Untersuchungen zur Messung von Elektronen mit dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter (BEMC) des HERA H1-Detektors

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Hans-Peter Kasselmann
aus Braunschweig

Hamburg
1994

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. H.-H. Duhm
Prof. Dr. W. Scobel

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. H.-H. Duhm
Prof. Dr. K. Wick

Leiter der Disputation: Prof. Dr. R. Langkau

Datum der Disputation: 30. September 1994

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. E. Lohrmann

Abstract

The backward electromagnetic calorimeter (BEMC) is an important part of the H1 detector for the measurement of the electron proton cross sections in the range of the kinematic variables $4\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ and $10^{-5} < x < 10^{-1}$ and is therefore an essential device for the determination of the proton structure function F_2. The BEMC is a lead scintillator calorimeter with readout by wavelength shifters and photodiodes. It consists out of 88 modules with radiation length of $21\,X_0$ and covers in the backward part of the H1-detector an angular range of $152^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$.
In this thesis several investigations concerning the BEMC are presented, including measurements caused by the change of the electronic shaping to a shorter time constant, measurements of the stability of the electronics with increasing temperature, pile-up studies, and the comparision of measurements at the DESY and CERN testbeams with different Monte Carlo simulations. The simulations show a good agreement with the shape of the electron, pion and muon energy spectra, but indicate that the description of the transversal and longitudinal shape of the electromagnetic showers could be improved. For electrons of 1-60 GeV the energy linearity is at the level of 1% and the energy resolution for one module was determined to be $\sigma/E = 8.8\%/\sqrt{E} \oplus 11.9\%/E \oplus 1\%$ (E in GeV). The transversal leakage for a central impact of a module is 3%, which can be related to a Molière radius of 3.3 cm. The longitudinal leakage is smaller than 1%. The longtime stability of the modules shows a decrease of the signal of 0.3%/month, which can be explained by ageing of the optical components. An additional decrease up to 0.6%/month for the modules with horizontal wavelength shifters indicates a pressure effect. The energy distribution of single diodes and module energy sums for a scan with electrons over the surface of a module was determined and shows a good agreement with optical measurements at the scintillator plates. The spatial reconstruction inside a modul is better than 1 cm for a special parametrization of the energy distribution. The separation of electrons and pions was studied, using cuts on the energy read out by the short wavelength shifters and the energy weighted cluster radius. The deviation of the cluster energies in detailed and fast simulations which occurs when an electron passes through a wavelength shifter was corrected at the ±1% level, not depending on the vertex. The examination of noise events, which were selected during the ep-data taking proves the stability of the electronics during the runs which were used in the F_2 analysis of 1992. For the data taken with the BEMC in 1993 several parameters, like the distributions of the energy and the θ- and ϕ-angles of the electrons, were compared to simulations generated with the MRSDH parametrization of F_2. The comparision shows a good agreement between the data and simulation.

Kurzfassung

Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter BEMC ist ein wichtiger Bestandteil des H1-Detektors für die Messung der Wirkungsquerschnitte der Elektron-Proton-Streuung im Bereich der kinematischen Variablen $4\,\mathrm{GeV}^2 < \mathrm{Q}^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ und $10^{-5} < \mathrm{x} < 10^{-1}$, und damit für die Bestimmung der Strukturfunktion F_2 des Protons. Das BEMC ist ein Blei-Szintillator-Kalorimeter mit einer Signalauslese über Wellenlängenschieber und Photodioden. Es besteht aus 88 Modulen einer Strahlungslänge von $21\,\mathrm{X}_0$ und überdeckt im Rückwärtsbereich des H1-Detektors einen Winkelbereich von ca. $152^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$.
In der vorliegenden Arbeit werden Ergebnisse von verschiedenen Untersuchungen am BEMC vorgestellt. Dazu gehören Messungen zur Umstellung der Elektronik auf eine kürzere Zeitkonstante, Messungen zur Temperaturstabilität der Elektronik, Pile-up-Untersuchungen, sowie die Analyse von DESY- und CERN-Teststrahlmessungen im Vergleich mit verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen. Die Simulationen geben die gemessenen Energiespektren von Elektronen, Pionen und Myonen gut wieder, zeigen aber, daß die transversale und longitudinale Parametrisierung des elektromagnetischen Schauers in der schnellen Simulation verbessert werden kann. Für Elektronen von 1-60 GeV liegt die Energielinearität bei 1% und die Energieauflösung für ein einzelnes Modul kann durch $\sigma/\mathrm{E} = 8.8\%/\sqrt{\mathrm{E}} \oplus 11.9\%/\mathrm{E} \oplus 1\%$ (E in GeV) beschrieben werden. Das transversale Leakage eines Moduls beträgt bei zentralem Einschuß ca. 3% und entspricht einem Molière-Radius von 3.3 cm. Das longitudinale Leakage ist kleiner als 1%. Die Untersuchung der Langzeitstabilität der Module am DESY-Teststrahl zeigt eine Signalabnahme von ca. 0.3%/Monat, die auf die Alterung der optischen Komponenten zurückzuführen ist. Zusätzlich zeigen die Module mit horizontal liegenden Wellenlängenschiebern eine Signalabnahme bis ca. 0.6%/Monat, die auf eine Druckbelastung der Wellenlängenschieber zurückgeführt wird. Für einen Ortsscan wurde die Verteilung der Energien auf die Dioden bzw. Module bestimmt und eine gute Übereinstimmung mit optischen Messungen an den Szintillatorplatten festgestellt. Die Parametrisierung der ortsabhängigen Energieverteilung führt zu einer Ortsrekonstruktion im Modul mit einer Genauigkeit, die besser als 1 cm ist. Die Elektron-Pion-Separation, die durch Cuts auf die von den kurzen Wellenlängenschiebern ausgelesene Energie bzw. auf den energiegewichteten Cluster-Radius erreicht wird, wurde bestimmt. Die Abweichung in den Cluster-Energien zwischen detaillierter und schneller Simulation, die bei der Durchquerung von Wellenlängenschiebern durch das Elektron festgestellt wurde, konnte so ausgeglichen werden, daß die Cluster-Energien beider Simulationen unabhängig vom Vertex besser als ±1% übereinstimmen. Durch die Analyse von Rauschereignissen, die während der ep-Datennahme aufgenommen wurden, wurde die elektronische Stabilität des BEMC für die Daten, die zur F_2-Analyse verwendet wurden, kontrolliert. Für die 1993 mit dem BEMC gemessenen Elektronen wurden verschiedene Meßgrößen, wie z.B. die Energie- und Winkelverteilungen der Elektronen mit Simulationen, die mit der MRSDH-Parametrisierung von F_2 generiert wurden, verglichen. Die Übereinstimmung von Daten und Simulation ist gut.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Untersuchung der tiefunelastischen Lepton-Hadron-Streuung (**DIS**)[1] ist ein wichtiges Gebiet zur Erforschung der Substrukturen von Hadronen. Leptonen bieten sich als "Sonden" für die Untersuchung der Substruktur von Hadronen an, da sie nach der heutigen Vorstellung punktförmige Teilchen sind und daher die Wirkungsquerschnitte der beobachteten Reaktionen durch die innere Struktur der Hadronen bestimmt werden.
Ein wichtiges Ergebnis von Analysen der tiefinelastischen Lepton-Hadron-Streuung ist u.a. der Hinweis auf punktförmige Konstituenten der Hadronen, die im Rahmen des Quark-Parton-Modells als Quarks interpretiert werden.
Bei allen bisher durchgeführten DIS-Untersuchungen wurden Leptonen an ruhenden Nukleonproben gestreut.[2]
Mit der Fertigstellung des Hadron-Elektron-Beschleunigers **HERA**[3] bei DESY in Hamburg wurde es erstmalig möglich, die Streuung von beschleunigten Elektronen an beschleunigten Protonen zu untersuchen.
Bei HERA werden Elektronen mit einer nominellen Energie von 26.7 GeV mit Protonen der nominellen Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht.[4] Im Schwerpunktssystem steht damit eine Energie von 296 GeV zur Verfügung, die einem Streuexperiment von ca. 50 TeV Elektronen an einer ruhenden Wasserstoffprobe äquivalent wäre. Das bei HERA maximal erreichbare Quadrat des Viererimpulsübertrages Q^2 liegt bei ca. $9 \cdot 10^4\,\mathrm{GeV}^2$, was einer Ortsauflösung im Proton von der Größenordnung $10^{-18}\,\mathrm{m}$ entspricht.
Für $Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ findet die tiefunelastische Streuung an Konstituenten des Protons statt, die nur einen sehr kleinen Impulsanteil x vom Gesamtimpuls des Protons haben. Diese Ereignisse zeichnen sich durch einen hohen Wirkungsquerschnitt aus und waren daher schon in der Anfangsphase der Datennahme bei noch geringer Luminosität zu untersuchen. Da in theoretischen Beschreibungen der DIS-Streuung bei kleinen x und Q^2 unterschiedliche Ansätze verwendet werden, ist die aus der Untersuchung der ep-Streuung hresultierende Bestimmung der Strukturfunktion F_2 des Protons von großem Interesse.
Neben der tiefunelastischen ep-Streuung bietet HERA auch die Möglichkeit andere physikalische Prozesse zu untersuchen. Weitere interessante Gebiete die bei HERA untersucht werden können, sind z.B. Ereignisse aus der Photoproduktion, die hadronischen Endzustände der ep-Streuung und die Suche nach neuen Teilchen, wie Leptoquarks oder Supersymmetrie-Teilchen, die von einigen Theorien vorhergesagt werden.
An zwei von vier Wechselwirkungspunkten, in denen die Elektronen- und Protonenstrahlen bei HERA zur Kollision gebracht werden, sind die Detektoren **H1** (Halle Nord) und **ZEUS** (Halle Süd) installiert. Im Juni 1992 hat der Meßbetrieb an beiden HERA-Detektoren begonnen und inzwischen liegen Meßdaten aus den Jahren 1992 und 1993 vor.
Das I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg ist am H1-Projekt u.a.

---

[1] **DIS**=**D**eep-**I**nelastic-**S**cattering

[2] Fixed-Target-Experimente

[3] **HERA**=**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage

[4] Der Designwert für die Energie des Elektronenstrahls liegt bei 30 GeV.

mit dem Bau des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters **BEMC**[5] beteiligt.
Das BEMC ist ein Blei-Szintillator-Samplingkalorimeter, das über Wellenlängenschieber mit Photodioden ausgelesen wird und im Rückwärtsbereich des H1-Detektors einen Winkelbereich von ca. $156^\circ \leq \theta \leq 174^\circ$ überdeckt.[6] Dies ist der Winkelbereich, in den Ereignisse mit $Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ gestreut werden.
Die wesentlichen Aufgaben des BEMC sind:

- Eine Energiemessung von Elektronen mit guter Energieauflösung
- Eine gute Homogenität der Signale über die gesamte Detektorfläche
- Die Ortsbestimmung der ins BEMC gestreuten Elektronen
- Die Unterstützung der Separation von Elektronen und Hadronen
- Die Selektion von Ereignissen durch einen eigenständigen Trigger

Voraussetzung für die Meßbarkeit von Elektronen und die Einbeziehung des BEMC in die Analyse der ep-Streuung ist ein gutes Verständnis der Eigenschaften des Detektors. Dazu dient die Analyse von Teststrahlexperimenten und der Vergleich zu Monte-Carlo-Simulationen. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die möglichst genaue Energiekalibration des Detektors und die Überwachung der elektronischen Eigenschaften und der Signalstabilität.

Im Rahmen der Untersuchungen am BEMC ist die vorliegende Arbeit entstanden, die sich in die folgenden Kapitel unterteilt:
Kapitel 1 beschreibt die Kinematik und Ereignistopologie bei HERA mit besonderer Berücksichtigung des kinematischen Bereiches kleiner x und Q^2, in dem das gestreute Elektron im BEMC nachgewiesen wird.
In **Kapitel 2** wird der HERA-Speicherring, der H1-Detektor und der H1-Trigger beschrieben.
Kapitel 3 gibt eine detaillierte Beschreibung des mechanischen Aufbaus des BEMC, der BEMC-Elektronik, sowie eine kurze Beschreibung des BEMC-Triggers **BSET**[7].
Kapitel 4 enthält Ergebnisse aus Untersuchungen an einzelnen Komponenten des BEMC, die vor der ersten Datennahme mit dem in den H1-Detektor eingebauten BEMC durchgeführt wurden.
Kapitel 5 stellt Ergebnisse aus Teststrahlmessungen vor, die an BEMC-Modulen bei DESY und beim CERN durchgeführt wurden, und vergleicht die Ergebnisse mit Monte-Carlo-Simulationen.
In **Kapitel 6** werden spezielle Monte-Carlo-Untersuchungen für Elektronen im BEMC beschrieben.
Kapitel 7 enthält Ergebnisse von Untersuchungen der elektronischen Stabilität der BEMC-Signale während der Datennahme.
Kapitel 8 enthält Untersuchungen an ep-Streuereignissen im BEMC, die mit dem H1-Detektor 1993 aufgenommen wurden.
Am Ende der Kapitel 4-8 werden die jeweiligen Ergebnisse in einem **Fazit** aufgelistet.

---

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

[6] Nach HERA-Konvention entspricht die Richtung des auslaufenden Protonstrahles der z-Achse des H1-Koordinatensystems. Die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Ringes und die y-Achse entsprechend senkrecht nach oben. Der Polarwinkel θ wird von der z-Achse aus bestimmt, d.h. die Rückwärtsrichtung liegt bei $\theta = 180^\circ$. Der Azimutalwinkel ϕ wird von der x-Achse aus bestimmt.

[7] **BSET**=**B**ackward-**S**ingle-**E**lectron-**T**rigger

Kapitel 1

HERA-Physik

HERA bietet als erster Beschleuniger der Welt die Möglichkeit, tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung von beschleunigten Elektron- und Protonstrahlen zu untersuchen. Die Strahlenergien können bei genügend hoher Luminosität in den Bereichen 10-35 GeV für den Elektronenstrahl und 300-1000 GeV für den Protonenstrahl variiert werden. Dadurch ist es möglich, den kinematisch zugänglichen Bereich, der durch die Energien von 26.7 GeV bzw. 820 GeV festgelegt ist, zu erweitern [FEL92].
Die tiefunelastische Streuung von Elektronen an Protonen bietet eine direkte Möglichkeit zur Messung der Strukturfunktionen des Protons, durch die der innere Aufbau des Protons beschrieben wird. Die Bestimmung der Strukturfunktionen erfolgt über die Messung des Wirkungsquerschnitts des ep-Streuprozesses.

1.1 Die Kinematik bei HERA

Abb. 1.1 zeigt ein Schema der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung $e\ p \longrightarrow\ l\ X$ in der niedrigsten Ordnung der Beschreibung im Quark-Parton-Modell. Die Wechselwirkung des einlaufenden Elektrons mit einem der drei Quarks des Protons erfolgt durch den Austausch eines Eichbosons der elektroschwachen Wechselwirkung. Je nach Art des Leptons im Endzustand werden **NC**-Ereignisse und **CC**-Ereignisse unterschieden.[1] Bei den NC-Ereignissen erfolgt der Viererimpulsübertrag zwischen Elektron und Quark durch den Austausch eines γ's oder eines Z^0-Bosons und das Lepton im Endzustand der Wechselwirkung ist ein Elektron. Bei CC-Ereignisse erfolgt der Viererimpulsübertrag durch den Austausch eines W^+- oder W^--Bosons. Dabei ist das Lepton im Endzustand der Wechselwirkung ein Neutrino. CC-Ereignisse sind gegenüber NC-Ereignissen bei kleinen Q^2 stark unterdrückt,[2] und die Raten werden erst für hohe Viererimpulsüberträge von $Q^2 \geq 1000\,\mathrm{GeV}^2$ vergleichbar [BLÜ93].
Nach der ep-Wechselwirkung fragmentiert das Proton in zwei Jets: den Stromjet, der sich als hadronischer Endzustand des an der Wechselwirkung beteiligten Quarks ausbildet und den Protonjet, der aus dem Diquark-"Rest" des Protons entsteht. Der Protonjet verläuft im Strahlrohr und wird nicht im Detektor beobachtet.
Experimentell meßbare Größen der ep-Streuung sind, bei NC-Ereignissen, die Winkel θ_l, ϕ_l des gestreuten Elektrons und θ_j, ϕ_j des Stromjets, sowie die Energien des gestreuten Elektrons E_l und des Stromjets E_j.
Bei CC-Ereignissen sind nur die Winkel θ_j, ϕ_j und die Energie E_j des Stromjets meßbar. Das Neutrino wird nicht detektiert.

---

[1] **N**C=**N**eutral-**C**urrent, **C**C=**C**harged-**C**urrent

[2] Im Wirkungsquerschnitt der CC-Ereignisse steht statt $1/Q^4$ der Term $1/(Q^2+M_W^2)^2$, der die Masse M_W des W-Bosons enthält.

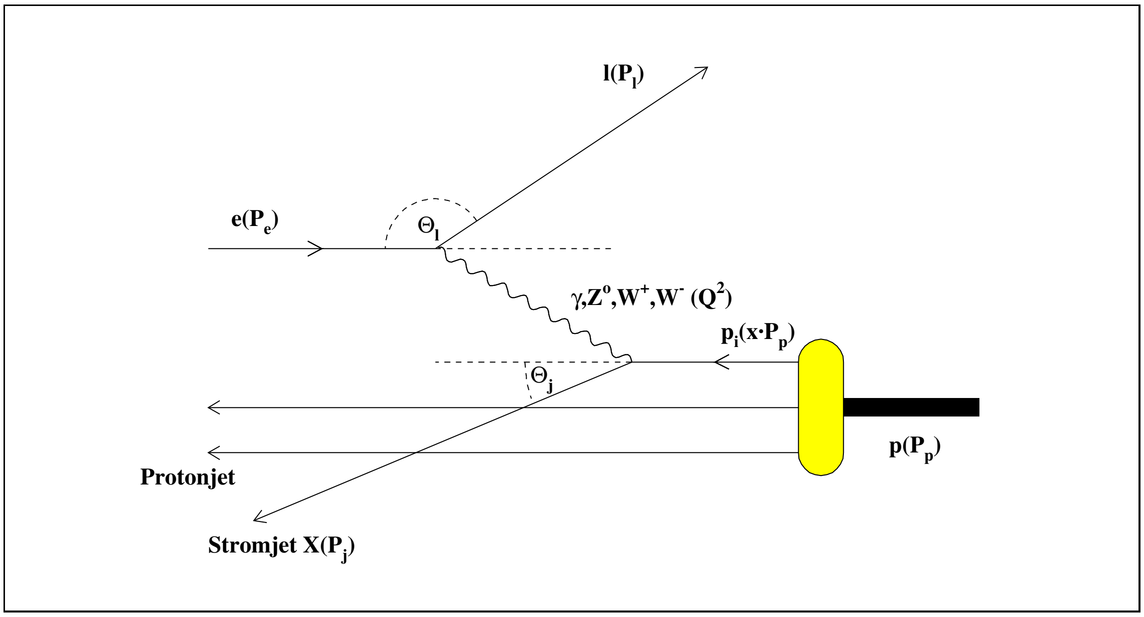


Abb. 1.1: **Schema der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung**
Für die Erklärung siehe Text.

Die Kinematik der ep-Streuung läßt sich bei fester Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ durch zwei unabhängige lorentzinvariante Variablen beschreiben. Normalerweise wird die Kombination (x,Q^2) bzw. (x,y) der kinematischen Variablen x, y und Q^2, die im Quark-Parton-Modell einfach zu interpretieren sind, zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes gewählt.
Wird die Richtung des auslaufenden Protonstrahles entsprechend des H1-Koordinatensystems als z-Richtung definiert und die Lage der x-z-Ebene so festgelegt, daß die Flugbahnen des einlaufenden und des gestreuten Elektrons in ihr verlaufen, so lassen sich die Viererimpulse $P_i = (E_i, p_{ix}, p_{iy}, p_{iz})$ der an der Reaktion beteiligten Teilchen unter Vernachlässigung der Ruhemassen des Protons und Elektrons[3] folgendermaßen darstellen:

Einlaufendes Elektron:	P_e	$=$	$(E_e, 0, 0, -E_e)$
Einlaufendes Proton:	P_p	$=$	$(E_p, 0, 0, E_p)$
Gestreutes Elektron:	P_l	$=$	$(E_l, E_l \sin\theta_l, 0, E_l \cos\theta_l)$
Stromjet (hadronischer Endzustand):	P_j	$=$	$(E_j, p_{j\perp}, 0, p_{j\|}) = \sum_H (E_H, p_{H\perp}, 0, p_{H\|})$

Die Summation zur Bestimmung des Viererimpulses des Stromjets geht über alle Hadronen des Stromjets ($\sum_H$).
Für die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ und die lorentzinvarianten kinematischen Variablen x, y und Q^2 folgt bei Vernachlässigung der Ruhemassen:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(P_e + P_p)^2} = 2\sqrt{E_e E_p} \tag{1.1}$$

---

[3] Die Vernachlässigung der Ruhemassen ist zulässig, da die Differenz p_z-E für das Elektron bzw. Proton von der Größenordnung 10^{-10} bzw. 10^{-6} ist, also $p_{ez}=E_e$ und $p_{pz}=E_p$ gesetzt werden kann.

$$x = \frac{Q^2}{2P_p q} \tag{1.2}$$

$$y = \frac{P_p q}{P_p P_e} = \frac{2P_p q}{s} = \frac{\nu}{\nu_{max}} \quad \text{mit} \quad \nu = \frac{P_p q}{M_p}, \; \nu_{max} = \frac{s}{2M_p} \tag{1.3}$$

$$Q^2 = -q^2 = -(P_e - P_l)^2 = -(P_j - P_p)^2 \tag{1.4}$$

$$W^2 = P_j^2 = (q + P_p)^2 = \frac{1-x}{x} Q^2 + M_p^2 \tag{1.5}$$

Im Quark-Parton-Modell lassen sich diese Größen folgendermaßen interpretieren:

- $\sqrt{s}$ ist die Schwerpunktsenergie, für die bei $E_p = 820\,\text{GeV}$ und $E_e = 26.7\,\text{GeV}$ ein Wert von 296 GeV folgt.[4]
- **x** ist die Bjorken-Skalenvariable, die im naiven Quark-Parton-Modell als der Impulsanteil des Protons interpretiert wird, den das getroffene Parton trägt. Der Viererimpuls des Partons ist dann xP_p - siehe Abb. 1.1. Es gilt $0 \leq x \leq 1$.
- **y** beschreibt im Ruhesystem des Protons den auf den maximal möglichen Energieübertrag ν_{max} normierten Energieverlust des Elektrons $\nu = E_e - E_l$ und es gilt $0 \leq y \leq 1$. M_p ist die Ruhemasse des Protons.
- **Q**^{2} ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages, durch das die räumliche Auflösung bestimmt wird, mit dem die Protonstruktur durch das Elektron "untersucht" wird.[5] Es gilt $0 \leq Q^2 \leq s$. Das maximale Q^2 beträgt $98596\,\text{GeV}^2$ bzw. $87576\,\text{GeV}^2$ für 30 GeV bzw. 26.7 GeV Elektronenenergie und 820 GeV Protonenergie.
- **W**^{2} ist das Quadrat der Masse des gesamten hadronischen Systems im Endzustand. Es gilt $M_p^2 \leq W^2 \leq s$. Für x=1 ist $W^2 = M_p^2$, d.h. x=1 kennzeichnet die elastische Streuung am Proton.

Zwischen x, y, Q^2 und s gilt der Zusammenhang $s = \frac{Q^2}{x\,y}$.

1.2 Topologie der ep-Streuung

Der große Unterschied in den Energien des Elektron- und Protonstrahls bestimmt wesentlich die Topologie der ep-Ereignisse.
In Abb. 1.2 a) und b) sind für NC-Ereignisse in der logarithmischen x,Q^2-Ebene Linien konstanter Energie und konstanten Polarwinkels für das gestreute Elektron (E_e,θ_e) und den Stromjet (E_j,θ_j) dargestellt. Der Akzeptanzbereich des BEMC ist in beiden Darstellungen hervorgehoben.
Verschiedene Bereiche von x und Q^2 können unterschieden werden:

- Für hohe Q^2 wird das Elektron in den Zentralbereich und der Stromjet in den Zentral- oder Vorwärtsbereich des H1-Detektors, d.h. in das LAr-Kalorimeter - siehe Kap. 2.2 - gestreut.

---

[4] Für die Designenergie des Elektronenstrahls $E_e = 30\,\text{GeV}$ liegt die Schwerpunktsenergie bei 314 GeV.

[5] Der kleinste Abstand Δ in 10^{-15} m, der im Proton aufgelöst werden kann, liegt in der Größenordnung von $\Delta = \hbar/Q = 0.197/Q$, mit Q in GeV.

- Für Werte von $Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ und $x \leq 10^{-3}$, wo die mit dem Elektron wechselwirkenden Partonen näherungsweise in Ruhe sind, wird das Elektron überwiegend in den Rückwärtsbereich des H1-Detektors gestreut und kann im BEMC registriert werden. In diesem kinematischen Bereich geht auch der Stromjet in die Rückwärtsrichtung, wobei die Energie des Stromjets mit abnehmender Elektronenergie zunimmt. Eine ausreichend gute Separation von Elektronen und Pionen ist in diesem kinematischen Bereich erforderlich. Hohe Raten von Untergrundereignissen im Rückwärtsbereich erschweren die zweifelsfreie Erkennung von ep-Ereignissen und stellen außerdem hohe Ansprüche an den Trigger.

- Für sehr kleine Q^2 von ca. $\leq 6\,\mathrm{GeV}^2$ kann das gestreute Elektron nur dann im BEMC gemessen werden, wenn der Wechselwirkungspunkt dieser Ereignisse in die positive z-Richtung gegenüber dem nominellen Vertex (z=0 cm) verschoben ist, da sonst die Bahn des gestreuten Elektrons im Strahlrohr verläuft. Durch die Vertexverschiebung von ±50 cm wird der Akzeptanzbereiches des BEMC von ca. $156° \leq \theta_e \leq 174°$ auf einen Bereich von $148° \leq \theta_e \leq 176°$ vergrößert - siehe Abb. 1.2.

- Für $y \lesssim 0.05$ und $Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ gibt es einen ausgedehnten Bereich, in dem die Energie des gestreuten Elektrons näherungsweise gleich der Energie des einlaufenden Elektrons ist: $E_e \simeq E_l$ (quasielastische Streuung des Elektrons). Dieser kinematische Bereich ist in Abb. 1.2 innerhalb der BEMC-Akzeptanz für Energien zwischen $25.7\,\mathrm{GeV} \leq E_l \leq 27.7\,\mathrm{GeV}$ zu erkennen. Die Ereignisse aus diesem Bereich bilden den kinematischen Peak, durch dessen Bestimmung die absolute Energiekalibration des BEMC ermöglicht wird.

1.3 Bestimmung der kinematischen Variablen x und Q^2

HERA bietet die Möglichkeit der Bestimmung der kinematischen Variablen aus den Meßgrößen des gestreuten Elektrons (Elektronmethode), des hadronischen Endzustand (Hadronmethode) oder aus Kombinationen der Meßgrößen des Elektrons und des Stromjets. Die Genauigkeit der Methoden wird im wesentlichen durch die absolute Energiekalibration und die Energieauflösung der Kalorimeter, sowie durch die Genauigkeit der Winkelmessungen in den Spurkammern bestimmt und ist außerdem vom betrachteten kinematischen Bereich abhängig.

Fehler in der Bestimmung von x und Q^2 können zu einer falschen Zuordnung der Ereignisse in die x,Q^2-Bins führen. Der Term $A(x,Q^2)$, der auch als "verschmierte" Akzeptanz bezeichnet wird, berücksichtigt diese Migrations-Effekte. Der "wahre" Wirkungsquerschnitt $\sigma(x,Q^2)$ berechnet sich dann aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt $\sigma_M(x,Q^2)$ nach [FEL87], [BEN91] mit:

$$\sigma(x, Q^2) = \frac{\sigma_M(x, Q^2)}{A(x, Q^2)} \qquad (1.6)$$

Elektronmethode

Die kinematischen Variablen x, y und Q^2 berechnen sich bei der Elektronmethode aus der Energie E_l und dem Polarwinkel θ_l des gestreuten Elektrons, unabhängig von jeder

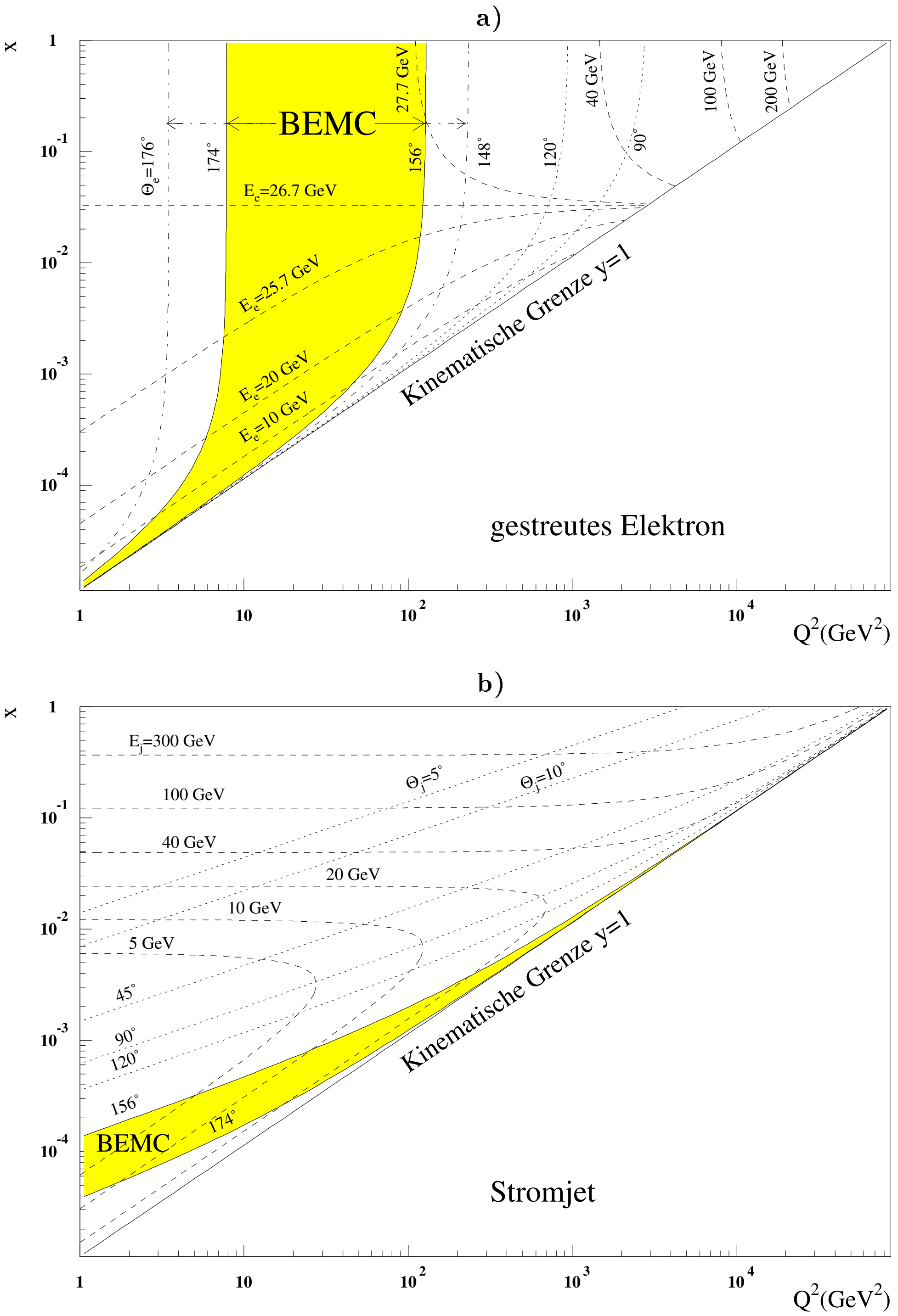


Abb. 1.2: **Kinematische x,Q^2-Ebene für das gestreute Elektron und den Stromjet für NC-Ereignisse**

Für die eingezeichneten Linien ist die Energie bzw. der Polarwinkel des gestreuten Elektrons in **a)** und die des Stromjets in **b)** konstant. Der Akzeptanzbereich des BEMC ist hervorgehoben und in der oberen Abbildung ist die Vergrößerung des Akzeptanzbereiches bei Berücksichtigung der Vertexverschiebung eingezeichnet.

Annahme über den hadronischen Endzustand, entsprechend:

$$\mathrm{x} = \frac{\mathrm{E_e E_l} \cos^2 \frac{\theta_l}{2}}{\mathrm{E_p}(\mathrm{E_e} - \mathrm{E_l} \sin^2 \frac{\theta_l}{2})} \tag{1.7}$$

$$\mathrm{y} = \frac{\mathrm{E_e} - \mathrm{E_l} \sin^2 \frac{\theta_l}{2}}{\mathrm{E_e}} \tag{1.8}$$

$$\mathrm{Q}^2 = 4\mathrm{E_e E_l} \cos^2 \frac{\theta_l}{2} \tag{1.9}$$

Aus Gl. 1.7, Gl. 1.8 und Gl. 1.9 folgen dann die relativen Fehler in der Bestimmung von x, y und Q^2 als:

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

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

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

Das Zeichen $\oplus$ steht für die quadratische Addition der Fehlerterme.
Für die Anwendbarkeit der Elektronmethode ergeben sich die folgenden Konsequenzen:

- Für kleine y ist die x-Bestimmung mit einer großen Unsicherheit verbunden, die durch den 1/y-Term in Gl. 1.10 bestimmt wird. Bei Werten von $y \leq 0.1$ ist eine x-Bestimmung durch die Elektronmethode nicht sinnvoll, da sich dann der differentielle Wirkungsquerschnitt, bei einer Genauigkeit der absoluten Energiekalibration von 1%, um $\geq$ 10% verändert [FEL92]. Die Präzision der absoluten Energiekalibration bestimmt die Grenze der Anwendbarkeit der Elektronmethode.

- Die Unsicherheit in der x-Bestimmung durch die Ungenauigkeit in der Winkelmessung wird nur bei großen x- und kleinen Q^2-Werten signifikant.

- Mit der Ausnahme des Bereiches großer Polarwinkel ($\theta \geq 170°$) ist, bei einer Winkelauflösung, die im Bereich einiger mrad liegen, die Meßbarkeit von Q^2 gut.

Hadronmethode

Die Berechnung der kinematischen Variablen aus dem hadronischen Endzustand erfolgt mit:

$$\mathrm{x_j} = \frac{\mathrm{E_j} \cos^2 \frac{\theta_j}{2}}{\mathrm{E_p}(1 - \frac{\mathrm{E_j}}{\mathrm{E_e}} \sin^2 \frac{\theta_j}{2})} \tag{1.13}$$

$$\mathrm{y_j} = \frac{\mathrm{E_j}}{\mathrm{E_e}} \sin^2 \frac{\theta_j}{2} \tag{1.14}$$

$$\mathrm{Q_j^2} = \frac{\mathrm{E_j^2} \sin^2 \theta_j}{1 - \frac{\mathrm{E_j}}{2\mathrm{E_e}}(1 - \cos\theta_j)} \tag{1.15}$$

Bei der Bestimmung von E_j und θ_j geht der zur Identifizierung des Stromjets verwendete Algorithmus ein, was dazu führen kann, das die Kinematik falsch bestimmt wird.

Die Berechnung von x, y, und Q^2 ohne Verwendung eines speziellen Jetalgorithmus kann mit der Jacquet-Blondel-Methode (JB-Methode) erfolgen [JAC79]. Ersetzt man in Gl. 1.3 den Impulsübertrag q durch den Term $(P_j - P_p)$, folgt für y:

$$y = \frac{P_p q}{P_p P_e} = \frac{P_p (P_j - P_p)}{P_p P_e} \tag{1.16}$$

Mit

$$P_j = \sum_H (E_H, p_{Hx}, p_{Hy}, p_{Hz}) \tag{1.17}$$

folgt dann:

$$y_{JB} = \frac{1}{2E_e} \sum_H (E_H - p_{Hz}) \tag{1.18}$$

Für Q^2_{JB} und x_{JB} gelten dann die folgenden Gleichungen:

$$Q^2_{JB} = \frac{\left(\sum_H p_{Hx}\right)^2 + \left(\sum_H p_{Hy}\right)^2}{1 - y_{JB}} = \frac{\left(\sum_H p_{Ht}\right)^2}{1 - y_{JB}} = \frac{p^2_{jt}}{1 - y_{JB}} \tag{1.19}$$

$$x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{y_{JB}\, s} \tag{1.20}$$

Der Größe p_{jt} ist der transversale Gesamtimpuls des Stromjets, der sich als Summe der Quadrate der x- und y-Komponenten der Impulse aller Hadronen im Endzustand ergibt. Aus den Gl. 1.18 und Gl. 1.19 ist ersichtlich, daß der Beitrag der Hadronen des Stromjets, die in die extreme Vorwärtsrichtung gestreut werden, also deren Impulskomponente in z-Richtung p_{Hz} näherungsweise gleich der Energie E_H ist, zur Bestimmung von y_{JB} und Q^2_{JB} gering ist. Der Meßfehler durch Hadronen, die im Strahlrohr verlaufen und nicht gemessen werden können, ist daher gering.

Kombinierte Elektron- und Hadronmessung

Zwei kombinierte Methoden, bei denen sowohl Informationen des gestreuten Elektrons als auch Informationen des Stromjets zur Berechnung der kinematischen Variablen herangezogen werden, sind die Doppelwinkelmethode und die gemischte Methode.
Bei der **Doppelwinkelmethode** werden x, y und Q^2 aus den Polarwinkeln des gestreuten Elektrons θ_e und des Stromjets θ_j berechnet:

$$x_{\theta_e,\theta_j} = \frac{E_e}{E_p} \frac{\sin\theta_e + \sin\theta_j + \sin(\theta_e + \theta_j)}{\sin\theta_e + \sin\theta_j - \sin(\theta_e + \theta_j)} \tag{1.21}$$

$$y_{\theta_e,\theta_j} = \frac{\sin\theta_e (1 - \cos\theta_j)}{\sin\theta_e + \sin\theta_j - \sin(\theta_e + \theta_j)} \tag{1.22}$$

$$Q^2_{\theta_e,\theta_j} = 4E_e^2 \frac{\sin\theta_j (1 + \cos\theta_e)}{\sin\theta_e + \sin\theta_j - \sin(\theta_e + \theta_j)} \tag{1.23}$$

Der Winkel des Stromjets θ_j kann aus der JB-Methode durch Summation über alle Hadronen im Endzustand bestimmt werden [BEN91]:

$$\cos\theta_j = \frac{\sum_H E_H \cos\theta_j}{\sum_H E_H} \tag{1.24}$$

Die Doppelwinkelmethode ermöglicht die Bestimmung der kinematischen Variablen unabhängig von der Energieskala der Kalorimeter. Durch die Berechnung der in den Kalorimetern deponierten Energie läßt sich dann die absolute Energiekalibration der Kalorimeter überprüfen.
Aus den beiden Winkeln θ_e und θ_j und der im Detektor gemessenen Energie des gestreuten Elektrons E_l kann die Energie des Elektrons vor der Streuung E_e^r bestimmt werden, die im Falle von radiativen Ereignissen, bei denen das einlaufende Elektron vor der Streuung ein Photon abstrahlt und Energie verliert, nicht gleich der Elektronenstrahlenergie E_e ist.
Für E_e^r folgt [BEN91]:

$$E_e^r = E_l \frac{\sin\theta_e + \sin\theta_j - \sin(\theta_e + \theta_j)}{2\sin\theta_j} \tag{1.25}$$

Bei der **gemischten Methode** wird Q^2 mit der Elektronmethode bestimmt und y mit der Hadronmethode:

$$Q^2_{mix} = Q^2 \quad \text{(siehe Gl. 1.9)} \tag{1.26}$$

$$y_{mix} = y_{JB} \quad \text{(siehe Gl. 1.18)} \tag{1.27}$$

$$x_{mix} = \frac{Q^2}{y_{JB}\, s} \tag{1.28}$$

Die gemischte Methode ist für den kinematischen Bereich von $y < 0.1$ gut geeignet, da die Bestimmung von y mit der Hadronmethode in diesem Bereich mit kleineren Unsicherheiten behaftet ist als die Bestimmung mit der Elektronmethode [BER91].
Die Elektronmethode und die gemischte Methode wurde für die ersten Messungen der tiefunelastischen ep-Streuung bei kleinem x mit dem H1-Detektor verwendet [H1C92d], [H1C93c].

Abb. 1.3 zeigt schematisch den Bereich, in dem die kinematischen Variablen x und Q^2 der ep-Streuung mit dem H1-Detektor mit einer Genauigkeit von $\leq 10\%$ gemessen werden können. Dies gilt allerdings nur unter der Voraussetzung einer Energiekalibration und -auflösung der elektromagnetischen (hadronischen) Kalorimeter von 1% (2%) und $10\%/\sqrt{E}$ ($50\%/\sqrt{E}$). Die Grenzen dieses Bereiches, die u.a. auch durch die Detektorakzeptanz bestimmt werden, sind - entsprechend Abb. 1.3 - näherungsweise folgendermaßen festgelegt [FEL87], [KLE91]:

a Akzeptanzgrenze des BEMC unter Berücksichtigung der Vertexverschiebung von ±50 cm $\Rightarrow\ \theta \leq 175°$

b Fehler der x-Bestimmung nach der Elektronmethode für kleine y-Werte $\Rightarrow\ y \geq 0.1$

c Minimale Energie des hadronischen Endzustands bei Anwendung der Hadronmethode $\Rightarrow\ \sum E_H \geq 5\,\text{GeV}$

d Fehler der Bestimmung der kinematischen Variablen mit der Hadronmethode bei kleinen y-Werten $\Rightarrow\ y \geq 0.03$

e Strahlrohrgrenze bei der Bestimmung des Stromjet-Winkels $\Rightarrow\ \theta_j \geq 5°$

f Große Migrationseffekte bzw. Akzeptanzverschmierung $\Rightarrow\ x \leq 0.7$

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

Die Beschreibung des H1-Detektors erfolgt in Kap. 2.2.

1.4 Die Strukturfunktionen des Protons

Streuexperimente, die in den 60er Jahren mit hochenergetischen Elektronen von ≤ 20 GeV an ruhenden Wasserstofftargets durchgeführt wurden, haben ergeben, daß die Strukturfunktionen F_1 und F_2 des Protons von der Skalenvariablen $x = \frac{Q^2}{2M_p\nu}$ (Bjorken-x) abhängig sind. Dieses, als Skalierung bezeichnete, Verhalten der Strukturfunktionen F_1 und F_2 wurde theoretisch vorhergesagt und stand in Widerspruch zur Beschreibung der Streuung mit dem elastischen Formfaktor, der mit zunehmenden Q^2 gegen Null gehen sollte - siehe z.B. [ROB90], [TAY92], [SCI92].

Als Erklärung dieses neuen Phänomens wurde die Existenz von quasifreien, punktförmigen, geladenen Partonen im Proton angenommen, an denen die virtuellen Photonen streuen. Im Quark-Parton-Modell wurden die Partonen als Quarks identifiziert. Der Wirkungsquerschnitt der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung wird im Rahmen dieses Modells als inkohärente Summe von Photon-Parton-Wirkungsquerschnitten verstanden. Für hohe Protonimpulse P_p ist das Produkt xP_p der Impuls des Partons, an dem elastisch gestreut wird. Der Wirkungsquerschnitt der Streuung hängt von der Wahrscheinlichkeit $q_f(x)$ ab, ein Quark vom Flavour f mit einem Impuls xP_p zu finden. In späteren Experimenten wurde festgestellt, daß die Quarks im Proton nur ca. 50% des Gesamtimpulses tragen. Außerdem wurde eine schwache logarithmische Abhängigkeit der Strukturfunktionen von Q^2, d.h. die Verletzung des Skalierungsverhaltens, gezeigt. Aus den Erkenntnissen der ep-Streuung wurde eine nichtabelsche Eichtheorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD) entwickelt - siehe z.B. [ROB90], [TAY92], [SCI92].

In der QCD wird das Proton als ein Teilchen beschrieben, daß aus drei Valenzquarks besteht, die sich in einem "See" von masselosen, elektrisch neutralen Gluonen befinden. Die Gluonen sind die Eichbosonen der starken Kraft, die analog zur Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung, der Quantenelektrodynamik (QED), die Wechselwirkung zwischen Quarks und Antiquarks vermitteln. In Analogie zur QED können Gluonen von Quarks gemäß $q \rightarrow qg$ abgestrahlt werden oder Quark-Antiquark-Paare entsprechend $g \rightarrow q\bar{q}$ erzeugt werden. Im Unterschied zu den elektrisch neutralen Photonen in der QED tragen Gluonen eine Farbladung und können somit direkt miteinander wechselwirken. Die Selbstkopplung der Gluonen führt zu Prozessen wie $g \rightarrow gg$ oder $gg \rightarrow gg$. Im Rahmen der QCD sind es die Gluonen, die die fehlenden 50% des Protonimpulses tragen.

Die Wechselwirkung von Quarks und Gluonen wird durch die Kopplungskonstante α_s bestimmt, für die in der einfachsten Näherung gilt - siehe z.B. [AIT89]:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)} \tag{1.29}$$

In dieser Gleichung ist N_f die Anzahl der Flavours und Λ ein freier Parameter der Theorie, der experimentell bestimmt werden muß. Für den Grenzfall großer Q^2 geht α_s gegen Null, so daß störungstheoretische Berechnungen möglich sind. Das Quark-Parton-Modell mit der Betrachtung der Quarks als freie Konstituenten des Protons ist als Näherung der

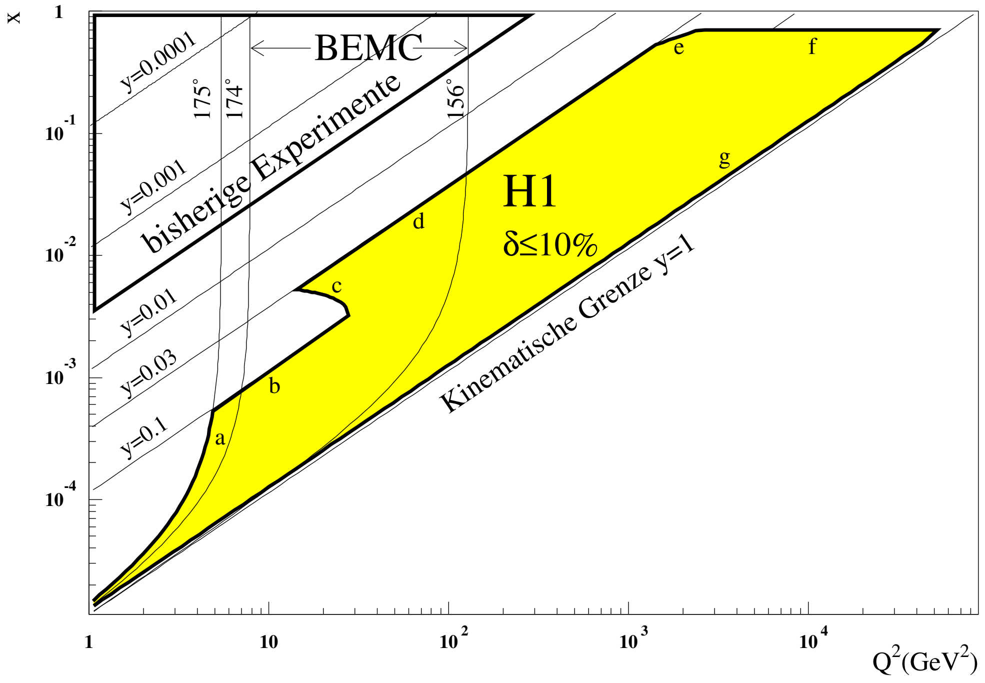


Abb. 1.3: **Kinematischer Bereich des H1-Detektors für die Bestimmung der kinematischen Variablen x und Q^2 mit einer Genauigkeit $\leq$ 10%**
Neben dem mit dem H1-Detektor zugänglichen kinematischen Bereich, in dem die Messung der kinematischen Variablen x und Q^2 der ep-Streuung mit einer Genauigkeit $\delta \leq 10\%$ möglich ist, zeigt die Abbildung auch den Akzeptanzbereich des BEMC sowie den kinematischen Bereich von früheren DIS-Experimenten mit ruhenden Nukleonproben.
Für die Erklärung der Grenzen des kinematischen Bereiches, in dem x und Q^2 mit einer Genauigkeit $\delta \leq 10\%$ (a-g) gemessen werden kann, siehe Text.

QCD für hinreichend große Q^2 anzusehen und ermöglicht die Beschreibung von Elektron-Proton-Streuungen bei großen Q^2.
Die kinematische Grenze der Experimente der tiefunelastischen ep-Streuung zur Messung der Strukturfunktionen des Protons liegt für Experimente mit ruhenden Nukleonproben bei maximalen Q^2-Werten von ca. 200 GeV^2 und minimalen x-Werten von ca. 10^{-2}.[6]
HERA erweitert diese Grenzen um jeweils zwei Größenordnungen auf Werte von Q^2 bis ca. 10^5 GeV^2 und x-Werte bis ca. 10^{-4}.

---

[6] Diese Experimente wurden am CERN (z.B. EMC und BCDMS) und am FERMILAB durchgeführt - siehe z.B. [SCI92].

1.4.1 Strukturfunktion und Partonverteilungen des Protons

Für den kinematischen Bereich des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters, in dem der Viererimpulsübertrag sehr viel kleiner als die Masse des Z^0-Bosons[7] ist ($Q^2 \ll M^2_{Z^0}$), d.h. für einen Bereich bis $Q^2 \leq 500\,\mathrm{GeV}^2$ [KLE90], kann die ep-Streuung durch einen reinen γ-Austausch beschrieben werden.

Der doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitt für die unpolarisierte ep-Streuung mit neutralem Strom $e\,p \longrightarrow e\,X$ läßt sich in der niedrigsten Ordnung der Kopplungskonstanten α,[8] d.h. in der Born'schen Näherung, für den reinen γ-Austausch in Abhängigkeit der Strukturfunktionen F_1 und F_2 folgendermaßen schreiben:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[2xy^2F_1(x,Q^2) + 2(1-y)F_2(x,Q^2)\right] \tag{1.30}$$

Mit der Beziehung

$$2xF_1(x,Q^2) = \frac{F_2(x,Q^2)}{1+\frac{\sigma_L}{\sigma_T}} = \frac{F_2(x,Q^2)}{1+R} \tag{1.31}$$

folgt dann für den Wirkungsquerschnitt der tiefunelastischen ep-Streuung, in dem nur die elektromagnetischen Anteile berücksichtigt werden, der Ausdruck:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[2(1-y) + \frac{y^2}{1+R}\right]F_2(x,Q^2) \tag{1.32}$$

R ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Absorption von longitudinal und transversal polarisierten virtuellen Photonen[9] und kann nur durch Messungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien bestimmt werden. Für die Messung der Wirkungsquerschnitte bei einer festen HERA-Energie muß ein theoretisch bestimmter Wert von R angenommen werden - siehe z.B. [H1C93c], wo für verschiedene x- und Q^2-Intervalle Werte für R zwischen 0.15 und 0.42 zur Bestimmung von F_2 verwendet wurden.[10]

Im Quark-Parton-Modell kann die Strukturfunktion F_2 als Linearkombination der Impulsverteilungsfunktionen der Quarks $q_f(x,Q^2)$ und Antiquarks $\bar{q}_f(x,Q^2)$ mit Flavour f verstanden werden. Für kleine Q^2 wird F_2 zur rein elektromagnetischen Strukturfunktion F_2^{em} und läßt sich dann im Quark-Parton-Modell als

$$F_2^{em}(x,Q^2) = x\sum_f e_f^2\left[q_f(x,Q^2) + \bar{q}_f(x,Q^2)\right] \tag{1.33}$$

schreiben, wobei e_f die flavourabhängige Quarkladung ist.

Für kleine x wird die Gluonverteilung im Proton immer dominierender und Effekte, die nicht durch störungstheoretische Ansätze beschrieben werden können, treten auf. Ergebnisse der tiefunelastischen ep-Streuung bei kleinen x und Q^2 bei HERA sind für die Überprüfung und Erweiterung der theoretischen Beschreibung der bei kleinem x auftretenden Effekte von großer Bedeutung.

---

[7] Das Z^0-Boson hat eine Masse von M_{Z^0}=91.17 GeV [REV92].

[8] Für die auch als Feinstrukturkonstante bezeichnete dimensionslose Größe α gilt: α=1/137.035 [REV92]

[9] Im Unterschied zu realen Photonen, die nur eine transversale Polarisation besitzen, können virtuelle Photonen auch longitudinal polarisiert sein.

[10] Wird der Wirkungsquerschnitt für die longitudinale Polarisation σ_L vernachlässigt folgt aus Gl. 1.31 die Callan-Gross-Relation $2xF_1(x,Q^2)=F_2(x,Q^2)$.

Die Bestimmung der Impulsverteilungsfunktionen der Quarks beginnt mit einer Parametrisierung der Partonverteilung für ein hinreichend großes Q_0^2 von 4-5 GeV^2 und kann dann für größere Q^2 durch störungstheoretische QCD-Berechnungen bestimmen werden.

Als Beispiel einer Parametrisierung der Partonverteilung gilt für die MRS-Parametrisierung bei $Q_0^2 = 4\,\mathrm{GeV}^2$ mit $q_{uv}=q_u - q_{\bar u}$ und $q_{dv}=q_d - q_{\bar d}$ - siehe [MAR93]:

Valenzquarks u,d : $x(q_{uv} + q_{dv}) = A_{ud}x^{\eta_1}(1-x)^{\eta_2}(1+\epsilon_{ud}x^{0.5}+\gamma_{ud}x)$
Valenzquark d : $xq_{dv} = A_d x^{\eta_3}(1-x)^{\eta_4}(1+\epsilon_d x^{0.5}+\gamma_d x)$
Seequarks : $2x(q_{\bar u}+q_{\bar d}+q_{\bar s}) = A_s x^{-\lambda}(1+\epsilon_s x^{0.5}+\gamma_s x)(1-x)^{\eta_s}$
Gluonen : $xq_g = A_g x^{-\lambda}(1+\gamma_g x)(1-x)^{\eta_g}$

	Valenzquarks							
	η_1	η_2	ϵ_{ud}	γ_{ud}	η_3	η_4	ϵ_d	γ_d
MRS D^0	0.45	3.91	2.46	3.32	0.35	4.66	11.4	3.0
MRS D^-	0.46	3.84	3.16	2.05	0.24	4.59	34.4	9.0

	Seequarks					Gluonen			
	A_s	λ	ϵ_s	γ_s	η_s	A_g	λ	γ_g	η_g
MRS D^0	1.93	0	-2.68	7.38	10	2.72	0	0	5.1
MRS D^-	0.054	0.5	19.5	-3.28	6.5	0.315	0.5	12	5.1

Die Parameter η_i, ϵ_i, γ_i und A_i folgen bei festem λ aus der Anpassung an die Meßdaten. A_s (oder A_g) werden durch die Impuls-Summenregel und die Koeffizienten A_{ud} und A_d durch die Flavour-Summenregel festgelegt. Der Beitrag der schweren c- und b-Seequarks wird durch den Gluonprozess $g \rightarrow q\bar{q}$ berücksichtigt.

Die MRS D^0-Parametrisierung sagt einen flachen, die MRS D^--Parametrisierung einen steilen Anstieg der Strukturfunktion F_2 des Protons für kleine Werte von x voraus. Die unterschiedlichen Steigungen der MRS-Parametrisierungen bei kleinen x kommen durch den Einfluß des λ-Parameters - $\lambda = 0$ für MRS D^0 und $\lambda = -0.5$ für MRS D^- - der Seequark- und Gluonverteilung zustande.

Im Unterschied zur MRS-Parametrisierung geht die GRV-Parametrisierung davon aus, daß das Proton bei sehr kleinen Q^2-Werten von 0.2-0.3 GeV^2 aus Valenzquarks und Gluonen, die sich wie Valenzquarks verhalten, besteht [GLÜ90]. Für größere Q^2-Werte werden die Seequark- und Gluonverteilung durch Abstrahlung erzeugt. Die GRV-Parametrisierung sagt ebenfalls einen steilen Anstieg der Strukturfunktion F_2 für kleine Werte von x voraus.

1.4.2 Die Strukturfunktion F_2 des Protons bei kleinen x

Für den kinematischen Bereich kleiner x und hinreichend großer Q^2, in dem die Gluonverteilung die ep-Streuprozesse wesentlich bestimmt, gibt es mehrere verschiedene Parametrisierungen der Strukturfunktion F_2, die alle die existierenden Daten gut beschreiben, aber in der Extrapolation zu kleinen x stark differieren.[11]

In Abb. 1.4 a) sind schematisch vier kinematische Regionen A, B, C und D in der x,Q^2-Ebene gekennzeichnet, die durch Grenzlinien voneinander getrennt sind. Der genaue Verlauf dieser Grenzlinien ist nur näherungsweise bekannt.

---

[11] Verschiedene Parametrisierungen von Partonverteilungen findet sich z.B. in [GLÜ90], [PLO92], [MAR93], [MAR93a], [MAR93b], sowie in [BLÜ93].

In den vier Regionen gelten verschiedene theoretische Ansätze zur Beschreibung der QCD-Prozesse - siehe z.B. [BAR91], [LEV91a], [LEV92]:

- **Region A** ist das Gebiet der Standard-QCD-Entwicklung, wo Q^2 hinreichend groß und α_s entsprechend klein ist, so daß eine störungstheoretische Beschreibung mit der LLA(Q^2)-Näherung[12] möglich ist. Die Entwicklungsgleichung, die für diesen kinematischen Bereich verwendet wird, ist die von Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi beschriebene GLAP-Gleichung, in der die Splitting-Funktionen der Quarks und Gluonen P_{qq}, P_{qg}, P_{gq} und P_{gg} die Dynamik der Kopplungsprozesse q→qq, q→qg, g→gq und g→gg beschreiben. Ergebnisse von DIS-Experimenten, die in dieser kinematischen Region liegen, werden durch die störungstheoretische QCD-Entwicklung mit der GLAP-Gleichung gut beschrieben. Für den Bereich kleiner x wird in dieser Region eine Impulsverteilung der Gluonen (und Seequarks) entsprechend

  $$x q_g \sim x^{-\lambda} \tag{1.34}$$

  mit $\lambda \simeq 0.5$ erwartet (Lipatov-Verhalten).

- **Region B** ist die Übergangsregion zu kleineren x-Werten bei mittlerem Q^2 in denen die LLA(Q^2)-Entwicklung der QCD mit einigen Einschränkungen, wie z.B. der Berücksichtigung von nichtlinearen Termen in der Entwicklungsgleichung, noch gültig ist. Die Beschreibung durch die Standard-QCD-Entwicklung, ausgehend von der GLAP-Gleichung würde ohne einen nichtlinearen Korrekturterm im kinematischen Bereich kleiner x eine unphysikalisch hohe Dichte der Gluonen vorhersagen.[13] Eine Entwicklungsgleichung, die lineare und nichtlineare Terme enthält, ist die von Gribov, Levin und Ryskin beschriebene GLR-Gleichung. Durch den nichtlinearen Term in der GLR-Gleichung können Effekte der Rekombination oder Annihilation von Gluonen berücksichtigt werden, die bei kleinen x erwartet werden. Diese durch die Wechselwirkung von Gluonen untereinander hervorgerufenen Effekte, die auch als Screening- oder Shadowing-Effekte bezeichnete werden, führen zu einer Dämpfung der Gluonendichte und stehen im Widerspruch zur Standard-QCD-Entwicklung, bei der die Partonen als freie Teilchen behandelt werden. Der nichtlineare Term in der GLR-Gleichung enthält einen experimentell zu bestimmenden Radius-Parameter, der ein Maß für den Beginn der Überlappung der Gluonen ist.

- **Region C** ist das experimentell und theoretisch interessante Gebiet kleiner x und hinreichend großer Q^2, in dem es bisher keine auf der QCD basierende Theorie gibt. Die Gluonensättigung und -rekombination wird hier im gesamten Proton erreicht sein. Für Werte von $Q^2 > Q_0^2$ ist es allerdings denkbar, das auch neue Effekte in diesem Gebiet durch die Standard-QCD-Entwicklung mit störungstheoretischem Ansatz beschrieben werden können.

---

[12] LLA bedeutet die Approximation der Entwicklungsgleichung für $Q_0^2 \rightarrow Q^2$ nach dem führenden Logarithmus-Term von Q^2 (Leading-Log-Approximation).

[13] Der totale Wirkungsquerschnitt der virtuellen Photon-Proton-Streuung würde stärker wachsen als das Quadrat des Protonenradius, was eine Verletzung der Unitarität bedeutet - siehe z.B. [FEL92].

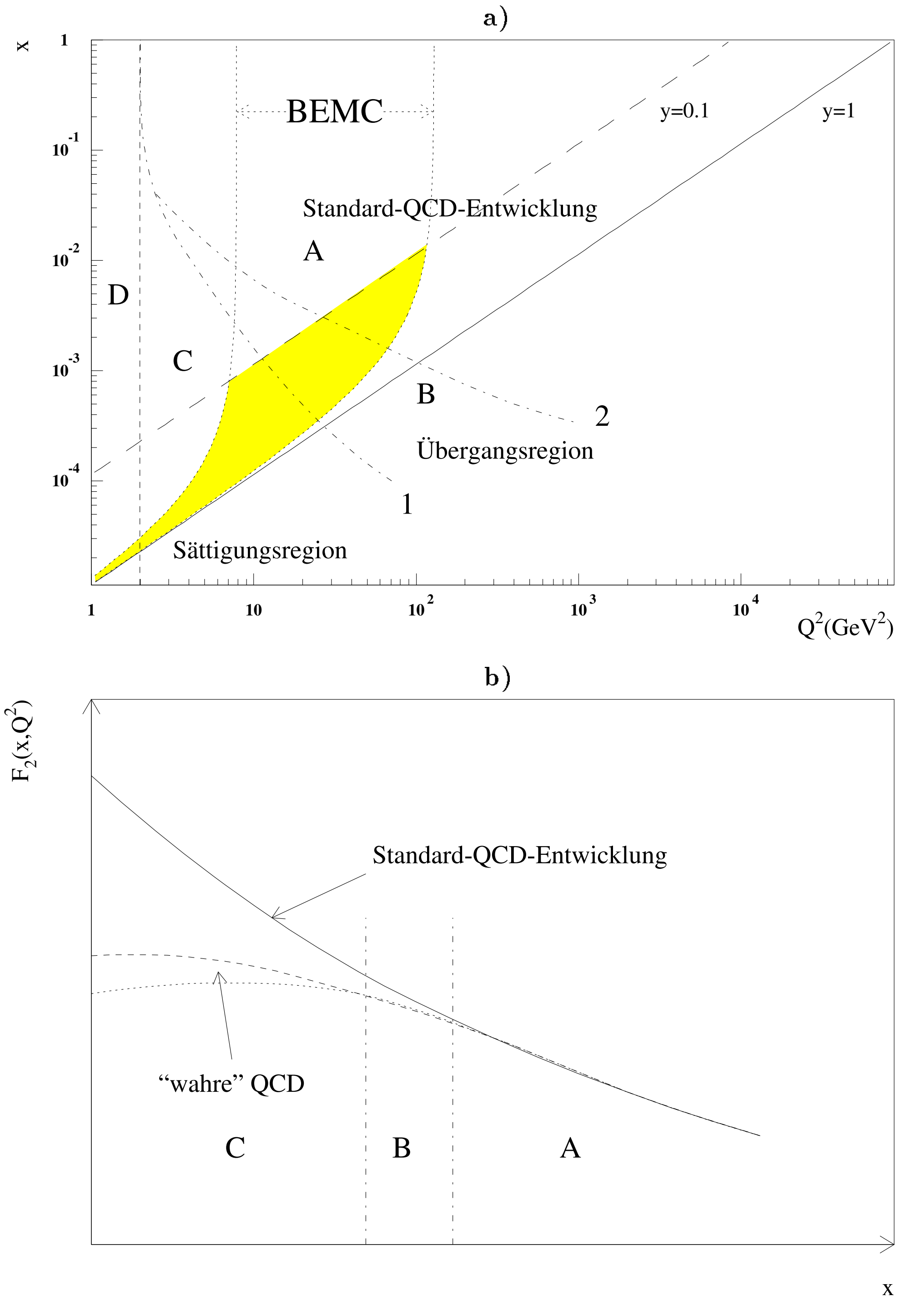


Abb. 1.4: **Strukturfunktion des Protons für kleine x**
a) zeigt die Bereiche unterschiedlicher theoretischer Beschreibung der Prozesse in der x,Q^2-Ebene - der Akzeptanzbereich des BEMC ist hervorgehoben und **b)** zeigt das schematisierte Verhalten der Strukturfunktion F_2 des Protons als Funktion von x bei festem Q^2 (ca. $3 \leq Q^2 \leq 80\,\mathrm{GeV}^2$). Beide Abbildungen sind in Anlehnung an [BAR91] entstanden.

- **Region D** ist das Gebiet in dem ein störungstheoretischer Ansatz zur Beschreibung der QCD-Prozesse nicht möglich ist. Hier wird die Regge-Theorie zur Beschreibung der Phänomene herangezogen. Im einfachen Regge-Parton-Modell folgt für die Gluonverteilung mit dem Regge-Pol bzw. der Pomeron-Trajektorie $\alpha_P(0) \simeq 1$:

  $$\mathrm{xq_g} \sim \mathrm{x}^{1-\alpha_P(0)} = \mathrm{konstant} \tag{1.35}$$

  Würde sich in diesem Bereich auch ein Verhalten der Gluondichte gemäß Gl. 1.34 im Experiment zeigen, so wäre dies ein Indiez für die Existenz eines sogenannten Lipatov-Pomerons mit $\alpha_P - 1 = \lambda$.

Da der genaue Verlauf der Grenzlinien nur näherungsweise bekannt ist, kann es sein, daß die Sättigungsregion erst bei noch kleineren x und Q^2, als es in der Abbildung dargestellt ist, erreicht wird.
In Abb. 1.4 b) ist der Einfluß der Dämpfung der Gluonendichte in der Übergangs- und Sättigungsregion auf die Strukturfunktion F_2 für verschiedene x schematisch dargestellt. Der wesentliche Effekt der Dämpfung ist eine für kleine x konstante oder sogar schwach abnehmende Strukturfunktion F_2, die im Widerspruch zu der auch für kleine x stark ansteigenden Strukturfunktion der Standard-QCD-Entwicklung steht.
Abb. 1.4 a) zeigt, daß der Akzeptanzbereich des BEMC in der x,Q^2-Ebene Teilbereiche der Regionen A, B und C überdeckt. Es ist daher eventuell möglich mit dem BEMC die Strukturfunktion F_2 in Abhängigkeit von x in der in Abb. 1.4 b) dargestellten Weise zu messen und die Gültigkeit der verschiedenen F_2-Parametrisierungen zu überprüfen.

Erste Ergebnisse der Messungen der tiefunelastischen ep-Streuung bei kleinen x am H1-Detektor liegen inzwischen vor [H1C92d], [H1C93c], [H1C93e] und zeigen einen klaren Anstieg von F_2 für kleine x-Werte im Bereich von 10^{-2} bis $\cdot 10^{-4}$ bei Q^2-Werten zwischen 8.5 GeV^2 und 60 GeV^2 - siehe Abb. 1.5 a)-d) - und im Vergleich mit verschiedenen Parametrisierungen von Partonverteilungen eine gute Übereinstimmung mit den Annahmen der GRV- und MRSD$^-$'-Parametrisierung - siehe [H1C93c]. Aus den Meßdaten von 1992 konnte auch ein schwacher linearer Anstieg der Strukturfunktion F_2 mit $\ln Q^2$ bestimmt und damit die Verletzung des Skalierungsverhaltens von F_2 gemessen werden [H1C93e].
Entsprechende Meßergebnisse der tiefunelastischen ep-Streuung bei kleinen x vom ZEUS-Experiment sind in [ZEU93e] und [ZEU94c] beschrieben.

1.5 Weitere Physik bei HERA

Neben der Analyse der Strukturfunktion F_2 gibt es noch weitere interessante Aspekte der tiefunelastischen ep-Streuung, wie z.B. die Analyse radiativer Ereignisse oder die Messung von CC-Ereignissen, die bei HERA untersucht werden können.
Bei radiativen Ereignissen wird vor bzw. nach der Wechselwirkung des Elektrons mit dem Proton ein reales Photon vom Elektron abgestrahlt. Die Ereignisse mit einer Abstrahlung des Photons im Anfangszustand sind interessant, da sich hier die Schwerpunktsenergie der ep-Streuung verringert und somit ein neuer kinematischer Bereich der ep-Streuung zugänglich wird. Eine besondere Klasse von radiativen Ereignissen sind die sogenannten QED-Compton-Ereignisse, bei denen die Wechselwirkung zwischen dem Elektron, das ein reales

Photon abgestrahlt hat, und dem Proton von einem quasirealen Photon mit $Q^2 \to 0\,\mathrm{GeV}^2$ vermittelt wird. Bei diesen Ereignisse wird das Elektron und das abgestrahlte Photon vorwiegend in den Rückwärtsbereich des H1-Detektors gestreut, wobei die Energiesumme aus Elektron- und Photonenergie gleich der nominellen Energie des Elektronenstrahl ist und sich die Transversalimpulse von Elektron und Photon ballancieren. Erste Ergebnisse der Untersuchung von radiativen Ereignissen aus den 1992 mit dem H1-Detektor aufgenommenen Daten sind in [FAV93] und [FLE94], Untersuchungen von QED-Compton-Ereignisse sind in [COU92] und [COU93] beschrieben

Die Untersuchung von CC-Ereignissen bei HERA ermöglicht erstmalig die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $e\,p \longrightarrow \nu\,X$ bei hohen Impulsüberträgen. Erste Ergebnisse der Messung von CC-Ereignissen sind in [H1C94] bzw. [HAP94] beschrieben.

Neben der Untersuchung der tiefunelastischen ep-Streuung bietet HERA auch die Möglichkeit andere physikalische Prozesse, wie Ereignisse aus der Photoproduktion, sowie hadronische Endzustände zu untersuchen und sich an der Suche nach neuen Teilchen (Leptoquarks und Supersymmetrie-Teilchen) zu beteiligen.

Photoproduktion Ereignisse aus der Photoproduktion, d.h. aus der Wechselwirkung eines quasirealen Photons von $Q^2 \to 0\,\mathrm{GeV}^2$ mit dem Proton, treten bei HERA mit der höchsten Rate aller physikalischen Prozesse auf. Von besonderer Bedeutung ist die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes $\sigma^{\mathrm{total}}_{\gamma-\mathrm{p}}$, die bei HERA bis zu einer maximalen Schwerpunktsenergie von $\mathrm{W}_{\gamma-\mathrm{p}} \sim 300\,\mathrm{GeV}$ möglich ist und damit um einen Faktor 10 höher liegt, als bei den bisherigen $\sigma^{\mathrm{total}}_{\gamma-\mathrm{p}}$-Messungen. Erste Ergebnisse aus den Meßdaten des H1-Detektors von 1992 zeigen, daß einige theoretische Beschreibungen der Energieabhängigkeit des totalen γ-p-Wirkungsquerschnittes, wie extreme Minijet-Modelle, die einen starken Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts bei größerer Schwerpunktsenergie vorhersagen, mit den Daten nicht übereinstimmen [H1C92b].

Aus dem Vergleich der Verteilungen der Pseudorapidität[14] und des Transversalimpulses der bei der γ-p-Wechselwirkung entstehenden Endzustände mit verschiedenen theoretischen Beschreibungen kann auf die dominierenden Prozesse bei hohen Schwerpunktsenergien geschlossen werden. Theoretische Beschreibungen unterscheiden "weiche" Prozesse, die durch das Vektor-Dominanz-Modell (VDM) beschrieben werden und "harte" Prozesse. "Harte" Prozesse beschreiben direkte, d.h. elektromagnetische Wechselwirkungen, wie die Photon-Gluon-Fusion oder die QCD-Compton-Streuung, und Prozesse, bei denen eine Wechselwirkung der partonischen Struktur des Photons, d.h. von Gluonen oder Quarks, mit den Partonen des Protons stattfindet. Erste Daten, die mit dem H1-Detektor genommen wurden, zeigen, daß sich die Verteilungen nur durch die Kombination von "weichen" und "harten" Prozessen beschreiben lassen, wobei die "harten" Prozesse dominieren [H1C92a].

HERA bietet also die Möglichkeit die partonische Struktur des Photons aufzulösen und den partonischen Inhalt, d.h. die Strukturfunktion des Photons, zu messen - siehe z.B. [BUS93]. Die Messung der Strukturfunktion des Photons kann z.B. über die Bestimmung des Jet-Wirkungsquerschnitts aus der Photoproduktion und den Vergleich mit theoretischen Beschreibungen, in denen sowohl "weiche" als auch "harte" γ-p-Prozesse berücksichtigt werden, erfolgen. Erste Ergebnisse des H1-Detektors von 1992 ermöglichen die

---

[14] Die Pseudorapidität η ist definiert als: $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$

Diskussion verschiedener Strukturfunktionen des Photons - siehe [H1C93a] und [H1C94a]. Die Photoproduktion von J/Ψ Mesonen ist in [H1C94e] beschrieben.
Ergebnisse der Messungen von Ereignissen aus der Photoproduktion mit dem ZEUS-Detektor sind in [ZEU92], [ZEU92a], [ZEU93f] und [ZEU94] beschrieben.

Hadronische Endzustände Die Untersuchung des Energieflusses und der Charakteristik des Transversalimpulses von hadronischen Endzuständen bei HERA, bietet die Möglichkeit, Vorhersagen der QCD mit unterschiedlichen Beschreibungen der Fragmentation in Hadronen, zu überprüfen. Die wesentlichen theoretischen Modelle, die die hadronische Fragmentation beschreiben, sind das "Parton-Shower"-Modell (PS), in dem eine der Bremsstrahlung ähnliche Abstrahlung von Gluonen beschrieben wird, das "Color-Dipol"-Modell (CDM), in dem angenommen wird, daß sich eine Kette Farbdipole ausbildet, die von einem Farbdipol zwischen dem Quark an dem gestreut wurde und dem Proton-"Rest" ausgehen und Gluonen abstrahlen. Im "Matrixelement und Parton-Shower"-Modell (ME+PS) wird die Gluonabstrahlungen und -fusionen exakt bis zur Ordnung α_s berechnet und die zusätzliche Emission von "weichen", energiearmen Gluonen mit dem PS-Modell beschrieben. Der Vergleich der Transversalimpuls-, Pseudorapiditäts- und Winkelverteilungen von Meßdaten mit dem H1-Detektor, die 1992 aufgenommen wurden, mit den theoretischen Vorhersagen der oben genannten Modelle zeigt, daß die Daten gut durch das "Color-Dipol"- und das "Matrixelement und Parton-Shower"-Modell bschrieben werden [H1C92c], [H1C94b].
Untersuchungen der Raten von Multijet-Ereignissen, die im H1-Detektor gemessen wurden, zeigen ebenfalls eine gute Beschreibung der Daten durch das "Matrixelement und Parton-Shower"-Modell [H1C93d].
Ergebnisse aus der Untersuchung von hadronischen Endzuständen, die mit dem ZEUS-Detektor gemessen wurden, sind in [ZEU93a] und [ZEU93b] beschrieben.

Suche nach neuen Teilchen Die Suche nach neuen Teilchen mit dem H1-Detektor, zeigte bisher keine Evidenz für die Existenz von Leptoquarks, Leptogluonen, sowie angeregten Elektronen und Neutrinos innerhalb der Massengrenzen, die je nach Teilchen zwischen 100 und 250 GeV variieren - siehe [H1C93] und [H1C94d].
Entsprechende Ergebnisse, die mit dem ZEUS-Detektor erzielt wurden, sind in [ZEU93] und [ZEU93c] beschrieben.

Ereignisse mit Rapiditätslücke Aus der Fragmentation, der nicht an der harten ep-Streuung beteiligten Partonen erwartet man einen signifikanten Energiefluß in Richtung des auslaufenden Protons bzw. auch im Gebiet zwischen dem Protonjet und dem Stromjet. Für einen kleinen Teil der Ereignisse wird jedoch keinerlei Energiefluß in der Nähe des Protonjets gemessen. Die Differenz $\Delta\eta$ der Pseudorapidität dieser Ereignisse zur maximalen Pseudorapidität zeigt eine deutliche Diskrepanz zwischen den Messungen und den theoretischen Erwartungen. Die Ereignisse mit dieser Rapiditätslücke werden der diffraktiven ep-Streuung zugeordnet. Erste Beschreibungen dieser Ereignisse finden sich in [H1C94c], sowie in [ZEU93d], [ZEU94a] und [ZEU94b].

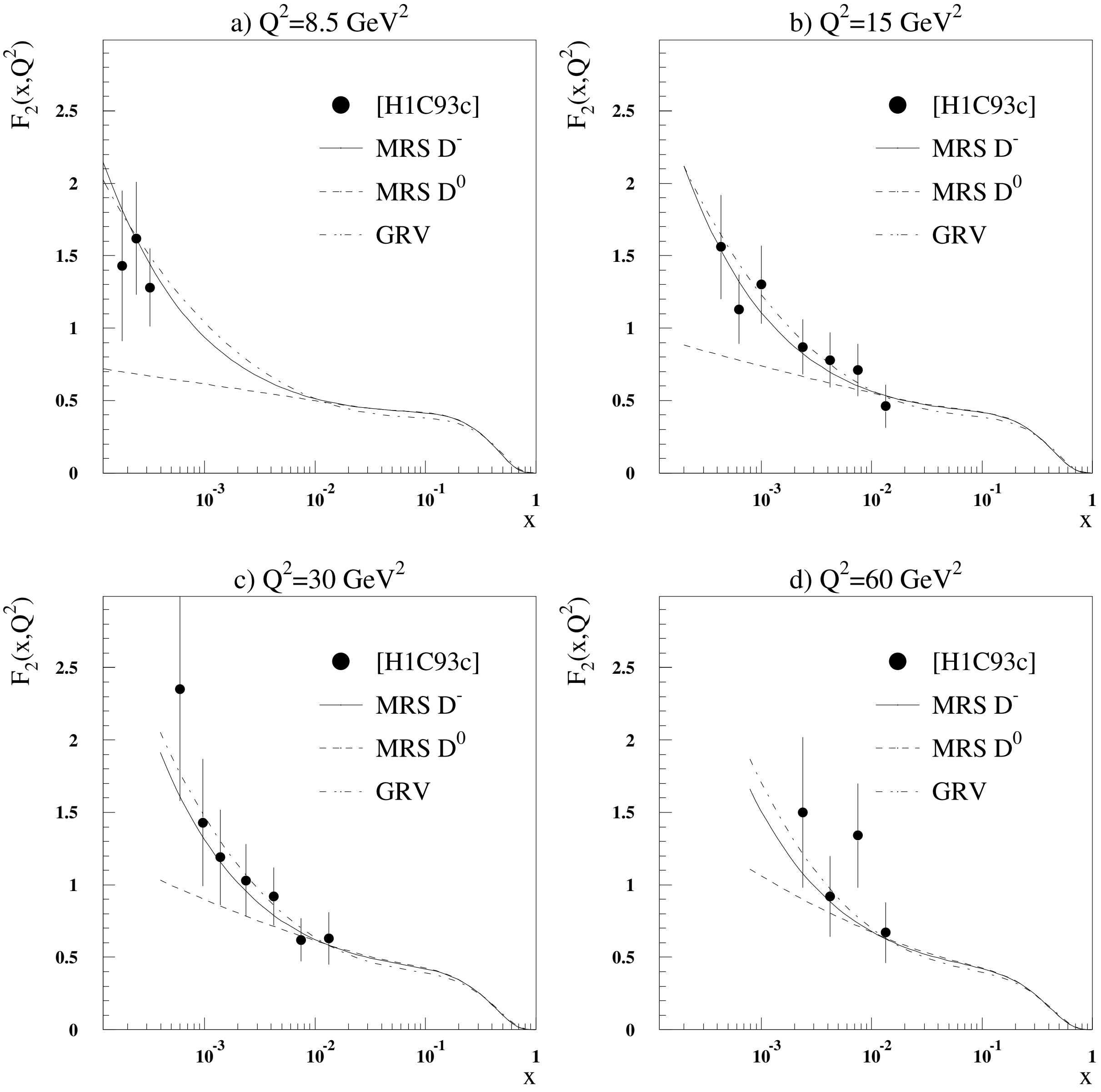


Abb. 1.5: **Ergebnisse der F_2-Messung mit den 1992er Daten des H1-Detektors**

Für die Q^2-Werte $8.5\,\mathrm{GeV}^2$ **a)**, $15\,\mathrm{GeV}^2$ **b)**, $30\,\mathrm{GeV}^2$ **c)** und $60\,\mathrm{GeV}^2$ **d)** sind die Ergebnisse der F_2-Bestimmung mit den 1992er Daten des H1-Detektors nach [H1C93c] im Vergleich zu drei theoretischen F_2-Parametrisierungen - siehe [MAR93], [MAR93a], [GLÜ90] - dargestellt.

Die Meßergebnisse zeigen einen Anstieg von F_2 bei kleinen x-Werten, der auch von den Parametrisierungen MRS D^- und GRV vorhergesagt wird.

Kapitel 2

Das H1-Experiment

2.1 Der HERA-Speicherring

Im Speicherring HERA werden Elektronen einer Energie von 26.7 GeV mit Protonen einer Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht. Die Elektron- und Protonstrahlen werden in zwei separaten Ringen, die in einem 6.3 km langen Ringtunnel übereinander angeordnet sind, gespeichert. Die Fokussierung der Teilchenstrahlen erfolgt für die Protonen mit supraleitenden und für die Elektronen mit normalleitenden Magneten. In zwei von insgesamt vier vorgesehenen Wechselwirkungsbereichen werden die gespeicherten Strahlen so abgelenkt, daß sie in einem gemeinsamen Strahlrohr verlaufen und frontal zur Kollision gebracht werden können. Um diese Wechselwirkungsbereiche sind die Detektoren H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd) aufgebaut, mit denen möglichst alle Teilchen, die bei der Kollision entstehen, erfaßt und charakteristische Größen der registrierten Teilchen, wie Energie, Impuls, Ladung und Flugrichtung bestimmt werden sollen.
Die Vorbeschleunigung der Protonen und Elektronen auf Energien von 40 GeV bzw. 12 GeV erfolgt in Linearbeschleunigern und den Ringanlagen DESY und PETRA. In Abb. 2.1 ist der HERA-Speicherring mit den Vorbeschleunigern schematisch dargestellt und in Tab. 2.1 sind einige wichtige HERA-Parameter aufgeführt. Für das Erreichen der Design-Luminosität sollen die Elektronen und Protonen in je 210 Teilchenpaketen mit ca. 10^{10}-10^{11} Teilchen pro Paket (Bunch) umlaufen und zur Kollision gebracht werden.[1] Der zeitliche Abstand der Teilchenpakete bzw. der Abstand zwischen den Bunchcrossings im Wechselwirkungspunkt (Vertex) beträgt 96 ns, was einer Frequenz von 10.4 MHz entspricht.
Bei der Datennahme 1992 wurden 10 Elektron- und 10 Proton-Bunche gespeichert, von denen je 9 zur ep-Kollision verwendet wurden - jeweils ein Elektron- bzw. Proton-Bunch hatte keinen Kollisionspartner. Diese als Pilot-Bunch bezeichneten Teilchenpakete dienen der Messung von Untergrundereignissen in den Detektoren, die aus der Wechselwirkung der Protonen und Elektronen mit dem Restgas im Strahlrohr und dem Strahlrohr selbst stammen, oder durch Synchrotronstrahlung der Elektronen erzeugt werden. Die von HERA bei der Datennahme 1992 produzierte integrierte Luminosität lag bei ca. 56 nb^{-1}, wobei im H1-Detektor eine integrierte Luminosität von 35 nb^{-1} gemessen wurde.[2] Für die Datennahme 1993 lieferte HERA unter verbesserten Strahlbedingungen bei je 84 kollidierenden Teilchenpaketen eine integrierte Luminosität von ca. 880 nb^{-1}, wobei im H1-Detektor eine integrierte Luminosität von 529 nb^{-1} gemessen wurde.

---

[1] Die integrierte Jahresluminosität liegt dann bei ca. 200 pb^{-1}.

[2] Für die F_2-Analyse wurde nach Selektion der als gut charakterisierten Runs eine integrierte Luminosität von ca. 22.5 nb^{-1} verwendet.

Abb. 2.1: **Der HERA-Speicherring und seine Vorbeschleuniger**
Links – Die HERA–Speicherringe mit den Experimenten **H1** (Halle Nord) und **ZEUS** (Halle Süd)
Rechts – Die Vorbeschleuniger von HERA:
(Endenergie der Vorbeschleunigung in Klammern)
Elektronen: Linac II/PIA (450 MeV), Synchroton DESY II (7 GeV) und Synchroton PETRA II (12 GeV)
Protonen: H^--Linac III (310 MeV), Synchrotron DESY III (7.5 GeV) (beim Einschuß werden die beiden Elektronen der H^--Ionen abgestreift) und Synchroton PETRA II (40 GeV)
Aus [SCH90].

2.2 Der H1-Detektor

Die Aufgaben des H1-Detektors sind eine gute Teilchenidentifikation, sowie eine gute Energie- und Spurbestimmung von Elektronen, Hadronen und Myonen bei einer möglichst vollständigen 4π-Raumwinkelakzeptanz. Da bei HERA die Elektron- und Protonstrahlen als Teilchenpakete alle 96 ns zur Kollision gebracht werden, muß ein schneller Trigger unerwünschte Untergrundereignisse von interessanten ep-Streuereignissen trennen.
Die unterschiedlichen Energien der Elektron- und Protonstrahlen bestimmen die Ereignistopologie im H1-Detektor, was dazu führt, daß der überwiegende Teil der bei den Kollisionen entstehenden Teilchen in den Vorwärtsbereich des Detektors gestreut wird.[3] Dies

---

[3] Im Laborsystem weist der Schwerpunkt der HERA-Kollisionen einen Boost von $\gamma_{\mathrm{CMS}}=2.86$ bzw. eine Geschwindigkeit von 0.94c in Richtung des auslaufenden Protonenstrahl auf.

Parameter	Design-Werte		1992-Werte		1993-Werte	
	e	**p**	**e**	**p**	**e**	**p**
Teilchenenergie (GeV)	30	820	26.7	820	26.7	820
Strahlstrom (mA)	58	159	1.5	2.0	12.5	12.5
Teilchen/Paket (10^{10})	3.6	10.0	3.0	2.6	3.6	4.8
Anzahl der Teilchenpakete	210	210	9+1	9+1	84+10	84+6
Lebensdauer der Strahlen (Std)	20	20	5	>100	10	>100
Luminosität ($10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-}1$)	16		0.26		1.5	
Schwerpunktsenergie (GeV)	314		296			
Abstand der Pakete (ns)	96					
Umfang (m)	6336					

Tab. 2.1: **HERA-Parameter**

Bei den angegebenen Werten von 1992/93 handelt es sich um Durchschnittswerte. Für die angegebenen Luminositäten sind für 1992 und 1993 die maximal erreichten Werte angegeben. Bei der Anzahl der Teilchenpakete sind die Zahlen für die kollidierenden und nichtkollidierenden Bunche angegeben.
Alle Angaben aus [BIA93], [WOL92].

spiegelt sich im Aufbau des H1-Detektors wider, der bezüglich der Strahlachse asymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut ist.
Abb. 2.2 zeigt den schematischen Aufbau des H1-Detektors und in Abb. 2.3 ist der Rückwärtsbereich des H1-Detektor mit einigen charakteristischen Winkeln dargestellt.
Die Kollisionen finden beim H1-Detektor in einem Bereich von ca. ±50 cm um den nominellen Vertex (z=0) statt.[4]
Der Innenbereich des H1-Detektors ist mit Spurdetektoren ausgestattet, die zur Rekonstruktion des Vertex eingesetzt werden und die Teilchenerkennung durch Ladungsbestimmung und dE/dx-Messungen im axialen Magnetfeld unterstützen. Im Rückwärtsbereich ergänzt eine Vieldraht-Proportionalkammer die Spurdetektoren. Umgeben werden die Spurdetektoren vom Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter), das aus elektromagnetischen und hadronischen Modulen besteht und den größten Winkelbereich des H1-Detektors überdeckt. Es wird in der Rückwärtsrichtung vom BEMC, dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter und in der extremen Vorwärtsrichtung vom hadronischen Plug-Kalorimeter ergänzt. Alle Kalorimeter dienen der Energiemessung und Teilchenidentifikation. Um das LAr-Kalorimeter befindet sich der supraleitende H1-Magnet, der aus vier Magnetspulen[5] besteht, die in einem Kryostaten untergebracht sind und die im Innenbereich des H1-Detektors ein axiales Magnetfeld von 1.15 T erzeugen. Außerhalb des H1-Magneten befindet sich das instrumentierte Eisenjoch, das den Rückfluß des Magnetfelds gewährleistet und als "grobes" hadronischen Kalorimeter und Myondetektor dient. Im Außen- und Vorwärtsbereich ergänzen Myondetektoren den H1-Detektor. In

---

[4] Die z-Vertexverschmierung liegt im wesentlichen in der Länge der Proton-Bunche von ca. 12-50 cm begründet. Die Elektronen-Bunche haben eine Länge von ca. 1 cm und sind damit in z-Richtung gut lokalisiert.

[5] Durchmesser ca. 5.60 m, Lage $-2.58\,\mathrm{m} \leq z \leq 2.58\,\mathrm{m}$

Rückwärtsrichtung sind vor dem H1-Detektor Szintillatorwände montiert, die zur Erkennung von Untergrundereignissen, die aus der Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit dem Restgas im Strahlrohr bzw. der Strahlrohrwand entstehen, verwendet werden. Ein Luminositäts-Monitor, der aus einem Elektron- und einem Photon-Detektor besteht und den H1-Kalorimetern zugerechnet werden kann, vervollständigt den H1-Detektor.
In den folgenden Kapiteln werden der Aufbau und die Funktion der Einzelkomponenten des H1-Detektors näher beschrieben [H1C86], [H1C87], [H1C89], [H1C93b], [H1C93f].

2.2.1 Die Spurdetektoren

Die im H1-Detektor eingesetzten Spurdetektoren sind der zentrale Spurdetektor **CTD**, der Vorwärts-Spurdetektor **FTD**, und die im Rückwärtsbereich liegende Vieldraht-Proportionalkammer **BPC**.[6] Wesentliche Parameter der im folgenden beschriebenen Spurdetektoren, wie die Lage der sensitiven Bereiche in r- und z-Richtung und die erreichten Ortsauflösungen, sind in Tab. 2.2 aufgelistet.

Zentraler Spurdetektor CTD

Der zentrale Spurdetektor dient dem Nachweis von Spuren geladener Teilchen in einem Winkelbereich von $25° \leq \theta \leq 155°$. Radial vom Strahlrohr nach außen besteht der CTD aus der innere Proportionalkammer **CIP**, der inneren z-Kammer **CIZ**, der inneren Jetkammer **CJC1**, der äußere z-Kammer **COZ**, der äußeren Proportionalkammer **COP** und der äußeren Jetkammer **CJC2**.[7]
Die gesamte Spurrekonstruktion im CTD basiert auf der Messung von Teilchenspuren in den zwei konzentrischen Driftkammern CJC 1 und CJC 2, deren Signaldrähte parallel zum Strahlrohr verlaufen. Die Ebenen, in denen die Signaldrähte liegen, sind gegen die radiale Richtung um 30° geneigt. Dadurch wird gegenüber einer radialen Anordnung eine bessere Kombination von Spursegmenten einzelner Zellen und eine bessere Doppelspurauflösung ermöglicht. Außerdem kann so beim direkten Durchqueren der Signaldrahtebene durch ein hochenergetisches Teilchen, ein schnelles Triggersignal ($\approx$0.5 ns) generiert werde. CJC 1 und CJC 2 dienen der präzisen Spurauflösung in der $r\phi$-Ebene, die bei $\sigma_{r\phi} \leq 0.17$ mm liegt. Die rekonstruierten Spuren von CJC 1 und CJC 2 werden kombiniert und zur Vertex-Bestimmung verwendet.
Mit der inneren und äußeren Driftkammer (CIZ, COZ), deren Signaldrähten senkrecht zur Strahlachse, in ϕ-segmentiert, auf zylindrischen Polygonflächen verlaufen, wird die z-Koordinate der Teilchenspuren bestimmt. Beide Kammern, deren Einzelspurauflösung bei σ_z=0.26 mm für die CIZ und σ_z=0.20 mm für die COZ liegt, umschließen die CJC1.
Die Proportionaldrahtkammern CIP und COP liefern schnelle Trigger-Zeitsignale von ca. 21 ns Halbwertsbreite (FWHM) für die Bunchcrossing-Zuordnung der Ereignisse und werden zur schnellen Ortsbestimmung für die Spurrekonstruktion des L1-Triggers verwendet. Die CIP schließt an das Strahlrohr an.[8] Beide Kammern haben parallel zur Strahlachse

---

[6] **CTD**=**C**entral-**T**rack-**D**etector, **FTD**=**F**orward-**T**rack-**D**etector, **BPC**=**B**ackward-**P**roportional-**C**hamber

[7] **C**entral-**I**nner/**O**uter-**P**roportional-, **J**et- und **Z**-Chamber

[8] Im Bereich von -245.0 cm $\leq z \leq$ 270.0 cm hat das Strahlrohr (inklusive der Strahlrohr-Kühlung) eine radiale Ausdehnung von 9.1 cm $\leq r \leq$ 10.0 cm.

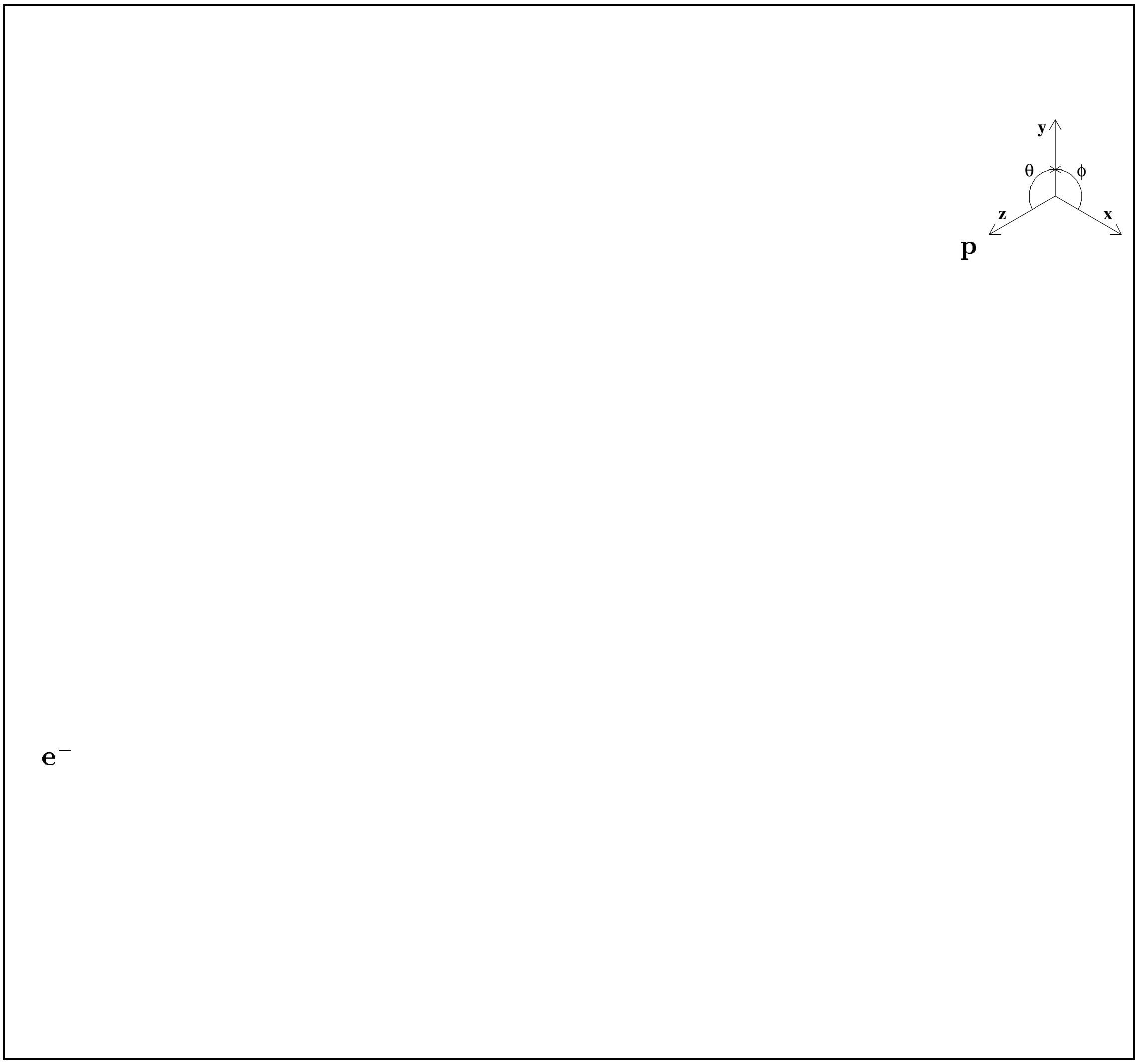


Abb. 2.2: **Schematische Darstellung des H1-Detektors**
Der H1-Detektor hat eine Größe von ca. 12 m×10 m×15 m und ein Gesamtgewicht von ca. 2800 t.
Er besteht aus folgenden Komponenten:
$\boxed{1}$ Strahlrohr und Strahlmagnete $\boxed{2}$ Zentrale Spurkammern
$\boxed{3}$ Vorwärtsspurkammern mit Übergangsstrahlungsmodulen
$\boxed{4}$ 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
Aus [H1C89].

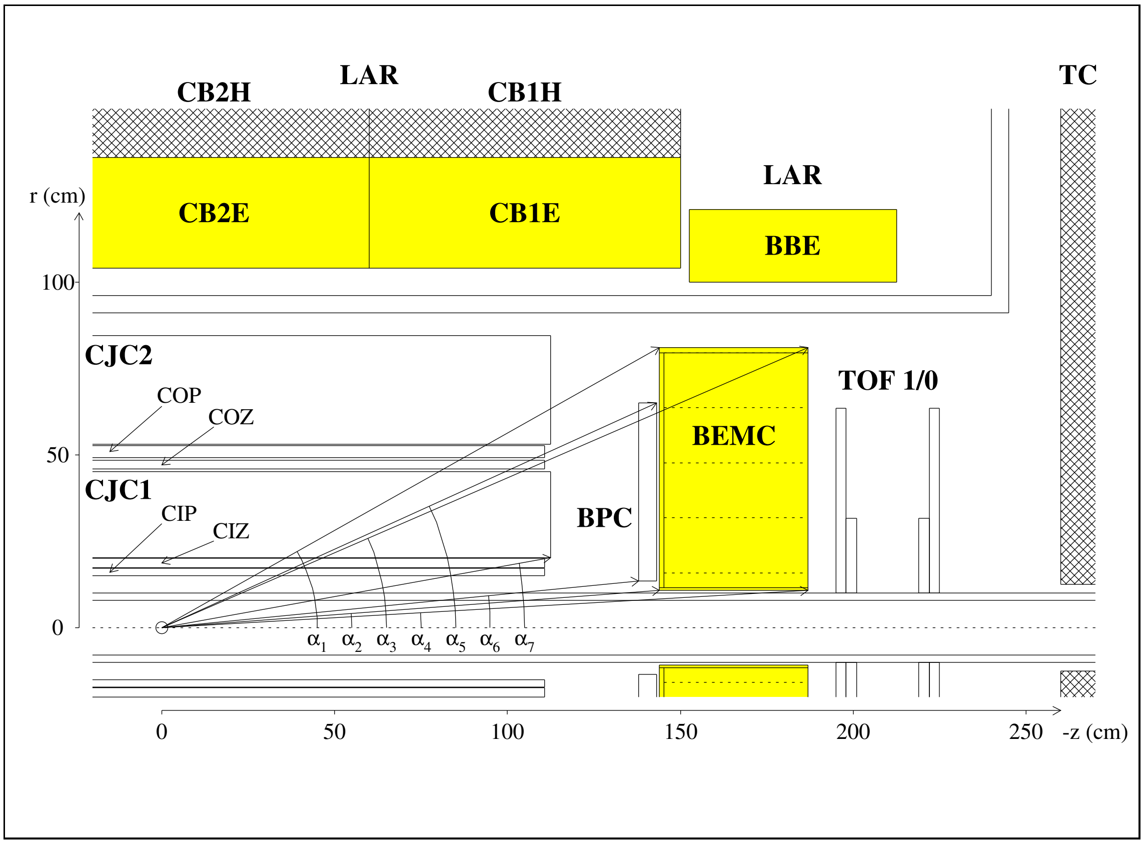


Abb. 2.3: **Rückwärtsbereich des H1-Detektors**
Für die Erklärung der Komponenten siehe Text. Für die eingezeichneten Winkel gilt:

BEMC: $\theta_1 = 180^\circ - \alpha_1 = 150.63^\circ$ $\theta_2 = 180^\circ - \alpha_2 = 156.56^\circ$
$\theta_3 = 180^\circ - \alpha_3 = 175.73^\circ$ $\theta_4 = 180^\circ - \alpha_4 = 176.71^\circ$
BPC: $\theta_5 = 180^\circ - \alpha_5 = 155.56^\circ$ $\theta_6 = 180^\circ - \alpha_6 = 174.41^\circ$
CJC: $\theta_7 = 180^\circ - \alpha_7 = 169.77^\circ$

verlaufende Signaldrähte und sind in ϕ und in z-Richtung segmentiert.

BPC

Im Rückwärtsbereich befindet sich zwischen dem CTD und dem BEMC die Vieldraht-Proportionalkammer BPC, die den durch den CTD abgedeckten Winkelbereich erweitert. Neben der Messung der Elektronspuren, die vorwiegend aus der ep-Streuung bei kleinem Impulsübertrag $Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ stammen, dient die BPC auch zur Unterstützung der Erkennung von Elektronen und Photonen. Erschwert wird die Ortsbestimmung in der BPC, wenn Elektronen an der Wand des Spurkammerdetektors oder an den Signalkabeln der Spurkammern, die zwischen CTD und BPC verlaufen, aufschauern. Viele Schauerteilchen haben eine geringe Energie, werden im Magnetfeld stark abgelenkt und erzeugen in der

BPC viele Spuren in einem ausgedehnten Bereich. Daher ist es notwendig den mit der BPC bestimmten Eintrittspunkt, mit dem über den Schauerschwerpunkt im BEMC bestimmten, zu vergleichen.[9]
Die BPC besteht aus 4 Detektorebenen im Abstand von Δz=8 mm mit je 624 parallelen Signaldrähten, die gegeneinander in ϕ um 45° gedreht sind.[10] Das aktive Volumen der BPC deckt einen Winkelbereich von $155.1^\circ \leq \theta \leq 174.5^\circ$ ab. Die BPC ist an der zum Vertex weisenden Seite der BEMC-Aluminiumtonne, in der die Module des BEMC fixiert sind, befestigt [KAN88].
Bei der Signalauslese werden mehrere Drahtebenen zu Triggerzwecken zusammengefaßt. Ein L1-Triggersignal wird ausgelöst, wenn das Ereignis in 3 der 4 BPC-Ebenen registriert wurde. Für hochenergetische Elektronen erreicht die BPC bei einer Effizienz von 87% pro Detektorebene eine Ortsauflösung von $\sigma_{\mathrm{x,y}}$=2.0 mm, was einer Winkelauflösung von ca. 0.06° entspricht. Die durch die BPC erreichte Zeitauflösung liegt bei Werten von $\leq$20 ns FWHM.

Vorwärts-Spurdetektor FTD

Der FTD ist aus drei 42.2 cm langen, identischen "Supermodulen" aufgebaut, wobei jedes dieser Module aus einer planaren Driftkammer (FWP), einer Vieldraht-Proportionalkammer (FMWP), einem Übergangsstrahlungsdetektor (TR) und einer radialen Driftkammer (FWR) zusammengesetzt ist. Die Signaldrahtebenen liegen bei den beiden Driftkammern senkrecht zur Strahlachse - radial bei der FWR- und parallel bei der FWP-Kammer. Die FWR-Kammern der Supermodule sind gegeneinander verdreht, wodurch eine gute Doppelspurauflösung von ca. 2 mm erreicht wird. Die Spurauflösungen der Driftkammern liegen bei $\sigma_{\mathrm{r}\phi}$=0.18-0.2 mm, σ_{r}=3 cm für die FWR- und bei $\sigma_{\mathrm{x,y}}$=0.15-0.17 mm für die FWP-Kammer. Durch die Übergangsstrahlungsdetektoren können Elektronen nachgewiesen werden. Die FMWP-Kammern dienen der Generierung von schnellen Triggersignalen beim Teilchendurchgang. Die Anforderungen an den FTD sind eine gute Impulsauflösung von $\sigma(\mathrm{p})/\mathrm{p}^2 < 0.3\%/\mathrm{GeV}$ und eine gute Spurbestimmung $\sigma_{\theta\phi} <$ 1 mrad von geladenen Teilchen im Vorwärtsbereich bei ca. $5^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$.

2.2.2 Die Kalorimeter

Die Anforderungen an die H1-Kalorimetrie sind eine klare Identifikation und präzise Energiemessung von Elektronen, hadronischen Jets und Myonen.
Die wesentliche Komponente der H1-Kalorimeter ist ein Flüssig-Argon-Kalorimeter, das sich innerhalb der Magnetspule[11] in einem Kryostaten befindet und den weitaus größten Winkelbereich des H1-Detektors abdeckt. Als "warme" Kalorimeter außerhalb des Kryostaten ergänzen das BEMC in Rückwärtsrichtung, das Plug-Kalorimeter in Vorwärtsrichtung und das instrumentierte Eisenjoch im Außenbereich des H1-Detektors die Energiemessung. Außerdem wird der Luminositäts-Monitor mit dem Photon- und Elektrondetektor

---

[9] Bei der Zuordnung der BPC-Koordinaten des Elektrons zu den Koordinaten des Schauerschwerpunktes im BEMC werden die Koordinaten des Teilchens genommen, die möglichst gut mit den vom BEMC gemessenen Koordinaten des Schauerschwerpunkts übereinstimmen.

[10] Die Signaldrahtebenen liegen bei z=-142.4 cm, -141.6 cm, -140.8 cm und -140.0 cm. Der Abstand der Signaldrähte einer Ebene beträgt 2.5 mm.

[11] Im Unterschied zum ZEUS-Detektor, bei dem sich das Kalorimeter außerhalb des Magneten befindet.

Spurdetektor	Δr (cm)	Δz (cm)	$\Delta\theta$ (°)	$\sigma_{\mathrm{r}\phi}$ (mm)	σ_{z} (mm)	σ_{r} (mm)	$\sigma_{\mathrm{x,y}}$ (mm)
CIP	15.4-16.9	-112.5-106.5	8.3-172.2	-	-	-	-
CIZ	17.4-20.0	-108.0-72.0	13.6-170.8	28.0	0.26	-	-
CJC 1	20.3-45.1	-112.5-107.5	10.7-169.7	0.17	22.0	-	-
COZ	46.0-48.5	-110.5-105.5	23.6-157.3	58.0	0.20	-	-
COP	49.7-51.8	-110.7-106.5	25.1-155.8	-	-	-	-
CJC 2	53.0-84.4	-112.5-107.5	26.3-154.7	0.17	22.0	-	-
BPC	13.5-65.0	-142.8--139.6	155.1-174.5	-	-	-	2.0
FTD	15.0-75.0	132.2-243.7	3.6-29.5	0.20	-	30.0	0.17

Tab. 2.2: **Parameter der Spurdetektoren**
Angegeben sind die sensitiven Bereiche sowie die Ortsauflösungen $\sigma_{\mathrm{r}\phi,\mathrm{r,z,x,y}}$ der einzelnen Spurdetektoren. Die Polarwinkelbereiche $\Delta\theta$ beziehen sich auf die äußeren Ränder der Spurdetektoren, d.h. sind Extremwerte. Die Winkelbereiche, in denen die Detektoren voll akzeptant sind, sind kleiner als die angegebenen Werte und richten sich nach den Anforderungen an den Spurdetektor, wie z.B. die Forderung des Ansprechens von 3 aus 4 BPC-Ebenen.

zu den H1-Kalorimetern gezählt.
Wesentliche Parameter der Kalorimeter, wie die Strahlungslänge in X_0 und die hadronische Wechselwirkungslänge λ, sind in Tab. 2.3 aufgeführt.[12]

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) besteht aus acht unabhängigen Segmenten in Form von Oktagon-Ringen (Wheels), die - beginnend im Rückwärtsbereich - mit BBE, CB1-3, FB1-2 und F1-2 bezeichnet werden.[13] Jeder der Oktagon-Ringe besteht aus acht elektromagnetischen und acht hadronischen Modulen (Oktanten), mit Ausnahme des BBE's, das keine hadronischen und des F2-Segmentes, das keine elektromagnetischen Module besitzt. Jedes elektromagnetische Modul überdeckt einen Azimutalwinkel von ϕ=45°, wobei die Grenzbereiche (Cracks) zwischen den Modulen in ϕ projektiv sind, d.h. bei ϕ=0°, 45°, 90° usw. auftreten. Zwischen den hadronischen Modulen gibt es keine in ϕ projektiven Cracks. Insgesamt deckt das LAr-Kalorimeter einen Winkelbereich von ca. $4^\circ \leq \theta \leq 154.8^\circ$ ab.[14]
Das LAr-Kalorimeter ist als Sampling-Kalorimeter aus abwechselnden Schichten von Absorbermaterial und Flüssig-Argon aufgebaut. Die Samplingschichten der elektromagnetischen Module bestehen aus 2.4 mm dicken Bleiplatten als Absorberschichten und sensitiven Schichten von 2.35 mm Flüssig-Argon. Die Samplingschichten der hadronischen Module

---

[12] Die Strahlungslänge X_0 ist ein materialunabhängiges Maß für die Energieabgabe von Elektronen im Absorber. Für Energien E>0.5 GeV gilt $E(x)=E_0 \cdot \exp(-\frac{x}{X_0})$. Die Wechselwirkungslänge λ ist das entsprechende Maß für hadronische Schauer.

[13] BBE=Backward-Barrel-Electromagnetic, CB=Central-Barrel, FB=Forward-Barrel, F=Forward

[14] Das BBE überdeckt den ans BEMC angrenzenden Winkelbereich von $144.8^\circ \leq \theta \leq 154.8^\circ$.

bestehen aus 16 mm Eisen (Edelstahl) als Absorberschichten und aus insgesamt 4.8 mm Flüssig-Argon. Die Dicke der sensitiven Flüssig-Argon Schichten wird bei allen Modulen durch Abstandshalter festgelegt. Die Orientierung der Samplingstruktur ist so gewählt, daß der Auftreffwinkel von Teilchen nicht kleiner als 45° ist. Daher haben die Samplingschichten im Vorwärtsbereich (F1,2 und FB) und im Rückwärtsbereich (BBE) eine vertikale Orientierung, im Zentralbereich des Kalorimeters dagegen eine Orientierung parallel zur Strahlachse.
Die Gesamtstrahlungs- bzw. Wechselwirkungslänge des elektromagnetischen Kalorimeters variiert in Abhängigkeit von θ zwischen 20 und 30 X_0 bzw. 1-1.5 λ. Für das hadronische Kalorimeter ergeben sich folgende Werte: $\geq 6\lambda$ bei $\theta \leq 50°$, 4-6 λ bei $50° \leq \theta \leq 120°$ und $\geq 1\,\lambda$ für $\theta \geq 120°$.
Die feine Granularität des Kalorimeters erlaubt eine gute Separation von elektromagnetischen und hadronischen Schauern. Alle Module des LAr-Kalorimeters befinden sich in einem gemeinsamen Kryostaten, in dem die Temperatur auf 90 K gehalten wird. Insgesamt werden ca. 45000 Signale elektronisch ausgelesen. Da das LAr-Kalorimeter kein kompensierendes Kalorimeter ist,[15] muß für die Signale des LAr-Kalorimeters eine Offline-Wichtung der Energien stattfinden, bei der die unterschiedliche Ausbildung und Entwicklung der elektromagnetischen und hadronischen Komponente in hadronischen Schauern ausgenutzt und so durch Software-Korrektur ein $\frac{e}{h} \approx 1$ erreicht wird.
Die wesentlichen Eigenschaften und Vorteile des LAr-Kalorimeters sind:

- Minimierung des toten Materials vor dem elektromagnetischen Kalorimeter durch den kompakten Aufbau und die Positionierung innerhalb des H1-Magneten
- Einfache Kalibration und gute Langzeitstabilität von elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter von $\leq 1\%$ bzw. $\leq 2\%$
- Gute Homogenität der Signale über die Detektorfläche
- Feine longitudinale Granularität und gute e/π-Separation von $\leq 10^{-3}$
- Gute Winkelmessung für hadronische Jets - insbesondere im Vorwärtsbereich
- Vollständiger Einschluß elektromagnetischer und hadronischer Schauer unter Berücksichtigung der im instrumentierten Eisenjoch deponierten Energie für hadronische Schauer
- Sehr gute Energieauflösung für das elektromagnetische und gute Energieauflösung für das hadronische Kalorimeter von $\sigma(E)/E \approx 10\%/\sqrt{E}$ bzw. $55\%/\sqrt{E}$ (mit E in GeV)

Das Plug-Kalorimeter

Das Plug-Kalorimeter hat eine radiale Ausdehnung von $6\,\text{cm} \leq r \leq 32\,\text{cm}$ und ergänzt in der extremen Vorwärtsrichtung $476\,\text{cm} \leq z \leq 545\,\text{cm}$ das LAr-Kalorimeter. Es überdeckt den Polarwinkelbereich von $0.7° \leq \theta \leq 3.2°$. Mit dem Plug-Kalorimeter soll der Verlust an detektierbaren Hadronen, deren Bahn in der Nähe des Strahlrohrs verläuft, minimiert werden. Das Plug besteht aus 2 Zylinderhälften, die an je einer Hälfte des Eisenjochs montiert sind. Es ist ein Samplingkalorimeter, in dem als Absorbermaterial 8 Kupferplatten von jeweils 8.0 cm Dicke und zur Signalerzeugung 8 jeweils 0.4 mm dicke Siliziumdetektoren verwendet werden.[16] Jede Siliziumdetektorhälfte ist in 42 Sektoren unterteilt,

---

[15] Im Unterschied zum ZEUS-Kalorimeter, für das die Signale von elektromagnetischen und hadronischen Schauern gleicher Energie die gleiche Signalhöhe im Kalorimeter haben ($\frac{e}{h}=1$).

[16] Für die Datennahme 1992 wurde das Plug-Kalorimeter mit 4 der vorgesehenen 8 Detektorebenen bestückt.

sodaß insgesamt 8×2×42=672 Einzeldetektoren, paarweise zu 336 Signalkänalen zusammengefaßt, ausgelesen werden. Das Plug-Kalorimeter hat eine Wechselwirkungslänge von ca. $4.3\,\lambda$ bzw. eine Strahlungslänge von ca. $44.5\,\mathrm{X}_0$ und liefert eine Energieauflösung von $\sigma(\mathrm{E})/\mathrm{E}=150\%/\sqrt{\mathrm{E}}$ (mit E in GeV).

Das instrumentierte Eisenjoch

Das durch Streamer-Kammern instrumentierte Eisenjoch soll ein mögliches Leakage von hadronischer Energie aus dem LAr-Kalorimeter und dem BEMC messen und wird auch als Tail-Catcher (TC) bezeichnet. Das Eisenjoch hat eine oktogonale Form mit einer Länge von ca. 9.6 m und einem Außendurchmesser von ca. 8.7 m und ist aus mehreren Lagen 7.5 cm dicker Eisenplatten aufgebaut. Zwischen den Eisenplatten, sowie vor und hinter dem Eisenjoch befinden sich insgesamt 16 Ebenen von z.T. mehrlagigen Streamer-Kammern. Insgesamt wird ein Winkelbereich von $6^\circ \leq \theta \leq 172^\circ$ mit Streamer-Kammern abgedeckt. Die hadronische Wechselwirkungslänge des instrumentierten Eisenjochs beträgt ca. $4.5\,\lambda$. Die Energieauflösung der Streamer-Kammern liegt bei $\sigma(\mathrm{E})/\mathrm{E}=100\%/\sqrt{\mathrm{E}}$ (mit E in GeV). In Kombination mit der im LAr-Kalorimeter bzw. im BEMC gemessenen Energie läßt sich durch eine gewichtete, winkelabhängige Summation der Einzelenergien die Gesamtenergie bestimmen. Die Präzision in der Bestimmung der Energiesumme von LAr-Kalorimeter und TC wird durch das tote Material (Magnetspule, Kryostatwand) zwischen beiden Detektoren beeinflußt. Für die Energiesumme von BEMC und TC ist entscheidend, daß das BEMC als elektromagnetisches Kalorimeter für Pionen weitgehend "transparent" ist. Für die Energieauflösung der Gesamtenergie von BEMC und TC für niederenergetische Pionen (5-10 GeV) wird ein Wert von $\sigma(\mathrm{E})/\mathrm{E}=80\%/\sqrt{\mathrm{E}}$ (mit E in GeV) erwartet [H1C93b].

Das Elektromagnetische Rückwärtskalorimeter BEMC

Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter BEMC ergänzt das LAr-Kalorimeter im Rückwärtsbereich. Es deckt den Winkelbereich von ca. $151.4^\circ \leq \theta \leq 176.7^\circ$ ab, der beim LAr-Kalorimeter ausgespart wurde, um den Zugang zu den Spurkammern zu ermöglichen. Das BEMC ist ein Blei-Szintillator-Samplingkalorimeter, das über Wellenlängenschieber mit Photodioden ausgelesen wird. Es besteht aus 88 Modulen, von denen 56 Module einen quadratischen Querschnitt und die restlichen 32 Module einen trapez- und dreiecksförmigem Querschnitt haben. Mit den Modulen wird der Bereich zwischen dem Strahlrohr und dem LAr-Kryostat nahezu vollständig überdeckt. Die Module sind in einer zylindrischen Aluminium-Tonne untergebracht, die einen radialen Bereich von $10.25\,\mathrm{cm} \leq r \leq 81.05\,\mathrm{cm}$ und einen Bereich entlang der Strahlachse von $-183.9\,\mathrm{cm} \leq z \leq -144.0\,\mathrm{cm}$ abdeckt. Insgesamt werden 475 Signalkanäle elektronisch ausgelesen. Für die absolute Energie-Kalibration des BEMC wird ein Wert von 1% angestrebt.[17] Die Energieauflösung des BEMC beträgt, ohne Berücksichtigung des elektronischen Rauschens, ca. $\sigma(\mathrm{E})/\mathrm{E}=10\%/\sqrt{\mathrm{E}}$ (mit E in GeV). Abb. 2.4 zeigt den Rückwärtsbereich des H1-Detektors mit BEMC, BPC und BBE vom Vertex aus gesehen.

Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus, der Funktionsweise und der elektronischen Signalverarbeitung des BEMC befindet sich Kap. 3.3.

---

[17] Für die 1992 mit dem BEMC aufgenommenen Daten lag die absolute Energie-Kalibration bei 3%.

Detektor	Strahlungslänge (X_0)	Wechselwirkungslänge (λ)	Transversale Granularität (cm^2)	Anzahl der Auslesekanäle
LAr elektrom.	20-30	1-1.5	10-100	30784
LAr hadron.	80-120	4.7-8	50-2000	13568
BEMC	21.59	0.98	250	472
Plug	44.5	4.3	25	336
instr. Eisenjoch	$\approx$43	4.5	900-2500	3888
Elektron-Tagger	21.5	-	5	49
Photon-Detektor	21.5	-	4	25

Detektor	Kalibration $\Delta E/E$ (%)	A ($\% \cdot \sqrt{GeV}$)	B ($\% \cdot GeV$)	C (%)
LAr elektrom.	1	11.20(5)	15.2(4)	0.64(7)
LAr hadron.	2	46.1(7)	73(3)	2.6(2)
BEMC [a]	1 ($\leq$3)	8.78(12)	11.9(2)	1.06(4)
Plug	-	$\approx$110	-	-
instr. Eisenjoch	-	$\approx$100	-	-
Elektron-Tagger	$\leq$1	10	-	1.0
Photon-Detektor	$\leq$1	10	-	1.0

Tab. 2.3: **Parameter der Kalorimeter**

Die Werte für die Energieauflösung beziehen sich auf die Gleichung: $\sigma(E)/E=\sqrt{(A/\sqrt{E})^2 + (B/E)^2 + C^2}$ (mit E in GeV)

[a] Für die Kalibration sind der Designwert und in Klammern der 1992 erreichte Wert angegeben. Die Werte für die Energieauflösung des BEMC entsprechen den Ergebnissen aus den Teststrahlmessungen am DESY und CERN für ein BEMC-Modul - siehe Kap. 5.4.

2.2.3 Der Luminositäts-Monitor

Die wesentlichen Aufgaben des Luminositäts-Monitors sind die Bestimmung der absoluten Luminosität in der Wechselwirkungszone des H1-Detektors, die Registrierung von Ereignissen aus der Photoproduktion und die Bestimmung der Energie von Photonen aus radiativen ISR-Ereignissen[18] der tiefunelastischen ep-Streuung bei denen das Elektron im Anfangszustand vor der Streuung am Proton ein Photon abstrahlt.

Die absolute Luminosität wird durch die Messung der Koinzidenz von Elektron und Photon aus dem Bethe-Heitler-Bremsstrahlungs-Prozess $e\ p \longrightarrow\ e\ p\ \gamma$, dessen hinreichend großer Wirkungsquerschnitt bekannt ist, bestimmt. Untergrundreaktionen aus der Restgasstreuung im Strahlrohr $e\ A \longrightarrow\ e\ A\ \gamma$ werden durch den Vergleich von Ereignissen des Elektron-Pilot-Bunches bei der Bestimmung der Luminosität berücksichtigt. Der Luminositäts-Monitor besteht aus einem Elektron-Tagger (ET) und einem Photon-Detektor (PD). Der ET befindet sich bei z=-33.4 m und der PD bei z=-102.9 m im extremen

---

[18] ISR=Initial-State-Radiation

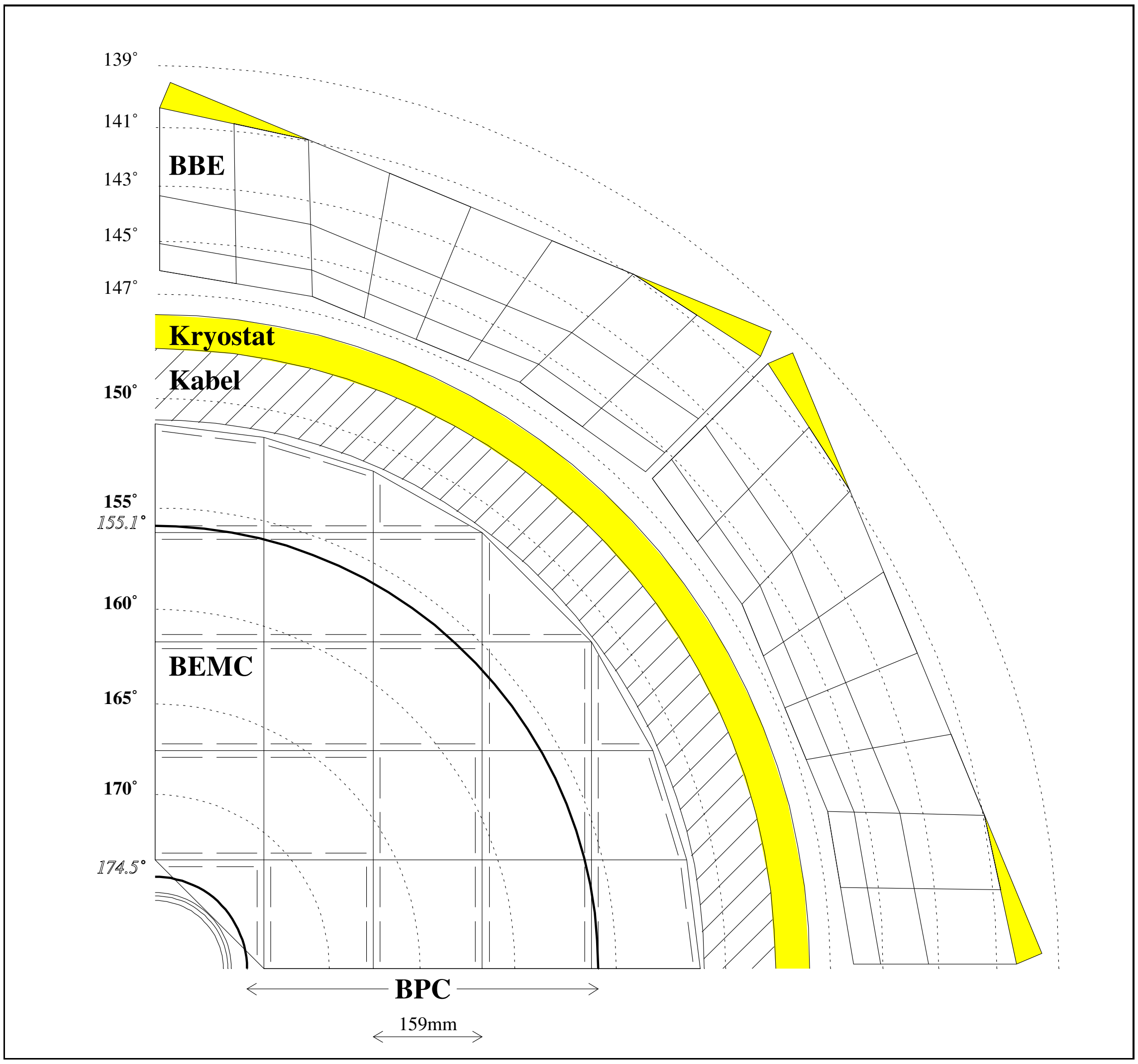


Abb. 2.4: **Quadrant des H1-Rückwärtsbereichs mit BEMC, BPC und BBE**

Die in der Darstellungen in der Sicht vom Vertex angegebenen Winkel beziehen sich auf die Frontplatte des BEMC (150°, 155°, 160°, 165°, 170°), die Vorderseite des BBE (139°, 141°, 143°, 145°, 147°), bzw. auf die aktive Fläche der BPC (155.1°, 174.5°).

Die Signalkabel der Spurdetektoren werden zwischen dem BEMC und dem LAr-Kryostaten aus dem Zentralbereich des Detektors herausgeführt.

Rückwärtsbereich. Vor dem PD befindet sich zum Schutz vor niederenergetischer Synchrotronstrahlung ein $2X_0$ Absorber aus Kupfer und Blei und ein Wasser-Čerenkovzähler von $1X_0$ als Veto-Zähler (VC) zur Selektion von Photonen, die den Absorber ohne ein nachweisbares Signal durchqueren. Von der Protonseite wird der PD durch eine Eisenwand geschützt. Beide Luminositäts-Detektoren sind aus KRS-15 Kristall-Szintillatoren, die aus 78%TlCl und 22%TlBr bestehen. Die Strahlungslänge der KRS-15 Kristalle beträgt X_0=0.93 cm und der Molière-Radius R_m=2.1 cm.[19] Die Szintillatoren bestehen aus 49 (ET) bzw. 25 (PD) quadratischen Flächensegmenten und überdecken insgesamt 15.4×15.4 cm^2 (ET) bzw. 10.0×10.0 cm^2 (PD). Die Länge der Kristalle beträgt 20 cm bzw. 21.5 X_0. Die Energieauflösung der Detektoren liegt bei $\sigma(E)/E=10\%/\sqrt{E}\oplus 1\%$ (mit E in GeV), die Ortsauflösung bei $\sigma_x=\sigma_y$=0.3-1.2 mm und die erreichte Zeitauflösung ist <3 ns.
Eine Online-Kalibration des Luminositäts-Monitors während der Datennahme erfolgt durch die Forderung von $E_e=E_{ET}+E_{PD}$ für Ereignisse der Luminositäts-Reaktion, die durch die Triggerbedingung $ET\wedge PD\wedge\overline{VC}$ selektiert werden. Für die 1992 genommenen Daten wurde eine Genauigkeit der Luminositätsbestimmung von 7% erreicht.
Ereignisse aus der Photoproduktion, die im Energieintervall $0.2<E_{ET}/E_e<0.8$ liegen und für die $Q^2<0.01\,GeV^2$ ist, werden durch die Triggerbedingung $ET\wedge\overline{PD}\wedge\overline{VC}$ selektiert.

2.2.4 Die Myon-Detektoren

Instrumentiertes Eisenjoch Myonen in einem Winkelbereich von $6^\circ\leq\theta\leq172^\circ$ können in den Streamer-Kammern des instrumentierten Eisenjochs registriert werden.

Vorwärts-Myonspektrometer Das Vorwärts-Myonspektrometer **FMS**[20] wird zur Bestimmung der Impulse von Myonen zwischen 5-200 GeV/c im extremen Vorwärtsbereich des H1-Detektors bei $3^\circ\leq\theta\leq17^\circ$ eingesetzt. Das FMS besteht aus 2 Detektorebenen mit je 3 doppelten Driftkammern vor bzw. hinter einem Toroid-Magneten. Die Ortsauflösung des FMS liegt bei $\sigma\leq0.25$ mm und die Impulsauflösung bei $\sigma(p)/p\approx$24-36% für Impulse von 5-200 GeV/c.

2.2.5 Die Szintillatorwände

Der Flugzeitdetektor **ToF**[21] und die **Vetowände** liegen im Rückwärtsbereich des H1-Detektors und dienen der Erkennung von Untergrundereignissen, die durch die Wechselwirkung des Protonenstrahles mit dem Restgas im Strahlrohr (Strahlgas-Ereignisse) oder der Strahlrohrwand (Strahlwand-Ereignisse) entstehen.
Beide Detektoren sind aus Plastik-Szintillatoren aufgebaut und liefern schnelle L1-Triggerinformationen.

ToF-Detektor Der ToF-Detektor besteht aus zwei Szintillatorebenen, die senkrecht zur Strahlachse bei z=-1.95 m (ToF 1) bzw. z=-2.25 m (ToF 0) installiert sind. Bei beiden

---

[19] Der Molière-Radius R_m ist ein Maß für die laterale Aufweitung eines elektromagnetischen Schauers im Absorber. In 1, 2 bzw. 3 R_m sind 90%, 95% bzw. 99% der Energie des elektromagnetischen Schauers eingeschlossen.

[20] **FMS**=**F**orward-**M**uon-**S**pectrometer

[21] **ToF**=**T**ime-**o**f-**F**light

Detektoren werden 3 cm dicke Plastik-Szintillatorplatten verwendet, die vor Synchrotronstrahlung durch 6.5 mm bzw. 1.1 X_0 dicke Bleiplatten geschützt werden. Das ToF 1 besteht aus 16 Platten der Größe 31.7×31.7 cm^2, was gerade der Größe von 4 BEMC-Modulen entspricht. Das ToF 0 besteht aus 8 Platten mit je 31.7×63.4 cm^2. Die inneren Platten besitzen Aussparungen, so daß das Strahlrohr von ToF 1 bzw. ToF 0 umschlossen wird. Die Anforderung an die 24 Photomultiplier, die die ToF-Wände auslesen, sind Magnetfeldstabilität und eine gute Zeitauflösung, mit der die Laufzeitdifferenz von 14 ns zwischen Untergrund- und ep-Ereignissen registriert werden kann - siehe Kap. 2.3.1. Die vier inneren Szintillatorplatten von ToF 1 und die zwei inneren Szintillatorplatten von ToF 0 können horizontal 20 cm auseinander gefahren werden, um die Szintillatoren bei Strahlinjektion vor Strahlungsschäden zu schützen. Die Zeitauflösung der Einzelplatten liegt bei 2 ns, die des Gesamtdetektors bei 4 ns.

Vetowände Zusätzlich zum ToF 1 und ToF 0 wurden zwei doppelte Vetowände - eine äußere Vetowand bei z=-6.5 m und eine innere Vetowand bei z=-8.1 m - senkrecht zur Strahlachse installiert. Die kleinere innere Vetowand besteht aus 2× 4 Szintillatorplatten von 6 mm Dicke, die durch je zwei Photomultiplier ausgelesen werden. Insgesamt überdeckt die innere Vetowand eine Fläche von 100×90 cm^2 um das Strahlrohr. Die äußere Vetowand besteht aus 2× 10 Szintillatorplatten von 1 cm Dicke, wird von 20 Photomultipliern ausgelesen und überdeckt eine Fläche von 5×4 m^2, entsprechend der Ausdehnung des LAr-Kalorimeters. Zur Halterung und zum Strahlungsschutz befindet sich zwischen den Szintillatorplatten eine 5 cm dicke Eisenplatte. Zwischen den Vetowänden und dem H1-Detektor steht eine 3 m dicke Betonwand, zum Schutz des Detektors, vor niederenergetischen Schauerteilchen aus der Protonrichtung.

2.3 Der H1-Trigger

Die Aufgabe des H1-Triggersystems ist es, physikalisch interessante ep-Ereignisse von Untergrundereignissen zu trennen, die bei HERA mit einer viel höheren Rate als die ep-Streuereignisse auftreten. Der dominierende physikalische Prozeß bei HERA ist die Photoproduktion mit einer Ereignisrate von einigen 100 Hz bei der Design-Luminosität von $1.6 \cdot 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. DIS-Ereignisse werden dagegen nur mit einem Bruchteil dieser Rate auftreten.

Im H1-Detektor treten folgende Untergrundereignisse auf:

- **Synchrotonstrahlung** vom Elektronenstrahl
  Die Bahn der abgestrahlten Photonen verläuft überwiegend in der Nähe der Strahlachse, d.h. die Energiedeposition im Detektor ist gering, solange keine Konversionselektronen beim Durchqueren des Strahlrohrs oder anderer mechanischer Teile entstehen.

- Reaktionsprodukte aus der Wechselwirkung des Protonenstrahls mit dem Restgas im Strahlrohr - **Strahlgas-Ereignisse**
  Die Rate des Restgas-Untergrundes ist vom Strahlstrom der Protonen (Design-Wert:

159 mA), der Qualität des Vakuums (HERA-Wert: 1-3·10^{-9} Torr) und von der Zusammensetzung des Restgases abhängig. Die Gesamtrate der Strahlgas-Ereignisse wird bei der Design-Luminosität bei Werten von 1-3 kHz liegen [HAN93].

- Reaktionsprodukte aus der Wechselwirkung des Protonenstrahls mit der Strahlrohrwand und anderen mechanischen Teilen - **Strahlwand-Ereignisse**
  Die Rate der Strahlwand-Ereignisse wird durch die Lebensdauer und den Strahlstrom der Protonen im HERA-Ring bestimmt. Durch Kollimatoren wird der überwiegende Anteil der Protonen, die sich aus der Strahlführung bewegen, absorbiert. Etwa 1% der Protonen wird nicht absorbiert und kann z.B. an mechanischen Teilen des QS-Quadrupol-Magneten, der bei $z \simeq -40$ m installiert ist, aufschauern und als hadronischer Schauer Energien bis zu einigen 100 GeV im Detektor deponieren. Bei einer mittleren Lebensdauer des Protonenstrahls von ca. 20 Stunden (Design-Wert) und einer mittleren Verlustrate von $5 \cdot 10^5$ Protonen/s wird die Rate von Strahlwand-Ereignissen, abhängig vom Winkel, unter dem die Protonen aus der Strahlführung laufen, bei ca. 40-250 kHz liegen [HAN93].

Der H1-Trigger ist als vierstufiger Trigger (Level 1-4) aufgebaut - siehe Tab. 2.4.
Anforderungen an den Trigger sind die schnelle Erkennung eines Ereignisses, das ausgelesen werden soll und eine geringe Totzeit während der Datennahme, um die von HERA gelieferte Luminosität möglichst gut auszunutzen. Durch die Komplexizität des H1-Detektors und der begrenzten Geschwindigkeit von elektronischen Schaltungen kann die Trigger-Entscheidung nicht in der Zeit zwischen 2 Bunchcrossings, d.h. in 96 ns, durchgeführt werden. Für den H1-Detektor wurde daher ein totzeitloser L1-Trigger entworfen, durch den die Detektorinformationen aus jedem Bunchcrossing in einer elektronischen Pipeline[22] solange gespeichert werden, bis die Trigger-Entscheidung getroffen wird. Die Länge der Daten-Pipeline beträgt beim H1-Trigger 24 Bunchcrossings, d.h. 2.3 μs. Damit ein Ereignis ausgelesen wird, muß in jeder Trigger-Stufe, die nacheinander durchlaufen wird, bestätigt werden, daß es sich um ein "gutes" Ereignis handelt. Wird das Ereignis auf einer Entscheidungsebene verworfen, so werden alle Trigger-Stufen freigegeben und die Signale in der Pipeline gelöscht. Die Höhe der Trigger-Stufe ist ein Maß für die Komplexizität der Trigger-Entscheidung und die nötige Zeit, in der die Trigger-Entscheidung gefällt wird. Randbedingung für den H1-Trigger ist eine Eingangsrate des L1-Trigger von 50-100 kHz, die für die endgültige Datennahme und -speicherung auf eine maximale Rate von ca. 5 Hz verringert werden muß.
Die meisten Subdetektoren des H1-Detektors liefern neben den Analogsignalen auch Triggersignale, die z.B. in schnellen FADC's[23] digitalisiert werden. Aus den digitalisierten Informationen der Subdetektoren werden Trigger-Elemente (TE) gebildet, die als einzelne Trigger-Entscheidungen von Detektorkomponenten gespeichert und in Kombination mit anderen Trigger-Elementen zu Subtrigger zusammengefaßt werden.
Während der Datennahme 1992/1993 wurden nur die Trigger-Level 1 und 4 eingesetzt, was für die Datennahme bei nur ca. 1% (1992) bzw. 5% (1993) der Design-Luminosität von HERA akzeptabel war. Die Rate der Untergrundereignisse lag bei ca. 100 Hz für 1992 und ca. 500 Hz für 1993 [HAN93].

---

[22] Vergleichbar mit einem Kabeldelay.

[23] FADC=Flash-Analog-to-Digital-Converter

Die Trigger-Stufen des H1-Triggers sind folgendermaßen konzipiert - siehe auch Tab. 2.4:[24]

- **Level 1 (L1)** - Die Eingangsrate des L1-Triggers liegt bei 50-100 kHz, die Ausgangsrate soll ca. 1 kHz betragen. Der L1-Trigger ist ein rein elektronischer Hardware-Trigger ohne Totzeit, dessen Entscheidungszeit auf 2.3 μs begrenzt ist. In den L1-Trigger fließen Trigger-Informationen aus den Subdetektoren ein, wobei einzelne Trigger-Elemente aus verschiedenen Subdetektoren logisch verknüpft werden können. Die wesentlichen Parameter der einzelnen Trigger-Elemente, wie Energieschwellen, Zeitfenster etc., durch die auch die Effizienz der Trigger bestimmt wird, sind programmierbar. Alle Trigger-Elemente müssen zeitlich aufeinander abgestimmt und mit der extern laufenden HERA-Clock, die den "Takt" der Bunchcrossings vorgibt, synchronisiert sein. Schnelle Trigger müssen durch elektronische Delays verzögert werden, wobei die Größe der Delays vom langsamsten L1-Trigger bestimmt wird. Die genaue zeitliche Information des Bunchcrossings (t_0) wird unabhängig von verschiedenen Subdetektoren, z.B. den Proportionaldrahtkammern, generiert, die Signale mit sehr guter Zeitauflösung $\ll$96 ns liefern.

  Es werden 4 verschiedene Arten von Signal-Pipelines für die Trigger- und Analogsignale der Subdetektoren verwendet:

  - Schnelle RAM-Speicher[25] für die Signale der Driftkammern und den LAr-Trigger, die in schnellen 10.4 MHz FADC's (LAr-Trigger) bzw. 104 MHz FADC's (Driftkammer-Signale) digitalisiert werden.
  - Digitale Schieberegister für den BSET-Trigger des BEMC, die Signale des instrumentierten Eisenjochs, der Vieldraht-Proportionalkammern und für den Driftkammer-Trigger.
  - Analogdelays für die Signale des BEMC, die über Sample-and-Hold-Schaltungen (S/H) ausgelesen werden.
  - Signalformung der Verstärker vom LAr-Kalorimeter und des instrumentierten Eisenjochs mit dem Signalmaximum zur Auslesezeit und Auslese über S/H-Schaltungen.

  Beim Durchlaufen des L1-Triggers werden zunächst die von den Subdetektoren erzeugten Trigger-Elemente mit der HERA-Clock synchronisiert und in Gruppen von acht Signalen zur zentralen Trigger-Logik **CTL**[26] gesendet. Die CTL synchronisiert die gelieferten Trigger-Elemente und kombiniert daraus verschiedene Subtrigger. Ein logisches "ODER" aus diesen Subtriggern führt zu einer positiven L1-Triggerentscheidung. Ist eine positive Triggerentscheidung gefallen, so wird 2.3 μs nach dem Bunchcrossing ein schnelles L1-Keep-Signal von der CTL an alle Subdetektoren gesendet, durch das alle Pipelines gestoppt werden und die Totzeit der Datennahme beginnt. Wird kein L1-Keep gesetzt, so gilt L1-Reject und die Pipelines bleiben bzw. werden freigeschaltet.

- **Level 2 (L2)** - ist ein elektronischer Hardware-Trigger mit Totzeit, der mit einem L1-Keep gestartet wird und die Trigger-Rate auf ca. 200 Hz verringern soll. Die

---

[24] Die angegebenen Raten beziehen sich auf die Design-Luminosität.

[25] RAM=Random-Access-Memory

[26] **CTL**=**C**entral-**T**rigger-**L**ogic

Entscheidungszeit des L2-Triggers liegt bei ca. 20 μs und ermöglicht die Kombination der Trigger-Elemente aus verschiedenen Subdetektoren, entsprechend spezieller topologischer Ereignismuster. Der L2-Trigger starten die Signalauslese.

- **Level 3 (L3)** - ist ein Software-Trigger mit einer maximalen Entscheidungszeit von 800 μs, der die Trigger-Rate durch komplexere Vergleiche von Trigger-Informationen verschiedener Detektorkomponenten auf 50 Hz verringern soll. Der L3-Trigger startet die Ereignisbildung (Eventbuilder).
- **Level 4 (L4)** - ist ein Software-Trigger, durch den die endgültige Trigger-Rate von 5 Hz erreicht werden soll. Der L4-Trigger wird auch als L4-Filter-Farm bezeichnet, da hier mehrere schnelle Prozessoren asynchron zum restlichen Trigger eine schnelle Rekonstruktion des Ereignisses durchführen. Die wesentlichen Kriterien für eine positive Trigger-Entscheidung sind die Rekonstruktion zentraler Spuren und des Vertex, sowie das Vorhandensein von lokaler Energiedeposition in Energieclustern.[27] Mit dem Durchlaufen des L4-Triggers beginnt der Datentransfer.

Als L5-Trigger kann die schnelle Online-Rekonstruktion mit anschließender Ereignis-Klassifikation in den leistungsstarken SGI-Rechnern[28] bezeichnet werden, die zur Produktion von Datenbändern mit selektierten Ereignissen (POT, DST)[29] führt.

2.3.1 L1-Trigger-Elemente

Wichtige L1-Trigger-Elemente sind:

- **Spurkammer-Trigger**
  z-Vertex-Trigger - Die in der CIP, COP und der ersten FMWP-Kammer registrierten Signale werden zu Spuren kombiniert. Zur Vertex-Findung werden die Spuren, entsprechend ihres Schnittpunktes mit der Strahlachse, 16 Segmenten von je 5.4 cm Länge auf der Strahlachse zugeordnet. Diese Bins entsprechen den Bins des z-Vertex-Histogramms. Spuren von Teilchen, die nicht aus der Vertex-Region stammen, ergeben im Unterschied zu Spuren von Teilchen, die aus der Wechselwirkungszone stammen, eine flache Verteilung in den 16 Bins des z-Vertex-Histogramms. Sobald von der Trigger-Logik ein charakteristisches Maximum im z-Vertex-Histogramm gefunden wird, werden beim Überschreiten von zwei Signifikanz-Schwellen die Trigger-Elemente ZVTX-SIG1 bzw. ZVTX-SIG2 und bei schmalem Vertex-Histogramm das Trigger-Element ZVTX-SMALL gebildet.
  Das Trigger-Element ZVTX-T_0 wird gebildet, sobald eine Spur im z-Vertexbereich registriert wurde.
  BPC-Trigger - Wenn mindestens in drei von vier Signaldrahtebenen der BPC Signale registriert wurden, wird das Trigger-Element BPC gesetzt.

---

[27] Als Cluster werden benachbarte Module oder Detektorzellen bezeichnet, deren Energie zusammengefaßt wird.
Die stärkste Verringerung der Trigger-Rate bei der Datennahme 1992/93 wurde durch die Forderung eines rekonstruierten Vertex in x,y,z und durch das Verwerfen von sogenannten 1-Dioden-Ereignissen im BEMC erreicht - siehe [KUR93].

[28] SGI=Silicon-Graphics-Incoorporation

[29] POT=Production-Output-Tape, DST=Data-Summary-Tape

0 2.3μs 20μs 800μs ≈ 100ms Zeit

	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

Tab. 2.4: **Schematischer Aufbau des H1-Triggers**
Für die Erklärung siehe Text.
Nach [EIS92].

CIP-Trigger - Sprechen mehr als drei Sektoren im rückwärtigen Viertel der CIP-Kammer an, so wird das Trigger-Element CIP-BKWD erzeugt, das charakteristisch für ein vom Protonenstrahl erzeugtes Untergrundereignis ist und als Veto-Trigger für andere Spurkammer-Trigger verwendet wird. Eine weitere Funktion der CIP-Kammer ist die Triggerung von kosmischen Myonen.
Driftkammer-Trigger - Durch den CJC-Trigger werden Spuren geladener Teilchen in der rϕ-Projektion erkannt, sobald die Signalhöhen Schwellenwerte überschreiten und die Übereinstimmung mit vorgegebenen Spurmustern gegeben ist. Die Beschränkung auf die Spuren, deren Ursprung sehr nahe der Strahlachse liegt[30] führt zu einer effizienten Reduktion von Untergrundereignissen. Als Trigger-Elemente werden rϕ-THR0 und rϕ-THR1 gebildet, je nachdem ob eine bzw. mehrere Spuren aus der Wechselwirkungszone stammen.

- **Kalorimeter-Trigger**
  LAr-Trigger - Die kleinsten Einheiten des LAr-Triggers sind Trigger-Zellen, die aus den analog summierten Signalen von 16 Kanälen des elektromagnetischen bzw. 4 Kanälen des hadronischen Kalorimeters gebildet und separat verstärkt werden. Ma-

---

[30] Distance-of-closest-approach <2 cm

ximal 4 elektromagnetische bzw. 6 hadronische Trigger-Zellen werden so zu einem Trigger-Tower (TT) zusammengefaßt, daß ihre räumliche Anordnung eine Projektion auf den Vertex ermöglicht. Abhängig von der Position der Trigger-Tower werden 1,2 oder 4 Trigger-Tower zu einem Big-Tower (BT) zusammengefaßt.

Nach der Digitalisiserung der Summensignale in 10.4 MHz 8-Bit-FADC's werden folgende Trigger-Elemente gebildet: Elektron-Trigger E_e[31], Trigger der transversalen Energie E_{trans}, der Gesamtenergie E_{total}, der fehlenden transversalen Energie E_{miss} und topologische Energiesummen E_{topo}[32].

Die t_0-Bestimmung zur Bunchcrossing-Zuordnung erfolgt aus der Energie der Big-Tower durch Zeitdiskriminatoren (Constant-Fraction-Methode).

Trigger des BEMC und Plug-Kalorimeters - Wie beim LAr-Kalorimeter werden auch die Signale des BEMC und des Plug-Kalorimeters zu Trigger-Tower und Big-Tower zusammengefaßt und dann als Bestandteil des Kalorimeter-Trigger weiterverwendet. Das BEMC ist in 24 Trigger-Tower und 8 Big-Tower, das Plug-Kalorimeter in 16 Trigger-Tower und 4 Big-Tower unterteilt.

Das BEMC besitzt zusätzlich einen eigenständigen Trigger mit feinerer Granularität, den **BSET**. Der BSET-Trigger ist für die Messung von DIS-Ereignissen im BEMC mit $Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$, die mit einer hohe Rate auftreten, entwickelt worden und basiert auf den Energiesummen der einzelnen BEMC-Module. Der BSET-Trigger wird in Kap. 3.5 näher beschrieben.

Trigger des Luminositäts-Monitors - Der Trigger des Luminositäts-Monitors wird zur Selektion von Ereignissen der Luminositätreaktion, von Photoproduktions- und radiativen DIS-Ereignissen verwendet. Die drei an die CTL weitergegebenen Trigger-Elemente sind: die Gesamtenergie des Elektron-Taggers ET_{total}, die Gesamtenergie des Photon-Detektors PD_{total} und das Veto-Zähler-Signal VC.

Für die Bestimmung der Luminosität in der Wechselwirkungszone des H1-Detektors wird der Luminositäts-Monitor als Stand-alone-System unabhängig vom H1-Trigger verwendet und die Ereignisse der Luminositätsreaktion durch die logische Verknüpfung der Trigger-Elemente $ET \wedge PD \wedge \overline{VC}$ selektiert.

Zur Registrierung von Photoproduktions-Ereignissen aus der Wechselwirkung eines quasirealen Photons ($Q^2 \rightarrow 0\,\mathrm{GeV}^2$) mit dem Proton wird das Überschreiten einer Schwellenenergie im Elektron-Detektor und keine Energiedeposition im Photon-Detektor - entsprechend $ET \wedge \overline{PD} \wedge \overline{VC}$ - gefordert. Die Koinzidenz von anderen Triggern des H1-Detektors, z.B. des ToF-Triggers, wird zur Separation von Bremsstrahlungsprozessen und Strahlgas-Ereignissen herangezogen.[33]

- **Trigger der Myonkammern**
  Die Myonkammern des Eisenjochs liefern die Trigger-Elemente MU-GE1-FEC, MU-GE1-BEC und MU-GE1-BARREL, je nachdem ob in den nach topologischen Be-

---

[31] Elektronen werden dadurch identifiziert, daß die von ihnen deponierte Energie in den elektromagnetischen Modulen über und in den hadronischen Modulen unterhalb gewisser Schwellen liegt.

[32] Energiesumme aus Teilbereichen des LAr-Kalorimeters (F-, CB-, FB-Energie, die Summe der FB- und CB-Energie), Energiesumme des Plug-Kalorimeters, des BEMC, Energiesumme aus Plug-und F-Energie, Energiesumme aus BEMC- und CB-Energie

[33] Der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlungs-Prozesse im Akzeptanzbereich des Luminositäts-Monitors liegt mit 24.3 mb um mehr als drei Größenordnungen über dem Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion von $\sim 1.4\,\mu\mathrm{b}$ [LEV91].

reichen zusammengefaßten Signalen des Vorwärts-, Rückwärts- oder Zentralbereichs Myonen registriert wurden. Im Vorwärts-Myonspektrometer werden Ereignisse selektiert, die in den Myonkammern vor und hinter dem Toroid-Magneten registriert werden.

- **Trigger von ToF und Vetowänden**
  Die meisten Untergrundereignisse sind nicht zeitsynchron mit den vom Wechselwirkungspunkt ausgehenden ep-Ereignissen. Der ToF-Trigger ist der wesentliche Trigger zur Erkennung dieser Ereignisse durch die Bestimmung der Flugzeit-Differenz zwischen Untergrund- und ep-Ereignissen von ca. 14 ns.[34] Die schnellen Photomultipliersignale von ToF 1 und ToF 0 erzeugen entsprechend ihrer zeitlichen Lage drei Trigger-Elemente - TOF-BG für Untergrundereignisse (Background-Window), TOF-IA für ep-Ereignisse (Interaction-Window) und TOF-GLOBAL. Die Zeitfenster von TOF-BG und TOF-IA haben eine "Breite" von 25 ns bzw. 13.1 ns und sind zeitlich gegeneinander um 1.5 ns separiert.[35] Das globale ToF-Fenster deckt einen Zeitbereich von 92 ns ab, wobei sowohl das Untergrund- als auch das ep-Fenster in dem globalen ToF-Fenster enthalten sind. Ereignisse, die mit TOF-IA charakterisiert werden, dienen hauptsächlich zur Triggerung von Ereignissen mit hohem y, die aus dem Leakage von hochenergetischen Schauern oder aus Hadronen, die keine oder nur sehr wenig Energie in den Kalorimetern deponieren, stammen. Zwischen den Trigger-Signalen der beiden ToF-Wände wird ein logisches "ODER" gebildet und die resultierende Trigger-Information an die zentrale Trigger-Logik CTL weitergeleitet. Das Verwerfen von Untergrundereignissen durch den ToF-Trigger führt zu einer Abnahme der L1-Triggerrate auf 1% und einer entsprechenden Reduzierung der Totzeit bei der Datennahme im Strahlbetrieb. Die meisten L1-Trigger-Elemente anderer Subdetektoren werden daher zusätzlich mit der Forderung $\wedge\overline{\text{TOF-BG}}$ verknüpft.
  Die Vetowände in der Rückwärtsrichtung, die einen radialen Bereich um das Strahlrohr von der Größe des LAr-Kalorimeters abdecken, dienen der Erkennung von Halo-Teilchen, die in größerer Entfernung vor dem Detektor durch die Wechselwirkung des Protonenstrahles mit mechanischen Teilen des Strahlrohrs entstehen. Ohne Information der Vetowände könnten sie im Detektor als ep-Ereignisse mit hohem Q^2 mißinterpretiert werden. Entsprechend dem ToF-Trigger werden, je nachdem ob es sich um Trigger-Signale der inneren oder äußeren Vetowand handelt, die Trigger-Elemente VETO-INNER-BG und VETO-OUTER-BG bzw. VETO-INNER-GLOBAL und VETO-OUTER-GLOBAL gebildet.

- **"Künstliche" Subtrigger**
  Neben den bisher angegebenen Trigger-Elementen gibt es einige "künstliche" Trigger-Elemente, wie den Bunch- und Random-Trigger, die durch einen Zufallsgenerator gesteuert die Signalauslese starten. Mit dem Bunch-Trigger werden Ereignisse aufgezeichnet, die einem festen Bunch, wie z.B. dem nichtkollidierenden Pilot-Bunch des Proton- oder Elektronstrahls, zugeordnet werden. Ein Random-Trigger registriert

---

[34] Durchquert ein Untergrundereignis das ToF zur Zeit t_{ToF}, so tritt ein ep-Ereignis des gleichen Bunches zur Zeit $t_{\mathrm{ep}}=t_{\mathrm{ToF}}+2\cdot\Delta l/c$ auf. Der Zeitunterschied Δt zwischen Untergrund- und ep-Signal ist dann $\Delta t=2\cdot\Delta l/c\approx 14$ ns, wobei Δl der ToF-Vertex-Abstand von ca. 2 m ist.

[35] Das Zeitfenster von TOF-BG beginnt 18 ns vor dem Zeitpunkt an dem die Untergrundereignisse maximal sind und endet 7 ns nach diesem Zeitpunkt.

Ereignisse aus einem zufällig ausgewählten Bunch. Mit Ereignissen, die durch den Bunch-Trigger selektiert wurden, lassen sich die Energieverteilung und die Rate von Untergrundereignissen der Proton- und Elektronenstrahlen, mit Random-Trigger-Ereignissen das elektronische Rauschen unter Strahlbedingungen untersuchen. Daher werden bei jedem Run auch einige durch den Bunch- oder Random-Trigger selektierte Ereignisse aufgenommen.

Kapitel 3

Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter BEMC

Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter BEMC ist ein, über Wellenlängenschieber von Photodioden/Vorverstärkern ausgelesenes Blei-Szintillator-Samplingkalorimeter. Es überdeckt im rückwärtigen H1-Detektor den Polarwinkelbereich von $151.4^\circ \leq \theta \leq 176.7^\circ$. Die Anforderungen an das BEMC sind:

- Messung der Energien von Elektronen mit guter Energieauflösung
- Gute Homogenität der Signale über die gesamte Detektorfläche
- Lieferung einer Ortsinformation der gemessenen Elektronen durch die Bestimmung des Schauerschwerpunktes
- Unterstützung der Separation zwischen Elektronen und Hadronen als Grundlage zur Messung von Hadronen aus der Photoproduktion und aus hadronischen Endzuständen bei kleinem und mittleren x
- Unabhängige Selektion von Ereignissen durch den BSET-Trigger

Eine Beschreibung des Aufbaus und der Ausleseelektronik des BEMC ist in [BEM92] zu finden.

3.1 Allgemeiner Aufbau

Das BEMC besteht aus 88 Modulen, die an der Vorder- und Rückseite einer zylindrischen Aluminiumtonne fixiert sind.
Die Aluminiumtonne hat eine innere bzw. äußere Wandstärke von 0.75 cm bzw. 1.55 cm, überdeckt einen radialen Bereich von $10.75\,\text{cm} \leq r \leq 81.05\,\text{cm}$ und erstreckt sich in z-Richtung von $-144.0\,\text{cm} \geq z \geq -187.9\,\text{cm}$, d.h. ihre Tiefe beträgt 43.9 cm. In die Frontplatte jedes Moduls ist ein 1.3 cm langer Zentrierzapfen mit einem Durchmesser von 2.0 cm eingearbeitet mit dem die Module in entsprechende Bohrungen in der 1.3 cm dicken Frontplatte der Aluminiumtonne eingehängt werden.
In der Aluminiumtonne sind die Module in 10 Modulreihen (R_i, i=0-9) und 10 Modulspalten (S_j, j=0-9) angeordnet und entsprechend der Position gemäß $N_i = 10 \cdot R_i + S_j$ nummeriert - siehe Abb. 3.1. An der Rückseite der Aluminiumtonne befinden sich U-Profile aus Aluminium, die am Rand der Tonne angeschraubt sind und auf die die Module einer Reihe aufgelegt werden - siehe Abb. 3.3.
Alle Module sind aus abwechselnden Schichten von 2.5 mm Blei- und 4 mm Szintillator-Platten aufgebaut, die vertikal zur Strahlachse orientiert sind. Von den 88 Modulen haben

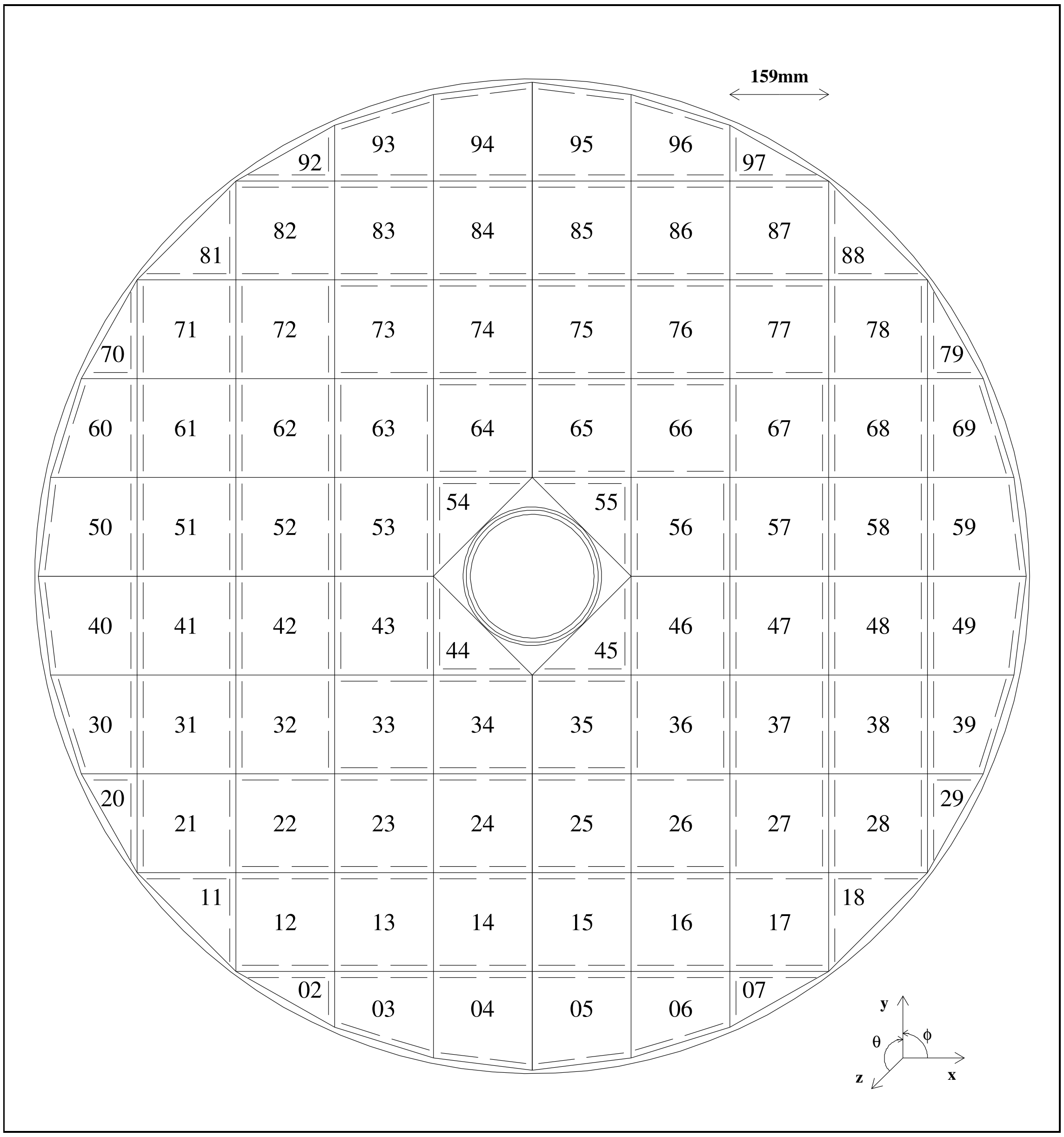


Abb. 3.1: **Ansicht des BEMC vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen**
Eingezeichnet ist die Lage der langen Wellenlängenschieber aller Module und die Modul-Nummerierung.
Die Orientierung der Module bzw. die Anordnung der Wellenlängenschieber ist so gewählt, daß ein vom Vertex kommendes Elektron einen möglichst kurzen Weg im Wellenlängenschieber zurücklegt.

Abstand Vertex-BEMC-Frontplatte	144.0 cm
Abstand Vertex-BEMC-1. Szintillatorplatte	146.1 cm
Abstand Vertex-BEMC-Ende der Samplingschichten	180.35 cm
mittlere Dichte $\overline{\varrho}$ der Samplingschichten	$\overline{\varrho}$=4.61 g/cm^3
sensitive Länge	21.59 X_0, 0.98λ, 34.25 cm
sensitive Länge von 15 Samplingschichten	6.60 X_0, 0.29λ, 10.35 cm
Molière-Radius[a] R_m	3.81 cm
min. sensitiver Radius ($0° \leq \phi \leq 360°$)	15.9 cm
max. sensitiver Radius	≈79 cm
max. Winkelbereich (inkl. Aluminiumtonne)	$151.4° \leq \theta \leq 176.7°$
Winkelbereich (vollst. Einschluß, z=0 cm)	$155.9° \leq \theta \leq 173.7°$
Winkelbereich (vollst. Einschluß, z=+25 cm)	$158.7° \leq \theta \leq 174.5°$
Winkelbereich (vollst. Einschluß, z=−25 cm)	$152.3° \leq \theta \leq 172.5°$
Pseudorapiditäts-Bereich (vollst. Einschluß, z=0 cm)	$-2.89 \leq \eta \leq -1.55$
BEMC-BPC-Akzeptanzbereich (3 Ebenen, z=0 cm)	$155.4° < \theta < 174.5°$
max. BPC-Winkelbereich (1 Ebene, z=0 cm)	$155.1° < \theta < 174.5°$
Gesamtgewicht inklusive der Aluminiumtonne	ca. 3000 kg

Tab. 3.1: **Generelle Parameter des BEMC**
Als vollständiger Einschluß wird der Winkelbereich bezeichnet, für den eine, auf die Schauerachse bezogene, Strahlungslänge $\geq 21.5\,X_0$ gegeben ist. Die vordere Aluminiumplatte wird dabei nicht berücksichtigt - siehe auch Abb. 3.5.
[a] Zur Berechnung des Molière-Radius siehe Tab. 3.4.

56 Module einen quadratischen Querschnitt von 15.84×15.84 cm^2.[1] Die Querschnittsformen der nicht quadratischen Module sind so gewählt, daß die Aluminiumtonne möglichst vollständig ausgefüllt wird. Die Anpassung wird durch Module mit dreiecksförmigem Querschnitt im Strahlrohrbereich und Module mit dreiecks- und trapezförmigen Querschnitt im Außenbereich erreicht.[2]
Die Positionierung des BEMC in den H1-Detektor erfolgt, nachdem die BPC an der vorderen Aluminumplatte des BEMC befestigt wurde, durch seitlich an der Aluminiumtonne des BEMC angebrachten Profilschienen, die auf entsprechende Profilschienen eines Tragegestelles aufgelegt werden. Von den Profilschienen des Tragegestells wird dann das BEMC auf Profilschienen geschoben, die an der Innenseite des LAr-Kalorimeters angebracht sind, und in der Sollposition fixiert. Die Präzision der Lage des BEMC liegt bei ca. 1-2 mm.[3]
In Abb. 3.2 sind zwei Photographien und in Tab. 3.1 einige generelle Parameter des BEMC aufgelistet.

---

[1] Für die Quadrat-Module beträgt der Abstand der Bohrungen in der Frontplatte der Aluminiumtonne 15.89 cm.

[2] Insgesamt wird so eine Fläche von 98.4% der Aluminiumtonne abgedeckt. Die Quadrat-Module überdecken 74% der Fläche der Aluminiumtonne.

[3] Eine 1992 durchgeführte Vermessung der Position des BEMC ergab eine z-Koordinate der Frontplatte von -144.5 cm. Durch die Analyse von ep-Streuereignissen, die in der BPC und im BEMC registriert wurden, konnte gezeigt werden, daß die BPC bezüglich des BEMC nicht verschoben und bezüglich des Strahlrohrs zentriert ist [REI94].

Modul-Anzahl	Modul-Querschnitt	Typ-Bezeichnung	Anzahl lange WLS	Anzahl kurze WLS	Anzahl Photodioden
56	Quadrat	0/A	4	2	8
4	gr. Trapez	1/B1	4	2	8
4	kl. Trapez	2/C1	4	0	4
4	kl. Dreieck	3/D1	3	0	3
8	gr. Dreieck	4/E	4	0	4
4	gr. Trapez (gespiegelt)	5/B2	4	2	8
4	kl. Trapez (gespiegelt)	6/C2	4	0	4
4	kl. Dreieck (gespiegelt)	7/D2	3	0	3
88					

Tab. 3.2: **Modultypen des BEMC**
Für die Erklärung siehe Text.

3.2 Die BEMC-Module

Modultypen Es gibt acht verschiedene Typen von BEMC-Modulen, die nach ihrer Querschnittsform unterschieden werden - siehe Tab. 3.2. Für die verschiedenen Modulformen werden zwei Typ-Bezeichnungen verwendet - eine Software-Nummerierung von 0-7, die in den Simulations- und Rekonstruktionsprogrammen (H1SIM, H1REC) eingesetzt wird und eine Produktions-Nummerierung von A-E, mit zusätzlicher Kennzeichnung der Grundform (=1) bzw. der gespiegelten Form (=2) von Modulen, die in zwei spiegelsymmetrischen Versionen vorkommen - siehe Tab. 3.3.

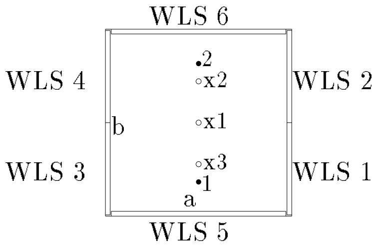
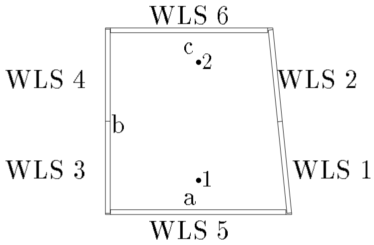
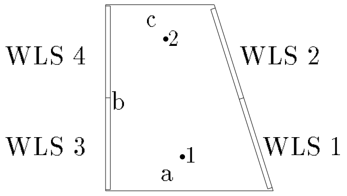
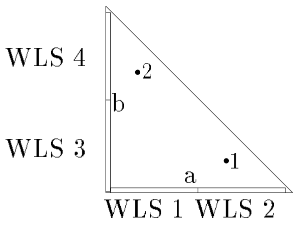
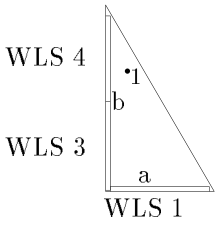
Allgemeiner Aufbau der Module Der allgemeine Aufbau der Module ist schematisch in Abb. 3.3 und Abb. 3.4 dargestellt.

Die grundlegende Samplingstruktur ist bei allen Modulen gleich. Vom Vertex aus gesehen besteht jedes Modul aus einer vorderen 8 mm Aluminiumplatte, der 1. Szintillatorplatte von 4 mm und einer Folge von 49 Samplingschichten, aus je 2.5 mm Blei, 0.2 mm Reflektorpapier, 4 mm Szintillator und 0.2 mm Reflektorpapier. Am Ende der Samplingstruktur folgt eine 8 mm Aluminiumplatte, die zusammen mit der vorderen Aluminumplatte an einen Edelstahlkasten von 0.2 mm Wandstärke, der die Samplingstruktur fixiert, angeschraubt ist. Bei der Montage der Module wird die Rückplatte gegen den Plattenstapel gepreßt und unter Spannung mit dem Edelstahlkasten verschraubt, wodurch die nötige Stabilität des Modulgehäuses erreicht wird.

Die Länge der Module beträgt 39.9 cm, wenn die 1.3 cm Frontplatte der Aluminiumtonne bzw. den Zentrierzapfen der Module mit eingerechnet wird. Die Gesamtlänge des BEMC beträgt 43.9 cm, wenn man die, an der hinteren Aluminiumplatte angeschraubte, Elektronik-Box von 2.5 cm, das U-Profil zur Modulhalterung von 1.0 cm und den Zwischenraum von 0.5 cm zwischen Elektronik-Box und U-Profil berücksichtigt - siehe Abb. 3.3.

Zwischen den Samplingschichten und dem Edelstahlkasten sind Wellenlängenschieber vom Typ Y7 angebracht, durch die das in den Szintillatorplatten erzeugte Licht ausgelesen und, in der Wellenlänge verschoben, zu den Photodioden geleitet wird, die am hinteren Ende der

Abb. 3.2: **Photographien vom BEMC**
In beiden Abbildungen ist die rückwärtige Seite des in den H1-Detektor eingebauten BEMC dargestellt. In der oberen Abbildung ist in der Bildmitte ein Teil des Strahlrohres und am rechten Bildrand die Herausführung der Signalkabel der Module zu erkennen. Die untere Abbildung zeigt das BEMC nach der Montage der oberen Hälfte der Kühlplatte. In der Mitte ist die Aussparung für das Strahlrohr zu erkennen.

Modulform/Typ	Querschnitt	Koordinaten (mm)
Quadrat-Modul Typ A 1-61		Szintillatormaße: a=149.8 b=156.8 (149.8) Modulmaße: 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)
gr. Trapez-Modul Typ B1, B2 101-105, 201-205		Szintillatormaße: a=149.6 (149.3) b=156.8 (149.8) c=133.7 (133.8) Modulmaße: A=158.4 B=158.4 C=142.4 1=(79.2,29.2) 2=(79.2,129.2)
kl. Trapez-Modul Type C1, C2 301-305, 401-405		Szintillatormaße: a=133.2 b=156.8 c=83.5 Modulmaße: A=142.3 B=158.4 C=92.1 1=(65.3,29.2) 2=(50.3,129.2)
gr. Dreick-Modul Type E 501-512		Szintillatormaße: a=148.4 b=148.4 Modulmaße: A=158.1 B=158.1 1=(102.0,27.0) 2=(27.0,102.0)
kl. Dreieck-Modul Type D1, D2 601-605, 701-705		Szintillatormaße: a=84.2 b=144.6 Modulmaße: A=91.2 B=157.9 1=(18.5,102.0)

Tab. 3.3: **Modulformen und -maße**

In der ersten Spalte sind die Modultypen und Produktionsnummern der Module (inkl. Ersatzmodule), in der zweiten Spalte die Position und Nummerierung der Wellenlängenschieber (WLS) - inklusive der kurzen WLS 5,6 - angegeben. Die dritte Spalte enthält die Maße der Blei/Szintillator-Platten und die Außenmaße der Module, wobei die Werte in Klammern die Maße der letzten 15 Samplingschichten sind. Die Ankopplungspunkte der Lichtfasern des Laser-Monitorsytems (•) sind mit 1 und 2 bezeichnet. Ihre (x,y)-Koordinaten sind auf die linke untere Ecke der Modulmaße (0,0) bezogen. Für das Quadrat-Modul sind die Kalibrationspunkte x1, x2 und x3 der DESY-Teststrahlmessung (○) angegeben.

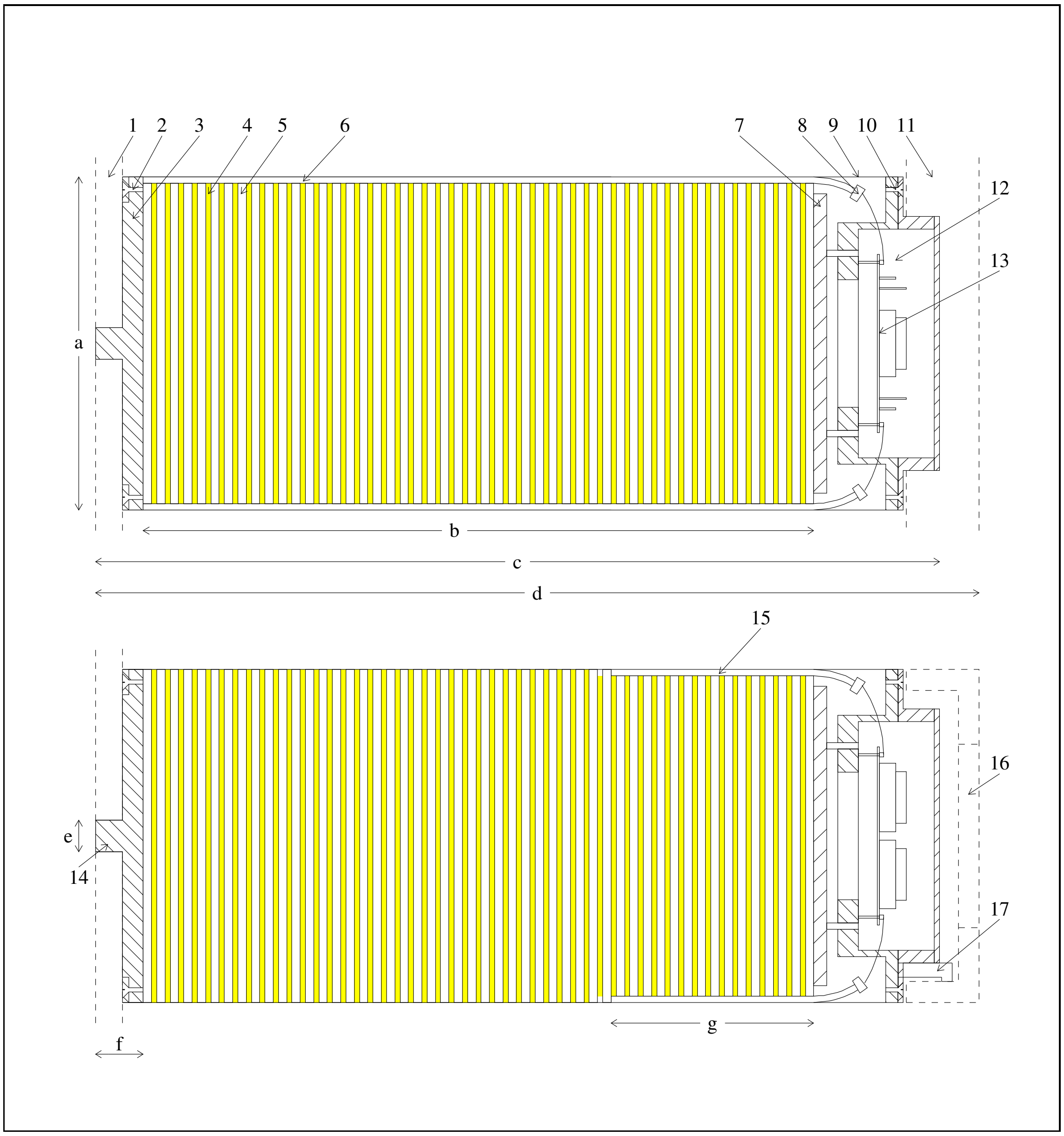


Abb. 3.3: **Aufbau der BEMC-Module - Seitenansicht/Längsschnitt**

Maße (mm): a=158.4 b=342.0 c=399.0 d=439.0 e=20.0 f=21.0 g=103.0

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) Rückplatte der Halterungstonne
12) Elektronikgehäuse
13) Platine mit Vorverstärker und Kabeltreiber
14) Zentrierzapfen
15) kurzer Wellenlängenschieber
16) Halterungs-U-Profil
17) Halterungsbolzen

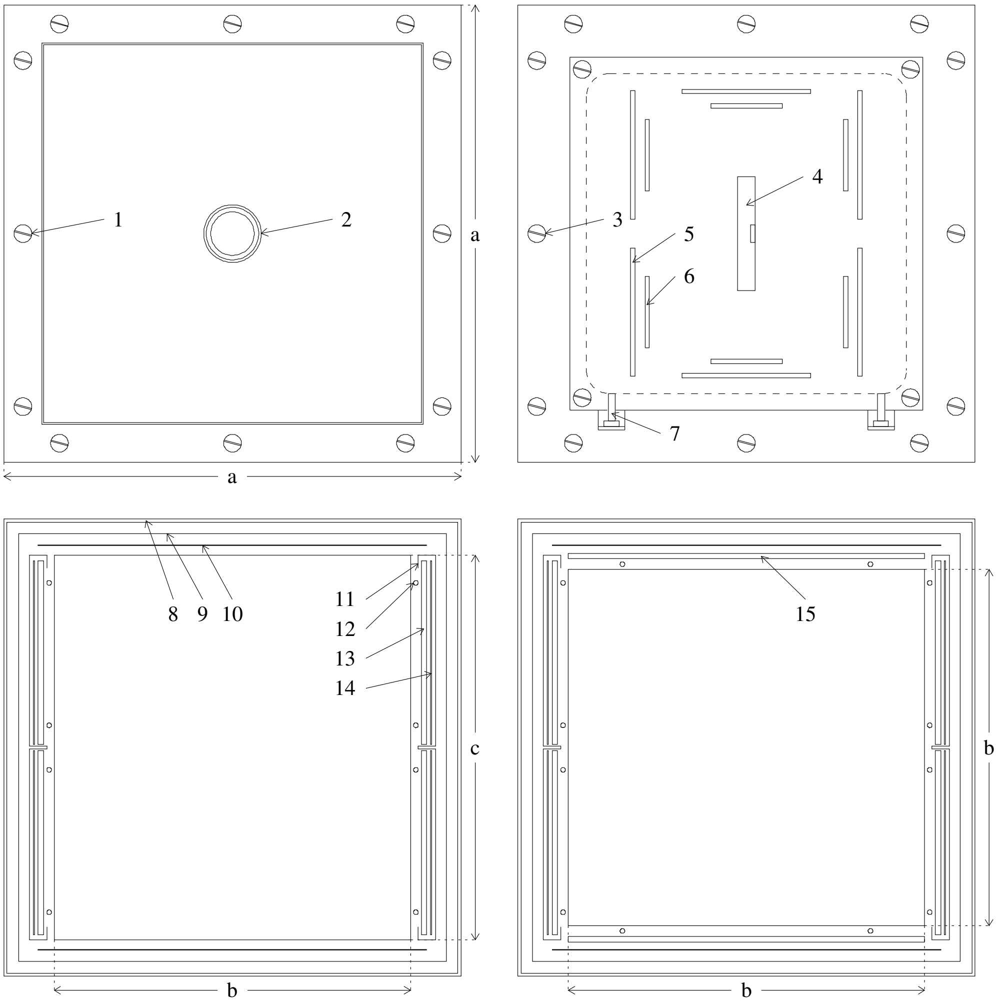


Abb. 3.4: **Aufbau der BEMC-Module - Front/Rückansicht/Querschnitt**

Maße (mm): a=158.4 b=149.8 c=156.8

Die unteren beiden Darstellungen sind nicht maßstäblich, die Maße der Blei- bzw. Szintillatorplatten (b,c) sind aber korrekt angegeben.

1) vordere Befestigungsschraube	2) Zentrierzapfen
3) hintere Befestigungsschraube	4) Anschluß für Twisted-Pair-Kabel
5) Vorverstärker	6) Kabeltreiber (Line-Driver)
7) Halterungsbolzen	8) 0.2 mm Stahlkasten
9) Tedlar-Schrumpffolie	10) Tyvec-Reflektorpapier
11) Aluminiumschatulle für lange WLS	12) Nylonfaden (0.3 mm Durchmesser)
13) langer Wellenlängenschieber	14) Tyvec-Reflektorpapier (lange WLS)
15) kurzer Wellenlängenschieber	

Wellenlängenschieber aufgeklebt sind. An der Außenseite sind die Wellenlängenschieber zunächst mit Reflektorpapier umgeben und dann lichtdicht mit schwarzer Folie[4] eingeschweißt. Die von den Photodioden ausgelesenen Signale werden zu den Vorverstärkern der Modulelektronik, die sich zusammen mit den Kabel-Treibern (Line-Driver) auf einer Platine in der Elektronik-Box auf der Rückseite der Module befindet, weitergeleitet. Auf der Platine befindet sich auch der Anschluß der Kabel, durch die die Versorgungs- und Bias-Spannungen geliefert werden und die Signalauslese erfolgt - siehe Abb. 3.3, Abb. 3.4 und Kap. 3.3.
Die Strahlungslänge der Samplingschichten beträgt insgesamt 21.59 X_0, die totale hadronische Wechselwirkungslänge 0.98 λ - siehe Tab. 3.4. Die Abhängigkeit der Strahlungslänge des BEMC vom Polarwinkel, unter dem ein Elektron ins BEMC eintritt, ist in Abb. 3.5 dargestellt. Die Berechnung wurde mit der Näherung einer homogenen Struktur des BEMC und mit dem H1SCAN-Programm, daß die Zusammensetzung und Geometrie des Detektors beschreibt, durchgeführt. Im Unterschied zur Annahme einer homogenen BEMC-Struktur, sind bei der exakten Berechnung mit H1SCAN, abhängig vom Azimutwinkel, für verschiedene Polarwinkel Cracks zu erkennen, die auftreten, wenn Wellenlängenschieber oder Modulgrenzen durchquert werden.

Der Szintillator SCSN 38 SCSN 38[5] besteht zu 99% aus einer fluoreszierenden Polystyrolmatrix, die als Beimischung 1% b-PBD und 0.02% BDB als 1. und 2. Fluorfarbstoff enthält. Die Farbstoffe sind so gewählt, daß ihre Emissions- und Absorptionsspektren, in der Reihenfolge Polystyrolmatrix-1. Fluor-2. Fluor, aufeinander abgestimmt sind. Damit wird erreicht, daß das in der Polystyrolmatrix erzeugte Szintillationslicht vom UV-Bereich in den sichtbaren Bereich verschoben und die Abschwächlänge[6] des Szintillationslichts in SCSN 38 auf ca. 97 cm vergrößert wird [KAM83].
Die Szintillatorplatten haben für jeden Modultyp eine unterschiedliche Form und Abmessung - siehe Tab. 3.3.
Durch die Reflektorpapiere[7], die die Szintillatorplatten umgeben, wird die Reflexion erhöht und damit die optische Signalauslese verbessert. Durch aufgedruckte schwarze Abschattungsmuster wird die Reflexion in speziellen Bereichen verringert und so die Homogenität der Signale über die Modulfläche verbessert. Dies gilt allerdings nur für die Signale der Wellenlängenschieber, die über die ganze Länge der Samplingschichten gehen. Für jeden Modultyp wurden unterschiedliche, in Laboruntersuchungen optimierte Abschattungsmuster verwendet [EIS90], [ESC91].

Der Blei-Absorber Als Absorbermaterial werden im BEMC Bleiplatten von 2.5 mm Dicke verwendet. Blei hat eine kleine Strahlungslänge X_0 und einen kleinen Molière-Radius R_m und ermöglicht einen guten Einschluß von elektromagnetischen Schauern bei einem gleichzeitig kompakten Aufbau des Kalorimeters. Aus mechanischen und fertigungstechnischen Gründen bestehen die Absorberplatten nicht aus reinem Blei, sondern aus

---

[4] Tedlar-Folie der Firma Krempel (Vaihingen/Enz).

[5] SCSN 38 wurde von der Firma Kyowa Gas Chemical Ind. Co. Ltd. (Tokyo, Japan) hergestellt und über die Firma Mitsui & Co. Deutschland (Düsseldorf) bezogen.

[6] Die Abschwächlänge λ_a ist ein Maß für die Lichtausbeute. Für die Abschwächung der Lichtintensität mit dem Lichtweg x gilt $I(x)=I_0 \cdot \exp(x/\lambda_a)$.

[7] Tyvec-Papier von 0.2 mm Dicke der Firma Klinke Druck (Hamburg).

	Blei	Antimon	SCSN 38	Papier	BEMC
Kernladungszahl Z	82	51	~ 6	~ 6	-
Massenzahl A	207.19	121.76	~ 12	~ 12	-
Anzahl der Lagen	49		50	100	-
Dicke der Lagen (mm)	2.5		4.0	0.2	-
Länge (cm)	11.515	0.735	20.0	2.0	34.25
Dichte (g/cm^3)	11.35	6.7	1.032	0.8	4.61
Volumen-%	33.6	2.15	58.4	5.85	100.0
Gewichts-%	82.8	3.1	13.1	1.0	100.0
kritische Energie[a] E_c (MeV)	9.62	15.33	111.1	111.1	-
kritische Energie[b] E_c (MeV)	6.71	10.78	91.67	91.67	-
Strahlungslänge (g/cm^2)	6.37	8.735	43.8	44.0	7.31
Strahlungslänge (cm)	0.56	1.30	42.44	55.00	1.59
Dicke (X_0)	20.52	0.56	0.47	0.04	21.59
Wechselwirkungslänge (g/cm^2)	194.0	164.5	82.0	56.0	161.11
Wechselwirkungslänge (cm)	17.09	24.55	79.46	56.0	-
Dicke (λ)	0.67	0.03	0.25	0.03	0.98
Molière-Radius[a] R_m (cm)	1.24	1.80	8.10	8.40	2.77
Molière-Radius[b] R_m (cm)	1.77	2.56	9.81	12.72	3.81

Tab. 3.4: **Zusammensetzung der Samplingschichten des BEMC**

Als Strahlungslänge in g/cm^2 von Antimon ist der Interpolationswert der Strahlungslängen von Zinn und Xenon, als Strahlungslänge von Papier ist der Mittelwert verschiedener Hydrokarbonate und für SCSN 38 ist der Wert für Polystyrol angegeben [REV92].

Die kritische Energie E_c, bei der Strahlungs- und Ionisationsverluste gleich sind, berechnet sich in zwei Näherungen aus:

$$^{a}\ E_c \simeq \frac{800\,\mathrm{MeV}}{Z+1.2} \quad \text{nach [REV92]} \qquad ^{b}\ E_c \simeq \frac{550\,\mathrm{MeV}}{Z} \quad \text{nach [AMA81]}$$

Die Molière-Radien wurden mit diesen Werten mit der folgenden Formel nach [REV92] berechnet:

$$R_m \simeq X_0 \frac{21.2\,\mathrm{MeV}}{E_c}$$

Der Molière-Radius bzw. die Strahlungslänge für das BEMC wurde mit den folgenden Formeln nach [REV92] berechnet:

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

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i \frac{f_i}{X_{0i}}$$

f_i ist der Gewichtsanteil, X_{0i} die Strahlungslänge in g/cm^2 und E_{ci} die kritische Energie in MeV des i-ten Materials.

Bei Berücksichtigung der Schicht von 2.1 cm Aluminium vor der ersten Szintillatorschicht folgt eine zusätzliche Strahlungslänge von $0.23X_0$ und eine zusätzliche Wechselwirkungslänge von 0.05λ. Aluminium hat eine Dichte von 2.70 g/cm^3, eine Strahlungslänge von 24.01 g/cm^2 und eine Wechselwirkungslänge von 106.4 g/cm^2 [REV92].

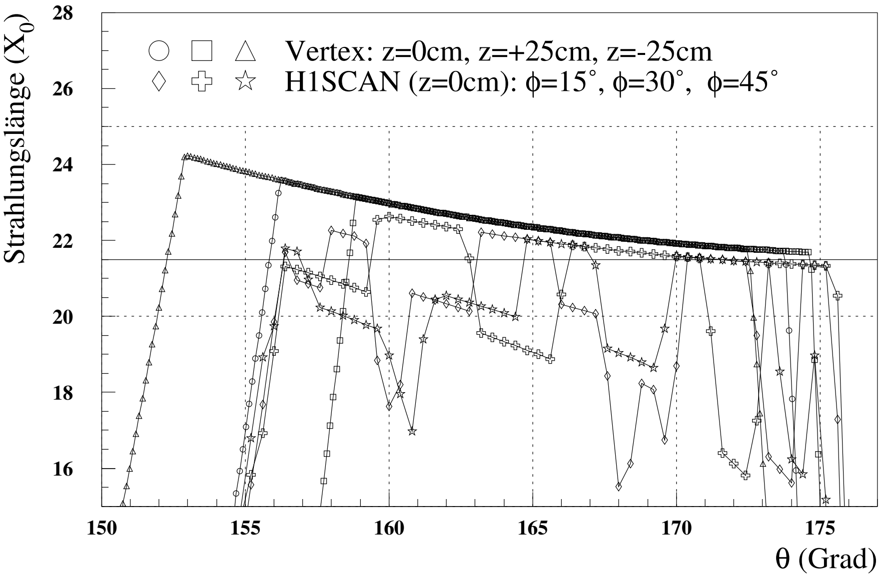


Abb. 3.5: **BEMC-Strahlungslänge als Funktion des Polarwinkels θ**
Für drei verschiedene Vertexpositionen ist, mit der Näherung einer homogenen BEMC-Struktur, die Strahlungslänge des BEMC als Funktion des Polarwinkels θ angegeben. Die Berechnung der Strahlungslänge erfolgt geometrisch durch die Bestimmung der Länge der Teilchenspur im BEMC, unter der Annahme einer homogenen Länge des BEMC von 21.59 X_0, ohne Berücksichtigung der vorderen Aluminiumplatte. Um die ϕ-Abhängigkeit der inneren Dreieck-Module in dieser Berechnung auszuschließen, wurde als minimaler Radius ein Wert von 15.9 cm angenommen. Zum Vergleich sind für die ϕ-Winkel 15°, 30° und 45° die mit dem H1SCAN-Programm bestimmten Strahlungslängen eingezeichnet. In H1SCAN wird der Aufbau, die Zusammensetzung und die Geometrie des Detektors entsprechend der Beschreibung im Simulationsprogramm H1SIM verwendet.

PbSb6, einer Mischung aus 94 Gewichts-% Blei und 6 Gewichts-% Antimon.
In Tab. 3.4 sind die Strahlungslängen und hadronische Wechselwirkungslängen der Samplingkomponenten aufgeführt und die Mittelwerte für die BEMC-Module angegeben.

Die Wellenlängenschieber Das in den Szintillatorplatten erzeugte Szintillationslicht wird über 3 mm dicke Wellenlängenschieber vom Typ Y7 durch Photodioden, die auf die rückwärtigen Stirnflächen der Wellenlängenschieber aufgeklebt sind, ausgelesen.
Y7 ist ein Farbstoff, der zu 30 ppm in einer nichtfluoreszierenden Plexiglas-Matrix gelöst ist.[8] Das Absorptionsspektrum von Y7 ist auf das Emissionsspektrum des 2.Fluor-Farbstoffes von SCSN 38 abgestimmt. Die Abschwächlänge von Y7 in Kombination mit SCSN 38 liegt bei 91 cm [KAM83]. Das Emissionsmaximum von Y7 liegt bei ca. 500 nm und damit

---

[8] Y7 wurde bei der japanischen Firma Kyowa Gas (Tokyo, Japan) hergestellt und über Mitsui & Co. Deutschland (Düsseldorf) bezogen.

im sensitiven Wellenlängenbereich der Photodioden.
Bei den Quadrat- und großen Trapez-Modulen werden lange und kurze Wellenlängenschieber eingesetzt. Die langen Wellenlängenschieber sind paarweise an gegenüberliegenden Seiten des Moduls angebracht und lesen die gesamte Modullänge, d.h. alle Samplingschichten aus. Die kurzen Wellenlängenschieber befinden sich an den anderen Seiten des Moduls und lesen nur die hinteren 15 Samplingschichten aus. Durch den Vergleich der Signale in den langen und kurzen Wellenlängenschieber eines Moduls soll eine Elektron-Hadron-Separation ermöglicht werden [LIP91], daher werden die langen Wellenlängenschieber auch als "elektromagnetische" und die kurzen Wellenlängenschieber als "hadronische" Wellenlängenschieber bezeichnet.
Die Breite der langen Wellenlängenschieber der Quadrat- und großen Trapez-Module beträgt 7.8 cm, die der anderen Modultypen variiert zwischen 7.4 cm und 8.4 cm, je nach der Position der Wellenlängenschieber in den Modulen.
Die Gesamtlänge der elektromagnetischen Wellenlängenschieber beträgt für alle Module 36.7 cm, wovon 34.2 cm direkt an den Szintilatorplatten anliegen. Die hinteren 3.5 cm der Wellenlängenschieber sind zur Modulmitte hin gebogen - siehe Abb. 3.3, um Halbleiterzähleffekte in den Photodioden durch Teilchen, deren Flugbahn in den Wellenlängenschiebern verläuft, zu vermeiden.
Die kurzen Wellenlängenschieber der Quadrat-Module sind 15.0 cm, die der großen Trapez-Module, je nach ihrer Position im Modul 13.4 cm bzw. 15.0 cm breit, und wie die langen Wellenlängenschieber im hinteren Bereich gebogen. Die Länge, auf der die kurzen Wellenlängenschieber direkt am Szintillator anliegen, beträgt 10.3 cm, bei einer Gesamtlänge von 12.8 cm - siehe Abb. 3.3.
Die langen Wellenlängenschieber befinden sich in Aluminiumschatullen, um eine optische Trennung zum benachbarten Wellenlängenschieber zu gewährleisten - siehe Abb. 3.4. Alle Wellenlängenschieber sind auf der dem Szintillator abgewandten Seite und auf der vorderen Stirnseite mit Reflektorpapier belegt, wodurch die Lichtausbeute vergrößert wird. Bei den langen Wellenlängenschiebern sind im hinteren Bereich zwischen ca. 24.5 cm und 34.6 cm Abschattungsmuster in drei verschiedenen Graustufen aufgedruckt, die die longitudinale Homogenität der Signale verbessern [EIS90]. Die Reflektorpapiere der kurzen Wellenlängenschieber haben keine Abschattungsmuster. Um die Totalreflexion im Wellenlängenschieber zu ermöglichen, wird der direkte optische Kontakt zwischen Szintillator und Wellenlängenschieber durch einen transparenten Nylonfaden von 0.3 mm Durchmesser, mit dem der Wellenlängenschieber im Abstand von ca. 2-3 cm über die ganze Länge umwickelt ist, verhindert - siehe Abb. 3.4.
Die Anordnung und Nummerierung der Wellenlängenschieber in den Modultypen ist schematisch in Tab. 3.3 dargestellt.

3.3 Die BEMC-Elektronik

Genereller elektronischer Signalverlauf Abb. 3.6 und Abb. 3.7 zeigen schematische Darstellungen des elektronischen Signalverlaufs im BEMC mit den wesentlichen Komponenten der Analog- und Digitalelektronik bzw. mit den Angaben der Anzahl der Einzelkomponenten und der Signale, die zwischen den Komponenten übertragen werden.
Die Elektronik des BEMC hat zusätzlich zur eigentlichen Datennahme, d.h. der Signalaus-

lese und -verarbeitung der, z.B. von Elektronen, im BEMC deponierten Energie, die folgenden drei weiteren Aufgabenbereiche abzudecken:

- Elektronische Kalibration - zur Überwachung der Funktion der elektronischen Kette durch ein Testpulser- und ein Laser-Monitorsystem - siehe Kap. 3.4.2.
- Trigger - bei einer hinreichend großen Energiedeposition im BEMC werden durch den BSET- oder den Kalorimeter-Trigger Signale erzeugt, die nach der Weiterleitung an die zentrale Trigger-Logik (CTL) und den CALO-STC[9] die Signalauslese starten - siehe Kap. 3.5.
- Systemüberwachung - zur Kontrolle der Temperatur im BEMC und des Bias-Stroms der Photodioden wird die Slow-Control-Elektronik des BEMC eingesetzt, die über einen Mac II-Rechner gesteuert bzw. ausgelesen wird - siehe Abb. 3.7.

Die BEMC-Elektronik besteht aus der detektornahen Elektronik und der Elektronik, die sich in der Elektronikhütte neben dem Detektor befindet (Trailor-Elektronik).

Die detektornahe Elektronik setzt sich aus der Modulelektronik, mit den auf den Wellenlängenschiebern aufgeklebten Photodioden, sowie den Vorverstärker und Kabeltreibern (Line-Driver), die sich auf der Platine in der Elektronik-Box der Module befinden, zusammen. Auf der Platine befindet sich auch der Anschluß für die Kabel, die zur Cable-Distribution-Area (CDA) führen.

Die Trailor-Elektronik umfaßt die Cable-Distribution-Unit's (CDU's), die Analogboxen (ANBX's) mit den Analog-Card's (ANCA's), die Analog-Receiving-Unit (ANRU), die Analog-Digital-Converter (ADC's) und das Datenakquisitionssystem (DAQ), durch das die Verbindung zur H1-Datenakquisition und zum H1-Trigger erfolgt.

Photodiode und Vorverstärker Zur Umwandlung des in den Wellenlängenschiebern gesammelten Lichts in elektrische Signale werden Silizium-pin-Photodioden (PD) vom Typ S2575 verwendet, die eine sensitive Fläche von $3 \times 0.34 \approx 1\,\mathrm{cm}^2$ besitzen.[10] Die Photodioden wurden mit einem transparenten Zweikomponentenkleber[11], der die optische Ankopplung nicht beeinträchtigt, auf die hintere Stirnseite der Wellenlängenschieber geklebt. Die langen Wellenlängenschieber werden durch jeweils eine mittig aufgeklebte Photodiode ausgelesen. Bei den hinteren Wellenlängenschiebern, die die doppelte Breite der langen Wellenlängenschieber haben, sind zwei Photodioden aufgeklebt, die parallel an einem Vorverstärker angeschlossen sind.

Die Spektralempfindlichkeit der verwendeten Photodioden liegt in einem Bereich von ca. $320\,\mathrm{nm} \leq \lambda \leq 1060\,\mathrm{nm}$, mit einer maximalen Empfindlichkeit bei ca. 900 nm [HAM86]. Betrachtet man die Photodiode als Plattenkondensator der Fläche A mit dem Plattenabstand bzw. der Breite des intrinsischen Bereiches d, so gilt für die Kapazität $\mathrm{C_D}$ der Photodiode [GRO84]:

$$\mathrm{C_D\,(pF)} \approx 106 \frac{\mathrm{A\,(cm^2)}}{\mathrm{d\,(100\,\mu m)}} \tag{3.1}$$

---

[9] CALO-STC=Calorimeter-Subdetecor-Trigger-Controler

[10] Die Photodioden wurden von der japanischen Firma Hamamatsu hergestellt und über die deutsche Firma Dr. Seitner Mess- und Regeltechnik GmbH (Herrsching) bezogen.

[11] Marke Stycast a&b der Firma Grace & Co. (Hanau).

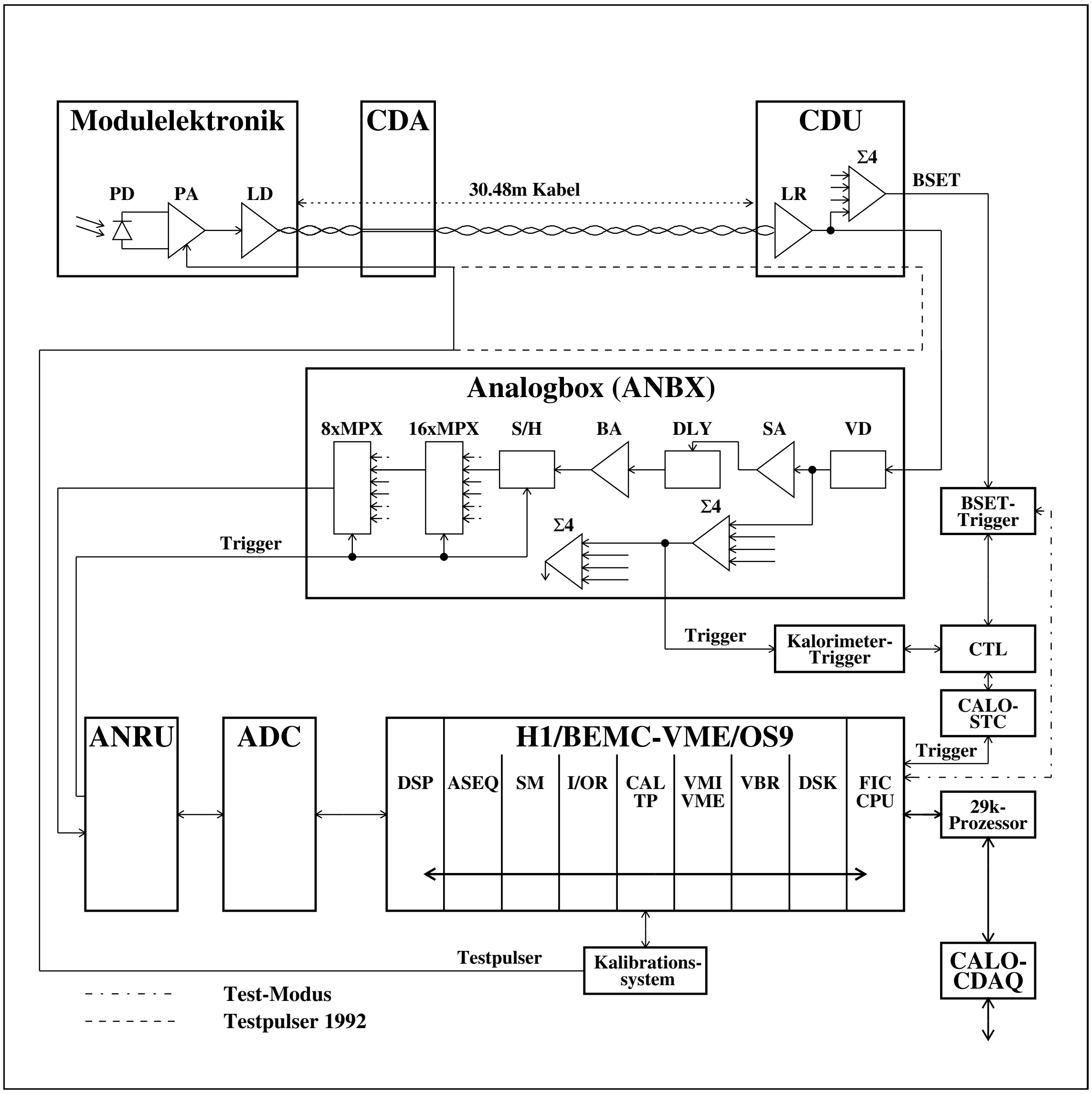


Abb. 3.6: **Elektronischer Signalverlauf im BEMC - prinzipieller Aufbau**
Das Signal der Photodiode (PD) wird im ladungsempfindlichen Vorverstärkern (PA) verstärkt und vom Line-Driver (LD) über 30.48m Kabel zur CDU geleitet. Die CDA dient der einfachen An/Abkopplung der Modulelektronik. In der CDU wird das Signal vom Line-Receiver (LR) aufgenommen und an die Analogbox (ANBX) weitergeleitet. Außerdem werden Summensignale ($\Sigma4$) für den BSET-Trigger gebildet. In der Analogbox wird das Signal über Spannungsteiler (VD), Shapeverstärker (SA), Analogdelay (DLY) und Buffer-Verstärker (BA) dem Sample-and-Hold (S/H) zugeführt. In den Analogboxen werden außerdem die Analogsummen für den Kalorimeter-Trigger gebildet. Das in den Multiplexern (MPX) sequentiell zur ANRU transferierte Signal wird im ADC digitalisiert und schließlich der VME/OS9-Station zugeführt, die über den 29k-Prozessor die Verbindung zur zentralen Datenakquisition (CALO-CDAQ) herstellt.

Für weitere Erklärungen der Komponenten siehe Text bzw. Abb. 3.7.

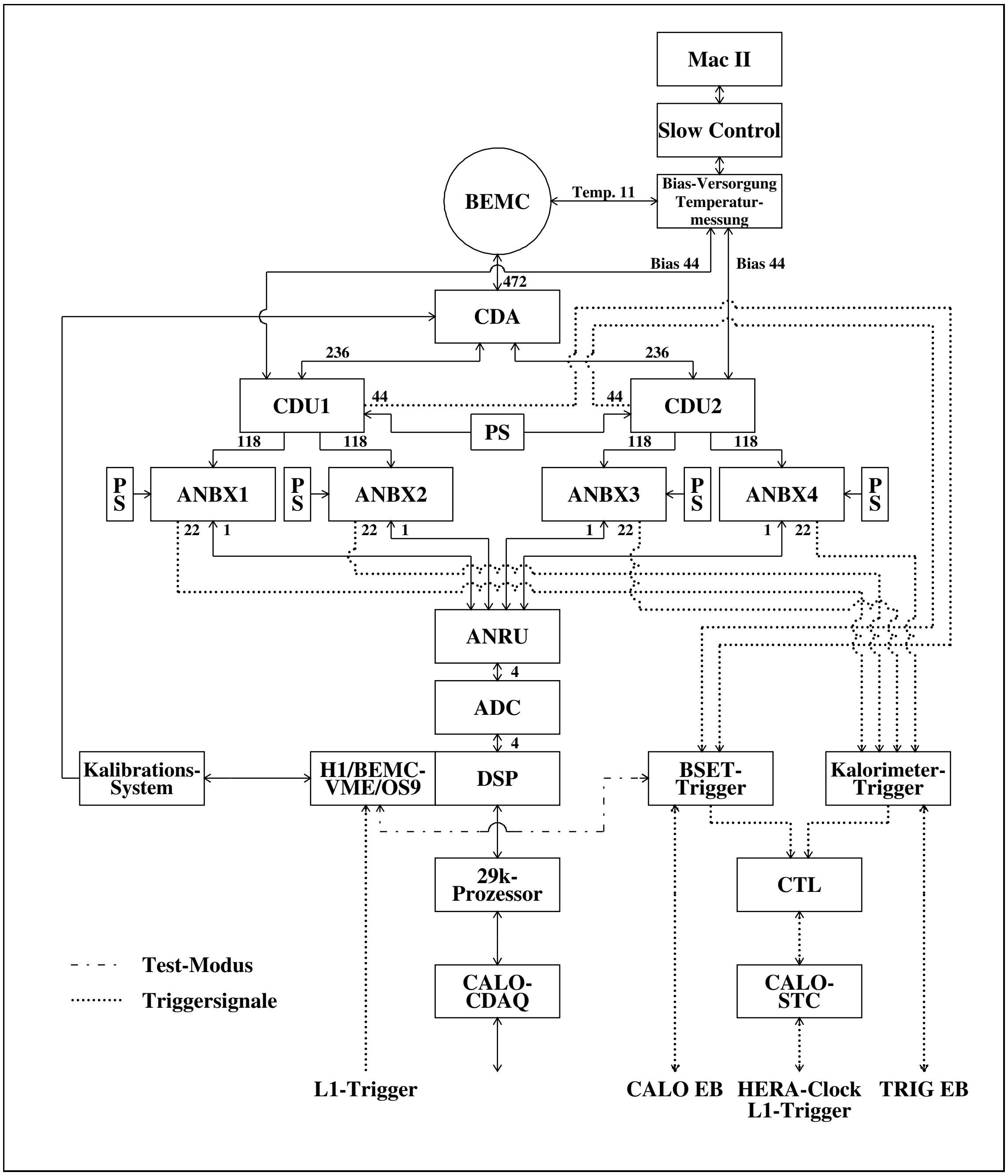


Abb. 3.7: **BEMC-Elektronik mit Anzahl der Einzelkomponenten und Signalleitungen**
Die vom BEMC gelieferten 472 Signale werden in 2 CDU-Crates und 4 ANBX's verarbeitet. Die beiden CDU-Crates werden von einer gemeinsamen, die ANBX von je einer Spannungsversorgung (PS) versorgt. Die Ausgangssignale der ANBX werden über die ANRU und den ADC zu den DSP's (Digital-Signal-Prozessor) geleitet und über den 29k-Prozessor der zentralen Datenakquisition (CALO-CDAQ) zugeführt. Die Triggersignale des BSET- oder Kalorimeter-Triggers werden der zentralen Trigger-Logik (CTL) und dem Kalorimeter-Subdetektor-Trigger-Controler (CALO-STC) zugeführt. Durch die Slow-Control wird die Bias-Versorgung und die Temperatur im BEMC über einen Mac II-Rechner gesteuert bzw. überwacht.
Für weitere Erklärungen der Komponenten siehe Text bzw. Abb. 3.6.

Die pin-Photodioden werden mit einer BIAS-Spannung U_S von ca. 30 V in Sperrichtung betrieben, was zu einer Vergrößerung der intrinsischen Schicht führt. Dies hat eine Verringerung der Diodenkapazität, aber auch aufgrund der geringeren Wahrscheinlichkeit, daß thermisch erzeugte Elektron-Loch-Paare rekombinieren, eine Vergrößerung des Dunkelstroms zur Folge.
Bei Anlegen der BIAS-Spannug U_S in Sperrichtung gilt für die Breite des intrinsischen Bereiches d [BIA85]:

$$\mathrm{d}\,(100\,\mu\mathrm{m}) \approx 5.4 \cdot 10^{-3}\sqrt{\rho_{\mathrm{Si}}\,(\Omega\mathrm{cm})\,(\mathrm{U_S}+\mathrm{U_0})\,(\mathrm{V})} \tag{3.2}$$

ρ_{Si} ist der spezifische Widerstand von Silizium und U_0 ist die Offset-Spannung, die ohne zusätzlicher BIAS-Spannung über dem intrinsischen Bereich anliegt. U_0 beträgt für Silizium ca. 0.7 V [BIA85]. Zusammengefaßt folgt aus Gl. 3.1 und Gl. 3.2:

$$\mathrm{C_D}\,(\mathrm{pF}) \approx 1.96 \cdot 10^{4}\frac{\mathrm{A}\,(\mathrm{cm}^2)}{\sqrt{\rho_{\mathrm{Si}}\,(\Omega\mathrm{cm})\,(\mathrm{U_S}+\mathrm{U_0})\,(\mathrm{V})}} \tag{3.3}$$

Bei der optimalen BIAS-Spannung von 30 V folgt eine Übergangskapazität der verwendeten Photodioden von ca. 80 pF.[12] Die Dicke der intrinsischen Schicht beträgt dann ca. 0.13 mm.[13] Der temperaturabhängige Dunkelstrom der Photodioden nimmt mit einem Faktor von 1.15/°C zu und liegt bei 25° und 30 V BIAS-Spannung bei ca. 5 nA [HAM86].
Hochenergetische γ-Quanten können durch Comptonstreuung oder Photoeffekt Elektronen im Diodenmaterial freisetzen, die dann Elektron-Loch-Paare bilden. Die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare N_e ist proportional zur Energie E_γ der γ-Quanten . Bei Zimmertemperatur gilt [KNO79]

$$\mathrm{N_e} = \frac{\mathrm{E}_\gamma}{3.62\,\mathrm{eV}}\ , \tag{3.4}$$

wobei 3.62 eV die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares ist. Durch den Halbleiterzähleffekt im Diodenmaterial läßt sich mit geeigneten γ-Präparaten die Signalhöhe und die Breite des Rauschsignales (Rauschsignal-σ) der Photodiode in die äquivalente Elektronenzahl N_e bzw. in die äquivalente Rauschladung ENC umrechnen.[14]
Die Photodioden sind an ladungsempfindliche Vorverstärker[15] (PA) angeschlossen, durch die, die in den Photodioden erzeugten, Signale proportional zur freigesetzten Ladung verstärkt werden. Bei der Erzeugung von 10^4 Elektron-Loch-Paare in der intrinsischen Schicht der Photodiode liegt über der Kapazität von 80 pF eine Spannung von 20 μV an. Der Vergleich der 122.1 keV Photolinie des γ-Spektrums einer Co^{57}-Quelle, was nach Gl. 3.4 $N_e = 33729$ entsprechen würde, mit dem Elektronenspektrum von 4 GeV Elektronen, ergab eine 1 GeV-Signalhöhe der Einzeldiode von $N_e = 4260$ und ein 1 GeV-Signalbreite von $\sigma = N_e = 483$ [KAS90]. Die entsprechenden Werte für die Summensignale des Moduls sind $N_e = 17037$ für die 1 GeV-Signalhöhe und $\sigma = N_e = 937$ für die 1 GeV-Signalbreite. Die Eingangsspannung des Vorverstärkers beträgt bei einem 1 GeV Elektronsignal ca. 8.5 μV

---

[12] Für die parallel geschalteten Photodioden der kurzen Wellenlängenschieber beträgt die Kapazität C_D=160 pF.

[13] Aus Gl. 3.3 folgt für ρ_{Si} ein Wert von ca. $2{\cdot}10^3$ Ωcm.

[14] ENC=Equivalent-Noise-Charge, mit der Elektronenladung q_e folgt ENC=$N_e \cdot q_e$.

[15] Die Vorverstärker wurden von der Firma Vitrohm (Pinneberg) hergestellt. Es sind modifizierte Nachbauten von Vorverstärkern, die am Max-Planck-Institut in München entwickelt wurden.

und das Ausgangssignal des Vorverstärkers beträgt ca. 0.91 mV, gemessen an 10 MΩ - siehe Tab. 3.6, d.h. der Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers liegt bei ca. 107.[16]
Bei Verwendung eines Ersatzschaltbildes für die Photodiode und den Vorverstärker können die einzelnen Rauschterme der Schaltung berechnet werden [DEL80] und man erhält für die äquivalente Rauschladung ENC unter der Annahme einer linearen Zunahme des Dunkelstroms mit zunehmender BIAS-Spannung $\mathrm{U_S}$ [KAS90]:

$$\mathrm{ENC} = \sqrt{\mathrm{a_1}\tau + \mathrm{a_2}\tau \mathrm{U_S} + \frac{\mathrm{a_3}}{\tau \mathrm{U_S}}} \tag{3.5}$$

τ ist die Shapekonstante des nachfolgenden Shapeverstärkers. Für eine konstante Bias-Spannung $\mathrm{U_S}$ bzw. konstantes τ folgt dann:

$$\mathrm{ENC} = \sqrt{\mathrm{b_1}\tau + \frac{\mathrm{b_2}}{\tau}} \qquad \mathrm{ENC} = \sqrt{\mathrm{c_1} + \mathrm{c_2}\mathrm{U_S} + \frac{\mathrm{c_3}}{\mathrm{U_S}}} \tag{3.6}$$

Die Konstanten $\mathrm{a_{i=1,2,3}}$, $\mathrm{b_{i=1,2}}$ und $\mathrm{c_{i=1,2,3}}$ der Gl. 3.5 und Gl. 3.6 können experimentell durch Messungen des elektronischen Rauschens bei verschiedenen Shapekonstanten bzw. BIAS-Spannungen bestimmt werden. In Abb. 3.8 ist das Ergebnis einer Messung der Breite des Rauschsignals als Funktion der Shapekonstanten angegeben [KAS90].

Line-Driver In den Line-Drivern (LD), die für die Anpassungen der Impedanzen an die 30.48 m langen Twisted-Pair-Kabel sorgen, werden aus den unipolaren positiven Ausgangssignale der Vorverstärker, die Anstiegszeiten von <100 ns und Abfallzeiten von ca. 400 ns haben, zwei Signale unterschiedlicher Polarität gebildet. Bei der Umformung der unipolaren Signale zu Differenzsignalen wird die Signalamplitude verdoppelt, d.h. der Ausfall eines Line-Drivers ist an einer Halbierung der Signalhöhe erkennbar.

CDA und Twisted-Pair-Kabel In der CDA, die seitlich vom BEMC am LAr-Kalorimeter befestigt ist, werden die von den Modulen kommenden Kabel mit den Kabeln, die zu den CDU's in der Elektronikhütte führen, verbunden. Die CDA ermöglicht die einfache An- und Abkopplung der kurzen BEMC-CDA-Kabel zu Test- oder Reparaturzwecken, sowie beim Ein- bzw. Ausbau des BEMC. Bei den Kabeln handelt es sich um 26-polige Twisted-Pair-Kabel vom Typ Fileca, die gewählt wurden, da bei diesem Kabeltyp elektronische Störungen entlang des Signalweges im Idealfall keinen Einfluß auf die differentiellen Ausgangssignale der Line-Driver haben.
Die Modul-CDA-Kabel haben aufgrund der verschiedenen Modulpositionen im BEMC unterschiedliche Längen, was durch die CDA-CDU-Kabel auf eine identische Gesamtlänge von 30.48 m für alle Kabel ausgeglichen wird.

CDU Die CDU's haben die folgenden Funktionen:

- Die Analogsignale aller Line-Driver werden durch Line-Receiver (LR) aufgenommen, in unipolare Signale umgewandelt und nach den Signalen der langen und kurzen Wellenlängenschieber sortiert. Außerdem werden die Impedanzen (Kabel, Folgeelektronik) angepaßt.

---

[16] Das Wort Verstärkungsfaktor steht hier als Synonym für den Übertragungsfaktor einer Eingangsladung in eine Ausgangsspannung.

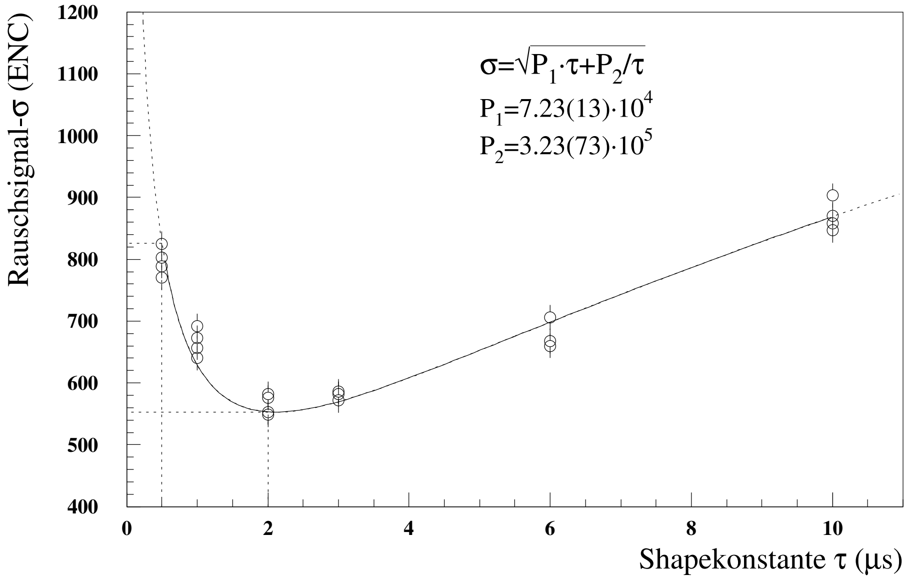


Abb. 3.8: **Abhängigkeit der Breite des Rauschsignals von der Shapekonstanten**
Als Anpassung der mit Shapeverstärkern des Typs Ortec 572 und Ortec 410 durchgeführten Messung wurde die Funktion $\sigma = \sqrt{\mathrm{P}_1 \cdot \tau + \mathrm{P}_2/\tau}$ nach Gl. 3.6 gewählt. Die Breite des Rauschsignals (Rauschsignal-σ) wurde über die Messung des Halbleiterzähleffektes mit γ-Präparaten nach Gl. 3.4 in die äquivalente Rauschladung ENC umgerechnet. Als Rauschsignal-σ's folgen bei den Shapekonstanten 2 μs und 0.5 μs Werte von 553 ENC bzw. 823 ENC, d.h. eine Vergrößerung des Rauschsignal-σ's um einen Faktor 1.5 [KAS90].

- Für jedes Modul werden die Summensignale der langen Wellenlängenschieber für den BSET-Trigger gebildet (4-er Summen bzw. 3-er Summen für die kleinen Dreieck-Module).

- Die Betriebsspannungen für die Vorverstärker und die Line-Driver sowie die BIAS-Spannung für die Photodioden werden bereitgestellt und verteilt.

- Bei den Messungen 1992 wurden die Testpulssignale des Kalibrationssystems über die CDU an die Module weitergeleitet. Für die späteren Messungen wurden die Testpulssignale vom Kalibrationssystem direkt mit LEMO-Kabeln zur CDA und dort mit separaten Kabeln direkt zu den Testpulser-Anschlüssen auf den Elektronik-Platinen der Module geführt - siehe Abb. 3.6. Diese Änderung war notwendig, um Signalreflexionen an den zahlreichen Ankopplungen der Testpulssignalen in der CDU, CDA und an den Modulen zu verhindern, die die Signalform und das Zeitverhalten der Summensignale für den BSET-Triggers verfälschen [FER93].

Jede CDU enthält Line-Receiver, die die Differenzsignale der Line-Driver aufnehmen und in unipolare Signale umwandeln. Die Ausgangssignale der Line-Receiver haben negative Polarität mit Anstiegszeiten <100 ns und Abfallzeiten von ca. 100 μs. Die Summierung

CDU-Typ	A	B	C
Angschlossene Module	4 Quadrat-Module	3 Quadrat-Module 1 gr. Dreieck-Modul	1 gr. Trapez-Modul 1 kl. Trapez-Modul 1 kl. Dreieck-Modul
Ausgangssignale	16 lange WLS 8 kurze WLS	16 lange WLS 6 kurze WLS	11 lange WLS 2 kurze WLS
Triggersignale	4 BSET-Signale	4 BSET-Signale	3 BSET-Signale

Tab. 3.5: **CDU-Typen**
Es werden zwei CDU-Crates mit jeweils 4 CDU's vom Typ A, B und C, d.h. insgesamt 12 CDU-Module pro CDU-Crate verwendet. In jedem CDU-Crate werden $2\times118 = 236$ Signale an die Analogboxen und $2\times22 = 44$ Triggersignale an den BSET-Trigger geliefert.

der Signale der langen Wellenlängenschieber jedes Moduls für den BSET-Trigger erfolgt in Operationsverstärkern in den CDU's.

Es gibt 2 CDU-Crates mit jeweils 12 CDU-Modulen und einer CDU-Kabelbox, die zusammen von einer Spannungsversorgung (PS) werden, die auch die Versorgungsspannungen der Modulelektronik liefert - siehe Abb. 3.7.

Auf der Rückseite jedes CDU-Moduls sind die 26-poligen Anschlüsse für die Signalkabel von 4 bzw. 3 Modulen. Drei verschiedene CDU-Typen werden verwendet, die sich in der Anzahl bzw. im Typ der anzuschliessenden Module unterscheiden - siehe Tab. 3.5. Jedes CDU-Modul hat drei Ausgänge an der Vorderseite, jeweils einen Ausgang für die Signale der langen Wellenlängenschieber, die Signale der kurzen Wellenlängenschieber und die Summensignale ($\Sigma4$) für den BSET-Trigger.

Die Signale der langen Wellenlängenschieber sind über Flachbandkabel mit den ANCA's 0-5 verbunden. Die Signale der kurzen Wellenlängenschieber werden in der CDU-Kabelbox zusammengefaßt und dann über zwei Flachbandkabel mit den ANCA's 6 und 7 verbunden.

Analogbox Es werden insgesamt 4 Analogboxen (ANBX) verwendet, wovon jede die 118 Signale der Module eines BEMC-Quadranten verarbeitet. Jede ANBX wird durch eine eigene Spannungsversorgung (PS) versorgt. Jeweils zwei ANBX sind mit einer CDU verbunden - siehe Abb. 3.7.

In jeder ANBX sind 8 Analogkarten (ANCA's), die von 0-7 nummeriert werden und zwei weitere Karten, eine Datenbus- und Kabelkarte und eine Translator-Karte, die für die Steuerung- und Multiplexer-Elektronik der Sample-and-Hold's (S/H) verwendet wird, enthalten. In den ANCA's 0-5 werden die Signale der langen Wellenlängenschieber und in den ANCA's 6 und 7 die Signale der kurzen Wellenlängenschieber der Quadrat- und großen Trapez-Module verarbeitet.

Jede ANCA besitzt identische Spannungsteiler (VD), mit denen global der dynamische Bereich der Signale eingestellt werden kann.[17] Hinter dem Spannungsteiler wird das Signal in der ANCA in den Analog- und den Triggerzweig aufgeteilt.

---

[17] Gleiche Spannungsteiler haben den Vorteil einer größeren Kompatibilität beim Austausch von ANCA's.

Im Analogzweig wird das Signal durch einen unipolaren Shapeverstärker[18] (SV) verstärkt und ein Ausgangssignal mit einer Halbwertsbreite von ca. 450 ns (FWHM) generiert - siehe Kap. 4.4. Die Signalformung und -verstärkung ist notwendig um das Signal/Rauschverhältnis, das von der Shapekonstanten des Shapeverstärkers abhängt, zu verbessern und das Signal an die Folgeelektronik anzupassen. Das unipolare Ausgangssignal des Shapeverstärkers wird dann in einem Analogdelay (DLY) verzögert, um die zeitliche Anpassung des Signalmaximums an die L1-Triggerzeit zu garantieren. Die Verzögerung des Signals um ca. 2.2 μs ist notwendig, da, nach Untersuchungen zum Pile-up im BEMC, die für den Einsatz im BEMC vorgesehenen langsameren bipolaren Shapeverstärker[19], gegen die oben genannten unipolaren Shapeverstärker ausgetauscht wurden - siehe Kap. 4.3, Kap. 4.4 und Kap. 4.5. Die Analogdelays haben eine feste Verzögerung von 2.1 μs und sind in einem Bereich von 200 ns in 10 Schritten von je 20 ns einstellbar.[20] Die genaue Einstellung ist wichtig, um den Zeit-Jitter, d.h. die Änderung der Signalamplitude bei zeitlichem Schwanken des Signals möglichst gering zu halten. Das unipolare Signal nimmt in einem Bereich von ±20 ns um das Signalmaximum um $\leq$1% ab. Alle Analogdelays mußten daher so eingestellt, daß die Signalmaxima in diesem Bereich liegen. Die Einstellung der Analogdelays wird in Kap. 4.5 beschrieben.

In einem Buffer-Verstärker (BA) wird die Reduzierung der Signalamplitude in den Analogdelays ausgeglichen. Zum Zeitpunkt des L1-Triggers, an dem alle Signale, die über dem Rauschen liegen, ihr Maximum haben, werden die Sample-and-Hold's (S/H) aktiviert, die dann den momentanen Signalwert speichern, bis vom L2-Trigger die Signalauslese gestartet wird. Die 16 S/H Ausgangssignale einer ANCA werden anschließend in einem 16:1 Multiplexer, der sich auf der ANCA befindet, nacheinander zeitlich sequentielle verarbeitet. In der Translator-Karte befindet sich ein weiterer 8:1 Multiplexer, durch den Signale der 8 ANCA's sequentiell verarbeitet werden. Jede ANBX hat somit nur ein Ausgangssignal, durch das die 118 Signale sequentiell zur Analog-Receiving-Unit (ANRU) weitergeleitet werden.

Im Triggersignalzweig befinden sich Operationsverstärker, in denen - entsprechend den Summensignalen für den BSET-Trigger in den CDU's - für jedes BEMC-Modul Summensignale (Σ4) für den Kalorimeter-Trigger gebildet werden.[21]

ANRU und ADC Die Ausgangsignale der vier Analogboxen werden in der Analog-Receiving-Unit (ANRU) zusammengefaßt und zu einem Analog-Digital-Converter[22] (ADC) weiterleitet. Der ADC konvertiert maximal 1024 Analogsignale mit 12 Bit, d.h. in 4096 Kanäle (0-4095). Die BEMC-Module liefern insgesamt 472 Signale, wovon 344 Signale von den langen und 128 Signale von den kurzen Wellenlängenschieber stammen. Dazu kommen noch 4 Signale der Referenzsysteme des Lasermonitorsystems. Zur Digitalisierung der

---

[18] Die Shapeverstärker wurden am MPI-München entwickelt [PIM91].

[19] Die bipolaren Shapeverstärker, deren Signalmaximum nach ca. 2.2 μs auftritt, werden auch vom LAr-Kalorimeter verwendet.

[20] Nach Tests der Analogdelays wurde festgestellt, daß das Signalmaximum des verzögerten unipolaren Signales erst nach ca. 2.7 μs, also im Vergleich mit dem Signalmaximum des bipolaren Shapeverstärker 500 ns später auftritt. Um die korrekte Signalauslese zu gewährleisten wurde das L2-Triggersignal für des BEMC um 500 ns verzögert.

[21] Die Summensignale von jeweils 4 Modulen - siehe 2. Σ4-Summation in Abb. 3.6 - werden im Kalorimeter-Trigger des BEMC nicht benutzt.

[22] Typ AD7572 der Firma Analog Devices mit einer Konversionszeit von 4 μs.

472+4 Signale des BEMC wird nur die Hälfte des ADC's mit 512 Signalen an 2 Eingängen der Verstärkung 1 (Gain 1) verwendet, wobei 36 Eingangssignale nicht belegt werden. Die digitalisierten Signale werden dem Datenakquisitionssystem (DAQ) zugeführt, in den schnellen Digital-Signal-Prozessoren (DSP's) verarbeitet und über den den 29k-Prozessor (Eventbuilder) zur Kalorimeter-Datenakquisition (CALO-CDAQ) weitergeleitet.

Datenakquisitionssystem Das Datenakquisitionssystem (DAQ) ist auf der Basis eines VME-Rechners, der unter dem Betriebssystem OS9 arbeitet, aufgebaut. Die Komponenten des DAQ-Systems befinden sich in einem VME-Crate.
Detaillierte Beschreibungen der Funktionsweise des Datenakquisitionssystems und der benutzten Elektronik finden sich in [DES92], [H1C92], [HAY92], [HAY92a] und [H1C93f].
Entsprechend Abb. 3.6 sind die wesentliche Komponenten des DAQ-Systems:

- DSP - ist der Digital-Signal-Prozessor mit einem DSP 56001 Prozessor von Motorola auf einer DSP 8150 VME-Karte von CES. Durch die Berechnungen im DSP erfolgt eine Online-Kalibration der Elektronik des BEMC. Mit dem DSP werden Daten des ADC's gelesen, die zur elektronischen Kalibration notwendigen Berechnungen durchgeführt und Kalibrationskonstanten gespeichert - siehe Kap. 3.4.1.
- ASEQ - LAL-Analogsequenzer zur Steuerung der Auslesen der Analogbox über die ANRU. Der ASEQ sendet synchronisierte Steuersignale an den ADC und DSP.
- SM - Service-Modul dient zur Kontrolle und Steuerung der DSP's und stellt die Verbindung von CALO-STC und ADC her. Erhält das SM ein Triggersignal so werden H1-Standardsignale (L1- und L2-Triggersignal und HERA-CLOCK-Signal) an den ASEQ weitergeleitet und die Messung gestartet.
- I/OR - Das Input/Output-Register mit definierten Ein- und Ausgangssignalen zur Erzeugung des Pedestal-Trigger und Reset-Signalen z.B. für den Betrieb im Test-Modus.
- CAL/TP - dient der Steuerung des Kalibrationssystems bzw. der Testpulsgeneratoren, die zur elektronischen Kalibration eingesetzt werden - siehe Kap. 3.4.1.
- VME/VMI - dient als Extender des VME-Crates für die VME-Elektronik des BSET-Triggers.
- VBR - stellt die Verbindung mit der CALO-CDAQ her, durch die die Auslese der Daten erfolgt.
- DSK - CES DSK 8133, Festplatte mit Floppy-Disk-Laufwerk zur permanenten Speicherung des Betriebssystems, der Meßprogamme usw.
- FIC-CPU - CES FIC 8232, ein Einplatinencomputer MC 68020 mit einem Koprozessor MC 68881, der unter OS9 die VME-Komponenten steuert.

In Tab. 3.6 sind für verschiedene Elektronen-Energien die entsprechende Signal- und Testpulseramplituden aufgeführt, die aus dem Vergleich von Teststrahl- und Testpulser-Messungen an einem Quadrat-Modul bestimmt wurden. Die Signalamplituden wurden an verschiedenen Stellen der Analogelektronik durch Messungen mit Tastkopf und Oszilloskop bestimmt. Die Genauigkeit dieser Messungen liegt in der Größenordnung von 10%. Aufgrund der verschiedenen Testpulsersysteme am H1-Detektor und beim Teststrahlaufbau sind die angegebenen DAC-Werte nicht direkt mit Testpulseramplituden beim H1-Experiment vergleichbar - siehe Anh. A. Aus Tab. 3.6 ist zu entnehmen, daß der maximale ADC-Bereich von 4096 Kanälen bei ca. 102 GeV erreicht ist. Der Energiebereich für einen

Energie (GeV)	1	5	30	100
DAC-Einstellung	276	1380	8280	27601
Testpulser$_{\text{aus}}$ (mV an 1 MΩ)	-4.4	-21.9	-131	-438
Vorverstärker$_{\text{aus}}$ (mV at 10 MΩ)	0.91	4.5	27.2	90.5
Line-Receiver$_{\text{aus}}$ (mV an 1 MΩ)	-76.5	-382	-2294	-7648
Shapeverstärker$_{\text{ein}}$ (mV an 10 MΩ)	-25.4	-127	-761	-2537
Shapeverstärker$_{\text{aus}}$ (mV an 10 MΩ)	60.6	303	1817	6056
Buffer-Verstärker$_{\text{aus}}$ (mV an 10 MΩ)	-59.6	-298	-1787	-5956
Sample-and-Hold$_{\text{aus}}$ (mV an 10 MΩ)	-52.9	-264	-1587	-5288
ADC-Kanal Verstärkung 1	40.1	201	1203	4010

Tab. 3.6: **Signalamplituden der Analogelektronik des BEMC**
Die Messungen wurden am DESY-Teststrahl an einem Quadrat-Modul mit Testpulser-Signalen durchgeführt. Die Werte wurden mit einem Tastkopf, der einen eingebauten Abschwächer von 10 MΩ hatte, am Oszilloskop bestimmt, wobei die Genauigkeit dieser Messungen bei ca. 10% liegt. Der Bezug zu der Elektronenenergie wurde aus dem Vergleich mit früheren Messungen am Teststrahl hergestellt und zu höheren Werten extrapoliert.

ADC-Kanal ist dann 102/4096$\approx$25 MeV.[23]

3.4 Die Kalibration des BEMC

3.4.1 Elektronische Kalibration

Die Überprüfung der Eigenschaften der elektronischen Kette des BEMC erfolgt durch ein Testpulsersystem, das durch einen 16 Bit-Digital-Analog-Converter (DAC) definierte Pulshöhen (DAC 0-65535) bzw. eine definierte Ladung Q_{Test} über Testpulskabel auf die kapazitiv gekoppelten Eingänge der Vorverstärker gibt. Die programmierte Steuerung des DAC erfolgt durch die Testpulserkarte (CAL-TP) der VME/OS9-Station. Jedes Modul besitzt einen eigenen Testpulsgenerator, so daß einzelne Module separat gepulst werden können und so z.B. ein mögliches Übersprechen von elektronischen Signalen (x-Talk) zwischen den Modulen festgestellt werden kann. Bei einer normalen elektronischen Kalibration erhalten alle Module Testpulssignale.

Typische Messungen der elektronischen Kalibration sind [FLE92], [FLE94]:

- **Pedestal-Messung** - d.h. die Bestimmung des ADC-Kanals für die Signalhöhe DAC=0 (Rauschsignal), sowie der Rauschbreite σ.
- **Delay-Messung** - d.h. die Untersuchung der Signalhöhe bei einer festen Testpulsamplitude als Funktion des Triggerzeitpunktes, der in Zeitintervallen von 96 ns verschoben werden kann.

---

[23] Der diskrete Abstand der ADC-Kanäle von ca. 25 MeV zeigt sich in den Energiespektren von Einzeldiodensignalen des BEMC als Bin-Effekt.

- **Linearitäts-Messung** - d.h. die Überprüfung der Elektronik mit Testpulsen unterschiedlicher Höhe bei optimaler Delay-Einstellung. Der erste Meßpunkt einer Linearitäts-Messung entspricht der Pedestal-Messung.

Bei den 15-20 Meßpunkten für eine Delay- oder Linearitäts-Messung werden jeweils 1000 Pulse für jede Testpulsamplitude genommen. Bei der Analyse der Linearitäts-Messung wird an die Meßpunkte ein Polynom 3. Ordnung angepaßt, und aus den Polynomkoeffizienten der Offset, die Verstärkung und die Abweichung vom linearen Verhalten jedes Signals bestimmt. Nach der Korrektur mit den Polynom-Parametern läßt sich dann für jeden der 472 BEMC-Signale die Umrechnung von ADC-Kanälen in Ladungseinheiten durchführen. Die Konstanten aus der Polynom-Anpassung werden nach der elektronischen Kalibration im DSP gespeichert und für die nachfolgenden Messungen zur Online-Korrektur verwendet, für die dann elektronisch kalibrierte Ausgabewerte erzeugt werden.

Die Korrektur im DSP erfolgt für die Terme der 2. und 3. Ordnung des Polynoms aus Rechenzeitgründen nicht exakt, sondern als Tabellennäherung, mit gleichen Korrekturen 2. und 3. Ordnung für Intervalle von je 64 ADC-Kanälen. Diese Näherung führt im Vergleich zur exakten Kalibration zu Abweichungen, die an den Intervallgrenzen besonders ausgeprägt sind und z.B. an Spektren, die mit dem Laser-Monitorsystem aufgenommenen wurden, als "Löcher" in den Histogrammen sichtbar werden. Eine Untersuchung dieses Effektes ist in [PIC94] beschrieben und zeigt die exakte Übereinstimmung der "Löcher" in den Spektren mit theoretisch berechneten Spektren, die unter Verwendung des DSP-Algorithmus und der Kalibrationskonstanten berechnet wurden. Die Abweichung zur exakten Kalibration liegt in der Größenordnung von 0.1% - siehe Anh. A bzw. [PIC94].

Für die Delay-Messung wird durch die Anpassung eines Polynoms 3. Ordnung an das Signalmaximum eine genaue Bestimmung der zeitlichen Lage des Signalmaximums erreicht und die Qualität der Einstellung der Analogdelays in der Analogbox für jeden Kanal festgestellt - siehe Kap. 4.5 und [FLE94].

Werden die Untersuchungen mit dem Testpulsersystem bei stets gleichen Parametern (Startwerte, Intervalle, Anzahl der Pulse, usw.) durchgeführt, können sie mit früheren Messungen verglichen werden. Signifikante Änderungen in Pedestal-, Delay- und Linearitäts-Messungen, die zu verschiedenen Zeiten durchgeführt wurden, weisen auf eine instabile oder defekte Ausleseelektronik hin.

Detaillierte Untersuchungen zeigen sowohl eine gute Kurz-, als auch gute Langzeitstabilität der elektronischen Kette mit Abweichungen einzelner Parameter in der Größenordnung von 0.1% [FLE94].

3.4.2 Kalibration mit dem Laser-Monitorsystem

Das BEMC besitzt ein Laser-Monitorsystem, das auch die Kontrolle der optischen Komponenten - insbesondere die Ankopplung der Photodioden an die Wellenlängenschieber - ermöglicht. Weitere Aufgaben des Laser-Monitorsystems sind die Relativkalibration der Module und die Erkennung der Alterung und Strahlenschädigung der Szintillatoren und Wellenlängenschieber.

Als Lichtquelle des Laser-Monitorsytems dient ein gepulster Stickstoff-Laser, dessen Wellenlänge von 337 nm auf die in SCSN 38 maximal absorbierten Wellenlänge abgestimmt ist. Das UV-Licht des Lasers wird über die Laseroptik, die verschiedene Filter und Strahlteiler enthält, in ein Referenzsystem und in zwei primäre Quarzglasfasern von 19 m Länge und 1 mm Durchmesser eingekoppelt, die gemeinsam mit zwei Reservefasern und vier Quarzfasern für ein Nebenreferenzsystem am BEMC in einem Wellschlauch zum BEMC geführt werden. Am BEMC sind zwei Lichtmischer angebracht, in denen das UV-Licht der Primärfasern auf jeweils 110 Sekundärfasern von 2.8 m Länge und 0.2 mm Durchmesser übertragen wird. Über die Sekundärfasern, die mit speziellen Steckern an der Rückseite der Module fixiert werden, wird das UV-Licht in die hinterste Szintillatorplatte der Module einkoppelt. Mit Ausnahme der kleinen Dreieck-Module, die nur eine Sekundärfaser erhalten, haben alle Module zwei Ankopplungen von Fasern aus beiden Lichtmischern. Die Ankopplungspunkte der Sekundärfasern in die Szintillatorplatte sind in Tab. 3.3 aufgeführt.[24]

Im Referenzsystem wird das Laserlicht in eine Szintillatorplatte, die von zwei Photodioden ausgelesen wird, eingekoppelt. Die Photodioden können mit γ-Präparaten bestrahlt werden und über den Halbleiterzähleffekt definierte Signale als Referenzsignal registrieren. Im Nebenreferenzsystem am BEMC wird Licht von 4 Sekundärfasern in zwei Szintillatorplatten mit Photodiodenauslese eingespeist und die Signale der beiden Photodioden in gleicher Weise wie die Modulsignale weiterverarbeitet.

Detaillierte Beschreibungen des Laser-Monitorsystems sind in [FLE90], [GRI91], [SCH91] und [ZAR93] zu finden.

Bisher sind mit dem Laser-Monitorsystem am BEMC nur Testmessungen durchgeführt worden, deren Ergebnisse in [PIC94] beschrieben sind. Der Einbau des Laser-Monitorsystems in die Standarddatennahme des H1-Detektors mit VME/OS9-Steuerung erfolgte mit Beginn der Datennahme 1994 [ZAR94].

3.4.3 Energie-Kalibration

Die BEMC-Module wurden durch Messungen mit Elektronen, die am DESY- und am CERN-Teststrahl durchgeführt wurden, und durch Messungen mit kosmischen Myonen kalibriert [BEM92a], [RAT92], [PEP94].

Am DESY-Teststrahl wurden an allen BEMC-Modulen Kalibrationsmessungen mit 5 GeV-Elektronen durchgeführt - siehe Kap. 5.

Für die Quadrat-Module wurden, bei senkrechtem Einschuß der Elektronen in das Modul, 3 Meßpunkte gewählt - die Modulmitte und zwei Punkte im Abstand von +35 mm bzw. −35 mm vom Mittelpunkt auf der Mittellinie des Moduls, die die Diodenpaare 1,2 und 3,4 trennt - siehe Tab. 3.3. Bei diesen Einschußpunkten wird die, durch die Lage der Wellenlängenschieber bedingte, starke Ortsabhängigkeit der Signale ausgenutzt, um eine Kalibration der Signale der Wellenlängenschieber zu erreichen - siehe Kap. 5.4.4. Begrenzt wird die Genauigkeit dieser Kalibrationsmethode durch die Unsicherheit in der Strahlposition von ca. 3 mm und der absoluten Energie am DESY-Teststrahl, die bei ca. 5% liegt [BEM92a]. Unter Ausnutzung der Symmetrien der Quadrat-Module wurde bei senkrechtem zentralen Einschuß in die Module die Kalibration der Signale der vier langen Wellenlängenschieber auf die Strahlenergie von 5 GeV erreicht. Die Energien der Einzeldioden E_i (i=1-4) wurden auf die nominelle Energie von 5 GeV des Elektronenstrahls kalibriert. Transversales Leakage von Energie in die Nachbarmodule und longitudinales Leakage, durch unvollständigen Schauereinschluß, wurden bei der Kalibration nicht berücksichtigt.

---

[24] Zur Unterscheidung der Fasern der beiden Lichtmischer, werden sie als "blaue" und "rote" Fasern bezeichnet.

Die Modulenergie $\mathrm{E_{D1-4}}$ wird dann bestimmt als:

$$\mathrm{E_{D1-4}} = \frac{1}{4} \sum_{\mathrm{i=1-4}} \mathrm{E_i} \tag{3.7}$$

Für jeden Kanal der langen Wellenlängenschieber aller Quadrat-Module wurde ein Kalibrationsfaktor bestimmt, der die Umrechnung zwischen den Testpulsereinheiten DAC, die einer definierten Ladung Q entsprechen, und der Energie festlegt - siehe Anh. A. Die mittlere quadratische Abweichung RMS der Kalibrationsfaktoren der Signale der langen Wellenlängenschieber der Quadrat-Module liegt bei 6.2% [PEP94]. Die Genauigkeit der Relativ-Kalibration der Quadrat-Module liegt bei ≤1% [BEM92a]

Für die nichtquadratischen Module, bei denen die Symmetrie nicht in entsprechender Weise vorhanden ist, ist die Kalibration schwieriger. Untersuchungen, bei denen die Anregung der Szintillatorplatten mit einer UV-Lampe erfolgte, haben gezeigt, daß die Ortsabhängigkeit der Signale groß und schwer analytisch zu beschreiben ist, daß aber eine gewichtetes Energiesummensignal innerhalb enger Toleranzen über die gesamte Modulfläche konstant ist [EIS90], [ESC91].

Als Grundlage der Kalibration der nichtquadratischen Module wurden die Ergebnisse der Messungen mit kosmischen Myonen herangezogen, die in [RAT92] beschrieben sind. Aus den Myonenmessungen wurde für jedes Modul bzw. für jeden Modultyp eine definierte Lichtausbeute registriert und zur Relativeichung der Module verwendet. Der Vergleich der Lichtausbeute der Quadrat-Module mit entsprechenden Werten aus den Teststrahlmessungen ergab eine Übereinstimmung im Rahmen von 10%. Zur Kalibration der nichtquadratischen Module wurden der Mittelwert der Kalibrationsfaktoren der Quadrat-Module, sowie die aus den Myonenmessungen bestimmten Lichtausbeute-Faktoren verwendet. Der Vergleich der Ergebnisse der Myonenmessungen und der Messungen der UV-Anregungen der Szintillatoren der verschiedenen Modultypen zeigt eine gute Übereinstimmung der Lichtausbeute-Faktoren [RAT92]. Der Fehler der sich für die Kalibration der nichtquadratischen Module ergibt, liegt bei ca. 12% [BEM92a].

In die Kalibration der Signale der kurzen Wellenlängenschieber geht ebenfalls der Mittelwert aller Kalibrationsfaktoren der langen Wellenlängenschieber der Quadrat-Module ein. Als Ergebnis der CERN-Messungen mit Myonen von 120 GeV, wurde festgestellt, daß aufgrund der Auslese der kurzen Wellenlängenschieber mit zwei Photodioden die Lichtausbeute der kurzen gegenüber den langen Wellenlängenschiebern um einen Faktor 1.9 vergrößert ist. Ein entsprechender Korrekturfaktor von 1/1.9, der dies ausgleicht, geht in die Kalibration der kurzen Wellenlängenschieber ein - siehe Kap. 5. Für die Gesamtenergie $\mathrm{E_{D5,6}}$, die im hinteren Moduldrittel deponiert und über die hinteren Wellenlängenschiebern ausgelesen wird, folgt dann aus der Energie der Einzeldioden:

$$\mathrm{E_{D5,6}} = \frac{1}{3.8} \sum_{\mathrm{i=5,6}} \mathrm{E_i} \tag{3.8}$$

Aus den Teststrahlmessungen folgt eine Genauigkeit der Kalibration der hinteren Wellenlängenschieber von ca. 13% [BEM92a].

Verschiedene Faktoren, die bei der Kalibration berücksichtigt werden müssen, sind der Einfluß des Magnetfeldes und der $\mathrm{N_2}$-Umgebung im H1-Detektor. Durch das Magnetfeld wird die Lichtausbeute der BEMC-Module um ca. 5% vergrößert [HAR90]. Die $\mathrm{N_2}$-Umgebung bewirkt ebenfalls eine Vergrößerung der Lichtausbeute um ca. 2% [GÜL94]. Außerdem muß die Änderung der Lichtausbeute im Szintillator und Wellenlängenschieber durch Alterung und Strahlenschädigung berücksichtigt werden.

Um den Gesamteinfluß dieser Faktoren zu bestimmen, ist es notwendig in zeitlichen Abständen eine absolute Energiekalibration durchzuführen. Als gute Möglichkeit der absoluten Energiekalibration des BEMC bzw. der BEMC-Module bietet sich die Analyse der quasielastisch gestreuten Elektronen im H1-Detektor an. Wie in Kap. 1.2 beschrieben wurde, können quasielastisch gestreute Elektronen, die eine Energie von ca. 26.7 GeV haben, im kinematischen Peak gemessen werden. Die Bestimmung des Maximums bzw. der Lage des kinematischen Peaks erlaubt dann eine absolute Energiekalibration.

Für die Datennahme 1992 wurde die Kalibration mit dem kinematischen Peak global für das BEMC durchgeführt. Als Ergebnis des Vergleichs der Teststrahlkalibration und der Kalibration mit dem kinematischen Peak, wurde festgestellt, daß die, auf die Teststrahlkalibration bezogenen, Meßdaten im Vergleich mit entsprechenden Monte-Carlo-Simulationen[25] um 7% zu hoch waren. Die mit dem BEMC gemessenen Daten wurden daher mit einem Korrekturfaktor von 0.93 skaliert. Die Genauigkeit der Kalibration liegt bei ±1% statistischem und ±2% systematischem Fehler, der hauptsächlich aus der Annahme der Strukturfunktion der generierten Ereignisse folgt [FLE93], [PEP94].

Für die Datennahme 1993 wurde für die BEMC-Module eine vom Modul abhängige Korrektur durchgeführt, da die Zählrate höher und damit die Bestimmung des kinematischen Peaks in einzelnen Modulen möglich war [HÖL94], [BRU94].

Der Unterschied von 7% zwischen der Teststrahlkalibration und der Bestimmung des kinematischen Peaks mit den Daten von 1992 läßt sich zu einem wesentlichen Teil mit einer ungenauen Interkalibration, der am Teststrahl und im H1-Detektor verwendeten Testpulser-Systeme, begründen. Der zuerst angegebene Wert, der die Interkalibration der Testpulser beschreibt lag bei 3.1 und wurde später nach einer detaillierteren Analyse auf 2.883 reduziert. Der Unterschied zwischen diesen Werten beträgt 7.5% - siehe Anh. A. Nicht in der Teststrahlkalibration berücksichtigt wurden allerdings der Einfluß der N_2-Umgebung im H1-Detektor auf die Lichtausbeute, sowie die mögliche Alterung bzw. erste Strahlenschädigungen der Szintillatoren und Wellenlängenschieber. Der Einfluß des Magnetfelds auf die Lichtausbeute wurde, entsprechend den in [HAR90] beschriebenen Ergebnissen, berücksichtigt.

Eine unabhängige Methode zur Bestimmung der absoluten Energie des ins BEMC gestreuten Elektrons, die zur Kontrolle der Methode der Bestimmung des kinematischen Peaks verwendet wurde, ist die Doppelwinkelmethode - siehe Kap. 1.3, in die allerdings Unsicherheiten aus der Bestimmung des Vertex und der Teilchenspuren eingehen.

3.5 Der BSET-Trigger

Der BSET-Trigger basiert auf der Erkennung von gut lokalisierter Energiedeposition im BEMC. Dabei wird die Granularität des BEMC, d.h. der Aufbau des BEMC aus 88 Modulen, ausgenutzt.[26]

---

[25] Die simulierten Ereignisse wurden mit der Strukturfunktion MRSD^- generiert.

[26] Die im BSET-Trigger ausgenutzte BEMC-Granularität ist feiner, als die im Kalorimeter-Trigger verwendete Segmentierung in Trigger-Tower und Big-Tower - siehe Kap. 2.3.

Im BSET-Trigger wird für jedes BEMC-Modul die Summenenergie, die aus den Signalen der Photodioden der langen Wellenlängenschieber gebildet wird, bestimmt. Nach dem Überschreiten von Energieschwellen und nach der Bestimmung der Anzahl der Energie-Cluster werden die L1-Triggersignale des BSET-Triggers an die zentrale Trigger-Logik CTL weitergeleitet.
Für jedes BEMC-Modul werden zwei Energieschwellen LT (Low-Threshold) und HT (High-Threshold) gesetzt:

- Die HT-Schwelle dient als Initiator eines Trigger-Clusters, wenn diese Energieschwelle von einem Modul überschritten wird. Die HT-Schwellenwerte lagen für die Datennahme 1992 zwischen 2.3 GeV und 3.6 GeV.[27] Für eine HT-Schwelle von 2.3 GeV werden Elektronen mit Energien $\geq$ 10 GeV mit Sicherheit im BEMC getriggert, da ca. 30-40% der Energie des Elektrons in einem Modul konzentriert ist [KUR93].
- Module, deren Energie die LT-Schwelle überschreiten, werden bei der Bildung der Clusterenergie berücksichtigt. Durch die LT-Schwelle wird gewährleistet, daß auch geringere Energien in einem Modul, die bei der Verteilung der Energie der Elektronen auf mehrere Module auftreten, registriert werden. Die Höhe der LT-Schwellenwerte liegt bei ca. 3-4 σ über dem Rauschsignal-σ der BSET-Elektronik und wird individuell für jedes Modul eingestellt.

Die durch den BSET-Trigger erzeugten Trigger-Elemente BSET-EQ1, BSET-GE1, BSET-CL1, BSET-CL2, BSET-CL3, BSET-BTOT, BSET-IST und BSET-LTOR, werden folgendermaßen gebildet:

> Die Trigger-Elemente BSET-EQ1 und BSET-GE1 geben an ob es genau einen Cluster oder einen oder mehrere Cluster im BEMC gibt. Dazu wird die Zahl der Module bestimmt, in denen die Energie über der HT-Schwelle liegt.[28] Durch die Unterscheidung zwischen BSET-EQ1 und BSET-GE1 kann festgestellt werden, ob es sich um einen Cluster eines hochenergetischen Elektrons handelt, oder ob mehrerer Cluster auftreten, die von einem niederenergetischen Elektron und hadronischer Aktivität im BEMC oder von Untergrundereignissen stammen können [KUR93].
> Das Trigger-Element BSET-IST wird gesetzt, wenn in den inneren Dreieck-Modulen eine Energie größer als die HT-Schwellenenergie deponiert worden ist. Die Forderung von BSET-$\overline{\text{IST}}$ ermöglicht es, die inneren Dreieck-Modul aus dem Trigger auszugrenzen.
> Das Trigger-Element BSET-LTOR bedeutet, daß in wenigstens einem Modul eine Energie größer als die LT-Schwellenenergie registriert wurde.
> Wird ein Trigger-Initiator mit einer Energie oberhalb der HT-Schwelle festgestellt, erfolgt die Bestimmung der Energie des Clusters durch Summation der Energie des Cluster-Initiators und der Energien in den angrenzenden 8 Modulen, sofern in diesen eine Energie über der LT-Schwelle liegt. Entsprechend der Höhe der Cluster-Energie

---

[27] Zu Beginn der Datennahme wurden höhere Schwellen verwendet, die erst nach dem besseren Verständnis des Triggers und besserer Strahlbedingungen verringert wurden. Die HT-Schwellen der inneren Dreieck-Module wurden auf 100 GeV gesetzt, so daß diese Module keine Cluster-Initiatoren sein können. Untergrundereignisse im BSET-Trigger werden so unterdrückt [KUR93].

[28] BSET-EQ1 und BSET-GE1 werden auch für die LT-Schwelle bestimmt, aber nicht an die CTL weitergeleitet.

> E_{CL} werden folgende Trigger-Elemente erzeugt: BSET-CL1 für $E_{CL} > 2 - 3\,\mathrm{GeV}$, BSET-CL2 für $E_{CL} > 2 - 4\,\mathrm{GeV}$ und BSET-CL3 für $E_{CL} > 15\,\mathrm{GeV}$. Außerdem wird die Gesamtenergie aller Module, deren Energie größer als der LT-Schwellenwert ist, bestimmt und beim Überschreiten einer Energieschwelle von 2.4-5.7 GeV das Trigger-Element BSET-BTOT gebildet.[29]

Als Ergebnis detaillierter Studien zur Trigger-Effizienz und zur Untergrundunterdrückung bei der Forderung nach Koinzidenz mit anderen Triggern ist BSET-CL2 in Kombination mit $\overline{\text{TOF-BG}}$ das wesentliche Trigger-Element zur Selektion von Ereignissen mit $Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ [KUR93].

Eine ausführliche Beschreibung des BSET-Triggers ist in [KUR93] zu finden. Weitere Beschreibungen des Triggers finden sich in [BAN90] und [BAN92].

Die BSET-Trigger-Information wird bei der Standard-Datennahme im kompakten Auslesemodus für 5 aufeinander folgende Bunchcrossings auslesen, beginnend mit dem Bunchcrossing, auf das getriggert wurde.[30]

Bevor Energiesummen bestimmt werden, wird ein Abgleich der Signalhöhen und Signalzeiten der verschiedenen Module bzw. Modultypen durchgeführt. Die für jeweils ein Modul in der CDU summierten Ausgangssignale der Line-Driver[31] werden in einem speziellen Shapeverstärker geteilt. Ein Signal wird um ca. 120 ns verzögert und invertiert und dann mit dem unverzögerten Signal summiert, so daß ein unipolares Ausgangssignal erzeugt wird. Das unipolare Ausgangssignal wird differenziert und aus dem so erzeugten bipolaren Signal wird ein Zeitsignal generiert, das die eindeutige Bunchcrossing-Zuordnung der Trigger-Elemente ermöglicht. Das unipolare Signal wird schließlich wieder integriert, um ein hinreichend gute Energieauflösung zu erreichen. Die Höhe der Energie bezüglich der Trigger-Schwellen wird mit Komparatoren bestimmt und die digitalisierte Information an die CTL weitergeleitet.

Im Test-Modus wird der BSET-Trigger unabhängig vom H1-Detektor durch die VME/OS9-Station gesteuert, d.h. es ist zu Test- und Monitorzwecken möglich das BEMC allein mit dem BSET-Trigger zu triggern.

Die Elektronik des BSET-Triggers befindet sich im Elektronik-Trailor des H1-Detektors.

---

[29] Die Zahlenwerte der Energieschwellen beziehen sich auf die Datennahme 1992 [KUR93].

[30] Im erweiterten Auslesemodus kann die Trigger-Information von 32 Bunchcrossings ausgelesen werden.

[31] Die Signale des Line-Drivers haben eine Anstiegszeit von ca. 100 ns und eine Abfallzeit von ca. 100 μs.

Kapitel 4

Untersuchungen an Detektorkomponenten

Vor der ersten Datennahme mit dem, in den H1-Detektor eingebauten, BEMC wurden verschiedene Untersuchungen an Komponenten des Detektors durchgeführt. Als erstes wurden Untersuchungen zur Auswahl der Detektorkomponenten für den Zusammenbau der Module durchgeführt, durch die nach dem Zusammenbau ein möglichst gleichförmiges Verhalten der Signalauslese durch die Auswahl der Wellenlängenschieber und Photodioden in einem Modul und durch die Vorverstärker und Line-Driver auch zwischen den Modulen erreicht werden sollte. Weitere Untersuchungen wurden zur Temperaturstabilität der Modulelektronik durchgeführt, da nach dem ersten Einbau des BEMC in den H1-Detektor Probleme mit nicht temperaturstabilen Line-Drivern auftraten. Da Untergrundabschätzungen auf große Raten von Untergrundereignissen im BEMC hinwiesen, wurden Pile-up-Untersuchungen[1] durchgeführt, die schließlich zu einer Änderung der Shapeverstärker führten. Bedingt durch die Änderung der Elektronik wurden Messungen der Signalform der neuen Shapeverstärker und Messungen der Analogdelays, die zur zeitlichen Anpassung an das Triggersignal notwendig wurden, durchgeführt. Schließlich wurde mit Testpulsersignalen das elektronische Übersprechen (x-Talk) in einem Modul untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in diesem Kapitel beschrieben.

4.1 Auswahl der Detektorkomponenten für den Zusammenbau der Module

Um ein möglichst gleichartiges Verhalten der Module zu erreichen, wurden vor deren Zusammenbau Untersuchungen an den optischen und elektronischen Komponenten durchgeführt.

Die Messung der Sperrschichtkapazität und des Dunkelstroms aller Photodioden (siehe [GEN91]), ergab eine konstante Sperrschichtkapazität für Bias-Spannungen zwischen 20 V und 50 V von ca. $80 \pm 5\,\mathrm{pF}$. Der Dunkelstrom lag bei Bias-Spannungen zwischen 20 V und 50 V für die gemessenen Photodioden bei Werten zwischen 1 nA und 10 nA und war somit ein Auswahlkriterium für die Verteilung der Photodioden auf die Module. Entsprechend der größeren Bedeutung der langen Wellenlängenschieber für die Energiemessung wurden diese mit Photodioden versehen, die einen niedrigen Dunkelstrom aufwiesen.

Nach dem Aufkleben der Photodioden wurden alle Wellenlängenschieber auf ihre Lichtaus-

---

[1] Unter Pile-up versteht man die Überlagerung von mehreren elektronischen Signalen innerhalb der Signalverarbeitungszeit. Eine Verformung des elektronischen Signals und eine falsche Bestimmung der Signalhöhe kann die Folge von Pile-up sein.

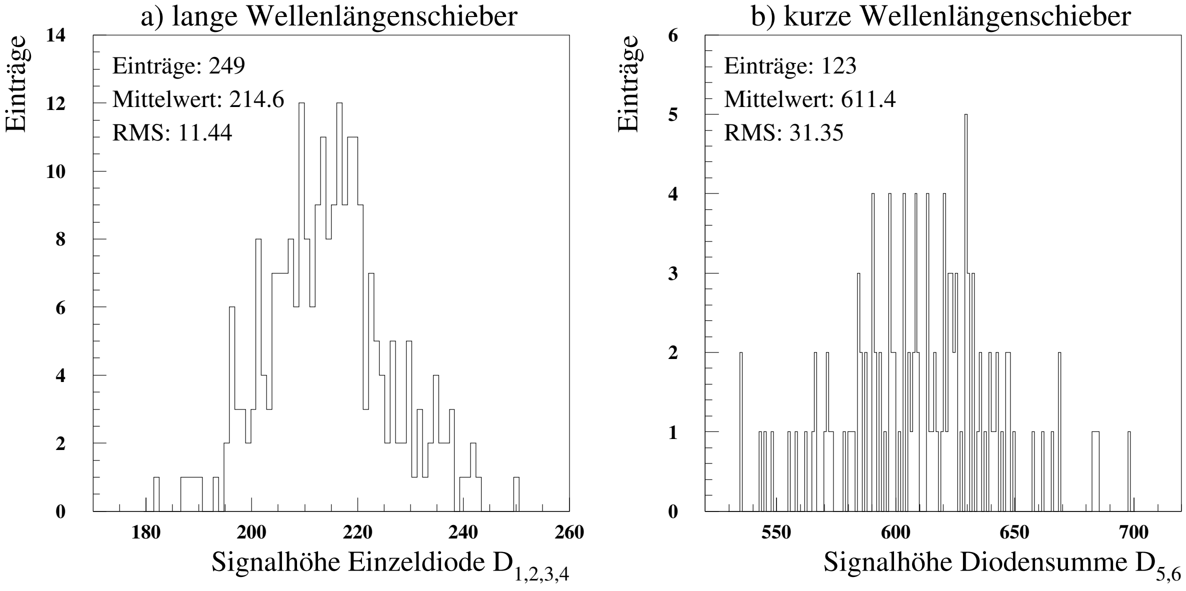


Abb. 4.1: **Signalhöhenverteilung der Wellenlängenschieber der Quadrat-Module**

a) Signalhöhe der langen Wellenlängenschieber ($D_{1,2,3,4}$)

b) Signalhöhe der kurzen Wellenlängenschieber ($D_{5,6}$)

Für die Erklärung des Meßverfahrens siehe Text.

beute hin untersucht. Dazu wurde ein spezieller Meßaufbau verwendet, bei dem eine UV-Lampe eine Szintillatorplatte an definierter Position anregt und das erzeugte Licht von zwei Wellenlängenschiebern mit Photodioden ausgelesen wird - siehe auch [EIS90], [ESC91], [CLA92]. Es wurde zunächst stets mit zwei, entsprechend der Lage in den Modulen nebeneinander angeordneten, langen Wellenlängenschieber gemessen, wobei die Lichteinleitung an einer zentralen Position der Szintillatorplatte erfolgte, so daß beide Wellenlängenschieber die gleiche Lichtanregung von der Szintillatorplatte erhielten. Nach der Messung wurde die Position der Wellenlängenschieber im Meßaufbau getauscht und eine zweite Messung durchgeführt. Der Mittelwert aus beiden Messungen ist ein von der Position der Wellenlängenschieber unabhängiges Maß für die Lichtsammlung, die Transmission des Lichtes im Wellenlängenschieber und die Umwandlung des ausgelesenen Lichtes in elektrische Signale. Entsprechende Messungen wurden auch für die kurzen Wellenlängenschieber bei zentraler Lichteinleitung in den Szintillator durchgeführt. Als Maß für die Lichtsammlung und -auslese der Einheit aus Wellenlängenschieber und Photodioden wurde hier die Summe der Signale von beiden Photodioden verwendet.

Abb. 4.1 zeigt die Verteilung der gemessenen Signalhöhen für die langen und kurzen Wellenlängenschieber der Quadrat-Module. Die mittlere quadratische Abweichung RMS der Messungen liegt bei 5.3% für die langen und bei 5.1% für die kurzen Wellenlängenschieber. Weitere Untersuchungen wurden an den Vorverstärkern, den Line-Drivern und den Line-Receivern mit Testpulsersignalen, hinsichtlich der absoluten Verstärkung und des Signal-Rauschverhältnisses, durchgeführt.

Die optischen und elektronischen Komponenten eines Moduls wurden dann entsprechend den Messungen so ausgewählt und zusammengestellt, daß innerhalb eines Moduls eine möglichst gleichmäßige Lichtausbeute durch die auf die langen Wellenlängenschieber aufgeklebten Photodioden erfolgt. Die Vorverstärker, Line-Driver und Line-Receiver wurden dann entsprechend ihrer Verstärkung und ihrem Rauschverhalten so auf die Module verteilt, daß auch alle Module untereinander eine ähnliche Lichtausbeute zeigen.
Mit der Auswahl der Komponenten konnte erreicht werden, daß die Verteilung der Kalibrationskonstanten aller Quadrat-Module, die aus den Messungen am DESY-Teststrahl ermittelt wurde, eine Streuung von nur ca. 6.2% RMS aufwiesen - siehe [PEP94], [GEN91]. Die Streuung der Kalibrationskonstanten wird im wesentlichen durch Unterschiede in der Ankopplung der Wellenlängenschieber an die Szintillatorplatten der Module bestimmt.

4.2 Temperaturstabilität der Modulelektronik

Das BEMC befindet sich im H1-Detektor in einer durch ein äußeres Schild abgeschlossenen Stickstoff-Atmosphäre, wobei die Modulelektronik mit ca. 0.25 l N_2/min durchströmt wird. Eine Aufheizung der BEMC-Elektronik wurde durch den Ausfall von 9 Line-Drivern in den ersten vier Wochen nach dem Einbau des BEMC in den H1-Detektor festgestellt.[2]
Da das Auswechseln der defekten Line-Driver nicht während der Meßperioden des H1-Detektors möglich ist, wurden Untersuchungen zum Temperaturverhalten der Module durchgeführt und verschiedene Kühlungsmechanismen getestet.
Zur Untersuchung der Temperaturzunahme nach dem Einschalten der Elektronik wurden zunächst Messungen an einem ungekühlten Ersatzmodul durchgeführt, das in einer mit Styropor thermisch isolierten Holzkiste untergebracht wurde. Direkt vor der Elektronik-Box des Moduls wurde eine mit Styropor beschichtete Holzplatte gestellt, durch die der Einfluß der im H1-Detektor dicht hinter dem BEMC angebrachte ToF-Wand berücksichtigt wurde. Es wurden Temperatursonden (Präzision 0.5° C) zur Messung der Temperatur verwendet, die über Digital-Voltmeter (DVM) ausgelesen wurden. Eine Sonde wurde als Temperaturfühler zur Messung der Lufttemperatur T_{Luft} in der Elektronik-Box zwischen einem Vorverstärker und einem Line-Driver positioniert und eine zweite wurde direkt auf einen Line-Driver aufgeklebt, um die Line-Driver-Temperatur $T_{\mathrm{Line-Driver}}$ zu messen.
Der Betrieb des Moduls wurde über die BEMC/VME-OS9-Station gesteuert, die auch für die Datenakquisition bei den Teststrahlmessungen bei DESY und am CERN verwendet wurde. Um die Temperaturerhöhung als Funktion der Frequenz und Amplitude des Testpulsersignals messen zu können,[3] wurde ein BNC-Testpulser (Typ PB-4) verwendet.
Abb. 4.2 zeigt die gemessene Temperaturzunahme der Modulelektronik bei fest aufgeschraubter und abgeklebter Aluminium-Abdeckung der Elektronik-Box.
Vor dem Anschalten der Spannungsversorgung des BEMC-Moduls wurden die Anfangswerte $T_{\mathrm{Line-Driver}}$=27.4° C und T_{Luft}=25.4° C gemessen. Nach dem Einschalten der Spannungsversorgung wurden konstante Testpulssignale zur Modulelektronik geschickt und die Line-Driver- und Lufttemperaturen zu verschiedenen Zeitpunkten über insgesamt ca.

---

[2] Der Ausfall der Line-Driver war an der Halbierung der Signalhöhe im Vergleich zu anderen Auslesekanälen bzw. früheren Testpulsermessungen erkennbar - siehe Kap. 3.3.

[3] Der Testpulser der BEMC/VME-OS9-Station lieferte Rechteck-Signale von 0.8 μs Breite und einer konstanten Frequenz von 16.67 Hz, deren Pulshöhe variiert werden konnte.

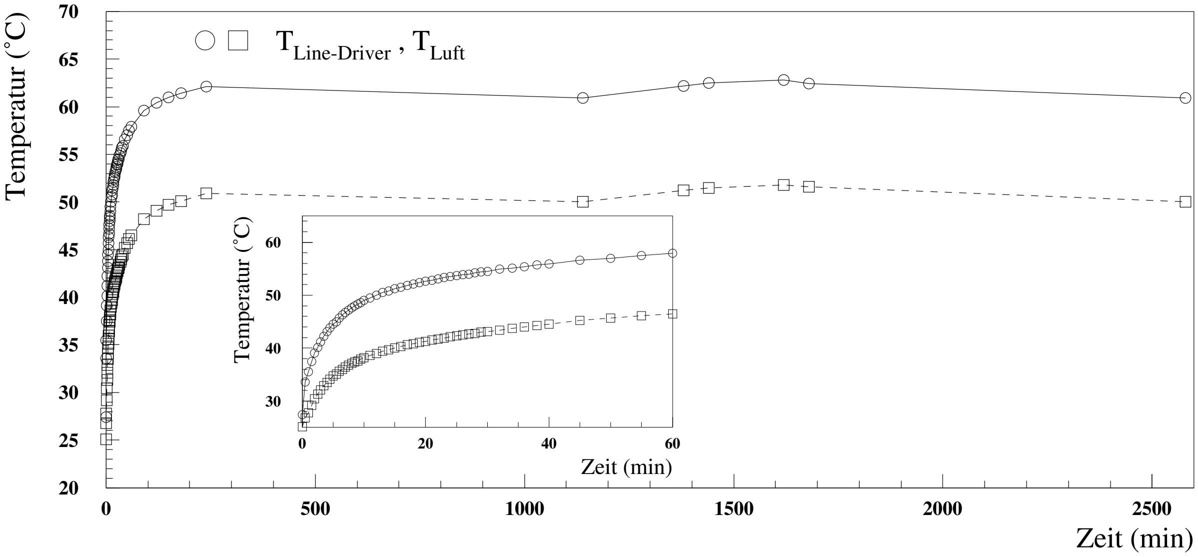


Abb. 4.2: **Temperaturzunahme der Modulelektronik für Testpulse konstanter Amplitude und Frequenz**
$T_{\text{Line-Driver}}$ wird durch einen auf den Line-Driver aufgeklebten Temperaturfühler und T_{Luft} durch einen Temperaturfühler in der Elektronik-Box, ohne direkten Kontakt mit elektronischen Bauteilen, gemessen.

43 Stunden bestimmt. Nach ca. 240 min wurden als Maximaltemperaturen des Line-Drivers bzw. des Temperaturfühlers Werte von 62.1° C bzw. 50.9° C gemessen. Geringe Schwankungen der Maximalwerte von ±2° C liegen in der Tag/Nacht-Temperaturschwankung begründet. Der Temperaturunterschied zwischen Line-Driver und Temperaturfühler liegt für die gewählte Testpulsamplitude und -frequenz bei einem konstanten Wert von ca. 11° C, wenn man von den Meßwerten der ersten 20 min absieht.

Eine entsprechende Messung, die nach dem Anschalten der Spannungsversorgung aber ohne Ankopplung an den Testpulser durchgeführt wurde, ergab einen ähnlichen Temperaturanstieg mit den Maximaltemperaturen von $T_{\text{Line-Driver}}$=58.9° C und T_{Luft}=49° C, also nur geringfügig niedrige Werte als bei konstanten Testpulssignalen.

Abb. 4.3 zeigt die Abhängigkeit des Temperaturverhaltens von der Testpulsamplitude, der Testpulsfrequenz, der Bias-Spannung und von verschiedenen Kühlungen.

In Abb. 4.3 a) ist die Temperaturerhöhung von 1° C bzw. 2° C bei einer 2-fachen Amplitude bzw. um 4° C bzw. 8° C bei einer 10-fachen Amplitude für T_{Luft} bzw. $T_{\text{Line-Driver}}$ dargestellt und in Abb. 4.3 b) die Temperatur des Line-Drivers bei konstanter Testpulsamplitude als Funktion der Frequenz der Testpulse. Bis auf eine geringe Zunahme der Temperatur bei einer Frequenz von $\sim$ 3 kHz ist keine signifikante Abhängigkeit der Temperatur von der Testpulsfrequenz erkennbar. Dieses Verhalten hat seine Ursache in dem Auftreten von Pile-up in den Vorverstärkern bei Frequenzen $>$ 3 kHz. Bei einer Frequenz von 8 kHz folgen die Testpulse in einem Abstand von 125 μs und bei 20 kHz beträgt der Abstand nur noch 50 μs. Durch das Pile-up kompensieren sich positive und negative Signalanteile

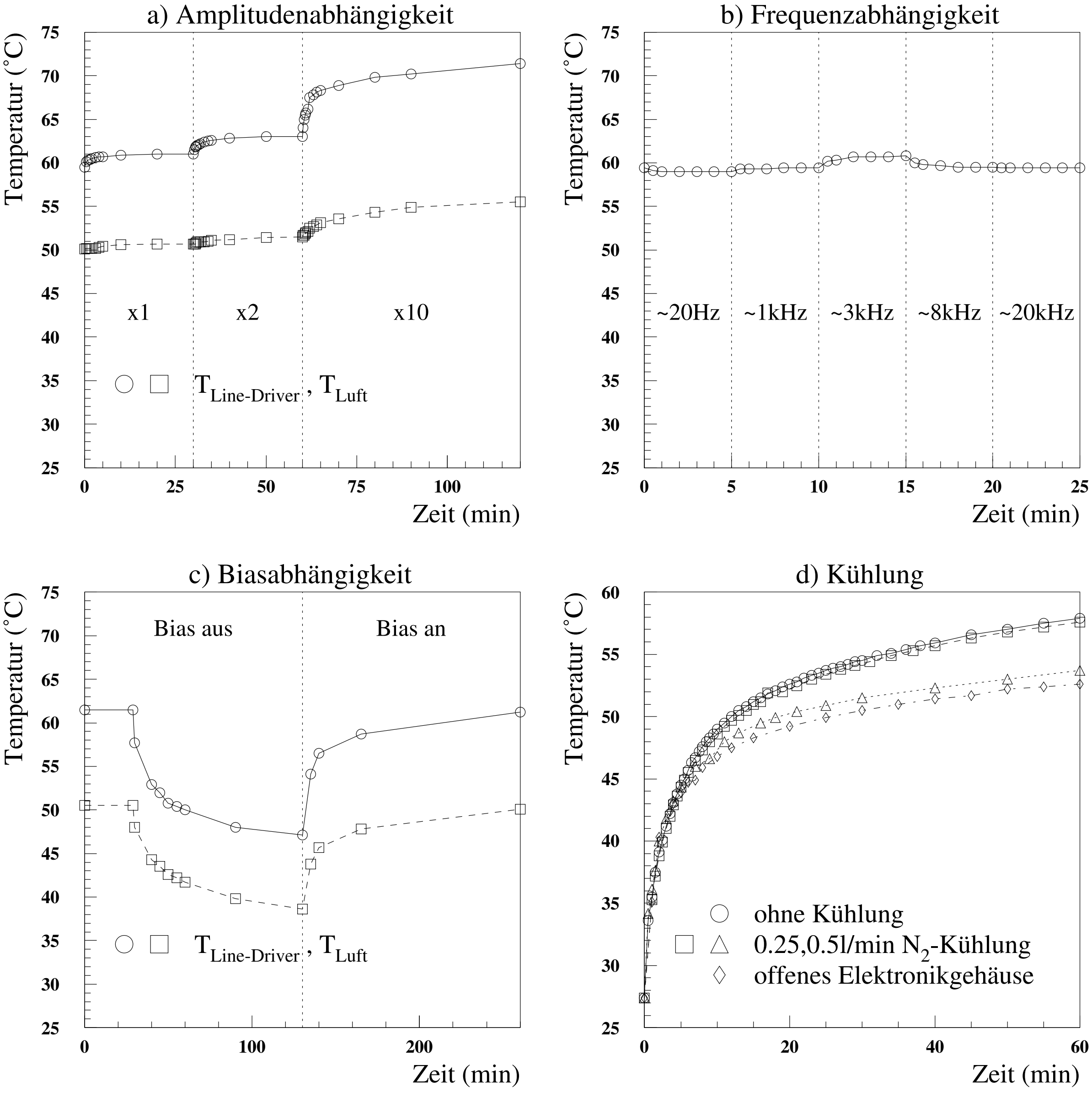


Abb. 4.3: **Abhängigkeit der Modultemperatur von der Testpulsamplitude, Testpulsfrequenz, Bias-Spannung und N_2-Kühlung**
$T_{\mathrm{Line-Driver}}$ wurde durch einen auf den Line-Driver aufgeklebten Temperaturfühler und T_{Luft} durch einen Temperaturfühler in der Elektronik-Box, ohne direkten Kontakt mit elektronischen Bauteilen, gemessen.
Für weitere Erklärungen siehe Text.

aufeinander folgender Testpulse und die Signalamplitude wird kleiner. Die bei einer Frequenzerhöhung zu erwartende Zunahme der Temperatur wird also durch eine gleichzeitig stattfindende Verringerung der Amplitude kompensiert. Die höchste Testpulsfrequenz, bei der die Testpulse noch separiert sind, liegt bei ca. 3 kHz. Dies erklärt den leichten Temperaturanstieg bei dieser Frequenz.
Abb. 4.3 c) zeigt die Abhängigkeit der Temperaturen bei konstanter Amplitude und Frequenz der Testpulsersignale von der Bias-Spannung. Wird die Bias-Spannung ausgeschaltet, so bleibt für ca. 30 min die Temperatur unverändert, da es diese Zeit dauert, bis die Bias-Spannung auf 0 V abgesunken ist. Danach zeigt sich eine deutliche Temperaturabnahme nach 100 min um 12° C bzw. 14° C für T_{Luft} bzw. $T_{\mathrm{Line-Driver}}$. Nach Wiedereinschaltung der Bias-Spannung steigen die Temperaturen wieder auf die Werte, die vor dem Ausschalten der Bias-Spannung gemessen wurden.
Die Effektivität verschiedener Kühlungen der Modulelektronik zeigt Abb. 4.3 d). Für die Untersuchung der Kühlungwirkung bei der Durchströmung mit Stickstoff (N_2-Kühlung) wurde eine spezielle Abdeckung der Elektronik-Box konstruiert. Die Öffnungen für die Ein- und Ausleitung des Stickstoffs befanden sich an diagonal gegenüberliegenden Ecken der Abdeckung in einem möglichst großen Abstand voneinander, um ein vollständiges Durchströmen der Elektronik-Box und ähnliche Bedingungen wie im H1-Detektor zu schaffen. Der N_2-Fluß konnte separat eingestellt werden. Die Durchströmung der Elektronik-Box mit 0.25 l N_2/min bewirkt keinen Unterschied des Temperaturanstiegs im Vergleich zur Messung ohne N_2-Kühlung. Erst bei einer Durchströmung mit 0.5 l N_2/min wird ein geringerer Temperaturanstieg gemessen, der vergleichbar mit der Temperaturzunahme bei einer Messung mit einer offenen Elektronik-Box ohne N_2-Kühlung ist. Für jedes BEMC-Modul wurde daraufhin die Abdeckung der Elektronik-Box zusätzlich mit Bohrungen versehen, um die Erwärmung der Elektronik zu vermindern. Da die Temperaturabsenkung bei offener Elektronik-Box nur ca. 4° beträgt und nicht ausreichend ist, wurde eine Wasserkühlung für die Modulelektronik konstruiert. Die Elektronik-Box wurde mit eine Kupferplatte abgedeckt, die mit aufgelöteten Kupferrohren für den Durchfluß von $\sim$ 12.5° C warmen Wasser versehen war.[4] In Abb. 4.4 ist der Einfluß der Wasserkühlung auf die Line-Driver- und Lufttemperatur dargestellt. Die Temperatur des Line-Drivers wurde durch die Wasserkühlung innerhalb von 230 min von einer Anfangstemperatur von 60.9° C um 14.5° C auf 46.4° C reduziert. Für die Lufttemperatur wurde eine Temperaturabnahme von 50.4° C um 20.1° C auf 30.3° C festgestellt. Obwohl eine 10-fache Amplitudenerhöhung wieder zu einem Temperaturanstieg um ca. 10% auf 51.6° C für den Line-Driver bzw. 33.7° C für den Temperaturfühler führt, zeigt der Vergleich mit den Messungen ohne Kühlung, daß die Wasserkühlung eine effektive Reduzierung der Temperatur der Modulelektronik bewirkt.
Eine wesentliche Folge der Temperaturerhöhung der BEMC-Elektronik ist die Vergrößerung des elektronischen Rauschens. Für die Untersuchung der Abhängigkeit des elektronischen Rauschens von der Temperatur wurde das BEMC-Modul nicht mit der BEMC/VME-OS9-Station betrieben, sondern mit der Testelektronik, die die Auslese von vier Signalkanälen mit den unipolaren Shapeverstärkern ermöglicht - siehe auch Kap. 4.3, Kap. 4.4, Kap. 4.5. Das von der Testelektronik gelieferte unipolare Ausgangssignal wurde mit einem

---

[4] Die Wassertemperatur wurde mit dem Temperaturfühler direkt an der Kupferleitung gemessen.

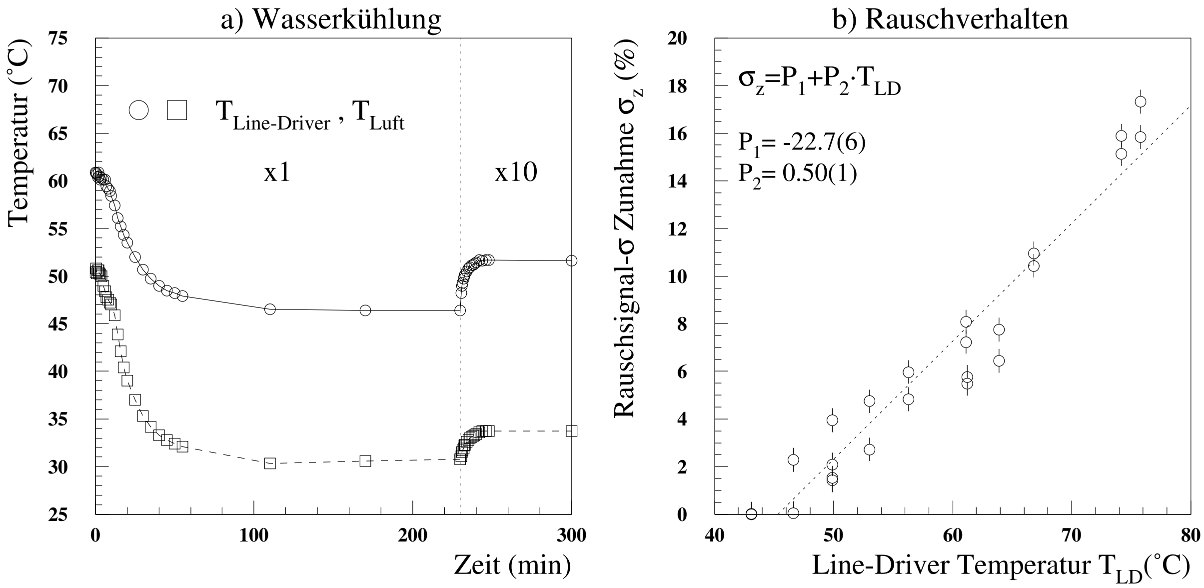


Abb. 4.4: **Temperaturverhalten der Modulelektronik bei Wasserkühlung und Einfluß der Modultemperatur auf das elektronische Rauschen**

a) Einfluß der Wasserkühlung auf die Temperatur von Line-Driver und Temperaturfühler

b) Abhängigkeit des elektronischen Rauschens von der Temperatur des Line-Drivers mit Anpassung einer linearen Funktion an die Messpunkte.

PC-Vielkanalanalysator[5] aufgenommen und die Signalhöhe und -breite als Funktion der Temperatur registriert.

In Abb. 4.4 ist die prozentuale Zunahme der Breite des Rauschsignales (Rauschsignal-σ) als Funktion der am Line-Driver gemessenen Temperatur dargestellt. Als Ergebnis zeigt sich eine näherungsweise lineare Zunahme des elektronischen Rauschens mit der Temperatur von 0.5% pro 1° C,[6] d.h. die Reduzierung der Modultemperatur um 15° C bis 20° C durch eine Wasserkühlung führt zu einer Verringerung des elektronischen Rauschens um 7.5%-10%.

Um die Temperaturempfindlichkeit der einzelnen Bauteile der Modulelektronik zu untersuchen, wurde die Modulelektronik in einem Heizschrank erhitzt und Testpulssignale mit einer Anstiegszeit von 50 ns, einer Abfallzeit von 1 ms und einer Frequenz von ca. 150 Hz über eine CDU den Vorverstärkern zugeführt. Neben der Messung der Temperatur in der Nähe des Motherboards (ca. 8 cm Abstand), wurde die Bias-Spannung und der Bias-Strom (Dunkelstrom) gemessen.

In Abb. 4.5 ist das Ergebnis der Messung für Temperaturen zwischen 40° C und 80° C dargestellt. Die Messung des Bias-Stroms wurde mit bzw. ohne angeschlossener Photodiode

---

[5] IBM-AT Rechner mit der Vielkanal-Karte PCA-II (Wilkinson-ADC mit 100 MHz Taktfrequenz und Vielkanalprogramm) der Firma The Nucleus Inc. (Oak Ridge, USA).

[6] Die in [HAR90] beschriebene Messung der Zunahme des Rauschens als Funktion der Temperatur kommt zu einem vergleichbaren Ergebnis.

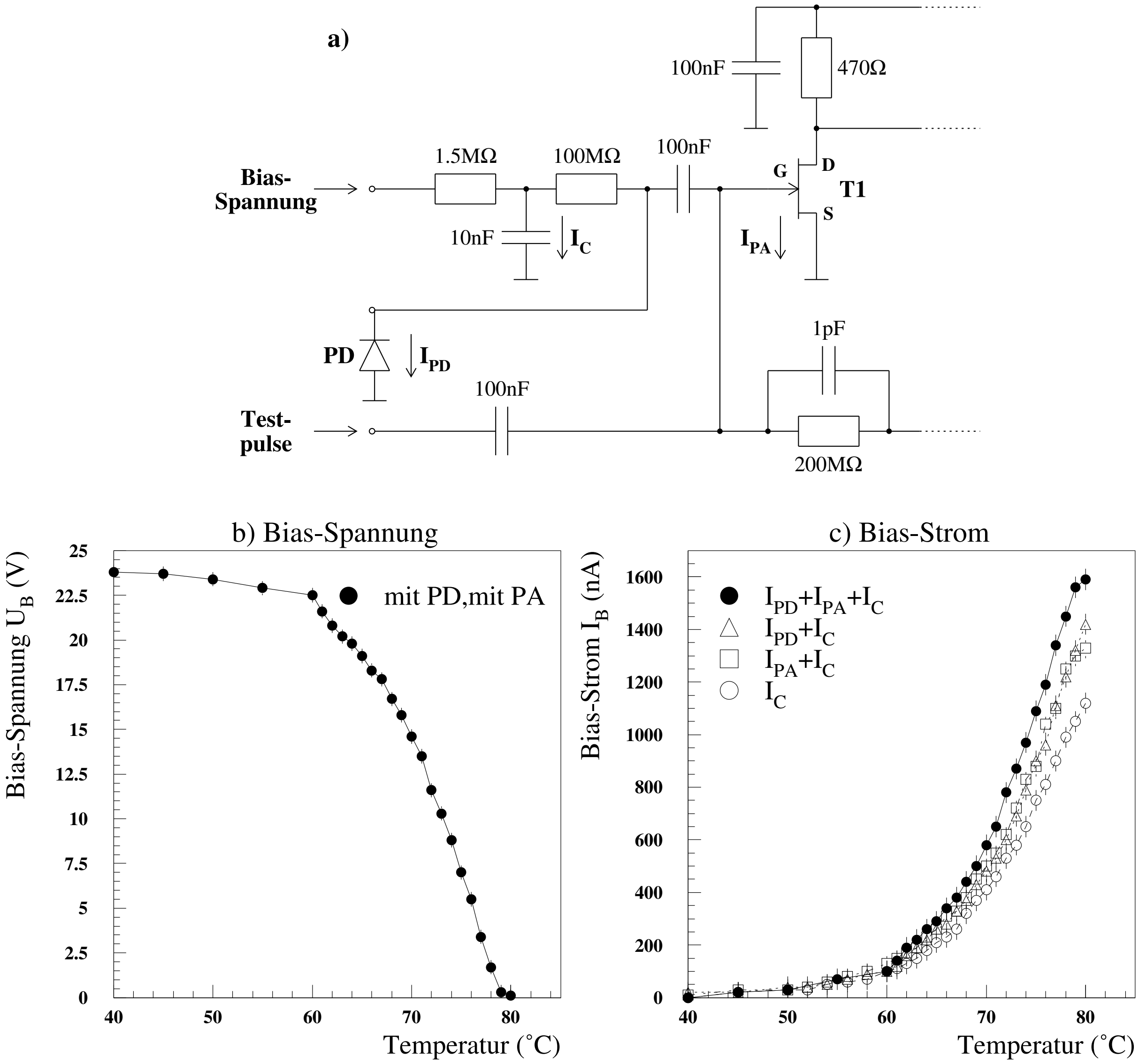


Abb. 4.5: **Temperaturabhängigkeit von Bias-Spannung und Bias-Strom**
a) zeigt eine schematische Darstellung der Modulelektronik mit der Photodiode (PD), dem Transistor (T1) des Vorverstärkers (PA), sowie den Eingängen für die Bias-Spannung und die Testpuls-Signale.

Die Bias-Spannung **b)** und der Bias-Strom **c)** wurden bei angeschlossener PD und angeschlossenem PA gemessen. Der Bias-Strom wurde außerdem für verschiedene Kombinationen mit bzw. ohne PD oder PA gemessen. Bei der Messung mit PD und PA ist der gemessene Strom die Summe aus den Strömen durch die Photodiode I_{PD}, den Transistor (T1) des Vorverstärkers I_{PA} und durch den den Parallel-Kondensator I_C. Entsprechend wird bei nicht angeschlossener Photodiode der Strom $I_{PA}+I_C$ und bei nicht angeschlossenem Vorverstärker der Strom $I_{PD}+I_C$ gemessen. Sind PD und PA nicht angeschlossen, so wird nur I_C gemessen.

(PD) und mit bzw. ohne angeschlossenem Vorverstärker (PA) durchgeführt, so daß aus dem Vergleich der Messungen der Anteil der Einzelströme durch den Parallel-Kondensator I_C , die Photodiode I_{PD} und den Vorverstärker I_{PA} bestimmt werden konnte. Mit zunehmender Temperatur sinkt die Bias-Spannung ab, wobei die Abnahme für Temperaturen $> 60°$ C besonders groß ist. Der Bias-Strom nimmt in gleichem Maße mit der Temperatur zu. Aus der Messung der Bias-Ströme folgt, daß der Anteil von I_C - siehe Messung ohne PD und PA - am Bias-Strom dominiert und ein zusätzlicher Beitrag von I_{PD} und I_{PA} erst für Temperaturen $> 60°$ C auftritt. Aus der Differenz der Messungen folgt, daß z.B. bei 80° C I_{PD} und I_{PA} nur jeweils ca. 20% von I_C betragen.
Während der Messung der Bias-Spannungen wurden die Ausgangssignale hinter dem Line-Receiver mit einem Tastkopf abgegriffen und mit einem Oszilloskop kontrolliert. Bei hohen Temperaturen $> 70°$ C, d.h. bei kleinen Bias-Spannungen, fingen die Ausgangssignale an zu oszillieren.
Als Konsequenz aus den Temperaturmessungen wurde der Bau einer Wasserkühlung für das BEMC in Auftrag gegeben, die vor der ersten Datennahme mit dem H1-Detektor am BEMC installiert wurde. Die Wasserkühlung besteht aus zwei separaten, halbkreisförmigen Kupferplatten, auf denen je ein gebogenes Kupferrohr aufgelötet ist, das schleifenförmig die ganze Kupferplatte bedeckt - siehe Abb. 3.2 in Kap. 3.1. Beide Kupferplatten sind mit je einer Wasserzuleitung und -ableitung versehen. Die Befestigung der Kupferplatten erfolgt mit mehreren Schrauben am Außen- und Innenrand der Aluminiumtonne, d.h. es besteht ein direkter Kontakt zwischen der Kühlplatte und der Aluminiumtonne des BEMC. Die Temperatur des Wassers beträgt ca. 13°.
Abb. 4.6 zeigt einen typischen, mit dem Slow-Control-System des BEMC gemessenen, Temperaturverlauf nach der Installation der Wasserkühlung. Für die 11 im BEMC in den verschiedenen Modulreihen positionierten Sensoren sind die Temperaturänderungen über einen Zeitraum von ca. 20 Stunden aufgetragen. Der Sensor 1 mißt die Temperatur in der untersten Modulreihe an Modul 4, die Sensoren 2-9 in den darüberliegen Reihen an den Modulen 13-83 und der Sensor 10 die der obersten Modulreihe an Modul 94 des BEMC. Ein weiterer Sensor mißt die Lufttemperatur des BEMC in einem etwas größeren Abstand von der Modulelektronik zwischen den Modulen 45 und 55 in der Nähe der Kupferplatte. Die Sensoren sind in den Kabel-Halterungen, die die Twisted-Pair-Kabel in den Anschlüssen am Motherboard fixieren, in ca. 1 cm Entfernung von den Line-Drivern befestigt. Die Genauigkeit der Temperaturmessung liegt bei 0.5° C für einen Meßbereich von 0° C bis $\sim 75°$ C. Die Erhöhung der Temperaturen in den Modulreihen und der Lufttemperatur während der Luminositäts-Runs, d.h. bei einer Energiedeposition im BEMC, ist in Abb. 4.6 erkennbar. Der Temperaturunterschied zwischen Sensor 1 und 10 beträgt ca. 10° C, wobei die Temperatur der oberen Module (Sensor 10) immer am höchsten ist und Werte bis ca. 42° C erreicht, was mit den im Labor bestimmten Werten der Lufttemperatur bei Wasserkühlung vergleichbar ist.

4.3 Pile-up-Untersuchungen

Von der Protonenseite ist im BEMC mit Strahlgas- und Strahlwandereignissen zu rechnen, die bei pessimistischer Abschätzung mit einer Frequenz bis zu 100 kHz pro Modul - dies entspricht einem mittleren zeitlichen Abstand zwischen zwei Untergrundereignissen von

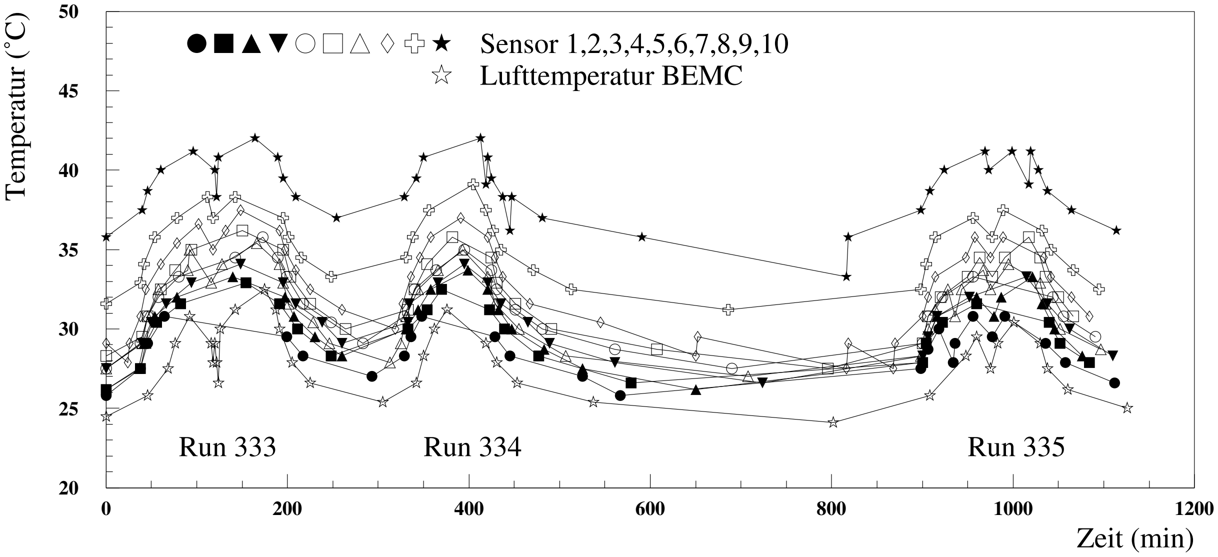


Abb. 4.6: **Messung der Temperatur der BEMC-Elektronik während der Datennahme im H1-Detektor**
Für die Messung, die am 17.10.1993 mit dem Slow-Control-System des BEMC durchgeführt wurde, sind die Temperaturwerte der 11 Sensoren (10 Modulreihen und Lufttemperatur) angegeben.

nur 10 μs - auftreten - siehe z.B. [KUR93], [HAN93]. Die Frequenz der Untergrundereignisse ist für die Module am Strahlrohr am größten.
Unterteilt man das BEMC von innen nach außen in 5 Ringe mit je 5°-Polarwinkel, so folgt die in Tab. 4.1 angegebene Abschätzung für die Frequenz der Untergrundereignisse pro Modul. Das Energiespektrum der Untergrundereignisse liegt vorwiegend bei niedrigen Energien $\leq 4\,\mathrm{GeV}$, allerdings können vereinzelt auch hohe Energien auftreten - siehe [KUR93].
Durch die hohe Frequenz der Untergrundereignisse kommt es zu Pile-up-Problemen in der Analogelektronik des BEMC. Daher sind verschiedene Abschätzungen und Testmessungen zum Einfluß des Pile-up's auf die Physikdaten durchgeführt worden.
Zwei verschiedene elektronische Bereiche, in denen das Pile-up von Untergrundereignissen auftritt, müssen unterschieden werden:

- Pile-up in den Vorverstärkern und Line-Drivern, durch das es zum Überschreiten des dynamischen Verstärkungsbereichs der Vorverstärker und Line-Driver und damit zum Abschneiden der Signalamplitude kommen kann. Die Änderung der Form der Ausgangssignale hat keinen Einfluß auf die Datennahme, da das Ausgangssignal des Vorverstärkers bzw. Line-Drivers vom nachfolgenden Shapeverstärker differenziert wird, d.h. der Shapeverstärker reagiert nur auf die schnelle Anstiegsflanke des Signals.

- Pile-up in den Shapeverstärkern, durch das das Energiesignal verfälscht werden kann, wenn sich die Signalform und damit auch die Signalamplitude zum Auslese- bzw. Triggerzeitpunkt durch das Pile-up verändert hat.

Polarwinkelbereich (°)	Frequenz (kHz)
175-170	77
170-165	59
165-160	21
160-155	9
155-150	4

Tab. 4.1: **Frequenz der Untergrundereignisse im BEMC als Funktion des Polarwinkels**
Die angegebenen Abschätzungen für die Frequenzen der Untergrundereignisse sind unter der Annahme eines Strahlvakuums von $3 \cdot 10^{-9}$ Torr bei $2 \cdot 10^{13}$ Protonen pro Bunch gemacht [MEI91].

Pile-up in den Vorverstärkern und Line-Drivern, die Signale mit schnellen Anstiegszeiten <100 ns und Abfallzeiten von 400 μs bzw. 100 μs liefern, führen zu einer Verschiebung der Null-Linie (Baseline) der Signale. Nimmt man als einfache Näherung Untergrundereignisse einer konstanten Frequenz f_0 ($t_0 = \frac{1}{f_0}$) und Amplitude A_0 an, so folgt, unter der Annahme einer Signalform mit exponentieller Abfallzeit τ, für die Summenamplitude der Untergrundereignisse $A(t)$:

$$A(t) = A_0 \sum_{n=0}^{\infty} \exp^{-(t+nt_0)/\tau} = A_0 \exp^{-t/\tau} \sum_{n=0}^{\infty} \exp^{-nt_0/\tau} \tag{4.1}$$

Die geometrische Reihe $\sum_{n=0}^{\infty} \exp^{-nt_0/\tau}$ hat den Grenzwert A_G:

$$A_G = \frac{1}{1 - \exp^{-t_0/\tau}} \tag{4.2}$$

Für das Summensignal folgt dann für $n \to \infty$ bzw. hinreichend große Zeiten:

$$A(t) = A_0 A_G \exp^{-t/\tau} \tag{4.3}$$

Abb. 4.7 a) zeigt die unter den oben gemachten Annahmen "simulierten" Signalamplituden für $\tau = 400\,\mu s$ (Vorverstärker) bzw. $\tau = 100\,\mu s$ (Line-Driver) als Funktion der Zeit für eine Frequenz von 10 kHz bzw. 100 kHz der Untergrundereignisse ($t_0 = 100\,\mu s$ bzw. $t_0 = 10\,\mu s$).[7]
Abb. 4.7 b) zeigt die nach Gl. 4.2 berechneten Grenzwerte für Vorverstärker- bzw. Line-Driver-Signale für Untergrundereignisse mit 1 GeV Energie als Funktion der Frequenz.
Wird ein ep-Streuereignis mit einer Signalamplitude A_{ep} aufgenommen, so muß die Summe aus dem Sättigungswert und dem ep-Streusignal gemäß

$$A_G + A_{ep} \leq A_{max} \tag{4.4}$$

im dynamischen Bereich ($0 \to A_{max}$) des Vorverstärkers bzw. des Line-Drivers liegen.
Die Grenze des dynamischen Bereichs der Vorverstärker liegt bei einem maximalen Ausgangssignal von 5 V, was einer Energie von ca. 300 GeV entspricht. Die Line-Driver haben ein maximales Ausgangssignal von -2.2 V, entsprechend einem maximalen dynamischen Bereich von ca. 100 GeV. Wegen der maximalen Elektronenergie von ca. 30 GeV im BEMC

---

[7] Der exakt berechnete exponentielle Abfall der Signale ist in Abb. 4.7 a) als lineare Näherung dargestellt - siehe z.B. den Verlauf der Funktion zwischen zwei Pile-up-Signalen in Kurve c) und d).

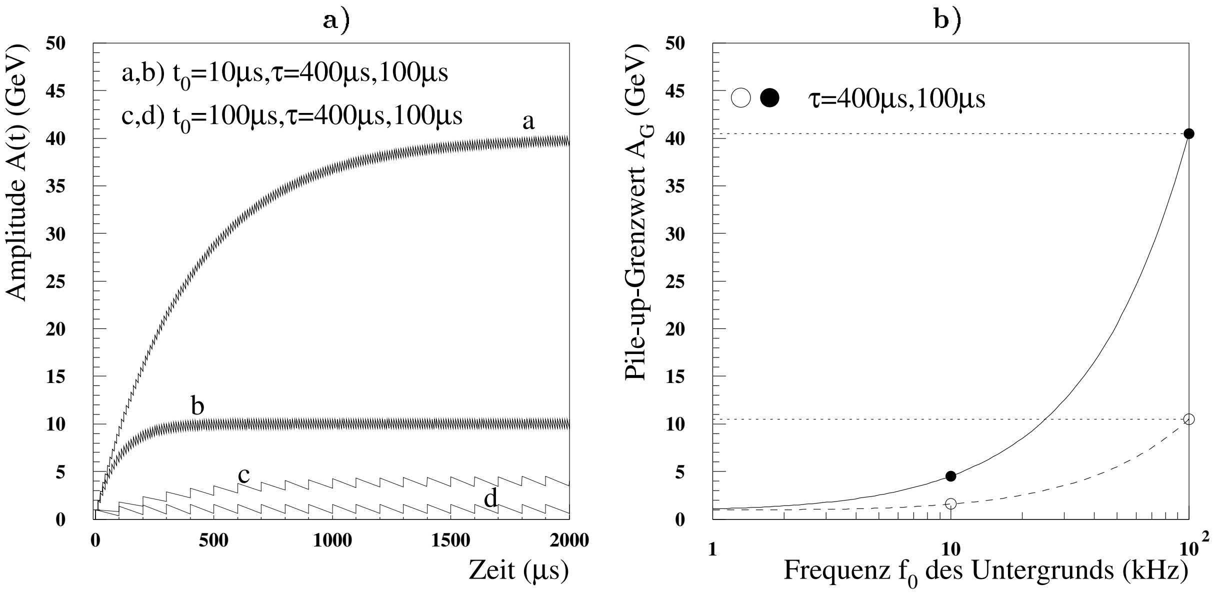


Abb. 4.7: **Pile-up in Vorverstärker und Line-Driver**
a) Zeitabhängige Amplitude für die Signale des Vorverstärkers (τ=400 μs) und Line-Drivers (τ=100 μs) bei Untergrundereignissen mit 10 kHz bzw. 100 kHz (t_0=100 μs bzw. t_0=10 μs) - berechnet nach Gl. 4.1 mit A_0=1 GeV.
b) Pile-up-Grenzwert (Sättigungswert) als Funktion der Untergrundfrequenz für die Signale des Vorverstärkers (PA) und Line-Drivers (LD) bei konstanter Amplitude A_0 der Untergrundereignisse von 1 GeV - berechnet nach Gl. 4.2.

treten auch unter Berücksichtigung der Signalüberhöhung um einen Faktor $\sim$ 1.8 bei einem Einschuß vor den Photodioden - siehe Kap. 5.4.4 bzw. [EIS90] - keine Probleme mit dem Pile-up in den Vorverstärkern und Line-Drivern auf. Da sich durch die spezielle Signalform mit negativen und positiven Signalteilen - siehe auch Kap. 4.2 - eher kleinere Sättigungswerte einstellen, kann die Annahme einer exponentiellen Signalform als eher pessimistische Abschätzung angesehen werden.

Für die äußeren Module muß außerdem die Energieverteilung auf mehrere Module berücksichtigt werden, durch die die in einem Modul durch ein ep-Ereignis deponierte Energie verringert wird.

Für die Untersuchung von **Pile-up in den Shapeverstärkern** soll zunächst die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von einem (oder mehreren) Pile-up-Ereignis(sen), im Zeitfenster, das durch die Signalform des Shapeverstärkers gegeben ist, bestimmt werden. Dazu wird angenommen, daß die Untergrundereignisse einer Poisson-Verteilung folgen. Dann folgt für ein Zeitintervall τ und Untergrundereignisse der Frequenz $f_0=1/t_0$ für die Wahrscheinlichkeit, daß n Ereignisse ins Zeitintervall fallen:

$$f(n) = \frac{\mu^n}{n!}\exp(-\mu) \tag{4.5}$$

$\mu = \tau/t_0$ ist die mittlere Zahl der Ereignisse im Zeitintervall τ.

In Abb. 4.8 a) ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von mindestens einem Pile-up-

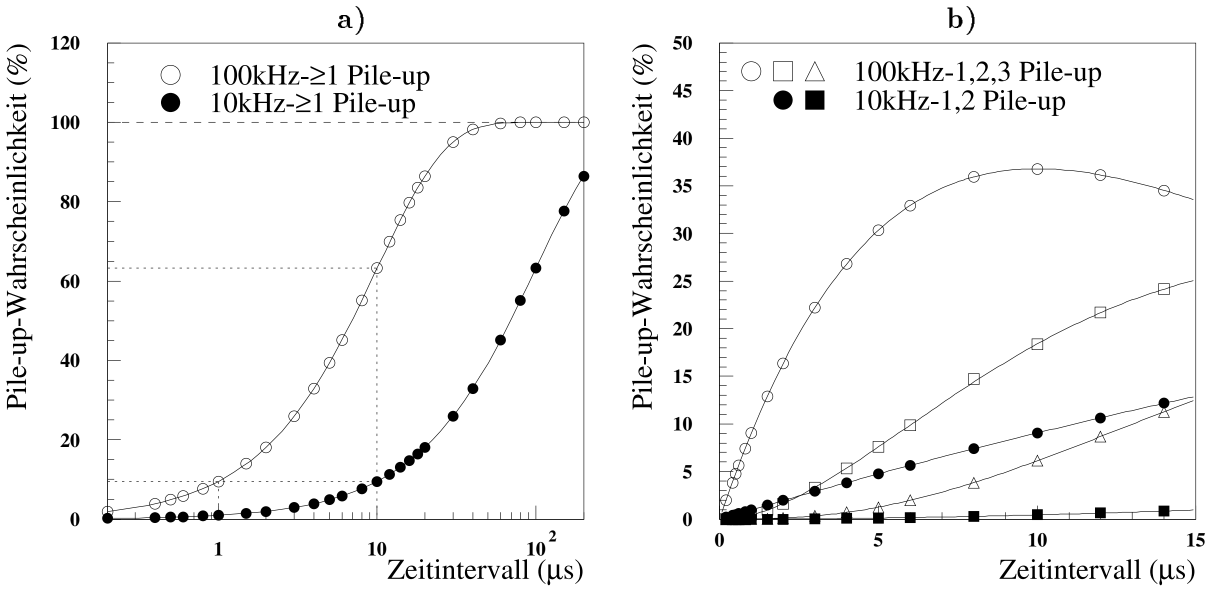


Abb. 4.8: **Pile-up-Wahrscheinlichkeit als Funktion des Zeitintervalls für 10 kHz und 100 kHz Untergrundfrequenz**

a) Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von ≥ 1 Pile-up. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von ≥ 1 Pile-up-Ereignis für ein Zeitintervall von $1\,\mu$s beträgt für 10 kHz bzw. 100 kHz 1% bzw. 9.52% und entsprechend für ein Zeitintervall von $10\,\mu$s 9.52% bzw. 63.21%.

b) Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von exakt 1, 2 oder 3 Pile-up Ereignissen.

Die Pile-up-Wahrscheinlichkeiten wurden nach Gl. 4.5 berechnet.

Ereignis für eine Frequenz der Untergrundereignisse von 10 kHz und 100 kHz als Funktion der Größe des Zeitfensters dargestellt. Für ein Zeitintervall von $1\,\mu$s beträgt die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von ≥ 1 Pile-up-Ereignis bei 10 kHz bzw. 100 kHz 1% bzw. 9.52% und entsprechend für ein Zeitintervall von $10\,\mu$s 9.52% bzw. 63.21% - siehe gepunktete Linien in Abb. 4.8 a).

Abb. 4.8 b) zeigt entsprechende Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von exakt 1, 2 oder 3 Pile-up-Ereignissen bei 10 kHz und 100 kHz Untergrundfrequenz als Funktion der Größe des Zeitintervalls. Besonders für große Zeitintervalle und 100 kHz Untergrundereignissen wird auch die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von 2 oder 3 Pile-up-Ereignissen groß.

Um den Einfluß eines Pile-up-Signales auf die Signalform des Shapeverstärkers und die daraus resultierende Verfälschung des Energiesignales zu bestimmen, wurden Messungen mit dem in Abb. 4.9 a) schematisch dargestellten Meßaufbau durchgeführt. Die Signale der beiden Testpulser wurden über einen Fan-in/out summiert.[8] Eines der beiden Signale wurde als ep-Streusignal und eines als Signal eines Untergrundereignisses und die Summe aus beiden Signalen als Pile-up-Signal betrachtet. Der 1. Testpulser wurde bei einer Frequenz von ca. ~ 100 Hz betrieben, der 2. Testpulser wurde durch den 1. Testpulser getriggert.

---

[8] Testpulser: BNC PB-4, Fan-in/out: LRS 428

Durch die Veränderung des Delays von einem der beiden Testpulser kann die Verzögerung zwischen den zu summierenden Signalen, d.h. die relative zeitliche Lage zwischen ep-Streusignal und Pile-up-Signal, eingestellt werden. Die Signale beider Testpulser haben negative Polarität, eine identische Amplitude und eine Signalform mit einer Anstiegszeit von T_R = 50 ns und einer Abfallzeit von T_F = 1 ms. Die Amplitude der Signale wurde so eingestellt, daß sowohl das Vorverstärker- als auch das Shaper-Signal der summierten Testpulse im dynamischen Bereich lag. Das summierte Testpulsersignal wurde auf den Vorverstärker (PA-Testplatine) gegeben und dann über einen Fan-in/out einmal direkt und einmal über den Shapeverstärker (Shaper-Testplatine) mit dem Oszilloskop untersucht. Für jede Verzögerung zwischen beiden Signalen kann so sowohl das Vorverstärker- als auch das Shaper-Signal gemessen werden.

Als Beispiele für diese Messungen sind in Abb. 4.9 b) für den unipolaren und in c) für den bipolaren Shapeverstärker Oszilloskop-Photographien dargestellt, die das Ausgangssignal des Vorverstärkers (PA-Signal) und des Shapeverstärkers (Shaper-Signal) zeigen. Für ein einfaches Testpulsersignal, d.h. für ein Signal ohne Pile-up, wurde der Zeitpunkt des maximalen Ausgangssignals, d.h. der Triggerzeitpunkt t_{Auslese}, festgestellt - siehe Abb. 4.9 b) und c). Für die summierten Pile-up-Signale wurde dann die Signalhöhe zum Triggerzeitpunkt gemessen und mit der Amplitude des Signals ohne Pile-up verglichen. Für beide Shapeverstärker konnte so die Größe des Pile-up's in % als Funktion des Pile-up-Zeitpunktes gemessen werden. Da bei beiden Testpulsersignalen die gleiche Amplitude eingestellt wurde, handelt es sich um ein 1:1-Pile-up, d.h. zwei gegeneinander unverzögerte Signale, die summiert werden, geben ein Pile-up von 100%.

Das Ergebnis der Messung mit dem bi- bzw. unipolaren Shapeverstärker ist in Abb. 4.10 dargestellt. Das Zeitfenster des bipolaren Shapeverstärkers, in dem ein Pile-up $\geq$ 5% stattfindet, beträgt 10 μs, das des unipolaren Shapeverstärker nur ca. 1 μs und die entsprechenden Zeitfenster für 0% Pile-up liegen für den bi- bzw. unipolaren Shapeverstärker bei 11.7 μs bzw. 1.2 μs. Die Form der Pile-up-Kurven entspricht näherungsweise der gespiegelten Signalform der Shapeverstärker - siehe Kap. 4.4.[9] Am MPI-München mit dem Programm PC-Spice durchgeführte Simulationen der Signalform und des Pile-up's für den unipolaren Shapeverstärker ergaben vergleichbare Ergebnisse [PIM91].

Um den tatsächlichen Einfluß des Pile-up's auf die Energiemessung zu bestimmen, ist die genaue Kenntnis der tatsächlichen Energiedeposition im Detektor und der Frequenz von Untergrundereignissen erforderlich, die z.B. aus der Untersuchung der Pilot-Bunche des Protonen- bzw. Elektronenstrahls erfolgen kann - siehe [KUR93].

4.4 Messung der Signalformen der Shapeverstärker

Ein Vergleich der Signalform des bipolaren mit dem unipolaren Shapeverstärker aus der Messung an drei verschiedenen Exemplaren bei sonst gleichem Testaufbau ist in Abb. 4.11

---

[9] Die exakte Bestimmung der Pile-up-Kurven würde über die Berechnung der Form des Ausgangssignales des Shapeverstärkers erfolgen, die i.a. durch eine Laplace-Transformation des Eingangssignals unter Berücksichtigung der frequenzabhängigen Verstärkung des Shapeverstärkers erfolgt - siehe z.B. [KOW70], [DEL80]. Diese Art der Berechnung wird verwendet, da die Lösung der Differentialgleichung im Zeitbereich i.a. schwierig ist und sich nach der Laplace-Transformation auf die Berechnung der Lösung einer algebraische Gleichung reduziert. Änderungen des Eingangssignales durch Pile-up führen daher i.a. zu komplizierten Signalformen.

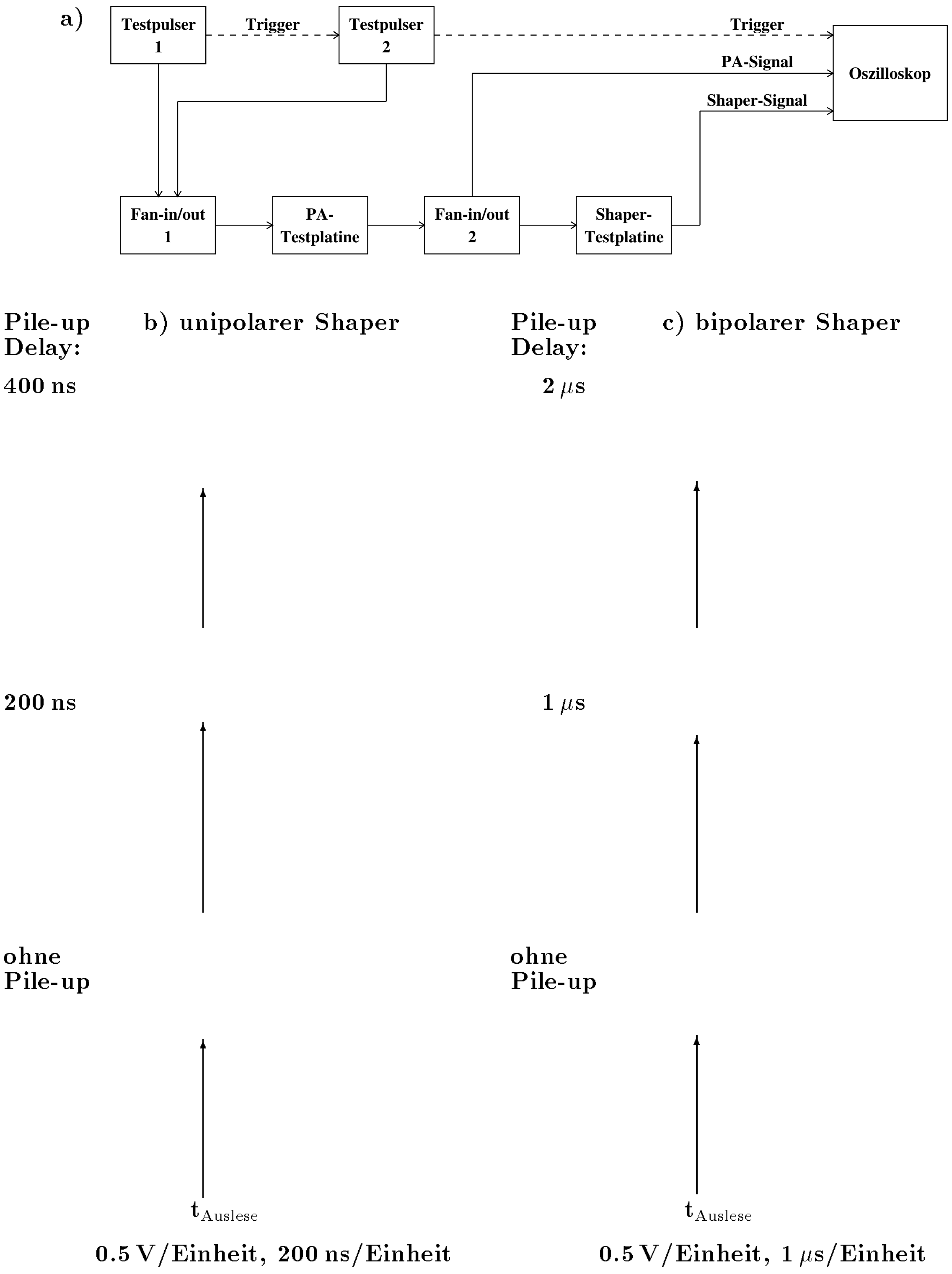


Abb. 4.9: **Untersuchung des Einfluß von Pile-up als Funktion des relativen Pile-up-Zeitpunktes**
Meßaufbau **a)** und Oszilloskop-Photographien als Beispiel der Änderung der Signalform des Vorverstärkers (PA-Signal) und des uni- bzw. bipolaren Shapeverstärkers (Shaper-Signal) durch Pile-up **b)** bzw. **c)**.
Für die Erklärung der Messung siehe Text.

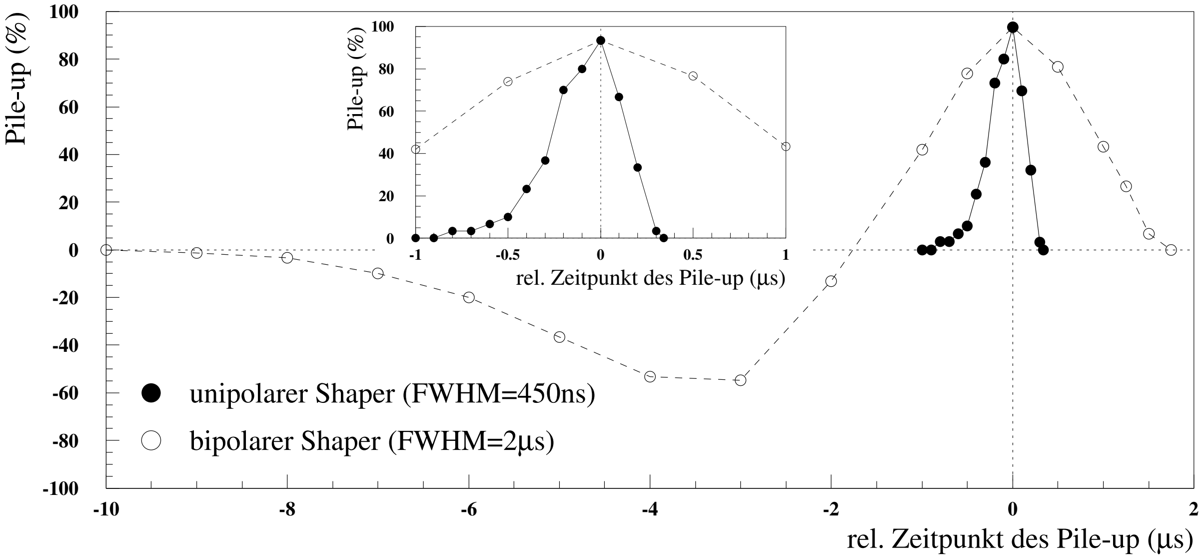


Abb. 4.10: **Pile-up als Funktion des relativen Pile-up Zeitpunktes für uni- und bipolaren Shapeverstärker**
Die Zeitfenster für $\geq$ 5% bzw. 0% Pile-up liegen bei 1 μs bzw. 1.2μs für den unipolaren und bei 10 μs bzw. 11.7 μs für den bipolaren Shapeverstärker.
Für die Erklärung des Meßverfahrens siehe Abb. 4.9 bzw. Text.

dargestellt.

Die Bestimmung der Signalform wurde durch Delay-Messungen mit dem Testpulser der BEMC-VME/OS9-Station durchgeführt, wobei zusätzlich zu den 100 ns Delay-Schritten des Testpulsers ein Kabeldelay[10] zwischengeschaltet wurde, um die Signalform genauer zu bestimmen. Die Signalbreite der uni- und bipolaren Shapeverstärker bei den relativen Amplituden von 10%, 50% und 90% sind in Tab. 4.2 dargestellt. Die Signalform des unipolaren Shapeverstärkers zeigt ca. 500 ns vor dem Signalmaximum positive und negative Überschwinger und auch nach dem Erreichen des Maximalwertes deutliche Unterschiede in der Signalform der drei gemessenen Shaper. Diese Unterschiede sind z.T. auf die Analogdelays zurückzuführen - siehe Kap. 4.5. Die in Abb. 4.11 im gleichen Maßstab vergrößert dargestellten Bereiche beider Signale um das Signalmaximum zeigen eine Abnahme des Signals von $\leq$1% für einen Bereich von ±20 ns um das Signalmaximum des unipolaren Shapeverstärkers und von ca. ±100 ns um das Signalmaximum des bipolaren Shapeverstärkers. Für den unipolaren Shapeverstärker muß daher eine sehr viel präzisere Einstellung der zeitlichen Lage des Signalmaximums erfolgen als beim bipolaren Shaper, wenn eine Verschiebung des Signals durch Zeit-Jitter ausgeschlossen bzw. minimiert werden soll. Die entsprechende Einstellung des Signalmaximums erfolgt über die Analogdelays.

Durch die Untersuchung der Signalbreite von Testpulsermessungen konnte gezeigt werden, daß der Austausch der Shapeverstärker eine Verschlechterung des Signal/Rauschverhältnis um einen Faktor 1.5 bewirkt - siehe auch Abb. 3.8.

---

[10] Twin Delayline Typ 701

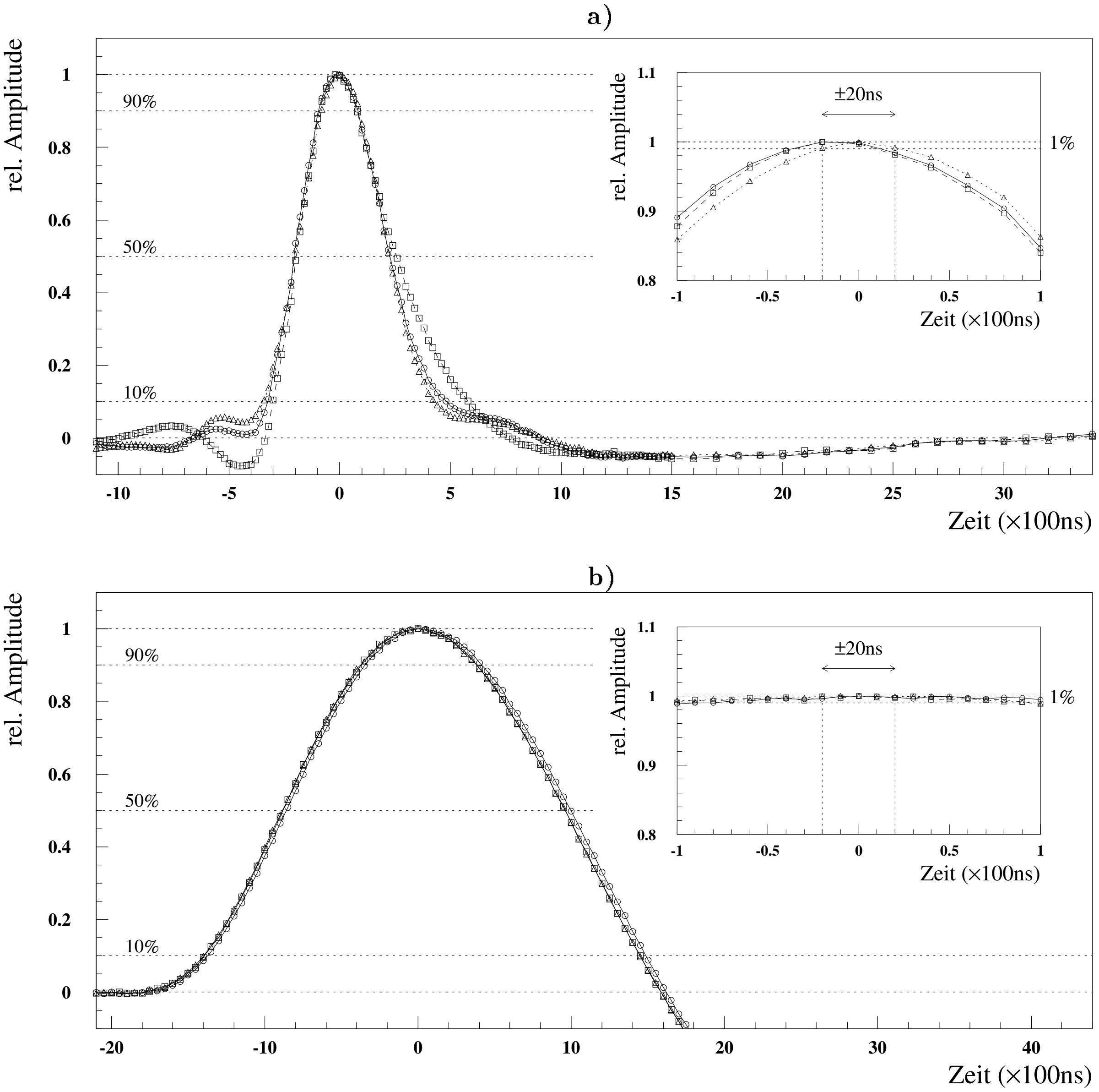


Abb. 4.11: **Signalform des uni- und bipolaren Shapeverstärkers**

Für den unipolaren Shaper **a)** folgen Signalbreiten von $830 \pm 60\,\mathrm{ns}$ bei 10%, $445 \pm 15\,\mathrm{ns}$ bei 50% und $175 \pm 5\,\mathrm{ns}$ bei 90% der Amplitude.

Für den bipolaren Shaper **b)** folgen entsprechend $2.855 \pm 0.005\,\mu\mathrm{s}$ bei 10%, $1.760 \pm 0.005\,\mu\mathrm{s}$ bei 50% und $0.710 \pm 0.005\,\mu\mathrm{s}$ bei 90% der Amplitude.

Man beachte den unterschiedlichen Maßstab beider Darstellungen.

Die vergrößert dargestellten Bereiche um das Maximum haben für beide Shapeverstärker den gleichen Maßstab.

Die Signalamplituden wurden durch Delay-Messungen mit der BEMC-VME/OS9-Station aufgenommen. Für den bipolaren Shaper ist nur der positive Anteil des Signals dargestellt.

rel. Amplitude	unipolarer Shaper	bipolarer Shaper
10%	$0.83 \pm 0.06\,\mu$s	$2.855 \pm 0.005\,\mu$s
50%	$0.445 \pm 0.015\,\mu$s	$1.760 \pm 0.005\,\mu$s
90%	$0.175 \pm 0.005\,\mu$s	$0.710 \pm 0.005\,\mu$s

Tab. 4.2: **Signalbreite der uni- und bipolaren Shapeverstärker**
Die Werte stammen aus der Analyse der in Abb. 4.11 dargestellten Signale.

4.5 Einstellung der Analogdelays

Mit dem Einsatz der schnellen unipolaren Shapeverstärker wurde es notwendig, Analogdelays zur Verzögerung der Signale für den zeitlichen Abgleich mit dem Triggersignal auf den Analogkarten einzusetzen. Die Analogdelays[11] haben eine feste Verzögerung von ca. $2.1\,\mu$s und eine in 10 Schritten von je 20 ns einstellbare Verzögerung - siehe auch Kap. 3.3. Um den Einfluß von zeitlichen Schwankungen des Signals (Jitter), die zu Schwankungen in der Signalamplitude führen, möglichst gering zu halten, müssen alle Analogdelays so eingestellt werden, daß das unipolare Signal des Shapeverstärkers soweit zeitlich verzögert wird, daß das Signalmaximum mit dem Auftreten des Trigger-Signals übereinstimmt. Wie in Kap. 4.4 in Abb. 4.11 gezeigt ist, nimmt die Signalamplitude des unipolaren Shapers in ±20 ns um das Signalmaximum um $\leq$1% ab. Das Ziel der Einstellung der Analogdelays ist es, alle Verzögerungen innerhalb der Einstellgenauigkeit von 20 ns auf den gleichen Wert einzustellen.

Bevor die Serienmessung an den Analogdelays durchgeführt wurde, wurden einige Eigenschaften der Analogdelays bestimmt. Für die Messung wurde die Shaper-Testplatine verwendet und die Verzögerung und relative Amplitude von vier Analogdelays in Abhängigkeit von der Delay-Einstellung gemessen. Abb. 4.12 a) zeigt als Ergebnis eine Zunahme der Verzögerung von $20.6^{+9.4}_{-5.6}$ ns pro Delay-Einstellung.[12] Die Variation der gemessenen gesamten Verzögerungen der untersuchten Analogdelays liegt für alle Delay-Einstellungen bei maximal $^{+9}_{-11}$ ns um den Mittelwert. Die Amplitude der vermessenen Analogdelays nimmt mit ca. 1.6-1.75% pro 20 ns-Schritt ab, bei einer Variation der Einzelwerte von $\leq$ 1.5% um den Mittelwert der vier untersuchten Analogdelays. Die größte Abweichung der Amplituden der Analogdelays tritt bei der maximalen Delay-Einstellung auf.

Zur Einstellung der Verzögerung wurde zunächst für alle Analogdelays die relative Größe der positiven bzw. negativen Überschwinger der Signale, sowie die absolute zeitliche Lage des Signalmaximums mit der Shaper-Testplatine am Oszilloskop bei konstanten Testpulssignalen gemessen und auf die optimale Verzögerung (Delay) eingestellt. Anschließend wurden jeweils 16 Analogdelays in eine Analogkarte eingebaut und mit der BEMC-VME/OS9-Station die Signalhöhen bei einer Delay-Messung mit den Einstellungen 25, 26 und 27 der

---

[11] Die Analogdelays wurden bei der Firma Floeth Electronic GmbH (Landsberg) bezogen.

[12] Die Zunahme der Verzögerung der einzelnen Analogdelays liegt bei $21.5^{+8.5}_{-6.5}$ ns, $20.0^{+10.0}_{-5.0}$ ns, $20.0^{+10.0}_{-5.0}$ ns und $21.0^{+9.0}_{-6.0}$ ns.

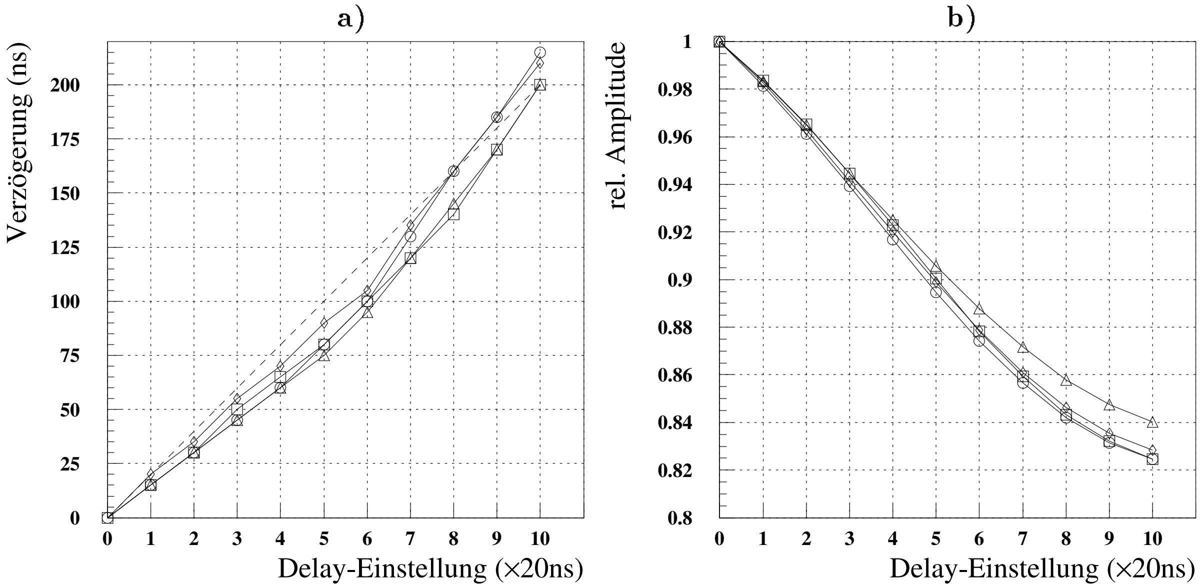


Abb. 4.12: **Messung der Verzögerung und Amplitude der Analogdelays**
a) Verzögerung und **b)** relative Amplitude als Funktion der Delay-Einstellung für 4 Analogdelays im sonst gleichen Meßaufbau.
Die in **a)** dargestellte gestrichelte Linie kennzeichnet eine Zunahme von 20 ns/Delay-Einstellung.

Delay-Rampe (Schrittweite jeweils 100 ns) bestimmt - siehe Kap. 3.4.1.[13] Bei der korrekten Einstellung der Verzögerungen der Analogdelays sollte das Signalmaximum stets bei der Einstellung 26 liegen. Zur Kontrolle der Einstellung wurde das Verhältnis der Signalhöhen bei den Delay-Einstellungen 25 (-100 ns) und 27 (+100 ns) zur "maximalen" Signalhöhe bei 26 (0 ns) mit den theoretischen Werten verglichen, die mit der Kenntnis der Signalform des unipolaren Shapeverstärkers für die zeitliche Verschiebung des Signals in 20 ns Schritten berechnet wurden - siehe Kap. 4.4. Mit den Ergebnissen des Vergleichs wurden alle Analogdelays, die ihr Signalmaximum nicht bei der Einstellung 26 hatten, durch Umsetzen der 20 ns-Jumper auf diesen Wert korrigiert. Mit den so eingestellten Analogdelays wurden dann mit dem zusätzlichen Kabeldelay Messungen bei den genaueren Delay-Einstellungen 25.8, 26.0 und 26.2 nahe des Signalmaximums durchgeführt. Für 656 von 719 gemessenen Analogdelays entsprach der gemessene Signalwert bei der Delay-Einstellung 26.0, im Rahmen der Genauigkeit der 20 ns-Schritte, der maximalen Signalhöhe. Die 63 Analogdelays, die ihr Maximum nicht bei 26.0 hatten, wurden auf diesen Wert korrigiert.

In Abb. 4.13 a) ist ein mit der H1/BEMC-VME/OS9-Station nach Einbau des BEMC in den H1-Detektor aufgenommenes Histogramm dargestellt, das die Verteilung der Lage des Signalmaximums, d.h. der Verzögerung aller 472 Kanäle in Bezug auf einen festen Triggerzeitpunkt (t=0) zeigt. Zur Bestimmung der zeitlichen Lage der maximalen Ampli-

---

[13] Es wurde der ANCA-Steckplatz 0 der Analogbox 5 über eine Extenderkarte zugänglich gemacht und mit einer ANCA die Untersuchungen an den Analogdelays mit jeweils 200 Ereignissen pro Meßpunkt bei einem konstanten Testpuls von DAC=9000 durchgeführt.

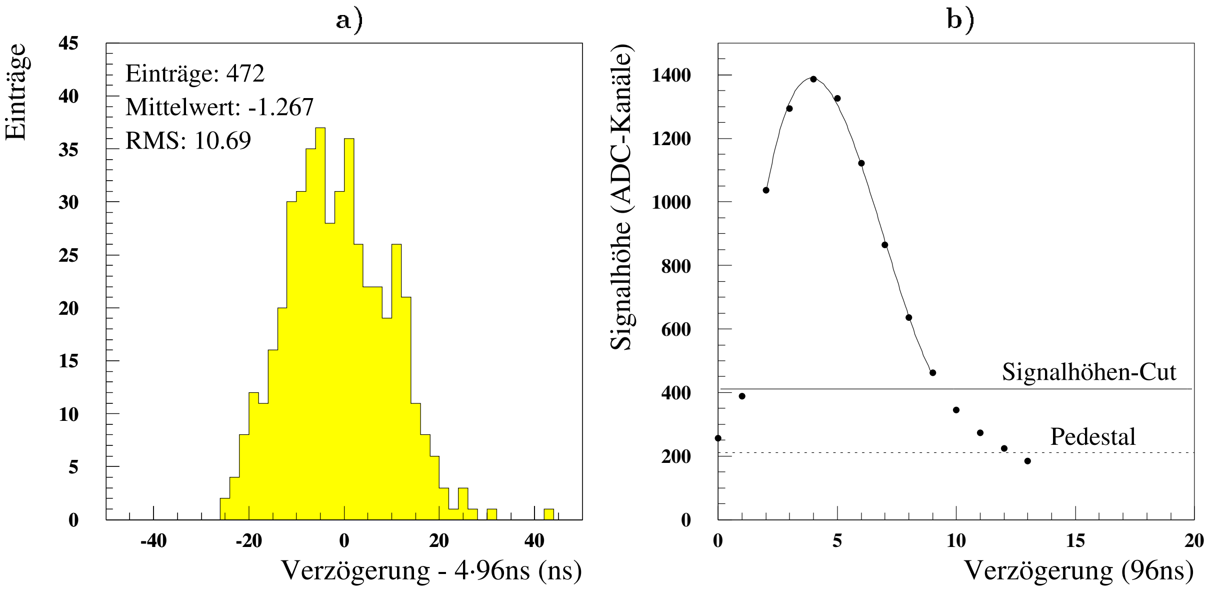


Abb. 4.13: **Messung der Verzögerung der Analogdelays für alle BEMC-Kanäle**
a) Verteilung der mit der VME/OS9-Station im H1-Detektor gemessenen Lage des Signalmaximums - diese entspricht der mit den Analogdelays eingestellten Verzögerung - für aller 472 BEMC-Kanäle. Zur Bestimmung des Signalmaximums wurde, wie in **b)** für Kanal 100 dargestellt, ein Polynom 3. Ordnung an die Werte der Delay-Messung angepaßt, die über einer Signalhöhen-Schwelle (Cut) liegen - siehe [FLE94].

tude wurde an die Signalhöhenwerte der aufgenommene Delay-Rampe (zeitlicher Abstand der Rampenpunkte=96 ns) in der Umgebung des Maximums ein Polynom 3. Ordnung angepaßt - siehe Abb. 4.13 b) für Kanal 100 bzw. Kap. 3.4.1 und [FLE92], [FLE94]. Das Ergebnis ist eine präzise Einstellung der Analogdelays um t=0 ns mit einer Streuung von RMS=10.69 ns.

4.6 Untersuchung des elektronischen Übersprechens

Untersuchungen, bei denen Laserlicht über eine Szintillatorplatte in eine einzelne Photodiode eingekoppelt wurde, haben gezeigt, daß es ein elektronisches Übersprechen (x-Talk) der Signale in einem Modul gibt [SCH91]. Diese Untersuchung wurde nur mit den bipolaren Shapeverstärkern durchgeführt.
Zur Untersuchung des x-Talk-Effektes wurde die Modulelektronik an die OS9/VME-Teststation angeschlossen und Testpulser-Messungen durchgeführt. Die Weiterverarbeitung der Signale erfolgte wahlweise mit den bi- und unipolaren Shapeverstärkern. Für die Untersuchung wurden für einige Kanäle Vorverstärker verwendet, deren Testpulser-Ankopplung abgelötet war. Der x-Talk in den Kanälen ohne Testpulser-Ankopplung wurde in Abhängigkeit der Testpulsamplitude (DAC) gemessen. Bei den Untersuchungen wurde u.a. die Zahl

der Kanäle mit Testpulseranschluß variiert.
In Abb. 4.14 a), b) und c) sind exemplarische Ergebnisse des relativen x-Talks von Testpulsersignalen bei angeschlossenem Testpulser an 1, 2 bzw. 5 Kanälen auf die verbleibenden Kanäle ohne Testpulserankopplung als Funktion der Testpulsamplitude - jeweils für den bi- und unipolaren Shapeverstärker - dargestellt. Vergleichbare Messungen, bei denen die Kanäle mit Testpulserankopplung getauscht wurden, ergaben keinen signifikanten Unterschied der Werte des relativen x-Talks. Die Kanäle ohne Testpulserankopplung, die nur das Pedestal-Signal registrieren sollten, zeigen den Einfluß des von der Testpulsamplitude abhängigen x-Talks, wobei für die Messung mit dem unipolaren Shapeverstärker, abhängig vom Kanal der betrachtet wird, relative x-Talk-Werte von 2-4% gemessen wurden. Für den bipolaren Shapeverstärker wurden Werte in der gleichen Größenordnung gemessen, allerdings zeigte sich hier auch ein negativer x-Talk, der besonders ausgeprägt ist, wenn der Testpulser an sehr viele Kanäle angeschlossen war - siehe Abb. 4.14 c).
In Abb. 4.14 d) bzw. e) ist die Abhängigkeit des absoluten x-Talks eines Kanals (Diode/Vorverstärker 4 bzw. 1) von der Delay-Einstellung, für die Messung mit Testpulser-Ankopplung an 2 bzw. 5 Kanälen (Diode/Vorverstärker 1,2 bzw. 2,3,4,5,6) dargestellt. Für kleine Testpulsamplituden ist der x-Talk gering und zeigt keine Abhängigkeit von der Delay-Einstellung. Für große Testpulsamplituden spiegelt die Zeitabhängigkeit des x-Talk-Signals näherungsweise die Signalform des Shapeverstärkers wieder. Für das x-Talk-Signal des bipolaren Shapeverstärkers liegt der Maximalwert mehrere 100 ns vor dem bei 26×100 ns liegenden Auslesezeitpunkt, was zu einem negativen x-Talk, d.h. zu Signalwerten in den Kanälen ohne angeschlossenen Testpulser führt, die kleiner sind als die Pedestal-Werte. Das x-Talk-Signal des unipolaren Shapeverstärkers hat seinen Maximalwert dagegen in der Nähe des Auslesezeitpunktes, d.h. es findet nur positiver x-Talk statt.
Die Untersuchungen haben gezeigt, daß es x-Talk in der Modulelektronik als Folge des elektronischen Übersprechens der Testpulsersignale gibt und daß die Änderung des x-Talks mit der Testpulsamplitude für den bipolaren Shapeverstärker größer ist, als für den unipolaren Shapeverstärker.

Fazit der Untersuchungen an Detektorkomponenten:

- Durch den Zusammenbau der BEMC-Module nach Messungen der optischen und elektronischen Eigenschaften von Modulkomponenten, wie z.B. der Messung der Lichtsammlung in den Wellenlängenschiebern, konnte erreicht werden, das alle Module eine ähnliche Lichtausbeute zeigen. Dies ist z.B. aus der RMS-Streuung der Kalibrationskonstanten aller Quadrat-Module von ca. 6.2%, die aus den Teststrahlmessungen bei DESY ermittelt wurde, ersichtlich.
- Untersuchungen zur Temperaturstabilität der Modulelektronik haben zur Installation einer Wasserkühlung, die an der rückwärtigen Seite des BEMC montiert ist, geführt. Durch die Wasserkühlung wird der Ausfall von Line-Driver und die Oszillationen von elektronischen Kanälen verhindert und das elektronische Rauschen verringert. Die Temperatur im BEMC wird mit dem Slow-Control-System überwacht.
- Die Abschätzung von Pile-up-Ereignissen im BEMC mit der Poisson-Statistik hat gezeigt, daß es beim Erreichen der Design-Luminosität mit hoher Wahrscheinlichkeit zu Pile-up-Ereignissen in den Shapeverstärkern kommt, durch die die Energiesignale verfälscht werden können. Als Konsequenz der Untersuchungen wurden die bipolaren

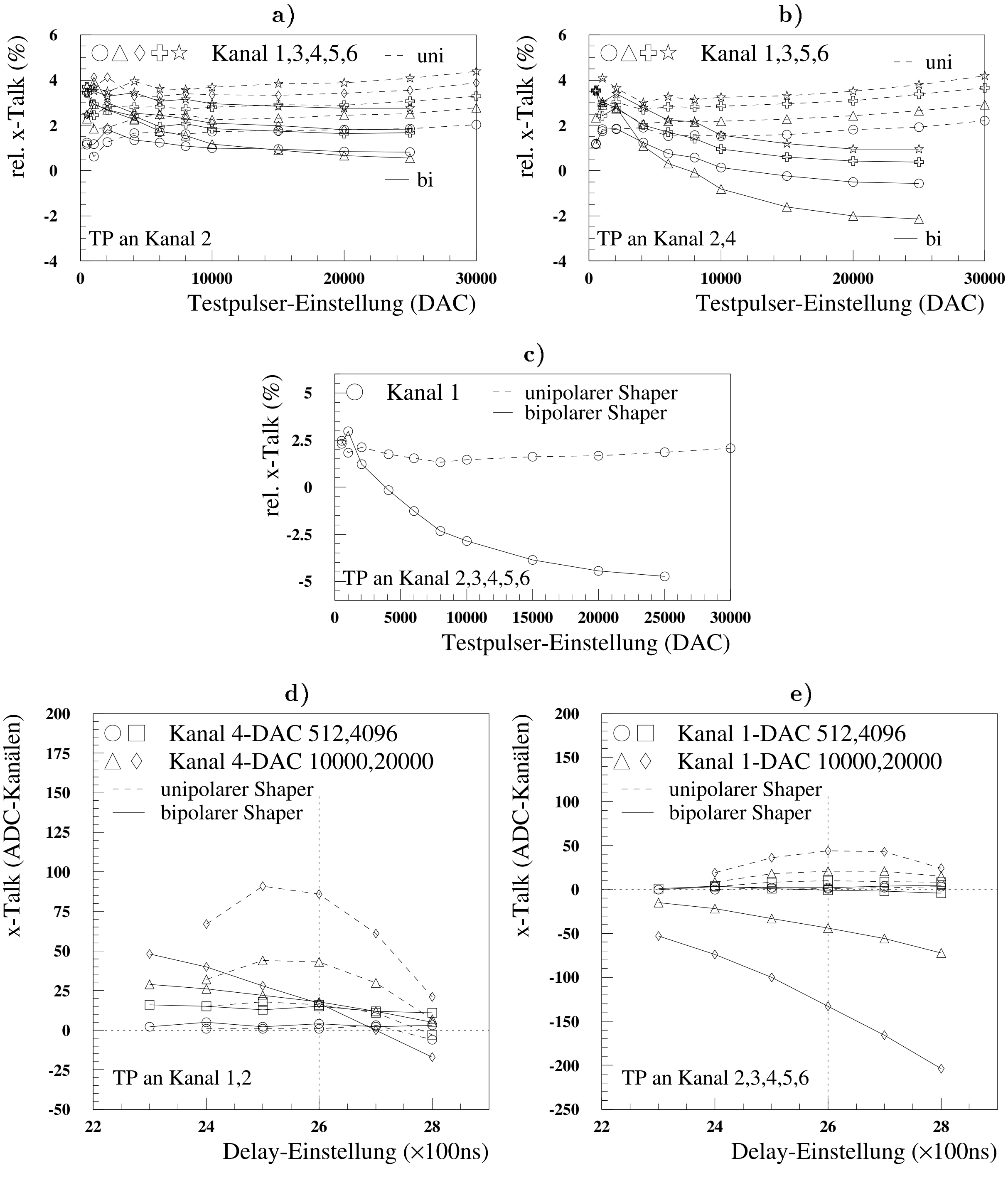


Abb. 4.14: **Elektronischer x-Talk im Modul**
Relativer elektronischer x-Talk für Vorverstärker ohne Testpulserankopplung bei 1 **a)**, 2 **b)** bzw. 5 **c)** Kanälen mit Testpulserankopplung als Funktion der Testpulsamplitude bei Auslese mit bi- bzw. unipolaren Shapeverstärkern. Die x-Talk-Werte sind auf die mittlere Signalhöhe der Kanäle mit Testpulserankopplung normiert.
Für 2 **d)** bzw. 5 **e)** Kanäle mit Testpulserankopplung ist das zeitliche Verhalten der x-Talks für jeweils einen Kanal bei verschiedenen Testpulsamplituden als Ergebnis von Delay-Messungen dargestellt. Die Auslese der Signale erfolgt stets bei 26×100 ns.

Shapeverstärker gegen unipolare Shapeverstärker mit einer Zeitkonstanten von 445 ns (FWHM) ausgetauscht, was zu einer etwa 10× geringeren Pile-up-Wahrscheinlichkeit führt.

- Die Messung der Signalform der unipolaren Shapeverstärker hat gezeigt, das sich die Signalform in einer Umgebung von ±20 ns um das Signalmaximum um $\leq 1\%$ verringert. Die Einstellung der Verzögerung der Signalamplitude der Shapeverstärker um ca. $2.2\,\mu$s, die als Konsequenz des Austauschs der bipolaren gegen die unipolaren Shapeverstärker mit Analogdelays erforderlich war, erfolgte für alle Kanäle mit einer RMS-Streuung von 10.69 ns. Schwankungen in der Signalamplitude durch zeitlichen Jitter der Signale sind daher vernachlässigbar. Der Amplitudenverlust durch die Analogdelays wird durch nachgeschaltete Buffer-Verstärker ausgeglichen. Der Austausch der Shapeverstärker bewirkt eine Verschlechterung des Signal/Rauschverhältnis um einen Faktor 1.5.
- Es wurde festgestellt, daß es ein elektronisches Übersprechen der Testpulsersignale auf Kanäle ohne Testpulserankopplung gibt, das in der Größenordnung von 2-4% der Testpulssignale liegt. Die Änderung des x-Talks mit der Testpulseramplitude ist bei den unipolaren Shapeverstärkern geringer als bei den bipolaren Shapeverstärkern, bei denen auch negativer x-Talk auftritt.

Kapitel 5

Teststrahlmessungen und Vergleich mit Simulationen

Um Informationen über die Eigenschaften eines Kalorimeters zu erhalten, ist es notwendig, Messungen mit definiertem Teststrahl durchzuführen und die Ergebnisse der Messungen mit Monte-Carlo-Simulationen zu vergleichen.
Mit Modulen des BEMC wurden Teststrahlmessungen bei DESY und am CERN durchgeführt.

5.1 Meßaufbau und Durchführung der Messungen

Am DESY Teststrahl 22, der Elektronen einer wählbaren, definierten Energie zwischen 1 und 6 GeV liefert, wurden im Sommer 1990 in einer Meßperiode von 7 Wochen ca. 2000 Runs mit jeweils ca. 5000 Ereignissen aufgenommen.[1]
Die Untersuchungen hatten das Ziel, die Eigenschaften der BEMC-Module hinsichtlich Energielinearität, Energieauflösung, Signalhomogenität, Reproduzierbarkeit der Signale etc. zu bestimmen und alle Module, inklusive der Ersatzmodule, bei einer festen Elektronenenergie zu kalibrieren.
Eine kurze Beschreibung der Kalibrationsmethode, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll, findet sich in Kap. 3.4.3. Detailliertere Ausführungen der Kalibrationsmethode sind in [BEM92a], [PEP94] dargestellt.
Am CERN-Teststrahl H6 wurden an 6 Ersatzmodulen im April/Mai 1991 Testmessungen mit Elektronen höherer Energie, sowie mit Pionen und Myonen durchgeführt. Während der Meßperiode von 2 Wochen wurden ca. 260 Runs mit jeweils 500-2000 Ereignissen aufgenommen.[2]
Der Meßaufbau bei beiden Testmessungen ist in Abb. 5.1 dargestellt.

5.1.1 DESY-Teststrahl

Meßaufbau am DESY-Teststrahl Der DESY-Teststrahl 22 liefert Elektronen mit akzeptabler Rate im Energiebereich von 1-6 GeV. Das DESY II-Synchrotron beschleunigt Elektronen bis zu einer Maximalenergie von 7.5 GeV, von denen dann ein geringer Anteil an einem Kohlefaden-Target im DESY-Ring Bremsstrahlungs-γ's erzeugt. Die Bremsstrahlungs-γ's laufen in einem Vakuumrohr tangential aus dem Ring und erzeugen in einem zweiten, wählbaren Target Konversionselektronen. Über einen Ablenkmagneten,

---

[1] Meßzeit: 25.05.90 (Run 1) bis 13.07.90 (Run 1966)

[2] Meßzeit: 22.04.91 (Run 3001) bis 10.05.91 (Run 3264)

der hinter dem Konversionstarget installiert ist, werden die Elektronen auf einen Vakuumkollimator abgelenkt, der in horizontaler und vertikaler Richtung verstellbar ist, um Streuelektronen auszublenden. Alle Messungen wurden bei einer quadratischen Kollimatoröffnung von $1 \times 1\,\mathrm{cm}^2$ durchgeführt. Von der Meßhütte aus konnten Elektronen mit Energien von 1-6 GeV durch Änderung des Magnetstroms selektiert werden. Die Präzision der Magnetstromeinstellung ist für Energien $\geq 2\,\mathrm{GeV}$ besser als 0.9% und beträgt bei 5 GeV 0.4% [GEN91].

Der Absolutwert der Energie der Elektronen am DESY-Teststrahl 22 ist nicht bekannt, da nie eine absolute Energiekalibration durchgeführt wurde.[3]

Mechanischer Aufbau Wegen des einfacheren Ein- bzw. Ausbaus der Module zu den Kalibrationsmessungen und aufgrund von mechanischen Beschränkungen wurden die Messungen an einer Anordnung von 6 Modulen, in der in Abb. 5.2 a) angegebenen Konfiguration und Orientierung, durchgeführt. Die 6 Module befanden sich auf einem Goniometer, das auf einem Fahrtisch befestigt war. Mit dem Goniometer konnten die Auftreffwinkel θ und ϕ der Elektronen verändert werden, so daß Messungen unter realistischen, d.h. im H1-Detektor auftretenden, Winkeln durchgeführt werden konnten.[4] Für die Kalibrationsmessungen wurde jeweils das Modul 5 ausgetauscht. Die anderen Module blieben während der gesamten Meßzeit im Aufbau und wurden in gewissen Zeitabständen zu Referenzmessungen verwendet. Der Fahrtisch befand sich in einem Abstand von ca. 5 m vom Austrittsfenster der Elektronen und konnte von der Meßhütte aus in horizontaler und vertikaler Richtung bewegt werden. Die Position der Module relativ zum Elektronenstrahl wurde durch die Analyse der Energieverteilung in den Modulen, bei Einschuß der Elektronen an der Grenze zwischen zwei Modulen, bestimmt.

Trigger Der elektronische Trigger, durch den die Datenakquisition nach der Identifikation eines Elektrons, das sich auf der Sollbahn befindet, gestartet wird, wurde aus den mit Photomultipliern ausgelesenen Signalen von einem großen Szintillator-Paddel P von $10 \times 10\,\mathrm{cm}^2$ ca. 20 cm hinter dem Austrittsfenster der Elektronen, einem Veto-Szintillator V von $10 \times 10\,\mathrm{cm}^2$ mit einem 8 mm Loch in der Mitte und einem Finger-Szintillator F von $1 \times 1\,\mathrm{cm}^2$, die in einer Entfernung von ca. 30 cm vor den BEMC montiert waren, gebildet - siehe Abb. 5.1 a). Der Trigger legt durch die Position und Ausdehnung des Finger- und der Vetozählers die Sollbahn der Elektronen fest. Die Position der Szintillatoren wurde durch den Vergleich von Zählratenmessungen optimiert.[5] Die Signale der Photomultiplier wurden einer Trigger-Logik zugeführt und hier logisch verknüpft.

Folgende Trigger wurden verwendet:

- Elektron-Ereignisse - wurden durch Signale im Paddel- und Fingerzähler und kein Ansprechen des Vetozählers registriert: $\mathrm{e}_{\mathrm{Norm.}} \equiv \mathrm{P} \wedge \mathrm{F} \wedge \overline{\mathrm{V}}$
- Pile-up-Ereignisse, bei denen innerhalb des Zeitfensters des Vorverstärkers von $10\,\mu$s ein zweites Ereignis auftritt, wurden durch die Trigger-Logik - siehe Anh. C - als

---

[3] Aus Messungen der absoluten Energiekalibration anderer Teststrahl-Meßplätze mit vergleichbarem Aufbau (Ablenkmagnet usw.) bei DESY ist aber abzuschätzen, daß die absolute Genauigkeit der Energie in der Größenordnung von 5% liegt [BEM92a].

[4] Die Untersuchung von Messungen bei realistischen θ- und ϕ-Winkeln mit nichtquadratischen Modulen ist in [PIC94] beschrieben.

[5] Die durch die Zählratenmessung bestimmte Ausdehnung des Elektronstrahls hat ein gaußförmiges Profil in radialer Richtung. Die Breite der durch σ_{x} und σ_{y} bestimmten Ausdehnung nimmt mit der Elektronenenergie von ca. 10 mm bei 1 GeV auf ca. 4 mm bei 6 GeV ab.

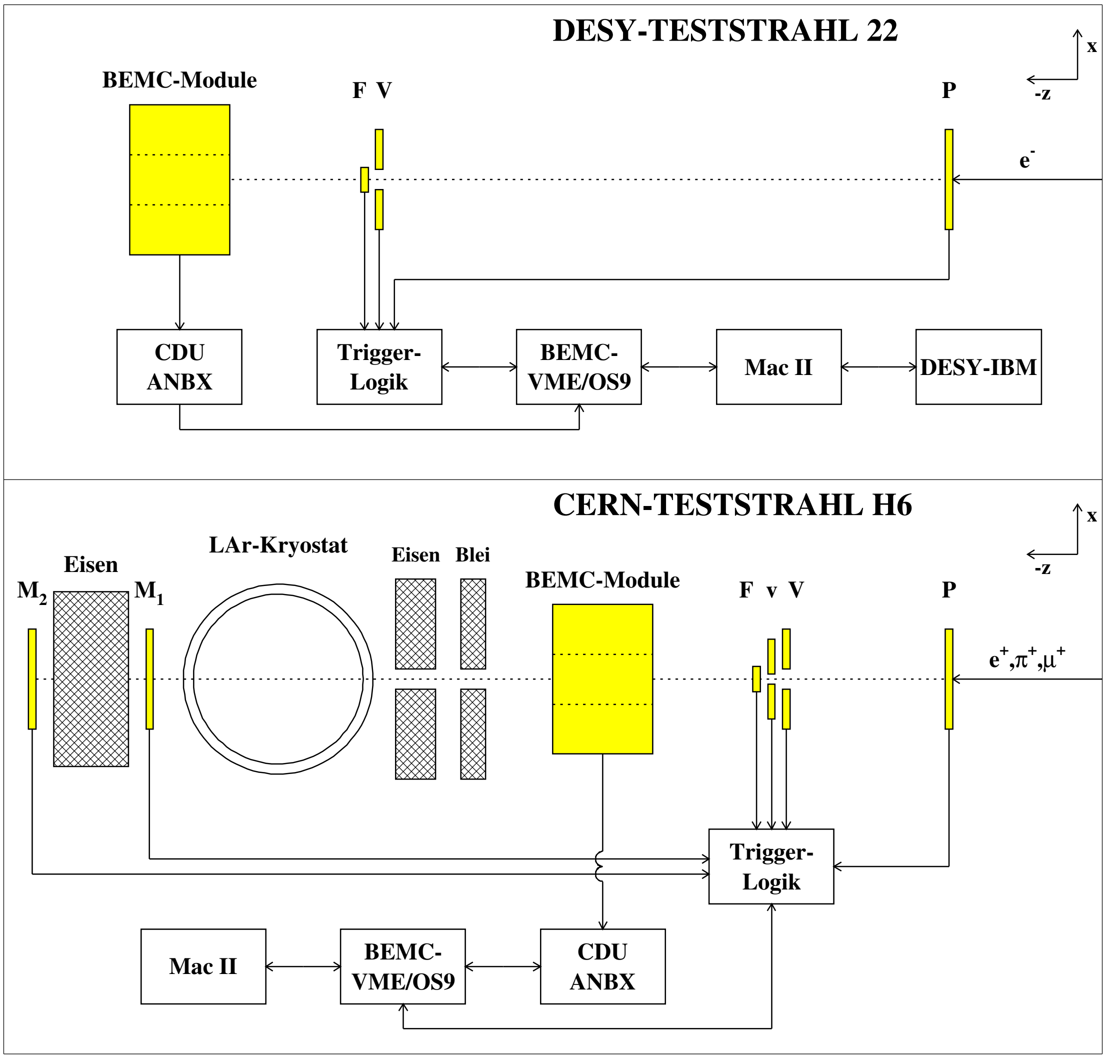


Abb. 5.1: **Meßaufbau der Teststrahlmessungen am DESY und am CERN**
DESY-Teststrahl: Bei den Messungen am DESY-Teststrahl wurde aus den Signalen von 3 Szintillationszählern in der Trigger-Logik das Triggersignal zur Auslese der Ereignisse gebildet. Die Signale der BEMC-Module wurden in der CDU und ANBX weiterverarbeitet und von der BEMC-VME/OS9-Station ausgelesen. Die Daten wurden zur Analyse über einen Mac II-Rechner zur DESY-IBM transferiert.
CERN-Teststrahl: Bei den Messungen am CERN-Teststrahl erfolgte die Datennahme wie bei den DESY-Messungen, allerdings mit einem Trigger aus 6 Szintillationszählern und ensprechend abgeänderter Trigger-Logik. Die Meßdaten wurden auf dem Mac II-Rechner gespeichert und später zur Analyse auf die DESY-IBM transferiert.
Für die Beschreibung der Trigger-Logik siehe Anh. C. Die Beschreibung der elektronischen Signalverarbeitung erfolgt in Abb. 5.3 bzw. im Text.

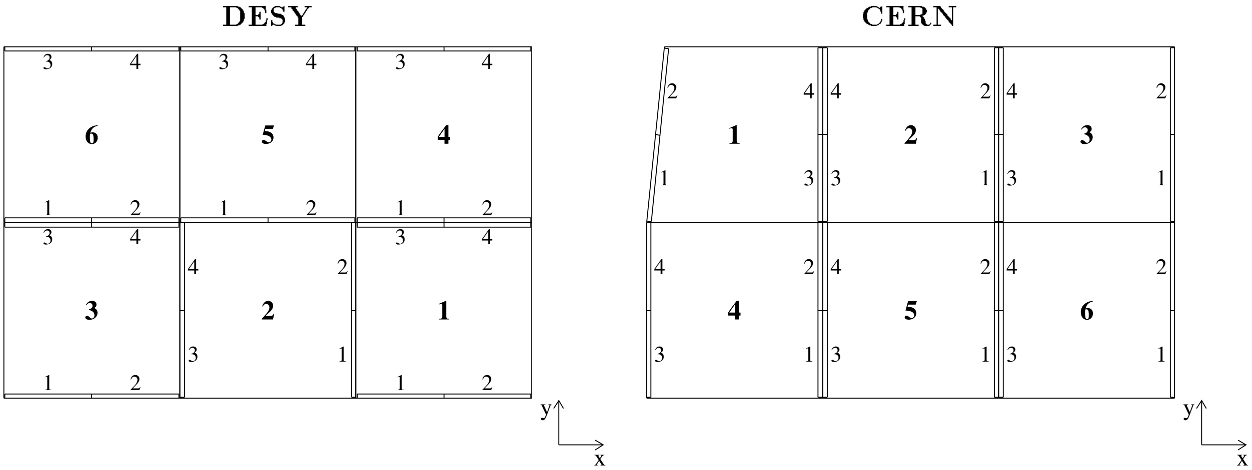


Abb. 5.2: **Modulkonfiguration am DESY- und CERN-Teststrahl**
Für den Meßaufbau der DESY- und CERN-Testmessungen sind die Positionen und Nummerierungen der Module und der langen Wellenlängenschieber, in der Sicht vom Teststrahl aus, angegeben.
Die Orientierung der Module wurde während der DESY-Testmessungen mehrfach gewechselt. So hatten bei einigen Messungen z.B. alle Module die Orientierung von Modul 2, d.h. senkrecht stehende Wellenlängenschieber (Orientierung 2) oder alle Module die Orientierung mit waagerecht liegenden Wellenlängenschiebern (Orientierung 1). Die exotischen Module wurden stets in der Position von Modul 5 in einer Orientierung gemessen, die der Orientierung im H1-Detektor entspricht - siehe [PIC94].

frühes oder spätes Pile-up-Ereignis (early bzw. late-Pile-up) markiert. Pile-up-Ereignisse treten trotz der relativ geringen Zählrate von $\leq$ 1 kHz auf, da DESY II zeitlich gepulste Elektronen liefert.

Elektronischer Signalverlauf und Datennahme Die Datennahme erfolgte entsprechend der in Abb. 5.1 a) und Abb. 5.3 schematisch dargestellten Weise. Die Signalverarbeitung entspricht bis auf einige Unterschiede der Signalverarbeitung im H1-Detektor - siehe Kap. 3.3 bzw. Abb. 3.6. Der wesentliche Unterschied ist die Weiterverarbeitung der Signale in den Analogkarten der Analogboxen (ANBX) in bipolaren Shapeverstärkern ohne Analogdelays und Buffer-Verstärker. Die Signalform der bipolaren Shapeverstärker ist in Kap. 3.3 beschrieben. Für die Teststrahlmessungen wurden Twisted-Pair-Kabel von 15.0 m Länge eingesetzt, die ohne CDA die Verbindung zwischen der Modulelektronik und den Cable-Distribution-Unit's (CDU's) herstellen. Das Datenakquisitionssystem, mit dem die Daten bei den Testmessungen aufgenommen wurden, ist ebenfalls gegenüber dem im H1-Detektor verwendeten System modifiziert. Die wichtigsten Unterschiede sind das Fehlen des DSP's, ein anderes Testpulsersystem (CAL-TP), sowie die Auslese der Daten über eine MAC-VEE-Karte auf einen Macintosh-Rechner (Mac II).
Die wesentliche Komponenten des Test-DAQ-Systems sind - siehe Abb. 5.3:

- ASEQ - LAL-Analogsequenzer steuert die Auslese der Analogbox, indem nach einer programmierbaren Zeit t = DLY2 · 100 ns nachdem das L1-Triggersignal vom Service-Modul (SM) erhalten wurde, ein Hold-Befehl an die Sample-and-Hold's (S/H's) gesendet wird. Das L2-Triggersignal startet die S/H-Auslese im Multiplexverfahren.

- ADC - 12 Bit ADC zur Auslese und Digitalisierung der ASEQ-Daten in 4096 Kanäle (0-4095).
- DSEQ - dient der Auslese der ADC-Daten, die erfolgt, sobald ein entsprechendes Signal vom ASEQ geliefert wird. Der DSEQ ersetzt die Grundfunktionen des DSP, bietet aber nicht die Möglichkeit der Durchführung der elektronische Kalibration.
- FIC-CPU - CES FIC 8230 ein Einplatinencomputer MC 68020 mit einem Koprozessor MC 68881, der unter OS9 die VME-Komponenten steuert. Neben der Zwischenspeicherung der vom DSEQ ausgelesenen ADC-Werte wird auch die Information des I/OR bzw. der Trigger-Latche - siehe Anh. C, ausgelesen.
- RAM - 2 MB DRAM wird zur Zwischenspeicherung der Meßdaten für den Transfer zum Mac II verwendet.
- MAC-VEE - V370 VEE-Karte bildet zusammen mit der Micron-Karte des Mac II das Interface zwischen dem VME- und dem Nu-Bus des Macintosh und dient der Auslese der Daten über den Mac II auf die IBM.
- DSK - CES DSK 8133, 46 MB Festplatte zur permanenten Speicherung des Betriebssystems, der Meßprogamme usw.
- CAL/TP - Testpulser-Karte mit einem 16-Bit DAC zur Generierung von Testpulsersignalen und Testpuls-Trigger. Bei den Testpulsmessungen waren jeweils 2 Module über ein T-Stück an einem der insgesamt vier Testpulsausgänge angeschlossen.[6]
- I/OR - das Input/Output-Register mit definierten Ein- und Ausgangssignalen zur Erzeugung des Pedestal-Trigger und von Reset-Signalen für den Betrieb im Test-Modus und die Auslese der Trigger-Latche.
- SM - das Service-Modul stellt die Verbindung zwischen den Triggersignalen und dem ADC her und startet nach Empfang eines Triggersignals durch das Aussenden von H1-Standardsignalen (L1- und L2-Triggersignal und HERA-CLOCK-Signal) an den ASEQ die Signalauslese.

Durch das DAQ-System werden die Signale der insgesamt 36 Kanäle der sechs Module im List-Mode, d.h. für jedes Ereignis separat und in ihrer zeitlichen Reihenfolge gespeichert. Die vom DAQ-System auf den Mac II transferierten Meßdaten wurden zur Analyse auf die DESY-IBM übertragen.

Neben den Messungen mit Elektronen wurden, entsprechend der elektronischen Kalibration im H1-Detektor, allerdings ohne Online-Korrektur im DSP - siehe Kap. 3.4.1 - Pedestal-, Delay- und Linearitätsmessungen durchgeführt, deren Analyse die elektronische Kalibration der Rohdaten ermöglichen. [GEN91].

---

[6] Aus Messungen am CERN-Teststrahl wurde festgestellt, daß das elektronische Übersprechen (x-Talk) zwischen den Modulen maximal 0.1% für Elektronenenergien von 80 GeV beträgt und daher vernachlässigt werden kann.

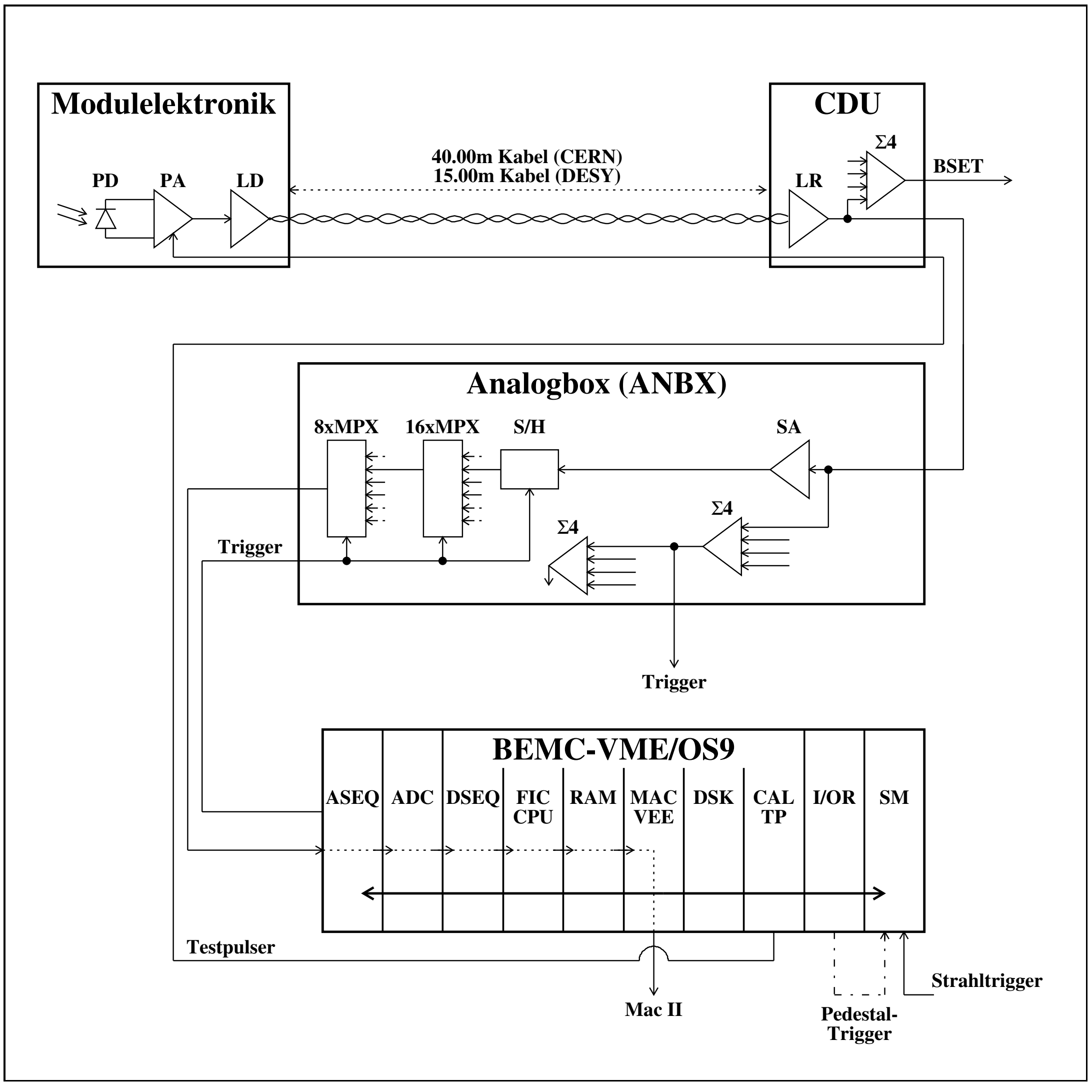


Abb. 5.3: **Elektronischer Signalverlauf bei den Messungen am DESY- und CERN-Teststrahl**

Wesentliche Unterschiede zum Signalverlauf bei der Datennahme im H1-Detektor sind die Verwendung einer Analogkarte mit bipolaren statt unipolaren Shapeverstärkern, eine geänderte Kabellänge zwischen der Modulelektronik und der CDU und die Verwendung eines anderen Datenakquisitionssystems, das keinen DSP enthält und über eine MAC-VEE-Karte mit einem Apple Macintosh II ausgelesen wird. Das Testpulsersystem (CAL-TP) ist ebenfalls modifiziert. Die von der Triggerlogik gelieferte Triggersignale gehen als Strahltrigger ins Service-Modul (SM). Bei Pedestalmessungen wird der Trigger vom Input/Output-Register (I/OR) geliefert.

Für die Unterschiede zum Signalverlauf bzw. zur Datennahme im H1-Detektor siehe Abb. 3.6 in Kap. 3.3.

5.1.2 CERN-Teststrahl

Meßaufbau am CERN-Teststrahl Beim CERN-Teststrahl H6 treffen Protonen von ca. 450 GeV, die alle 14.4 s für die Dauer von 2.4 s vom SPS-Speicherring[7] geliefert werden, auf ein feststehendes primäres Target und erzeugen hier Elektronen, Pionen und Myonen.[8] In einem Spektrometer aus Ablenkmagneten und Kollimatoren werden die entstandenen Teilchen, die Energien bis 250 GeV haben, nach ihrer Ladung und Energie selektiert und fokussiert. Wahlweise kann ein sekundäres Target in den Strahlverlauf eingefahren werden, wodurch kleinere Energien der Teilchen bis ca. 5 GeV verfügbar werden. Um eine hohe Teilchenrate zu erhalten, wurde für Teilchenenergien über 100 GeV nur das primäre Target und für Energien unter 100 GeV zusätzlich auch das sekundäre Target verwendet. Für Energien bis 100 GeV liegt die intrinsische Energieauflösung $\Delta(E)/E$ bei 0.8% für Elektronen und 0.05% für Pionen und für kleinere Energien bei ca. 0.8% für Elektronen und Pionen - siehe z.B. [H1C87a]. Mit dem Steuerprogramm des Teststrahls konnten durch Änderung der Strahlführungsparameter vom Kontrollraum aus verschiedene Strahlbedingungen eingestellt und die Energie und Teilchenart gewählt werden. Da auf den Einsatz von zwei Čerenkovzähler (CEDAR's) zur Teilchenseparation verzichtet wurde, enthielten die Pionstrahlen Elektronen und die Elektronstrahlen Pionen als Beimischungen, die in der Analyse durch geeignete Cuts separiert wurden - siehe Kap. 5.4.1.

Mechanischer Aufbau Die CERN-Messungen wurden mit 5 Quadrat-Modulen und einem großen Trapez-Modul in der in Abb. 5.2 gezeigten Konfiguration durchgeführt. Die Module waren auf einem Fahrtisch montiert, der horizontal und vertikal verfahrbar war und sich um die vertikale Achse drehen ließ. Die Konfiguration der Module wurde bei den Messungen nicht geändert. Die Position der Module relativ zum Strahl wurde entsprechend der DESY-Messungen aus der Analyse der Energieverteilung in den Modulen, bei Einschuß von Elektronen an der Grenzen zwischen zwei Modulen, bestimmt.

Trigger Als Trigger wurde bei der CERN-Messung, ähnlich dem Trigger der DESY-Messung, die Signale des Paddel-Szintillators P, der Veto-Szintillatoren V und v mit 8 mm bzw. 2.5 mm Loch in der Mitte, sowie des $1 \times 1\,\mathrm{cm}^2$ großen Finger-Szintillators F verwendet. Entsprechend der Messungen am DESY-Teststrahl wurde die Position der Szintillatoren durch den Vergleich von Zählratenmessungen optimiert. Für die Selektion von Myonen wurden zusätzlich die Signale von 2 Myonwänden, die hinter dem LAr-Kryostat M_1 bzw. hinter einer 1.6 m dicken Eisenwand M_2 installiert waren, verwendet.[9] Die Myonwände bestehen aus je zehn 120 cm langen und 20 cm breiten Szintillationszählern, die vertikal orientiert sind und sich auf 5 mm horizontal überlappen.

Mit dem Trigger ließen sich folgende Ereignisse selektieren bzw. bei der Datennahme entsprechend der Triggerbedingung kennzeichnen:

- Elektron- und Pion-Ereignisse - durch das Ansprechen des Paddelzählers, des Fingerzählers und gleichzeitig kein Ansprechen des großen Vetozählers, sowie der beiden Myonwände: $e, \pi_{\mathrm{Norm.}} \equiv \mathrm{P} \wedge \mathrm{F} \wedge \overline{\mathrm{V}} \wedge \overline{\mathbf{M_1}} \wedge \overline{\mathbf{M_2}}$

---

[7] SPS=Super-Proton-Synchrotron

[8] Die am CERN-Teststrahl erzeugten Teilchen sind Positronen, π^+-Pionen und μ^+-Myonen. Für den weiteren Text wird dennoch die Bezeichnungen Elektronen, Pionen und Myonen verwendet.

[9] Der CERN-Teststrahl H6 wurde auch für zahlreiche Testmessungen mit dem LAr-Kalorimeter verwendet - siehe z.B. [H1C87a], [BOR92]. Die in Abb. 5.1 eingezeichnete Blei- und Eisenwand dient der Ausblendung von Haloteilchen bei Messungen mit dem LAr-Kalorimeter.

- Spezielle Elektron- und Pion-Ereignisse, für die der Einschußpunkt besser lokalisiert ist - durch das Ansprechen des Flächenzählers, des Fingerzählers und gleichzeitig kein Ansprechen des kleinen und großen Vetozählers, sowie der beiden Myonwände: $\mathrm{e}, \pi_{\mathrm{Spez.}} \equiv \mathrm{P} \wedge \mathrm{F} \wedge \overline{\mathrm{V}} \wedge \overline{\mathrm{v}} \wedge \overline{\mathbf{M_1}} \wedge \overline{\mathbf{M_2}}$

- Myonereignisse - durch das gleichzeitige Ansprechen der beiden Myonwände: $\mu \equiv \mathrm{M}_\mathbf{1} \wedge \mathrm{M}_\mathbf{2}$

- Pile-up-Ereignisse, bei denen innerhalb des Zeitfensters des Vorverstärkers von $10\,\mu$s ein zweites Ereignis auftritt, wurden als frühes oder spätes Pile-up-Ereignis markiert.

- Random-Ereignisse, die durch einen Zufallsgenerator getriggert werden. Der Zufallsgenerator wird vom Datenakquisitionssystem gesteuert. Random-Ereignisse ermöglichen die Kontrolle der Funktion der Elektronik ohne Energiedeposition im Modul und können z.B. für die Untersuchung des elektronischen Rauschens verwendet werden.

Elektronischer Signalverlauf und Datennahme Die Datennahme erfolgte entsprechend der in Abb. 5.1 b) und Abb. 5.3 schematisch dargestellten Weise. Der einzige Unterschied zur Datennahme bei den Messungen am DESY-Teststrahl war eine auf 40 m vergrößerte Länge der Twisted-Pair-Kabel. Die auf dem Mac II transferierten Meßdaten wurden auf Disketten gespeichert und später auf DESY-IBM übertragen und dort analysiert.

5.2 Monte-Carlo-Simulationen

Zur detaillierten bzw. schnellen parametrisierten Simulation der Teststrahlmessungen wurden die Standardprogramme H1SIM bzw. H1FAST mit einigen Änderungen bezüglich der Orientierung der Module verwendet. Bei den Simulationen wurde stets der senkrechte Einschuß in Modul 24 bzw. 14 des BEMC - siehe Abb. 3.1 gewählt und die benachbarten quadratischen Module 13, 14, 15, 23 und 25 bzw. 13, 15, 23, 24 und 25 entsprechend dem Teststrahlaufbau orientiert.[10] Die im Simulationsprogramm vor dem BEMC positionierte BPC wurde aus der Simulation herausgenommen.[11]
Die Generierung der Teilchen erfolgte mit dem in H1SIM eingebauten Inline-Generator - siehe Anh. B. Die Koordinaten des Vertex wurde im Inline-Generator so vorgegeben, daß durch die x- und y-Koordinate der Einschußort ins BEMC bestimmt wird und die Simulation der Teilchen bei z=-138 cm, d.h. in einem Abstand von 6 cm vor dem BEMC, startet. Die x- und y-Koordinate des Vertex wurde entsprechend einer Gaußverteilung verschmiert, um auch die Strahlbreite, die bei den Teststrahlmessungen durch die Halo-Szintillatoren festgelegt wurde, in der Simulation zu berücksichtigen. Außerdem wurde in H1SIM die Anzahl der zu simulierenden Teilchen, die Teilchenart, d.h. Elektronen, Pionen bzw. Myonen, die Energie der Teilchen und die Winkel θ und ϕ, die die Flugbahn der

---

[10] Dafür wurde die im Simulationsprogramm verwendete Bank BGVP bzw. BGV2, in der die Beschreibung des Aufbaus und der Orientierung der BEMC-Module erfolgt, so geändert, daß die Module 15, 14, 13, 25, 24 und 23 in der Teststrahl-Orientierung der Modulen 1-6 vorlagen.

[11] Dies wurde durch Änderungen in der Bank BGDM, die die Materialverteilung in der BPC beschreibt, bzw. der Routine BGEOM, in der die Simulation der BPC aufgerufen wird, durchgeführt.

Teilchen definieren, bestimmt.[12]
Im Simulationsprogramm wurde auch festgelegt, ob eine detaillierte Simulation mit niedrigen oder mittleren Cuts ($\mathrm{H1SIM_L}$ bzw. $\mathrm{H1SIM_M}$) oder eine schnelle H1FAST-Simulation durchgeführt werden sollte - siehe Anh. B. Die Rekonstruktion der simulierten Daten erfolgte mit dem Standardprogramm H1REC - siehe ebenfalls Anh. B.

5.3 Auswertung der Messungen

Die Auswertung der Teststrahlmessungen und der Monte-Carlo-Simulationen wurde mit dem Programmpaket PAW[13] durchgeführt, das am CERN für die Analyse und graphische Darstellung von Daten entwickelt wurde [BRU92]. Die im List-Mode vorliegenden Daten der Teststrahlmessungen wurden in PAW als N-Tupel gespeichert. In dem Programm, das die Daten zu einem PAW N-Tupel konvertiert, werden die Korrekturen der elektronischen Kalibration, die aus Analysen der Pedestal- und Linearitätsmessungen stammen und die Teststrahl-Kalibration, entsprechend der in Kap. 3.4.3 beschriebenen Prozedur, berücksichtigt.
Als N-Tupel-Einträge liegen damit für die Analyse des Runs für jedes Ereignis neben der Run- und Ereignisnummer die kalibrierten Energien von allen Auslesekanälen der sechs Module in GeV, sowie die Information des Input/Output-Registers I/OR des Datenakquisitionssystems vor. Die Information des I/OR bzw. der Trigger-Latche kann zur Selektion bzw. zur Unterdrückung von Ereignissen verwendet werden - siehe Anh. C.
Die Anpassung von Funktionen an die Meßergebnisse wurde im Rahmen des Programms MINUIT in PAW durchgeführt [JAM88]. MINUIT ermöglicht die Anpassung von Funktionen an die Meßdaten durch die Minimierung der quadratischen Abweichung χ^2 und berechnet die optimalen Fit-Parameter, die Fehler dieser Parameter, sowie Korrelationen zwischen ihnen. In PAW kann außerdem eine statistische Analyse mit Angabe des Mittelwertes und der Momente der Verteilungen, wie z.B. die mittlere quadratische Abweichung RMS, durchgeführt werden.
Für die Untersuchung der DESY-Teststrahlmessungen wurden Ereignisse, die kein Pile-up zeigen, zur Analyse verwendet. Zur Untersuchung der CERN-Teststrahlmessungen wurden für die Analyse der Elektron- und Pionmessungen Ereignisse, die kein Pile-up und kein Signal in den Myonwänden gezeigt haben, verwendet. Für die Untersuchung der Myoneereignisse wurden die Ereignisse verwendet, bei denen Signale in beiden Myonwänden registriert wurden.
Die Auswertung der Monte-Carlo-Ereignisse, die entsprechend der Teststrahlbedingung simuliert und mit dem H1REC rekonstruiert wurden, erfolgt mit N-Tupel in PAW. Die Analyse wurde auf Basis der BENR-Bank durchgeführt, in der ereignisweise die Energien der Kanäle des BEMC, ohne spezielle Korrekturen für die Übergangsbereichen der Module (Cracks) bzw. das Absorbermaterial vor bzw. hinter dem BEMC, abgespeichert sind. Die Energien der BENR-Bank lassen sich somit direkt mit den Energien der Einzeldioden aus den Teststrahlmessungen vergleichen.
Aufgrund der Strategie der Kalibration am DESY-Teststrahl sind einige Unterschiede zu

---

[12] Für senkrechten Einschuß ins BEMC wurde entsprechend der H1-Konvention θ=180° und ϕ=0° gewählt.

[13] PAW=Physics-Analysis-Workstation

den Monte-Carlo-Simulationen zu beachten:

- Die aus der Kalibration der Module bei den DESY-Messungen mit einer nominellen Strahlenergie von 5 GeV festgelegte Energie, basiert auf der Annahme einer Energiedeposition von 5 GeV in einem Modul. Entsprechendes gilt für die Energie von 30 GeV bei den CERN-Messungen. In der Kalibration wird also transversales Leakage von Energie in die Nachbarmodule und longitudinales Leakage durch unvollständigen Schauereinschluß nicht berücksichtigt. Bei den Teststrahlmessungen müssen die Energien daher erst auf das transversale Leakage in die Nachbarmodule korrigiert werden. Bei den Simulationen wird transversales Leakage berücksichtigt, da hier keine Annahme entsprechend der Kalibrationsstrategie eingeht, d.h. es wird stets die "korrekte" Energie in den Modulen registriert und transversales bzw. longitudinales Leakage werden "korrekt" beschrieben. Eine Korrektur des longitudinalen Leakage, das kleiner als 1% ist - siehe Kap. 5.4.2, wurde nicht durchgeführt.

- Bei den Teststrahlmessungen wurde vorausgesetzt, daß bei zentralem Einschuß in ein Modul die in den Einzeldioden 1-4 deponierte Energie gleich der im gesamten Modul deponierten Energie ist, die als Summe der Einzelenergien der Dioden 1-4 bestimmt wird. Bei den Simulationen ist dagegen die Summe der Energien der Einzeldioden gleich der Modulenergie. Entsprechendes gilt auch für die Summe der von den Dioden 5 und 6 ausgelesenen Energie, die im hinteren Moduldrittel deponiert wurde. Außerdem wird bei den Monte-Carlo-Simulationen die Signalüberhöhung durch die Auslese mit zwei Dioden durch den Faktor 1/1.9 ausgeglichen - siehe Kap. 3.4.3.[14]
  Bei der Analyse der Teststrahlmessungen muß der Faktor 1/1.9 explizit berücksichtigt werden, um z.B. den Vergleich mit den simulierten Ereignissen zu ermöglichen. Es gilt demnach für die Bestimmung der Modulenergien $\mathrm{E_{Modul}}$ bei den Teststrahl- bzw. Monte-Carlo-Messungen:[15]

$$\mathrm{E_{D1-4;Test}} = \frac{1}{4}\sum_{\mathrm{i=1-4}} \mathrm{E_i} \qquad \mathrm{E_{D5,6;Test}} = \frac{1}{2}\sum_{\mathrm{i=5,6}} \mathrm{E_i} \tag{5.1}$$

$$\mathrm{E_{D1-4;MC}} = \sum_{\mathrm{i=1-4}} \mathrm{E_i} \qquad \mathrm{E_{D5,6;MC}} = \frac{1}{1.9}\sum_{\mathrm{i=5,6}} \mathrm{E_i} \tag{5.2}$$

  Die unterschiedliche Berechnung der Modulenergie führt z.B. bei der Analyse von Rauschsignalen aus Teststrahlmessungen ohne nachträgliche Korrektur dazu, daß das Rauschsignal-σ des Modulsignals nur ca. halb so groß ist, wie das des Einzeldiodensignals - siehe Kap. 7.
  Die Bestimmung der Energien von Ereignissen, die mit dem BEMC im H1-Detektor gemessenen werden, erfolgt - im Unterschied zu den Simulationen - entsprechend der Vorgehensweise bei den Teststrahlmessungen.

---

[14] Dies ist ein Ergebnis aus den Teststrahlmessungen.

[15] Bei den kleinen Dreieck-Modulen wird die Modulenergie aus der Summe der Energien von 3 Dioden gebildet und muß bei den Teststrahldaten entsprechend durch 3 geteilt werden.
Für die Daten, die mit dem in den H1-Detektor eingebauten BEMC aufgenommen werden, gilt die gleiche Berechnung wie bei den Teststrahldaten, mit dem Unterschied, daß hier in der Rekonstruktion, wie bei den Monte-Carlo-Daten, die $\mathrm{E_{D5,6}}$-Energien mit dem Faktor 1/1.9 multipliziert werden.

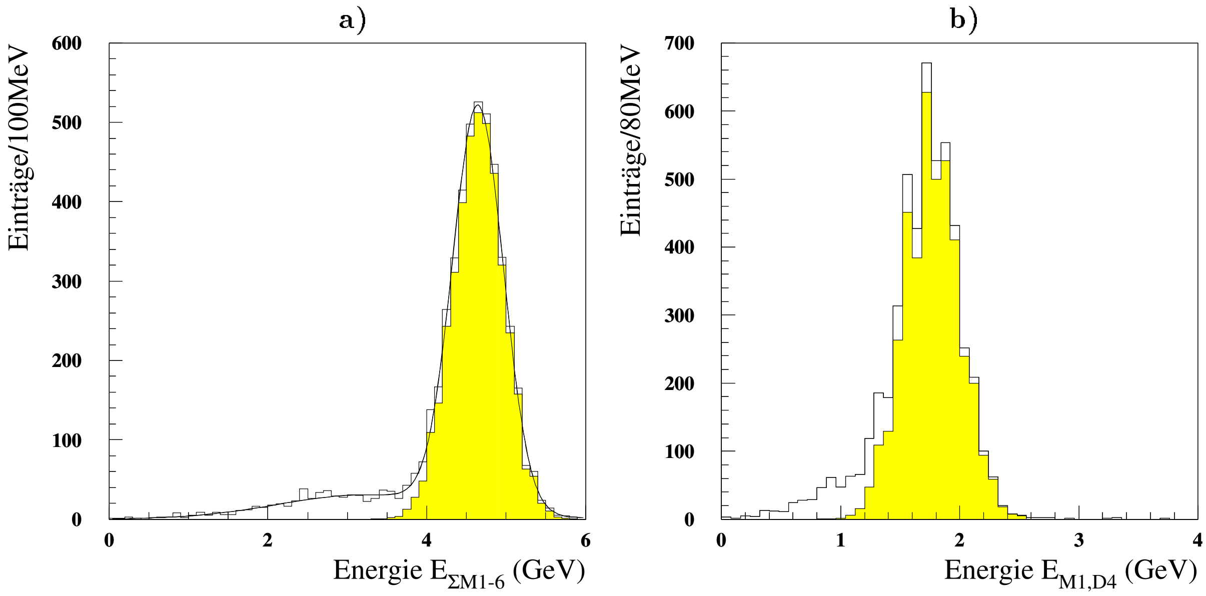


Abb. 5.4: **Subtraktion des DESY-Teststrahluntergrunds**

a) Anpassung der Summe von zwei Gaußfunktionen an die Summenenergie $E_{\Sigma M1-6}$ der 6 Teststrahl-Module zur Subtraktion des Strahluntergrunds nach Wichtung der Ereignisse entsprechend Gl. 5.3 (schattiertes Histogramm).

b) Wirkung der Subtraktion des Strahluntergrunds auf das Energiespektrum von Modul 2, Diode 4 (schattiertes Histogramm).

Bei der Analyse der Energiespektren, die während der ersten Messungen am DESY-Teststrahl aufgenommen wurden, stellte sich heraus, daß der Ablenkmagnet, durch den die Energieselektion durchgeführt wird, nicht vakuumdicht war. Durch das Vakuumleck am Eintrittsflansch des Ablenkmagneten wurden durch Konversion im Magneten Untergrundereignisse erzeugt, die in den Spektren als zusätzlicher Peak bei niedrigen Energien sichtbar sind. Der Einfluß dieser Untergrundereignisse auf die Energiebestimmung liegt, abhängig vom Konversionstarget, unter 1% bzw. für das für die Messungen gewählte 1 mm Al-Target bei 0.1%, wenn man die Untergrundereignisse durch geeignete Fit-Grenzen bei der Analyse verwirft - siehe [GEN91]. Im Unterschied zu der in [GEN91] beschriebenen Analyse mit eingeschränkten Fit-Grenzen wird in dieser Arbeit die Anpassung der Summe von zwei Gaußfunktionen an die Meßdaten durchgeführt, durch die die Untergrundereignisse nahezu vollständig eliminiert werden.

In Abb. 5.4 a) ist die Anpassung der Summe aus zwei Gaußfunktionen G_{e^-} und G_{Back} an die Spektren der Summenenergie der Einzeldiodensignale 1-4 von den Modulen 1-6 dargestellt, wobei die Gaußfunktion G_{e^-} das reine Elektronenspektrum und die Gaußfunktion G_{Back} das reine Spektrum der Untergrundereignisse beschreibt. Die Parameter der Gaußfunktionen G_{e^-} und G_{Back} wurden durch die Anpassung an das Spektrum der Summenenergie $E_{\Sigma M1-6}$ der Einzeldioden 1-4 der 6 Module gebildet. Für jedes Ereignis wurden anschliessend alle Energien mit einem Gewichtsfaktor W multipliziert, der folgendermaßen definiert wurde:

$$W(E_{\Sigma M1-6}) = \frac{G_{e^-}(E_{\Sigma M1-6})}{G_{e^-}(E_{\Sigma M1-6}) + G_{Back}(E_{\Sigma M1-6})} \tag{5.3}$$

Die mit dem Gewichtsfaktor multiplizierten Ereignisse werden dann für die weitere Analyse verwendet. Ereignisse, die eindeutig den Untergrundereignissen zuzuordnen sind, bekommen so den Gewichtsfaktor 0 und eindeutige Elektronenereignisse den Gewichtsfaktor 1. Im Übergangsbereich zwischen den gaußförmigen Spektren der Untergrund- bzw. Elektronenverteilungen liegt der Gewichtsfaktor je nach dem Verhältnis der Untergrund- und Elektronenereignisse zwischen 0 und 1. Das Spektrum nach Subtraktion der Untergrundereignisse ist in Abb. 5.4 a) schattiert dargestellt. Die Methode der Anpassung der Summe aus zwei Gaußfunktionen an das Spektrum $E_{\Sigma M1-6}$ hat den Vorteil, daß in dem Summenspektrum immer eine klare Trennung zwischen Untergrund- und Elektronenereignissen besteht, die sich in der beschriebenen Weise an den Doppelgauß anpassen lassen. Die entsprechend gewichteten Ereignisse lassen sich dann auch für die Subtraktion der Untergrundereignisse in Spektren verwenden, die keine klare Trennung zwischen Untergrund- und Elektronen-Ereignisse - siehe Abb. 5.4 b) - zeigen, was z.B. bei nichtzentralem Einschuß in die Module für die Spektren der Einzeldioden gegeben ist.

5.4 Ergebnisse der Teststrahlmessungen

5.4.1 Vergleich von Teststrahlspektren mit Monte-Carlo-Simulationen

In Abb. 5.5 sind die am DESY-Teststrahl bei senkrechtem zentralem Einschuß in Modul 2 gemessenen Spektren von 1-6 GeV Elektronen dargestellt. Die Anpassung der Summe aus zwei Gaußfunktionen an die Spektren zeigt für alle Energien eine gute Übereinstimmung, die besonders in der halblogarithmischen Darstellung deutlich wird. Für die weitere Analyse der Messungen mit Elektronen bei DESY wurden stets die durch die Subtraktion des Strahluntergrundes korrigierten Spektren verwendet. Der verbleibende Fehler auf die Energiebestimmung nach Durchführung der Untergrundsubtraktion ist $< 0.1\%$.

Abb. 5.6 zeigt Spektren von Elektronen, Pionen und Myonen, die am CERN-Teststrahl bei senkrechtem zentralem Einschuß in Modul 5 gemessen wurden. Ebenfalls dargestellt sind Korrelationen zwischen den in den hinteren Wellenlängenschiebern und den im gesamten Modul deponierten Energien, d.h. $E_{D5,6}$ gegen E_{D1-4}. Aus den Spektren wurde eine Beimischung von 2.6% Pionen im Elektronenspektrum und von 47.5% Elektronen im Pionenspektrum bestimmt,[16] die durch geeignete Energiecuts auf die Elektronen in den Spektren separiert werden können. Als Energiecuts wurde eine Energie der Elektronen um die nominelle Strahlenergie bzw. um den Mittelwert der Elektronenenergie E_{MW} im Bereich $0.9E_{MW} \leq E_{MW} \leq 1.1E_{MW}$ gefordert. In Abb. 5.6 ist der Energiecut von 27-33 GeV für eine Energie der Elektronen von $E_{MW} = 30\,\text{GeV}$ dargestellt. Die Mittelung über die Anzahl der in den benachbarten Energieintervallen 21-27 GeV und 33-39 GeV vorhandenen Pionen, ergibt eine maximal verbleibende Beimischung von 0.5% Pionen, die annähernd gleichverteilt im Energieintervall von 27-33 GeV liegen. Der Fehler in der Bestimmung der Energie der Elektronen ist damit $< 0.1\%$, d.h. vernachlässigbar. Der Verlust an Pionen

---

[16] Die Beimischungen sind eine Folge der speziellen Triggerkonfiguration ohne Verwendung der CEDAR's.

bei einem entsprechenden Energiecut liegt bei ca. 1%, wenn man über die Anzahl der Pionen in den benachbarten Energieintervallen 21-27 GeV und 33-39 GeV mittelt. Die Analyse des Myonspektrums zeigt, das 76.6% der Myonen Energien $\leq$ 500 MeV und nur 0.6% Energien $\geq$ 3 GeV haben. Die Myonen verhalten sich also im wesentlichen wie minimalionisierende Teilchen (mip's)[17], deren Spektrum durch die Faltung einer Landau- und einer, die Detektorauflösung berücksichtigende, Gaußverteilung beschrieben werden kann - siehe auch [RAT92].

Abb. 5.7 zeigt gemessene und simulierte Rauschspektren aus Pedestalmessungen in der halblogarithmischen Darstellung. Abb. 5.7 a) zeigt ein unkalibriertes Rohspektrum mit ca. 60000 Einträgen und die Anpassung einer Gaußfunktion. Es ist keine Abweichung von der Gaußform im Spektrum zu erkennen. in Abb. 5.7 b) ist der Vergleich der kalibrierten Rauschspektren der DESY- und CERN-Messungen und der mit H1FAST simulierten und mit einer Rauschbreite von σ = 42.5 MeV für die Kanäle der langen und σ = 35 MeV für die der kurzen Wellenlängenschieber rekonstruierten Ereignisse dargestellt.[18] Die Übereinstimmung der Rauschbreite der gemessenen Spektren mit dem simulierten/rekonstruierten Spektrum ist gut, was besonders für den Vergleich der gemessenen und simulierten Spektren und die Bestimmung der Energieauflösung für Elektronen wichtig ist.

Abb. 5.8 zeigt für Elektronen von 30 GeV Energiespektren aus der Teststrahlmessung am CERN und aus entsprechenden Monte-Carlo-Simulationen mit H1FAST. Dargestellt sind die mit den hinteren Wellenlängenschiebern gemessenen Energie $\mathrm{E}_{\mathrm{D}5,6}$, die im gesamten Modul gemessene Energie $\mathrm{E}_{\mathrm{D}1-4}$ und die Korrelation zwischen diesen Energien. Für die Monte-Carlo-Spektren wurden die Energien mit einem Korrekturfaktor von 1.0456 skaliert, um die im gesamten Modul gemessene Energie $\mathrm{E}_{\mathrm{D}1-4}$ auf die Energie der Teststrahlmessung von 30 GeV abzugleichen, d.h. die Energieskalen gleichzusetzen. Im Vergleich der gemessenen und simulierten Daten zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Form der Spektren, allerdings in den $\mathrm{E}_{\mathrm{D}1-4}$-Spektren auch eine etwas unterschiedlichen Breite der Spektren, die für die Messung bei RMS=718 MeV und für HFAST bei RMS=575 MeV liegt. Der Vergleich der $\mathrm{E}_{\mathrm{D}5,6}$-Spektren zeigt dagegen eine deutliche Abweichung zwischen dem H1FAST- und dem Teststrahlspektrum. Beim H1FAST-Spektrum liegt der Mittelwert von $\mathrm{E}_{\mathrm{D}5,6}$ nach der Skalierung bei 1.90 GeV bei einer Streuung von RMS=0.90 GeV gegenüber einem Mittelwert von 1.25 GeV und RMS=0.96 GeV beim Teststrahlspektrum. H1FAST überschätzt also die im hinteren Moduldrittel deponierte Energie um einen Faktor 1.52, d.h. eine zweite Skalierung des $\mathrm{E}_{\mathrm{D}5,6}$-H1FAST-Spektrums mit 1/1.52 gleicht den Unterschied zu den Teststrahlmessungen aus - siehe Abb. 5.8 a).

Abb. 5.9 zeigt entsprechende Darstellungen von $\mathrm{E}_{\mathrm{D}5,6}$, $\mathrm{E}_{\mathrm{D}1-4}$ und die Korrelation zwischen $\mathrm{E}_{\mathrm{D}5,6}$ und $\mathrm{E}_{\mathrm{D}1-4}$ für Pionen von 30 GeV aus der Teststrahlmessung und H1FAST-Simulation. Die H1FAST-Spektren sind auf den Maximaleintrag des Teststrahlspektrums bei 500 MeV normiert. Die H1FAST-Energien wurden ebenfalls mit dem Korrekturfaktor

---

[17] mip=Minimal-Ionizing-Particle

[18] Die Festlegung der Breite der Rauschsignale (Rauschsignal-σ) für die simulierten Ereignisse erfolgt mit der BOS-Bank BRSM in der Rekonstruktion mit H1REC - siehe Anh. B. Die Werte wurden so festgelegt, daß sie dem Mittelwert der Rauschsignal-σ's der DESY- und CERN-Teststrahlmessungen von 170 MeV bzw. 140 MeV für die Kanäle mit langen bzw. kurzen Wellenlängenschiebern entsprechen. Man beachte das die Teststrahlwerte der Einzeldioden im Gegensatz zu den Monte-Carlo-Werten entsprechend Gl. 5.1 durch 4 dividiert werden müssen. Für die Rauschbreite der $\mathrm{E}_{\mathrm{D}1-4}$-Summe folgt bei unkorreliertem Rauschen der Einzeldioden ein Wert von ca. $2 \cdot 42.5 = 85$ MeV.

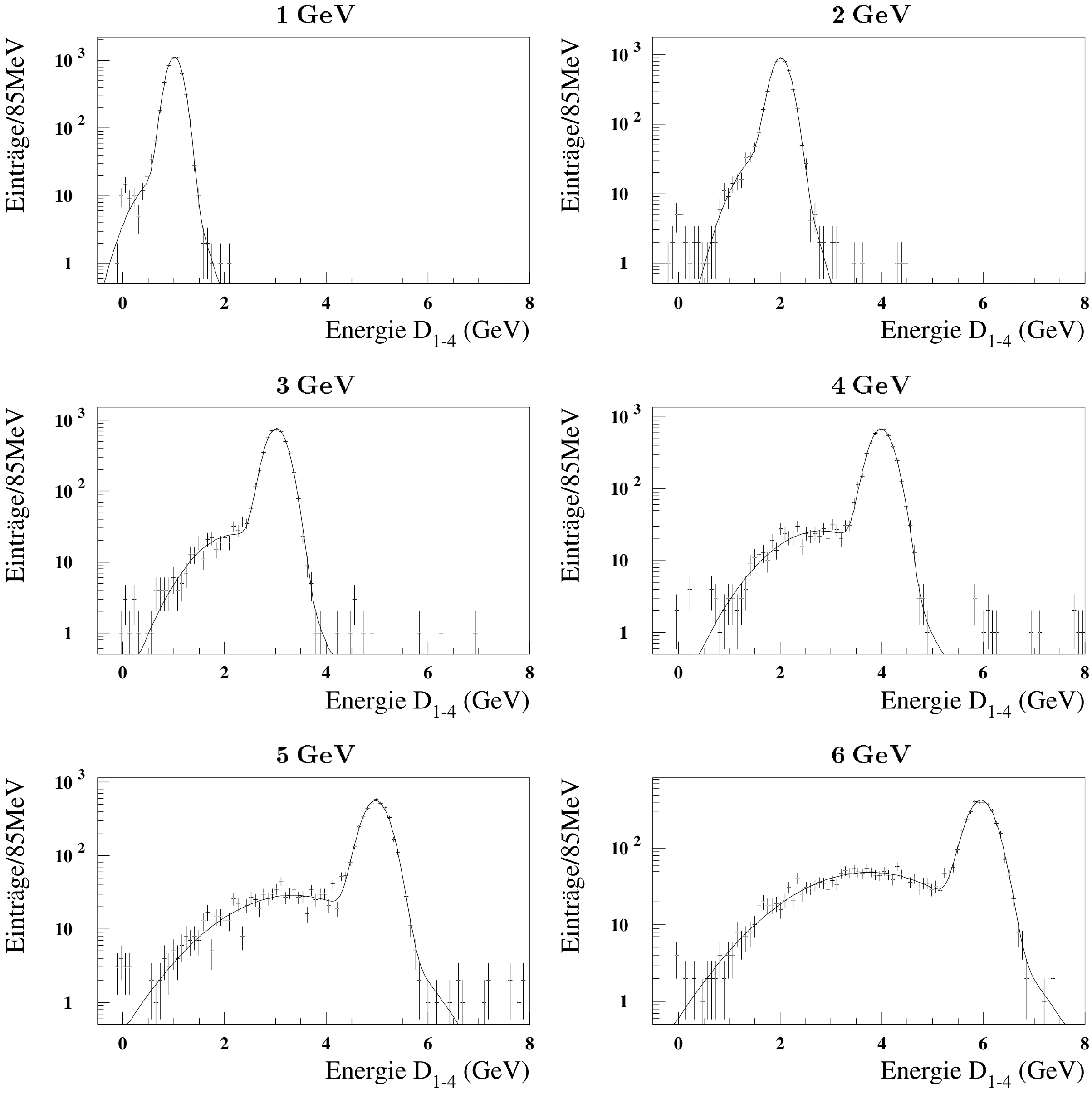
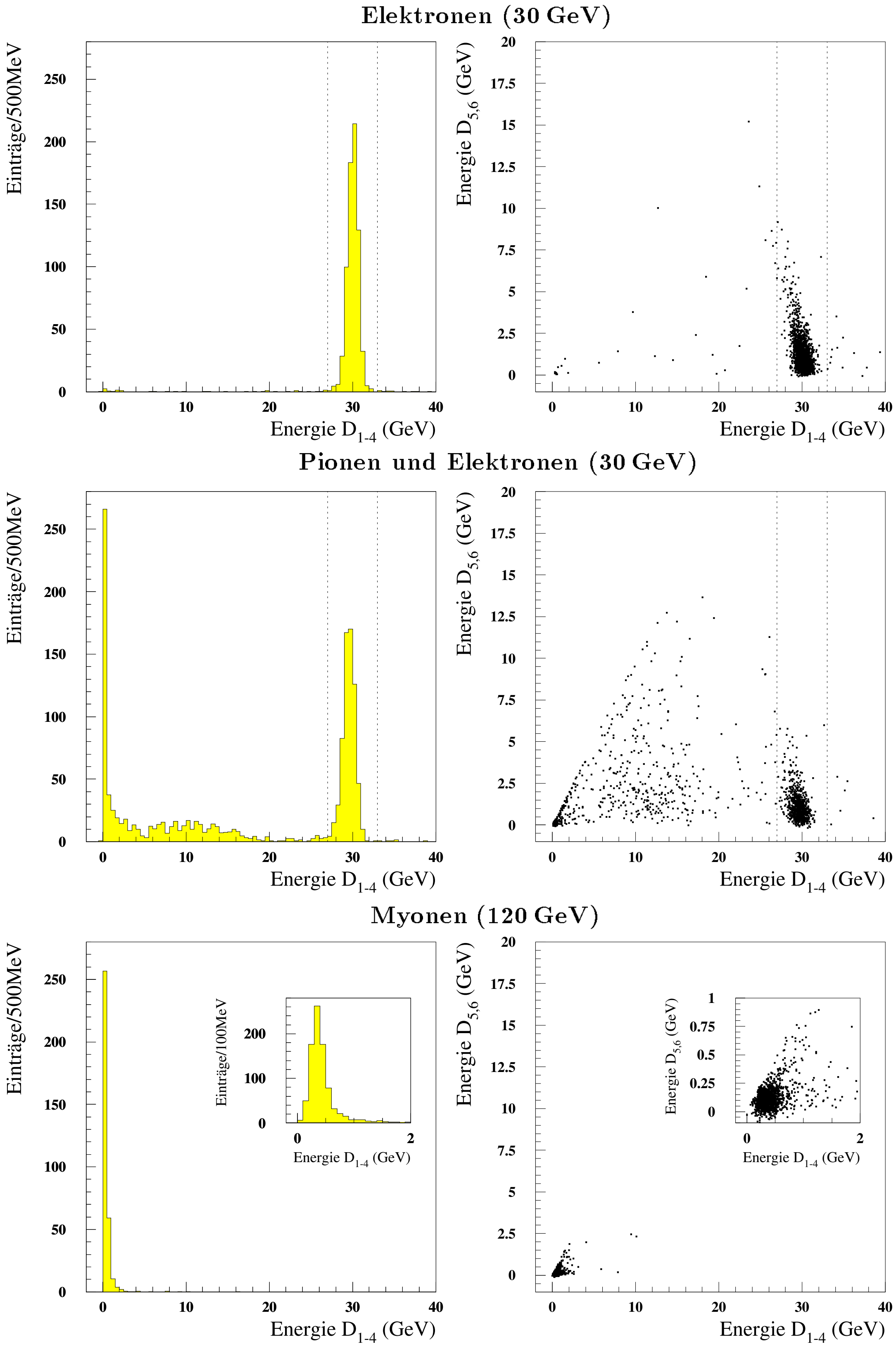


Abb. 5.5: **DESY-Teststrahl-Spektren von 1-6 GeV Elektronen**
Halblogarithmisch dargestellt sind am DESY-Teststrahl gemessene Energiespektren von 1-6 GeV Elektronen bei zentralem Einschuß in ein Modul, sowie die Anpassung der Summe von zwei Gaußfunktionen zur Subtraktion des Strahluntergrundes nach Gl. 5.3.



Elektronen (30 GeV)

Pionen und Elektronen (30 GeV)

Myonen (120 GeV)

Abb. 5.6: **CERN-Teststrahl-Spektren von Elektronen, Pionen und Myonen**

Für die Erklärung der Spektren siehe Text.

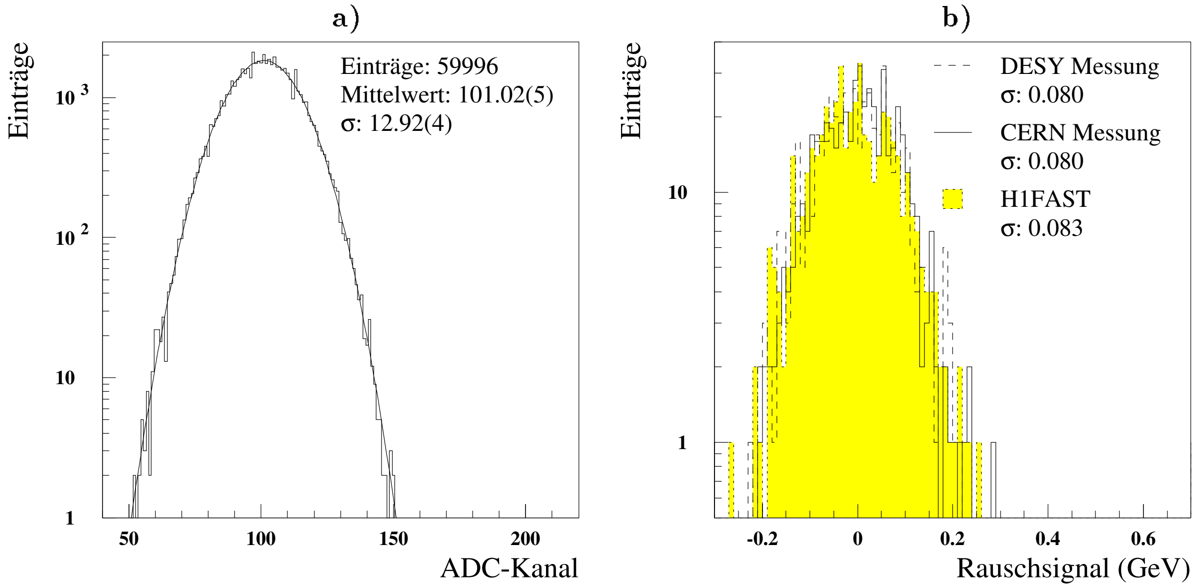


Abb. 5.7: **Vergleich von gemessenen und simulierten/rekonstruierten Rauschspektren**

a) Gaußfit an ein unkalibriertes Rauschspektrum einer Einzeldiode und **b)** Vergleich der summierten E_{D1-4}-Rauschspektren von Quadrat-Modulen vom DESY- und CERN-Teststrahl mit einem simulierten/rekonstruierten Spektrum (H1FAST). Die Rauschbreite σ der Spektren liegt näherungsweise bei der doppelten Rauschbreite der Spektren der Einzeldioden 1-4.

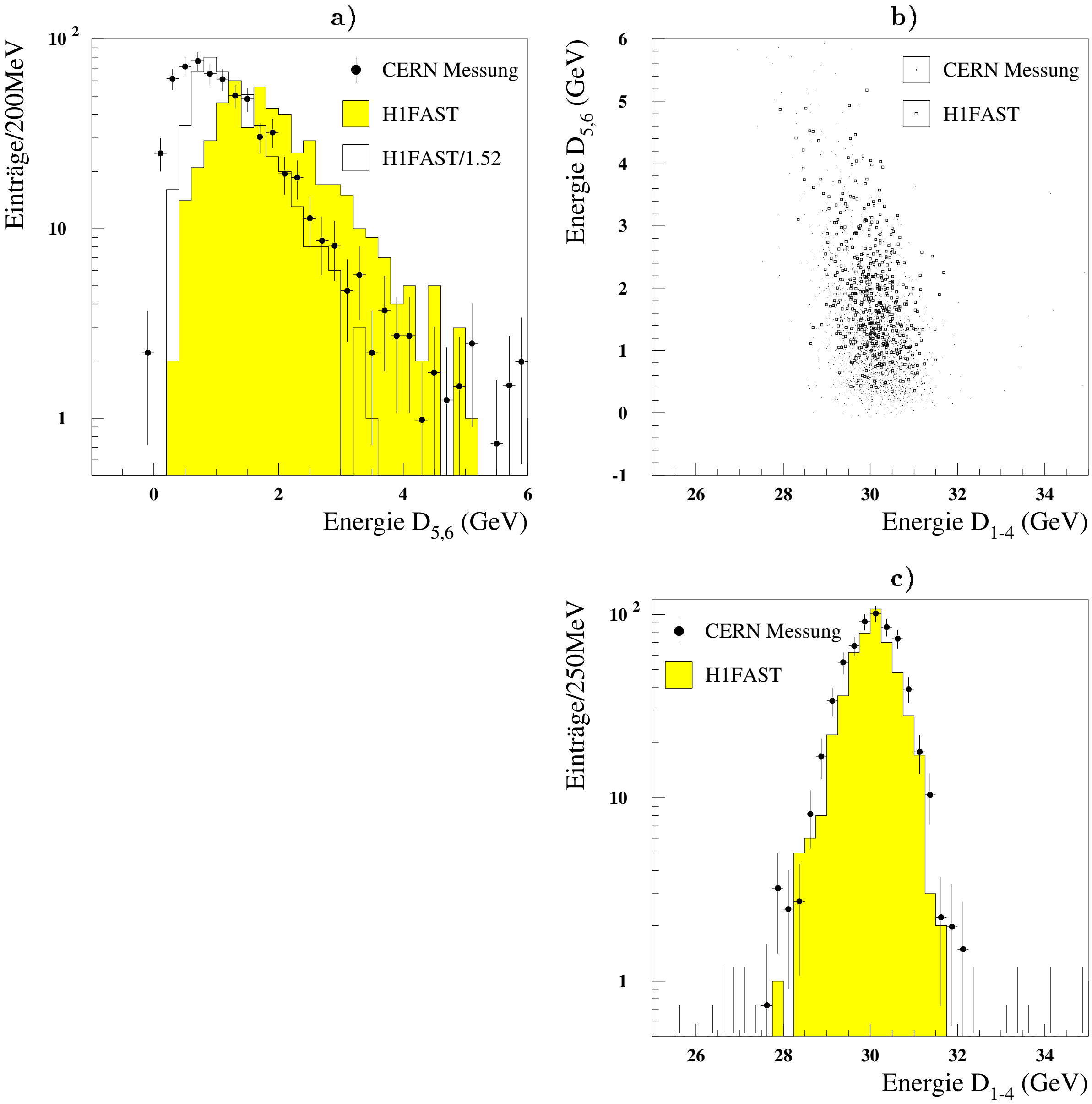


Abb. 5.8: **30 GeV-Elektronen - Vergleich: Teststrahlmessung - Simulation**

In **b)** ist die Korrelation der im hinteren Drittel des Moduls deponierten Energie $E_{D5,6}$ zur insgesamt deponierten Energie E_{D1-4} und in **a)** und **c)** die Projektion auf die Achsen $E_{D5,6}$ bzw. E_{D1-4} dargestellt. In **a)** ist neben der Anpassung des simulierten Spektrums auch ein um den Faktor 1/1.52 korrigiertes Spektrum dargestellt, das die Teststrahldaten besser beschreibt. Die Übereinstimmung der insgesamt im Modul deponierten Energie der Teststrahlmessung und der Monte-Carlo-Simulation ist gut.

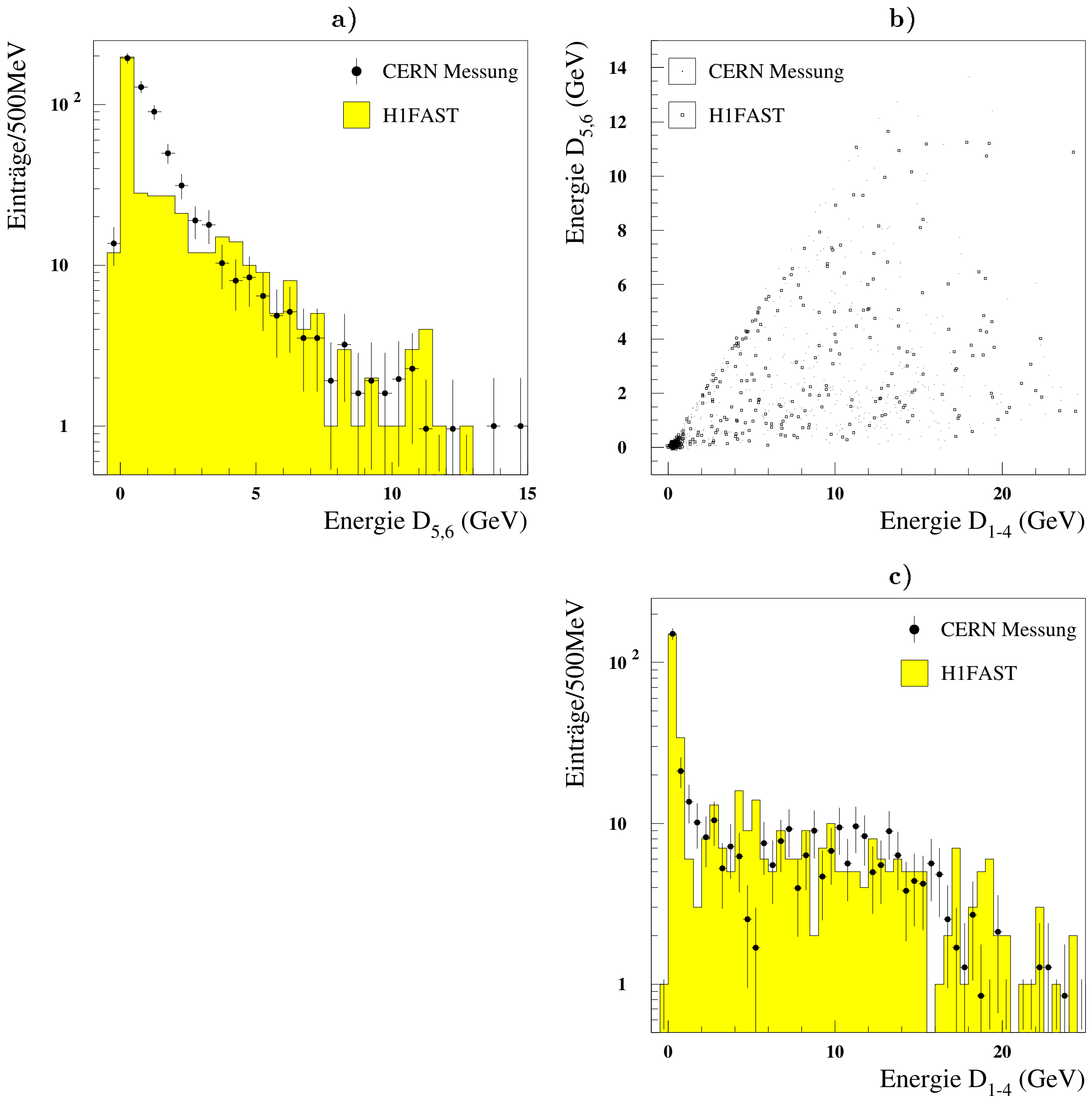


Abb. 5.9: **30 GeV-Pionen - Vergleich: Teststrahlmessung - Simulation**
In **b)** ist die Korrelation der im hinteren Drittel des Moduls deponierten Energie $E_{D5,6}$ zur insgesamt deponierten Energie E_{D1-4} und in **a)** und **c)** die Projektion auf die Achsen $E_{D5,6}$ bzw. E_{D1-4} dargestellt. Die Übereinstimmung zwischen Teststrahlmessung und Monte-Carlo-Simulation für E_{D1-4} ist gut. Das Energiespektrum von $E_{D5,6}$ zeigt für Energien $\leq 3\,\mathrm{GeV}$ deutliche Abweichungen zur H1FAST-Simulation.

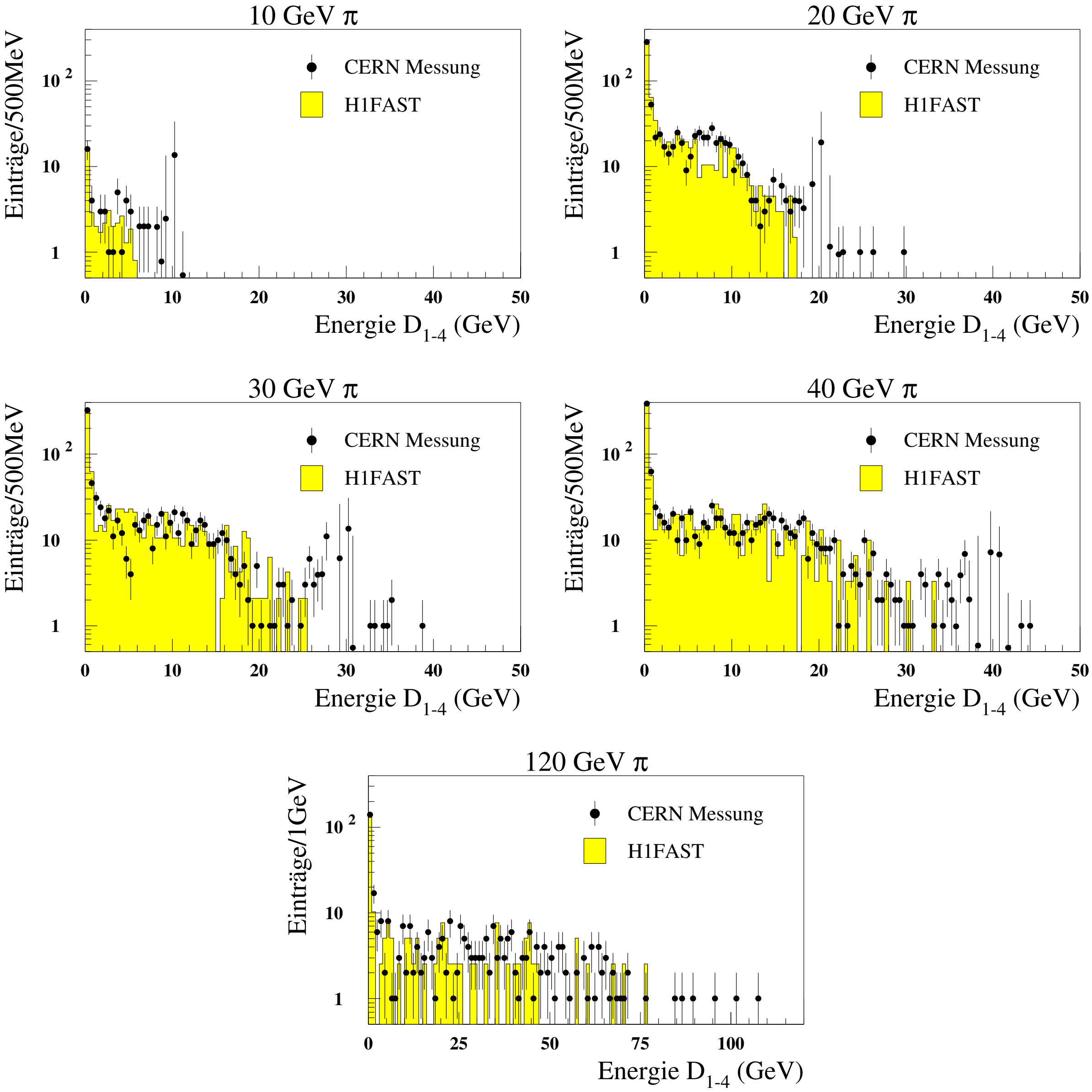


Abb. 5.10: **10-120 GeV Pionspektren - Vergleich: Teststrahlmessung - Simulationen**
In halblogarithmischer Darstellung sind Energiespektren von 10, 20, 30, 40 und 120 GeV Pionen im Vergleich zu entsprechenden H1FAST-Simulationen dargestellt. Die simulierten Spektren wurden auf die Anzahl der im untersten Energie-Bin (mip-Bin), d.h. bei 500 MeV bzw. 1 GeV gemessenen Pionen normiert.

1.0456 skaliert, um die durch die Elektronenenergie festgelegte Energieskala auch für die Pionspektren zu verwenden. Die Form der gemessenen und simulierten $\mathrm{E}_{\mathrm{D}1-4}$-Spektren stimmt gut überein. Bei den $\mathrm{E}_{\mathrm{D}5,6}$-Spektren zeigt die Form des Spektrums für den Energiebereich $\mathrm{E}_{\mathrm{D}5,6} < 3\,\mathrm{GeV}$ große Unterschiede zur H1FAST-Simulation, deren Einträge deutlich geringer sind, als beim Teststrahlspektrum.
Abb. 5.10 zeigt den Vergleich der $\mathrm{E}_{\mathrm{D}1-4}$-Spektren aus den CERN-Messungen und H1FAST-Simulationen für verschiedene Energien der Pionen. Die simulierten Spektren sind jeweils auf die Maximaleinträge im untersten Energieintervall bei 500 MeV normiert. Um die Beimischung an Elektronen in den Teststrahlmessungen zu eliminieren, wurde um den Mittelwert der Elektronenenergie für die 10, 20, 30 und 40 GeV-Spektren im Bereich von ±5 GeV um die Elektronenenergie ein Gaußfit an das Spektrum durchgeführt und das angepaßte Histogramm vom Spektrum abgezogen. Der Fehler der verbleibenden Einträge im Fitbereich des Histogramms wurde dann als quadratische Summation des Fehlers der ursprünglichen Histogrammeinträge $\sqrt{\mathrm{N}_{\mathrm{Hist}}}$ und des Fehlers der Einträge der angepaßten Gaußfunktion $\sqrt{\mathrm{N}_{\mathrm{Gauß}}}$ bestimmt. Für das Spektrum der 120 GeV-Pionen wurde keine Elektronen-Subtraktion durchgeführt. Der Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung der gemessenen und simulierten $\mathrm{E}_{\mathrm{D}1-4}$-Spektren im Energiebereich von 10-120 GeV.
In Abb. 5.11 a) ist ein Vergleich der Spektren von 120 GeV-Myonen aus der Teststrahlmessung und der H1FAST-Simulation dargestellt. Die Übereinstimmung in der Form der Spektren ist gut, allerdings liegen der Mittelwert und der RMS-Wert des simulierten Spektrums um 13% bzw. 29% über den entsprechenden Werte des gemessenen Spektrums. Abb. 5.11 b) zeigt einen Vergleich des Signalverhältnisses $\mathrm{E}_{\mathrm{D}5,6}/\mathrm{E}_{\mathrm{D}1-4}$ der Teststrahl- und H1FAST-Spektren von 120 GeV-Myonen. Da sich Myonen in den BEMC-Modulen wie minimalionisierende Teilchen verhalten, sollte die von den Wellenlängenschiebern ausgelesene Energie zur Anzahl der ausgelesenen Szintillatorplatten proportional sein. Das Verhältnis der $\mathrm{E}_{\mathrm{D}5,6}/\mathrm{E}_{\mathrm{D}1-4}$-Signale sollte dem Verhältnis der Anzahl der von den kurzen bzw. langen Wellenlängenschiebern überdeckten Szintillatorplatten $\frac{15}{50} = 0.3$ entsprechen. Wie Abb. 5.11 b) zeigt, wird dieser Wert näherungsweise erreicht. Die aus den Teststrahlmessungen bestimmte Energie $\mathrm{E}_{\mathrm{D}5,6}$ wurde dabei, entsprechend der H1FAST-Simulation, durch den Korrekturfaktor 1/3.8 geteilt. Der Korrekturfaktor setzt sich aus den Faktoren 1/2 und 1/1.9 zusammen, die die Auslese der kurzen Wellenlängenschieber durch zwei Vorverstärker und den Überhöhungsfaktor der Signalausbeute in den kurzen Wellenlängenschiebern durch die Auslese mit zwei Dioden berücksichtigen - siehe Kap. 3.4.3 und Anh. A.
Abb. 5.12 a) zeigt ein Rauschsignal- und ein Myonenspektrum aus der Messung am CERN-Teststrahl. Das Myonsignal liegt nur knapp über dem Rauschen, ist aber klar vom Rauschspektrum zu trennen. Der Rauschanteil im Myonenspektrum beträgt 83 MeV. In Abb. 5.12 b) ist ein typisches Rauschsignal der Rauschbreite 119 MeV, wie es am H1-Detektor gemessen wird, zusammen mit einem Myonensignal, dessen Rauschanteil im Spektrum entsprechend der Rauschbreite im H1-Detektor gaußförmig verbreitert wurde, dargestellt.[19] Die Trennung des Rausch- und Myonspektrums ist, als Folge des vergrößerten Rauschterms, wesentlich schlechter.

---

[19] Es handelt sich hier um ein Spektrum von Ereignissen eines BEMC-Moduls, die mit dem Random-Trigger aufgenommen wurden - siehe Kap. 2.3.1. Durch die geänderte Ausleseelektronik des BEMC ist die Rauschbreite der im H1-Detektor gemessenen BEMC-Signale größer - in diesem Fall um den Faktor 1.43 - als die im Teststrahl gemessene Rauschbreite. Um auf eine Rauschbreite von 119 MeV für das Myonensignal zu kommen, wurde ein zusätzlicher Rauschanteil von 85 MeV quadratisch zu den 83 MeV addiert.

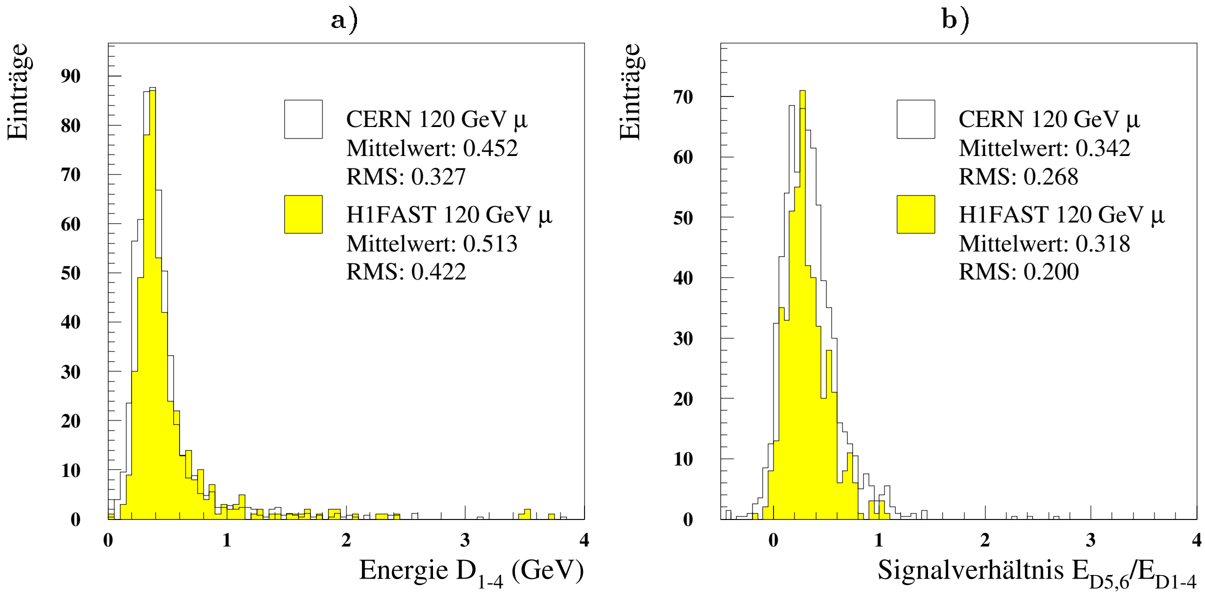


Abb. 5.11: **120 GeV-Myonen - Vergleich: Teststrahlmessung - Simulation**
In **a)** ist der Vergleich eines Myonspektrums der Teststrahlmessung und der H1FAST-Simulation und in **b)** ein entsprechender Vergleich des Signalverhältnisses $E_{D5,6}/E_{D1-4}$ dargestellt. Der theoretische Wert dieses Signalverhältnisses sollte bei $\frac{15}{50} = 0.3$ liegen. Die Abweichung von diesem Wert beträgt 14% für die CERN-Teststrahlmessung und 6% für die Simulation mit H1FAST.

5.4.2 Energielinearität, Energieauflösung und Leakage für Elektronen

Energielinearität Abb. 5.13 zeigt die Abhängigkeit der in einem Modul bzw. in einem Cluster aus 9 Modulen deponierten Energien E_M bzw. E_C als Funktion der nominellen Strahlenergie für gemessene und simulierte Spektren. Neben Simulationen mit H1FAST wurden auch detaillierte Simulationen mit niedrigen und mittleren Cuts (H1SIM$_L$ bzw. H1SIM$_M$) durchgeführt.[20] Bei den angegebenen Werten handelt es sich jeweils um den Mittelwert eines Gaußfits an die Spektren, mit Ausnahme der H1SIM$_M$-Spektren, bei denen der Mittelwert der Verteilung angegeben wurde. Als Fehler der Werte ist der Fehler aus den Gaußfits bzw. der aus dem RMS der Verteilung und der Anzahl der Einträge N mit RMS/$\sqrt{N}$ berechnete Fehler angegeben. Für die Energiemittelwerte der gemessenen Spektren wurden Korrekturfaktoren angewendet, mit denen die aus den Kalibrationsmessungen festgelegten Energien von 5 GeV/Modul bzw. 30 GeV/Modul beim DESY- bzw. CERN-Teststrahl, die kein transversales Leakage berücksichtigen, korrigiert wurden. Die Korrekturfaktoren wurden für jede Energie aus dem Verhältnis der in einem Modul, zu der in 9 Modulen deponierten Energie bestimmt, wobei die Energiekalibration bei 5 GeV bzw. 30 GeV implizit in die Energiekorrektur eingeht.[21] Nach der Korrektur der Energien

---

[20] Eine Beschreibung der verwendeten Simulationspakete H1SIM und H1FAST mit Angabe der Cut-Parameter findet sich in Anh. B.

[21] Die Korrekturfaktoren wurden auch bei der Bestimmung der Energielinearität und des transversalen und longitudinalen Leakage angewendet.

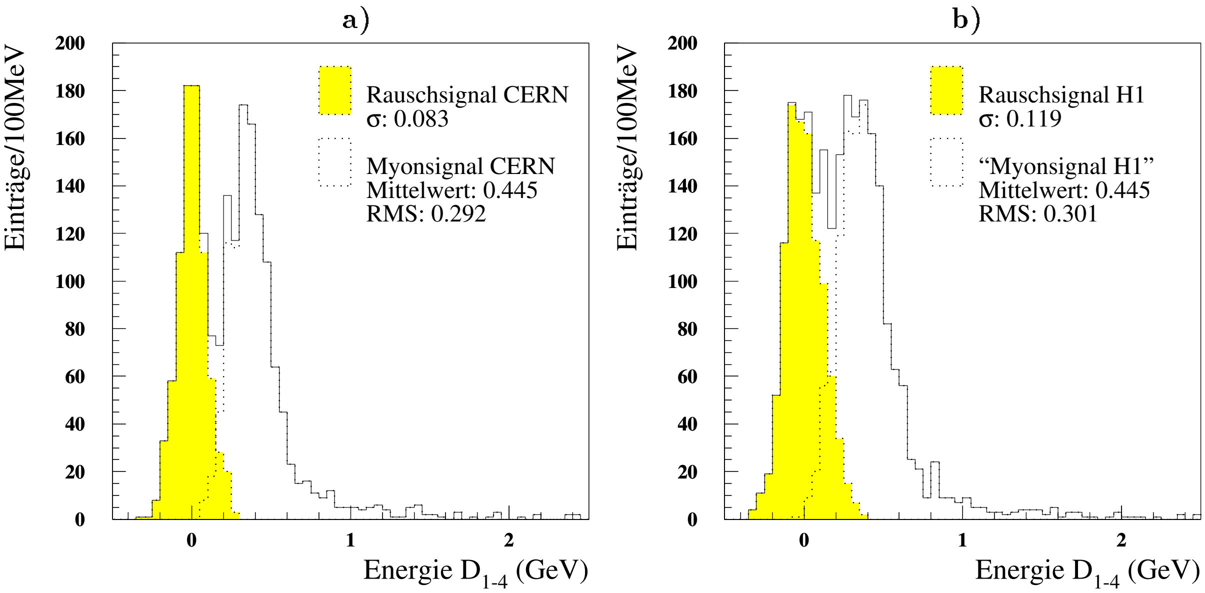


Abb. 5.12: **Rauschsignal- und Myonspektrum**
Rauschsignal- und Myonspektrum der CERN-Teststrahlmessung **a)** und am H1-Detektor **b)**. Der Rauschanteil im Myonsignal wurde entsprechend dem Rauschsignal-σ, das am H1-Detektor gemessenen wird, verbreitert.

sollten die Clusterenergien für die Kalibrationsenergien von 5 GeV und 30 GeV exakt der nominellen Strahlenergie entsprechen. Da die Konfiguration der Module am Teststrahl nicht die Messung von 9 Modulen ermöglicht, wurde die Clusterenergie in 9 Modulen aus der Messung an 6 Modulen, für die Module 2 bzw. 5 als zentrale Module entsprechend der Anordnung in Abb. 5.2, aus der Summe der folgenden Modulenergien bestimmt:

$$\begin{array}{lcll} \text{DESY} & - & \text{Modul 2} & : \; E_2 + E_1 + E_3 + 2E_5 + 2E_4 + 2E_6 \\ \text{DESY} & - & \text{Modul 5} & : \; E_5 + E_4 + E_6 + 2E_2 + 2E_1 + 2E_3 \\ \text{CERN} & - & \text{Modul 2} & : \; E_2 + 2E_3 + 2E_5 + 2E_4 + 2E_6 \\ \text{CERN} & - & \text{Modul 5} & : \; E_5 + E_4 + E_6 + 2E_2 + 4E_3 \end{array} \tag{5.4}$$

Mögliche Positionsfehler, die eine unsymmetrische Energieverteilung in den Nachbarmodulen hervorrufen würden, wurden durch die Summation über alle Nachbarmodule, ausgeglichen.

Nach der Korrektur der Energien liegen die Clusterenergien - wie erwartet - in der Nähe der nominellen Strahlenergie. Die gemessene Kalibrationsenergie der CERN-Teststrahlmessung liegt exakt bei 30 GeV, die der DESY-Messung bei 4.98 GeV, also ca. 0.5% unter 5 GeV. Dies liegt darin begründet, daß der Energiescan bei DESY erst nach den Kalibrationsmessungen bei DESY, durch die die Energie festgelegt wird, durchgeführt wurde und sich die Langzeitänderung der Signalstabilität bemerkbar macht. Abb. 5.18 zeigt die Änderung der Energie der Referenz-Module über die gesamte Meßperiode der Teststrahlmessungen bei DESY. Die Abweichung der über alle nominellen Energien gemittelten Modul- bzw. Clusterenergie von der nominellen Energie liegt bei -3.14% bzw. +0.12%. Longitudinales Leakage

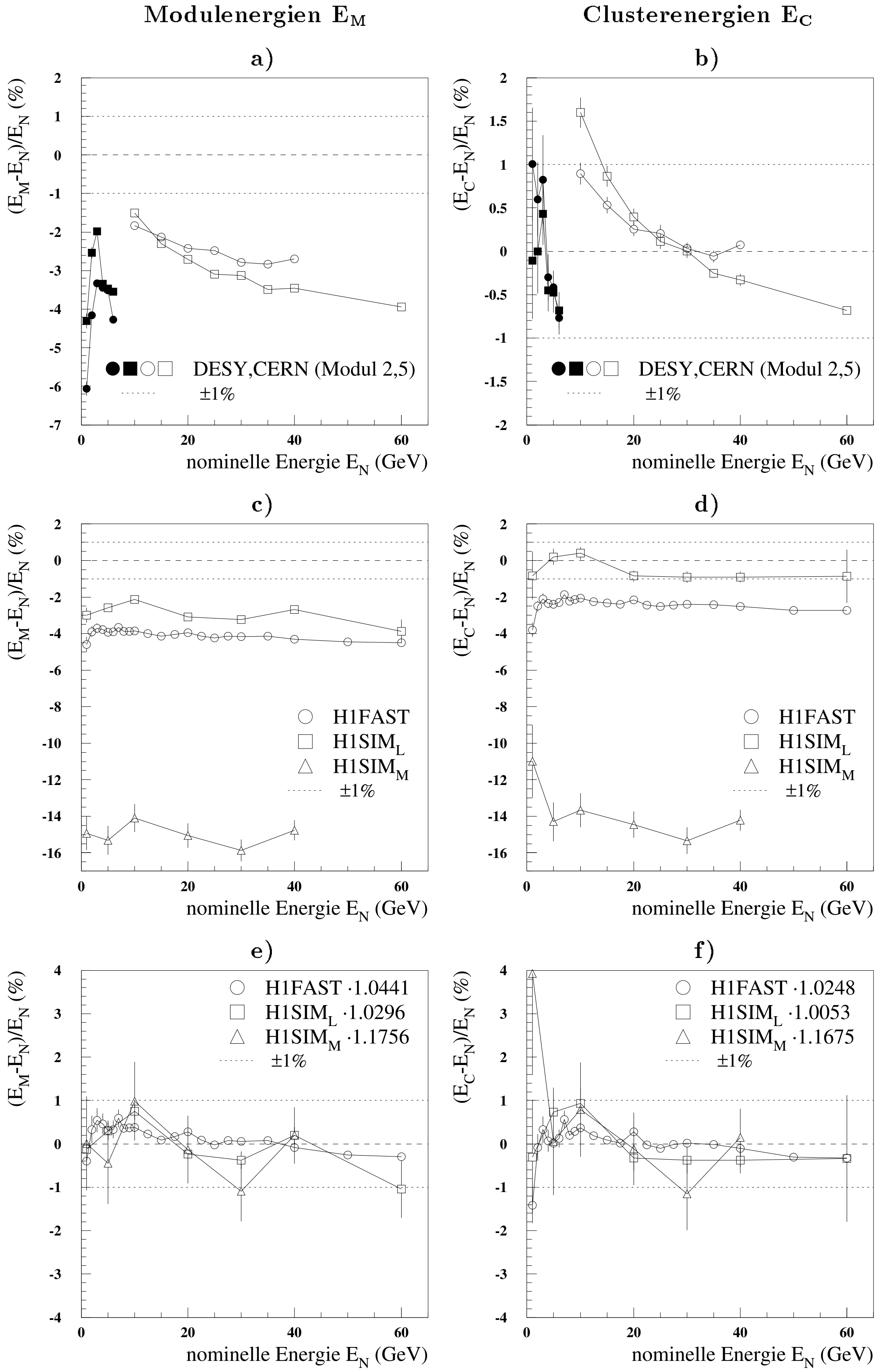


Abb. 5.13: **Energielinearität für Elektronen - Vergleich: Teststrahlmessung - Simulation**

E_N ist die nominelle Strahlenergie, E_M die Modulenergie und E_C die Clusterenergie in 9 Modulen, die für die Teststrahlmessungen nach Gl. 5.4 berechnet wurde. Für weitere Erklärungen siehe Text.

wurde bei der Korrektur der Teststrahl- und Monte-Carlo-Energien nicht berücksichtigt. Die Clusterenergien liegen mit Ausnahme einer CERN-Messung bei 10 GeV innerhalb von ±1% um die nominelle Energie.
Die entsprechenden Ergebnisse für die Modul- und Clusterenergien der Simulationen mit $\mathrm{H1SIM_L}$, $\mathrm{H1SIM_M}$ und H1FAST sind ohne Skalierung in Abb. 5.13 c) und d) und nach Skalierung auf die nominelle Energie, gemittelt über alle Energien, in Abb. 5.13 e) und f) dargestellt. Für die Clusterenergie der Simulation mit $\mathrm{H1SIM_L}$ ist die geringste Abweichung von 0.53% von der nominellen Energie festzustellen. Diese Abweichung läßt sich durch longitudinales Leakage erklären. Nach Skalierung liegen die Clusterenergien der $\mathrm{H1SIM_L}$- und H1FAST-Simulationen ebenfalls in einem Bereich von ±1% um die nominelle Energie.

Energieauflösung In Abb. 5.14 ist die gemessenen und simulierte Energieauflösung eines einzelnen Moduls bei senkrechtem Einschuß in das Zentrum des Moduls für den insgesamt untersuchten Energiebereich von 1-60 GeV in a) und für einen vergrößerten Bereich zwischen 5-30 GeV in b) dargestellt.
An die gemessenen und simulierten Daten wurde die Funktion

$$\frac{\sigma(\mathrm{E})}{\mathrm{E}} = \sqrt{\left(\frac{\mathrm{P_1}}{\sqrt{\mathrm{E}}}\right)^2_{\mathrm{Sampl}} + \left(\frac{\mathrm{P_2}}{\mathrm{E}}\right)^2_{\mathrm{Rausch}} + (\mathrm{P_3})^2_{\mathrm{Konst}}} \tag{5.5}$$

angepaßt, die sich als quadratische Summation des Samplingterms $\frac{\mathrm{P_1}}{\sqrt{\mathrm{E}}}$, der die Samplingfluktuationen beschreibt, die durch den Aufbau des Moduls bzw. der Samplingschichten vorgegeben sind, des Rauschterms $\frac{\mathrm{P_2}}{\mathrm{E}}$, der den Einfluß des elektronischen Rauschens auf die Energieauflösung berücksichtigt und eines konstanten Terms $\mathrm{P_3}$, durch den Kalibrationsfehler, Leakage und Inhomogenitäten berücksichtigt werden, zusammensetzt. Abschätzungen, die für den Samplingterm aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmt wurden [AMA81], führen zu dem Ausdruck:

$$\left(\frac{\sigma(\mathrm{E})}{\mathrm{E}}\right)_{\mathrm{Sampl}} \cong 3.2\% \sqrt{\frac{\mathrm{E_c} \cdot \mathrm{t}}{\mathrm{f}(\mathrm{E_{Cut}}) \cos(\frac{21.1\,\mathrm{MeV}}{\pi \mathrm{E_c}}) \cdot \mathrm{E}}} \tag{5.6}$$

$\mathrm{E_c}$ ist die kritische Energie in MeV, die für den Blei-Absorber des BEMC bei Werten zwischen 6.7-9.6 MeV liegt - siehe Tab. 3.4, und für die ein Wert von 8.8 MeV für die weitere Berechnung verwendet wurde.[22] f(Cut) ist eine Funktion der minimalen Energie $\mathrm{E_{Cut}}$, bei der ein Teilchen im Szintillator noch ein Signal erzeugt. Für $\mathrm{E_{Cut}} = 1 - 1.5\,\mathrm{MeV}$ folgt f≈ 0.7. Die Dicke einer Samplingschicht in $\mathrm{X_0}$, die für das BEMC bei ca. 0.44 liegt, geht als t in die Formel ein.
Für das BEMC folgt dann:

$$\left(\frac{\sigma(\mathrm{E})}{\mathrm{E}}\right)_{\mathrm{Sampl}} \cong 13.4\% \sqrt{\frac{\mathrm{t}}{\mathrm{E}}} \cong \frac{8.8\%}{\sqrt{\mathrm{E}}} \tag{5.7}$$

Die freie Anpassung der Funktion von Gl. 5.5 an die Meßdaten und die simulierten Daten zeigt im Rahmen des Fehlers eine gute Übereinstimmung mit diesem Wert für den

---

[22] In H1FAST wird eine effektive kritische Energie von 8.8 MeV für das BEMC angenommen.

Samplingterm.[23] Unterschiede zwischen den Parametern der gemessenen und simulierten Daten treten dann allerdings beim Rauschterm auf, der für die gemessenen Daten um ca. 51% höher ist als der entsprechende Simulationswert von P_2=7.9 (79 MeV), der nur die Anpassung der Rauschsignalbreiten der Simulation/Rekonstruktion an die Teststrahlergebnisse - siehe Abb. 5.7 - wiedergibt. Wird an die gemessenen Werte eine Funktion mit festem Rauschterm von P_2=8.5 (85 MeV) angepaßt, so zeigt sich eine deutliche Änderung des Samplingterms P_1 - siehe Abb. 5.14. In Abb. 5.14 b) sind zusätzlich zu den angepaßten Kurven auch die Kurven eingezeichnet, die sich bei einer Vergrößerung des Rauschterms um den Faktor 1.5, der durch den Wechsel vom bi- zum unipolaren Shapeverstärker auftritt, ergeben - siehe Abb. 3.8 bzw. Kap. 4.4. Insgesamt ist die Übereinstimmung der Energieauflösungskurven aus der Anpassung an die gemessenen bzw. simulierten Daten gut. Die Übereinstimmung zwischen gemessenen Daten und H1FAST-Simulationen kann allerdings verbessert werden, wenn gegenüber den Daten um 51% vergrößerte Rauschterme in der Rekonstruktion der simulierten Daten angesetzt werden.

Für die Energieauflösung eines Clusters aus 9 Modulen wird - unkorreliertes Rauschen vorrausgesetzt[24] - erwartet, daß sich der Rauschterm P_2 um den Faktor $\sqrt{9} = 3$ erhöht. Für die Messungen mit den unipolaren Shapeverstärkern sollten sich dann für die Energieauflösung eines Clusters aus 9 Modulen bei der freien Anpassung der Daten nach Gl. 5.5 ein Wert von P_2=53.7 (537 MeV) bzw. bei fixiertem Rauschterm ein Wert von P_2=38.3 (383 MeV) ergeben.

Leakage In Abb. 5.15 a) und b) ist das absolute und relative transversale Leakage in die 8 Nachbarmodule des zentralen Moduls, in das senkrecht eingeschossen wurde, für gemessene und simulierte Daten dargestellt. Die Berechnung der Energie in den äußeren Modulen erfolgt entsprechend Gl. 5.4 mit:

$$\begin{array}{lclcl} \mathrm{DESY} & - & \mathrm{Modul}\ 2 & : & \mathrm{E}_1 + \mathrm{E}_3 + 2\mathrm{E}_5 + 2\mathrm{E}_4 + 2\mathrm{E}_6 \\ \mathrm{DESY} & - & \mathrm{Modul}\ 5 & : & \mathrm{E}_4 + \mathrm{E}_6 + 2\mathrm{E}_2 + 2\mathrm{E}_1 + 2\mathrm{E}_3 \\ \mathrm{CERN} & - & \mathrm{Modul}\ 2 & : & 2\mathrm{E}_3 + 2\mathrm{E}_5 + 2\mathrm{E}_4 + 2\mathrm{E}_6 \\ \mathrm{CERN} & - & \mathrm{Modul}\ 5 & : & \mathrm{E}_4 + \mathrm{E}_6 + 2\mathrm{E}_2 + 4\mathrm{E}_3 \end{array} \qquad (5.8)$$

Das transversale Leakage nimmt näherungsweise linear mit der Energie zu. Für das relative transversale Leakage folgen als Mittelwerte über alle Energien für die Teststrahlmessungen an jeweils zwei Modulen 3.4% und 3.2% für die DESY-Messungen und 3.2% und 2.8% für die CERN-Messungen. Entsprechende Werte für die Simulationen sind 1.7% für H1FAST, 2.2% für $\mathrm{H1SIM_L}$ und 0.6% für $\mathrm{H1SIM_M}$. Der unter Berücksichtigung der Fehler der Einzelwerte bestimmte Mittelwert aller Teststrahlmessungen liegt bei 3.0(2)%. Der Unterschied zwischen dem Wert für das Leakage am Teststrahl und das $\mathrm{H1SIM_L}$- bzw. H1FAST-Leakage beträgt 0.8% bzw. 1.3%. Die longitudinale Schauerausdehnung wird demnach von den Monte-Carlo-Simulationen unterschätzt.

In Abb. 5.15 c) und d) ist die absolute und relative Energie $E_{D5,6}$ im Vergleich mit Monte-Carlo-Simulationen dargestellt. Da die Spektren der $E_{D5,6}$-Energien keine gaußförmige

---

[23] In H1FAST wird für die Schauerparametrisierung ein Wert von 8.53% für den Samplingterm verwendet - siehe BOS-Bank GFCP.

[24] Das diese Voraussetzung berechtigt ist, zeigt Kap. 7.

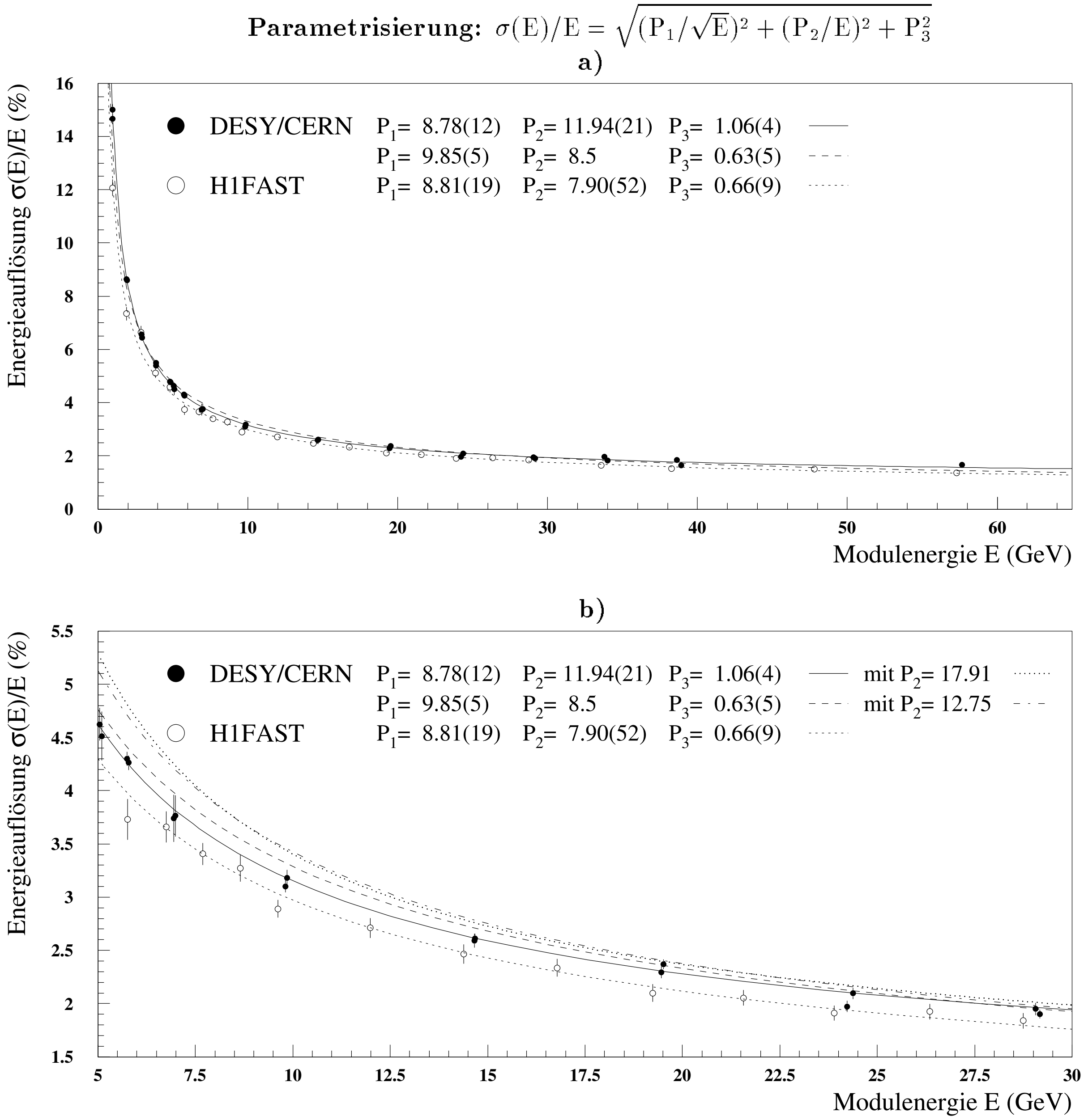


Abb. 5.14: **Energieauflösung für Elektronen - Vergleich: Teststrahlmessung - Simulation**

Energieauflösung der in einem Modul bei senkrechtem Einschuß in die zentrale Position gemessenen Energie für **a)** den Energiebereich von 1-60 GeV und **b)** den vergrößert dargestellten Energiebereich von 5-30 GeV.

An die gemessenen und simulierten Werte wurde die oben angegebene Parametrisierung angepaßt, wobei für die Meßdaten auch eine Anpassung mit einem konstanten Rauschterm von P_2=8.5 (85 MeV) durchgeführt wurde. In b) ist der Einfluß eines um einen Faktor 1.5 vergrößerten Rauschterms P_2 dargestellt, der aus dem Vergleich der Signal/Rauschverhältnisse bei Messungen mit Shapeverstärkern verschiedener Shapekonstante beim Übergang vom bipolaren Shapeverstärker (ca. 2 μs) zum unipolaren Shapeverstärker (ca. 0.5 μs) - siehe Kap. 3.3, Abb. 3.8, folgt.

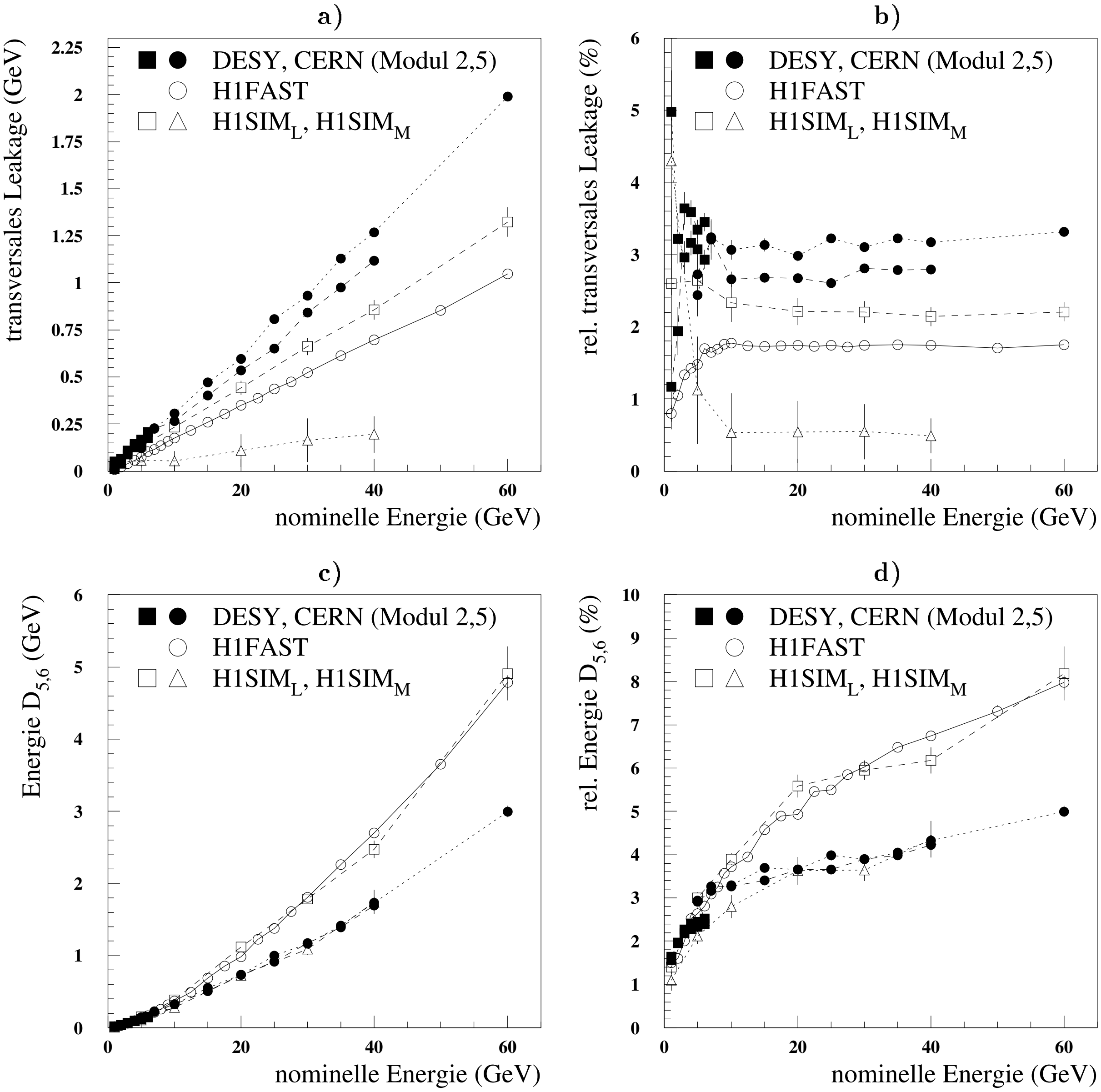


Abb. 5.15: **Transversales Leakage und Energiedeposition im hinteren Moduldrittel - Vergleich: Messung und Simulation**
Absolutes **a)** und relatives **b)** transversales Leakage in 8 Nachbarmodule bei zentralem Einschuß in Modul 2 bzw. 5.
Die Energie der 8 Nachbarmodule wurde aus der Messung an 6 Modulen für Modul 2 bzw. 5 als zentrales Modul - siehe Abb. 5.2 - aus Gl. 5.8 bestimmt.
Absolute **d)** und relative **e)** Energiedeposition $E_{D5,6}$ im hinteren Modulteil.
Die angegebenen Werte sind die Mittelwerte der Spektren und der als $\mathrm{RMS}/\sqrt{\mathrm{N}}$ berechnete Fehler der Mittelwerte bzw. daraus bestimmte Größen.

Form haben, sind die Mittelwerte der Verteilungen mit den RMS/$\sqrt{\mathrm{N}}$-Werten als Fehler angegeben. Entsprechend den Parametrisierungen des Schauerprofils, wie sie z.B. in der Simulation mit H1FAST verwendet werden, wird bei höherer Energie eine stärker als linear anwachsende Energiedeposition im hinteren Moduldrittel gemessen.[25] Der Vergleich zwischen Meßdaten und Simulation zeigt einen übereinstimmenden Anstieg für nominelle Energien $\leq 10\,\mathrm{GeV}$ und eine stärkere Zunahme der H1SIM$_\mathrm{L}$- und H1FAST-Simulation gegenüber den Teststrahlmessungen mit Abweichungen von bis zu 3% bei 60 GeV für größere Energien. In der Simulation wird die longitudinale Ausdehnung des Schauers im BEMC-Modul überschätzt.

Eine geometrische Abschätzung zur Bestimmung des Molière-Radius $\mathrm{R_m}$ mit dem aus den Teststrahlmessungen bestimmten transversalen Leakage eines Quadrat-Moduls von L(Q)=3% ist in Abb. 5.16 a) dargestellt. Innerhalb der Kreisflächen von $\mathrm{F(1R_m) = \pi R_m^2}$, $\mathrm{F(2R_m) = 4\pi R_m^2}$ und $\mathrm{F(3R_m) = 9\pi R_m^2}$ sind 90%, 95% bzw. 99% der Schauerenergie enthalten, d.h. für das Leakage außerhalb von $\mathrm{2R_m}$ bzw. $\mathrm{3R_m}$ gilt $\mathrm{L(2R_m)}$=5% und $\mathrm{L(3R_m)}$=1%. Mit dem gemessenen Leakage des Quadrat-Moduls von L(Q)=3% folgt unter Berücksichtigung der Fläche des Quadrat-Moduls F(Q) für die Näherung einer Gleichverteilung der Schauerenergie in der Fläche $\mathrm{F(3R_m\text{-}2R_m)}$ aus

$$\mathrm{L(Q) = 3\% \approx L(2R_m) - \frac{F(Q - 2R_m)}{F(3R_m - 2R_m)} \cdot L(2R_m - 3R_m)} \tag{5.9}$$

für $\mathrm{R_m}$ ein Wert von 3.3 cm, was dem ein Molière-Radius Mittelwert, der in Tab. 3.4 angegebenen Werte 2.77 cm bzw. 3.81 cm entspricht. Fehler, die in diese Berechnung eingehen, sind die nicht gleichförmige Energieverteilung, die z.T. durch die ebenfalls nicht gleichförmige Verteilung der schattierten Fläche $\mathrm{F(Q\text{-}2R_m)}$ in Bezug auf $\mathrm{F(3R_m\text{-}2R_m)}$ in Abb. 5.16 a) kompensiert wird, sowie der Streuung des Leakage aus dem Vergleich der Messung an den verschiedenen Modulen von 2.8%-3.4% - siehe Abb. 5.15. Insgesamt wird der Fehler der geometrischen Bestimmung von $\mathrm{R_m}$ auf 0.2 cm geschätzt. Abb. 5.16 b) zeigt das für $\mathrm{R_m} = 3.3\,\mathrm{cm}$ berechnete Leakage aus einem Modul bei verschiedenen Einschußpunkten in einem Raster von 2 cm, die den Einschußpunkten des in Kap. 5.4.4 beschriebenen Ortsscans entsprechen. Für die Berechnung des Leakage wurde zunächst eine Parametrisierung der Energiedeposition als Funktion von $\mathrm{R_m}$ durchgeführt, die die Werte für 1, 2 und 3 $\mathrm{R_m}$ gut beschreibt. Für den gewählten Einschußpunkt wird dann für $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ in Schritten von $\Delta\phi = 0.5^\circ$ jeweils der Abstand zur Modulgrenze und das damit verbundene Leakage bestimmt und dieser Wert durch die Anzahl der ϕ-Schritte geteilt. Man erhält dann den über die Parametrisierung von $\mathrm{R_m}$ berechneten und über alle Richtungen im Modul gemittelten Wert für das Leakage.[26] Das entsprechende Ergebnis der Teststrahlmessungen - siehe Kap. 5.4.4 und Abb. 5.23 - ist in Abb. 5.16 c) dargestellt. Die hier dargestellten Werte, die auf ein Leakage von 3% für den zentralen Einschußpunkt normiert wurden, kennzeichnen das Leakage und die verbleibenden Inhomogenität der Module. Die Übereinstimmung der mit $\mathrm{R_m}$ berechneten und gemessenen Werte - siehe Abb. 5.16 b) und

---

[25] Eine Parametrisierung des longitudinalen Schauerprofils aus [GRI87] ist $\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}} = \mathrm{E}\frac{\mathrm{x}^{\alpha-1}}{\Gamma(\alpha)}\exp(-\mathrm{x})$ mit $\mathrm{x} = \beta\frac{\mathrm{s}-\mathrm{s_0}}{\mathrm{X_0}}$, wobei $\mathrm{s}-\mathrm{s_0}$ die Schauertiefe und $\mathrm{X_0}$ die Strahlungslänge (jeweils in cm) ist. Γ ist die Gammafunktion. Für α und β folgt: $\alpha = 2.314 + 0.549\ln\mathrm{E}$, $\beta = 0.404 + 0.015\ln\mathrm{E}$.

[26] Eine Beschreibung der verwendeten Parametrisierung und die Anwendung dieses Verfahrens zur Berechnung des transversalen Leakage der nichtquadratischen Module ist in [PIC94] zu finden.

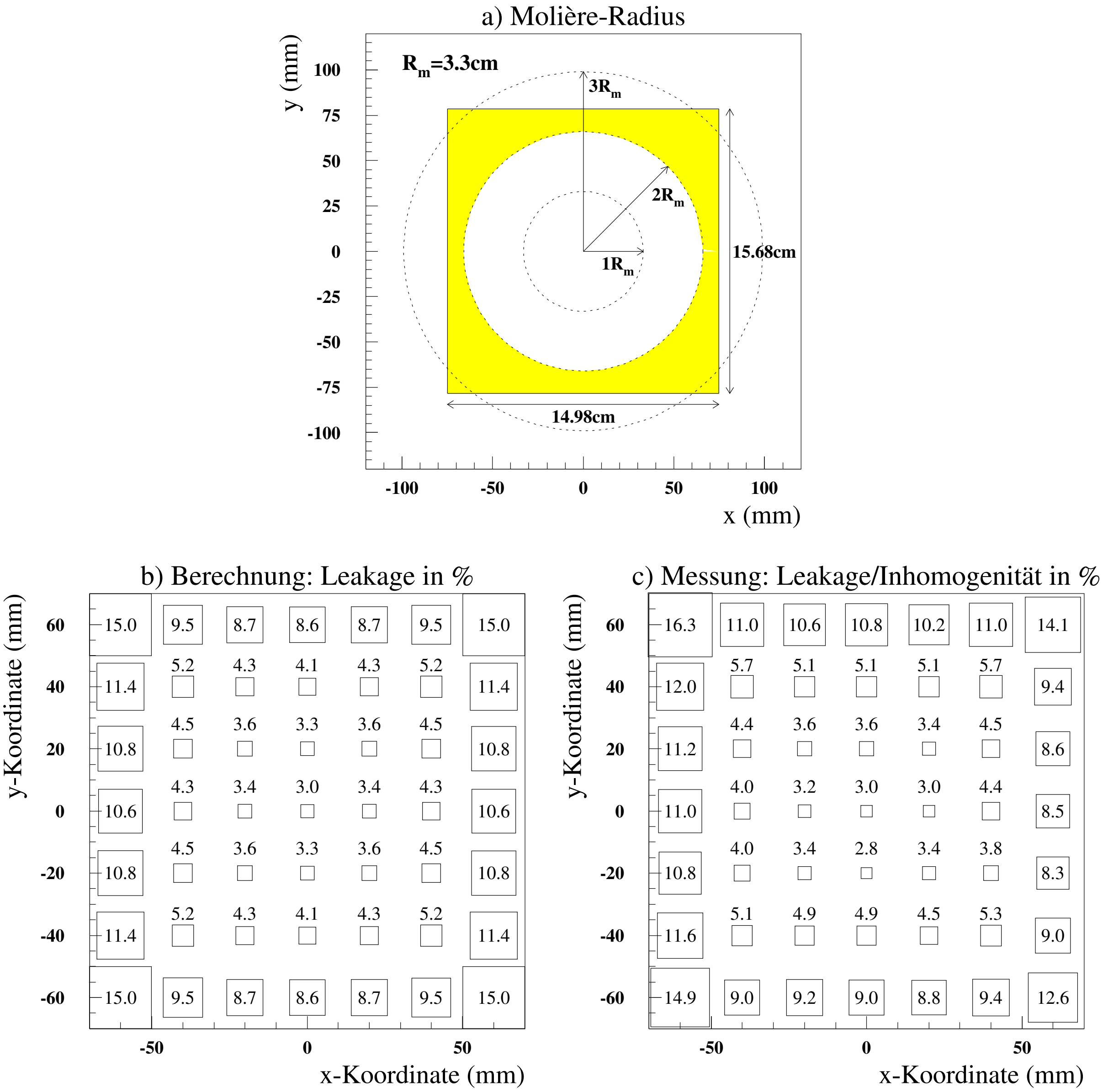


Abb. 5.16: **Abschätzung des Molière-Radius des BEMC**

Aus dem transversalen Leakage von 3%, das aus den Teststrahlmessungen bestimmt wurde - siehe Abb. 5.15 b), folgt mit einer geometrischen Abschätzung - siehe **a)** - ein Molière-Radius des BEMC von $R_m = 3.3\,\text{cm}$. Die Maße des Moduls beziehen sich auf die vorderen Samplingschichten - siehe Tab. 3.3. Mit $R_m = 3.3\,\text{cm}$ folgt das in **b)** angegebene Leakage für ein Ortsscan-Raster im Abstand von 2 cm um den Mittelpunkt des Quadrat-Moduls. In **c)** ist das Ergebnis des Leakage inklusive der verbleibenden Inhomogenität der entsprechenden Teststrahlmessung - siehe Kap. 5.4.4 bzw. Abb. 5.23 - dargestellt. Das Leakage für den zentralen Einschußpunkt wurde dabei auf 3% normiert.

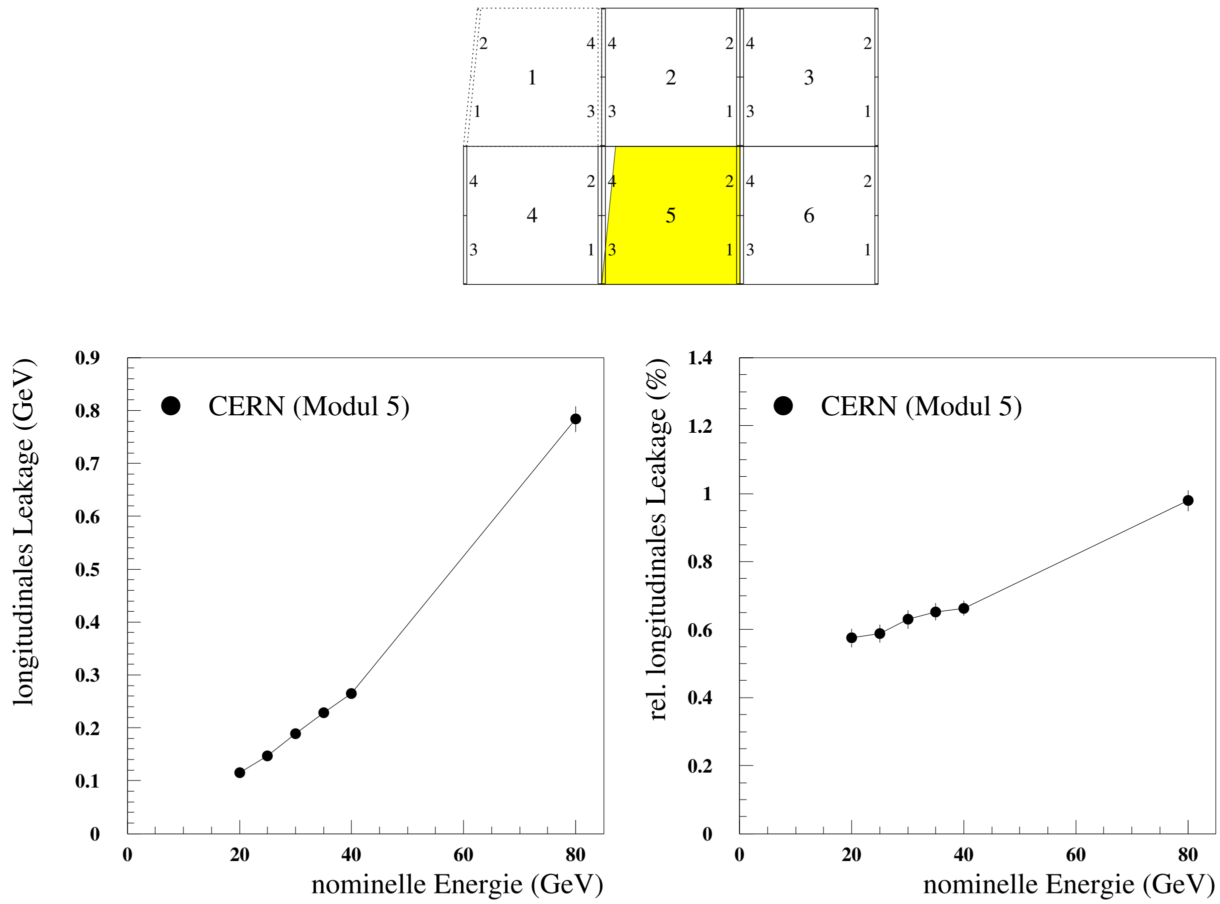


Abb. 5.17: **Longitudinales Leakage - CERN-Teststrahlmessung**
Absolutes **a)** und relatives longitudinales Leakage **b)** in Modul 5, bei zentralem senkrechten Einschuß in Modul 1. Modul 1 wurde für diese Messung direkt vor Modul 5 positioniert. Die angegebenen Werte sind die Mittelwerte der Spektren und der als RMS/$\sqrt{\mathrm{N}}$ berechnete Fehler der Mittelwerte.

c) - ist für alle Einschußpunkte $\leq 2.5\%$ und bei Vernachlässigung der Randpunkte $\leq 1\%$. Abb. 5.17 a) und b) zeigt das Ergebnis von Messungen des longitudinalen Leakage als Funktion der nominellen Energie, die am CERN-Teststrahl durchgeführt wurden. Modul 1 wurde dabei direkt vor Modul 5 positioniert und mit Elektronen zwischen 20 GeV und 80 GeV zentral in Modul 1 eingeschossen. Als Ergebnis ist eine zwischen 20 GeV und 40 GeV näherungsweise lineare und dann eine überproportionale Zunahme des longitudinalen Leakage festzustellen. Insgesamt liegt das longitudinale Leakage für Energien ≤ 40 GeV um 0.6%.

5.4.3 Langzeitstabilität der Signale von 5 GeV-Elektronen

Die Langzeitstabilität wurde am DESY-Teststrahl durch wiederholte Pedestal-Messungen, durch die die elektronische Stabilität beschrieben wird, und durch Referenzmessungen mit 5 GeV bei zentralem Einschuß in die Module 1,2,3,4 und 6, die in regelmäßigen Abständen innerhalb der Meßperiode durchgeführt wurden, untersucht. Abb. 5.18 a) zeigt als Ergebnis der Pedestal-Messungen eine gute Stabilität des Rauschsignal-σ's und damit der Elektronik über einen Meßzeitraum von ca. 6 Wochen (Run 200-1800). Abb. 5.18 b) und c) zeigen die Änderung der absoluten Höhe der Energie und der Energieauflösung bei 5 GeV, die in den Referenz-Modulen während einer Zeitspanne von ca. 6 Wochen gemessen wurden.
Bei der absoluten Energie der Referenz-Module, die für diese Darstellung nicht in Bezug auf das transversale Leakage korrigiert wurde, ist eine systematische Abnahme innerhalb der Meßperiode von 35 Tagen festzustellen, die 0.4%-1.1% für die einzelnen Referenz-Module bzw. gemittelt für alle Module 0.88(3)% beträgt. Die Ursache dieser Signalabnahme ist z.T. durch die Alterung der Szintillatoren und Wellenlängenschieber, die für diesen Zeitraum bei ca. 0.4% liegt, zu erklären.[27] Die geringste Signalabnahme von 0.4% ist bei Modul 2 festzustellen, das als einziges Modul eine Orientierung mit senkrecht stehenden Wellenlängenschiebern hatte - siehe Abb. 5.2. Die größten Signalabnahmen wurde mit 0.9% für Modul 1 und 1.1% für Modul 3 gemessen. Es ist daher anzunehmen, daß die Abnahme der Signalhöhe zusätzlich durch die Druckbelastung auf die horizontal liegenden Wellenlängenschieber hervorgerufen wird. Dieser Druckeffekt wird für die 1993 mit dem BEMC aufgenommenen Daten durch Untersuchungen der Energieverteilung in den Modulen bestätigt. Die Analyse der Schauerschwerpunkte, die aus der Energieverteilung in den Dioden der Module bestimmt werden, zeigt für Module mit horizontal liegenden Wellenlängenschiebern eine systematische Verschiebung bis ca. 1 cm [REI94].
Die Schwankung der absoluten Energien und der Energieauflösung der Referenz-Module liegt für die Meßperiode innerhalb von ±1% bzw. ±3%.

5.4.4 Analyse eines Ortsscans mit 5 GeV-Elektronen

Bei den DESY-Teststrahlmessungen wurde die Abhängigkeit der Energie bei senkrechtem Einschuß in Modul 4 in verschiedenen Positionen eines 2 cm-Rasters gemessen (Ortsscan). Da für die Analyse des Ortsscan nur die relativen Energien von Bedeutung sind, wurde keine Korrektur in Bezug auf das transversale Leakage in die Nachbarmodule durchgeführt. Abb. 5.19 a) und b) zeigt die Abhängigkeit der von den Dioden 1-4 gemessenen Energie für den zentralen y- bzw. x-Scan. Durch die einfache Symmetrie des Quadrat-Moduls ist aus den gemessenen Energien zu erkennen, daß die y-Position um 2.5 mm zu hoch eingestellt war. Der zentrale Einschußort muß beim Schnittpunkt der in Abb. 5.19 a) gezeigten Kurven liegen. Eine detailliertere Analyse hat gezeigt, daß auch die x-Position nicht exakt eingestellt war. Alle Energien wurden durch lineare Interpolation der gemessenen Werte um y-2.5 mm und x+3.0 mm korrigiert. Für den in Abb. 5.19 b) gezeigten zentralen x-Scan, bei dem die Einschußorte auf der Grenze zwischen Diode 3 und 4 und Diode 1 und 2 liegen, zeigt sich die Wirkung der Korrektur in einer Angleichung der Energien von Diode

---

[27] Die Annahme einer Signalabnahme durch Alterung der Szintillatoren und Wellenlängenschieber um ca. 0.3%/Monat wird durch Untersuchungen zur Änderung der Absolut-Kalibration der BEMC-Module bestätigt [HÖL94].

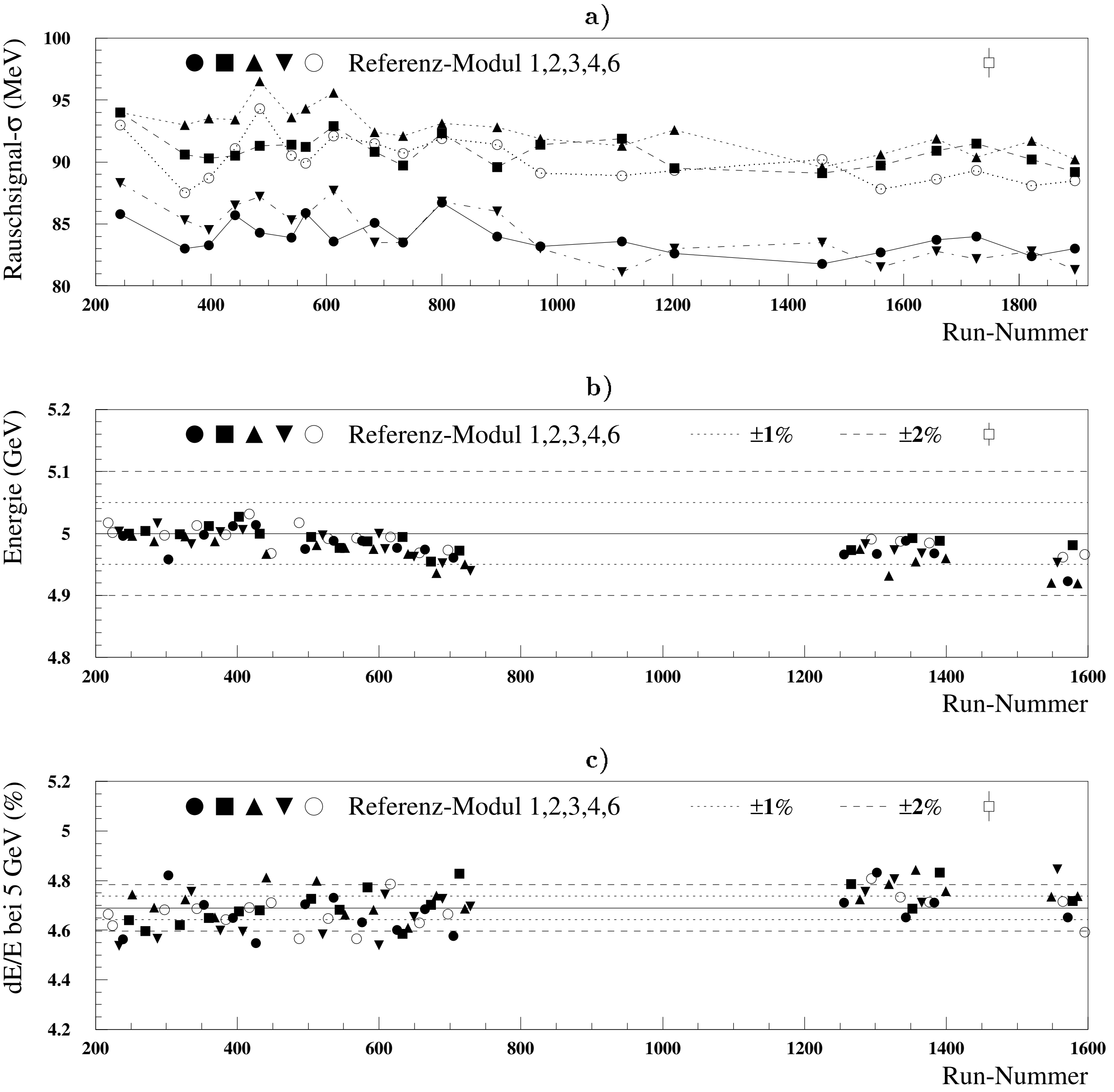


Abb. 5.18: **Langzeitstabilität der Signale der Referenz-Module - DESY-Teststrahlmessung**
a) Langzeitstabilität der Rauschsignal-σ's
b) Energie der 5 GeV-Referenzmessungen
c) Energieauflösung der 5 GeV-Referenzmessungen
Die angegebenen Werte sind die Fit-Ergebnisse der Anpassung von Gaußfunktionen an die Spektren bzw. daraus bestimmte Größen. Die in b) bzw. c) angegebenen Energien wurden nicht in Bezug auf das transversale Leakage korrigiert. Die Größenordnung der Fehler der Messungen ist exemplarisch angegeben.

3 und 4 und Diode 1 und 2 und in einem spiegelsymmetrischen Verhalten bezüglich der x-Achse. In Abb. 5.19 ist die starke Ortsabhängigkeit der Energiesignale des y-Scans (Faktor 4.9), gegenüber einer nur schwachen Ortsabhängigkeit der Energiesignale des x-Scans (Faktor 1.4) zu erkennen, die für die Kalibrationsmessungen an den Quadrat-Modulen ausgenutzt wurde - siehe Kap. 3.4.3. Die Einschußorte der Kalibrationsmessungen an den Quadrat-Modulen sind in Abb. 5.19 a) und in dem oberen Bild bei y=-35 mm y=0 mm und y=+35 mm eingezeichnet.

Abb. 5.20 zeigt die Summenenergie von Modul 4 und den benachbarten Modulen für die verschiedenen Einschußorte. Das Leakage von Energie in die benachbarten Module 5 und 1 ist bei den Randscans bei x=100 mm und y=20 mm besonders ausgeprägt. Um das Leakage aus dem Modul als Funktion des Einschußortes bestimmen zu können, ist in Abb. 5.21 a) die Summenenergie der Module 4,5,2 und 1 und in b) das prozentuale Leakage, bezogen auf die größte Summenenergie von 5.13 GeV bei x=120 mm und y=60 mm, dargestellt. Aus den Energien ist ersichtlich, daß bezüglich der im Modul deponierten Energie keine Korrektur auf die Clusterenergie von 5 GeV durchgeführt wurde. Dies zeigt sich an maximalen Energiewerten, die ca. 2-3% über der nominellen Energie von 5 GeV liegen. Für die Einschußorte im linken unteren Viertel von Modul 4 ($x \leq 160$ mm, $y \leq 80$ mm), das durch die Nachbarmodule gegen transversales Leakage abgesichert ist, ergibt sich eine Fluktuation der Signalhöhe von $\leq 2.5\%$, die auf verbleibende Inhomogenitäten und Verluste in den Cracks der Wellelängenschieber bzw. der Modulgrenzen zurückzuführen sind. Das größte Leakage von 13.3% wurde, wie zu erwarten, für den Einschußort x=220 mm und y=140 mm gemessen, wo keine Nachbarmodule vorhanden sind.

Abb. 5.22 zeigt die Verteilung der Energien auf die Dioden im Modul bei den verschiedenen Einschußorten. Die Energien der Einzeldioden zeigen eine Überhöhung vor den Dioden um den Faktor 1.81(4) bezogen auf die Energie bei zentralem Einschuß. Der dynamische Bereich der Energien, die in den Einzeldioden für verschiedene Einschußpunkte registriert werden, liegt bei 6.7(2).

Abb. 5.23 a) und b) zeigen den Vergleich des Einzeldioden- und Modulsignals von Labormessungen, bei denen UV-Licht an definierten Orten in die Szintillatorplatte eingekoppelt wurde [EIS90], [ESC91].[28] Bei Vernachlässigung der Randpunkte zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den Laborwerten, wobei allgemein die relativen Signalhöhen aus den Teststrahlmessungen geringer sind, als die aus den Labormessungen bestimmten Werte. Die Übereinstimmung mit den Laborwerten der Modulenergie wird sehr viel besser, wenn man das Energie-Leakage des Moduls, das in Abb. 5.23 c) dargestellt ist, korrigiert. Das Energie-Leakage des Moduls wurde als die im Modul fehlende Energie bezogen auf die Maximalenergie im Modul von 4.98 GeV bei x=160 mm und y=60 mm berechnet - siehe auch Abb. 5.20 b). Für alle Einschußorte ergibt sich eine maximale Abweichung gegenüber den Laborwerten von 4.1%, die bei Vernachlässigung der Randpunkte sogar nur 1.4% beträgt. Die Übereinstimmung der beim Ortsscan gemessenen Modulenergie mit den Lichtsammeleffizienzen aus den Labormessungen mit UV-Licht ist, bei Berücksichtigung des Leakage von Energie, sehr gut. Die größeren Abweichungen an den Randpunkten sind möglicherweise auf den Unterschied zwischen der punktförmigen Einstrahlung des

---

[28] Der Vergleich bezieht sich auf die in [ESC91] im Anhang auf Seite 80 angegebenen Lichtsammeleffizienzen aus Messungen an einer quadratischen Szintillatorplatte mit optimiertem Reflektorpapier. Die Werte der Lichtsammeleffizienzen wurden entsprechend des Ortsscan-Rasters interpoliert.

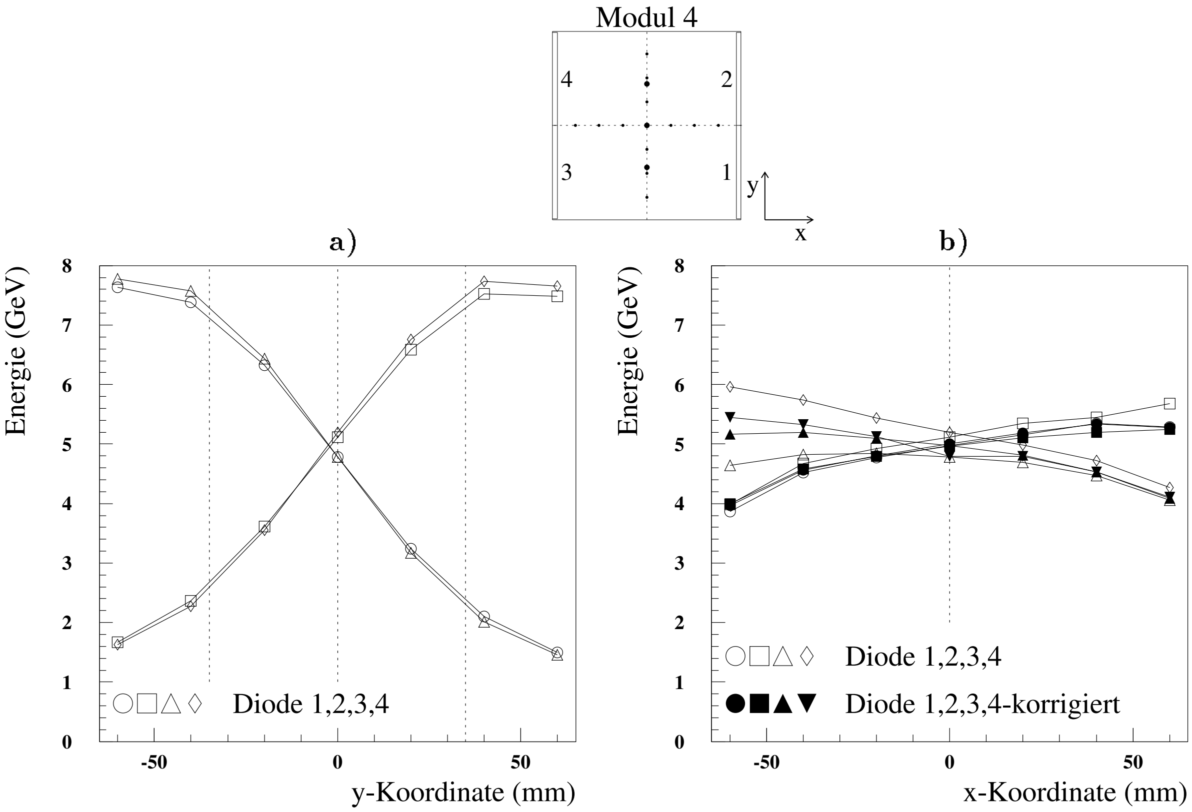


Abb. 5.19: **Ortsscan Modul 4 - Vergleich der zentralen x- und y-Scans** Für den zentralen y-Scan **a)** und x-Scan **b)** ist die Energieverteilung in den Dioden 1-4 dargestellt. Aus dem Schnittpunkt der Linien in **a)** wird deutlich, daß die Position beim Ortsscan um 2.5 mm zu hoch war. Als Folge der falschen Position zeigt sich auch ein asymmetrisches Verhalten der Signale für Diode 3 und 4 und 1 und 2 in den Werten des x-Scans. Eine genauere Analyse ergab auch eine Verschiebung der x-Position um -3.0 mm. Für den x-Scan sind die Energien nach linearer Interpolation der Meßwerte, entsprechend den Korrekturen y-2.5 mm und x+3.0 mm, eingezeichnet.

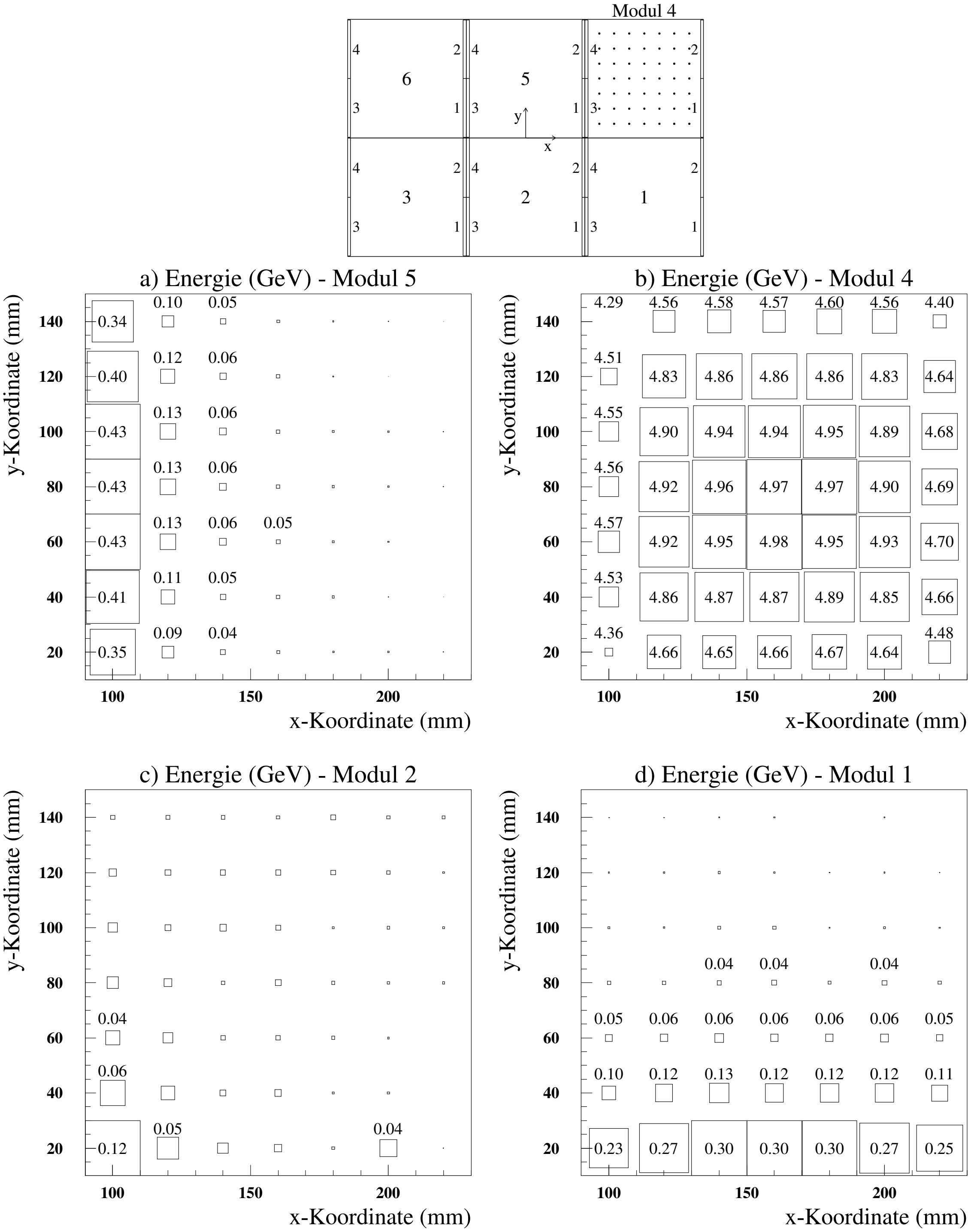


Abb. 5.20: **Ortsscan Modul 4 - Verteilung der Modulenergien**
Für den Ortsscan an Modul 4 sind die gemessenen Energien in Modul 4, sowie die Energien der angrenzenden Module 5, 2 und 1 als Funktion des Auftreffortes der Elektronen dargestellt. Die Anordnung der Module ist oben abgebildet. Separat für jedes Modul ist die Größe der Quadrate ein Maß für die Energie (kleinste Energie ohne Quadrat, größte Energie volles Quadrat in Bin-Größe). Für Energien ≥ 50 MeV sind die Energiewerte in GeV in der Abbildung aufgeführt. Die Einschußorte sind in einem 2 cm Raster um die Modulmitte von Modul 5 angeordnet.
Die Werte wurden entsprechend der Positionsverschiebung von y-2.5 mm und x+3.0 mm durch lineare Interpolation korrigiert.

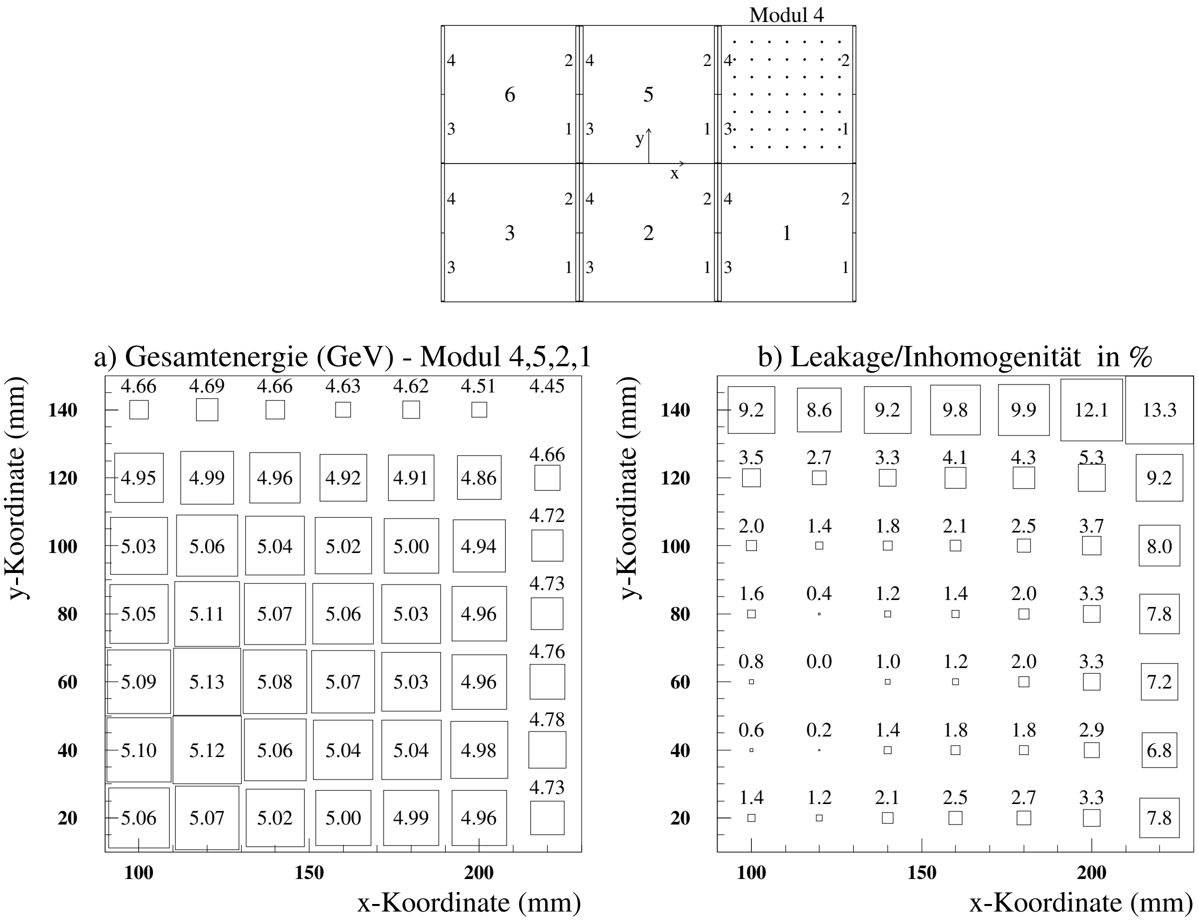


Abb. 5.21: **Ortsscan Modul 4 - Summenenergie**

Für den Ortsscan an Modul 4 ist in **a)** die Summenenergie der Module 4, 5, 2 und 1 dargestellt und in **b)** das Leakage in % bezogen auf die maximale Gesamtenergie von 5.13 GeV bei x=120 mm und y=60 mm in den Modulen. Die verbleibende Inhomogenität der Signale über die Modulfläche ist in **b)** enthalten.

Die Werte wurden entsprechend der Positionsverschiebung von y-2.5 mm und x+3.0 mm durch lineare Interpolation korrigiert.

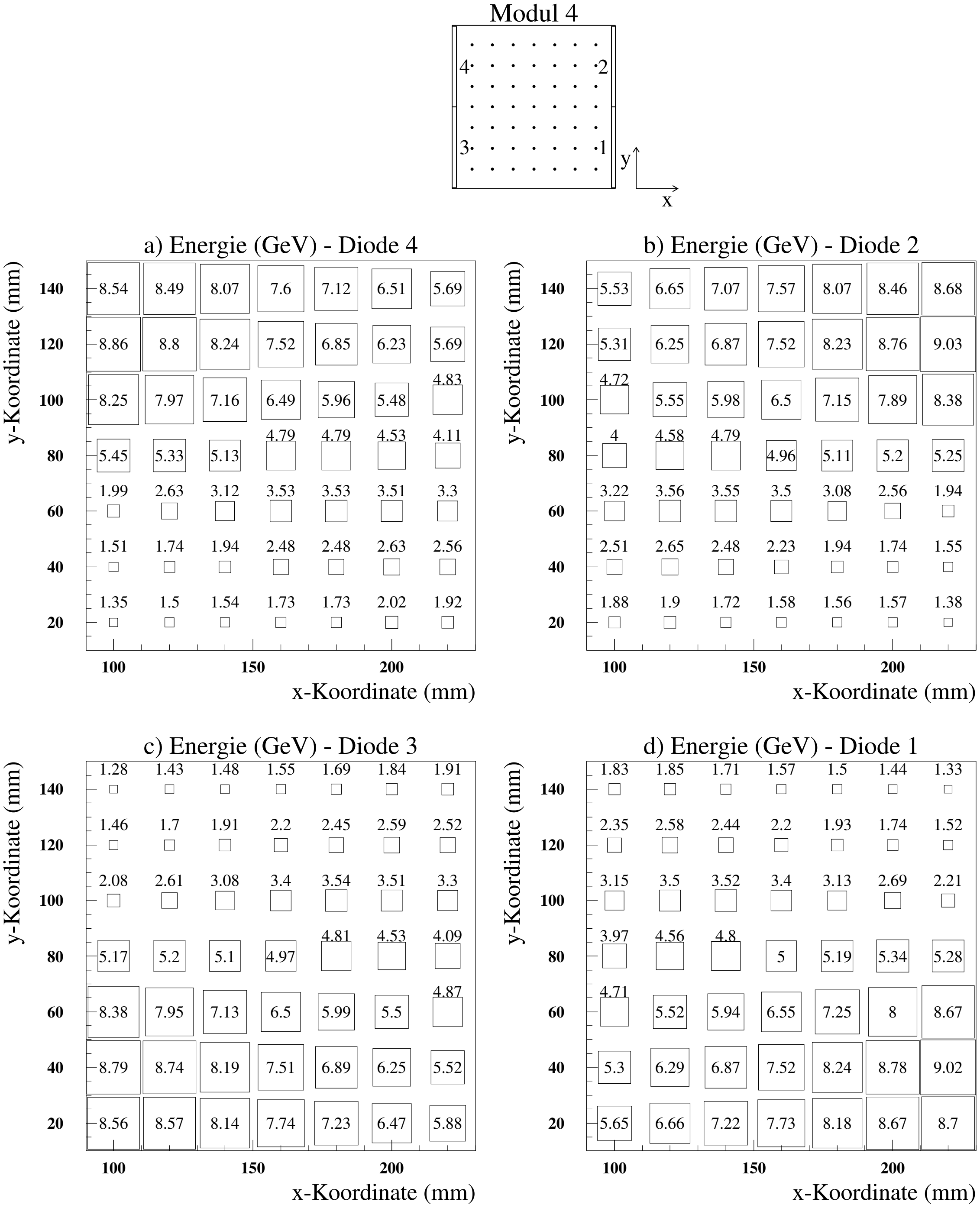


Abb. 5.22: **Ortsscan Modul 4 - Verteilung der Diodenenergien**
Für den Ortsscan an Modul 4 ist die Energieverteilung in den Dioden 1-4 von Modul 4 dargestellt. Die Anordnung der Wellenlängenschieber von Modul 4 ist oben abgebildet.
Die Werte wurden entsprechend der Positionsverschiebung von y-2.5 mm und x+3.0 mm durch lineare Interpolation korrigiert.

UV-Lichtes und der Energiedeposition der elektromagnetischen Schauer in einem ausgedehnten Bereich in der ganzen Tiefe der Szintillatorplatten zurückzuführen.
Abb. 5.24 zeigt, wie sich aus der Kenntnis der Verteilung der Energie auf die Dioden eine Ortsrekonstruktion durchführen läßt. In Abb. 5.24 a) und b) ist die Abhängigkeit der Werte für D_y und D_x, die sich aus

$$D_y = \frac{(D_2 + D_4) - (D_1 + D_3)}{D_{1-4}} \qquad D_x = \frac{(D_3 + D_4) - (D_1 + D_2)}{D_{1-4}} \tag{5.10}$$

berechnen, dargestellt. Es zeigt sich, daß D_y sich wesentlich mit der y-Koordinate und D_x sich wesentlich mit der x-Kordinate ändert. In Bezug auf die jeweils andere Koordinate sind D_y und D_x in guter Näherung konstant. In Abb. 5.24 c) und d) ist die Anpassung von Parametrisierungen an D_y und D_x dargestellt, die folgendermaßen gewählt wurden:

$$\begin{aligned} \mathrm{y-Abh\ddot{a}ngigkeit} &: \quad y = P_{y1} \cdot \sinh(P_{y2} \cdot D_y) \qquad (5.11)\\ \mathrm{x-Abh\ddot{a}ngigkeit} &: \quad x = P_{x1} \cdot \tanh(P_{x2} \cdot D_x) \end{aligned}$$

Beide Parametrisierungen zeigen eine gute Beschreibung der Werte für D_y und D_x.
Die Genauigkeit der mit den Parametrisierungen durchgeführten Ortsrekonstruktion ist in Abb. 5.25 dargestellt. Abb. 5.25 a) zeigt die systematische Verschiebung des mit der sinh- und tanh-Funktion und D_y und D_x berechneten Einschußortes vom tatsächlichen Einschußort. Der Mittelwert der systematischen Verschiebungen in der x- und y-Koordinate liegt bei 0.13 mm bzw. 0.23 mm, bei Streuungen von x-RMS=2.3 mm und y-RMS=2.9 mm.[29] Die Berechnung der systematischen Verschiebung erfolgt mit den Mittelwerten der Diodenenergien. Die Genauigkeit der Ortsrekonstruktion wird aus der Streuung der Ereignisse[30] bestimmt. In Abb. 5.25 b) ist die Streuung in der Ortsrekonstruktion für einige Einschußpunkte in das Modul für jeweils 1000 Ereignisse dargestellt. Die systematische Verschiebung des Schwerpunkts der Ereignisse eines Einschußpunktes entsprechend Abb. 5.25 a) ist für einige Orte, wie z.B. x=0 mm und y=60 mm, gut zu erkennen. Die Genauigkeit der Ortsrekonstruktion wird als RMS der Projektion der in Abb. 5.25 b) gezeigten Ereignisverteilungen auf die y- bzw. x-Achse bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.25 c) und d) angegeben. Der Mittelwert von x-RMS liegt bei 8.1(1.1) mm und von y-RMS bei 4.4(1.1) mm. Aus der Anordnung der Wellenlängenschieber im Modul, die zu einer großen Abhängigkeit der Einzeldiodensignale von der y-Koordinate und einer geringeren Abhängigkeit von der x-Koordinate des Einschußpunktes führt - siehe Abb. 5.19, folgt eine bessere Genauigkeit der Ortsrekonstruktion der y-Koordinate als der x-Koordinate. Die Werte für D_y liegen im Bereich von -0.65-0.65, die entsprechenden Werte von D_x im Bereich von -0.14-0.15, d.h. der dynamische Bereich der Werte von D_y ist um den Faktor 5 größer als der von D_x.
Mit der angegeben Methode ist es also möglich, den Einschußort mit einem RMS $\leq$ 1 cm zu rekonstruieren. Dieser Wert liegt in der Größenordnung der Blendenöffnung des bei der Teststrahlmessung verwendeten Veto-Szintillators von 8 mm.
Für die Ortsrekonstruktion der Schauerschwerpunkte in den Modulen wurden für die 1992

---

[29] Die Mittelwerte der quadratischen Abweichungen $\sqrt{x^2}$, $\sqrt{y^2}$ und $\sqrt{r^2}$ liegen bei 1.8 mm, 2.2 mm und 3.3 mm, bei RMS-Werten von 1.5 mm, 1.9 mm und 1.8 mm.

[30] Hier geht z.B. die Energieauflösung der Einzeldiodensignale ein, durch die die Ortsrekonstruktion verschmiert wird.

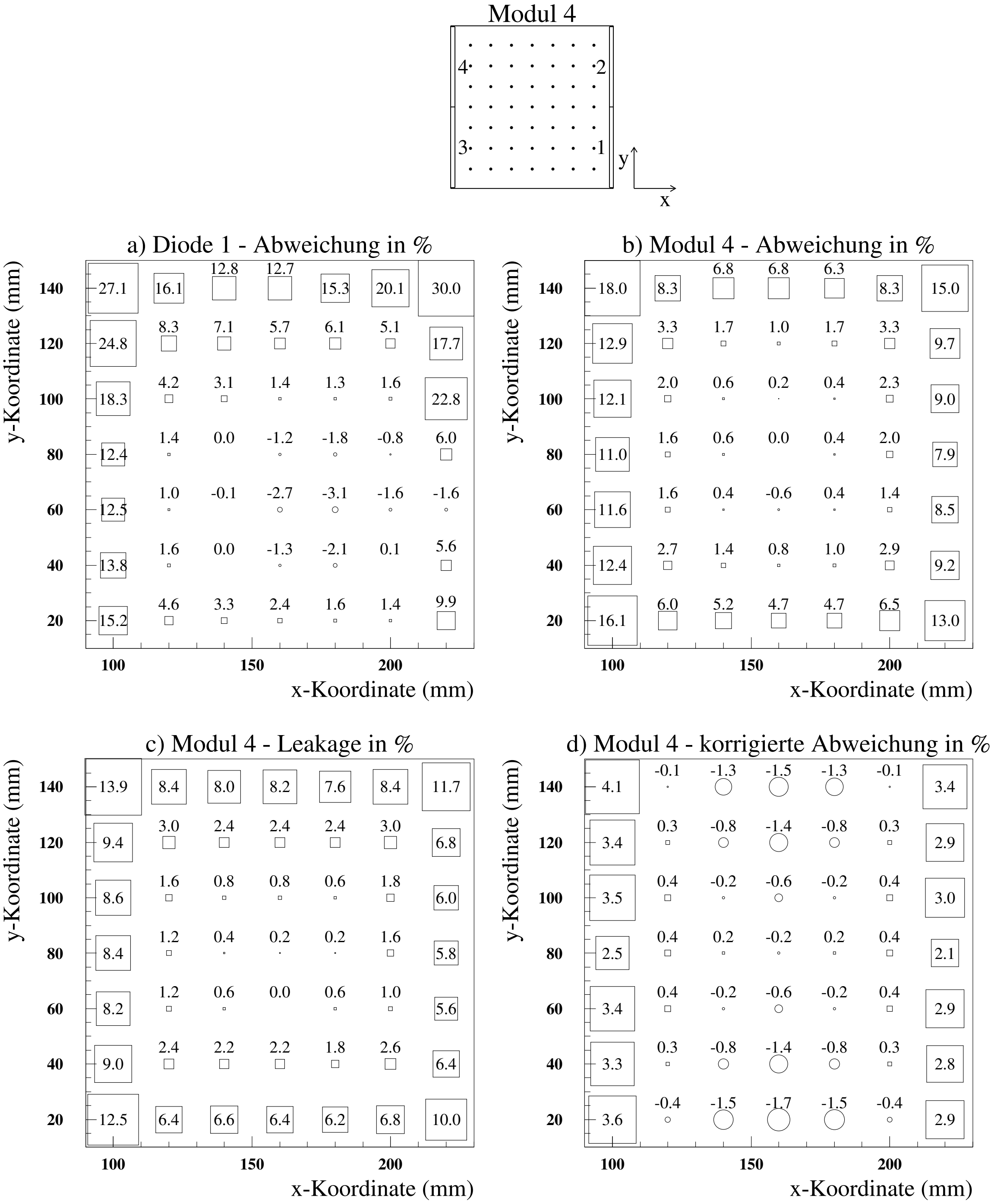


Abb. 5.23: **Ortsscan Modul 4 - Vergleich mit Labormessungen**
Für den Ortsscan an Modul 4 sind die Abweichungen der Signale von Diode 1 in **a)** bzw. die der Summenenergie von Modul 4 in **b)** von den Ergebnissen der Einkopplung von UV-Licht in eine Szintillatorplatte nach [ESC91] dargestellt. In **c)** ist das Leakage von Modul 4, d.h. die prozentuale Abweichung vom maximalen Energiewert von 4.98 GeV - entsprechend Abb. 5.20 b) - aufgeführt. Die Abweichung der um dieses Leakage korrigierten Werte von den Ergebnissen der UV-Lichtmessungen zeigt **d)**. Alle Angaben sind auf den maximalen Wert bezogen. Die Werte wurden entsprechend der Positionsverschiebung von y-2.5 mm und x+3.0 mm durch lineare Interpolation korrigiert. Die Werte der UV-Lichtmessungen wurden durch lineare Interpolation für die den Teststrahlmessungen entsprechenden Positionen berechnet.
In a) und d) sind negative Werte als Kreise dargestellt.

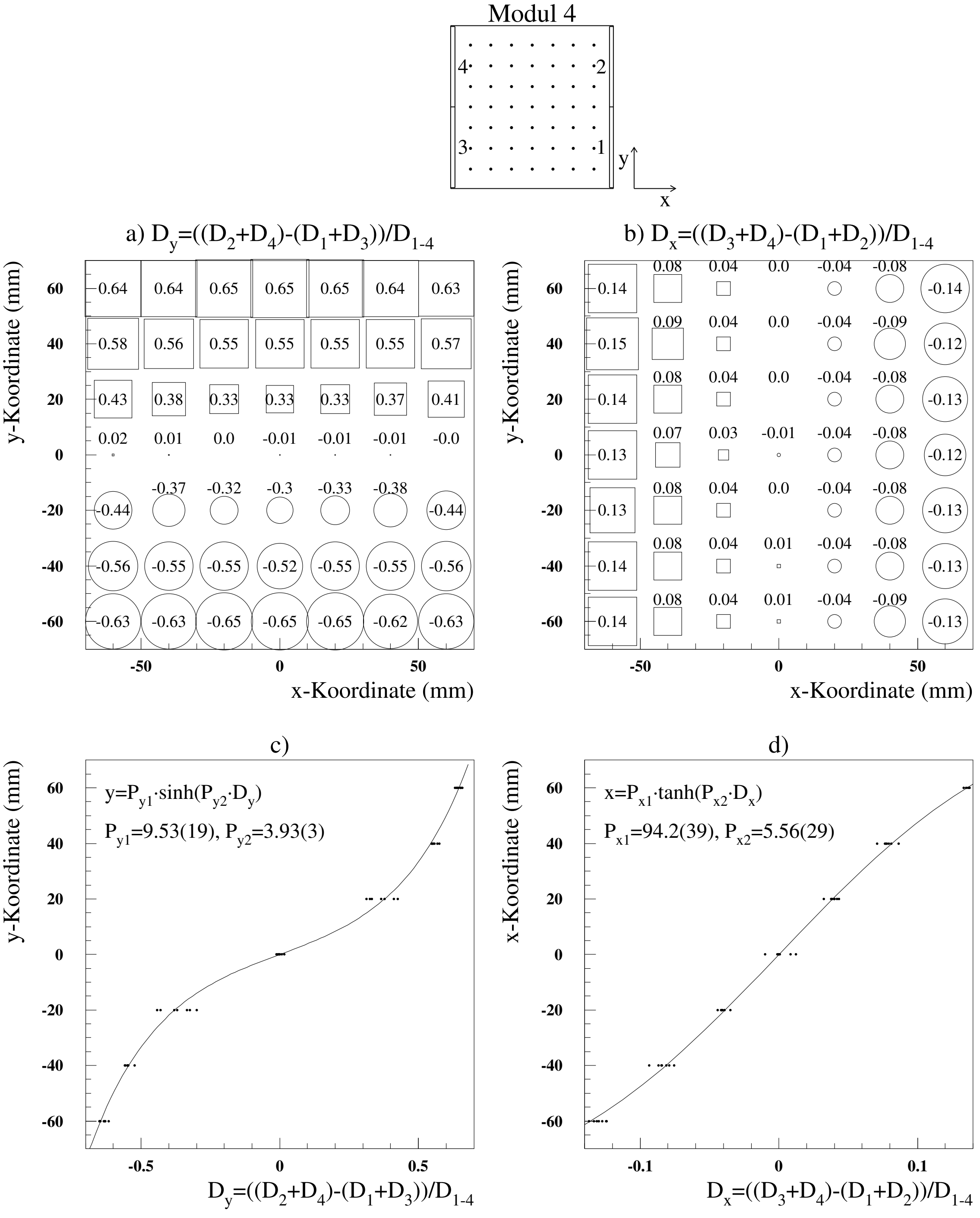


Abb. 5.24: **Ortsscan Modul 4 - Ortsrekonstruktion aus den Diodensignalen**

Für den Ortsscan an Modul 4 sind in **a)** die Werte für $D_y = \frac{(D_2+D_4)-(D_1+D_3)}{D_{1-4}}$ und in **b)** die werte $D_x = \frac{(D_3+D_4)-(D_1+D_2)}{D_{1-4}}$ angegeben. In **c)** ist die Anpassung einer sinh-Funktion an D_y und in **d)** die Anpassung einer tanh-Funktion an D_x dargestellt. Beide Anpassungen zeigen eine gute Beschreibung der D_y- und D_x-Werte.

Die Werte wurden entsprechend der Positionsverschiebung von y-2.5 mm und x+3.0 mm durch lineare Interpolation korrigiert.

In a) und b) sind negative Werte als Kreise dargestellt.

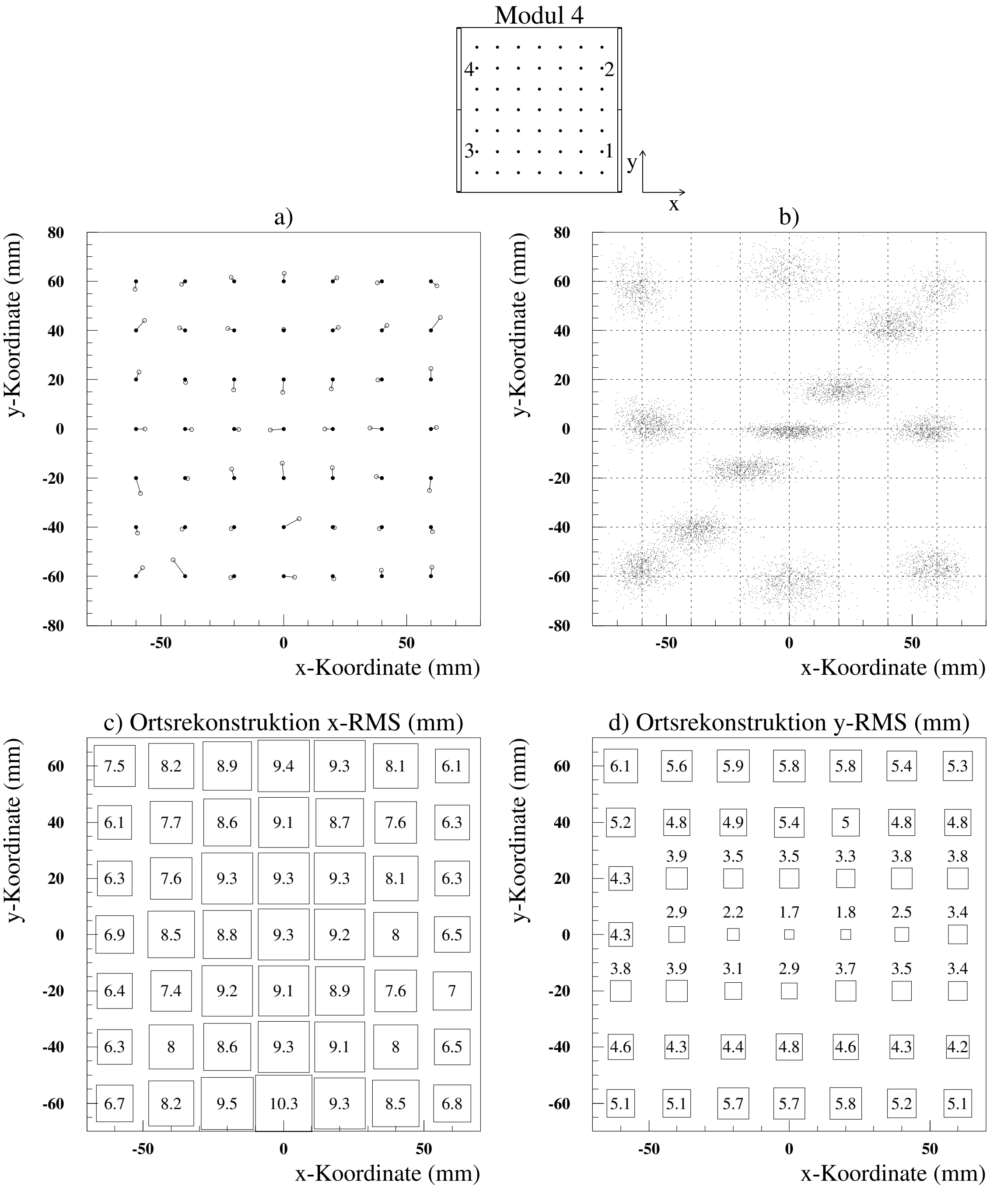


Abb. 5.25: **Ortsscan Modul 4 - Genauigkeit der Ortsrekonstruktion**
Für den Ortsscan an Modul 4 ist in **a)** die systematische Verschiebung der rekonstruierten Ortskoordinaten aus der Anpassung der sinh- und tanh-Funktionen dargestellt - siehe Abb. 5.24. In **b)** ist die ereignisweise Ortsrekonstruktion für einige Einschußpunkte dargestellt. In **c)** und **d)** ist die RMS-Streuung der Ereignisse um den Mittelwert der x- und y-Koordinate, d.h. die Genauigkeit der Koordinatenrekonstruktion dargestellt. Für x-RMS liegt der Mittelwert der Streuung bei 8.1(1.1) mm und entsprechend für y-RMS bei 4.4(1.1) mm.

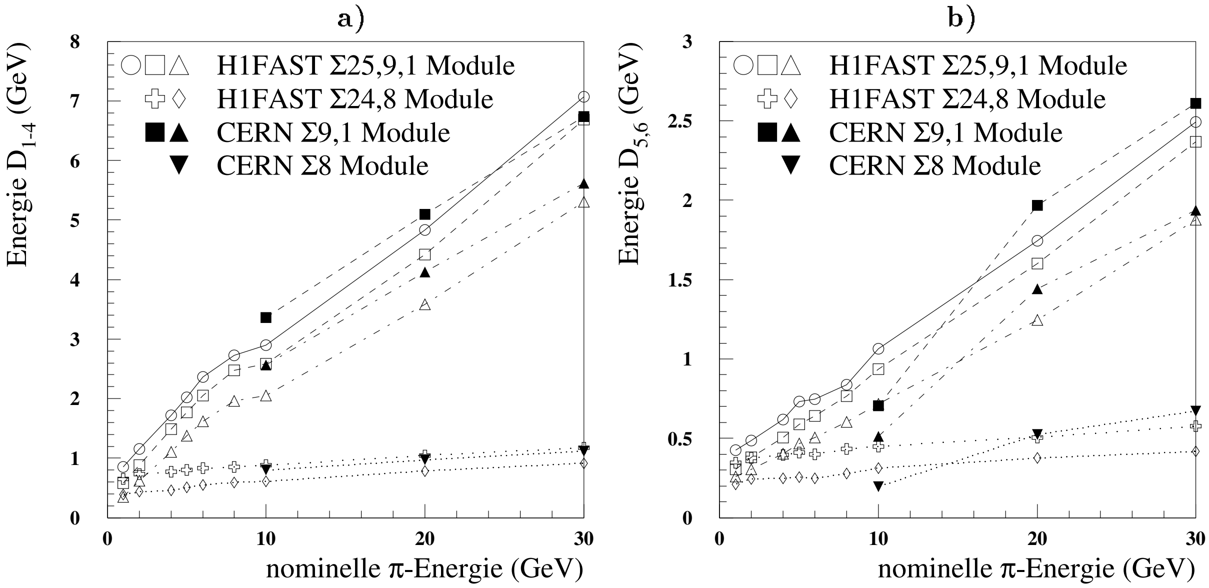


Abb. 5.26: **Energielinearität und -leakage für Pionen - Vergleich: Teststrahlmessung - Simulation**

a) Energielinearität und -Leakage der im Gesamtmodul deponierten Energie (D_{1-4}) bzw. **b)** der im hinteren Drittel des Moduls deponierten Energie ($D_{5,6}$), von Pionen, die mit H1FAST simuliert wurden.

Es ist jeweils der Mittelwert der in 1, 9 bzw. 25 Module deponierten Energie, sowie das Energie-Leakage in 8 bzw. 24 Module dargestellt.

mit dem BEMC gemessenen Daten die Verhältniswerte der Einzeldiodensignale verwendet - siehe [PEP94], die aus den Labormessungen, bei denen die Szintillatorplatte an definierten Punkten mit UV-Licht angeregt wurden [ESC91], bestimmt wurden. Für die 1993 mit dem BEMC gemessenen Daten wurde zur Ortsrekonstruktion die Parametrisierung der nach Gl. 5.10 bestimmten Größen mit Gl. 5.11 verwendet - siehe [REI94].[31]

5.4.5 Energielinearität und Leakage für Pionen

In Abb. 5.26 a) ist die Energielinearität und das transversale Leakage für Pionen dargestellt. Für die mit H1FAST simulierten Daten wurden Energiesummen für 1,9 und 25 Module (Σ1, Σ9 Σ25) gebildet, wobei die Σ25-Energie einer erweiterten Clusterenergie entspricht, die in Analogie zur Σ9-Energie als Summation über alle Module bis zu den übernächsten Nachbarmodulen berechnet wurde. Das transversale Leakage in die Nachbarmodule wird dann durch die Σ8- bzw. die Σ24-Energiesummen, bei denen die Energie des zentralen Moduls nicht berücksichtigt wird, berechnet. Für die beim CERN genommenen Daten von 10, 20 und 40 GeV sind die entsprechenden Energien dargestellt. Abb. 5.26 b) zeigt

---

[31] Als Ergebnis der Anpassung der sinh- und tanh-Funktion an die mit dem H1-Detektor 1993 aufgenommenen Daten wurden die Werte P_{y1}=13.58, P_{y2}=3.34 und P_{x1}=77.72, P_{x2}=6.73 bestimmt. Die Anpassung der Funktionen an simulierte Ereignisse liefert die modifizierten Werten P_{y1}=8.11, P_{y2}=4.49 und P_{x1}=89.80, P_{y2}=6.73 - siehe [REI94].

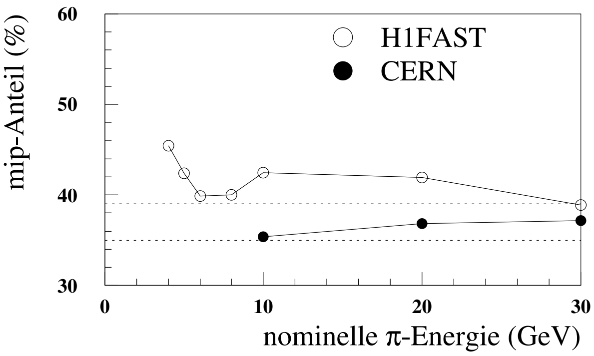


Abb. 5.27: **Anteil der mip-Pionen als Funktion der nominellen Pion-Energie**
Pionen mit einer im BEMC-Modul deponierten Energie $E_{D1-4} \leq 500\,\mathrm{MeV}$ wurden als minimalinionisierende Teilchen (mip's) gezählt.

die Energiesummen der im hinteren Moduldrittel deponierten Energien $E_{D5,6}$. Aus den Abbildungen ist zu sehen, daß es eine näherungsweise lineare Zunahme der E_{D1-4}- bzw. $E_{D5,6}$-Energien mit der nominellen Energie der Pionen gibt. Die Zunahme der $E_{D5,6}$-Energien ist allerdings um den Faktor 0.4 geringer, als die Zunahme der E_{D1-4}-Energien. In Abb. 5.27 ist der Anteil der mip-Pionen als Funktion der Energie der mit H1FAST simulierten bzw. am CERN gemessenen Pionen dargestellt. Als mip's werden die Pionen bezeichnet, deren im Modul deponierte Energie $E_{D1-4} \leq 500\,\mathrm{MeV}$ ist. Für die simulierten Pionen folgt ein mip-Anteil $\geq 39\%$ und für die gemessenen Pionen ein Anteil von $\geq 35\%$ mip's in den Pionspektren.

5.4.6 Untersuchung der Elektron-Pion-Separation

In Abb. 5.28 und Abb. 5.29 sind Ergebnisse zur Elektron/Pion-Separation dargestellt, die auf der Untersuchung des Verhältnisses der Energiedeposition $E_{D5,6}/E_{D1-4}$ bzw. auf der Bestimmung eines Grenzwertes für den energiegewichteten Cluster-Radius r_{ECRA} basieren. In Abb. 5.28 a) und b) ist für Elektronen und Pionen verschiedener Energie, die mit H1FAST simuliert wurden, die Korrelation zwischen $E_{D5,6}$ und E_{D1-4} zusammen mit verschiedenen Selektions-Cuts logarithmisch dargestellt. Die Selektions-Cuts sind gemäß

$$E_{D5,6} > aE_{D1-4} \quad \text{mit } a = 0.08, 0.10, 0.12, 0.14, 0.16, 0.18 \text{ und } 0.20 \tag{5.12}$$

definiert. In der Abb. 5.28 c) und d) sind die prozentualen Anteile der nach den Cuts erkannten Elektronen und Pionen dargestellt. Eine bessere Elektron-Erkennung wird durch möglichst große Werte und eine bessere Pion-Erkennung durch möglichst kleine Werte des Cut-Parameters a erzielt. Eine geforderte Elektron-Erkennung von 99% wird für a$\geq$ 0.16 erreicht. Die Pion-Erkennung liegt für a=0.16 für Pionen mit Energien $\leq 10\,\mathrm{GeV}$ zwischen 50% und 70%. Der wesentliche Faktor, der die Unsicherheit in der Elektron/Pion-Separation bestimmt, ist die aus der fehlenden Kalibration der Signale der hinteren Wellenlängenschieber resultierende Genauigkeit der Bestimmung der $E_{D5,6}$-Energien, die bei ca. 13% liegt - siehe Kap. 3.4.3. Diese 13% sind u.a. auf die Abschattungsmuster der Reflektorpapiere der Szintillatoren zurückzuführen, die so optimiert wurden, daß die Homogenität der Signale der langen Wellenlängenschieber verbessert wird. Dies führt dann zu einer Verschlechterung der Homogenität der Signale der kurzen Wellenlängenschieber bzw. der $\mathrm{E_{D5,6}}$-Energien über die Modulfläche. Die $\mathrm{E_{D5,6}}$-Energien sind somit mit einem großen, vom Einschußort abhängigen Fehler behaftet, der sich besonders bei räumlich ausgedehnten Schauern von Pionen auf die Energiebestimmung auswirkt. Eine effiziente Elektron-Pion-Separation durch einen Cut auf das Verhältnis der $\mathrm{E_{D5,6}}$- zur $\mathrm{E_{D1-4}}$-Energie wird daher nur bedingt anwendbar sein.

Abb. 5.29 zeigt die Ergebnisse einer Untersuchung, bei der die Elektron-Pion-Separation durch einen Cut auf den energiegewichteten Cluster-Radius $\mathrm{r_{ECRA}}$ durchgeführt wird. Die Berechnung von $\mathrm{r_{ECRA}}$ erfolgt mit:

$$\mathrm{r_{ECRA}} = \frac{1}{\mathrm{E_C}} \sum_{\mathrm{i}=1}^{9} \mathrm{E_i} \cdot \mid \mathrm{r_i} - \mathrm{r_C} \mid \tag{5.13}$$

$$\mid \mathrm{r_i} - \mathrm{r_C} \mid = \sqrt{(\mathrm{x_i} - \mathrm{x_C})^2 + (\mathrm{y_i} - \mathrm{y_C})^2} \tag{5.14}$$

Die Custerenergie $\mathrm{E_C}$ wird dabei als Summe der Energien $\mathrm{E_i}$ der 9 Module, aus denen sich der Cluster zusammensetzt, gebildet.[32] Die Ortsbestimmung des Schauers erfolgt über die Summation der Energien der zum Cluster gehörenden Module mit:

$$\mathrm{r_C} = (\mathrm{x_C}, \mathrm{y_C}) \quad \text{mit} \quad \mathrm{x_C} = \frac{1}{\mathrm{E_C}} \sum_{\mathrm{i}=1}^{9} \mathrm{E_i x_i} \;\; , \;\; \mathrm{y_C} = \frac{1}{\mathrm{E_C}} \sum_{\mathrm{i}=1}^{9} \mathrm{E_i y_i} \tag{5.15}$$

Die Bestimmung der Ortskoordinaten $\mathrm{r_i} = (\mathrm{x_i}, \mathrm{y_i})$ der Energieschwerpunkte in den Modulen des Schauers erfolgt über die Ortsrekonstruktion mit den Verhältniswerten der Einzeldiodensignale aus Tabellen, die aus den Labormessungen, bei denen die Szintillatorplatte an definierten Punkten mit UV-Licht angeregt wurden, gewonnen wurden [ESC91].[33] Die Ortskoordinaten $\mathrm{r_i}$ und $\mathrm{r_C}$ beziehen sich nicht auf die Oberfläche der Module, sondern auf den Schauerschwerpunkt.[34] Abb. 5.29 a) und b) zeigt die Verteilung des energiegewichteten Cluster-Radius $\mathrm{r_{ECRA}}$ für Elektronen mit diskreten Energien zwischen 1 GeV und 60 GeV und für Pionen mit Energien zwischen 10 GeV und 40 GeV aus den DESY- bzw. CERN-Teststrahlmessungen.[35] In Abb. 5.29 c) und d) ist die Elektron- bzw. Pion-Erkennung als Funktion der Energie für die $\mathrm{r_{ECRA}}$-Cuts - siehe auch Abb. 5.29 a) und b) - dargestellt. Für

---

[32] Zur Bestimmung des energiegewichteten Cluster-Radius $\mathrm{r_{ECRA}}$ aus den Teststrahlmessungen wurde die Summation nur über die 6 Module des Teststrahlaufbaus durchgeführt.

[33] Für die 1992 mit dem BEMC gemessenen Daten wurde die Bestimmung von $\mathrm{r_i}$ in der angegebenen Weise mit den Tabellenwerten der Verhältniswerte der Einzeldiodensignale, die für die Quadrat-Module in der BOS-Bank BHP0 gespeichert sind, durchgeführt. Für die 1993 mit dem BEMC gemessenen Daten wurde zur Rekonstruktion von $\mathrm{r_i}$ die Parametrisierung der nach Gl. 5.10 bestimmten Größen mit Gl. 5.11 verwendet - siehe [REI94].

[34] Aus der Parametrisierung des longitudinalen Schauerprofils nach [GRI87] folgt für die z-Koordinate des Schauerschwerpunktes $\mathrm{z} = \mathrm{X_0}(\ln \frac{\mathrm{E}}{\mathrm{E_c}} + \mathrm{c}) \cdot \cos\theta$. Mit den Werten von $\mathrm{X_0}$=1.59 cm, $\mathrm{E_c}$=8.8 MeV für die BEMC-Module und der Konstanten c=2.3 folgen für θ=180° die Werte z=-16.4 cm bei 26.7 GeV, z=-16.0 cm bei 20 GeV, z=-14.8 cm bei 10 GeV und z=11.2 cm bei 1 GeV.

[35] Bei sehr kleinen Energien in der Größenordnung des Rauschens kann $\mathrm{r_{ECRA}}$ auch negative Werte annehmen.

Energien unter 10 GeV ist die Elektron-Erkennung sehr stark vom gewählten $\mathrm{r_{ECRA}}$-Cut abhängig. Für Energien größer 10 GeV ist die Elektron-Erkennung für alle Cuts $> 98\%$. Die Pion-Erkennung liegt für einen Cut von $\mathrm{r_{ECRA}} \geq 2\,\mathrm{cm}$ bei $\geq 60\%$. Für einen Cut von $\mathrm{r_{ECRA}} \geq 5\,\mathrm{cm}$ ist die Elektron-Erkennung für Energien $\geq 5\,\mathrm{GeV}$ besser als 99%, bei einer Pion-Erkennung von nur ca. 20%.
Eine Analyse der Elektron-Pion-Separation mit den 1992 im BEMC gemessenen Daten ist in [PEP94] beschrieben. Der Vergleich der Daten mit Simulationen, die auch den physikalischen γ-p-Untergrund von Ereignissen aus der Photoproduktion berücksichtigen, zeigen aus der $\mathrm{r_{ECRA}}$-Verteilung der Daten und der Simulation, daß durch einen Cut von $\mathrm{r_{ECRA}} \geq 5\,\mathrm{cm}$ und einen zusätzlichen Cut auf den parallaxekorrigierten Abstand des Schauerschwerpunktes im BEMC von der BPC-Spur, eine Unterdrückung des γp-Untergundes von ca. 60% folgt. Die Analyse der Verteilung des für alle 9 Quadrat-Module des Clusters bestimmten Verhältnis der Summenenergie $\sum_{\mathrm{i}=1}^{9} \mathrm{E_{D5,6}}$ zur Summenenergie $\sum_{\mathrm{i}=1}^{9} \mathrm{E_{D1-4}}$ zeigt keinen wesentlichen Unterschied zwischen den Daten und dem γ-p-Untergrund, d.h. ein Cut auf diese Größe ist nicht effektiv.

Fazit der Teststrahlmessungen:

- Der Vergleich der Form der Energiespektren von Elektronen, Pionen und Myonen mit entsprechenden H1FAST-Simulationen zeigt eine gute Übereinstimmung für die im gesamten Modul deponierten $\mathrm{E_{D1-4}}$-Energien. Die $\mathrm{E_{D5,6}}$-Energien liegen dagegen bei den H1FAST-Simulationen für Elektronen um den Faktor 1.5 zu hoch und für Pionen wird eine zu große Anzahl von Einträge für Energien $< 3\,\mathrm{GeV}$ festgestellt.
- Das $\mathrm{E_{D5,6}}/\mathrm{E_{D1-4}}$-Signalverhältnis für Myonen liegt für die CERN-Messung 15% und für die H1FAST-Simulation 6% über dem theoretischen Wert von $\frac{15}{50} = 0.3$. Aufgrund der Breite der Rauschsignale, die für das in den H1-Detektor eingebaute BEMC ca. 1.5 mal größer ist, als das Rauschsignal-σ der Teststrahlmessungen, ist die Trennung der Myonensignale vom Rauschen schwierig.
- Die Untersuchung der Energielinearität der BEMC-Module für Elektronen hat gezeigt, daß mit Ausnahme einer CERN-Messung mit 10 GeV für alle Messungen die Clusterenergien innerhalb von 1% um die nominelle Energie liegen. Entsprechende Simulationen mit dem detaillierten Monte-Carlo und H1FAST ergeben ebenfalls Clusterenergien, die nach Skalierung mit 1.005 bzw. 1.025 in einem Bereich von ±1% um die nominelle Energie liegen.
- Für die Energieauflösung eines Moduls bei senkrechtem, zentralem Einschuß von Elektronen wurde aus den Teststrahlmessungen der Samplingterm zu $8.78(12)\%/\sqrt{\mathrm{E}}$ bestimmt, der vergleichbar ist mit dem aus Simulationen mit H1FAST bestimmten Wert von $8.81(19)\%/\sqrt{\mathrm{E}}$. Der Rauschterm liegt für die Energieauflösung des Moduls bei $11.94(21)\%/\mathrm{E}$, d.h. bei 119 MeV und damit ca. 50% über dem in Rauschmessungen bestimmten und auch in der Rekonstruktion der simulierten Werte eingesetzten Wert von $7.90(52)\%/\mathrm{E}$ bzw. von 79 MeV. Der konstante Term wurde für die Energieauflösung des Moduls zu 1.06(4)% bestimmt, bei einem Wert für die simulierten Daten von 0.66(9)%.
- Das transversale Leakage von Energie in die Nachbarmodule liegt bei 3% der nominellen Energie der Elektronen und wird vom detaillierten Monte-Carlo und H1FAST mit 2.2% bzw. 1.7% unterschätzt.

Die Energiedeposition im hinteren Moduldrittel $\mathrm{E_{D5,6}}$ nimmt überproportional mit

der nominellen Energie der Elektronen zu. Der Vergleich der Simulationswerte mit den Teststrahlergebnissen zeigt, das die Simulationen bis ca. 3% höhere Werte liefern.
Die longitudinale bzw. transversale Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers wird demnach in den Simulationen als zu groß bzw. zu klein wiedergegeben.
• Eine geometrische Abschätzung des Molière-Radius der BEMC-Module aus dem transversalen Leakage von 3% ergibt einen Wert von R_m=3.3 cm.
• Das longitudinale Leakage für Elektronen mit Energien $\leq$ 40 GeV wurde aus den Teststrahlmessunge zu ca. 0.6% der nominellen Energie bestimmt.
• Die Langzeitstabilität der DESY-Messungen liegt innerhalb von 1% mit einer Abnahme der Signalhöhe von 0.4%-1.1% in 35 Tagen. Die Abnahme der Signalhöhe um 0.4% kann auf die Alterung der Szintillatoren und Wellenlängenschieber zurückgeführt werden. Bei den Modulen mit horizontal liegenden Wellenlängenschieben tritt eine zusätzliche Abnahme der Signalhöhe von bis zu 0.7% auf, die durch eine Druckbelastung diser Wellenlängenschieber erklärt werden kann.
• Die Analyse eines Ortsscans mit Elektronen von 5 GeV an einem Modul bestätigt den Molière-Radius von R_m=3.3 cm. Die Verteilung der Energien auf die Dioden 1-4 des Moduls ergibt eine maximale Überhöhung der Diodenenergien um den Faktor 1.81(4) bezogen auf die Energie bei zentralem Einschuß und einen dynamischen Bereich der Energien von 6.7(2).
Der Vergleich mit den in [ESC91] beschriebenen relativen Signalhöhen, die in Labormessungen mit der punktförmigen Einkopplung von UV-Licht in die Szintillatorplatten bestimmt wurden, ist bei Berücksichtigung des transversalen Leakage gut. Die Abweichung ist bei Vernachlässigung der Randpunkte besser als 2%.
Die Ortsrekonstruktion aus der Verteilung der Energien auf die Dioden 1-4 wird durch die Anpassung geeigneter Funktionen ermöglicht, die die x- bzw. y-Abhängigkeit der Energieverteilung auf die Dioden beschreiben. Die systematische Verschiebung des rekonstruierten Einschußortes liegt für die x- bzw. y-Koordinate bei RMS=2.3 mm bzw. RMS=2.9 mm. Die Ortsauflösung liegt mit 8.1(1.1)mm bzw. 4.4(1.1)mm für die x- bzw. y-Koordinate in der Größenordnung der Blendenöffnung des bei den Teststralmessungen verwendeten Vetozählers.
• Die Untersuchung der in den Modulen deponierten Energie als Funktion der nominellen Energie von Pionen ergab eine gute Übereinstimmung zwischen Teststrahlmessungen und H1FAST-Simulationen. Der Anteil von mip-Pionen liegt für die Teststrahlmessungen bzw. H1FAST-Simulationen für Energien $\leq$ 30 GeV bei $\geq$ 35% bzw. $\geq$ 39%.
• Die Elektron-Pion-Separation, die durch Cuts auf das Verhältnis der Energiedeposition $E_{D5,6}$ zu E_{D1-4} und durch Cuts für den energiegewichteten Cluster-Radius erreicht wird, wurde untersucht. Fordert man, daß die $E_{D5,6}$-Energie $\geq$ 16% der E_{D1-4}-Energie beträgt, so liegt die Elektron-Erkennung bei $\geq$ 99% und die Pion-Erkennung bei $\geq$ 50%. Die Elektron-Pion-Separation aufgrund der im hinteren Moduldrittel deponierten $E_{D5,6}$-Energie wird wesentlich durch die begrenzte Genauigkeit der Energiebestimmung von ca. 13% begrenzt. Für die Forderung eines energiegewichteten Cluster-Radius $\geq$ 2 cm ist die für Elektronenergien $>$ 5 GeV die Elektron-Erkennung $>$ 98% und die Pion-Erkennung $\geq$ 60%.

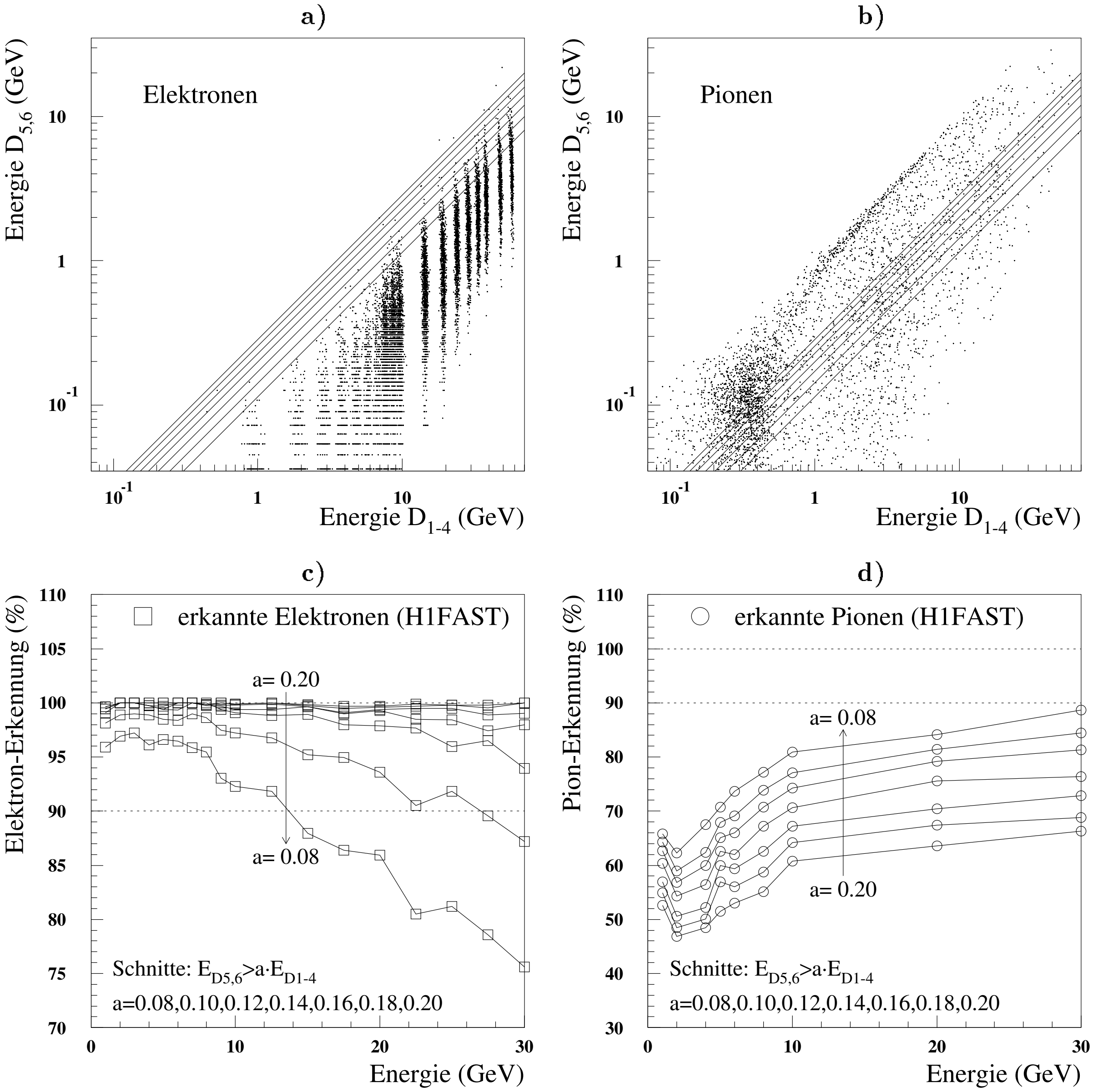


Abb. 5.28: **Elektron/Pion-Separation durch Untersuchung der Energiedeposition im hinteren Moduldrittel**

Verteilung der Energie im Gesamtmodul bzw. im hinteren Moduldrittel für **a)** Elektronen mit diskreten Energien zwischen 1 GeV und 60 GeV und für **b)** Pionen der gleichen Energien. Die Elektronen und Pionen wurden mit H1FAST simuliert.

c) Erkannte Elektronen und **d)** erkannte Pionen als Funktion der Energie der Elektronen bzw. Pionen für verschiedene Selektions-Cuts:

$E_{D5,6} > aE_{D1-4}$ mit a=0.08, 0.10, 0.12, 0.14, 0.16, 0.18 und 0.20.

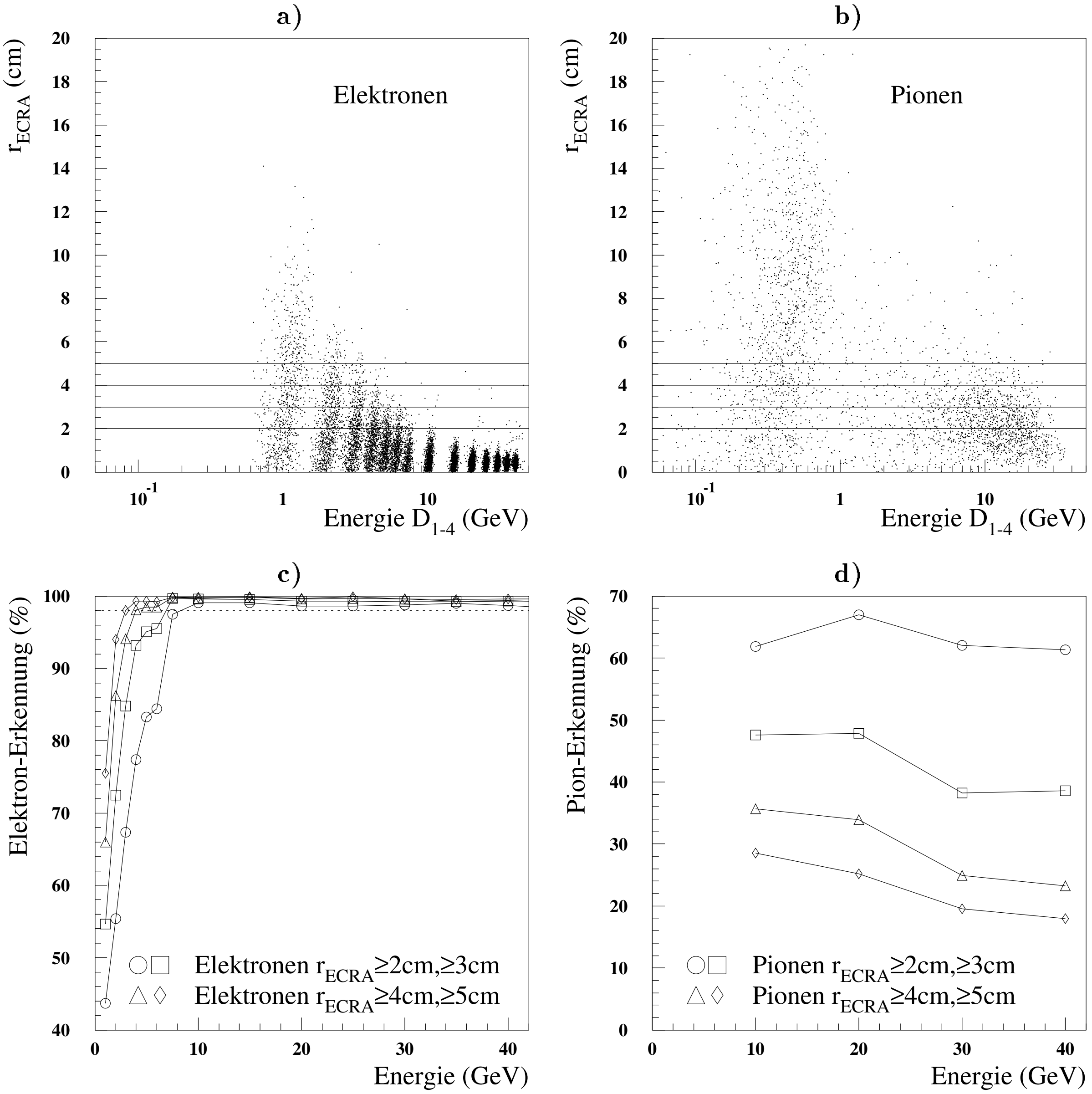


Abb. 5.29: **Elektron/Pion-Separation durch Untersuchung des energiegewichteten Cluster-Radius**
In **a)** und **b)** ist die Verteilung des energiegewichteten Cluster-Radius r_{ECRA} für Elektronen mit diskreten Energien zwischen 1 GeV und 60 GeV und für Pionen mit Energien zwischen 10 GeV und 40 GeV dargestellt. In **c)** und **d)** sind die erkannten Elektronen bzw. Pionen als Funktion der Pion- bzw. Elektronenergie für die Selektions-Cuts $r_{\mathrm{ECRA}} \geq 2, 3, 4, 5\,\mathrm{cm}$, die auch in a) und b) eingezeichnet sind, dargestellt.

Kapitel 6

Spezielle Monte-Carlo-Simulationen für Elektronen im BEMC

Aus dem Vergleich der mit H1SIM detailliert simulierten und am Teststrahl gemessenen Daten ist bekannt, daß das verwendete H1SIM im Bereich der Wellenlängenschieber für Elektronen die gemessenen Energien unterschätzt. Erklärt wurde dieser Effekt durch das Auftreten von Čerenkov-Strahlung, wenn die Flugbahn der Elektronen im Wellenlängenschieber verläuft. Im detaillierten H1SIM wurde dieser Effekt durch einen Faktor (WLS-Parameter) in den entsprechenden Routinen berücksichtigt. Durch den WLS-Parameter wird in der Simulation ein Teil der im Wellenlängenschieber deponierten Energie der ausgelesenen Energie hinzugefügt, d.h. der Wellenlängenschieber wird als aktives Material behandelt. Die Berechnung der Monte-Carlo-Energie $\mathrm{E_{MC}}$ erfolgt dann mit der Formel

$$\mathrm{E_{MC} = CAL \cdot E_{vis} + P_{WLS} \cdot E_{WLS}} \quad , \tag{6.1}$$

mit der Kalibrationskonstanten CAL, der von den Szintillatorplatten und Wellenlängenschiebern ausgelesenen "sichtbaren" Energie $\mathrm{E_{vis}}$, dem WLS-Parameter $\mathrm{P_{WLS}}$ und der im Wellenlängenschieber deponierten Energie $\mathrm{E_{WLS}}$.

Der WLS-Parameter $\mathrm{P_{WLS}}$ wurde so optimiert, daß eine Übereinstimmung innerhalb von ±1.6% auch im Bereich der Wellenlängenschieber, d.h. im Übergangsbereich zwischen zwei Modulen, erreicht wird [BEM92a].

Eine entsprechende Untersuchung für das schnelle Simulationsprogramm H1FAST ist in diesem Kapitel dargestellt, wobei hier der Vergleich zwischen den Daten der detaillierten Simulation mit H1SIM, die mit dem WLS-Parameter korrigiert wurden, und den Daten der H1FAST-Simulation durchgeführt wurde. Die Optimierung von H1FAST ist notwendig, da für die Vergleiche der mit dem H1-Detektor gemessenen Daten mit Monte-Carlo-Simulationen aus Gründen der geringeren Rechenzeit die schnelle H1FAST-Simulation verwendet wird - siehe Anh. B. Dies gilt insbesondere für die Simulation von Ereignissen mit hoher Statistik, die z.B. für die Bestimmung der absoluten Energiekalibration des BEMC mit dem kinematischen Peak oder für die Analyse der Strukturfunktion $\mathrm{F_2}$ benötigt werden.

Es wurden zwei y-Scans mit Elektronen von 30 GeV bei x=90 mm und mit Elektronen von 23 GeV bei x=270 mm, sowie ein x-Scan mit Elektronen von 30 GeV bei y=370 mm untersucht. Die Elektronen wurden mit dem Inline-Generator von H1SIM bzw. H1FAST vom nominellen Vertex x=0 cm, y=0 cm und z=0 cm bzw. für den y-Scan bei x=90 mm auch von einem Vertex mit einer z-Verschiebung (z=+25 cm bzw. z=-25 cm) aus generiert. Abb. 6.1 zeigt die Einschußorte bzw. Auftreffpunkte der Elektronen auf der Oberfläche des BEMC, die für die Simulation verwendet wurden. Aufgrund der Anordnung der Wellenlängenschieber in den Modulen ist der y-Scan der Scan über die Wellenlängenschieber (Crack-Scan).

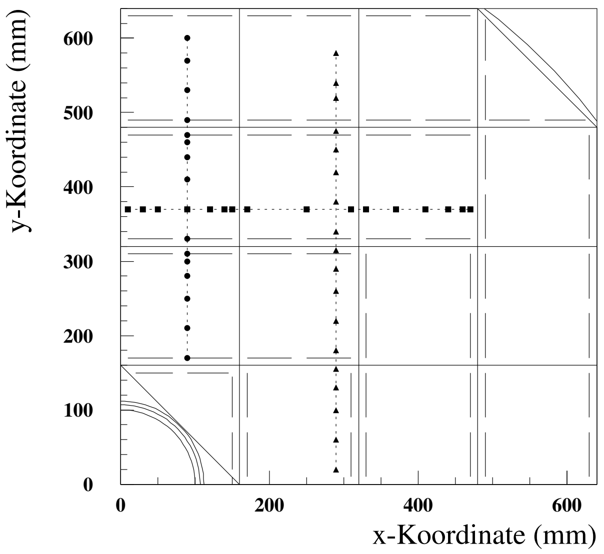


Abb. 6.1: **Koordinaten der Ortsscans für den Vergleich der H1SIM- und H1FAST-Energien**

Für den Vergleich der H1SIM- und H1FAST-Energien von simulierten 30 GeV bzw. 23 GeV Elektronen im BEMC wurden drei Ortsscans - zwei y-Scans bei x=90 mm und x=290 mm und ein x-Scan bei y=370 mm - untersucht. Die angegebenen Orte entsprechen den Auftreffpunkten der Elektronen, die vom nominellen Vertex z=0 cm kommen. Bei den y-Scans werden Wellenlängenschieber und Modulgrenzen, beim x-Scan nur Modulgrenzen durchquert.

Der x-Scan dient als Kontrolle für einen Scan ohne Wellenlängenschieber-Cracks, bei dem die Einführung des WLS-Parameters keine Änderung der Signalhöhe bewirken sollte.
Abb. 6.2 a) und b) zeigen die Abhängigkeit der Cluster-Energie vom Einschußort für mit H1SIM, H1FAST und H1FAST$_{\mathrm{GRAN3}}$[1] simulierte Elektronen beim y-Scan für x=90 mm bzw. beim x-Scan für y=370 mm ohne Berücksichtigung des WLS-Parameters. Bei beiden Scans ist die Energieabnahme, die bei Cracks, d.h. beim Durchqueren der Wellenlängenschieber (y-Scan) bzw. der Modulgrenzen (y-Scan und x-Scan) auftreten, zu erkennen. Die Energieabnahme bei den Cracks des y-Scans ist größer als bei den Cracks des x-Scans. Bei der H1FAST-Simulation mit der groben Granularität ist die Energieabnahme mit bis zu 24% beim y-Scan für y=300 mm am größten. Zwischen den Energiewerten der H1SIM- und der beiden H1FAST-Simulationen zeigen sich deutliche Unterschiede in der absoluten Höhe der Energie und der Energieabnahme in den Crack-Regionen. Für die Anpassung der H1FAST-Simulation an die H1SIM-Werte wurde in den entsprechenden Routinen, wie bei der Optimierung des H1SIM in Bezug auf die Teststrahldaten, ein WLS-Parameter eingeführt, der die Crackminima korrigiert - siehe Abb. 6.2 c). Um den optimalen Wert des WLS-Parameters zu bestimmen, wurde die mittlere quadratische Abweichung RMS der H1SIM- und H1FAST-Energien, die auf die absolute Höhe der H1SIM-Energien skaliert

---

[1] Die Unterschiede zwischen H1SIM und H1FAST werden in Anh. B erklärt.

wurden, für alle Scanpunkte bestimmt. Die optimale Anpassung der Energien wird für einen WLS-Parameter von 1.8, der einer Auslese von ca. 20% der im Wellenlängenschieber deponierten Energie entspricht. Der Skalierungsfaktor der H1FAST-Energien beträgt dann 1.0125 - siehe Abb. 6.2 d). Der WLS-Parameter Für H1FAST wurde schließlich in die H1SIM-Routine implementiert.[2]

In Abb. 6.3 a) und b) ist der Vergleich der mit dem WLS-Parameter und dem skalierungsfaktor optimierten H1FAST-Werte mit den H1SIM-Werten dargestellt. Sowohl für den y-Scan, bei dem Wellenlängenschieber durchquert werden, als auch beim x-Scan, bei dem nur Modulgrenzen durchquert werden, liegt die Übereinstimmung der Energien innerhalb von 1%. Insbesondere zeigt sich in den Wellenlängenschieber-Cracks des y-Scans zwischen den H1SIM- und H1FAST-Energien eine gute Übereinstimmung durch die Optimierung des WLS-Parameters. In Abb. 6.3 c) ist für den y-Scan bei x=90 mm die Cluster-Energie für Elektronen, die von z=0 cm, z=-25 cm und von z=+25 cm aus generiert wurden, dargestellt. Die Bahn der Elektronen verläuft aufgrund des flacheren bzw. steileren Polarwinkels für den Vertex bei z=+25 cm eine längere und für z=-25 cm eine kürzere Strecke in den Wellenlängenschiebern. Durch die Optimierung ist keine signifikante Änderung der Cluster-Energien als Funktion der Vertexlage erkennbar. Die Cluster-Energien der im Vertex verschobenen Scans liegen im 1%-Band um die Cluster-Energie bei z=0 cm. Abb. 6.3 d) zeigt die Cluster-Energien, die für einen y-Scan bei x=290 mm mit 23 GeV Elektronen bestimmt wurden. Auch in diesem Fall liegen die H1FAST-Energien in einem Band von 1% um die H1SIM-Energien.

Mit der Optimierung des WLS-Parameters wurde somit auch für die schnelle H1FAST-Simulation eine gute Übereinstimmung der Cluster-Energien in den Wellenlängenschieber-Cracks mit den Cluster-Energien der detaillierten H1SIM-Simulation und damit auch mit den Teststrahlmessungen, auf die die H1SIM-Energien ja abgeglichen wurden, erreicht.

Fazit der Untersuchungen zu H1SIM/H1FAST:

- Für detailliert und mit H1FAST simulierte Elektronen, die vom nominellen Vertex aus unter verschiedenen Winkeln ins BEMC gestreut werden, wurde die Übereinstimmung der Cluster-Energien untersucht. Für Elektronen, die die Wellenlängenschieber durchqueren, ergeben sich für die H1FAST-Simulationen geringere Cluster-Energien, als für die detaillierten Simulationen. In die schnelle H1FAST-Simulation wurde daher ein Parameter implementiert, durch den ein Teil der im Wellenlängenschieber deponierten Energie der im BEMC ausgelesenen Energie hinzugefügt wird. Durch den Parameter konnte für alle untersuchten Einschußpunkte eine Übereinstimmung der Cluster-Energien, der detailliert bzw. mit H1FAST simulierten Elektronen innerhalb von ±1% erreicht werden. Dies gilt auch für den Einschuß von Elektronen mit einem um ±25 cm verschobenen Vertex.

---

[2] Es handelt sich um die H1SIM-Routine BDEPO.

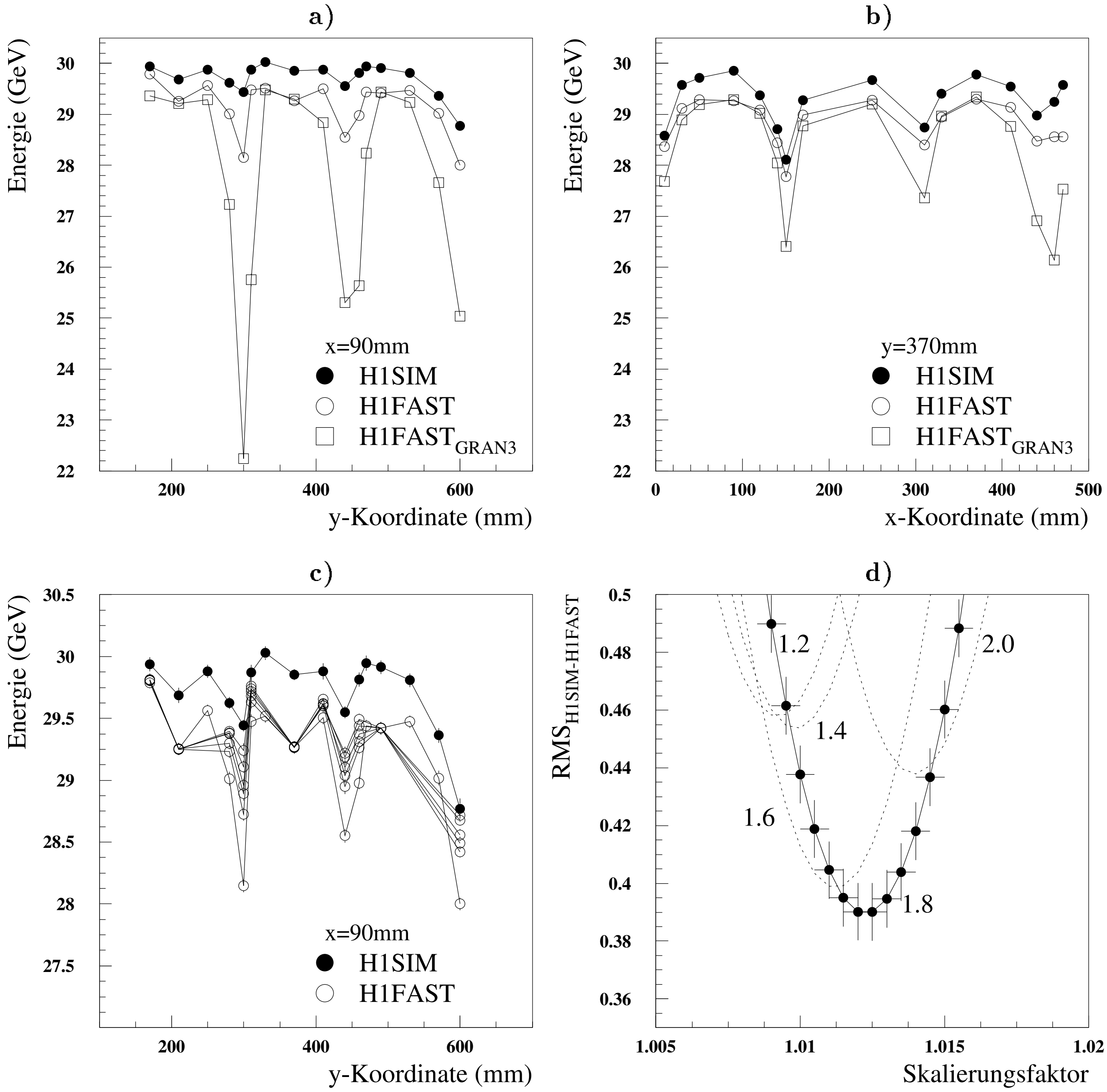


Abb. 6.2: **Vergleich der H1SIM- und H1FAST-Energien für den y- und x-Scan von 30 GeV Elektronen**

Vergleich der H1SIM- und H1FAST-Energien für **a)** den y-Scan und **b)** den x-Scan. Für die H1FAST-Simulation wurde die Standard-Granularität des Detektors, sowie eine gröberer Granularität (GRAN3) verwendet. In **c)** ist der Vergleich der H1SIM- und H1FAST-Energien bei Änderung der Energiedeposition im Wellenlängenschieber dargestellt und **d)** zeigt die Bestimmung des WLS-Parameters von 1.8 und des Skalierungsfaktors von 1.0125 für die optimale Anpassung der H1FAST- an die H1SIM-Energien.

Bei den angegebenen Energien handelt es sich um die Cluster-Energien der BCLR-Bank.

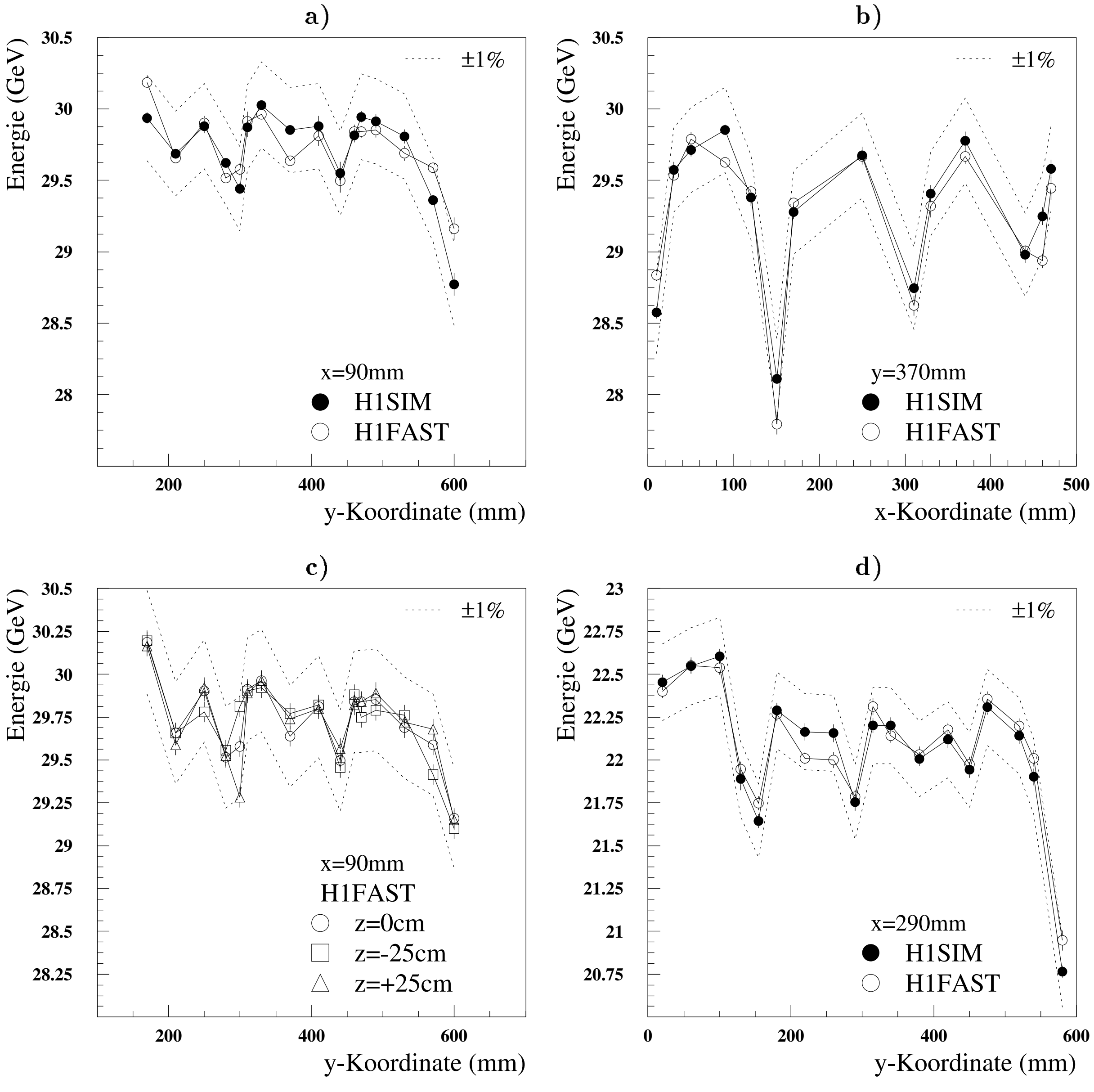


Abb. 6.3: **Ergebnis der optimierten Anpassung der H1FAST- an die H1SIM-Energien**

Vergleich der Energien von mit dem optimierten H1FAST simulierten Elektronen mit den Energien der H1SIM-Elektronen für **a)** den y-Scan und **b)** den x-Scan mit Elektronen von 30 GeV. In **c)** ist der Einfluß der Lage des z-Vertex - z=0 cm, z=-25 cm und z=+25 cm - auf die H1FAST-Energie des y-Scans bei x=90 mm dargestellt und **d)** zeigt den Vergleich der H1FAST- und H1SIM-Energien für einen y-Scan bei x=290 mm von Elektronen mit 23 GeV.

Für alle Scans liegen die H1FAST-Energien in einem ±1%-Bereich um die H1SIM-Energien. Dies gilt unabhängig vom Vertex auch für die Koordinaten, bei denen Wellenlängenschieber bzw. Modulgrenzen getroffen werden.

Bei den angegebenen Energien handelt es sich um die Cluster-Energien der BCLR-Bank.

Kapitel 7

Messung der elektronischen Stabilität der BEMC-Signale

Die Überwachung der elektronischen Stabilität der BEMC-Signale erfolgt mit dem Testpulsersystem auf der Basis der Analyse der in ADC-Kanälen vorliegenden Rohdaten - siehe Kap. 3.4.1 und Anh. A. Die elektronischen Kalibrationsmessungen erfolgen in zeitlichen Abständen zwischen den Messungen der ep-Streuung unabhängig von der ep-Datennahme mit dem H1-Detektor. Änderungen der elektronischen Parameter, wie z.B. der Rauschbreite oder der Linearität einzelner Kanäle, können so überwacht und gegebenfalls korrigiert werden. Aus der Stabilität der Elektronik bei den Kalibrationsmessungen bzw. der Änderung der Parameter zwischen den Kalibrationsmessungen kann auf die Stabilität der Elektronik in der Zeit zwischen zwei Kalibrationsmessungen geschlossen werden. Da die elektronische Kalibration des BEMC mit hoher Ereignisstatistik durchgeführt wird, können genaue Aussagen bezüglich der Änderung der Elektronik gemacht werden.
Um die Stabilität der BEMC-Elektronik während der ep-Datennahme mit dem H1-Detektor für Run-Perioden oder einzelne Runs zu untersuchen, wurden Ereignisse, die durch den Random-Trigger selektiert wurden - siehe Kap. 2.3.1, analysiert. Nahezu jeder Run enthält einige Ereignisse, die mit dem Random-Trigger selektierte wurden und die sich für die Rauschanalyse von den anders getriggerten Ereignissen separieren lassen. Neben den für einzelne Runs aufgenommenen Random-Ereignissen werden auch spezielle Runs durchgeführt, die nur Ereignisse enthalten, die durch den Random-Trigger selektiert wurden. Diese Runs dienen z.B. der Kontrolle der elektronischen Stabilität nach Änderungen der Elektronik, oder nach dem Wiedereinbau der Subdetektoren in den H1-Detektor vor Beginn der Strahlperiode.
Abb. 7.1 a) und b) zeigen mit dem Testpulsersystem gemessene Verteilungen der Pedestalwerte und der Breite der Rauschsignale (Rauschsignal-σ) für alle 472 elektronischen Auslesekanäle des BEMC in Einheiten von ADC-Kanälen. Die Abbildungen zeigen das typische Schema mit jeweils 10 nichtbelegten Kanälen pro Analogbox, das durch die zwei CDU-Module vom Typ C, die nur 11 statt 16 Kanäle der langen Wellenlängenschieber verarbeiten, in jeder Analogbox begründet ist. In Abb. 7.1 a) sind außerdem die deutlich höheren Pedestalwerte der Kanäle der 4. Analogbox zu erkennen. Der Mittelwert der Rauschsignal-σ's liegt für die Kanäle der langen bzw. kurzen Wellenlängenschieber bei 10.90 ADC-Kanälen bzw. 20.36 ADC-Kanälen, bei einer RMS-Streuung dieser Werte von 1.08 ADC-Kanälen bzw. 1.50 ADC-Kanälen. Das näherungsweise verdoppelte Rauschsignal-σ der kurzen Wellenlängenschieber, das in Abb. 7.1 b) zu erkennen ist, kommt durch die, bei der Auslese mit zwei parallel geschalteten Dioden, vergrößerte Kapazität dieser Kanäle zustande. Eine Erhöhung der Rauschsignal-σ's der 4. Analogbox gegenüber den Werten der anderen Analogboxen ist nicht festzustellen.

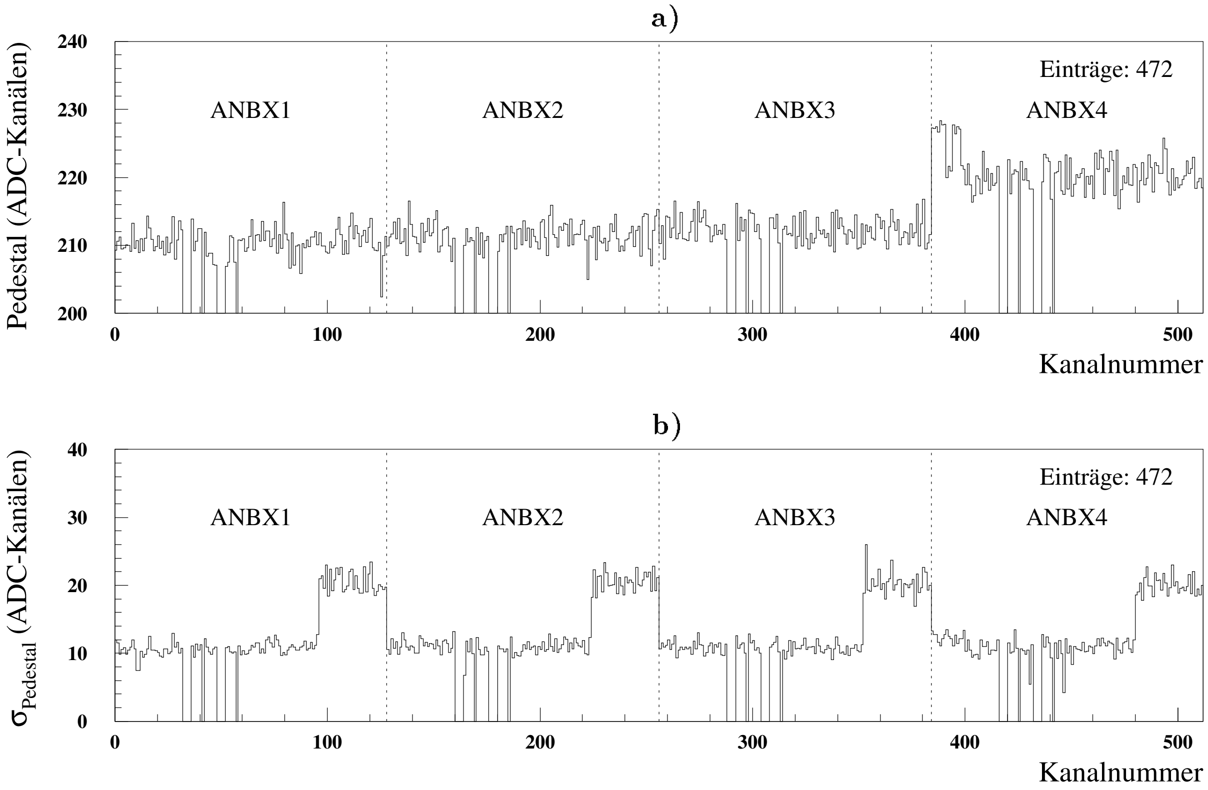


Abb. 7.1: **Pedestal- und Rauschverteilung für alle Auslesekanäle des BEMC**

a) Verteilung der Pedestalwerte für alle 472 BEMC-Kanäle (1-512). Für die 4. Analogbox (Kanäle 385-512) sind die Pedestalwerte deutlich höher als bei den Analogboxen 1-3.

b) Verteilung der Breite der Pedestalsignale (Rauschsignal-σ) aller 472 BEMC-Kanäle. Die 128 Kanäle der kurzen Wellenlängenschieber zeigen ein um den Faktor 2 größeres Rauschen, als die 344 Kanäle der langen Wellenlängenschieber, was auf die verdoppelte Kapazität bei zwei angeschlossenen Dioden zurückzuführen ist.

Das für die 4 Analogboxen (Kanäle 1-128, 129-256, 257-384, 385-512) typische Schema, mit 10 nichtbelegten Kanälen pro Analogbox, ist in beiden Abbildungen zu sehen.

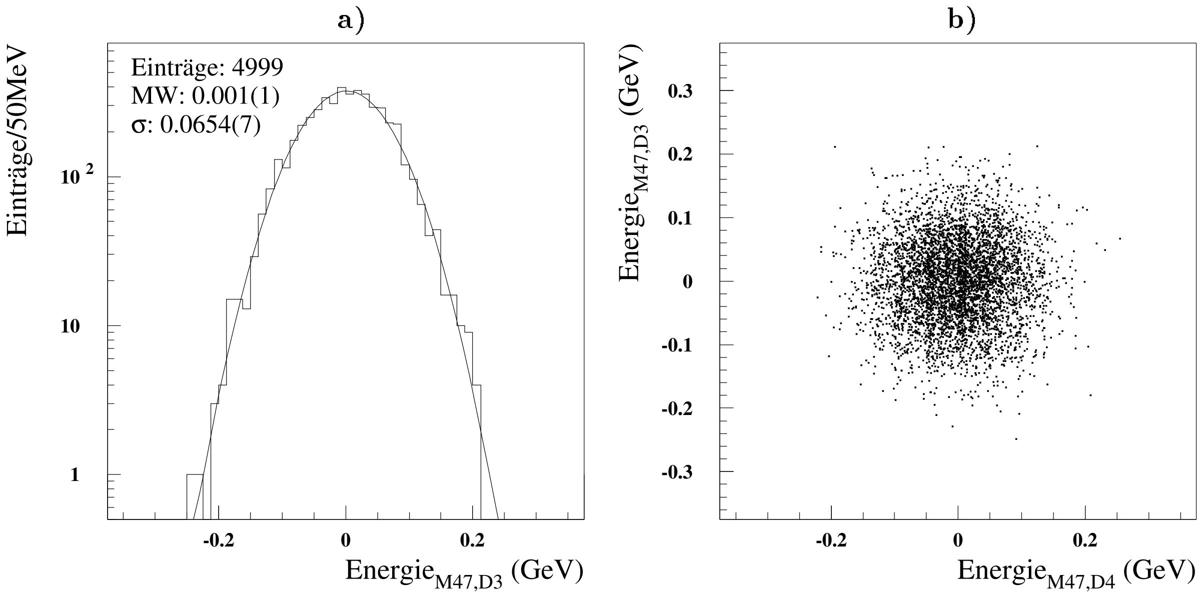


Abb. 7.2: **Dioden- und Korrelationsspektren von Random-Ereignissen**
a) Anpassung einer Gaußfunktion an das Rauschspektrum einer Einzeldiode (Modul 47, Diode 3) und **b)** Korrelation der Rauschsignalspektren von zwei Dioden eines Moduls (Modul 47, Diode 3 und 4).

Abb. 7.2 a) und b) zeigen ein typisches Rauschspektrum einer Diode (Modul 47, Diode 3) bzw. die Korrelation der Spektren zweier Dioden eines Moduls (Modul 47, Diode 3 und 4) von 4099 Ereignissen, die mit dem Random-Trigger selektiert wurden. Für die Breite des in Abb. 7.2 a) dargestellten Spektrums folgt nach Anpassung einer Gaußfunktion $\sigma = 65.4(7)\,\mathrm{MeV}$. Wie Abb. 7.2 b) als Beispiel zeigt, ist das elektronische Rauschen von zwei Dioden eines Moduls unkorreliert.

Abb. 7.3 zeigt die Abhängigkeit des Breite des Rauschsignals (Rauschsignal-σ) von der Anzahl N der summierten Signale. Die Analyse basiert auf 6022 Ereignissen, die mit dem Random-Trigger in einem speziellen Run selektiert wurden. Summiert wurden die Signale von maximal 11 Quadrat-Modulen bzw. 44 Dioden.[1] An die einzelnen Summensignale wurden Gaußfunktionen angepaßt und die Rauschsignal-σ's bestimmt. Bei unkorreliertem Rauschen sollte das Rauschsignal-σ mit der Anzahl N der summierten Diodensignale proportional zu $\mathrm{P}_1 \cdot \sqrt{\mathrm{N}}$ anwachsen, wobei P_1 der Wert der mittleren Rauschbreite der Einzeldiodensignale ist. Wie die Abbildung zeigt, ist die Abhängigkeit des Rauschsignal-σ's von der Anzahl der summierten Einzeldiodensignale in guter Näherung durch ein unkorreliertes Rauschen zu beschreiben. Die Hinzunahme des Terms $\mathrm{P}_2 \cdot \mathrm{N}$, durch den ein mit der Anzahl der summierten Signale linear zunehmendes korreliertes Rauschen beschrieben wird, führt zu einer etwas besseren Anpassung der Daten. Die lineare Zunahme des korrelierten Rauschens beträgt dann ca. 1.1 MeV pro summiertes Einzeldiodensignal. P_1 liegt für die Anpassung der Funktion $\sigma = \mathrm{P}_1 \cdot \sqrt{\mathrm{N}} + \mathrm{P}_2 \cdot \mathrm{N}$ für $\mathrm{P}_2 = 1.1\,\mathrm{MeV}$ bei $64.2(3)\,\mathrm{MeV}$ und bei $\mathrm{P}_2 = 0$ bei $68.1(3)\,\mathrm{MeV}$.

---

[1] Es handelte sich um die innersten 11 Quadrat-Module des BEMC mit Ausnahme von Modul 43.

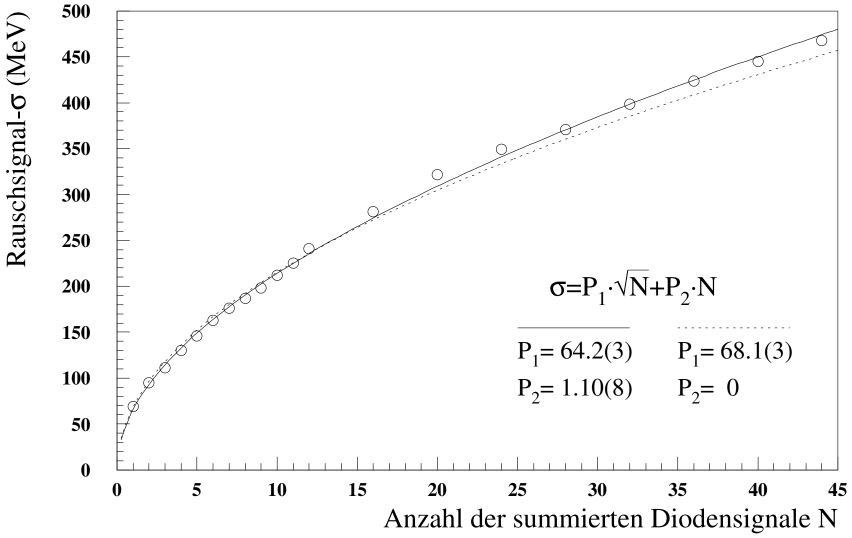


Abb. 7.3: **Abhängigkeit der Breite des Rauschsignals von der Anzahl der summierten Signale**
Als Anpassung der gemessenen Rauschsignal-σ's wurde die Funktion $\sigma = \mathrm{P}_1 \cdot \sqrt{\mathrm{N}} + \mathrm{P}_2 \cdot \mathrm{N}$ gewählt. Die unkorrelierte Rauschzunahme wird durch den Term $\mathrm{P}_1 \cdot \sqrt{\mathrm{N}}$ beschrieben und eine mit der Anzahl der summierten Signale korrelierte Rauschzunahme durch den Term $\mathrm{P}_2 \cdot \mathrm{N}$. Wird die korrelierte Rauschzunahme berücksichtigt, so ist die Anpassung geringfügig besser.

Um eine standardisierte Analyse von Ereignissen, die mit dem Random-Trigger selektiert wurden, durchführen zu können, ist es wichtig, die typische Verteilung der RMS-Breiten und der Mittelwerte der Rauschsignale für alle 472 Auslesekanäle und die Summensignale der 88 Module zu kennen. Durch geeignete Cuts auf diese Verteilungen können problematische Kanäle schnell erkannt werden. Für die nachfolgende Analyse der Random-Ereignisse, die ebenfalls auf den 6022 mit dem Random-Trigger selektierten Ereignissen basiert, ist anzumerken, daß die Energien der Einzeldioden in den RMS- und Mittelwert-Verteilungen von Abb. 7.4 bzw. Abb. 7.5, die auch in die Cuts zur Erkennung problematischer Kanäle eingehen, nicht entsprechend Gl. 5.1 durch den Faktor 4 bzw. 2 geteilt wurden. Dies hat keinen Einfluß auf die Erkennung von problematischen Kanälen, führt aber z.B. in der Abb. 7.4 b) und c) zu der etwas irreführenden Darstellung eines um den Faktor 2 geringeren Modulrauschens bezogen auf das Rauschen der Einzeldioden.
In Abb. 7.4 sind die Verteilungen der RMS-Breite für die Rauschsignale der Modulsummen in a), der Einzeldioden in c), sowie die Korrelation zwischen den Werten der Modul- und Dioden-RMS in b) angegeben. In Abb. 7.4 a) und c) sind die Kanäle der nichtquadratischen Module durch die Schraffuren hervorgehoben. Der Einfluß der Kalibrationsfaktoren, die am DESY-Teststrahl bzw. aus den Messungen mit kosmischen Myonen für alle Dioden und Module bestimmt wurden, führt in den Verteilungen dazu, daß eine deutliche Abhängig-

keit vom Modultyp bzw. hinsichtlich der betrachteten Dioden auftritt.[2] Das Modul- und Dioden-Rauschen der nichtquadratischen Module liegt so z.B. aufgrund der erhöhten Lichtsammeleffizienz dieser Module gegenüber den Quadrat-Modulen bei niedrigeren Werten. Die Multiplikation der Energien der insgesamt 112 Dioden 5,6 der Quadrat- und großen Trapez-Module in der Rekonstruktion mit dem Faktors 1/1.9, zeigt sich in Abb. 7.4 c) in einem Maximum bei niedrigeren Energien. Die Korrelationsdarstellung von Abb. 7.4 b) zeigt ebenfalls die deutliche Abhängigkeit der Werte der Modul- und Dioden-RMS vom Modultyp bzw. hinsichtlich der betrachteten Dioden 1-4 und 5,6. Der Mittelwert der Verteilung der Modul-RMS für alle 88 Module beträgt 111 MeV bei einer Breite der Verteilung von RMS=29 MeV. Der Mittelwert für die 56 Quadrat-Module liegt bei 129 MeV mit einer Breite von RMS=9 MeV. Die Mittelwerte der Verteilungen der Dioden-RMS für die 224 Dioden 1-4 bzw. 112 Dioden 5,6 der Quadrat-Module liegt bei 257 MeV mit RMS=21 MeV bzw. 122 MeV mit RMS=9 MeV.

Da die Werte für das Modul-RMS als Summe der Einzeldiodensignale gebildet werden, lassen sich einfache vom Modultyp abhängige Cuts auf die Korrelation zwischen Modul- und Dioden-RMS angeben, durch die Kanäle mit korreliertem Rauschen gefunden werden können - siehe Abb. 7.4 b).

Die Cuts wurden durch eine untere und obere Schranke des Dioden-RMS, sowie durch die Forderung des unkorrelierten Rauschens der Dioden 1-4 bzw. 5,6 für jedes Modul festgelegt und in mehreren Analysen optimiert. Die Schranken der Werte der Dioden-RMS variieren für jeden Modultyp und hinsichtlich der Dioden 1-4 und 5,6. Bei unkorreliertem Rauschen erwartet man für die $\mathrm{E_{D1-4}}$- bzw. $\mathrm{E_{D5,6}}$-Energiesummen $\mathrm{RMS_{Modul,D1-4}} = 1/2 \cdot \mathrm{RMS_{Diode}}$ bzw. $\mathrm{RMS_{Modul,D5,6}} = 1/\sqrt{2} \cdot \mathrm{RMS_{Diode}}$.[3] Da auch bei unkorreliertem Rauschen die Korrelationswerte der Modul- und Dioden-RMS um die Korrelationsgeraden streuen, wurde gefordert, daß sie in einem Bereich um die Korrelationsgeraden liegen müssen. Problematische Kanäle wurden durch Korrelationswerte außerhalb der Cuts identifiziert.

Die in Abb. 7.4 b) dargestellten, vom vom Modultyp abhängigen Cuts wurden folgendermaßen definiert:

- Cut für die Dioden 1-4 der Quadrat-Module:
  - $180\,\mathrm{MeV} < \mathrm{RMS_{Diode}} < 360\,\mathrm{MeV}$
  - $(\mathrm{RMS_{Modul,D1-4}} - 25\,\mathrm{MeV}) < \frac{\mathrm{RMS_{Diode}}}{2} < (\mathrm{RMS_{Modul,D1-4}} + 25\,\mathrm{MeV})$
- Cut für die Dioden 1-4 der großen Trapez-Module:
  - $205\,\mathrm{MeV} < \mathrm{RMS_{Diode}} < 265\,\mathrm{MeV}$
  - $(\mathrm{RMS_{Modul,D1-4}} - 15\,\mathrm{MeV}) < \frac{\mathrm{RMS_{Diode}}}{2} < (\mathrm{RMS_{Modul,D1-4}} + 15\,\mathrm{MeV})$
- Cut für die Dioden 1-4 der kleinen Trapez-Module:
  - $140\,\mathrm{MeV} < \mathrm{RMS_{Diode}} < 195\,\mathrm{MeV}$
  - $(\mathrm{RMS_{Modul,D1-4}} - 12\,\mathrm{MeV}) < \frac{\mathrm{RMS_{Diode}}}{2} < (\mathrm{RMS_{Modul,D1-4}} + 12\,\mathrm{MeV})$
- Cut für die Dioden 1-4 der großen Dreieck-Module:
  - $115\,\mathrm{MeV} < \mathrm{RMS_{Diode}} < 150\,\mathrm{MeV}$
  - $(\mathrm{RMS_{Modul,D1-4}} - 7\,\mathrm{MeV}) < \frac{\mathrm{RMS_{Diode}}}{2} < (\mathrm{RMS_{Modul,D1-4}} + 7\,\mathrm{MeV})$

---

[2] Die Gleichförmigkeit der Breite der Rauschsignale für die Dioden 1-4 bzw. 5,6 der der BEMC-Kanäle von Abb. 7.1 b) geht verloren.

[3] Für die aus den Signalen von nur 3 Dioden gebildete $\mathrm{E_{D1-3}}$-Modulsumme der kleinen Dreieck-Module gilt entsprechend $\mathrm{RMS_{Modul,D1-3}} = 1/\sqrt{3} \cdot \mathrm{RMS_{Diode}}$.

- Cut für die Dioden 1-3 der kleinen Dreieck-Module:
  - $70\,\mathrm{MeV} < \mathrm{RMS}_{\mathrm{Diode}} < 110\,\mathrm{MeV}$
  - $(\mathrm{RMS}_{\mathrm{Modul,D1-3}} - 5\,\mathrm{MeV}) < \frac{\mathrm{RMS}_{\mathrm{Diode}}}{\sqrt{3}} < (\mathrm{RMS}_{\mathrm{Modul,D1-3}} + 5\,\mathrm{MeV})$
- Cut für die Dioden 5,6 der Quadrat-Module:
  - $100\,\mathrm{MeV} < \mathrm{RMS}_{\mathrm{Diode}} < 145\,\mathrm{MeV}$
  - $(\mathrm{RMS}_{\mathrm{Modul,D5,6}} - 12\,\mathrm{MeV}) < \frac{\mathrm{RMS}_{\mathrm{Diode}}}{\sqrt{2}} < (\mathrm{RMS}_{\mathrm{Modul,D5,6}} + 12\,\mathrm{MeV})$
- Cut für die Dioden 5,6 der großen Trapez-Module:
  - $105\,\mathrm{MeV} < \mathrm{RMS}_{\mathrm{Diode}} < 125\,\mathrm{MeV}$
  - $(\mathrm{RMS}_{\mathrm{Modul,D5,6}} - 8\,\mathrm{MeV}) < \frac{\mathrm{RMS}_{\mathrm{Diode}}}{\sqrt{2}} < (\mathrm{RMS}_{\mathrm{Modul,D5,6}} + 8\,\mathrm{MeV})$

Als Beispiel für einen problematischen BEMC-Kanal ist in Abb. 7.4 b) Modul 5, Diode 3 markiert, da hier der Korrelationswert außerhalb des Cuts für ein großes Trapez-Modul liegt - siehe auch Abb. 7.6 f).

Abb. 7.5 zeigt die - entsprechend Abb. 7.4 - dargestellten Verteilungen für die Mittelwerte der Rauschsignale der Modulsummen in a), der Einzeldioden in b) bzw. der Korrelation dieser Werte in c). Der Mittelwert der Verteilung der 88 Modul-Mittelwerte liegt bei 0.1 MeV bei einer Breite von RMS=4.7 MeV. Der Mittelwert der 472 Dioden-Mittelwerte liegt ebenfalls bei 0.1 MeV mit RMS=8.0 MeV. Eine Analyse der Mittelwert-Verteilung der Rauschereignisse erwies sich als notwendig, da in dem Rauschspektrum für die Diode 1 von Modul 48 - siehe Abb. 7.6 a) und b) - ein Mittelwert von ca. 160 MeV festgestellt wurde. Die Verschiebung des Mittelwertes war eine Folge der zeitliche Änderungen des Pedestalwertes dieses Kanals, der in der elektronischen Kalibrationen nur temporär durch die Anpassung des Polynoms fixiert werden konnte. Nach der Feststellung der Verschiebung des Mittelwertes für diesen Kanal wurde eine neue elektronische Kalibration durchgeführt und danach wieder Random-Ereignisse aufgenommen, deren Analyse die Korrektur der Mittelwertsverschiebung bestätigte.

Für die 1992 zur Bestimmung der Strukturfunktion F_2 von der ELAN-Gruppe[4] verwendeten Runs wurde eine Analyse der während der ep-Datennahme aufgenommenen Random-Ereignisse durchgeführt. Die Analyse basiert auf den Random-Ereignissen, der als gut klassifizierten 713 Runs mit Runnummern zwischen 30000 und 36008, die für die F_2-Bestimmung verwendet wurden. Für die Analyse der Random-Ereignisse wurden einzelne Runs zu insgesamt 32 Runperioden mit zwischen 1000 und 6000 Random-Ereignissen zusammengefaßt, um eine hinreichend gute Statistik zur Bestimmung der Mittelwerte und RMS-Werte der Energieverteilungen zu erhalten. Insgesamt wurden für die ELAN-Runperiode 143765 Random-Ereignisse für die Untersuchung verwendet.

Eine entsprechende Analyse für die 1993 mit dem BEMC zur F_2-Bestimmung aufgenommenen Daten wurde stichprobenartig an einigen Runs durchgeführt.

In Abb. 7.6 sind einige Beispiele der detaillierteren Analyse von Random-Ereignissen dargestellt, die nach der Identifizierung von problematischen Kanälen durchgeführt wurde. Abb. 7.6 a) zeigt die Korrelation der Mittelwerte der Energien von Diode 1 für alle 88 Module für zwei, zu verschiedenen Zeiten aufgenommene Runs. Ein Auslesekanal zeigt eine deutliche Verschiebung des Mittelwertes. In Abb. 7.6 b) ist die Differenz der Mittelwerte für die Diode 1 der 88 Module, die für die Ereignisse der beiden Random-Run's bestimmt

---

[4] ELAN=Electron-Analysis-Group

wurde, als Funktion der Modul-Nummer aufgetragen, wodurch sich zeigte, daß es sich bei dem problematischen Auslesekanal um Diode 1 von Modul 48 handelt. In der Korrelation der unproblematischen Kanäle in Abb. 7.6 a) zeigt sich der Einfluß der elektronischen Kalibration, durch den die Pedestalwerte fixiert werden. Die Streuung der Werte um die Korrelationsgerade, die auch in Abb. 7.6 b) als Streuung der Werte um den Nullpunkt zu erkennen ist, liegt bei RMS=4 MeV und liefert ein Maß für die Änderung der Pedestalwerte der Elektronik in der Zeit zwischen den Random-Run's.
Abb. 7.6 c) zeigt die Korrelation der Energie der Dioden 1 und 2 von Modul 52 für 4099 Random-Ereignisse einer Runperiode (Run 32261-32285) der Random-Analyse der ELAN-Run's. Der Bereich unkorrelierten Rauschens ist in der Abbildung mit gepunkteten Linien markiert. In Abb. 7.6 d) zeigt sich, daß das korrelierte Rauschen dieser Dioden nur temporär, d.h. für die Run's 32261-32273 auftritt. Die letzten 3 Run's der Runperiode (32280-32285) zeigen kein korreliertes Rauschen der Dioden mehr. Für Runperioden, in denen für einige Runs korreliertes Rauschen einzelner Dioden auftritt, wurde daher überprüft, ob ein ELAN-Ereignis dieser Runperiode in dem problematischen Modul registriert wurde. ELAN-Ereignisse, für die dies zutrifft, dürfen nicht in die F_2-Analyse eingehen, und die Luminosität, auf die sich die F_2-Analyse bezieht, muß entsprechend korrigiert werden.
Abb. 7.6 e) zeigt die nahezu vollständige Korrelation der Energiesignale der Dioden 3 und 4 von Modul 65, die während der gesamten Datennahme 1992 bestand. Die Korrelation der Signale dieser Dioden konnte später auf einen Schaltungsfehler in der Cable-Distribution-Unit (CDU) zurückgeführt und für die Datennahme 1993 beseitigt werden. Abb. 7.6 f) zeigt das halblogarithmisch dargestellte Rauschspektrum von Diode 3 von Modul 5. Wie schon in Abb. 7.4 b) ersichtlich ist, ist die Rauschbreite dieser Diode um den Faktor 2 kleiner. Im Rauschspektrum der Diode ist dies daran zu erkennen, daß an das Spektrum die Summe aus zwei unterschiedlichen Gaußfunktionen angepaßt werden kann. Das Spektrum besteht aus der Überlagerung einer sehr schmalen Rauschverteilung mit RMS=67(2) MeV mit einer zweiten Rauschverteilung mit RMS=172(5) MeV. Die Ursache dieses Verhaltens, das für alle untersuchten Random-Ereignisse der 1992 und 1993 gemessenen Daten registriert wurde, ist bisher nicht geklärt.

Fazit der Analyse von Rauschereignissen:

- Für alle Runs, die für die F_2-Analyse mit den 1992 aufgenommenen Daten des BEMC verwendet wurden, wurde eine Analyse der Random-Ereignisse durchgeführt und damit die Stabilität der Elektronik überprüft. Eine entsprechende Untersuchung für die 1993 mit dem BEMC aufgenommenen Daten wurde stichprobenartig an einigen Runs durchgeführt. Zur Erkennung von problematischen Kanälen wurden vom Modultyp abhängige Cuts auf das Modul- und Einzeldioden-RMS aller Module bzw. Dioden verwendet. Durch die Rauschanalyse konnte z.B. das temporär auftretende korrelierte Rauschen einzelner Kanäle erkannt werden.

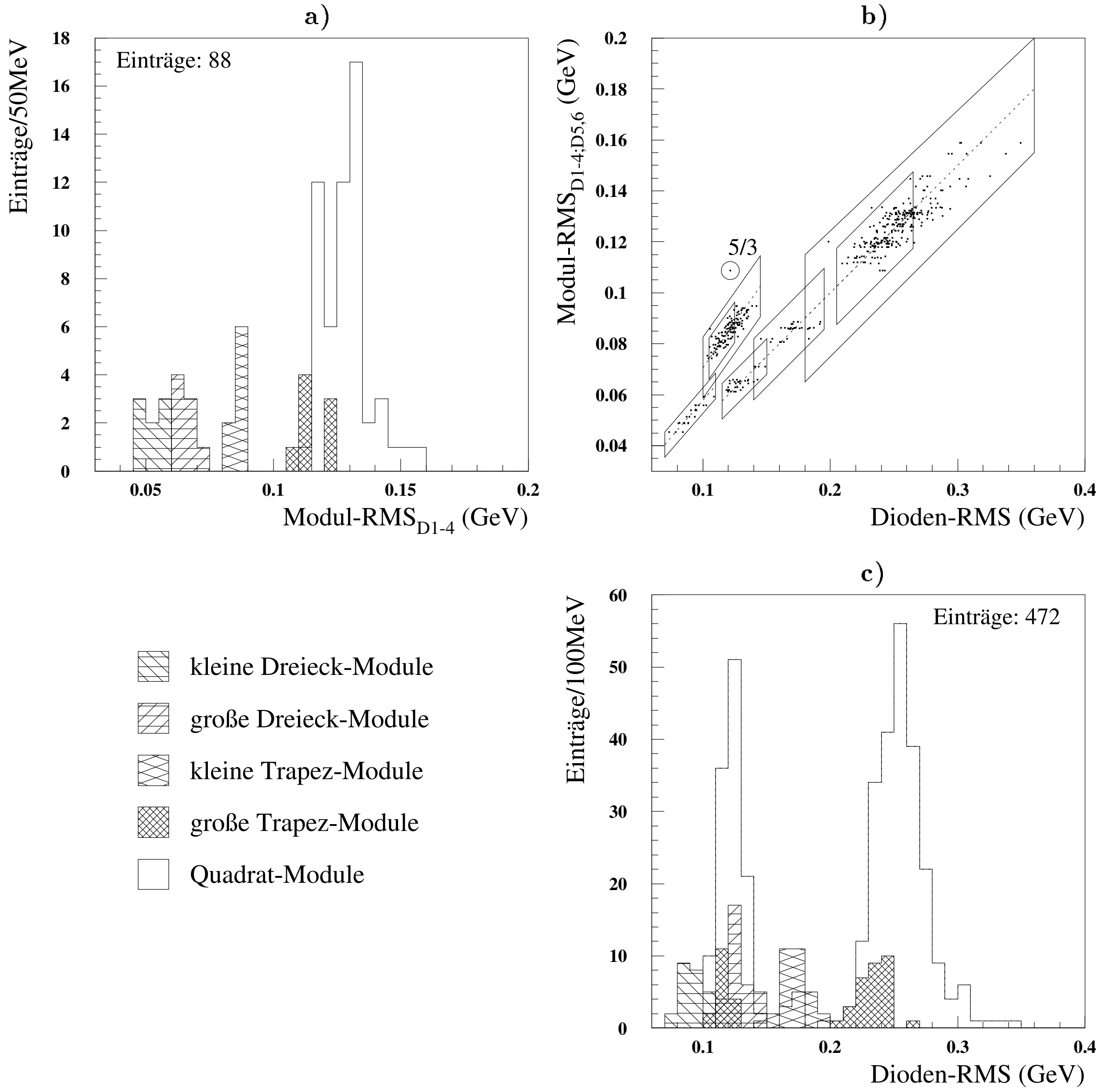


Abb. 7.4: **Random-Ereignisse - RMS-Verteilung**

In **a)** bzw. **c)** sind die Verteilungen der RMS-Rauschbreiten der Signale der Modulsumme E_{D1-4} bzw. der Einzeldioden dargestellt. Die Modultypen sind durch Schraffuren hervorgehoben. In **b)** ist die Korrelation der RMS-Rauschbreiten der Signale der E_{D1-4}- und $E_{D5,6}$-Modulsummen mit den Signalen der Einzeldioden zusammen mit den vom Modultyp abhängigen Stabilitäts-Cuts, die zur schnellen Rauschanalyse verwendet wurden, dargestellt.

In b) sind für die Quadrat- und großen Trapez-Module auch die Korrelationswerte der nicht in a) aufgeführten RMS-Breite der Rauschsignale der $E_{D5,6}$-Modulsummen in Bezug auf die RMS-Breite der Rauschsignale der Dioden 5,6 eingetragen. Für die kleinen Dreieck-Module wurden für a) und b) die E_{D1-3}-Modulsummen gebildet.

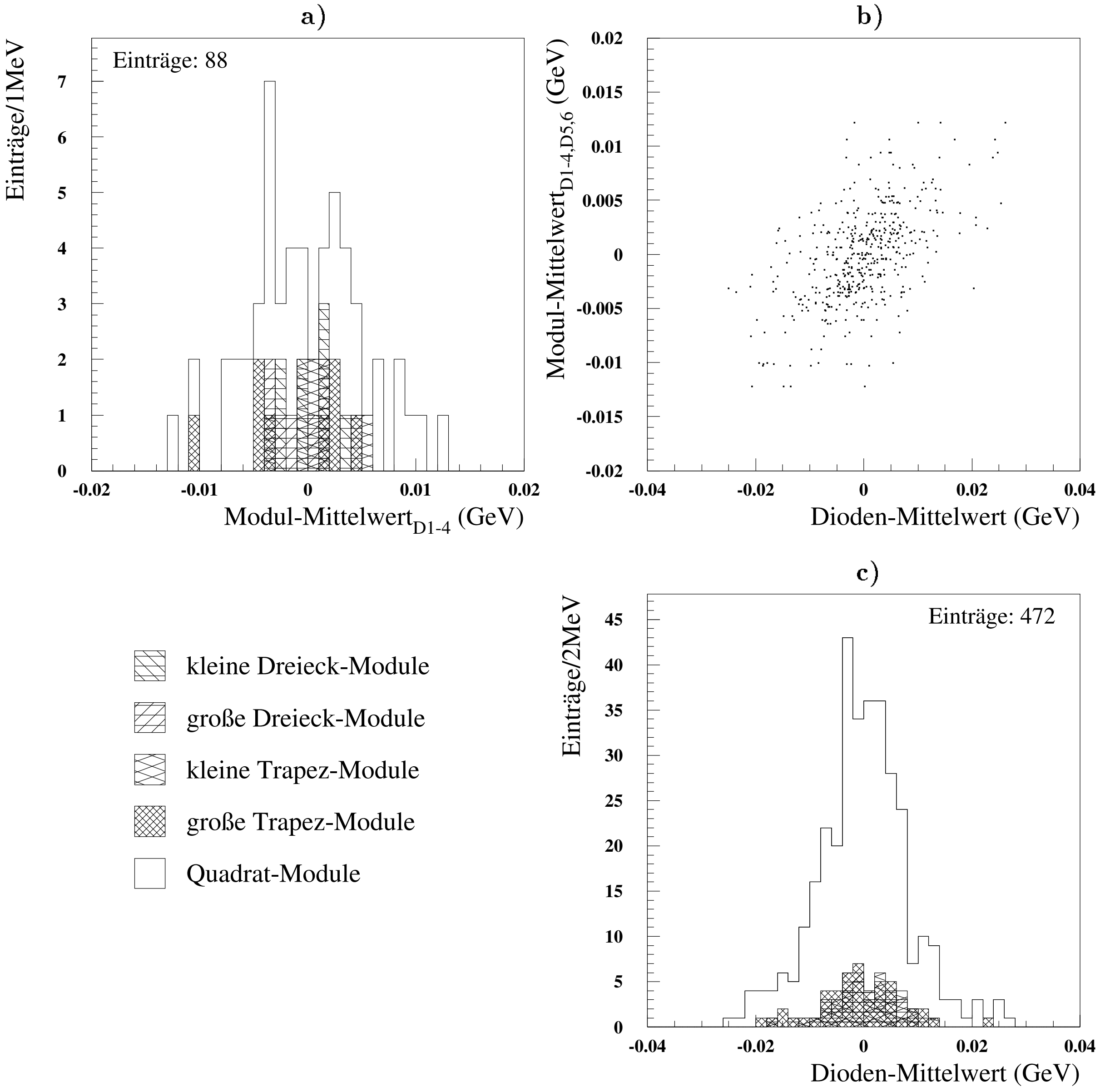


Abb. 7.5: **Random-Ereignisse - Mittelwert-Verteilung**

Entsprechend Abb. 7.4 ist die Verteilung der Mittelwerte der Rauschsignale für die Modulsummen in **a)** und der Einzeldioden in **c)**, sowie die Korrelation dieser Werte **b)** dargestellt. Die Modultypen sind durch die Schraffuren hervorgehoben. In b) sind für die Quadrat- und großen Trapez-Module sowie die kleinen Dreieck-Module - wie in Abb. 7.4 - auch die Korrelationen der RMS-Werte der Einzeldioden mit den RMS-Werten der $E_{D5,6}$- bzw. E_{D1-3}-Modulsummen eingetragen.

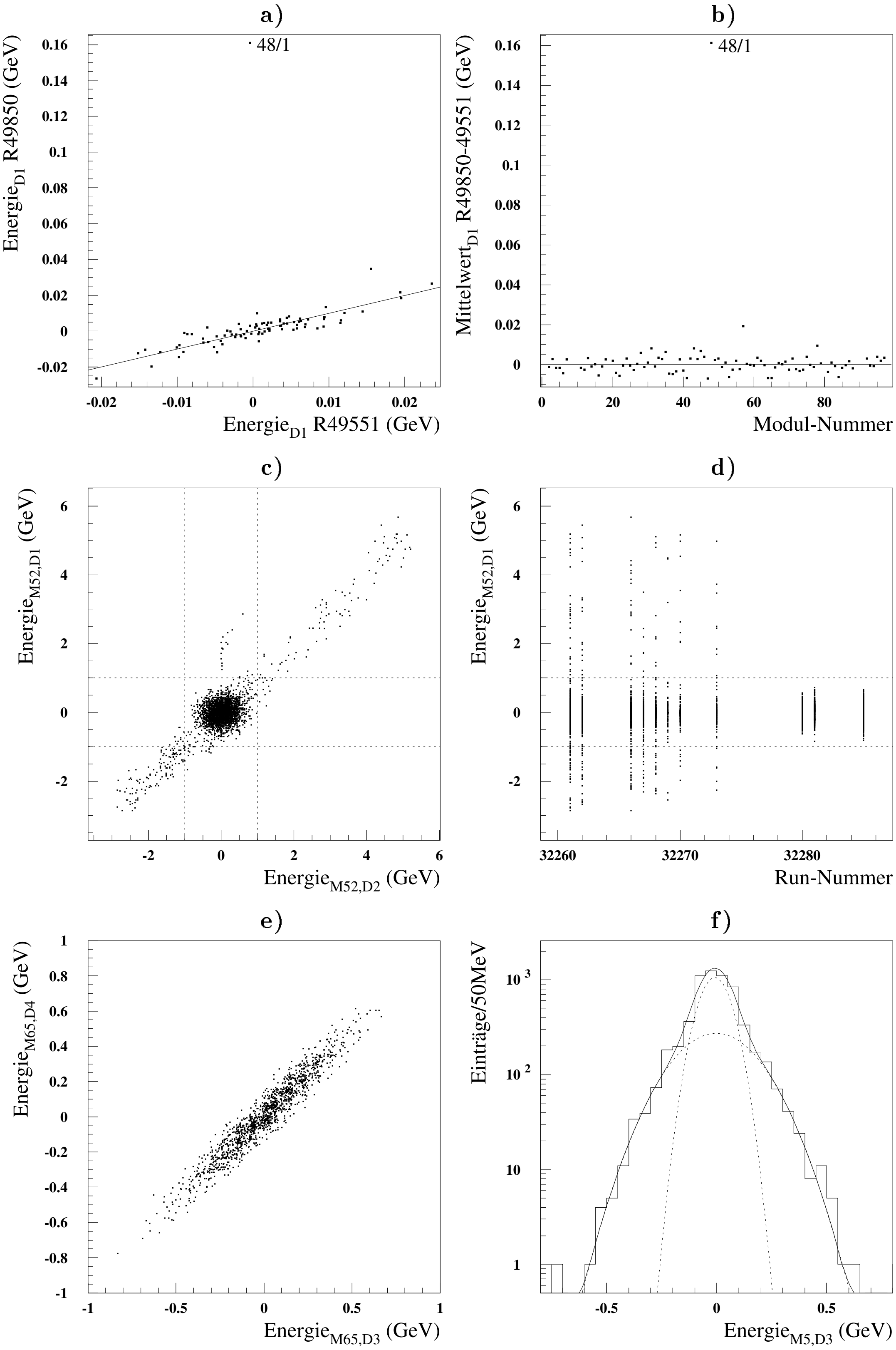


Abb. 7.6: **Beispiele der Analyse von Random-Ereignissen**
Für die Erklärung siehe Text.

Kapitel 8

Untersuchung von Elektronen im BEMC und Vergleich mit Simulationen

Für die in diesem Kapitel dargestellten Untersuchungen von Elektronen im BEMC wurden vorselektierte Ereignisse mit kleinem und mittleren Q^2 verwendet, die 1993 mit dem H1-Detektor gemessen wurden.

Ereignisselektion Die vorselektierten Ereignisse sind eine Mischung der ELAN-mDST[1], der HADES-mDST und der BEMC/BBE/CB1-mDST [CHA94]. Die Ereignisse der ELAN-mDST werden für die Analyse der Strukturfunktion F_2 verwendet, die HADES-mDST dient der Analyse der hadronischen Endzustände bei kleinen und mittleren Q^2 und die BEMC/BBE/CB1-mDST enthält Ereignisse aus der Übergangsregion zwischen BEMC und LAr-Kalorimeter.
Die mDST-Selektion verwendet die folgenden Cuts - siehe [CHA94]:

- Die BCLR-Energie des BEMC-Clusters mit der höchsten Energie muß $\geq$ 7 GeV bzw. $\geq$ 10 GeV sein - ELAN- bzw. HADES-mDST.
- Es muß ein kombinierter Vertex-Fit existieren - (ELAN- und HADES-mDST).
- Die Ereignisse müssen mindestens einen BPC-Hit im Umkreis von 5 cm bzw. 15 cm um den parallaxekorrigierten Schauerschwerpunkt des Clusters im BEMC aufweisen - (ELAN bzw. HADES).[2]
- Der z-Vertex muß in einem Bereich von ±50 cm um den nominellen Vertex liegen - (HADES-mDST).
- Der Schauerschwerpunkt der Ereignisse darf nicht in den inneren Dreieck-Modulen, d.h. nicht in dem durch $|x| < x_{min}$ oder $|y| < y_{min}$ mit $x_{min}=y_{min}=13$ cm bzw. $x_{min}=y_{min}=14$ cm festgelegten Bereich um das Strahlrohr, liegen - (ELAN- bzw. HADES-mDST).
- Die Ereignisse dürfen entweder kein Signal im ToF erzeugt haben, oder wenn es ein Signal in einem TOF-Segment im Zeitfenster der vom Vertex kommenden ep-Ereignisse (Interaction-Window) gibt, dürfen gleichzeitig nicht mehr als zwei Ereignisse im Zeitfenster der nicht vom Vertex kommenden Ereignisse (Background-Window) registriert worden sein - (ELAN-, HADES- und BEMC/BBE/CB1-mDST).
- Der Polarwinkel θ des Elektrons muß $\leq 172.5^\circ$ sein - (HADES-mDST).
- Es muß ein Energiecluster mit $\geq$ 6 GeV im BEMC, BBE oder im CB1 existieren - (BEMC/BBE/CB1-mDST).

Für die 1993 mit dem H1-Detektor gemessenen Daten wurden die Kriterien der ELAN-, HADES- oder BEMC/BBE/CB1-Selektion von insgesamt 140595 Ereignissen erfüllt.

---

[1] mDST=mini-Data-Summary-Tape

[2] Die z-Koordinate des Schauerschwerpunktes im BEMC wird mit der Gleichung $z = X_0(\ln \frac{E}{E_C} + c) \cdot \cos\theta$ berechnet, wobei $X_0 = 1.59$ cm, $E_c = 8.8$ MeV und c=2.3 ist.

Um eine detaillierte Untersuchung der Ereignisse im BEMC durchführen zu können, wurden für die weiteren Untersuchungen zusätzliche Cuts, die auch für die F_2-Analyse der Daten verwendet werden, auf die vorselektierten Ereignisse angewendet.
Die zusätzlichen Cuts sind folgendermaßen definiert:

- Die Runs müssen zu den "guten" Runs, d.h. zu den Runs, bei denen keine elektronischen Probleme auftraten, gehören (Goodrun-Cut).[3]
- Die Ereignisse müssen vom BSET-CL2-Trigger selektiert worden sein und dürfen keine für Untergrundereignisse charakteristischen Signale im ToF erzeugen. Für das Modul, in dem die meiste Energie deponiert wurde, muß für jede Diode D_i (i=1-4) das Verhältnis E_{Di}/E_{D1-4} kleiner als 0.8 sein und das Ereignis muß aus einem ep-Bunch stammen (Trigger-Cut).[4]
- Die Clusterenergie im BEMC muß in einem Bereich von $10.6\,\mathrm{GeV} \leq E_C \leq 40.0\,\mathrm{GeV}$ liegen (Energie-Cut).
- Der Polarwinkel θ_e, des ins BEMC gestreuten Elektrons, muß im Bereich $160° < \theta < 173°$ liegen (θ-Cut).
- Der z-Vertex des Ereignisses muß in einem Bereich von $-35\,\mathrm{cm} < z < +25\,\mathrm{cm}$ liegen, der Anteil der "guten" Vertex-Spuren muß $> 25\%$ sein und es muß sich um den Vertextyp 1 oder 2 handeln, d.h. der Vertex muß durch den zentralen Spurdetektor oder den Vorwärts-Spurdetektor bestimmt worden sein (z-Vertex-Cut).
- Der energiegewichtete Cluster-Radius r_{ECRA} des Energieclusters im BEMC muß $< 4\,\mathrm{cm}$ sein (ECRA-Cut).
- Der Abstand zwischen dem dichtesten BPC-Hit und dem parallaxekorrigierten Schauerschwerpunkt des BEMC-Clusters muß $< 4\,\mathrm{cm}$ sein (DCLBP-Cut).
- Der Schauerschwerpunkt darf nicht in einem Bereich von $x_{min}=y_{min}=16\,\mathrm{cm}$ um das strahlrohr liegen (Cut auf die inneren Dreieck-Module).

Die wesentlichen Cuts zur Unterdrückung des γ-p-Untergrundes sind der Energie-Cut, der ECRA-Cut und der DCLBP-Cut - siehe [PEP94], [REI94]. Durch den Polarwinkel-Cut und den Cut auf inneren Dreieck-Module werden nur die Ereignisse selektiert, die in den Qudrat-Modulen des BEMC den wesentlichen Teil ihrer Energie deponieren.
Insgesamt wurden die zusätzlichen Cuts von 19583 Ereignisse erfüllt. Die absolute Luminosität beträgt $271.3\,\mathrm{nb}^{-1}$.

Simulationen Für den Vergleich der Daten mit entsprechenden Monte-Carlo-Simulationen wurden Ereignisse, die mit der Strukturfunktion MRSH - siehe [MAR93c] - generiert, mit H1FAST simuliert und mit H1REC rekonstruiert wurden, verwendet. Die MRSH-Parametrisierung ist die Anpassung der MRS-Parametrisierung an die 1992 mit dem H1-Detektor bzw. mit dem ZEUS-Detektor bestimmten Werte für die Strukturfunktion F_2 - siehe Kap. 1.4. Auf die simulierten Ereignisse wurden alle Cuts, die auch für die Daten verwendet wurden, mit Ausnahme der Goodrun- und Trigger-Cuts, angewendet und globale Effizienzkorrekturen durchgeführt.
Um den Einfluß des nach der Selektion verbleibenden physikalischen γ-p-Untergrundes zu zeigen, wurden Ereignisse, die mit dem γ-p-Generator PYTHIA erzeugt und im H1-

---

[3] Durch diesen Cut wird die absolute Luminosität der selektierten Ereignisse festgelegt.

[4] Durch den Cut auf das Verhältnis der Diodensignale in einem Modul werden spezielle Untergrundereignisse, die sogenannte 1-Dioden-Ereignisse, verworfen - siehe [KUR93].

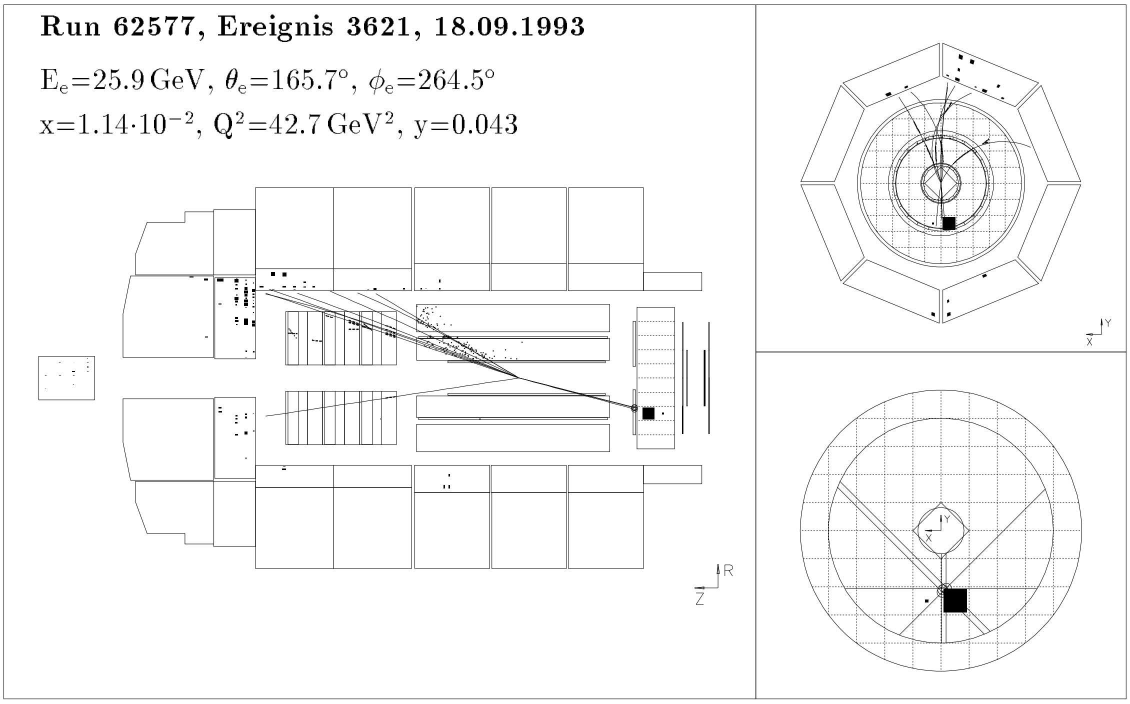


Abb. 8.1: **Tiefunelastisches Ereignis mit einem ins BEMC gestreuten Elektron**
Die kinematischen Größen x, Q^2 und y wurden mit der Elektronmethode bestimmt.

Detektor simuliert und rekonstruiert wurden - siehe [REI94], verwendet.[5] Die Monte-Carlo-Simulationen wurden auf die absolute Luminosität der Daten von $271.3\,\mathrm{nb}^{-1}$ normiert.

Untersuchung der ins BEMC gestreuten Elektronen Abb. 8.1 zeigt ein tiefunelastisches Ereignis mit einem ins BEMC gestreuten Elektron in der Darstellung des Ereignisdisplays des H1-Detektors. Die in der Abbildung angegebenen kinematischen Größen wurden mit der Elektronmethode, d.h. aus der Energie E_e und dem Winkel θ_e des Elektrons bestimmt. Zum Energiecluster im BEMC führt eine deutliche Spur im zentralen Spurdetektor, die vom Vertex, der durch mehrere Spuren festgelegt ist, ausgeht. In der BPC sind in der Nähe des Energieclusters im BEMC mehrere BPC-Hits zu erkennen. Für einen der BPC-Hits haben alle 4 Drahtebenen der BPC angesprochen. Der Vergleich der Spur des Elektrons im BEMC und der Spuren der Hadronen des Stromjets läßt die Ballance der Transversalimpulse des Elektrons und Stromjets erkennen.

---

[5] Der γ-p-Untergrund besteht aus einer Mischung von Ereignissen verschiedener Prozesse, die den Anteil an "weicher" und "harter" γ-p-Streuung berücksichtigen - siehe Kap. 1.5, und durch Analysen der Spektren im Elektron-Tagger des Luminositäts-Monitors optimiert wurde [REI94].

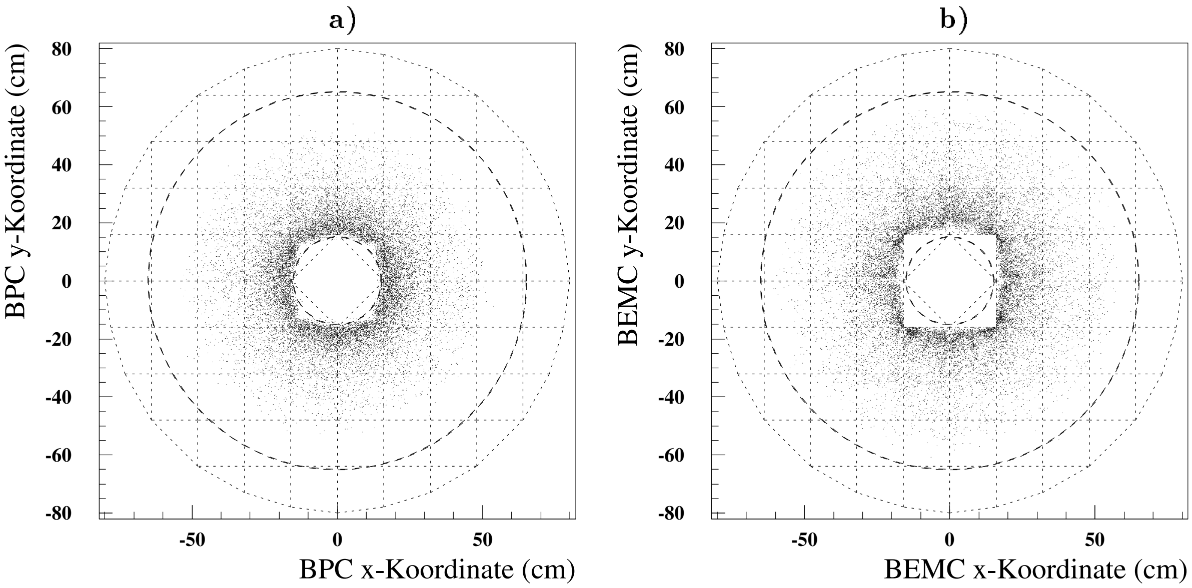


Abb. 8.2: **Ortsrekonstruktion in der BPC und im BEMC**
In **a)** sind für die ins BEMC gestreuten Elektronen die in der BPC bestimmten Koordinaten und in **b)** die im BEMC bestimmten Koordinaten dargestellt. Die BPC-Koordinaten beziehen sich auf den in Bezug auf die BEMC-Koordinaten nächsten BPC-Hit. Die BEMC-Koordinaten wurden über die Parametrisierung der Diodensignale der BEMC-Module bestimmt - siehe Kap. 5.4.4, und sind nicht in Bezug auf die Position der BPC in der Parallaxe korrigiert.

Abb. 8.2 a) und b) zeigt für alle ins BEMC gestreuten Elektronen die Verteilung der in der BPC bzw. im BEMC bestimmten Koordinaten. Bei den Koordinaten der BPC handelt es sich dabei um den x- und y-Wert des BPC-Hits, der dem in der Parallaxe korrigierten Koordinaten des Schauerschwerpunkts im BEMC am nächsten liegt. Die Koordinaten des Schauerschwerpunkts im BEMC wurden entsprechend der Parametrisierung der Diodensignale der BEMC-Module, die in Kap. 5.4.4 beschrieben ist, berechnet [REI94]. In Abb. 8.2 b) ist der Cut auf die Koordinaten des Schauerschwerpunkts von 16 cm um das Strahlrohr, durch den Ereignisse, die den wesentlichen Teil ihrer Energie in den inneren Dreieck-Modulen deponieren, ausgeschlossen werden. In Abb. 8.2 a) ist dieser Cut auch zu erkennen, allerdings verwischen hier die deutlichen Grenzen des Cuts von Abb. 8.2 b) durch Ereignisse, die nur einen Teil der Energie in den inneren Dreieck-Modulen deponieren und deren Schauerschwerpunkt daher in den innersten Quadrat-Modulen des BEMC rekonstruiert wird.

Abb. 8.3 a)-c) zeigt die Energie- und Winkelverteilungen der ins BEMC gestreuten Elektronen im Vergleich mit an den F_2-Werten aus der 1992er Analyse angepaßten Simulationen. Die Übereinstimmung der Energieverteilung im BEMC zwischen Daten und Simulation ist gut. Für Energien $< 20\,\mathrm{GeV}$ wird die Zählrate durch die Simulation etwas überschätzt. Die Beschreibung der θ- und ϕ-Abhängigkeit der Daten durch die Simulation ist ebenfalls gut. Die Einträge der θ-Verteilung bei 173° werden ebenfalls von der Simulation

geringfügig überschätzt. Die ϕ-Verteilung zeigt eine ausgeprägte Struktur mit Minima bei 0°, ±90° und 180°. Diese Minima kommen durch die Cracks zwischen den Modulen zustande. Durch den Cut auf die inneren Dreiecks-Module, der quadratisch und nicht radialsymmetrisch ist, zeigen sich außerdem besonders starke Minima bei $\phi = \pm 45^\circ$ und $\phi = \pm 135^\circ$. Die Übereinstimmung der ϕ-Verteilung zwischen Daten und Simulation ist mit Ausnahme des Bereiches zwischen -155° und -180°, wo zuwenig Einträge aus den Daten vorhanden sind, gut. Dieser Unterschied könnte durch Effizienzprobleme des BEMC oder der BPC erklärt werden, die in den Simulationen nicht korrekt beschrieben werden.
Abb. 8.4 zeigt die Verteilung einiger Meßgrößen im Vergleich mit der Simulation für die selektierten Ereignisse. Abb. 8.4 a) zeigt die Lage des z-Vertex, b) die Anzahl der BPC-Hits, in c) ist der Abstand der BPC- und BEMC-Koordinaten aus der Ortsrekonstruktion und in d) der energiegewichtete Cluster-Radius r_{ECRA} dargestellt. Der Vergleich mit den Simulationen zeigt für diese Verteilungen z.T. erhebliche Unterschiede im Vergleich mit den Daten. Aus Abb. 8.4 a) ist zu entnehmen, daß der Mittelwert der gaußförmigen Verteilung des z-Vertex der Simulation bei ca. -3.3 cm, der Mittelwert der Daten bei ca. -5.0 cm liegt, also die Mittelwerte um ca. 1.7 cm gegeneinander verschoben sind. Die Streuung der Koordinaten des z-Vertex liegt für die Daten bei RMS=10.3 cm und bei der Simulation bei RMS=10.0 cm. Der z-Vertex-Cut, der fordert, daß die Wechselwirkung in einem Bereich von $-35\,\mathrm{cm} < z < +25\,\mathrm{cm}$ um den nominellen Vertex stattgefunden haben muß, ist in der Abbildung zu erkennen. Abb. 8.4 b) zeigt, daß die Anzahl der BPC-Hits der Daten nicht korrekt von der Simulation beschrieben wird. Die Verteilung der BPC-Hits der Daten ist gegenüber der Simulation zu einer größeren Anzahl von BPC-Hits verschoben. Der Mittelwert der Daten liegt bei 7.9 BPC-Hits mit einer RMS-Streuung von 11.3 BPC-Hits. Für die Simulation ergibt sich ein Mittelwert von 5.5 BPC-Hits und eine Streuung von 8.3 BPC-Hits. Die Diskrepanz zwischen den Daten und der Simulation kann ein Hinweis auf eine nicht korrekte Beschreibung des Absorbermaterials vor dem BEMC sein, an dem die ins BEMC gestreuten Elektronen aufschauern können.[6] Eine weitere Erklärung wäre das Auftreten von Rückstreuungen in die BPC.
Der in Abb. 8.4 c) dargestellte Vergleich des Abstandes der BPC-BEMC-Koordinate zeigt eine Verschiebung des simulierten Abstandes gegenüber dem gemessenen Abstand zu kleineren Werten. Dies kann auf modulabhänge Fluktuationen der Ortsbestimmung im BEMC zurückgeführt werden. Der Cut auf den Abstand der BPC-BEMC-Koordinate ist in der Abbildung an den fehlenden Einträgen für $|\Delta r|_{\mathrm{BPC-BEMC}} > 4\,\mathrm{cm}$ zu erkennen. Abb. 8.4 d) zeigt die Verteilung des energiegewichteten Cluster-Radius r_{ECRA}, der entsprechend Gl. 5.13 definiert ist, für Daten und Simulation. Der Cut $r_{\mathrm{ECRA}} < 4\,\mathrm{cm}$ ist für die Daten und die Simulation in der Abbildung zu erkennen. Im Vergleich der Verteilungen zeigen die Simulationswerte ein zu kleineren r_{ECRA}-Werten verschobenes Maximum und keine korrekte Wiedergabe der Form der Verteilung bei größeren r_{ECRA}-Werten. Der Mittelwert der r_{ECRA}-Verteilung der Daten liegt bei 1.32 cm, bei einer RMS-Streuung von 0.71 cm und die entsprechenden Werte der Simulation liegen bei 1.23 cm und 0.87 cm. Der Unterschied zwischen den Verteilungen ist im wesentlichen in der falschen Beschreibung der Schauerbreite begründet, die auch in den Teststrahlmessungen festgestellt wurde - siehe

---

[6] In den Simulationen wird ca. $1\,X_0$ Absorbermaterial vor dem BEMC verwendet.
Studien zum Einfluß des Absorbermaterials auf die Energiemessung von BEMC-Modulen ist in [PIC94] beschrieben.

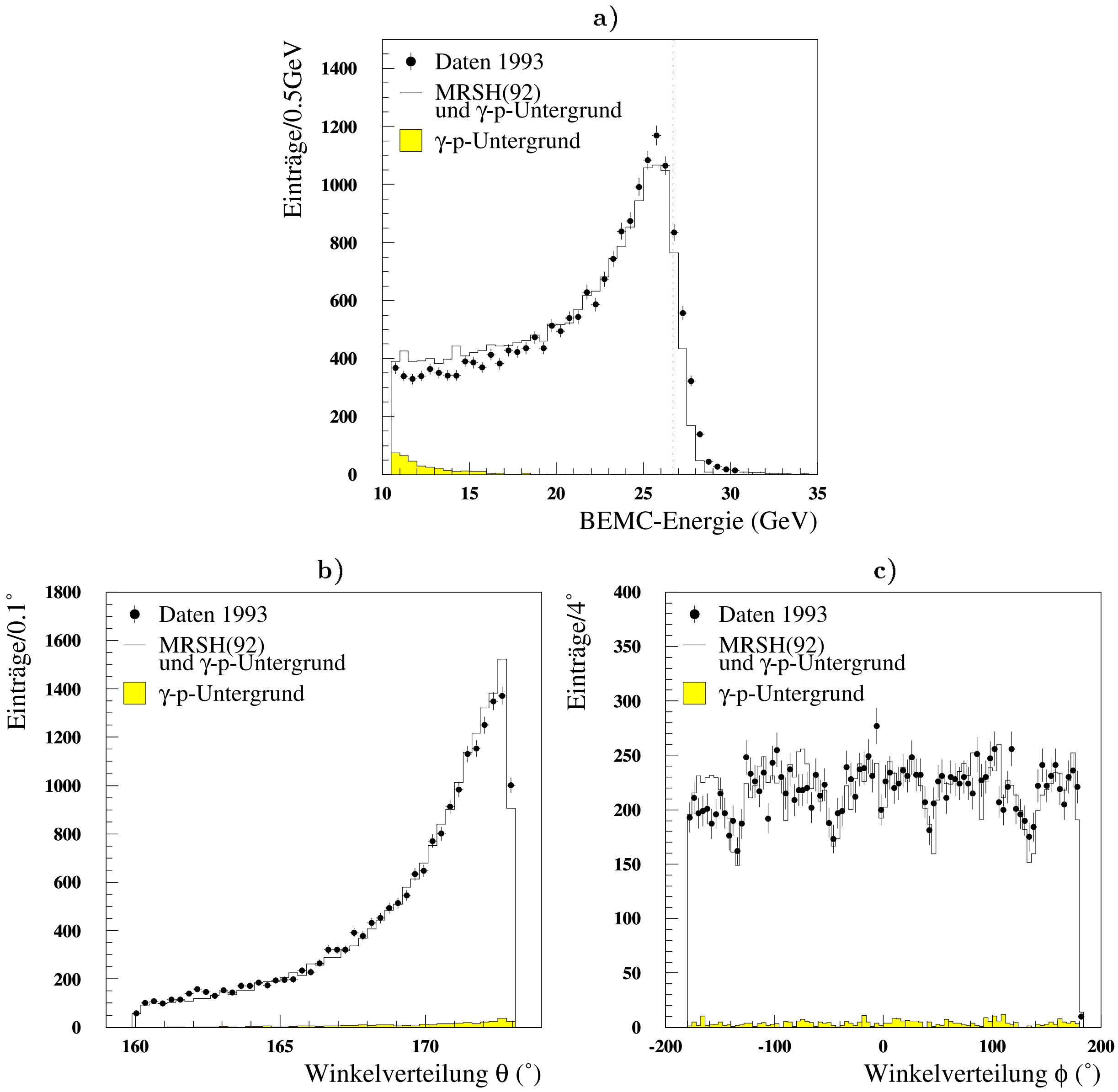


Abb. 8.3: **Energie- und Winkelverteilung der Elektronen im BEMC nach der Ereignisselektion**
Für die selektierten Ereignisse, ist die Energieverteilung der Cluster-Energie im BEMC in **a)** und die Winkelverteilungen des Polarwinkels θ in **b)** und und des Azimutalwinkels ϕ in **c)** im Vergleich mit Simulationen dargestellt. Die Energie des Elektronenstrahls von 26.7 GeV ist durch die gepunktete Linie in a) gekennzeichnet.

Kap. 5.4.2. Bei der Bestimmung von r_{ECRA} gehen außerdem Fehler, die in der Bestimmung der Koordinaten der Schauerschwerpunkte gemacht werden, ein.
Die aus der Energie E_e und dem Winkel θ_e des Elektrons bestimmten Werte für die kinematischen Variablen x und Q^2 zeigt Abb. 8.5 a) in der logarithmischen x-Q^2-Ebene. Der Akzeptanzbereich des BEMC und einige Linien konstanter Energie E_e bzw. konstanten θ_e-Winkels des Elektrons sind in der Abbildung eingezeichnet. Die θ- und Energie-Cuts der selektieren Ereignisse von $160^\circ < \theta < 173^\circ$ bzw. $10.6\,\mathrm{GeV} \leq E_e \leq 40.0\,\mathrm{GeV}$ sind aus der Abbildung zu entnehmen.
Abb. 8.5 b) bzw. c) zeigt die log(x)- bzw. log(Q^2)-Verteilung der Ereignisse im Vergleich mit der Simulation. Der Unterschied in den Verteilung läßt sich ebenfalls auf eine nicht optimal angepaßte Strukturfunktion in der Simulation erklären.

Fazit der Untersuchung der ins BEMC gestreuten Elektronen:

- Für die Untersuchung der ins BEMC gestreuten Elektronen, wurden vorselektierte Ereignisse mit kleinem und mittlerem Q^2 verwendet. Die Ereignisse wurden dann zusätzlichen Cuts, die von der der ELAN-Gruppe zur Bestimmung der Strukturfunktion F_2 des Protons verwendet werden, unterzogen. Die Selektionskriterien wurden von 19583 Ereignissen erfüllt. Die Datenmenge entspricht einer absoluten Luminosität von $271.3\,\mathrm{nb}^{-1}$.
- Verschiedene Meßgrößen, wie z.B. die Energie- und Winkelverteilungen der Ereignisse im BEMC, wurden im Vergleich mit Simulationen untersucht. Die simulierten Ereignisse wurden mit der MRSH-Parametrisierung generiert, die aus der Anpassung an die 1992 mit dem H1-Detektor bestimmten Werte für die Strukturfunktion F_2 entwickelt wurde. Die Vergleiche zeigten eine insgesamt gute Beschreibung der Daten durch die Simulationen. Die Abweichungen zwischen Daten und Simulationen erklären sich z.T. aus der nicht korrekten Beschreibung von Absorbermaterial vor dem BEMC, sowie einer falschen Beschreibung der Schauerbreite in den Simulationen, die auch in den Teststrahlmessungen festgestellt wurde. Der große Unterschied in den Verteilungen des energiegewichteten Cluster-Radius der Daten und der Simulationen zeigt, daß eine Optimierung der schnellen Simulation durchgeführt werden sollte.

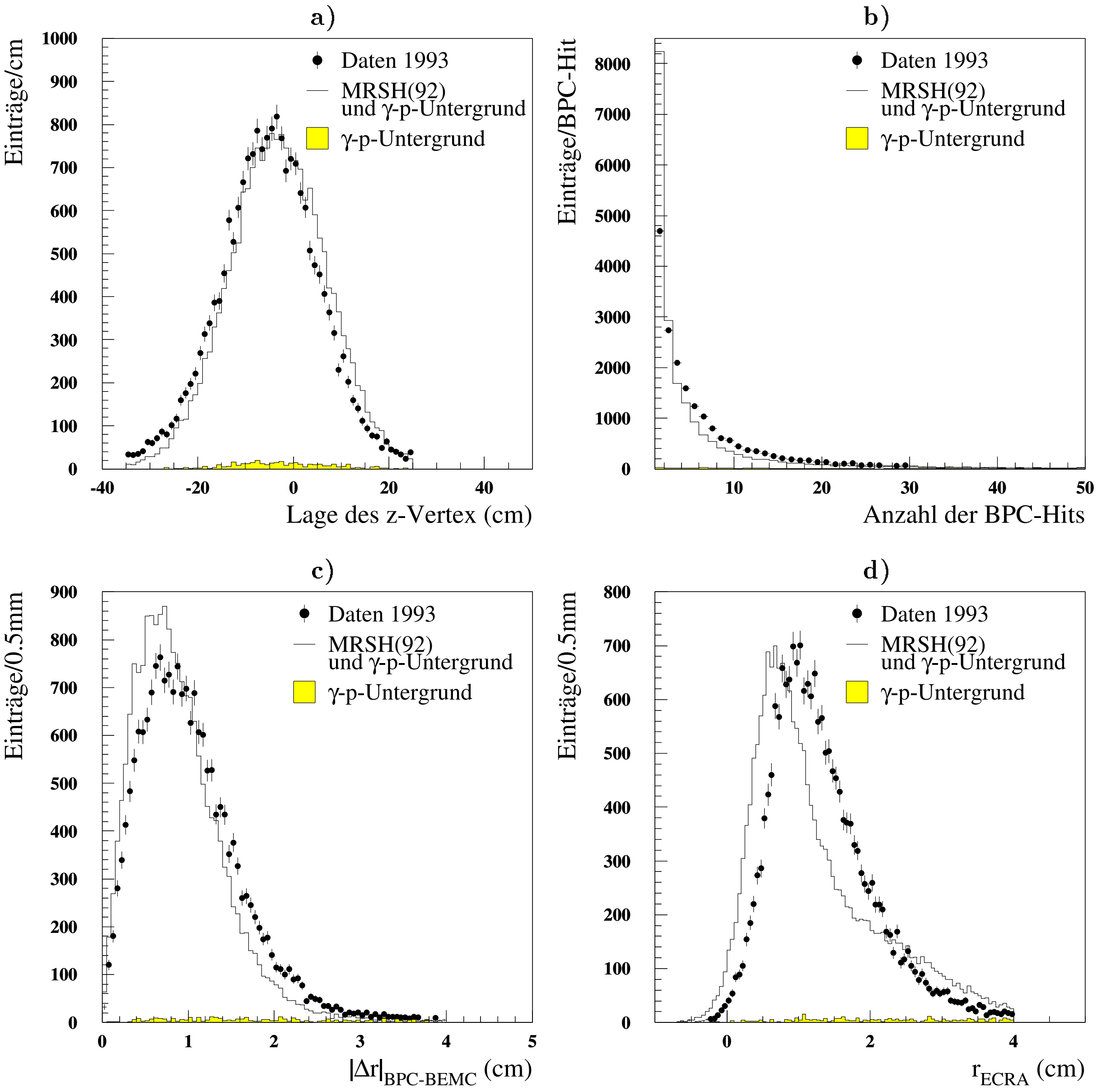


Abb. 8.4: **Beispiele zur Verteilung von Meßgrößen nach der Ereignisselektion**

In **a)** ist die Lage des z-Vertex, in **b)** die Anzahl der BPC-Hits, in **c)** der Abstand der BPC- und BEMC-Koordinaten der Ortsrekonstruktion und in **d)** ist der energiegewichtete Cluster-Radius r_{ECRA} für die selektierten Ereignisse im Vergleich mit Simulationen dargestellt.

Der Abstand zwischen der BPC- und BEMC-Koordinate bezieht sich auf den BPC-Hit mit dem geringsten Abstand zur parallaxekorrigierten Koordinate des Schauerschwerpunktes im BEMC.

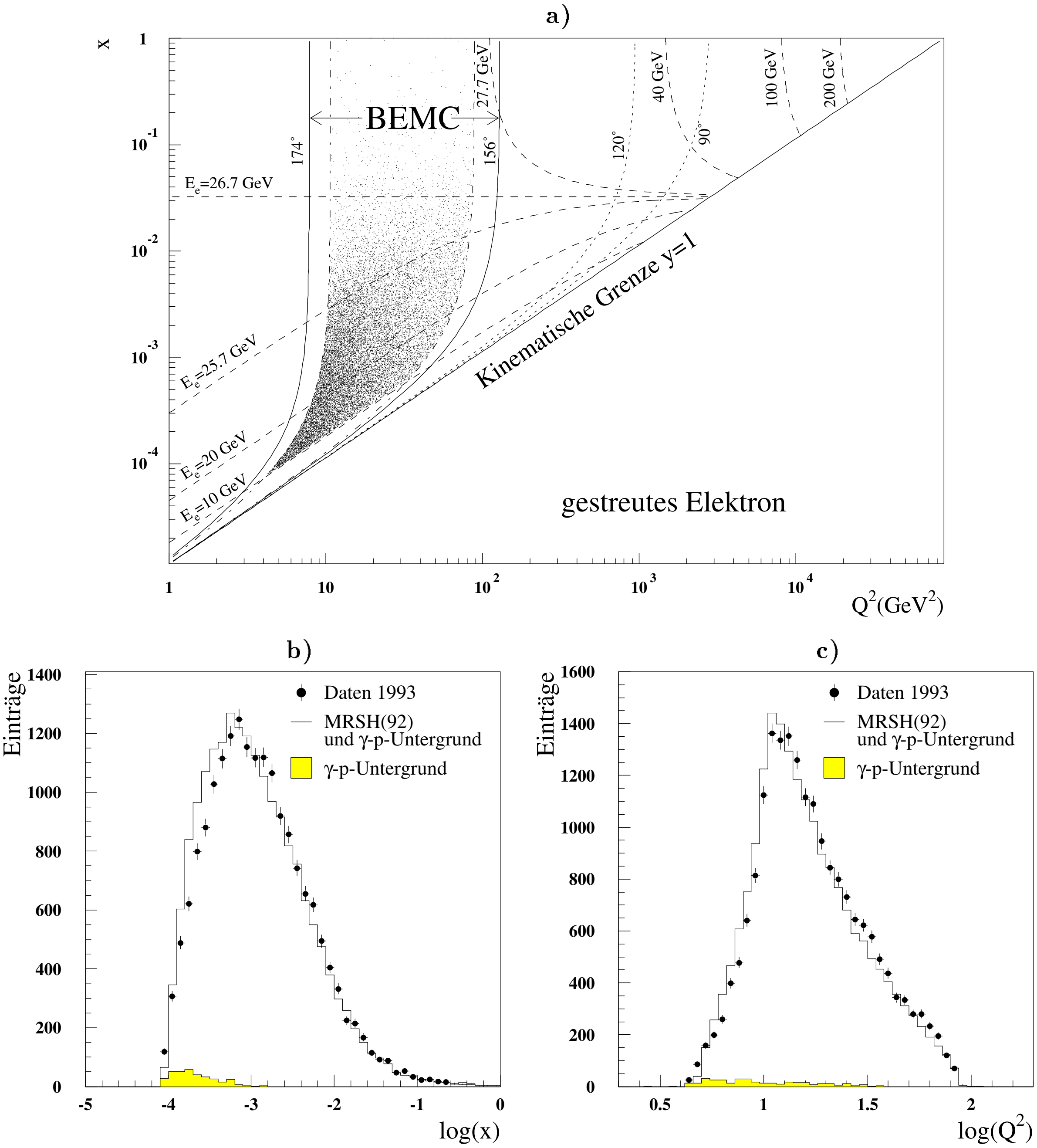


Abb. 8.5: **Lage der selektierten Ereignisse in der x,Q^2-Ebene**

Für alle selektierten Elektronen ist in **a)** die Lage der kinematischen Variablen x und Q^2 in der logarithmischen x,Q^2-Ebene dargestellt. Die Winkelcuts von 173° bzw. 160° und der Energiecut von 10.6 GeV ist in der Darstellung gut zu erkennen.

Die Verteilung der selektierten Ereignisse in log(x) bzw. log(y) im Vergleich mit Monte-Carlo-Simulationen ist in **b)** bzw. **c)** dargestellt.

Anhang A

Vom ADC-Signal zu kalibrierter Energie

Durch die elektronische Kalibration mit dem Testpulser-System wird die Umrechnung der Testpulser-Einheit DAC in eine definierte Ladung Q in pC gemäß:

$$\mathrm{Q} = \frac{80 \cdot 1.035}{65535} \cdot (\mathrm{DAC} - \mathrm{Offset}) = 1.263447 \cdot 10^{-3} \cdot (\mathrm{DAC} - \mathrm{Offset}) \tag{A.1}$$

durchgeführt.
In der Gleichung ist 80 der mittlere Wert für die Photodioden-Kapazität in pF und 1.035 die Ausgangsspannung für den maximalen DAC-Wert von 65535 des 16 Bit DAC-Testpulsers (DAC 0-65535) in V. Der Offset des Testpulsers liegt bei ca. 140.
Bei der Linearitäts-Messung der elektronischen Kalibration wird eine Testpulsrampe mit 19 verschiedenen Testpulsamplituden, entsprechend $\mathrm{DAC} = 128 + \mathrm{n} \cdot 1024$ mit $\mathrm{n} \leq 18$ aufgenommen und für jeden BEMC-Kanal j ein Polynom 3. Ordnung an die gemessenen ADC-Werte angepaßt:

$$\mathrm{Q_j} = \sum_{\mathrm{i}=0}^{3} \mathrm{P_{i,j}} \cdot (\mathrm{ADC} - \mathrm{Pedestal_j})^{\mathrm{i}} \tag{A.2}$$

Für jeden Kanalj werden die Koeffizienten $\mathrm{P_{0,j}}$ bis $\mathrm{P_{3,j}}$ in der H1-Datenbank gespeichert und die gemessenen ADC-Werte entsprechend den gespeicherten Koeffizienten korrigiert. Die Korrektur erfolgt im Digitalen-Signalprozessor DSP, wobei aus Rechenzeitgründen die Korrekturen der Terme 2. und 3. Ordnung nicht exakt berechnet, sondern als Tabellenkorrektur durchgeführt werden. Der ADC-Bereich von 1-4096 Kanälen wird in Intervallen $[\mathrm{a_i}, \mathrm{b_i}]$ zu je 64 Kanälen eingeteilt (1-64, 65-128, usw.). Für alle ADC-Werte, die innerhalb eines Intervalls liegen, wird dann die gleiche Korrektur 2. und 3. Ordnung durchgeführt. Der für die Korrekturen in dem Intervall $[\mathrm{a_i}, \mathrm{b_i}]$ verwendete mittleren ADC-Kanal $\mathrm{z_i}$ berechnet sich als quadratischer bzw. kubischer Mittelwert aus

$$\int_{\mathrm{a_i}}^{\mathrm{z_i}} \mathrm{t}^2\,\mathrm{dt} = \int_{\mathrm{z_i}}^{\mathrm{b_i}} \mathrm{t}^2\,\mathrm{dt} \quad \text{bzw.} \quad \int_{\mathrm{a_i}}^{\mathrm{z_i}} \mathrm{t}^3\,\mathrm{dt} = \int_{\mathrm{z_i}}^{\mathrm{b_i}} \mathrm{t}^3\,\mathrm{dt} \tag{A.3}$$

zu:

$$\mathrm{z_i^{2.Ord}} = (0.5 \cdot (\mathrm{b_i^3} + \mathrm{a_i^3}))^{\frac{1}{3}} \quad \text{bzw.} \quad \mathrm{z_i^{3.Ord}} = (0.5 \cdot (\mathrm{b_i^4} + \mathrm{a_i^4}))^{\frac{1}{4}} \tag{A.4}$$

Die Tabellenkorrektur führt zu Abweichungen gegenüber der exakten Korrektur, die im Bereich einiger Promille liegen. Eine Analyse dieses Effektes findet sich in [PIC94].
Der wesentliche Korrekturfaktor der elektronischen Kalibration ist der Koeffizient $\mathrm{P_{1,j}}$, der in der Größenordnung von ca. 0.01 liegt [FLE94].
Für einen DAC-Wert von 10140 folgt dann, bei Vernachlässigung der anderen Korrekturen und des Pedestal-Wertes nach dem Gleichsetzen von Gl. A.1 und Gl. A.2:

$$\mathrm{Q_j} = 12.63447 = 0.01 \cdot \mathrm{ADC_j} \quad \text{bzw.} \quad \mathrm{ADC_j} = 1263.447 \tag{A.5}$$

Es gelten also die folgenden Relationen:

DAC	Q_j	ADC_j
10140	12.63447	1263.447
32873	40.96	4096

Die Ausgangswerte des DSP's sind die elektronisch kalibrierten Ladungen Q_j. Die kalibrierten Ladungen Q_j sind auch die Eingangswerte der BRCE-Bank. Die Ausgangswerte der BRCE-Bank Q_{BRCE} werden nach

$$Q_{BRCE} = Q_j \cdot PQDSP \tag{A.6}$$

berechnet. PQDSP ist $2^{12} = 4096$. Für den DAC-Wert 10140 folgt dann mit Q_j=12.63447:

$$Q_{BRCE} = 12.63447 \cdot 4096 = 51750.789 \tag{A.7}$$

Für die Quadrat-Module erfolgt die Berechnung der kalibrierten Energien der BENR-Bank mit:

$$E_{BENR_j} = Q_{BRCE_j} \cdot BQTE_j \cdot QTODAC \cdot PULINT \cdot \frac{1}{SUPFAC} \cdot \frac{1}{PQDSP} \tag{A.8}$$

$BQTE_j$ sind die Kalibrationswerte bzw. die Zuordnungen zwischen der Ladung Q und der Energie E für jeden Kanal j jedes Quadrat-Moduls aus den Teststrahlmessungen.[1]
QTODAC ist der Umrechnungsfaktor von Ladungseinheiten in DAC-Werte, wobei im Unterschied zu Gl. A.1 der Wert 1.03 statt 1.035 in die Berechnung von QTODAC eingeht:

$$QTODAC = \frac{65535}{80 \cdot 1.03} = 795.32767 \tag{A.9}$$

PULINT ist ein globaler Faktor, der die Interkalibration der unterschiedlichen Testpulser-Systeme der Teststrahlmessungen und der Messung am H1-Detektor berücksichtigt. Für die Datennahme 1992 wurde PULINT zunächst für alle Module gleich 3.1 und nach einer detaillierteren Analyse gleich 2.883 gesetzt [FLE94].[2]
SUPFAC berücksichtigt die unterschiedliche Lichtausbeute in kurzen und langen Wellenlängenschiebern, die mit den Myon-Messungen am CERN bestimmt wurde und ist für die Kanäle der kurzen Wellenlängenschieber gleich 1.9 und sonst gleich 1.
Aus Gl. A.8 folgt z.B. für Diode 6 von Modul 61 mit BQTE=0.00525 aus der BEQU-Bank bei Berücksichtigung von SUPFAC=1.9 die Beziehung:

$$E_{BENR_{61,6}}(GeV) = Q_{BRCE_{61,6}} \cdot 0.00525 \cdot 795.32767 \cdot 2.883 \cdot \frac{1}{1.9} \cdot \frac{1}{4096} \tag{A.10}$$

$$E_{BENR_{61,6}}(GeV) = Q_{BRCE_{61,6}} \cdot 0.00154681 \tag{A.11}$$

---

[1] Die Kalibration der nichtquadratischen Module ist schwieriger und bisher nur global mit Näherungswerten aus den Kalibrationsmessungen der Quadrat-Module durchgeführt worden. Es gibt daher keine BQTE-Werte für die nichtquadratischen Module - siehe Kap. 3.4.3 bzw. [BEM92a].

[2] Nach der Änderung der Testpulserkabel, die nach der Datennahme 1992 erfolgte, wurde der für PULINT ein Wert von 3.589 bestimmt.

Anhang B

H1-Simulation und -Rekonstruktion

B.1 H1SIM/H1FAST

H1SIM ist ein Programmpaket zur Monte-Carlo-Simulation, das auf der Beschreibung des Detektors und der Simulation der Wechselwirkungen der Teilchen in den Detektormaterialien mit dem Programmpaket GEANT 3.14 [BRU87] basiert. Die Simulation kann wahlweise mit einer detaillierten Beschreibung des Detektors in H1SIM oder als schnelle Simulation mit Verwendung von Parametrisierungen der elektromagnetischen Schauer in H1FAST erfolgen.

Das Ein/Ausgabeformat der Daten wird jeweils durch das Programmpaket BOS 77 organisiert [BLO88], das als Output der Simulation BOS-Bänke liefert, in denen die Ergebnisse der Simulation gespeichert sind.

H1SIM hat eine modulare Form und besteht aus den Unterprogrammen H1GEA, H1DIGI und H1TRIG.

In H1GEA wird der wesentliche Teil der Simulation durchgeführt. Bei der Simulation können die einzelne Subdetektoren, die simuliert werden sollen, ausgewählt werden. Außerdem kann zwischen drei verschiedenen Granularitäten der Subdetektoren gewählt werden. Die Granularität 1 steht für eine möglichst detaillierte Beschreibung der Geometrie des Detektors, d.h. z.B. des BEMC. In der Granularität 2 werden die Samplingschichten zusammengefaßt und als homogenes Medium beschrieben. Die Cracks zwischen den Modulen werden aber weiterhin detailliert beschrieben. Die Granularität 3 beschreibt den gesamten Detektor als homogenes Medium ohne Berücksichtigung von Cracks.[1]

Als Eingangswerte von GEANT werden die Vierervektoren generierter Ereignisse verwendet, die entweder von einem Ereignis-Generator oder durch den Inline-Generator von H1SIM erzeugt worden sein können.

Bei Ereignissen, die mit dem Inline-Generator erzeugt werden, kann die Lage des Vertex, eine gaußförmige Vertexverschmierung, sowie die Teilchensorte, die Energie der Teilchen und die Winkel θ und ϕ, die die Flugbahn der Teilchen festlegen, vorgegeben werden. Als Ausgabewerte werden von H1GEA Hit-Bänke erzeugt, die die Eintritts- und Austrittskoordinaten der Teilchen in den verschiedenen Detektormedien, sowie für die Kalorimeter die jeweilige Energiedeposition der Teilchen in den Materialien enthalten. Alle physikalischen Größen und Prozesse, wie z.B. die Wirkungsquerschnitte von Reaktionen, die bei den Wechselwirkungen auftreten, die Bewegung der Teilchen im Magnetfeld, die Generierung von Sekundärteilchen oder die Entwicklung von elektromagnetischen Schauern sind in GEANT enthalten bzw. werden mit GEANT simuliert.

In H1GEA werden die Trajektorien der Teilchen verfolgt und die in den Detektorkompo-

---

[1] Bei der Granularität 3 erfolgt nach der Simulation eine Energiekorrektur in den Cracks, die in Abhängigkeit von den Einschußkoordinaten erfolgt.

nenten deponierte Energie summiert, bis eine untere Energieschwelle (Cut), die von der Teilchenart abhängt, erreicht wird. Die Höhe der Cuts sind das entscheidende Kriterium, durch das die Rechenzeit der Simulation bestimmt wird.

Für das BEMC wurde für die detaillierte Simulation mit H1SIM ein Cut von 0.2 MeV für Photonen und von 1.0 MeV für Elektronen verwendet (low-Cut). Die Ergebnisse dieser Simulationen werden im Text mit H1SIM oder H1SIM$_\mathrm{L}$ gekennzeichnet. Die Reduzierung der Cuts auf 0.05 MeV für Photonen und 0.1 MeV für Elektronen verdreifacht die Rechenzeit und liefert vergleichbare Energiedepositionen und Energieauflösungen im Detektor. Simulationen mit den reduzierten Cuts wurdendaher nicht verwendet. Die Erhöhung der Cuts auf 2 MeV für Photonen und 10 MeV für Elektronen (medium-Cut) führt zu wesentlich geringeren Energiedepositionen und schlechteren Energieauflösungen im Detektor. Simulationen mit den höheren Cuts, die zum Vergleich zu den Simulationen mit niedrigen Cuts durchgeführt wurden, werden im Text als H1SIM$_\mathrm{M}$ gekennzeichnet. Für die Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen kann standardmäßig das Programm GHEISHA, oder als Option das Programm FLUKA gewählt werden. Für die in dieser Arbeit verwendeten detaillierten Simulationen wurde stets GHEISHA zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen verwendet.

Im Modul H1DIGI findet, entsprechend der "realen" Signalverarbeitung im H1-Detektor, die Digitalisierung der deponierten Energien und die Zuordnung von detektorspezifischen Informationen, wie z.B. der Kanal- oder Signaldrahtnummern statt und aus den Hit-Bänken werden Digi-Bänke generiert.

Im Modul H1TRIG, mit dem Triggersimulationen durchführt werden können, wird aus den Digi-Bänken eine Trigger-Information in der gleichen Weise gebildet, wie es beim "realen" L1-Trigger aus den gemessenen Signalen der Fall ist.

Die Steuerung der Detektor-Simulation erfolgt über Text-Bänke, die vom Benutzer editiert werden können und als Standard-Input in das Simulationsprogramm eingelesen werden. Alle speziellen Detektorparameter, sowie Kalibrationskonstanten, Gewichtungsfaktoren, usw. werden in aktualisierbaren Parameter-Bänken der H1-Database MDB gespeichert.

Mit **H1FAST**, das alternativ zur detaillierten Simulation gewählt werden kann, können schnelle Simulationen durchgeführt werden.

Die wesentlichen Unterschiede zwischen H1SIM und H1FAST betreffen das Unterprogramm H1GEA. Die Umwandlung der Daten in H1DIGI und H1TRIG, sowie die Struktur der Ein- und Ausgabe der Daten ist bei beiden Programmen gleich.

In H1FAST werden Samplingstrukturen, wie sie z.B. im BEMC vorkommen, durch homogenes Material ersetzt, und anstelle der Bestimmung der Energiedeposition in den Materialien wird eine dreidimensionale Parametrisierung der Energiedeposition durchgeführt und zur Berechnung verwendet.[2] Die Parametrisierung des Schauers erfolgt nur, wenn der Schauer entlang der Spur des Teilchens longitudinal im Material eingeschlossen ist und keine Änderungen des homogenen Materials, wie z.B. in Crack-Regionen, auftreten. Sobald dies gegeben ist, werden das transversale und longitudinale Schauerprofil, sowie die Energie-Fluktuationen parametrisiert. Hadronische Schauer werden wie beim detaillierten Mont-Carlo mit GHEISHA oder FLUKA berechnet, wobei allerdings elektromagnetische Teilschauer ebenfalls parametrisiert werden. Für die Simulationen mit H1FAST in die-

---

[2] Untersuchungen zur Optimierung der Parametrisierung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern im H1-Detektor sind in [PET92] und [RUD92] zu finden.

ser Arbeit wurde stets GHEISHA zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen gewählt. Ist der Schauer longitudinal nicht im Material eingeschlossen, oder werden Crack-Regionen durchquert, wird für diesen Bereich auch in H1FAST eine detaillierte Simulation - entsprechend der in H1SIM - durchgeführt, allerdings mit der in H1FAST gewählten Granularität. Für die bei der detaillierten Simulation entstandenen Teilchen wird erneut geprüft, ob der elektromagnetische Schauer dieser Teilchen longitudinal im Material eingeschlossen ist, was wieder eine Parametrisierung des Schauers mit H1FAST bewirken würde, oder ob weiter detailliert simuliert werden muß.
Die Beschreibung der Detektorgeometrie und die Berechnung der Teilchenkoordinaten erfolgt in H1FAST wie bei H1SIM mit GEANT.
Die in H1FAST verwendeten Cuts liegen bei 2 MeV für Photonen und 10 MeV für Elektronen. In H1FAST können wie in H1SIM verschiedene Granularitäten des Detektors gewählt werden. Bei den in dieser Arbeit verwendeten H1FAST-Simulationen wurde, mit Ausnahme einiger Simulationen mit der Granularität 3 des BEMC, die dann im Text als $\mathrm{H1FAST_{GRAN3}}$ gekennzeichnet wurden, stets die Granularität 2 gewählt.
Die Rechenzeit für H1FAST ist deutlich kürzer als für H1SIM. Für die Simulation von 10 GeV-Elektronen im BEMC bei einem Einschuß mit $\theta = 165°$ und $\phi = 20°$ beträgt beispielsweise die Rechenzeit einer detaillierten Simulation 17.95 s/Ereignis, gegenüber 1.05 s/Ereignis mit H1FAST der Granularität 2 und 0.40 s/Ereignis mit H1FAST der Granularität 3.
Da in H1FAST die simulierte Beschreibung der Schauerprozesse verwendet wird, ist die absolute Energieskala intrinsisch korrekt.

B.2 H1REC

Im H1-Detektor gemessenen oder simulierte Ereignisse werden mit H1REC rekonstruiert, um komplexere oder aus einzelnen Subdetektoren zusammengesetze Detektorgrößen zu bestimmen, die schließlich für die physikalischen Analyse der Ereignisse verwendet werden.
H1REC hat eine modulare Struktur, so daß ausgewählt werden kann, ob für ein Ereignis eine vollständige Rekonstruktion aller Größen oder z.B. nur die Rekonstruktion der in einzelnen Subdetektoren bestimmten Größen erfolgen soll. Es ist z.B. möglich die Rekonstruktion auf die Größen der Spurkammern oder der Kalorimeter zu beschränken, oder es können auch komplexere Rekonstruktionen von kombinierten Spuren, Vertex-Spuren oder von Spuren, die auf einen Energiecluster in einem Kalorimeter weisen, durchgeführt werden.
Die BEMC-Rekonstruktion erfolgt in den 3 Routinen BSCALE, BSTACK und BCLUST. Wird BSCALE gewählt, so werden die kalibrierten Energien der einzelnen Dioden der Module bestimmt. Die Eingangswerte für BSCALE sind die, in der BRCE-Bank gespeicherten, elektronisch kalibrierten Ladungen für alle BEMC-Kanäle - siehe Anh. ??. Als Ausgabewerte liefert BSCALE die kalibrierten Energien für jeden BEMC-Kanal, die entsprechend der Beschreibung in Anh. ?? bestimmt werden. Gespeichert sind diese Energien in der BENR-Bank.
BSTACK liefert Modulenergien, die als Summe der Kanäle der langen Wellenlängenschieber (Dioden 1-4 bzw. 1-3 bei den keinen Dreieck-Modulen) gebildet werden. Für gemessenen Daten wird die Energiesumme durch den Faktor 4 bzw. für die kleinen Dreieck-Module

durch den Faktor 3 geteilt. Bei simulierten Ereignisse ist die Summe der Diodensignale gleich dem Modulsignal, d.h. hier wird nicht durch die Faktoren geteilt. Als Eingangswerte für BSTACK werden die BENR-Bank Energien verwendet und die Ausgangwerte werden in der BE0R-Bank gespeichert.

In BCLUST werden die Modulenergien zu Energieclustern zusammengefaßt. Die Eingangswerte von BCLUST sind die in der BE0R-Bank gespeicherten Modulenergien. Als Ausgabewerte liefert BCLUST die Energie und die Koordinaten des Schauerschwerpunktes des Clusters, der aus 9 Modulen gebildet wird [BEM92a]. Die Ausgabewerte sind in der BCLR-Bank gespeichert. Neben diesen Ausgabewerten liefert BCLUST auch die endgültig korrigierten Clusterenergien, in denen die Verluste von Energie in den Bereichen zwischen den Modulen (Cracks) und in den Wellenlängenschiebern ausgeglichen werden. Die korrigierten Energien werden in der BEFR-Bank gespeichert.

Anhang C

Aufbau des Teststrahl-Triggers

Für die am CERN durchgeführten Testmessungen wurde die in Abb. C.1 schematisch dargestellte Triggerschaltung verwendet.
Die Signale der mit Photomultiplier ausgelesenen Szintillatoren wurden zunächst auf Diskriminatoren (Disc) gegeben, deren Schwellen so eingestellt wurden, daß nur bei einem Durchgang eines Teilchens ein normiertes Ausgangssignal generiert wurde. Die Ausgangssignale der Diskriminatoren wurden direkt oder über Fan-out's in Koinzidenzen logisch miteinander verknüpft, um spezielle Ereignisse zu triggern bzw. um über die Latche[1] und das Input/Output-Register I/OR des Datenakquisitionssystems (DAQ) gewisse Ereignisse bei der Auslese mit einer Kennzeichnung zu versehen. Die Kennzeichnung konnte bei der Analyse der Messungen zur Selektion oder Unterdrückung dieser Ereignisse verwendet werden.
Die Trigger-Logik war folgendermaßen aufgebaut - siehe Abb. C.1 bzw. Abb. 5.1:

- Spezielle Ereignisse, bei denen die Bahn des Teilchens durch das 2.5 mm-Loch des kleinen Veto-Szintillators verläuft, wurden durch die Koinzidenz **A** entsprechend $\mathrm{P} \wedge \mathrm{F} \wedge \overline{\mathrm{V}} \wedge \overline{\mathrm{v}}$ selektiert und über Latch 1 als spezielle Koinzidenz markiert.

- Normale oder "gute" Ereignisse wurden durch die Verknüpfung der Koinzidenzen **B**, **C** und **E** registriert. Die Koinzidenz **B** selektiert Ereignisse, bei denen ein Signal im Paddel- und Finger-zähler entsprechend $\mathrm{P} \wedge \mathrm{F}$ registriert wurde. Die Koinzidenz **C** selektiert "schlechte" Ereignisse, bei denen koinzidente Signale im Paddel- und im großen Vetozähler entsprechend $\mathrm{P} \wedge \mathrm{V}$ registriert wurden. In der Koinzidenz **E** wurde eine Koinzidenz des Ausgangssignals von **B** und des invertierten Ausgangssignals von **C** gebildet,[2] d.h. Ereignisse mit $\mathrm{P} \wedge \mathrm{F} \wedge \overline{\mathrm{V}}$ selektiert. Über den Delay-Gate-Generator DGG 3 und Fan-out 5 wurden diese Ereignisse als Triggersignal verwendet und über Latch 4 bei der Auslese als "gutes" Ereignis markiert. Die zusätzliche Koinzidenz von **E** mit dem invertierten Ausgangssignal von Latch 4 sorgt dafür, daß während der Auslese eines guten Ereignisses kein erneuter Trigger durch ein Pile-up-Ereignis auftritt. Erst wenn nach der Signalauslese Latch 4 durch ein Clear-Signal des I/OR zurückgesetzt wurde, ist der Trigger wieder aktiviert.

- Myonenereignisse wurden durch die Koinzidenz **D** beim Ansprechen beider Myonwände $\mathrm{M}_1 \wedge \mathrm{M}_2$ selektiert und über Latch 5 markiert. Der Myonen-Trigger wurde durch die Koinzidenz des Ausgangssignale von **E** und des im DGG 4 verzögerten

---

[1] Ein Latch ist eine logische Einheit, die ein Ausgangssignal liefert, wenn für mindestens 3 ns eine wählbare Anzahl von Eingangssignalen gleichzeitig anliegen. Durch ein Clear-Signal wird das Latch nach der Auslese des Triggersignals zurückgesetzt.

[2] Die Invertierung ist in Abb. C.1 als • dargestellt.

Ausgangssignals von **D** in der Koinzidenz **G** gebildet.

- Pile-up-Ereignisse, bei denen innerhalb des 10 μs breiten Zeitfensters des bipolaren Shapeverstärkers ein zweites Ereignis auftritt, wurden durch eine besondere Schaltung der Koinzidenzen **E** und **F** als frühes oder spätes Pile-up-Ereignis markiert.
  Mit dem DGG 1 wurde aus dem Ausgangsignal von **E** ein 10 μs langes Gate-Signal gebildet, daß über den Fan-out 4 an Latch 2 und 3 weitergegeben wird. Durch das Gate-Signal wird das Zeitintervall, in dem Pile-up erkannt werden soll, festgelegt.
  Ein **spätes Pile-up** tritt auf, wenn innerhalb von 10 μs nach der guten Koinzidenz **E**, die die Signalauslese gestartet hat, eine gute oder schlechte Koinzidenz **F** registriert wird. Das 100 ns breite Ausgangssignal der schlechten Koinzidenz **F** ist so eingestellt, daß es ca. 50 ns vor dem Beginn des Gate-Signals beendet ist. Tritt eine schlechte Koinzidenz **F** innerhalb von 10 μs nach einer guten Koinzidenz auf, so findet ein Überlapp des Ausgangssignals von **F** mit dem Gate-Signal statt und das Ereignis wird über Latch 2 als spätes Pile-up markiert.
  Als **frühes Pile-up** wird der Fall bezeichnet, wenn eine schlechte Koinzidenz **F** innerhalb eines Zeitintervalls von 10 μs vor der guten Koinzidenz **E**, die den Trigger ausgelöst hat, auftrat. Um ein frühes Pile-up zu kennzeichnen, wird das Ausgangssignal von **F** mit dem DGG 2 um 10μs verzögert, so daß es ca. 50 ns nach dem Ende des Gate-Signals eintritt. Tritt eine schlechte Koinzidenz **F** innerhalb von 10 μs vor einer guten Koinzidenz **E** auf, so findet ein Überlapp des Gate-Signals und des Ausgangssignals von **F** statt und das Ereignis wird über Latch 3 als frühes Pile-up markiert.

Die Trigger-Latche werden für jedes Ereignis über die FIC-CPU des DAQ-Systems ausgelesen. Das für die Zurücksetzung (Reset) der Latche nötige Clear-Signal wird vom Input/Output-Register I/OR des DAQ-Systems geliefert und über Fan-out 6 an die Latche 1-5 verteilt.
DGG 3 und 4 werden zur Einstellung der richtigen zeitlichen Lage der Triggersignale verwendet. Das Triggersignal wird vom Service-Modul des DAQ-Systems registriert und an den Analogsequenzer zur Steuerung der Auslese weitergeleitet.

Die bei den DESY-Teststrahlmessungen verwendete Triggerschaltung war entsprechend der in Abb. C.1 dargestellten Schaltung aufgebaut, allerdings ohne den kleinen Vetozähler, die Myonwände und deren Folgeelektronik.

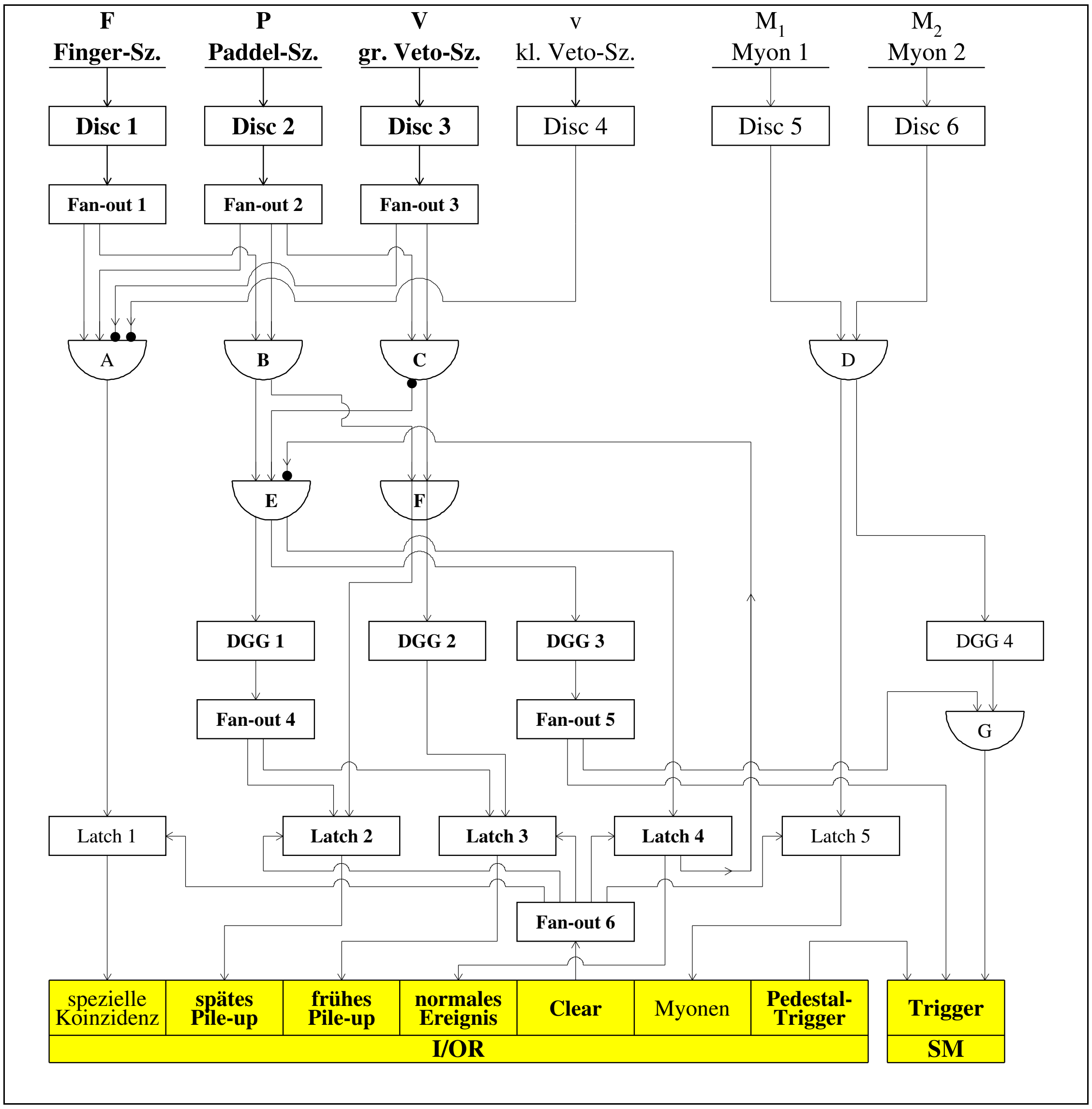


Abb. C.1: **Aufbau des Teststrahl-Triggers - am Beispiel der Messung am CERN-Teststrahl**
In der Trigger-Logik werden folgende Koinzidenzen verwendet:
A:= spezielle Koinzidenz, B,E:= normale (gute) Koinzidenz, C:= schlechte Koinzidenz, D:= Myon-Koinzidenz, F:= Pile-up-Koinzidenz und G:= Myon-Trigger-Koinzidenz ($\wedge$-Koinzidenzen: A,B,C,D,E,G; $\vee$-Koinzidenz: F)
●: invertiertes Ein- bzw. Ausgangssignal
Verwendete Trigger-Elektronik:

Disc	Diskriminator	Eigenbau des Instituts
Fan-out	Fan-out	Philips Scientific Model 744
A-G	Koinzidenzen	Ortec Co4020,LeCroy 622
DGG	Delay-Gate-Generator	Eigenbau des Instituts
Latch	Logik-Einheit	LeCroy 380A

I/OR, SM: Input/Output-Register und Service-Modul des Datenakquisitionssystems (DAQ)
Für weitere Erklärungen siehe Text.

Literaturverzeichnis

[AIT89] I.J.R. Aitchison, A.J.G. Hey; Gauge Theories in Particle Physics, 2nd edition, Adam Hilger, Bristol, 1989

[AMA81] U. Amaldi; Fluctuations in Calorimetry Measurements, Phys.Scripta 23, 1981, 409

[BAN90] J. Bán, T. Kurča, M. Seman; Proposal for separated electron and independent t_0 trigger for BEMC, IEP Košice, September 1990

[BAN92] J. Bán et al.; The BEMC Single Electron Trigger (BSET), H1 note, H1-07/92-235, DESY, Hamburg, 1992

[BAR91] J. Bartels, J. Feltesse; QCD at low x: Summary, in: Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.1, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY, Hamburg, 1991

[BEM92] BEMC Group; The H1 Backward Electromagnetic Calorimeter (BEMC), H1 note, H1-08/92-233, DESY, Hamburg, 1992

[BEM92a] BEMC Group; Calibration and Reconstruction of the BEMC, H1 note, H1-08/92-234, DESY, Hamburg, 1992

[BEN91] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman; Reconstruction of (x,Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA, in: Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.1, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY, Hamburg, 1991

[BER91] E. Bernardi, W. Hildesheim; A detailed simulation of F_2 measurability at HERA, in: Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.1, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY, Hamburg, 1991

[BIA85] Z. Bian, J. Dobbins, N. Mistry; The Use of Silicon Photodiodes in a CsI(Tl) Calorimeter, Nucl. Instr. and Meth.A 239, 1985, 518

[BIA93] W. Bialowons; Ein Jahr HERA Luminositätsbetrieb - Erfahrungen und Verbesserungen, Innerbetriebliche Fortbildung, DESY, Hamburg, 1993

[BLO88] V. Blobel; The BOS System Dynamic Memory Management, Fortran 77 Version, Internal Report, R1-88-01, DESY, Hamburg, 1988

[BLÜ93] J. Blümlein; Structure Functions and Parton Distributions in Deep Inelastic Lepton-Hadron Scattering at High Energies, DESY 93-124, Institut für Hochenergiephysik, Zeuthen, August 1993

[BOR92] K. Borras; Aufbau und Kalibration eines Flüssig-Argon Kalorimeters im H1-Detektor, Doktorarbeit, Universität Dortmund, 1992

[BRU87] R. Brun et al.; GEANT 3, DD/EE/84-1, CERN, Genf, 1987

[BRU92] R. Brun, M. Goossens; PAW-Physics Analysis Workstation, The Complete Reference, Version 1.14, CERN, Genf, 1992

[BRU94] C. Brune, U. Hölzke, K. Meier; BEMC Calibration 1993, H1 note, H1-04/94-352, DESY, Hamburg, 1994

[BUS93] P.J. Bussey; What HERA tells us about the Photon, DESY 93-071, Hamburg, Juni 1993

[CHA94] F. Charles, J.-F. Laporte, E. Perez; 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

[COU92] A. Coureau, S. Kermiche; QED Compton events in H1: Luminosity measurement and BEMC calibration studies, H1 note, H1-12/92-260, DESY, Hamburg, 1992

[COU93] A. Coureau, S. Kermiche; H1integrated luminosity using QED Compton events, H1 note, H1-10/93-321, DESY, Hamburg, 1993

[DEL80] C.F.G. Delaney; Electronics for the Physicist with Applications, Ellis Horwood Ltd., Chichester, 1980

[DES92] F. Descamps, C. Vallee; Data Acquisition for the H1 Calorimeters, H1 note, H1-10/92-256, DESY, Hamburg, 1992

[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

[ESC91] M. Eschweiler; Untersuchungen zur Lichtsammeleffizienz der dreieckigen und trapezförmigen Szintillatorplatten für die BEMC-Module des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1991

[FAV93] L. Favart, M. Fleischer; Radiative Corrections at H1: Analysis of Events with Initial State Radiation, H1 note, H1-09/93-317, DESY, Hamburg, 1993

[FEL87] J. Feltesse; Measurement of Inclusive Differential Cross Sections, in: Proceedings of the HERA Workshop, Vol.1, Hrsg. R. Peccei, DESY, Hamburg, 1987

[FEL92] J. Feltesse; HERA the New Frontier, DAPNIA/SPP 92-01, Januar 1992

[FER93] J. Ferencei; persönliche Mitteilung, 1993

[FLE90] M. Fleischer; Entwicklung eines Lasermonitorsystemes für das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter des HERA-H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1990

[FLE92] M. Fleischer; Electronic Calibration of the Backward Electromagnetic Calorimeter, H1 note, H1-07/92-236, DESY, Hamburg, 1992

[FLE93] M. Fleischer, E. Peppel; BEMC energy calibration from quasi-elastic scattered electrons (1992 data), H1 note, H1-07/93-304, DESY, Hamburg, 1993

[FLE94] M. Fleischer; Untersuchung radiativer Ereignisse in der tief inelastischen ep-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA, Dissertation, Universität Hamburg, 1994

[GEN91] M. Gennis; Untersuchungen von Eigenschaften des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters (BEMC) des H1-Detektors, Dissertation, Universität Hamburg, 1991

[GLÜ90] M. Glück, E. Reya, A. Vogt; Radiatively generated Parton Distributions for high Energy Collisions, Z.Phys. C - Particles and Fields 48, 1990, 471

[GRI87] G. Grindhammer, R. Mundt, M. Rudowicz; Fast Shower Simulation for the H1 Calorimeter, H1 note, H1-09/87-71, DESY, Hamburg, 1987

[GRI91] R. Griebel; Kalibration des Laser-Monitorsystems für das elektromagnetische Rückwärts-Kalorimeter des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1991

[GRO84] D.E. Groom; Silicon Photodiode Detection of Bismuth Germanate Scintillation Light, Nucl. Instr. and Meth. 219, 1984, 141

[GÜL94] C. Gülck; Untersuchungen zur Wirkung von Luftsauerstoff auf die Lichtausbeute der Module des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994

[HAM86] Hamamatsu; Technical Data Sheet No. S-504-01, 1986

[HAN93] D. Handschuh; Studien zum Protoneninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung, Dissertation, Universität Hamburg, 1993

[HAP94] M. Hapke; Messung des Wirkungsquerschnittes geladener Ströme in tiefinelastischer Elektron Proton Streuung, Dissertation, Universität Hamburg, 1994

[HAR90] T. Hartmann; Untersuchungen zum Verhalten von Plastikszintillatoren in Magnetfeldern bis 1.65 T, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1990

[HAY92] W.J. Haynes; Bus-Based Architectures in the H1 Data Acquisition System, RAL-92-048, Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, August 1992

[HAY92a] W.J. Haynes; Experience with the H1 Data Acquisition System, DESY-92-129, Hamburg, September, 1992

[HÖL94] U. Hölzke; Eichung des H1 Rückwärtskalorimeters mit Ereignissen der Tief-Inealstischen-Streuung, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1994

[H1C86] H1 Collaboration; Technical Proposal for the H1 Detector, März 1986

[H1C87] H1 Collaboration; Technical Progress Report, Oktober 1987

[H1C87a] H1 Collaboration (W. Braunschweig et al.); Results from a Test of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter; DESY-87-098, Hamburg, August 1987 und Nucl. Instr. and Meth. A 265, 1988, 419

[H1C89] H1 Collaboration; Technical Progress Report 1989, August 1989

[H1C92] H1 Calorimeter Group; Calorimeter, Calibration, Electronics, H1 note, H1-04/92-219, DESY, Hamburg, 1992

[H1C92a] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.); Hard Scattering in γ p Interactions, DESY-92-142, Hamburg, Oktober 1992 und Phys.Lett.B 297, 1992, 205

[H1C92b] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.); Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies, DESY-92-160, Hamburg, November 1992 und Phys.Lett.B 299, 1993, 374

[H1C92c] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.); Measurement of the Hadronic Final State in Deep Inelastic Scattering at HERA, DESY-92-162, Hamburg, November 1992 und Phys.Lett.B 298, 1993, 469

[H1C92d] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.); Observation of Deep Inelastic Scattering at Low x, DESY-92-164, Hamburg, November 1992 und Phys.Lett.B 299, 1993, 385

[H1C93] H1 Collaboration (I. Abt et al.); A Search for Leptoquarks, Leptogluons and Excited Leptons in H1 at HERA, DESY-93-029, Hamburg, 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, Hamburg, Juli 1993 und Phys.Lett.B 314, 1993, 436

[H1C93b] H1 Collaboration (I. Abt et al.); The H1 Detector at HERA, DESY-93-103, Hamburg, 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, Hamburg, 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, Hamburg, 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, Hamburg, Oktober 1993 und Phys.Lett.B 321, 1994, 161

[H1C93f] 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, Hamburg, Januar 1994 und Phys.Lett.B 324, 1994, 241

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

[H1C94c] H1 Collaboration (T. Ahmend et al.); Deep Inelastic Scattering Events with a Large Rapidity Gap at HERA, DESY-94-133, Hamburg, Juli 1994

[H1C94d] H1 Collaboration (T. Ahmend et al.); A Search for Heavy Leptons at HERA, DESY-94-138, Hamburg, August 1994

[H1C94e] H1 Collaboration (T. Ahmend et al.); Photoproduction of J/Ψ Mesons at HERA, DESY-94-153, Hamburg, August 1994

[JAC79] F. Jacquet, A. Blondel; Detectors for charge current events, in: Proceedings of the study of an ep facility for Europe, DESY 79/48 S.391-394, Hrsg. U. Amaldi, DESY, Hamburg, 1979

[JAM88] F. James, M. Roos; MINUIT - Function Minimization and Error Analysis, D506, CERN, Genf, 1988

[KAM83] T. Kamon et al.; A new Scintillator and Wavelength Shifter, Nucl. Instr. and Meth. 213, 1983, 261

[KAN88] G. Kantel et al.; Backward Proportional Chambers; Center of Scientific Instrumentation of the Academy of Science of the GDR, Berlin, 1988

[KAS90] H.-P. Kasselmann; Untersuchungen zur Zeit- und Energieauflösung und zum Rauschverhalten der Module für das elektromagnetische Rückwärts-Kalorimeter des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1990

[KLE90] M. Klein, Deep Inelastic Scattering at HERA; Zeuthen Preprint, PHE 90-25, November 1990

[KLE91] M. Klein, On the Q^2,x range at HERA; in: Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.1, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY, Hamburg, 1991

[KNO79] G.F. Knoll; Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, New York, 1979

[KOW70] E. Kowalski; Nuclear Electronics, Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1970

[KUR93] T. Kurča, The H1 Trigger for Neutral Current Deep Inelastic Scattering Events at Low Q^2, Dissertation, Universität Hamburg, 1993

[LEV91] S. Levonian; Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA, in: Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.1, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY, Hamburg, 1991

[LEV91a] E.M. Levin; Nucleon Structure Function at small x, DESY 91-110, Hamburg, September 1991

[LEV92] E.M. Levin; Parton Density at Small x_B, DESY 92-122, Hamburg, September 1992

[LIP91] M. Lipka; Untersuchungen zur Separation von Hadron-Ereignissen im elektromagnetischen Rückwärts-Kalorimeter des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1991

[MAR93] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts; New Information of Parton Distributions, Physical Review D, Volume 47, Number 3, 1993, 867

[MAR93a] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts; Parton Distributions updated, Phys.Lett.B 306, 1993, 145

[MAR93b] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts; Present Status of Parton Distributions, RAL-93-027, Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, April 1993

[MAR93c] A.D. Martin, W.J. Stirling; MRS Parton Distributions, RAL-93-077, Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, 1993

[MEI91] K. Meier; persönliche Mitteilung, 1991

[PEP94] E. Peppel; Messung der Protonstrukturfunktion F2 unter besonderer Berücksichtigung des H1-Rückwärtskalorimeters; Dissertation, Universität Hamburg, 1994

[PET92] S. Peters; Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer, Dissertation, Universität Hamburg, 1992

[PIC94] C. Pichler; Dissertation in Vorbereitung, Universität Hamburg, 1994

[PIM91] W. Pimpl; persönliche Mitteilung, 1991

[PLO92] H. Plothow-Besch; PDFLIB: A Library of all available Parton Density Functions of the Nucleon, the Pion and the Photon and the corresponding α_s Calculations, CERN-PPE, Genf, Juli 1992

[RAT92] K. Rathje; Relativkalibration der Module des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters für den HERA/H1-Detektor mit kosmischen Muonen, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1992

[REI94] S. Reinshagen; Dissertation in Vorbereitung, Universität Hamburg, 1994

[REV92] Review of Particle Properties, Physical Review D, Volume 45, Number 11, 1992

[ROB90] R.G. Roberts; The Structure of the Proton, Cambridge University Press, New York, 1990

[RUD92] M. Rudowicz; Hadronische Schauersimulation für den H1-Detektor, Dissertation, Universität Hamburg, 1992

[SCH90] P. Schmüser; Zur Fertigstellung von HERA, in Physikalische Blätter 46, Nr. 12, 1990

[SCH91] S. Schrieber; Testmessungen am Laser-Monitorsystem für das elektromagnetische Rückwärts-Kalorimeter des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1991

[SCI92] F. Sciulli; Lepton-Hadron Scattering: From Scaling Violation to HERA, in: Proceedings of Summer Institute on Particle Physics 1991, Lepton-Hadron Scattering, J.F. Hawthorne (Hrsg.), SLAC-398, 1992

[TAY92] R. Taylor; Historical Review of Lepton-Proton Scattering, in: Proceedings of Summer Institute on Particle Physics 1991, Lepton-Hadron Scattering, J.F. Hawthorne (Hrsg.), SLAC-398, 1992

[WOL92] G. Wolf; First Results from HERA, DESY 92-190, Hamburg, Dezember 1992

[ZAR93] D. Zarbock; Integration eines Lasermonitorsystems am elektromagnetischen Rückwärts-Kalorimeter (BEMC) des HERA-H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1993

[ZAR94] D. Zarbock; Dissertation in Vorbereitung, Universität Hamburg, 1994

[ZEU92] ZEUS Collaboration; A Measurement of $\sigma_{\mathrm{tot}}(\gamma\mathrm{p})$ at $\sqrt{\mathrm{s}} = 210\,\mathrm{GeV}$, DESY 92-127, Hamburg, September 1992 und Phys.Lett.B 293, 1992, 465

[ZEU92a] ZEUS Collaboration; Observation of Hard Scattering in Photoprodction at HERA, DESY 92-138, Hamburg, Oktober 1992 und Phys.Lett.B 297, 1992, 404

[ZEU92b] ZEUS Collaboration; Initial Study of Deep Inelastic Scattering with ZEUS at HERA, DESY 92-180, Hamburg, Dezember 1992 und Phys.Lett.B 303, 1993, 183

[ZEU93] ZEUS Collaboration; Search for Leptoquarks with ZEUS at HERA, DESY 93-017, Hamburg, März 1993 und Phys.Lett.B 306, 1993, 173

[ZEU93a] ZEUS Collaboration; Observation of Two Jet Production in Deep Inelastic Scattering at HERA, DESY 93-030, Hamburg, März 1993 und Phys.Lett.B 306, 1993, 158

[ZEU93b] ZEUS Collaboration; Hadronic Energy Distribution in Deep-Inelastic Electron-Proton Scattering, DESY 93-068, Hamburg, Mai 1993 und Z.Phys.C 59, 1993, 231

[ZEU93c] ZEUS Collaboration; Search for Excited Electrons Using the ZEUS Detector, DESY 93-075, Hamburg, Juni 1993 und Phys.Lett.B 316, 1993, 207

[ZEU93d] ZEUS Collaboration; Observation of Events with a Large Rapidity Gap in Deep Inelastic Scattering at HERA, DESY 93-093, Hamburg, Juli 1993 und Phys.Lett.B 315, 1993, 481

[ZEU93e] ZEUS Collaboration; Measurement of the Proton Structure Function F_2 in ep Scattering at HERA, DESY 93-110, Hamburg, August 1993 und Phys.Lett.B 316, 1993, 412

[ZEU93f] ZEUS Collaboration; Observation of Direct Processes in Photoproduktion at HERA, DESY 93-151, Hamburg, November 1993 und Phys.Lett.B 316, 1993, 412

[ZEU94] ZEUS Collaboration; Measurement of Total and Partial Photon Proton Cross Sections at 180-GeV Center of Mass Energy, DESY 94-032, Hamburg, März 1994

[ZEU94a] ZEUS Collaboration; Observation of Jet Production in Deep Inelastic Scattering with a Large Rapidity Gap at HERA, DESY 94-063, Hamburg, April 1994 und Phys.Lett.B 332, 1994, 228

[ZEU94b] ZEUS Collaboration; Comparision of Energy Flows in Deep Inelastic Scattering Events with and without a Large Rapidity Gap, DESY 94-117, Hamburg, Juli 1994

[ZEU94c] ZEUS Collaboration; Measurement of the Proton Structure Function F_2 from the 1993 HERA Data, DESY 94-143, Hamburg, August 1994

Als weitere Hilfsmittel wurden verschiedene am DESY über die Rechner zugänglichen Informationen, wie H1-pinboards, BEMC-notes, ELAN-notes, Beschreibungen der H1-Programme H1SIM, H1REC, H1PHAN, H1SCAN usw. verwendet.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

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

- Prof.Dr. Hans-Heinrich Duhm für die Aufgabenstellung und die freundliche Unterstützung während der Durchführung der Doktorarbeit;
- Prof.Dr. Wolfgang Scobel und Prof.Dr. Klaus Wick für die Übernahme der Zweitgutachten;
- Christian Pichler als "Mitdoktoranden" für die freundschaftliche Zusammenarbeit und die Hilfe bei den verschiedensten Problemen;
- Dr. Erich Peppel für die langjährige Freundschaft, die zahlreichen Diskussionen physikalischer und unphysikalischer Fragen und die Hilfe bei Softwareproblemen;
- Dr. Tibor Kurča für die zahlreiche Diskussionen und Hilfen zu Trigger-Fragen und manch gutes Zuspiel beim Basketball;
- Sebastian Reinshagen für UNIX-Tips, die Einführung in EMACS, PAW++ und die vielen nützlichen Diskussionen über γ-p-Untergrund und anderes;
- allen Freunden und Kollegen - auch den ehemaligen - der BEMC-Gruppe des Institutes und von DESY für das angenehme Arbeitsklima und die hilfreichen Diskussionen - insbesondere Christoph Brune für Tips zu PAW und zum Mac, Dr. Jozef Ferencei für zahlreiche Informationen zum BEMC und zu H1SIM/H1REC, Dr. Manfred Fleischer für Hilfen bei Fragen zur elektronischen Kalibration des BEMC, Prof. Dr. Karlheinz Meier für die Unterstützung bei den Pile-up-Messungen und Dr. Petr Reimer für Hilfen bei H1SIM/H1FAST;
- Dr. Erich Peppel, Christian Pichler und natürlich Gine für das sicherlich oft mühsame Korrekturlesen der Arbeit;
- Norbert Schirm, Michael Matysek und Wolfgang Gärtner für die Beantwortung von zahlreichen technischen Fragen, Joachim Koch und Gerhard Kantel für die Hilfe bei elektronischen Problemen und den Mitarbeitern der Werkstatt des Institutes, ohne deren Arbeit es kein BEMC geben würde;
- den stets freundlichen und hilfsbereiten Instituts- bzw. H1-Sekretärinnen Alena Oberender, Hilde Härtel und Hella Kleinebenne;

Mein besonderer Dank gilt:

- meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben;
- meiner Frau Gine, die mich während der ganzen Zeit motiviert und unterstützt hat.