**Fakultät für Physik und Astronomie**

RUPRECHT-KARLS-
UNIVERSITÄT
HEIDELBERG

**Diplomarbeit**
**im Studiengang Physik**

**vorgelegt von**
*Michael B. Kreuz*
**aus** *Saarburg*

*März 1999*

# Test und Einbau eines Presampler–Kalorimeters für das Kleinwinkel–Neutronenkalorimeter FNC des H1–Experiments

**Die Diplomarbeit wurde von** *Michael B. Kreuz* **ausgeführt am**
MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
HEIDELBERG
**unter der Betreuung von**
**Herrn Prof. Dr. Bogdan Povh.**

# Abstract


**Test und Einbau eines Presampler–Kalorimeters für das Kleinwinkel–Neutronenkalorimeter FNC des Experiments H1**

Mit Hilfe des FNC ("*Forward Neutron Calorimeter*") werden im Rahmen des H1–Experimentes am DESY in Hamburg Neutronen nachgewiesen, die unter sehr kleinen Winkeln ($0\,\text{mrad} \leq \theta < 0.7\,\text{mrad}$) in tiefinelastischer Streuung von Elektronen oder Positronen an Protonen erzeugt werden. Das seit 1996 bestehende Kleinwinkelkalorimeter wurde 1998 durch ein Presampler–Kalorimeter erweitert. Dieses wurde an der Vorderseite des FNC angebracht und bewirkt eine Verlängerung und longitudinale Unterteilung des Gesamtkalorimeters. Vor dem Einbau wurde der Presampler mit Positronen, deren Energien zwischen 2 und 4 GeV lagen, getestet und kalibriert. Dabei wurden die Energie– und Ortsauflösung bestimmt und mit Hilfe eines Simulationsprogrammes auf der Grundlage von GEANT auf den im Rahmen des Experimentes beobachteten Energiebereich extrapoliert. Durch den Presampler wurde die Energieauflösung des FNC deutlich verbessert, für $\gamma$–Quanten beträgt sie jetzt etwa $1.5\% \oplus \frac{20\%}{\sqrt{E}}$. Bei hadronischen Schauern werden die unterdrückt, die erst sehr spät im Detektor beginnen und deren Energie überschätzt wird. Nach dem Einbau wurden erste, noch vorläufige Ergebnisse aus Messungen von Reaktionen des Protonenstrahls mit dem Restgas im Strahlrohr gewonnen.

**Test and Building in of a Presampler Calorimeter for the Small Angle Calorimeter FNC of the Experiment H1**

Neutrons, which are produced at very small angles ($0\,\text{mrad} \leq \theta < 0.7\,\text{mrad}$) in deep inelastic scattering of electrons or positrons with protons at the H1 experiment at DESY in Hamburg, are detected by the FNC ("*Forward Neutron Calorimeter*"). The small angle calorimeter, existing since 1996, was upgraded with a presampler calorimeter in 1998. The new device was installed at the front of the calorimeter and results in a prolongation and a longitudinal segmentation of the whole calorimeter. Prior to the installation, the presampler was tested and calibrated using positrons of energies between 2 and 4 GeV. The energy and the position resolution were derived, and with the aid of a GEANT simulation program extrapolated to the energy region observed in the experiment. The presampler improved the energy resolution considerably. For $\gamma$ quants it found to be around $1.5\% \oplus \frac{20\%}{\sqrt{E}}$. Hadronic showers, which start very late in the detector and whose energy is largely overrated, are suppressed. After the installation, preliminary results of measurements of reactions of the proton beam with residual gases in the beam pipe were obtained.

*"Twenty years from now you will be more disappointed by the things you didn't do than by the ones you did. So throw off the bowlines, sail away from the safe harbor. Catch the trade winds in your sails. Explore. Dream."*

Mark Twain

# Inhaltsverzeichnis

To escape criticism - do nothing, say nothing, be nothing.

*Elbert Hubbard*

# Kapitel 1

# Einleitung

Seit Bestehen der experimentellen Teilchenphysik wurden immer leistungsfähigere Beschleuniger und Speicherringe gebaut und mit ihrer Hilfe immer tiefer in die Geheimnisse der kleinsten Bausteine unserer Welt vorgedrungen. Die größten und erfolgreichsten Forschungsinstitute für Teilchenphysik befinden sich bei Genf (CERN), bei Chicago (Fermilab), in Stanford (SLAC) und in Hamburg (Deutsches Elektronen–Synchroton, DESY). Einer der derzeit modernsten Beschleuniger der Welt ist der Beschleuniger HERA ("*Hadron-Electron Ring Accelerator*") am DESY, der seit 1992 betrieben wird. In ihm kollidieren Protonen mit einer kinetischen Energie von über 900 GeV mit $\sim 27$ GeV–Elektronen und ermöglichen es dadurch Strukturen zu erkennen, die um ein Vielfaches kleiner sind als das Proton.

HERA wird von vier großen Kollaborationen mit jeweils mehreren hundert Wissenschaftlern für Forschungszwecke benutzt, ZEUS, H1, HERA–B und HERMES. ZEUS und H1 sind Universaldetektoren, also Detektoren, die aus vielen einzelnen kleineren Detektoren zusammengesetzt sind und die speziell entworfen wurden, um die im Beschleuniger ablaufenden Reaktionen vollständig zu untersuchen. 1996 wurde H1 um eine wichtige Komponente erweitert: es wurde ein Kalorimeter installiert, das Neutronen nachweist, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden, "vorwärtsgestreut", wie der Physiker sagt. Dementsprechend nennt man das Kalorimeter FNC ("*Forward Neutron Calorimeter*" $\approx$ Vorwärtsgestreute–Neutronen–Kalorimeter).

Während des zweijährigen Betriebes des FNC stellte man fest, daß die Leistung des Kalorimeters nicht in allen Bereichen den Anforderungen entsprach. So verschlechtert sich die Energieauflösung durch Alterungsprozesse stetig und es ist schwierig, zwischen Schauern zu unterscheiden, die durch verschiedene Teilchen ausgelöst werden.

Um nicht das gesamte FNC ersetzen zu müssen, faßte man den Beschluß, ein kleines zusätzliches Kalorimeter, einem sogenannten "Presampler" ($\approx$ Vorsammler) vor das FNC (im folgenden "Hauptkalorimeter" genannt) zu setzen.

Der so entstehende, zusammengesetzte Detektor ist dem einfachen Gerät vielfach überlegen. Das Kalorimeter wird verlängert und so die Energieauflösung verbessert. Durch die longitudinale Unterteilung wird außerdem die Unterscheidung der verschiedenen Teilchenschauer erleichtert. Durch die Konstruktion des Presamplers erwartet man schließlich eine Verbesserung der Ortsauflösung sowie eine Vereinfachung der Identifizierung von "Doppelereignissen", also des gleichzeitigen Auftreffens von zwei oder mehr Teilchen auf den Detektor.

Der Presampler wurde im Frühjahr 1998 fertiggestellt, mit Hilfe eines Teststrahls kalibriert und im HERA–Tunnel des DESY als Teil des H1–Experimentes installiert, von wo er seit Mitte 1998 Daten liefert.
Die vorliegende Arbeit befaßt sich hauptsächlich mit dem Test und dem Einbau des Presamplers, sowie mit den den ersten, noch vorläufigen Ergebnissen aus der HERA–Strahlzeit 1998/99. Nach einem kurzen Überblick über H1, das FNC und die physikalischen Prozesse, die mit Hilfe des FNC untersucht werden (Kapitel 2), wird eine kurze Einführung in die Kalorimetrie gegeben (Kapitel 3). Anschließend werden der Aufbau und die Eigenschaften des Presamplers beschrieben (Kapitel 4), bevor dann ausführlich auf die Ergebnisse der Teststrahlmessungen eingegangen (Kapitel 5) wird. Den Abschluß bildet eine kurze Beschreibung des Zusammenwirkens der beiden Detektorkomponenten, sowie eine vorläufige Ergebnisse, die bereits gewonnen werden konnten (Kapitel 6) sowie eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick auf die Zukunft des FNC (Kapitel 7).

# Kapitel 2

# H1 und das FNC

Je kleiner die Strukturen sind, die man in der Teilchenphysik untersuchen möchte, desto höhere Energien werden benötigt. Die wichtigsten Hilfsinstrumente sind die Teilchenbeschleuniger, ohne deren Unterstützung die Entwicklung der heutigen Vorstellung vom Aufbau der Materie nicht möglich gewesen wäre. Der Elektron–Proton–Beschleuniger HERA am DESY ist seit 7 Jahren in Betrieb und hat seitdem bereits viele wichtige Erkenntnisse über die Struktur des Protons und der starken Wechselwirkung ermöglicht.
Um Untersuchungen an einem Beschleuniger durchführen zu können, benötigt man eine "Meßstation", die in der Lage ist, alle für die angestrebte Analyse wichtigen Daten zu erfassen. Eine solche Station ist der "Universaldetektor" H1. Der Detektor besteht aus vielen einzelnen Komponenten, die um eine HERA–Wechselwirkungszone herum angeordnet sind und versuchen, möglichst alle bei einer Wechselwirkung emittierten Teilchen nachzuweisen. Das "*Forward Neutron Calorimeter FNC*" ist eine dieser Komponenten. Sie befindet sich in der Verlängerung des Protonenstrahls ungefähr 107 m von der Wechselwirkungszone entfernt und dient dazu, neutrale Teilchen, insbesondere Neutronen, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden, nachzuweisen.
In diesem Kapitel soll ein kurzer Überblick über HERA, H1 und das FNC gegeben werden, sowie über den Bereich der Physik, der mit Hilfe des FNC untersucht wird.

## 2.1 Der Speicherring HERA und das H1–Experiment

Der Ringbeschleuniger HERA besteht aus zwei separaten Beschleunigern, einer für Protonen und einer für Elektronen oder Positronen. Diese Teilchen kreisen durch zwei Speicherringe von je 6336 m Länge und sind in über 200 kleinen Paketen, sogenannten "*bunches*" gebündelt. Ein Elektronenpaket entspricht einem Strom von ungefähr 300 $\mu$A, ein Protonenpaket einem von bis zu 800 $\mu$A. Die Elektronen werden auf eine Energie von $\sim 27.5$ GeV, die Protonen auf $\sim 920$ GeV beschleunigt. Daraus ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von mehr als 300 GeV. An zwei Stellen, den sogenannten Wechselwirkungszonen ("*interaction zones*"), werden die beiden Strahlen zur Kollision gebracht. Um jede Zone herum ist je ein Universaldetektor, ZEUS und H1, aufgebaut. Außerdem gibt es noch zwei weitere Experimente, bei denen entweder der Elektronen–

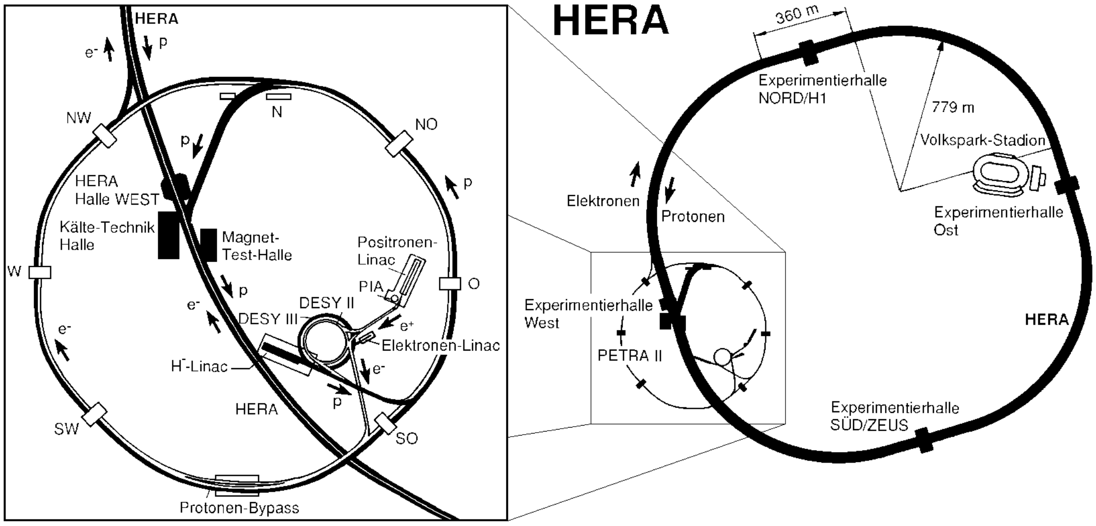


*Abbildung 2.1: Der Teilchenbeschleuniger HERA und sein Vorbeschleunigungssystem bei DESY.*

oder der Protonenstrahl auf ein festes "Target" gelenkt wird, HERMES und HERA-B. Abbildung 2.1 gibt einen Überblick über die Lage des Teilchenbeschleunigers und der angeschlossenen Experimente. HERA ist der einzige Beschleuniger der Welt, der Elektronen oder Positronen mit Protonen zur Kollision bringt. Dabei können Strukturen aufgelöst werden, die weniger als ein Tausendstel der Größe des Protons betragen.

H1 ist eine internationale Kollaboration aus etwa 400 Wissenschaftlern. Der H1–Detektor wurde speziell entwickelt, um die hochenergetischen Teilchen, die in der HERA–Wechselwirkungszone entstehen, nachzuweisen und zu identifizieren. Abbildung 2.2 zeigt schematisch den Aufbau des Detektors. Von der Wechselwirkungszone ausgehend besteht der Detektor aus zentralen Spurkammern, elektro–magnetischen und hadronischen Kalorimetern, einer supraleitenden Magnetspule und Myonenkammern. Die Anordnung ist so gewählt, daß, soweit möglich, der gesamte Winkelbereich von $4\pi$ überdeckt wird. Berücksichtigt wird dabei, daß der Schwerpunkt des Elektron–Proton–Systems sich mit der Richtung des Protons bewegt, d.h. es entsteht eine Asymmetrie entlang der Protonstrahlrichtungen. Die Streuereignisse sind zum großen Teil in Richtung des Protonstrahles gerichtet, so daß der Detektor dort einen aufwendigeren Aufbau aufweist als in der Gegenrichtung.

In der Zeichnung nicht dargestellt sind die Luminositätsdetektoren und die in den Tunnel ausgelagerten Komponenten: das Vorwärts–Protonen–Spektrometer FPS und das Vorwärts–Neutronen–Kalorimeter FNC. Das FNC weist neutrale Teilchen nach, die unter sehr kleinem Winkel aus der Wechselwirkungszone herausgestreut werden. Dabei ist es erforderlich, daß die beiden Strahlrohre das Kalorimeter ungehindert umgehen oder durchqueren können und in ihrer Funktion nicht beeinträchtigt werden. Aus diesem Grund befindet sich das FNC nicht unmittelbar hinter der Wechselwirkungszone, sondern im HERA–Tunnel etwa 107 m davon entfernt, so daß die Elektronen und Protonen vorbeigelenkt werden können. Abbildung 2.3 gibt schematisch einen Eindruck

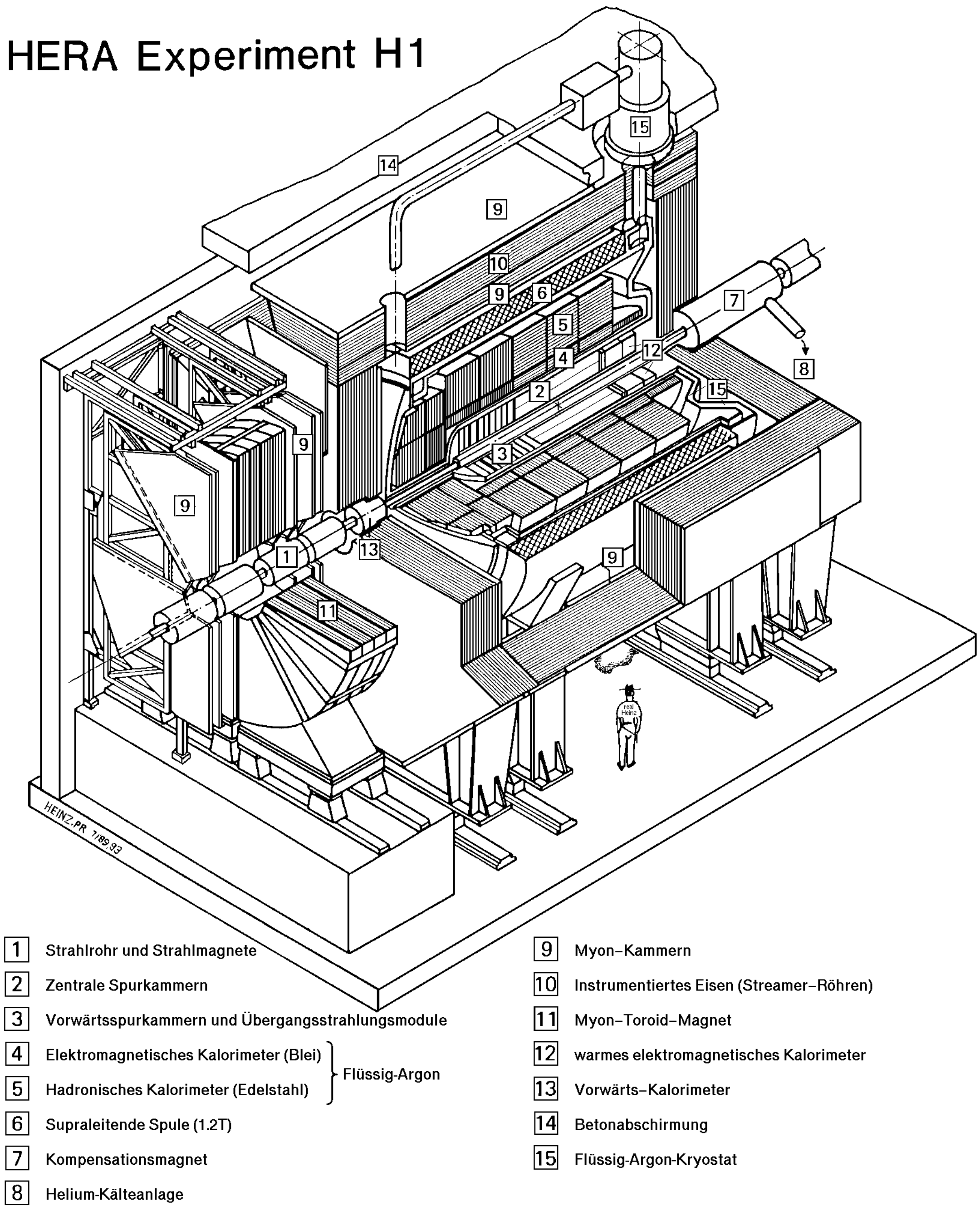


*Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau des H1–Detektors in der Nähe der Wechselwirkungszone. Die Protonen erreichen den Detektor von rechts, die Elektronen von links im Bild. Das FNC ist in diesem Bild nicht enthalten.*

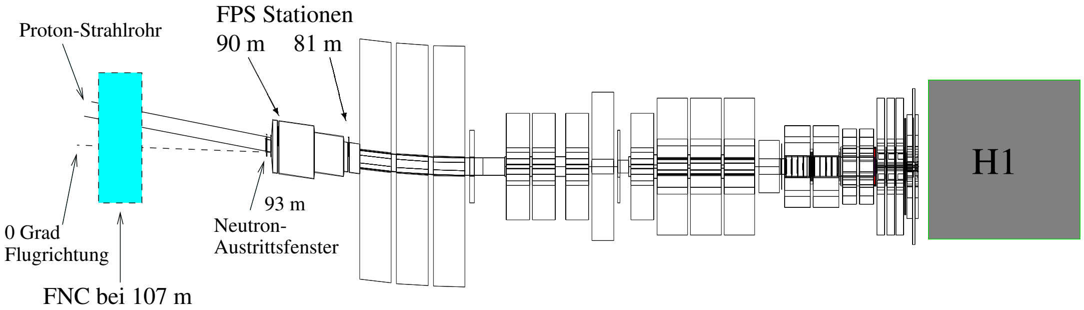


*Abbildung 2.3: Lage des FNC im HERA–Tunnel. Die gestrichelte Linie zeigt die Flugbahn eines Teilchens, das unter 0 Grad gestreut wurde. Die Zeichnung deutet auch die Lage des FPS an und ist nicht maßstabsgetreu.*

von der Lage des FNC. Die Protonen werden durch Dipolmagnete, die die Flugbahn der neutralen Teilchen nicht beeinflussen, nach oben abgelenkt. An der Stelle, an der die neutralen Teilchen das Protonenstrahlrohr verlassen, ist dieses konisch verjüngt, so daß die Teilchen möglichst wenig Materie durchdringen und nicht vor dem Kalorimeter mit der Schauerbildung beginnen.

Das Hauptkalorimeter FNC wurde 1996 im Tunnel installiert. Die bisher erzielten Analyseergebnisse bestärkten H1, auch weiterhin ein FNC zu betreiben.

## 2.2 Physikalische Motivation für das FNC

### 2.2.1 Tiefinelastische Streuung

Die tiefinelastische Streuung ("*Deep Inelastic Scattering, DIS*") tritt auf, wenn Teilchen sehr hoher Energie aneinander gestreut werden. Man beobachtet keine einzelnen Resonanzen mehr, wie bei der normalen inelastischen Streuung, bei der die Teilchen in einen angeregten Zustand versetzt werden, sondern die Bildung neuer Teilchen. Abbildung 2.4 zeigt ein vereinfachtes *Feynman*–Diagramm der tiefinelastischen elektro–magnetischen Streuung eines Protons an einem Elektron. Im Quark–Parton–Modell kann dieser Prozeß als eine elastische Streuung des Elektrons mit einem Quark des Protons verstanden werden. Da man alleine durch Messung der Energie und des Streuwinkels des Elektrons die Partonverteilung im Proton bestimmen kann, spricht man von einer *inklusiven* Messung. Die Kinematik dieses Prozesses kann aufgrund der hohen Energien nur relativistisch beschrieben werden. Die wichtigsten kinematischen Größen sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt[1]. Für eine feste Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ werden alle kinematischen Größen einer inklusiven Streuung eindeutig durch drei lorentzinvariante Variablen beschrieben[Brk96]: $Q^2$, dem lorentzinvarianten Viererimpulsübertrag zwischen dem Lepton und dem Proton; $x$, dem Impulsanteil des Protons, der von dem wechselwirkenden Parton getragen wird[2]; $y$, dem Energieanteil, der im Ruhesystem des Protons vom Elektron auf das Proton übertragen wird. Ihre mathe-

[1] siehe Standartwerke der Teilchenphysik, z.B. [Pov95] oder [Nac86]
[2] im Partonmodell

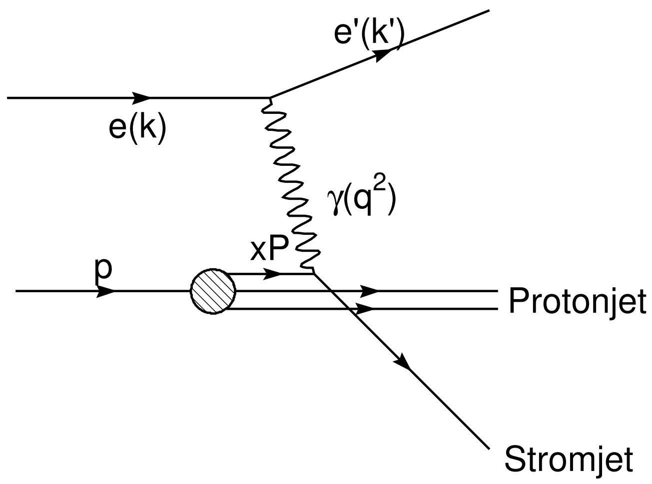


*Abbildung 2.4: Schematisches Feynman–Diagramm für die Streuung, die bei HERA beobachtet wird.*

| Bezeichnung | Erklärung |
|---|---|
| k, k' | Viererimpuls des ein– bzw. auslaufenden Elektrons |
| p | Viererimpuls des einlaufenden Protons |
| p' | Summe der Viererimpulse der auslaufenden Hadronen |
| q | Viererimpuls eines ausgetauschten virtuellen Photons |
| E, E' | Laborenergie des Elektrons vor und nach der Streuung |
| $E_p$ | Energie des einlaufenden Protons |
| s | Schwerpunktsenergiequadrat des Elektron–Proton–Systems |
| $m_e$, $m_p$ | Elektron– bzw. Protonmasse |
| $M_X$ | Invariante Masse des hadronischen Endzustandes |
| $\theta$ | Streuwinkel des Elektrons (bzgl. des Protonenstrahls) |

*Tabelle 2.1: Verwendete Bezeichnungen für physikalische Größen. Alle Größen sind im Laborsystem angegeben.*

matischen Definitionen lauten:

$$\begin{array}{rclcl} Q^2 & = & -q^2 & = & -\left(k-k'\right)^2 \\ x & = & \frac{Q^2}{2(pq)} & & \\ y & = & \frac{pq}{pk} & & \end{array} \tag{2.1}$$

Diese drei Größen sind nicht unabhängig, sie hängen über die folgende Relation zusammen:

$$Q^2 = sxy \tag{2.2}$$

Im *semi–inklusiven* Fall werden die Werte eines zusätzlichen Teilchens des Endzustandes bestimmt. Man benötigt dann zwei weitere Variablen zur vollständigen kinematischen Beschreibung [Nun99], z.B.

$$\begin{aligned} z &= 1 - \tfrac{q(p-p')}{qp} \\ t &= (p-p')^2 \end{aligned} \tag{2.3}$$

Wie bei der elastischen Streuung beschreibt man die Elektron–Proton–Streuung mit Hilfe des Wirkungsquerschnittes, der durch zwei **Strukturfunktionen** $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$ parametrisiert wird:

$$\begin{aligned} \tfrac{d^2\sigma}{dxdQ^2} &= \tfrac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[xy^2F_1(x,Q^2)+(1-y)F_2(x,Q^2)\right] \\ &= \tfrac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[1-y+\tfrac{y^2}{2[1+R(x,Q^2)]}F_2(x,Q^2)\right] \end{aligned} \tag{2.4}$$

Die Herleitung dieser Formel findet man in allen gängigen Büchern zur Teilchenphysik, z.B. [Nac86].

### 2.2.2 Produktion vorwärtsgestreuter Neutronen

Seit dem Start von HERA im Jahr 1992 wurde eine große Zahl von Ereignissen identifiziert, bei denen ein Nukleon unter sehr kleinem Winkel gestreut wird. Um auch diese Ereignisse genauer analysieren zu können, wurden erst das FPS und 1996 dann noch das FNC zu dem H1–Detektor hinzugefügt. Das FNC untersucht einen Streuprozeß der Form

$$e\,p \to e'\,n\,X \tag{2.5}$$

In der Theorie existieren derzeit zwei Modelle die die Produktion vorwärtsgestreuter Neutronen in dem kinematischen Bereich, der bei HERA beobachtet werden kann, vorhersagen:

- Produktion durch Austausch eines virtuellen Mesons, dominiert durch Pionen [Sul72], [Zol92], [Kop96]. Abbildung 2.5 zeigt das Feynman–Diagramm für dieses Modell.

- Produktion durch Austausch eines weichen Gluons und anschließender Hadronisierung [Ing97].

Der zweite Mechanismus wurde dabei erst kürzlich eingeführt. Für beide Modelle existieren ausgezeichnete Monte–Carlo–Simulationen, so daß man mit Hilfe der Daten, die das FNC liefert, diese Theorien überprüfen kann.
Die Produktion eines vorwärtsgestreuten Neutrons ist bei HERA keine Seltenheit. Die Ereignisrate für solche Neutronen, deren Energie höher als 400 GeV ist, liegt z.B. bei $\sim 8.5\%$ (für $5 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$, $0.05 \leq y \leq 0.7$ und $|t| \leq 0.5\,\mathrm{GeV}^2$) [H1C97]. Vorwärtsgestreute Neutronen geringerer Energie werden noch wesentlich häufiger erzeugt.

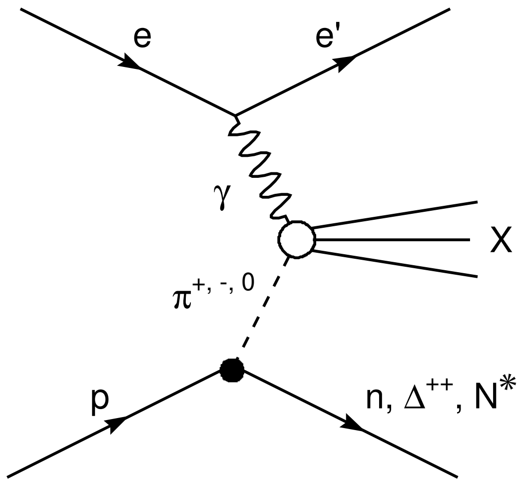


*Abbildung 2.5: Feynman–Diagramm für den Austausch eines virtuellen Pions.*

### 2.2.3 Die Strukturfunktion des Pions

Die ursprüngliche Idee bei der Installation des FNC war, neben der vollständigeren Erfassung aller Reaktionsprodukte, die vorhergesagte Dominanz des Pionenaustauschs auszunutzen, um Rückschlüsse auf die Strukturfunktion des Pions zu gewinnen.
Analog zur Strukturfunktion des Protons kann man eine semi–inklusive Strukturfunktion $F_2^{p\to n}(x, Q^2)$ einführen:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(ep \to e'nX)}{\mathrm{d}p_T^2\,\mathrm{d}z\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\,(1 - y + \frac{y^2}{2})\,\frac{\mathrm{d}^2 F_2^{p\to n}(x, Q^2)}{\mathrm{d}p_t^2\,\mathrm{d}z}\ . \tag{2.6}$$

Im Rahmen der Regge–Theorie läßt sich $F_2^{p\to n}$ auf die Strukturfunktion des Pions $F_2^\pi$ zurückführen [Kop96]:

$$\frac{\mathrm{d}F_2^{p\to n}(x, Q^2)}{\mathrm{d}p_t^2\,\mathrm{d}z} = \frac{g_\pi^2}{8\pi^2}\,\frac{|t|}{(m_\pi^2 - t)^2}\,G_1^2(t)\,(1 - z)^{1+2\alpha'_\pi|t|}\,F_2^\pi(x_\pi, Q^2)\ . \tag{2.7}$$

$x_\pi$ ist dabei die zu $x$ analoge Variable für das Pion. Die Kopplungskonstante $g_\pi$, die Steigung der Regge–Trajektorie $\alpha'_\pi$ und der Formfaktor $G_1(t)$ sind aus anderen theoretischen oder experimentellen Quellen zugänglich.

# Kapitel 3

# Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie

Ein Kalorimeter ist, nach Definition, ein Detektor zur Messung der Gesamtenergie eines Teilchens [Dem97]. Seit Anfang der 80er Jahre gewinnt die Kalorimetrie in der Hochenergiephysik immer mehr an Bedeutung, denn moderne Kalorimeter haben eine Vielzahl von Vorteilen (siehe unten), die sie vielen anderen Meßgeräten, mit denen man dieselben Informationen gewinnen kann, überlegen machen. Dieses Kapitel will einen kurzen Einblick in die Kalorimetrie vermitteln. Leider können dabei nur die wichtigsten Konzepte angesprochen werden, da ein vollständiger Überblick den Rahmen dieser Arbeit übersteigen würde. Der interessierte Leser sei an die umfangreiche Fachliteratur verwiesen.

## 3.1 Kalorimeter

Um die gesamte Energie eines Teilchens eindeutig detektieren zu können, sollte das Teilchen seine Energie vollständig im Detektor deponieren. Diese Deposition erfolgt über eine Kaskade von immer energieärmeren Sekundärteilchen, die über eine Vielzahl physikalischer Prozesse entstehen (siehe unten). Ein Teil der deponierten Energie ist detektierbar (z.B. durch Ionisation, als Szintillationslicht oder Cherenkov–Licht). Das gemessene Signal ist im Idealfall proportional zur Energie des Primärteilchens [Fer87]. Kalorimeter haben eine Vielzahl von wichtigen Eigenschaften, die insbesondere in der Hochenergie–Teilchenphysik von Nutzen sind [Sau92] [Fer87]:

- Sie sind sowohl für geladene als auch für ungeladene Teilchen sensitiv.
- Ihre Energieauflösung verbessert sich mit zunehmender Energie.
- Sie können sowohl bei der Vermessung einzelner Teilchen als auch vollständiger Teilchenjets benutzt werden.
- Bei segmentierten Detektoren kann man den Ort und den Winkel des einfallenden Teilchens messen.

- Da die Teilchenkaskaden für Hadronen, Elektronen und Myonen unterschiedliche Charakteristiken haben, kann ein Kalorimeter zur Teilchenidentifikation benutzt werden.

- Kalorimeter liefern schnelle, kurze Signale. Das FNC z.B. arbeitet im *nsec*–Bereich.

- Die notwendige Länge eines Kalorimeters hängt nur schwach von der einfallenden Energie ab (logarithmisch, s.u.).

Man unterscheidet zwei große Gruppen von Kalorimetern:

1. Homogene Kalorimeter:
   Das gesamte Kalorimeter besteht aus einem sensitiven Material.

2. *Sampling*–Kalorimeter:
   Das Kalorimeter besteht aus (mindestens) zwei verschiedenen Komponenten, einem Absorber, der typischerweise einen hohen Z–Wert besitzt und passives Medium genannt wird, und einem sensitiven Material, das aktives Medium heißt. Beide Komponenten des FNC, der Presampler und das Hauptkalorimeter, gehören zu dieser Gruppe.

## 3.2 Elektro–magnetische Schauer

Trifft ein hochenergetisches Elektron, Positron oder Photon ($E_0 > 1\,\mathrm{GeV}$) auf ein Kalorimeter, so erzeugt es eine Kaskade ("Schauer") von Bremsstrahlungs– und Paarbildungsprozessen, bis seine Energie vollständig in eine große Zahl von sekundären Elektronen, Positronen und Photonen umgewandelt ist.

$$\begin{aligned} e^{\pm} + N &\longrightarrow e^{\pm} + N + \gamma \\ \gamma + N &\longrightarrow e^{+} + e^{-} + N \end{aligned} \tag{3.1}$$

Beide Prozesse werden durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben und sind theoretisch gut verstanden. Die Energie wird schließlich hauptsächlich durch Ionisation und Szintillationsprozesse an den Detektor abgegeben [Dem97].
Elektro–magnetische Schauer werden durch zwei materialabhängige Größen bestimmt, die **kritische Energie** $E_C$ und die **Strahlungslänge** $X_0$. $E_C$ ist definiert als die Elektronenenergie, bei der Energieabgabe durch Bremsstrahlung und durch Szintillation gleichwahrscheinlich ist. $X_0$ beschreibt die Wegstrecke, bei der die Energie eines Elektrons beim Durchgang durch das Material im Mittel auf den $\frac{1}{e}$–ten Teil abfällt. Beide Größen sind Materialkonstanten. Sie sind vielfach tabelliert (z.B. [PRD94] oder [Tsa74]) und berechnen sich näherungsweise aus [PRD94]:

$$\begin{aligned} E_C &= \frac{800\,\mathrm{MeV}}{Z+1.2} \\ X_0 &= \frac{716.4\,\mathrm{g\,cm^{-2}}\,A}{Z(Z+1)\ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} \end{aligned} \tag{3.2}$$

$A$ und $Z$ entsprechen dabei der Massen– bzw. der Kernladungszahl des betrachteten Stoffes. Für Blei, einem typischen Material, das bei Kalorimetern verwendet wird, liegen diese Werte z.B. bei

$$\begin{aligned} E_{C\,,\,\mathrm{Blei}} &= 9.62\,\mathrm{MeV} \\ X_{0\,,\,\mathrm{Blei}} &= 5.6\,\mathrm{mm} \end{aligned} \tag{3.3}$$

Im Fall eines *Sampling*–Kalorimeters kann man die mittlere Strahlungslänge des Detektormaterials über eine gewichtete Mittelung annähern. Die Wichtungsfaktoren $\omega_j$ entsprechen den Gewichtsanteilen der jeweiligen Stoffe, $X_j$ und $\omega_j$ sind die entsprechenden Werte für die j–te Komponente:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_j \frac{\omega_j}{X_j} \tag{3.4}$$

$E_C$ wird durch das passive Medium dominiert und ändert seinen Wert in diesem Fall nicht signifikant [Tsa74]. Die Näherung bestimmt $X_0$ auf 2.5% und $E_C$ auf 5% genau. Für $\gamma$–Quanten ist die charakteristische Größe die **mittlere freie Weglänge** $X_\gamma$. Definiert ist sie als die mittlere Strecke, die ein Photon im Material durchfliegt, bevor es sich in ein $e^+e^-$–Paar umwandelt. Oder als alternative Definition: die mittlere Wegstrecke, nach der die Zahl der Photonen in einem Photonenstrahl auf den $\frac{1}{e}$–ten Teil abgesunken ist. Sie hängt mit der Strahlungslänge $X_0$ über

$$X_\gamma = \frac{9}{7} X_0 \tag{3.5}$$

zusammen [Sau92].

Es ist vorteilhaft, relative Größen einzuführen, mit deren Hilfe man viele Eigenschaften elektro–magnetischer Kaskaden weitgehend materialunabhängig beschreiben kann:

$$\begin{aligned} t &= \tfrac{\text{Länge}}{X_0} \\ y &= \tfrac{\text{Energie}}{E_C} \end{aligned} \tag{3.6}$$

Eines der wichtigsten Charakteristika eines Schauers ist seine Ausdehnung, da sie die notwendige Mindestgröße des Kalorimeters bestimmt. Die longitudinale Energieverteilung in einer elektro–magnetischen Kaskade wird gut durch folgende Gammaverteilung beschrieben [Lon75]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0\, b \left( \frac{(b\,t)^{a-1}\, e^{-bt}}{\Gamma(a)} \right) \tag{3.7}$$

$a$ und $b$ sind sowohl von der Energie als auch vom Material abhängig. Ihren Verlauf kann man für einige Stoffe in [PRD94] nachschlagen. Das Maximum der longitudinalen Verteilung liegt bei

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} = \ln(y) + C_j \qquad , \quad j = e, \gamma \tag{3.8}$$

mit

$$\begin{aligned} C_e &= -0.5 \quad \text{für Kaskaden, die ein Photon auslöst.} \\ C_\gamma &= 0.5 \quad \text{für Kaskaden, die ein Elektron/Positron auslöst.} \end{aligned} \tag{3.9}$$

Um die nötige Länge eines Kalorimeters abschätzen zu können, betrachtet man die Strecke, nach der im Mittel 95% der Energie deponiert wurde [FaL82]:

$$t_{95\%} \sim t_{max} + 0.08\,Z + 9.6 \tag{3.10}$$

Ein Kalorimeter sollte mindestens diese Länge besitzen, um den Energie*leakage*, also den Energieaustritt, durch die Rückwand klein zu halten.
Die laterale Schauerausdehnung wird durch den Molièreradius $R_M$ beschrieben [Sau92]. Er berechnet sich aus

$$R_M \approx X_0 \frac{21.2\,\mathrm{MeV}}{E_C} \tag{3.11}$$

In einem Zylinder mit Radius $R_M$ befinden sich $\sim 90\%$ der Schauerenergie, in einem mit Radius $3.5R_M$ mehr als 99% [Sau92].
Eine wichtige Eigenschaft, die ein Kalorimeter charakterisiert, ist seine Energieauflösung. Sie wird durch mehrere statistische und systematische Schwankungen bestimmt [Fer87]:

- Intrinsische Fluktuationen:
  Die Entwicklung eines Schauers ist ein statistischer Prozeß. Da die detektierte Energie im wesentlichen von der Zahl $N$ der produzierten Teilchen abhängt, die ihrerseits proportional zur Energie $E$ des einfallenden Teilchens ist, gilt für den Fehler, der hierdurch entsteht:

$$\frac{\sigma}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \tag{3.12}$$

- *Sampling*–Fluktuationen:
  Ihrem Namen entsprechend treten sie nur bei *Sampling*–Kalorimetern auf. Bei diesen Detektoren wird jeweils nur ein kleiner Teil der Energie im aktiven Medium detektiert und der Rest im passiven Medium deponiert. Die Menge der detektierten Energie schwankt ebenfalls statistisch.

- Energieverlust:
  Ein Teil der ursprünglich eingestrahlten Energie geht stets durch die Detektorwände verloren. Auch dieser Prozeß unterliegt statistischen Schwankungen.

- Die optische Auslese ist kein exakter Meßprozess, auch hier treten Fluktuationen auf.

- Materialprobleme:
  Ein realer Detektor ist niemals perfekt, sondern weist stets innere Inhomogenitäten auf.

- Die Elektronik, die zur Auslese benutzt wird, führt ebenfalls zu weiteren statistischen Schwankungen.

Insgesamt kann man die Energieauflösung wie folgt parametrisieren:

$$\frac{\sigma}{E} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \tag{3.13}$$

In einigen Fällen ist es erforderlich, einen quadratischen Term, der mit $\frac{1}{E}$ abfällt, mitzuführen.

## 3.3 Hadronische Schauer

Im Gegensatz zu elektro–magnetischen Kaskaden sind die Prozesse, die in hadronischen ablaufen, sehr viel komplexer und vielschichtiger. Typisch für hadronische Schauer ist die Vielteilchenproduktion, für die ungefähr die Hälfte der Anfangsenergie benutzt wird. Die restliche Energie wird von wenigen, schnellen, vorwärtsgestreuten Teilchen getragen. Der dadurch entstehende Schauer besteht zum großen Teil aus Nukleonen und Pionen, deren Anzahl nur schwach von der Energie abhängt. Ein großer Teil der Pionen sind neutral. Sie lösen ihrerseits elektro–magnetische Schauer aus, so daß in jeder hadronischen Kaskade ein elektro–magnetischer Anteil vorhanden ist. Die Zusammensetzung des Schauers fluktuiert erheblich von Schauer zu Schauer [Fer87].
Analog zur Strahlungslänge $X_0$ gibt es auch bei hadronischen Kaskaden eine charakteristische, materialabhängige Längenskala, die **nukleare Wechselwirkungslänge $\lambda_I$**. Sie ist definiert als die Strecke, nach der ein Hadron mit der Wahrscheinlichkeit $\left(1 - \frac{1}{e}\right)$ inelastisch gestreut wurde, und berechnet sich näherungsweise aus [PRD94]

$$\lambda_I \approx 35 \frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2} A^{\frac{1}{3}} \tag{3.14}$$

Alternativ zu dieser Formel ist $\lambda_I$ für eine Vielzahl von Materialien tabellarisch erfaßt (z.B. [PRD94]). Der Wert für Blei z.B. beträgt 170.9 mm und ist damit etwa 30 mal so groß wie die Strahlungslänge dieses Materials. Im Falle eines Kalorimeters aus verschiedenen Materialien kann man, ebenfalls analog zu $X_0$, einen mittleren Wert für $\lambda_I$ bestimmen. Die $\omega_j$ entsprechen wieder den Gewichtsanteilen der jeweiligen Stoffe:

$$\lambda_I = \sum_j \frac{\omega_j}{\lambda_j} \tag{3.15}$$

Um weitgehend materialunabhängige Zusammenhänge angeben zu können, mißt man Längen in Einheiten der Wechselwirkungslänge:

$$l = \frac{x}{\lambda_I} \tag{3.16}$$

Das longitudinale Profil eines hadronischen Schauers ist komplizierter als das eines elektro–magnetischen. Man kann aber näherungsweise einen mittleren Wert für den Ort der maximalen Energiedeposition angeben [Fer87]:

$$l_{max} \approx 0.2 \ln\left(\frac{E}{1\,\mathrm{GeV}}\right) + 0.7 \tag{3.17}$$

Aufgrund der großen Fluktuationen bei hadronischen Schauern ist es nicht ausreichend, die Länge des Kalorimeters nach dem mittleren Containement festzulegen. Um für die meisten Ereignisse eine 95%–ige Energiedeposition zu erhalten, muß der Detektor wesentlich länger sein (z.B. $> 8\lambda_I$ bei 210 GeV) [Hil87].
Auch die laterale Schauerausdehnung skaliert bei hadronischen Ereignisse mit $\lambda_I$. Der Schauer besteht aus einem engen Kern, der von niederenergetischeren Teilchen umgeben ist. Um einen mittleren Einschluß von 95% zu erhalten, muß das Kalorimeter einen Radius von $\sim \lambda_I$ haben. Transversale Fluktuationen des Schauers sind nicht so ausgeprägt wie longitudinale [PRD94].
Die Energieauflösung eines hadronischen Kalorimeters wird durch dieselben Prozesse dominiert, die auch bei elektro–magnetischen auftreten. Die Energieauflösung ist allerdings bei hadronischen Detektoren wesentlich schlechter. Dies liegt vor allem an folgenden Gründen [Fer87]:

- Die Fluktuationen bei der Schauerausbildung führen dazu, daß eine Vielzahl von Teilchen ($\pi^0$, $\pi^\pm$, schnelle und langsame Nukleonen, Myonen, Neutrinos, etc) mit sehr unterschiedlichen Nachweischarakteristiken in von Schauer zu Schauer stark abweichenden Mengen entstehen.
- Die $\pi^0$ lösen ihrerseits elektro–magnetische Schauer aus, so daß jeder hadronische Schauer auch eine stark schwankende elektro–magnetische Komponente besitzt.
- Ein maßgeblicher Teil der Energie wird in nicht–detektierbare, also "unsichtbare" Energie umgewandelt, z.B. in Kernbindungsenergie ($\rightarrow$ langsame Neutronen), Myonen oder Neutrinos.

Im allgemeinen wird das Signal eines Kalorimeters bei einem Elektron größer sein als bei einem Hadron der gleichen Energie, da bei den hadronischen Kaskaden eben ein Teil der Energie "unsichtbar" bleibt. Man kann die Energieauflösung eines Kalorimeters optimieren, indem man dafür sorgt, daß beide Signale ungefähr gleich groß sind. Ein solches Kalorimeter heißt **kompensierend**. Man erreicht die Kompensation entweder durch Verstärkung des Signals der hadronischen Kaskade oder durch Abschwächung bei der elektro–magnetischen. Der erste Weg wird beispielsweise bei Uran–Szintillator–Sandwichkalorimetern beschritten. Die fehlende Energie wird durch die Kernspaltungsreaktionen geliefert. Die zweite Möglichkeit kann man durch genaue Dimensionierung von aktivem und passivem Material erreichen. Im Fall eines Blei–Szintillator–Sandwichs z.B. wurde Kompensation bei einem Verhältnis von 1 : 4 erzielt [Fer87].
Faßt man alle Effekte zusammen, so kann man die Energieauflösung hadronischer Kalorimeter näherungsweise in Analogie zu den elektro–magnetischen parametrisieren:

$$\frac{\sigma}{E} \approx a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \tag{3.18}$$

## 3.4 Monte–Carlo–Simulation

Parallel zu den experimentellen Methoden haben sich die numerischen Methoden seit dem rasanten Aufstieg der Computertechnologie schnell entwickelt. Aus der heutigen Physik sind sie nicht mehr wegzudenken. In der Teilchenphysik spielt vor allem

eine Klasse eine wichtige Rolle: die Monte–Carlo–Methode. Viele komplexe Probleme können heute nur mit ihrer Hilfe bearbeitet werden.
In Bezug auf das FNC sind zwei Anwendungen besonders wichtig. Zum einen kann man mit Hilfe von Simulationen Vorhersagen über das zu erwartende Spektrum machen, abhängig vom jeweils betrachteten Modell ("LEPTO" und "POMPYT" entsprechend den Modellen des Mesonenaustausches und der "*soft color*"–Wechselwirkung). Zum anderen kann man einen Detektor simulieren, also z.B. seine Reaktion auf ein einfallendes Teilchen, die Energiedeposition, die Schauerausbreitung. So ist es möglich, bereits in der Planungsphase wichtige Erkenntnisse zu gewinnen und in die Konstruktion einfließen zu lassen. Durch Vergleiche zwischen einem existierenden und einem simulierten Detektor kann man seine Funktionsweise analysieren und eventuelle Probleme besser erkennen.
Allgemein gilt, daß die Simulation von elektro–magnetischen Schauern mit sehr großer Genauigkeit durchgeführt werden kann, während die Simulation hadronischer Schauer wegen der Vielzahl der Prozesse ungenau ist [Sau92].
Das in dieser Arbeit verwendete Programm zur Simulation des Detektors basiert auf der Grundlage von GEANT. Es ist die Erweiterung einer Version, die in den letzten Jahren bereits zur Simulation des Hauptkalorimeters verwendet wurde. Dies gewährleistet einen weitestgehend fehlerfreien Programmablauf und ermöglicht zusätzlich, im weiteren Verlauf der Analyse (Kapitel 6) zum Vergleich auf frühere Ergebnisse zurückgreifen zu können.
GEANT stellt zwei Standardverfahren zur Simulation von hadronischen Schauern zur Verfügung: GHEISHA und FLUKA [GEA94], die auf leicht verschiedenen theoretischen Grundlagen basieren. Die meisten der später durchgeführten Simulationen wurden mit dem GHEISHA–Paket durchgeführt. FLUKA diente nur zum Vergleich und lieferte dabei stets eine gute Übereinstimmung, so daß die Wahl der Simulation das Ergebnis in diesem Fall nicht zu beeinflussen scheint.

# Kapitel 4

# Der Presampler

Der Detektor FNC des H1–Experimentes existiert seit 1996. In der Einleitung wurden bereits Schwierigkeiten angesprochen, die bei der Arbeit mit dem Detektor auftraten. Da man den Detektor nicht vollständig ersetzen wollte, entwickelte man ein wesentlich kleineres Kalorimeter, das als eigenständiges Zusatzgerät vor das Hauptkalorimeter geschaltet wurde, einen Presampler. Dadurch entsteht eine longitudinale Unterteilung des Gesamtdetektors, auf deren genaue Auswirkungen in Kapitel 6 eingegangen wird. Nach einem kurzen Überblick über das "alte" Hauptkalorimeter sollen in diesem Kapitel der Detektor und seine wichtigsten Eigenschaften beschrieben werden. Im Anhang sind die meisten Ergebnisse tabellarisch noch einmal zusammengefaßt.

## 4.1 Das Hauptkalorimeter

Das Hauptkalorimeter wurde 1996 vom Experiment WA89 (CERN) in verkleinerter Form übernommen. Es handelt sich bei ihm um ein Spaghetti–Kalorimeter, welches aus Blei und längs der Laufrichtung der eintreffenden Teilchen ausgerichteten szintillierenden Fasern besteht. Eine schematische Zeichnung des Hauptkalorimeters zeigt Abbildung 4.1[1].

Es besteht aus 75 hexagonalen, zwei Meter langen Modulen. Jedes Modul beinhaltet 1141 szintillierende Fasern, die gleichzeitig als Lichtleiter genutzt werden. Sie sind am hinteren Ende des Detektors gebündelt und werden über einen Lichtmischer optisch an die Photomultiplier angekoppelt. Die Länge der Module entspricht $9.5\lambda_I$. Zusätzlich zu den Modulen ist das Kalorimeter noch mit zwei "*Tailcatchern*" ausgestattet, die Leckverluste registrieren sollen.

Das FNC mißt die Energie und den Streuwinkel des einfallenden Teilchens. Für letzteres ist es notwendig, den Auftreffpunkt des Teilchens zu bestimmen, aus dem man dann den Winkel bestimmen kann. Dies ist nur wegen der großen Entfernung vom Auftreffpunkt überhaupt möglich, denn ein typischer auftretender Winkel von 0.7 mrad führt zu einer Abweichung in transversaler Richtung von $\sim 75\,\mathrm{mm}$, die mit ausreichender Genauigkeit meßbar ist.

In der Einleitung wurde bereits angesprochen, daß bei der Arbeit mit dem Hauptkalorimeter Probleme auftraten. Diese sollen hier noch einmal aufgelistet werden:

[1] Eine detaillierte Beschreibung seines Aufbaus und seiner Funktion befindet sich in [Nun96]

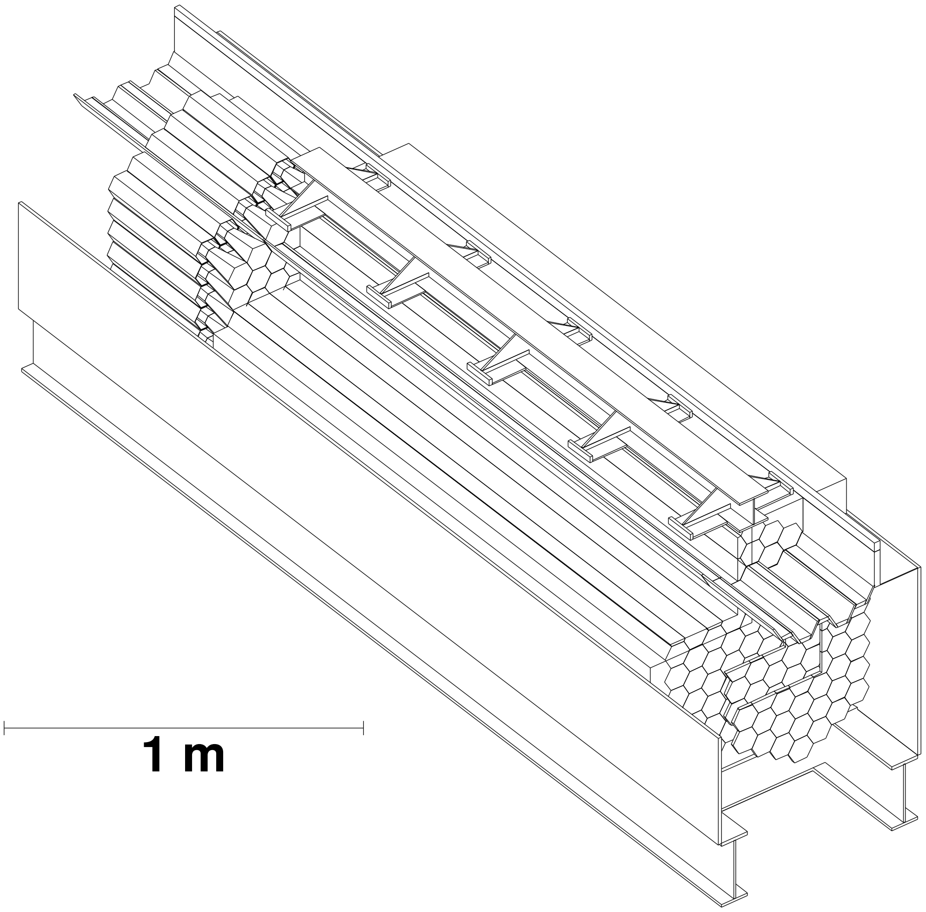


*Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Hauptkalorimeters, das seit 1996 im HERA–Tunnel installiert ist.*

- Die Absorptionslänge der szintillierenden Fasern nimmt im Lauf der Zeit durch Strahlungsschäden ab. Durch die starken Fluktuationen hadronischer Schauer werden dadurch Kaskaden, die erst sehr spät beginnen, energetisch stark überschätzt. Dadurch verschlechtert sich die Energieauflösung des Kalorimeters, und im vermessenen Energiespektrum bildet sich ein “*Tail*” zu hohen Energien hin, der die Analyse beeinträchtigt.

- Ohne eine longitudinale Unterteilung ist es schwierig, zwischen elektro–magnetischen und hadronischen Schauern zu unterscheiden, da es kein eindeutiges Unterscheidungsmerkmal gibt.

- Die hexagonale Geometrie der Module (siehe Bild) ist schwer zu handhaben.

Der Presampler wurde speziell konstruiert, um diese Schwierigkeiten zu beheben und dadurch die Effizienz des Experimentes zu erhöhen.

## 4.2 Der Aufbau des Presamplers

### 4.2.1 Allgemeine Beschreibung

Der Presampler gehört, wie das Hauptkalorimeter, zu der Gruppe der *Sampling*–Kalorimeter, d.h. er besteht nicht aus einem homogenen Material, das gleichzeitig absorbiert und detektiert, sondern ist aus verschiedenen Stoffen aufgebaut. Im Gegensatz zur "Spaghetti"–Technik des Hauptkalorimeters entspricht das Zusatzgerät der "**Sandwich**"–Technik. Dies bedeutet, daß es senkrecht zur Einfallsrichtung der Teilchen in Schichten unterteilt ist, von denen einige lediglich absorbieren ("passives Medium") und andere aktiv die Energie detektieren ("aktives Medium")[2]. Der Absorber besteht aus Hartbleiplatten mit 4% Antimon–Anteil (zur Härtung). Für das aktive Medium wählte man Plastik–Szintillatorplatten, bestehend aus Polystyren (Monomerformel: $C_6H_5CH = CH_2$).
Umhüllt ist der Presampler mit einem Aluminiummantel, der hauptsächlich vor Streulicht aus der Umgebung schützen soll. Die Frontplatte und die Rückwand sind, um den Detektor stabilisieren zu können, $\sim 1\,\mathrm{cm}$ dick, die Seitenwände, der Boden und der Deckel nur $\sim 1\,\mathrm{mm}$. Die genauen geometrischen Abmessungen der Ummantelung können den technischen Zeichnungen im Anhang entnommen werden. Vereinfacht betrachtet ist der Presampler ein Quader von ca. 416 mm Länge, 660 mm Breite und 410 mm Höhe, wobei Breite und Höhe die dem H1–Detektor zugewandte Frontseite beschreiben. Die Abmessungen der Platten, welche die Detektorschichten des Presamplers bilden, sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Die Platten füllen nicht den gesamten Detektor aus. Der restliche Platz wird von Photomultipliern[3] und den Lichtleitern eingenommen.
Die maximalen Winkel, die mit dem Hauptkalorimeter für die Analyse vermessen wurden, lagen in der Größenordnung von $\sim 0.7\,\mathrm{mrad}$. Bei einer durchlaufenen Distanz von 107 m entspricht dies einem Kreis mit Radius

$$r = \tan(0.7\,\mathrm{mrad})\;107\,\mathrm{m} \approx 7.5\,\mathrm{cm} \tag{4.1}$$

Der sensitive Teil des Presamplers ist also groß genug, um mindestens denselben Winkelbereich zu überdecken.
Sowohl die Blei– als auch die Szintillatorplatten existieren in zwei "Versionen", einer dünnen und einer ungefähr doppelt so dicken. Sie sind so angeordnet, daß eine Zweiteilung des Detektors entsteht. Abbildung 4.3 verdeutlicht dies. Der vordere Teil setzt sich aus je 12 dünnen und der hintere aus je 12 dicken Blei– und Szintillatorplatten zusammen. Die beiden Teile bezeichnet man als elektro–magnetischen bzw. hadronischen Teil des Presamplers. In Abschnitt 4.3 werden diese Bezeichnungen näher begründet.

Bei den Szintillatorplatten muß man beachten, daß sie sich in der Effizienz der Lichtausbeute unterscheiden. Bei gleicher Anregung erhält man von den dicken Platten ein Lichtsignal, das nur 73% des Signals der dünnen Platten beträgt, wie mit Hilfe einer externen Messung mit einer radioaktiven Quelle ermittelt wurde [Lyt01].
Die Photomultiplier verteilen sich auf die Bereiche neben und unter den detektierenden

[2] siehe Kapitel 3
[3] XP2282B, Philips

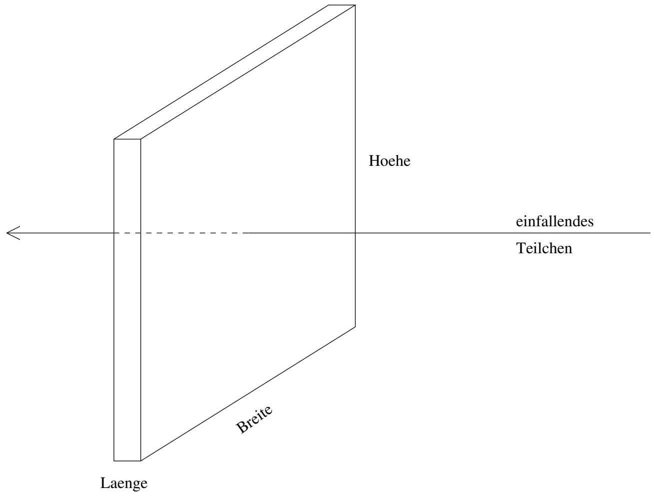


*Abbildung 4.2: Festlegung der in Tabelle 4.1 verwendeten Größen.*

| Plattenart | Länge [mm] | Breite [mm] | Höhe [mm] |
|---|---|---|---|
| Szintillator, dünn | 2.6 | 302 | 302 |
| Szintillator, dick | 5.2 | 302 | 302 |
| Blei, dünn | 7.5 | 302 | 302 |
| Blei, dick | 14.0 | 302 | 302 |

*Tabelle 4.1: Abmessungen der verwendeten Blei– und Szintillatorplatten des Presamplers.*

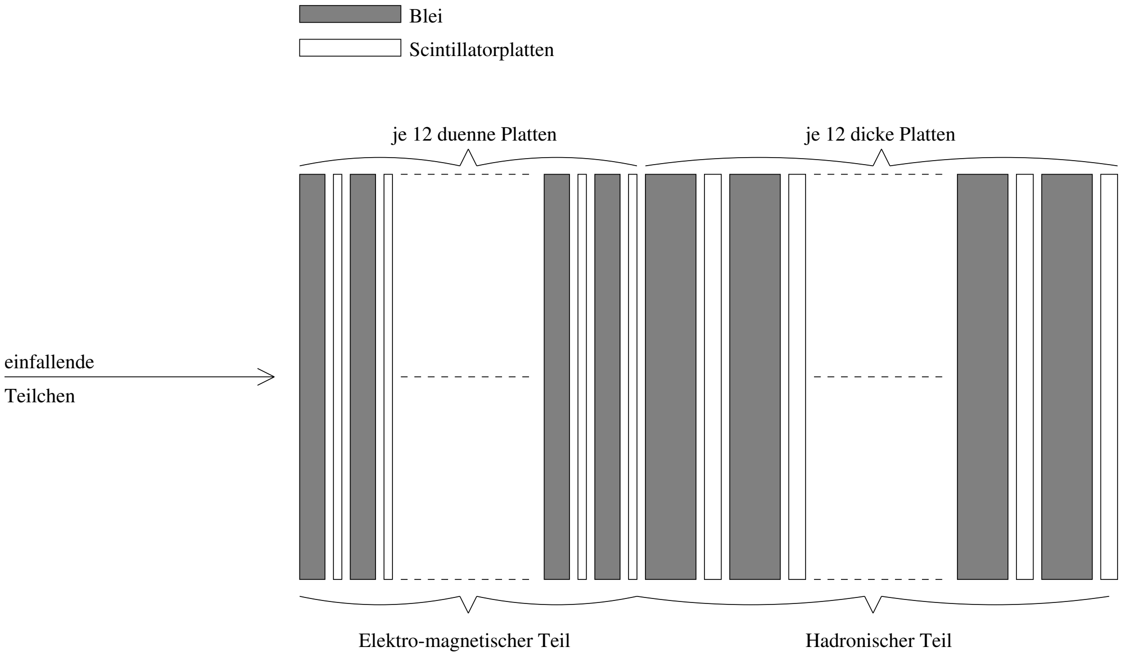


*Abbildung 4.3: Plattenfolge im Inneren des Presamplers. Die Detektorfront, d.h. der der Wechselwirkungszone zugewandte Teil, befindet sich in der Zeichnung links. Ein einfallendes Teilchen durchläuft zuerst je 12 dünne Blei– und Szintillatorplatten und dann je 12 dicke.*

Platten. Die optische Ankopplung erfolgt durch wellenlängenverschiebende Fasern[4], die hinter jeder Szintillatorschicht senkrecht zur Einfallsrichtung der Teilchen angebracht sind. Um sie zu fixieren, wurden 0.6 mm tiefe und 1.2 mm breite Rillen in die Szintillatoren gefräst. Befestigt wurden sie mit Hilfe von transparentem Gießharz STYCAST 1266, das die optischen Eigenschaften der Fasern und der Szintillatoren nicht beeinträchtigt [Kob91]. Die Fasern dienen als Lichtleiter. Sie absorbieren blaues Szintillationslicht und emittieren grünes Licht, für das der Photomultiplier sensitiv ist. In Abbildung 4.4 in Abschnitt 4.2.2 ist die Anordnung der Fasern hinter den Szintillatorplatten skizziert. Die Ankopplung an die Photomultiplier erfolgt auf direktem optischem Weg ohne zusätzliche Lichtmischer, da der Umfang eines Faserbündels klein gegenüber der Photokathode ist.

### 4.2.2 Die Segmentierung des Presamplers

Die Unterteilung eines Kalorimeters in verschiedene Bereiche, die separat ausgelesen werden, spielt eine große Rolle für seine Effektivität, denn diese Aufteilung erlaubt es erst, den Ort des eintreffenden Teilchens zu rekonstruieren. Je feiner die Unterteilung gewählt ist, desto genauer werden die Ergebnisse, die man erhält.
Der Presampler in 18 Module unterteilt. Um trotz dieser geringen Zahl eine möglichst gute Ortsauflösung zu erhalten, geht man wie folgt vor: Die 24 Szintillatorebenen wurden abwechselnd in zwei Bereiche eingeteilt, so daß jede Schicht zu den jeweils übernächsten gehört. Bei den Platten mit einer ungeraden Zahl, also den Platten 1, 3, ..., 23 wurden die wellenlängenverschiebenden Fasern senkrecht angeordnet, bei den restlichen Platten waagerecht. Hinter jeder Platte werden unabhängig von der Orientierungsrichtung 45 Fasern angebracht, die einen Bereich von je 26.1 mm "abdecken". Nun faßt man je 5 benachbarte Fasern einer jeden Ebene zu einem Streifen der Breite von $\sim 29$ mm zusammen. In jeder Ebene entstehen also 9 solcher Streifen, abwechselnd waagerecht und senkrecht. Alle hintereinanderliegenden Streifen einer Orientierungsrichtung werden an denselben Photomultiplier angeschlossen und bilden ein *Modul* des Kalorimeters. An einen Photomultiplier werden insgesamt

$$12 \text{ Ebenen } \times 5 \, \frac{\text{Fasern}}{\text{Ebene}} = 60 \text{ Fasern}$$

angeschlossen. Zur Verdeutlichung dieses Prinzips ist in Abbildung 4.4 ein verkleinertes Modell des Presamplers dargestellt.

Mit Hilfe dieser Einteilung entsteht ein "Gitter" aus $9 \times 9 = 81$ Bereichen (vgl. Abbildung 4.5). Eine longitudinale Unterteilung des Presamplers existiert nicht, man kann also nicht unterscheiden, in welcher speziellen Szintillatorebene das Signal erzeugt wurde. Die Geometrie des Presamplers ist rechtwinklig und damit leichter zu handhaben als die komplizierte hexagonale Geometrie des Hauptkalorimeters.

[4]Bicron BCF–91A, rund, Durchmesser 1.2 mm

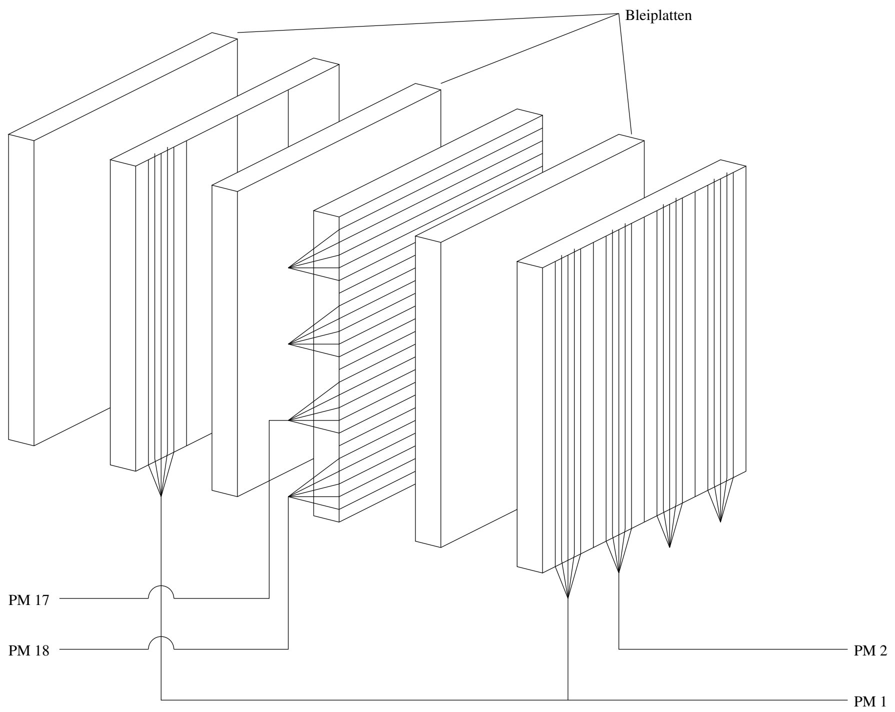


*Abbildung 4.4: Modell der Einteilung des Presamplers in Module. Dargestellt ist ein verkleinertes Modell mit nur 4 Modulen je Orientierungsrichtung. Im Presampler sind es je 9. Hintereinanderliegende Module einer Orientierung sind so zusammengeschaltet, wie das für das Modul am Photomultiplier 1 (PM 1) angedeutet wird.*

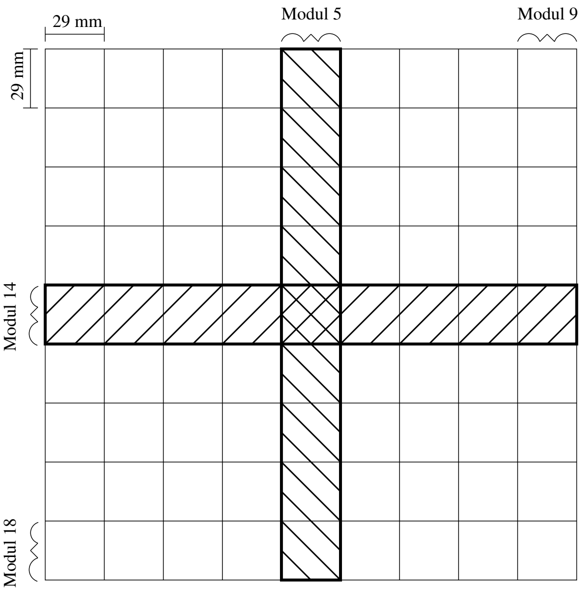


*Abbildung 4.5: Gitterstruktur des Presamplers. Das Gitterraster besteht aus senkrecht zueinanderstehenden Modulen der Breite 29 mm. Ein Modul faßt dabei, wie bei den Modulen 5 und 14 durch Schraffur angedeutet, jeweils die Energie zusammen, die in allen hintereinanderliegenden Streifen aller Platten einer Orientierungsrichtung deponiert wird.*

## 4.3 Eigenschaften des Presamplers

### 4.3.1 Eigenschaften in Bezug auf elektro–magnetische Schauer

Die allgemeinen Eigenschaften elektro–magnetischer Schauer und ihre wichtigsten Skalierungsgrößen wurden in Kapitel 3 eingeführt. Sie sollen nun konkret auf den Presampler übertragen werden. Die beiden maßgeblichen charakteristischen Größen sind dabei die Strahlungslänge $X_0$ und die kritische Energie $E_C$. Mit Hilfe der Gleichung 3.2 oder aus Tabellen [PRD94] erhält man die einzelnen Strahlungslängen der beiden Materialien:

| Material | Strahlungslänge [mm] | Flächendichte [g cm$^{-2}$] |
|---|---|---|
| Blei, dünn | 5.6 | 8.51 |
| Blei, dick | 5.6 | 15.89 |
| Polystyren, szintillierend, dünn | 424 | 0.27 |
| Polystyren, szintillierend, dick | 424 | 0.54 |

Den Antimonanteil im Blei von 4% und die Aluminiumwände kann man vernachlässigen. Für den Gesamtdetektor ergibt sich die mittlere Strahlungslänge entsprechend Gleichung 3.4 zu

$$X_0 = 5.8\,\mathrm{mm} \tag{4.2}$$

Der Detektor hat also eine Gesamtlänge von ungefähr $63\,X_0$, der vordere Teil eine Länge von ungefähr $21\,X_0$.
Die kritische Energie $E_C$ kann nach Gleichung 3.2 bestimmt werden, sie beträgt

$$E_C = 9.6\,\mathrm{MeV} \tag{4.3}$$

Damit ist auch nach Gleichung 3.11 der Molière–Radius bekannt:

$$R_M = 12.7\,\mathrm{mm} \tag{4.4}$$

Der Durchmesser des sensitiven Teils des Presamplers beträgt knapp $64\,R_M$, der Presampler ist also ausreichend dimensioniert, um einem elektro–magnetischen Schauer in lateraler Richtung zu umfassen, sofern der Auftreffpunkt nicht zu nahe am Rand des Detektors liegt. Bereits ein Auftreffpunkt im zweiten Modul, vom entsprechenden Rand aus gerechnet, sollte genügen, damit 95% der Energie in transversaler Richtung im Detektor eingeschlossen bleiben.
Auch longitudinal wird ein gutes Containement erzielt. Um dies zu quantifizieren, wurden in Abbildung 4.6 sowohl die Position des Schauermaximums, also auch des 95%–Containements in Einheiten der Strahlungslänge in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen. Das Maximum einer elektro–magnetischen Kaskade liegt bis zu sehr hohen Energien deutlich im vorderen Teil des Presamplers. Auch der gesamte Schauer breitet sich eher im vorderen Teil aus und dringt nur wenig in den hinteren Teil ein, wie man an der Containement–Kurve sieht. Damit erklärt sich die Namensgebung der beiden Teile, die schon in Abbildung 4.3 eingeführt wurde. Der vordere Teil ist feiner untergliedert, damit man für elektro–magnetische Schauer eine größere *Sampling*–Rate erhält. Dadurch verbessert sich die intrinsische Energieauflösung für sie erheblich.

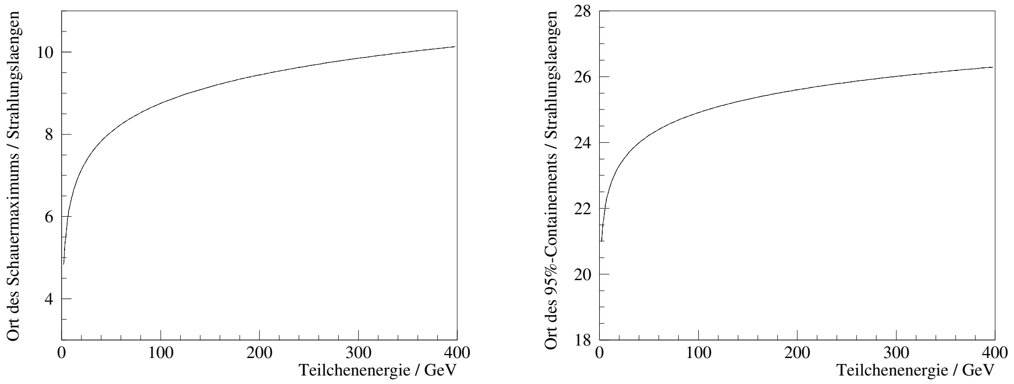


*Abbildung 4.6: Abhängigkeit des Ortes des Maximums und des 95%–Containements eines elektro–magnetischen Schauers im Presampler von der Energie des einfallenden Teilchens. Der Ort wird dabei in Einheiten der Strahlungslänge $X_0$ gemessen. Die Abhängigkeiten sind logarithmisch.*

### 4.3.2 Eigenschaften in Bezug auf hadronische Schauer

Hadronische Schauer verhalten sich grundsätzlich anders als elektro–magnetische. Ihre Skalierungsgröße ist die nukleare Wechselwirkungslänge $\lambda_I$[5]. Aus Gleichung 3.14 oder aus Tabellen erhält man die entsprechenden Werte für $\lambda_I$ für die beiden Materialien:

| Material | nukleare Wechsel–wirkungslänge [mm] | Flächendichte [$\mathrm{g\,cm^{-2}}$] |
|---|---|---|
| Blei, dünn | 170.9 | 8.51 |
| Blei, dick | 170.9 | 15.89 |
| Polystyren, szintillierend, dünn | 794.6 | 0.27 |
| Polystyren, szintillierend, dick | 794.6 | 0.54 |

Der mittlere Wert für den gesamten Presampler berechnet sich nach Gleichung 3.15 zu

$$\lambda_I = 175.3\,\mathrm{mm} \tag{4.5}$$

Der Antimonanteil und die geringen Unterschiede für die beiden Detektorteile wurden wieder vernachlässigt. Der Presampler besitzt damit eine Länge von ungefähr $1.63\,\lambda_I$ und einen Durchmesser von ungefähr $2.1\,\lambda_I$.

In transversaler Richtung wird für den 95%–igen Einschluß der Energie ein Zylinder mit Radius $\lambda_I$ benötigt. Dies ist nur im Zentrum des Detektors erfüllt, man muß also mit großen Verlustraten durch die Seitenwände rechnen.

In longitudinaler Richtung zeigt Abbildung 4.7 die Position des Schauermaximums in Abhängigkeit von der Energie. Bereits für mittlere Energien im Bereich 200 GeV liegt die mittlere Position des Schauermaximums deutlich im hinteren Teil des Presamplers.

[5] siehe Kapitel 3

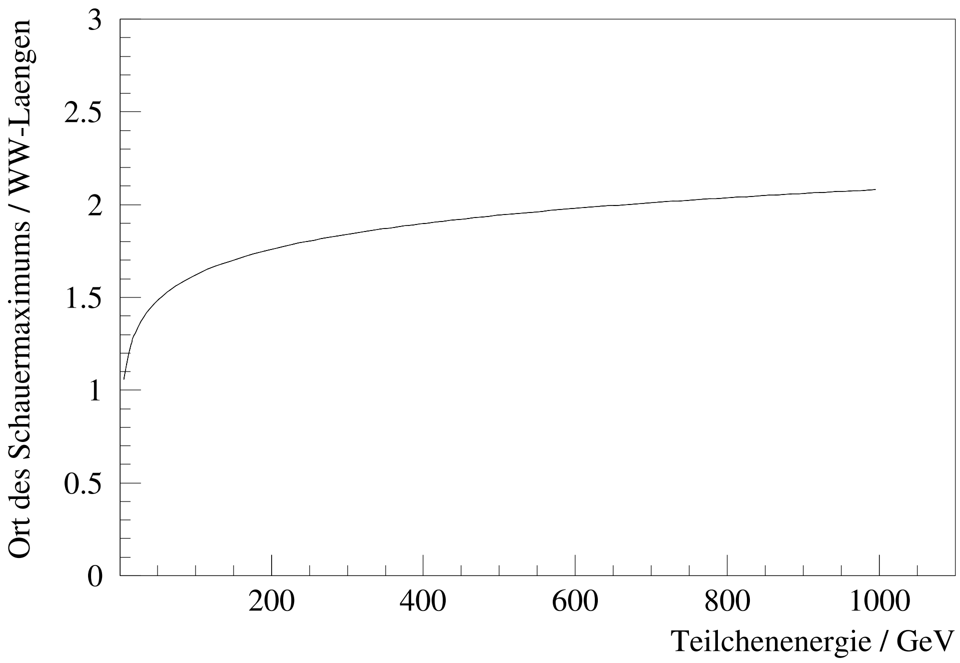


*Abbildung 4.7: Lage des Schauermaximums für hadronische Schauer in einem "unendlich langen" Presampler in Abhängigkeit von der Energie. Gemessen wird in Einheiten der Wechselwirkungslänge. Der Zusammenhäng ist logarithmisch.*

Ein großer Teil der Energie eines solchen Schauers wird also nicht in dem Detektor deponiert, sondern verläßt ihn durch die Rückwand. Im HERA–Tunnel wird diese Energie hinter dem Presampler vom Hauptkalorimeter aufgefangen.

### 4.3.3 Überprüfung des Presamplers im Tunnel ("*Monitoring*")

Um jederzeit verläßliche Daten vom Presampler zu erhalten, ist es notwendig, seine Funktionen permanent zu überwachen. Man benutzt dabei ein System, das sich bereits beim Hauptkalorimeter bewährt hat [Nun96], das "*Monitoring*". Abbildung 4.8 zeigt schematisch die Anordnung dieses Systems. Von einem Satz aus sieben LEDs wird in regelmäßigen Abständen ein Lichtblitz erzeugt, der über einen (nicht eingezeichneten) Lichtleiter in das Innere des Presamplers geführt wird. Welche LEDs Licht erzeugen kann dabei frei gewählt werden. Auf diese Art erhält man Lichtblitze verschiedener Intensität. Auf der zwölften Bleiplatte ist eine kleine Spiegelleiste befestigt, durch die das Licht in die elfte Szintillatorebene und die zugehörigen wellenlängenschiebenden Fasern reflektiert wird. Über diese Fasern erreicht das Licht die Photomultiplier und wird elektronisch ausgelesen. Die Triggerung erfolgt durch eine zeitliche Abstimmung von Lichtblitz und Auslese.

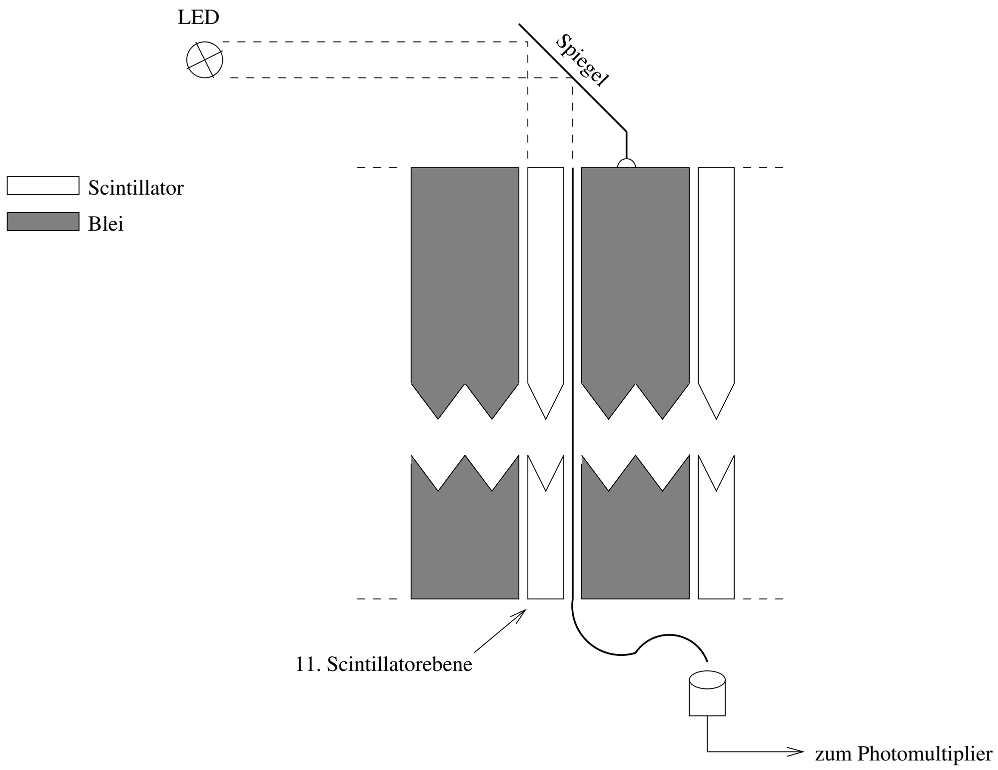


*Abbildung 4.8: Prinzipschaltbild für das Monitoring. Der Lichtblitz der LED wird über einen Spiegel durch die elfte Szintillatorebene hindurch auf den Photomultiplier geführt.*

Ändert sich das Signal, das man von der Elektronik über diese Methode erhält, so kann man Rückschlüsse auf die Detektorleistung ziehen. Mögliche Änderungen, die so überwacht werden, sind z.B.

- Funktionsstörung oder Ausfall eines Photomultipliers
- Störungen der Übertragung des Signals aus dem Tunnel
- Änderung der optischen Eigenschaften der Szintillatoren oder der wellenlängenschiebenden Fasern (z.B. durch Strahlungsschäden)
- Korrektur der Kalibrationskonstanten

# Kapitel 5

# Teststrahluntersuchung des Presamplers

Bevor man den Presampler in den HERA–Tunnel einbaute, wurden im Frühjahr 1998 am DESY Messungen an einem Teststrahl durchgeführt. Dies diente der Kalibration des neuen Detektors und der Überprüfung seiner Funktionalität. Die erhaltenen Ergebnisse verglich man mit einem Monte–Carlo–Simulationsprogramm, mit dem über den Teststrahl hinaus weitere Untersuchungen in anderen Energiebereichen und mit hadronischen Schauern durchgeführt wurden. Wichtigstes Ziel war dabei, den Presampler zu kalibrieren sowie die Energie– und Ortsauflösung zu bestimmen.

## 5.1 Anmerkungen zum Teststrahl

Bei seinem Einsatz im HERA–Tunnel wird das Kalorimeter sowohl von Teilchen getroffen, die elektro–magnetische Schauer auslösen ($\gamma$'s aus z.B. $\pi^0$), als auch von solchen, die hadronische Schauer bewirken (hauptsächlich Neutronen). Die jeweilige Energie der einfallenden Teilchen liegt dabei zwischen einigen wenigen und über 900 GeV.
Aufgrund dieses breiten Einsatzgebietes wäre ein Teststrahl, der sowohl verschiedene Teilchenarten als auch einen großen Energiebereich zur Verfügung stellt, eine ideale Untersuchungsmethode. Zur Verfügung stand der Teststrahl 21 des DESY. Dieser besteht aus Positronen, deren Energie zwischen 1 und 6 GeV variiert werden kann. Bei der Wahl einer Energie oberhalb von 4 GeV reicht die Ereignisrate nicht mehr aus, um in der zur Verfügung stehenden Zeit eine ausreichende Statistik von Ereignissen zu sammeln, so daß in diesem Gebiet keine Messungen durchgeführt wurden. Drei Einschränkungen bei der experimentellen Überprüfung des Detektors sind damit offensichtlich:

1. Um anhand der Ergebnisse aus der Teststrahlmessung Rückschlüsse auf das Verhalten des Detektors bei sehr hohen Energien zu gewinnen, ist eine extreme Extrapolation nötig, die die Aussagekraft der Ergebnisse im interessanten Energiebereich einschränkt.

2. Da nur Positronen als Strahlteilchen zur Verfügung standen, konnten keine hadronischen Schauer vermessen werden, wie sie bei H1 auftreten.

| Konfiguration | elektro–magnetischer Teil (dünne Bleiplatten) | hadronischer Teil (dicke Bleiplatten) |
|---|---|---|
| 1 | alle 12 | alle 12 |
| 2 | keine | alle 12 |
| 3 | nur die ersten 5 | nur die letzten 2 |

*Tabelle 5.1: Im Teststrahl vermessene Bleiplattenkonfigurationen.*

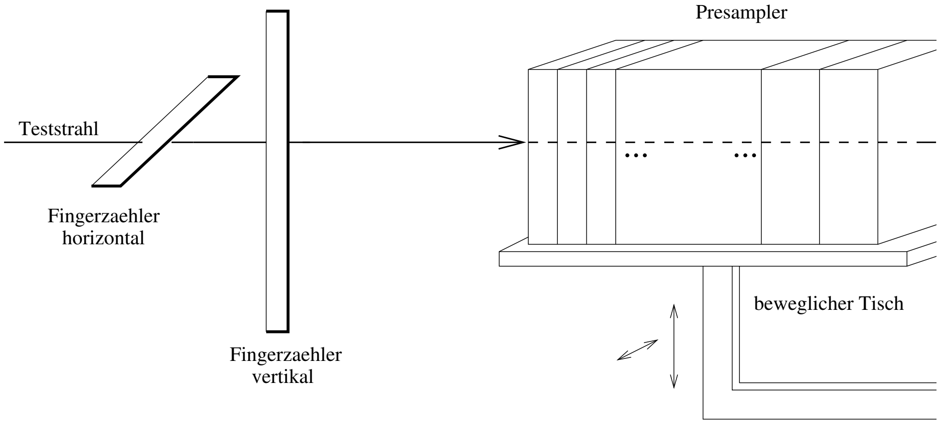


*Abbildung 5.1: Schematischer Versuchsaufbau für die Teststrahlmessungen.*

3. Wegen der speziellen Konstruktion des Detektors – wie in Kapitel 4 beschrieben wurde – leuchten elektro–magnetische Schauer nur den ersten Teil des Detektors aus. Zur Untersuchung des rein hadronischen Teils war es demnach nötig, einige Bleiplatten zu entfernen. Es wurden drei verschiedene Bleikonfigurationen vermessen, die in Tabelle 5.1 zusammengestellt sind. Außerdem wurde der Detektor einmal von der Rückseite her bestrahlt.

Der Aufbau der Versuchsanordnung ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Vor dem Kalorimeter wurden zwei überkreuzende Fingerzähler angebracht. Diese erfüllten eine doppelte Funktion. Sie dienten

- als Trigger für ein Ereignis, d.h. wenn beide Zähler innerhalb eines kurzen Zeitintervalls in der richtigen Reihenfolge ein Signal anzeigten, wurde dies als Indikation für ein Ereignis angesehen und der Presampler ausgelesen.
- zur Extrapolation des Auftreffpunktes des Testteilchens. Die Zähler besaßen eine seitliche Ausdehnung von je 3 mm, so daß der Auftreffpunkt des Teilchens bis auf ein Quadrat der Seitenlänge 3 mm bestimmt war[1].

Ein weiteres Problem bei der Messung ergab sich daraus, daß die Energieunschärfe der gewählten Teststrahlenergie in den Erläuterungen bereits mit ungefähr 4% angegeben wird[2], je nach der eingestellten Energie. Dadurch verschlechtert sich die Energieauflösung zusätzlich, und die gemessene Auflösung liegt unter der real möglichen.

[1] siehe Abschnitt 5.8
[2] Internetinformation des DESY

Um die eingeschränkte Aussagekraft einiger Ergebnisse auszugleichen, wird die Analyse durch ein Simulationsprogramm ergänzt, so daß auch über die Teststrahlmessungen hinaus Aussagen über das wahrscheinliche Verhalten des Presamplers gemacht werden können[3].
Das benutzte GEANT–Programmpaket aus der CERN–Programmbibliothek ist ein Standardwerkzeug zur Simulation von Detektoren. Mit seiner Hilfe ist es möglich, Detailuntersuchungen zu vorhandenen oder geplanten Detektoren durchzuführen, Vorhersagen über das Verhalten der Geräte in bestimmten Situationen zu machen sowie Vergleiche zwischen Theorie und Experiment durchzuführen [GEA94].
Um eine möglichst gute Übereinstimmung der Monte–Carlo–Simulation mit dem Experiment zu erzielen, wurden zu Beginn elektro–magnetische Schauer geringer Energie ($E < 4\,\mathrm{GeV}$) simuliert, die mit den Teststrahlmessungen verglichen werden konnten. Die Simulation wurde dann durch Hinzufügen weiterer Effekte, z.B. der in Abschnitt 5.4.2 beschriebenen Lichtstreuung innerhalb der Szintillatorplatten, so gut wie möglich an die experimentellen Daten angepaßt. Man hofft, daß eine Detektorsimulation, die in einem bestimmten Bereich sehr gut arbeitet, auch außerhalb dieses Bereiches brauchbare Ergebnisse liefert. So konnte man zusätzliche Erkenntnisse gewinnen, z.B. in Bezug auf das longitudinale Schauerprofil, das experimentell nicht zugänglich ist.
Für die elektronische Verarbeitung der Teststrahlmessungen wurden Ladungs–ADCs verwendet. Das Signal entsteht also durch die Aufintegration des gesamten, von den Photomultipliern gelieferten Stromes während der Dauer, die durch ein Fenster ("*gate*") festgelegt wird [Leo87]. Der Wert des Fensters wurde so gewählt, daß auf einem Oszilloskop das gesamte sichtbare Signal erfaßt wurde. Insgesamt ergibt sich das Signal eines Moduls aus

$$S = \int_{t_a}^{t_e} I_{PM}(t)\,dt \tag{5.1}$$

Beim Einsatz im HERA–Tunnel werden anstelle der Ladungs–ADCs Flash–ADCs verwendet, da nur sie schnell genug sind, um die dort erreichten Ereignisraten zu verarbeiten [Nun99]. Eine genauere Beschreibung ihrer Funktion erfolgt in Kapitel 6.

## 5.2 Der Untergrund

Aufgrund von ständig vorhandenen Einflüssen der Umgebung auf den Detektor ist bei jeder realen Messung im Hintergrund ein Rauschen zu beobachten. Dies muß stets extra betrachtet werden, da ein überstarker Untergrund wichtige Signale überdecken oder vortäuschen kann. Der bei unseren Messungen aufgetretene Untergrund läßt sich in zwei Teile zerlegen:

1. ein fester Offset, der das Signal verschiebt,

[3] Das benutzte Programm basiert auf einer Version, die von Ralf Todenhagen für das Hauptkalorimeter geschrieben wurde.

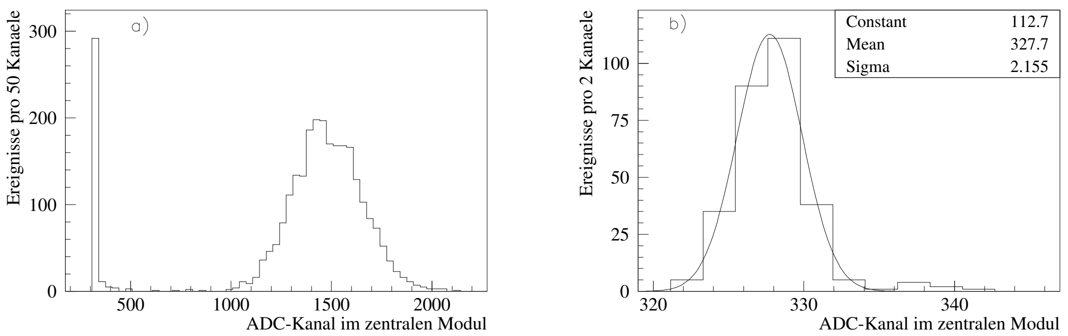


*Abbildung 5.2: Beobachteter Untergrund bei der Teststrahlmessung. (a) zeigt deutlich die klar mögliche Trennung von Signal und Untergrund. (b) ist eine Vergrößerung des Untergrunds aus (a). Als Beispiel wurde der unnormierte Inhalt von Modul 5 benutzt, das zentral von einem Teststrahl der Energie* 4 GeV *getroffen wurde.*

2. ein gaußförmiges Rauschen, das um den Offset herum fluktuiert.

Beobachten läßt sich der Untergrund bei solchen Ereignissen, bei denen der Trigger durch z.B. kosmische Teilchen ausgelöst wurde, aber kein Teilchen in den Presampler gelangte. In Abbildung 5.2.(a) sieht man, wie sich dies in den Daten widerspiegelt. Neben dem Signal aufgrund der Energie des Strahlteilchens, dessen Mittelwert sich ungefähr bei ADC-Kanal 1450 befindet, sieht man noch ein weiteres bei Kanal 325, das in Abbildung 5.2.(b) herausvergrößert wurde. Als Beispiel dient ein zentral getroffenes Modul, da hier die Trennung klar erkennbar ist.

Zwischen den beiden Maxima erkennt man eine geringe Anzahl von Ereignissen, deren Energie sie deutlich vom Untergrund absetzt, die aber nicht zum Signal gehören. Sie werden durch den Durchgang kosmischer Teilchen durch den Detektor hervorgerufen, die mit einer zufälligen Auslösung des Triggers koinzidieren. Ihre Zahl ist so gering, daß sie nicht zu einer Störung der Messung führen.

Man kann die Offsets der einzelnen Module leicht bestimmen, indem man entweder eine Messung mit einem zufälligen Trigger ohne Strahl macht oder nur solche Ereignisse betrachtet, die man im zentral getroffenen Modul klar als Hintergrundereignisse identifizieren kann. Der Offset wird dann einfach von dem ADC–Wert subtrahiert, da das zu betrachtende Signal lediglich durch die Differenz zwischen Untergrunds– und Signalpeak bestimmt wird. In jedem Modul fluktuiert das Rauschen mit einer Amplitude von 2–3 Kanälen. Diese Fluktuationen sind nur eine sehr kleine Störung des Signals.

Abbildung 5.3 zeigt das Verhältnis von Signal und Untergrund („*signal to noise ratio*“) für das betrachtete Beispiel in Abhängigkeit vom betrachteten Modul. Das Verhältnis verschlechtert sich exponentiell, die angefittete Funktion entspricht

$$\text{Verhältnis} = 5.8(7) * \exp\left(-1.5(2)\text{Nachbar}\right) + 1.10(9) \tag{5.2}$$

Das Signal ist über zwei Module hinweg klar vom Hintergrund trennbar und weitgehend unbeeinflußt.

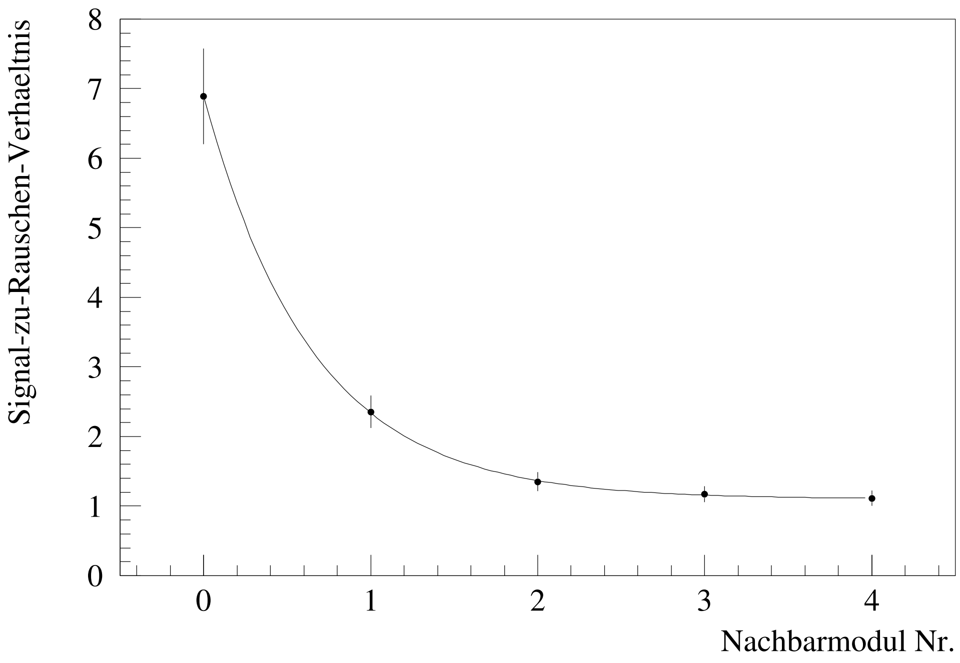


*Abbildung 5.3: Signal zu Untergrund Verhältnis bei* 4 GeV. *Der Testtsrahl trifft zentral auf Modul* 5. *Die Verhältnisse sind über die Module aufgetragen.* 0 *entspricht Modul* 5, 3 *z.B. dem Mittel über die Module* 2 *und* 8.

Im HERA-Tunnel muß man mit einem größeren Untergrund rechnen, da wesentlich mehr Störquellen vorhanden sind.

## 5.3 Kalibration des Presamplers

Wie in Kapitel 2 ausgeführt wurde, ist das Ausgangssignal eines idealen Kalorimeters proportional zur deponierten Energie. Da jedes Modul aufgrund der eingestellten Hochspannung oder der Güte des optischen Kontaktes anders auf dieselbe Menge deponierter Energie reagiert, muß für jedes eine eigene Proportionalitätskonstante ermittelt werden. Ein Hauptziel der Teststrahlmessungen war daher, die einzelnen Module relativ zueinander zu kalibrieren.
Definiert ist die Kalibrationskonstante $\gamma$ für ein Modul als Quotient aus der im Modul deponierten Energie E und dem Signal S, das vom Modul angezeigt wird:

$$\gamma = \frac{E}{S} \tag{5.3}$$

Für den Presampler wurden dieselben drei Kalibrationsmethoden getestet, die sich bereits beim Hauptkalorimeter [Nun96] bewährt haben.

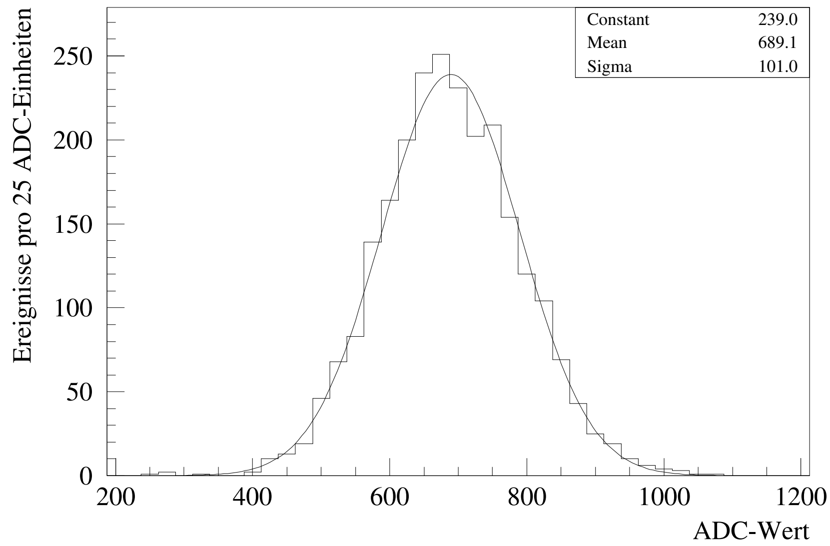


*Abbildung 5.4: Verteilung der Energiedeposition in einem zentral getroffenen Modul. Die Signalhöhe entspricht dem unkorrigierten ADC–Wert. Als Beispiel wurde Modul 5 gewählt.*

### 5.3.1 Kalibrationsmethoden

**Die *Containement*–Methode**

Elektro–magnetische Schauer haben bekannterweise nur eine geringe laterale Ausdehnung (Abschnitt 5.4.2). Stellt man den Teststrahl so ein, daß er mitten auf ein Modul trifft, kann man sicher sein, daß ein Großteil seiner Energie in diesem zentralen Modul deponiert wird. Dieser Bruchteil der deponierten Energie ist ungefähr konstant, da die Schauerausdehnung und die relative Energieverteilung in guter Näherung unabhängig von der eingestrahlten Energie sind.
Dies wird in Abbildung 5.4 verdeutlicht. Der Teststrahl ist in diesem Fall auf das Zentrum des Moduls 5 gerichtet. Die Energieverteilung in diesem Modul ist gaußförmig. Die Standardabweichung liegt bei $\sim 14.3\%$ des Mittelwertes.

Eine wichtige Voraussetzung für die Anwendung dieser Methode der Kalibration ist allerdings, daß man weiß, wie sich die Energie bei elektro–magnetischen Schauern auf die x– und y–Schichten verteilt. Diese Information ist experimentell nicht zugänglich, da die Signalhöhe mit einer gewissen Willkür von der am Photomultiplier eingestellten Hochspannung abhängt. Diese Information wird daher durch die Simulation gewonnen, da bei ihr die Signalhöhen nicht von äußeren Parametern beeinflußt werden. Dabei muß man darauf vertrauen, daß die longitudinale Energieverteilung durch die Simulation korrekt widergegeben wird. Wie in Abschnitt 3.4 angesprochen, sollte dies aber für elektro–magnetische Schauer der Fall sein. Abbildung 5.5 gibt ein Beispiel für eine solche Untersuchung. Der Quotient der in den x– bzw. y–Platten deponierten Energie

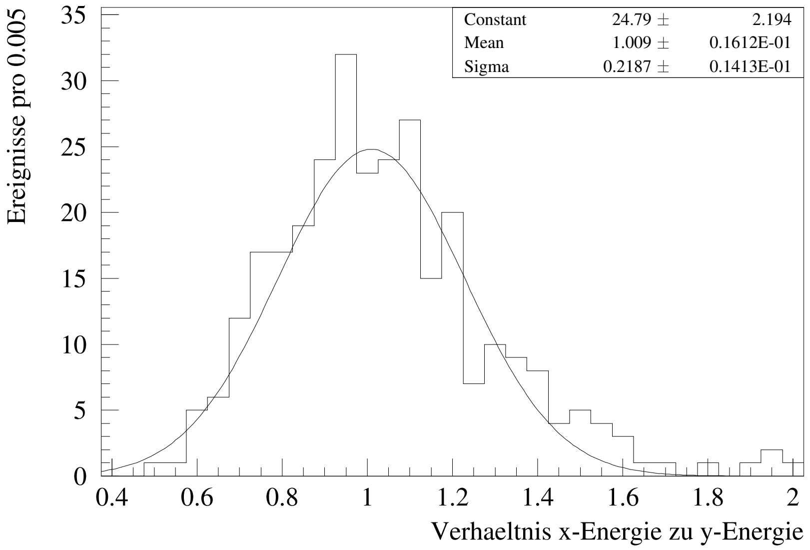


*Abbildung 5.5: Verhältnis der Energiedeposition in den x– und y–Schichten. Aufgetragen ist hier der Quotient aus den Inhalten der Module* 5 *und* 14. *Simuliert wurden* 300 *Elektronen der Energie* 4 GeV, *die zentral auf die Module* 5 *und* 14 *auftreffen.*

in den zentralen Modulen – und auch der Quotient der jeweils deponierten Gesamtenergie, die nicht dargestellt ist – fluktuiert um 1, d.h. im Mittel weisen die x– bzw. y–Streifen je 50% der deponierten Energie nach.

Die Kalibration erfolgt nun, indem man die beiden oben genannten Eigenschaften der elektro–magnetischen Schauer ausnutzt. Nennt man den Faktor, welcher den mittleren relativen Energieinhalt des zentralen Moduls in Bezug zum Gesamtenergieinhalt der entsprechenden Nachweisschichten beschreibt, $c$, so ergibt sich für die Kalibrationskonstante $\gamma_k$ des $k$–ten Moduls:

$$\frac{\gamma_k}{c} = \frac{1}{2}\frac{E_{Strahl}}{S_k} =: \gamma_k^* \qquad ; \; k = 1, \ldots , 18 \tag{5.4}$$

Der Faktor $\frac{1}{2}$ berücksichtigt die Energieaufteilung in die verschiedenen Orientierungsrichtungen. $S_k$ steht für das Signal, welches der Photomultiplier des Moduls $k$ ausgibt. $c$ ist an dieser Stelle noch nicht bestimmt, die Konstanten sind noch unnormiert. $c$ besitzt für alle Module denselben Wert.

Um die Normierung und damit $c$ zu erhalten, kann man benutzen, daß die Gesamtenergiedeposition im Presampler bekannt ist, da man die Strahlenergie kennt. Es gilt:

$$\begin{aligned} E_{Strahl} &= \sum_{i\in\mathcal{P}} \underbrace{\gamma_i}_{c\,\gamma_i^*} S_i \\ \Leftrightarrow \; \frac{1}{c} &= \frac{1}{E_{Strahl}} \sum_{i\in\mathcal{P}} \gamma_i^* S_i \end{aligned} \tag{5.5}$$

$\mathcal{P}$ ist eine Menge, welche die Module enthält, die zur Bestimmung der im Presampler enthaltenen Gesamtenergie dienen. Für elektro–magnetische Kaskaden sind das die Module maximalen Inhalts und die vier benachbarten, also 5 Module je Ebenenschar (Abschnitt 5.6).
Der große Vorteil der *Containement*–Methode liegt darin, daß eventuelle Probleme mit benachbarten Modulen keine Rolle bei der Bestimmung der jeweiligen Konstanten spielen und die Methode sehr wenig fehleranfällig ist. Ein weiterer Pluspunkt ist, wegen ihrer Einfachheit, die schnelle Verfügbarkeit von Ergebnissen, so daß eventuelle Fehler noch während der Teststrahlmessung korrigiert werden können.
Ein Nachteil ist, daß durch die Fluktuationen der jeweiligen Energieinhalte der beiden Ebenenscharen und des Anteils der Energie, welche das zentrale Modul innerhalb einer Ebenenschar innehat, eine hohe Statistik nötig ist, um gute Ergebnisse zu erzielen. Mit $\sim$ 3000 Ereignissen pro Messung stand allerdings eine ausreichende Statistik zur Verfügung.

### Iterative Bestimmung der Kalibrationskonstanten

Im Gegensatz zur *Containement*–Methode werden bei der Iteration ebenso wie bei der im Anschluß beschriebenen Matrixmethode stets mehrere Module gleichzeitig betrachtet. Dies hat den Vorteil, daß der Einfluß der Fluktuationen geringer wird und die Ergebnisse der einzelnen Module besser aufeinander abgestimmt sind. Nachteilig ist, daß sich eventuelle Funktionsstörungen einzelner Module auch auf die umliegenden Module auswirken.
Sowohl die Iteration als auch die Matrixmethode beruhen auf dem gleichen mathematischen Prinzip: der Minimierung der mittleren quadratischen Abweichung zwischen der vom Detektor ermittelten Energie und der Strahlenergie [Nun96].
Definiert man nun die gleichen Variablen wie im vorangegangenen Abschnitt, so gilt im Idealfall:

$$E_{Strahl} = \sum_{i \in \mathcal{P}} \gamma_i S_i \tag{5.6}$$

Aufgrund der Fluktuationen, die in einem realen Kalorimeter stets vorhanden sind, ist diese Gleichung für ein einzelnes Ereignis stets nur näherungsweise erfüllt. Für die optimale Wahl der Kalibrationskonstanten $\gamma_k$ sollte aber für $N$ Ereignisse die Standardabweichung

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} \left( \sum_{i \in \mathcal{P}} \gamma_i S_i^j - E_{Strahl} \right)^2 \tag{5.7}$$

ein Minimum annehmen. Der Index $j$ steht dabei für das $j$–te Ereignis in dem betrachteten Datensatz.
Mit Hilfe dieses Ansatzes ist es möglich, den Satz optimaler Kalibrationskonstanten zu finden. Ist die Standardabweichung $\chi^2$ minimal, so hat ihre Ableitung nach der

Kalibrationskonstanten $\gamma_k$ für alle $k \in \mathcal{P}$ den Wert 0. Es gilt also:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial\chi^2}{\partial\gamma_k} \quad = \quad 0 \quad &= \frac{\partial}{\partial\gamma_k}\frac{1}{N}\left[\sum_{j=1}^{N}\left(\sum_{i\in\mathcal{P}}\gamma_i S_i^j - E_{Strahl}\right)^2\right] \\
&= \frac{2}{N}\left[\sum_{j=1}^{N}\left(\left\{\sum_{i\in\mathcal{P}}\gamma_i S_i^j - E_{Strahl}\right\} S_k^j\right)\right] \\
&= \frac{2}{N}\left[\gamma_k\sum_{j=1}^{N}\left(S_k^j\right)^2 + \sum_{j=1}^{N}\sum_{i\in\mathcal{P};i\neq k}\gamma_i S_i^j S_k^j - E_{Strahl}\sum_{j=1}^{N}S_k^j\right] \\
\Leftrightarrow \quad \gamma_k \quad &= \frac{E_{Strahl}\sum_{j=1}^{N}S_k^j - \sum_{j=1}^{N}\sum_{i\in\mathcal{P};i\neq k}\gamma_i S_i^j S_k^j}{\sum_{j=1}^{N}\left(S_k^j\right)^2} \qquad ; \ k\in\mathcal{P}
\end{aligned}$$

Mit Hilfe dieser Formel kann man aus einem beliebigen Startsatz von Konstanten $\gamma_k$; $k \in \mathcal{P}$ einen neuen Satz von Konstanten berechnen, der näher am gewünschten Ergebnis liegt, vorausgesetzt, das Verfahren konvergiert für die gewählten Anfangsbedingungen und die vorliegenden Datensätze.
Eine sinnvolle Wahl der Startwerte für die Iteration ist z.B. das Ergebnis zu wählen, das man mit der *Containement*–Methode erhalten hat, da diese bereits in der Nähe des Grenzwertes liegen sollten.

### Die Matrixmethode

Ein großer Nachteil der iterativen Methode liegt darin, daß sie nur dann zu einem sinnvollen Ergebnis führt, wenn sie konvergiert. Da die Startwerte Auswirkungen auf die Konvergenz des Verfahrens haben, ist es wünschenswert, diese Abhängigkeit zu umgehen und das Gleichungssystem direkt zu lösen. Hilfreich ist, daß es sich hier um ein lineares Gleichungssystem mit $n = |\mathcal{P}|$ Gleichungen und $n$ Unbekannten handelt. Man kann daher die Standardmethoden der linearen Algebra benutzen.
Als Ausgangspunkt nimmt man die im letzten Abschnitt bereits hergeleiteten Gleichungen:

$$\sum_{i\in\mathcal{P}}\gamma_i\sum_{j=1}^{N}S_k^j S_i^j = E_{Strahl}\sum_{j=1}^{N}S_k^j \qquad ; \ k\in\mathcal{P} \tag{5.8}$$

Diese lassen sich durch einfache Definition zweier Vektoren und einer Matrix wesentlich verkürzt schreiben. Der Einfachheit wegen sei nun $\mathcal{P} = \{1, \ldots, n\}$. Dann definiert man:

$$\vec{\gamma} = \begin{pmatrix}\gamma_1\\ \vdots \\ \gamma_n\end{pmatrix} \qquad , \qquad \vec{a} = E_{Strahl}\begin{pmatrix}\sum_{j=1}^{N}S_1^j \\ \vdots \\ \sum_{j=1}^{N}S_n^j\end{pmatrix} \tag{5.9}$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \sum\limits_{j=1}^{N} S_1^j S_1^j & \ldots & \sum\limits_{j=1}^{N} S_1^j S_n^j \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum\limits_{j=1}^{N} S_n^j S_1^j & \ldots & \sum\limits_{j=1}^{N} S_n^j S_n^j \end{pmatrix} \tag{5.10}$$

Jetzt kann man die Gleichungen zu einer Vektorgleichung zusammenfassen:

$$\mathbf{M}\vec{\gamma} = \vec{a} \tag{5.11}$$

Ist die Matrix $\mathbf{M}$ vom Rang $n$, d.h. ist $\det\mathbf{M} \neq 0$, dann existiert eine eindeutige nichttriviale Lösung der Gleichung im $\mathbb{R}^n$. Um diese Lösung zu finden, kann man auf eine Vielzahl von numerischen Verfahren zurückgreifen, wie sie z.B. in der Programmbibliothek CERNLIBA des internationalen Forschungsinstitutes CERN zur Verfügung stehen.
Bei der Matrixmethode werden weder Startwerte noch Konvergenzkriterien benutzt und sie liefert im ersten Schritt die gewünschte Lösung. Darin liegt die große Eleganz dieses dritten Algorithmus.

### 5.3.2 Kalibration

In der Praxis erfolgt die Kalibration eines Kalorimeters in zwei Schritten. Zuerst wird die Hochspannung der Photomultiplier so eingestellt, daß alle Module auf dasselbe Eingangssignal ein ungefähr gleich hohes Ausgangssignal liefern ("Grobkalibration"). Im Anschluß wird dann eine der rechnerischen Methoden benutzt, um das Ergebnis zu optimieren ("Feinkalibration"). Die Hardware-Voreinstellung hat den Vorteil, daß erstens ohne größeren Rechenaufwand die Ergebnisse bereits eine gewisse Aussagekraft haben und zweitens die Kalibrationskonstanten nahe beieinanderliegen und so Fehler im Algorithmus besser erkannt werden können. Außerdem sollten alle Photomultiplier ungefähr im selben, dynamischen Bereich arbeiten, da dann sichergestellt ist, daß sie auf gleiche Signale ähnlich reagieren und entsprechend der Einstellung der dynamische Bereich optimal genutzt werden kann.

#### Einstellung der Hochspannung

Obwohl alle im Presampler verwendeten Photomultiplier baugleich sind, erwartet man nicht, daß sie, bei der gleichen angelegten Spannung und der gleichen Teststrahleinstellung auf das jeweils zugehörige Modul, dasselbe Ausgangssignal liefern. Die wichtigsten Gründe dafür sind

- Leichte Qualitätsschwankungen bei der Produktion.
- Verschiedene Güte des optischen Kontaktes der Wellenlängenverschieber mit den Photomultipliern und den Szintillatorschichten.

Zur Ermittelung der Hochspannungen, die zum Ausgleich dieser Unterschiede nötig sind, wurde der Teststrahl sukzessiv auf die einzelnen Zentren der Detektormodule gerichtet, deren ADC–Werte ausgelesen und die Spannung dann solange variiert, bis

| Modulnummer | Spannung [V] | Modulnummer | Spannung [V] |
|---|---|---|---|
| 1 | 1630 | 10 | 1658 |
| 2 | 1739 | 11 | 1728 |
| 3 | 2071 | 12 | 1605 |
| 4 | 1774 | 13 | 1615 |
| 5 | 1620 | 14 | 1740 |
| 6 | 1511 | 15 | 1780 |
| 7 | 1673 | 16 | 1848 |
| 8 | 1724 | 17 | 1780 |
| 9 | 1860 | 18 | 1817 |

*Tabelle 5.2: Mit Hilfe der Teststrahlmessungen ermittelte Hochspannungswerte für die einzelnen Module. Bei Einstellung dieser Spannungen werden Unterschiede bzgl. des optischen Kontaktes und der Leistung der einzelnen Photomultiplier weitgehend ausgeglichen.*

der Mittelwert des Signals einen festen Wert erreichte. Der Mittelwert wurde dabei so gewählt, daß alle Photomultiplier im empfohlenen Arbeitsbereich von $\sim 1500\,\mathrm{V}$ bis $\sim 2200\,\mathrm{V}$ betrieben werden.
Während der Einstellung zeigte sich, daß die Photomultiplier bereits bei kleinen Spannungsänderungen ihre Signalhöhe merklich änderten. Aus diesem Grund ist diese Methode nicht zur vollständigen Kalibration geeignet.
Die ermittelten Hochspannungen sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt. Bei Austausch der Photomultiplier verlieren sie ihre Gültigkeit.

### Bestimmung der Kalibrationskonstanten

Bei einer idealen Kalibration hängt das Signal eines Kalorimeters nur noch von der Energie des einfallenden Teilchens ab und ist unabhängig vom Auftreffpunkt. Die optimale Kalibrationsmethode findet man normalerweise, indem man die verschiedenen Methoden testet und dann die auswählt, die das beste Ergebnis liefert.
Im Fall des Presamplers wurde diese Auswahl allerdings bereits im Vorfeld getroffen, denn weder die Iteration noch die Matrixmethode lieferten für die vorliegenden Daten eine physikalische Lösung. Dies konnte theoretisch nicht vollständig nachvollzogen werden. Am wahrscheinlichsten ist, daß diese beiden Methoden die Daten numerisch nicht verarbeiten konnten, da der Presampler so abgetastet wurde, daß in jedem Datensatz entweder Modul 5 oder Modul 14 vorkamen. Dadurch wurde z.B. die Matrix sehr ungleichmäßig gefüllt und ist dann meist numerisch nicht lösbar. Dieses Problem wurde während der Teststrahlmessung nicht erkannt und das Meßprogramm leider nicht entsprechend angepaßt.
Als einzig “sichere” Methode der Kalibration stand somit das *Containement*–Verfahren zur Verfügung. Dies ist allerdings in diesem Fall kein großer Nachteil, da durch die präzise Voreinstellung der Hochspannungen der Detektor schon weitestgehend kalibriert wurde. Das einfachste Verfahren war somit daher ausreichend, eine zufriedenstellende

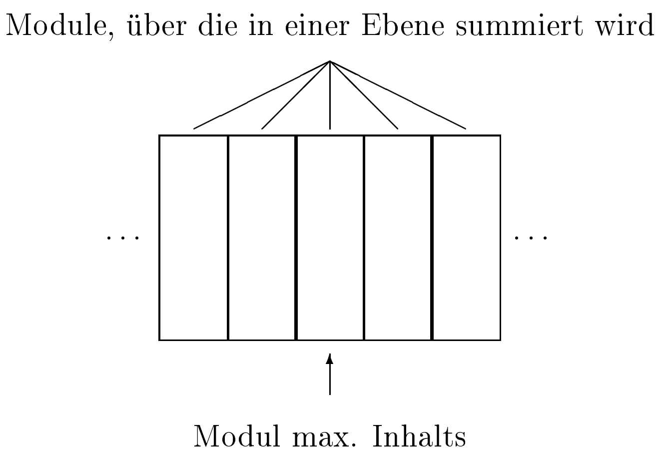


*Abbildung 5.6: Module in der x–Ebene, die zur Bestimmung des Gesamtinhaltes addiert werden.*

Kalibration zu liefern.
Bevor man die *Containement*–Methode anwenden kann, muß man sich noch für eine Normierung entscheiden. Ausschlaggebend ist die Wahl der Menge $\mathcal{P}$ der Module, die zur Gesamtenergie aufaddiert werden. Wie später noch begründet wird[4], ist es sinnvoll, $\mathcal{P}$ so zu wählen, daß sowohl für die x– als auch die y–Ebenen je das Modul maximalen Inhalts und zusätzlich die vier nächstliegenden verwendet werden. In Abbildung 5.6 ist die Modulwahl in der x–Ebene verdeutlicht. Liegt das Modul mit der maximalen deponierten Energie in der Nähe des Randes, so "symmetrisiert" man das Verfahren, indem man den oder die fehlenden Nachbarn durch Doppelzählen der vorhandenen ausgleicht. Für die Normierung ist dies allerdings nicht notwendig, da die relative Kalibration unabhängig von der Normierung ist. Es reicht also aus, die fehlende Konstante in der Detektormitte zu bestimmen.
Die so erhaltenen Kalibrationskonstanten sind in Tabelle 5.3 zusammengestellt. Sie korrigieren die Schwankung der gemessenen Energie nur geringfügig, wie man in Abbildung 5.7 erkennen kann. Die Auflösung sinkt von $\sim 10.3\%$ im unkalibrierten Fall auf $\sim 10.1\%$ im kalibrierten. Daran sieht man, daß die Einstellung der Hochspannungen erfolgreicher war als im Vorfeld angenommen.
Die Normierungskonstante wurde zu $c = 0.572$ bestimmt. Sie wurde als Mittelwert aus einer sehr großen Datenmenge (alle Datensätze mit 4 GeV, die nicht am Rand lagen; der Rand wurde ausgenommen, da die Symmetrisierung und Randeffekte eine systematische Verschiebung bewirken) gewonnen und entspricht dem mittleren relativen Energieinhalt, der in zwei zentral getroffenen Modulen deponiert wird, z.B. in den Modulen 5 und 14, wenn der Teststrahl genau auf die Mitte des Presamplers trifft.

[4]siehe Abschnitt 5.6

| Modulnummer | Kalibrations–konstante $[\frac{\text{MeV}}{Signal}]$ | Modulnummer | Kalibrations–konstante $[\frac{\text{MeV}}{Signal}]$ |
|---|---|---|---|
| 1 | 1.659(6) | 10 | 1.567(5) |
| 2 | 1.674(6) | 11 | 1.684(5) |
| 3 | 1.675(6) | 12 | 1.659(5) |
| 4 | 1.676(5) | 13 | 1.653(6) |
| 5 | 1.679(6) | 14 | 1.688(5) |
| 6 | 1.702(6) | 15 | 1.662(6) |
| 7 | 1.816(7) | 16 | 1.639(6) |
| 8 | 1.705(5) | 17 | 1.660(5) |
| 9 | 1.576(5) | 18 | 1.668(6) |

*Tabelle 5.3: Kalibrationskonstanten für den Presampler, erhalten mit Hilfe der Containement–Methode.*

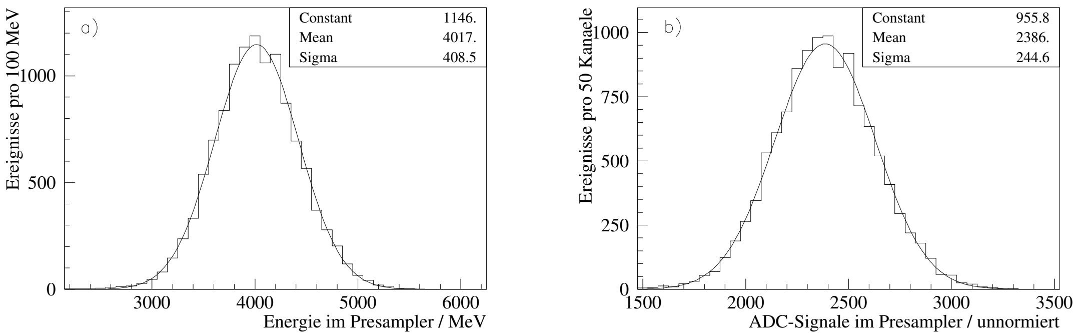


*Abbildung 5.7: Vergleich der gemessenen Auflösung vor (b) und nach der Kalibration durch die Containement–Methode (a). In diesem Bild sind mehrere Datensätze der Teststrahlmessung mit verschiedenen Auftreffpunkten zusammengefaßt.*

### Anmerkungen zur Kalibration

Es ist nicht möglich, Kalibrationskonstanten anzugeben, die sowohl für elektro–magnetische als auch hadronische Schauer zutreffen. Die relative Kalibration bleibt jedoch erhalten, so daß man sich nur um die Normierung kümmern muß.
Bei hadronischen Kaskaden treten mehrere Effekte auf, die berücksichtigt werden müssen:

1. Wie später begründet werden wird[5], ist es sinnvoll, bei hadronischen Schauern mehr Module aufzuaddieren als bei elektro–magnetischen, um ungefähr denselben

[5]siehe Abschnitt 5.7

Anteil der Energiedeposition zu erfassen. Die Kalibrationskonstanten müssen mit einem Faktor $\alpha$ multipliziert werden, um die Unterschiede der erfaßten Gesamtdeposition auszugleichen.

2. Aufgrund des Verhältnisses von aktivem zu passivem Material von 1 : 3 erwartet man, daß der Presampler unterkompensierend ist. Abschätzungen [Lyt01] aus Vergleichen mit anderen Detektoren ergeben, daß das Verhältnis $\frac{e}{h}$ ungefähr den Wert 1.1 besitzt. Leider war es nicht möglich, dies mit Hilfe der Simulation zu überprüfen, da die Signale der hadronischen Schauer in Relation zu den elektro–magnetischen zu hoch bestimmt wurden. Dies liegt an der Unsicherheit, mit der hadronische Schauer simuliert werden.
Für die Kalibrationskonstanten ergibt sich hieraus ein Faktor $\beta > 1$.

3. Die Szintillatorschichten im hadronischen Teil des Presamplers ergeben bei gleicher Energiedeposition eine auf 73% reduzierte Lichtausbeute. Dies wurde sowohl experimentell durch Bestrahlung einer einzelnen Szintillatorschicht (einmal einer dünnen und einmal einer dicken) mit einer radioaktiven Quelle [Lyt01] als auch in der Simulation durch Vergleich der gemessenen mit den berechneten Schauerprofilen für verschiedene Teststrahlkonfigurationen überprüft. Die Normierung erhält hierdurch einen Faktor $\eta > 1$.

4. In hadronischen Schauern verlassen einige Teilchen den Detektor durch die Seitenwände, ohne ihre Energie im Detektor zu deponieren. Dadurch wird das Gesamtsignal verkleinert. Um dies auszugleichen ist ein Faktor $\kappa > 1$ nötig[6].

Die hadronischen Kalibrationskonstanten erhält man also durch

$$\gamma_k^h = \alpha\,\beta\,\eta\,\kappa\,\gamma_k \tag{5.12}$$

Aus den Teststrahldaten waren weder die einzelnen Faktoren noch die gesamte Umnormierung zu bestimmen, da man weder der Simulation der hadronischen Schauer ausreichend vertrauen konnte noch Hadronen als Testteilchen zur Verfügung standen. Die Normierung konnte also erst im HERA–Tunnel erfolgen und wird in Kapitel 6 beschrieben.
Interessant ist noch die Frage, ob die Kalibrationskonstanten über den gesamten Detektor hinweg ihre Gültigkeit bewahren, da die Testdaten, die zu ihrer Bestimmung genutzt wurden, fast nur den elektro–magnetischen Teil des Presamplers ausleuchten konnten. Abbildung 5.8 zeigt für einige Module das Verhältnis der Kalibrationskonstanten für die beiden Detektorteile. Die Konstanten für den hadronischen Teil wurden mit Hilfe der Daten aus der Teststrahlkonfiguration 2 (siehe Abschnitt 5.1) bestimmt. Die Normierung der Konstanten des hinteren Teils wurde dabei so angepaßt, daß die Konstanten des Moduls 5 für die x– und des Moduls 14 für die y–Ebenen übereinstimmen. Diese separate Normierung ist im hinteren Teil notwendig, da die dickeren Bleiplatten verhindern, daß sich die Energie gleichmäßig auf x– und y–Schichten verteilt. Der Schauer wird dafür zu schnell unterdrückt.
Im allgemeinen stimmen die Konstanten bis auf $\sim 10\%$ überein. Aus dem Rahmen

[6] siehe Kapitel 6

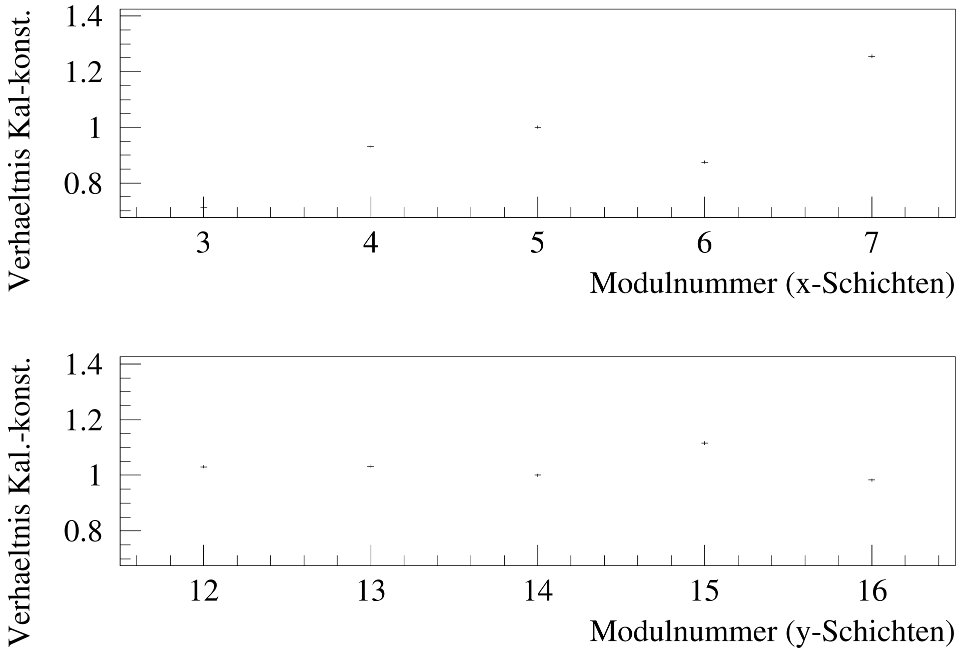


*Abbildung 5.8: Vergleich der relativen Kalibrationskonstanten für den elektro–magnetischen und den hadronischen Teil des Presamplers. Die "Fehler" in den Modulnummern wurden dabei nur zur Markierung des Mittelwertes hinzugefügt. Die Fehler der Verhältnisse ergeben sich durch Fehlerfortpflanzung der Fehler der Mittelwerte.*

fallen die Module 3 und 7. Bei Modul 3 ist der optische Kontakt im hinteren Teil offensichtlich wesentlich besser als im vorderen, wo er für eine außergewöhnlich hohe Spannung an diesem Modul verantwortlich ist (siehe Tabelle 5.2). In Modul 7 ist es umgekehrt. Für die restlichen Module liegen leider keine Vergleichsdaten vor. Die Unterschiede in den Konstanten führen dazu, daß sich die Energieauflösung für Hadronen verschlechtert.

## 5.4 Das Schauerprofil

### 5.4.1 Longitudinales Schauerprofil

Unter longitudinalem Schauerprofil versteht man die Aufteilung der Energie auf die einzelnen Szintillatorebenen. Da alle Ebenen einer Orientierungsrichtung an dieselben neun Photomultiplier angeschlossen sind, ist es nicht möglich, diese Information experimentell zu gewinnen. Man ist vollständig auf die Monte-Carlo-Simulation angewiesen.

### Elektro–magnetische Schauer

Wie in Kapitel 3 beschrieben wurde, bilden sich elektro–magnetische Schauer hauptsächlich im vorderen Teil des Detektors aus und dringen nur geringfügig in den zweiten Teil ein. Abbildung 5.9.(a) zeigt einen typischen elektro–magnetischen Schauer, ausgelöst durch ein Elektron der Energie 50 GeV. Wie erwartet beginnt der Schauer nahe an der Frontseite des Presamplers und endet ungefähr an der Grenze des Übergangs zum zweiten, hadronischen Teil des Detektors. Deutlicher sieht man dies in Abbildung 5.9.(b), in welcher die longitudinale Energieverteilung der Kaskade auf die einzelnen Platten gezeigt wird. Hier wie in der nächsten Abbildung muß beachtet werden, daß im hadronischen Detektorteil die absolute Energiedeposition pro Szintillatorschicht zunimmt, da die Platten die doppelte Dicke haben. Die Effizenz der Lichtausbeute sinkt gleichzeitig auf 73%. Daher "springt" die Verteilung am Übergang vom vorderen in den hinteren Teil insgesamt leicht nach oben. Die Energiedeposition steigt zu Beginn des elektro–magnetischen Schauers am vorderen Detektorrand sehr schnell an, bis sie ungefähr in Ebene 6 ein Maximum erreicht. Entsprechend den Angaben aus Kapitel 4 erwartet man das Maximum bei $\sim$ 8 Strahlungslängen, also genau in der 6. Szintillatorebene. Die theoretische Vorhersage wird also gut von der Simulation bestätigt. Nach dem Maximum fällt der Schauer exponentiell ab. Bei 50 GeV wird ungefähr 96% der Energie im ersten Detektorteil deponiert und nur ca. 4% im zweiten. Da die Schauerlänge logarithmisch mit der Energie zunimmt, ändert sich diese Energieaufteilung im interessierenden Energiebereich bis $\sim$ 450 GeV kaum[7]. Man erkennt auch, daß sich die Energieabnahme im hadronischen Teil wegen der dickeren Bleiplatten noch beschleunigt.

### Hadronische Schauer

Für hadronische Schauer ergibt sich ein völlig anderes Bild der longitudinalen Energieverteilung. Ein Teil der Hadronen durchdringt den Presampler vollständig, ohne jede Wechselwirkung, da der Detektor nur, wie in Kapitel 4 beschrieben, $\sim$ 2.2 Wechselwirkungslängen lang ist und der Startpunkt der hadronischen Kaskade stark fluktuiert. Abbildung 5.10 zeigt das gemittelte Schauerprofil eines hadronischen Schauers, ausgelöst durch ein 50 GeV–Neutron. Das mittlere Maximum wird, gemäß Kapitel 4, bei $\sim$ 1.5 Wechselwirkungslängen erwartet, also noch innerhalb des Presamplers. Tatsächlich erkennt man, daß das Profil im elektro–magnetischen Teil langsam ansteigt. Im hadronischen Teil bildet sich dann ein Plateau, das man mit dem Maximum identifizieren kann. Gegen Ende des Presamplers setzt ein langsames Absinken der mittleren deponierten Energie ein.

Die Fluktuationen sind bei hadronischen Kaskaden wesentlich ausgeprägter als bei elektro–magnetischen. Dies sieht man daran, daß die Fehler der Mittelwerte im Schauerprofil wesentlich größer als im elektro–magnetischen Fall sind, obwohl beide Profile aus einer gleich großen Anzahl von Ereignissen (300) gewonnen wurden. Das gesamte mittlere Profil verläuft bei hadronischen Schauern flacher, das Maximum ist nur schwach ausgeprägt.

[7] siehe Kapitel 3

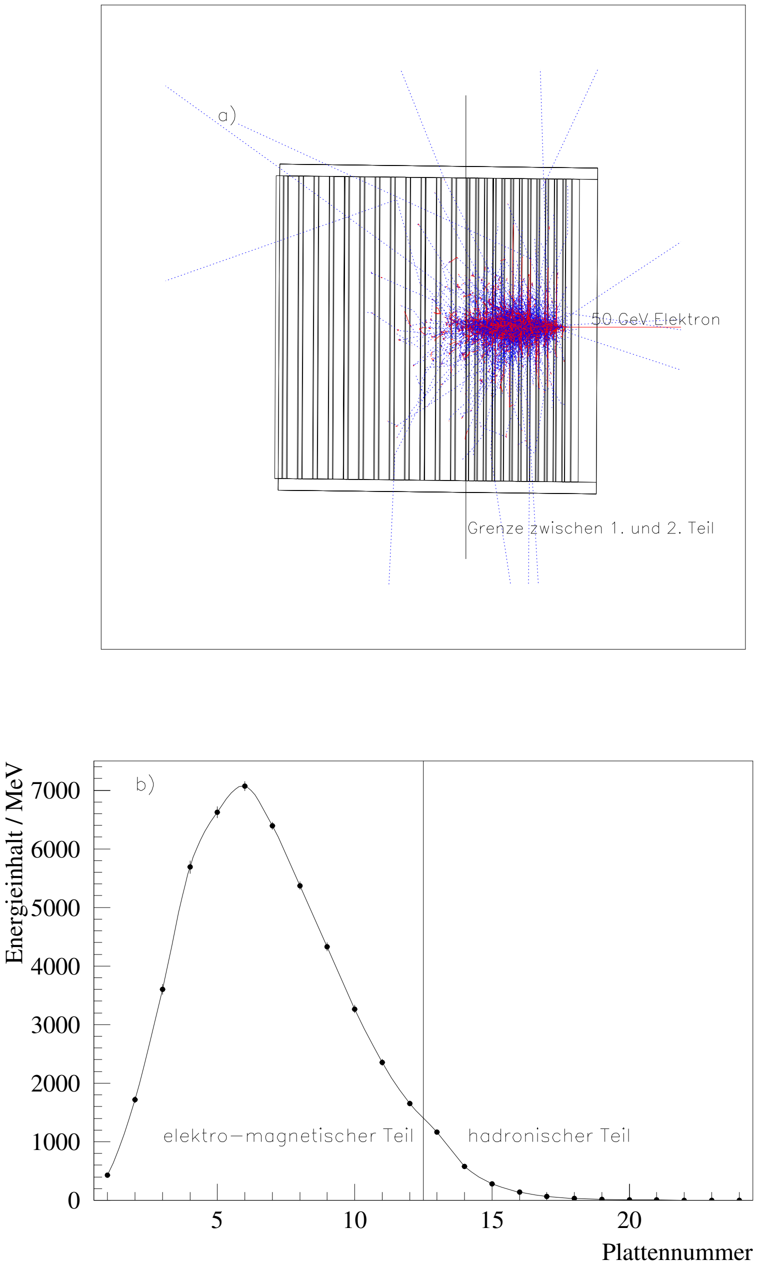


*Abbildung 5.9: Gemittelter elektro–magnetischer Schauer im Presampler, ausgelöst durch ein 50 GeV Elektron, welches den Presampler zentral trifft. In (a) sieht man den Schauer, wie er durch Tracking im Simulationsprogramm entsteht. (b) zeigt die longitudinale Energieverteilung des Schauers auf die einzelnen Platten. Die angegebenen Fehler entsprechen dem Fehler des Mittelwertes.*

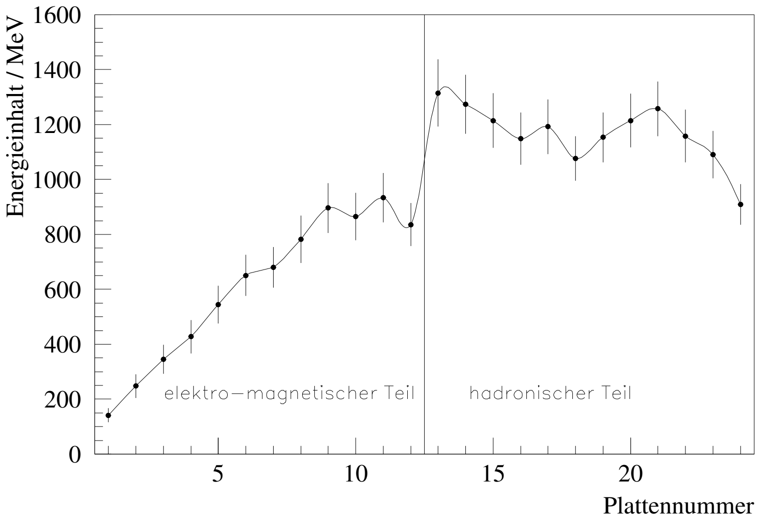


*Abbildung 5.10: Gemittelter hadronischer Schauer im Presampler und das longitudinale Schauerprofil, ausgelöst durch ein* 50 GeV*–Neutron, welches den Presampler zentral trifft. Gezeigt wird die logitudinale Energieverteilung auf die einzelnen Platten. Die angegebenen Fehler entsprechen dem Fehler des Mittelwertes.*

Im Gegensatz zum elektro–magnetischen Fall wird die Energie nicht vollständig im Presampler deponiert. Ein nicht unerheblicher Teil verläßt den Detektor durch die Rückwand. Hierauf wird in Kapitel 6 noch näher eingegangen. Hier soll nur noch erwähnt werden, daß dieser Energieverlust durch die Rückwand genutzt werden kann, um zu unterscheiden, ob ein Schauer elektro–magnetisch oder hadronisch ist. Ein hadronischer Schauer wird im Hauptkalorimeter ein Signal erzeugen, ein elektro–magnetischer nicht.
Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die longitudinale Skalierung der Schauer durch die Strahlungslänge $X_0$ im elektro–magnetischen und durch die nukleare Wechselwirkungslänge $\lambda_I \gg X_0$ im hadronischen Fall durch die Simulation verifiziert werden konnte.

### 5.4.2 Transversales Schauerprofil

Unter der transversalen Schauerausdehnung wird die Aufteilung der Energie in die einzelnen Module des Presamplers verstanden. Da dies experimentell und durch die Simulation zugänglich ist, kann man hiermit die Übereinstimmung der Monte–Carlo–Berechnungen mit der Realität überprüfen. Wieder muß man bei der Betrachtung zwischen elektro–magnetischen und hadronischen Schauern unterscheiden.

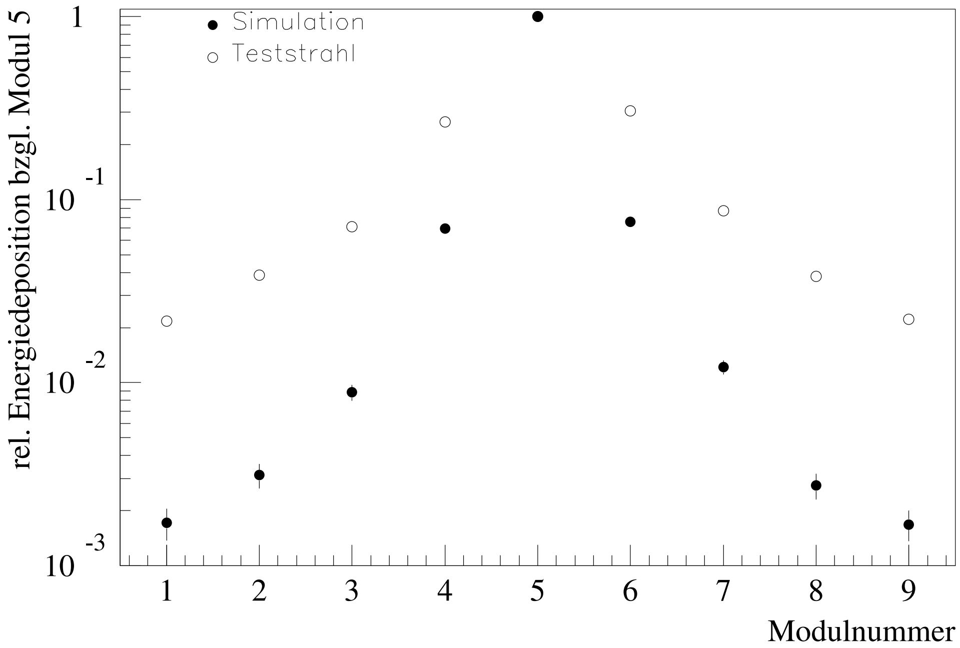


*Abbildung 5.11: Vergleich der transversalen Energieverteilung zwischen Simulation und Experiment ohne Korrektur. Betrachtet wird ein elektro–magnetischer Schauer der Energie* 4 GeV*, der von einem Teilchen ausgelöst wird, das zentral auf den Detektor auftrifft. Beide Datensätze sind so normiert, daß die Signale von Modul* 5 *identisch sind. Die Fehler werden durch die Größe des Datensatzes so weit unterdrückt, daß er in der Zeichnung nicht erkennbar ist.*

### Elektro–magnetische Schauer

Im Fall von elektro–magnetischen Schauern erwartet man eine sehr gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment[8]. Voraussetzung dafür ist, daß alle im Detektor auftretenden Effekte zusätzlich zur normalen Schauerausbreitung in der Simulation berücksichtigt werden.
Abbildung 5.11 zeigt den Vergleich zwischen der Simulation und den Teststrahlmessungen bei einer Energie von 4 GeV für einen Datensatz. Dabei wurde zusätzlich zur Schauerausbreitung das Rauschen mitberücksichtigt, aber keine sonstigen Effekte. Es genügt, das Schauerprofil für die x–Ebenen zu betrachten, da die y–Ebenen ein identisches Verhalten zeigen. Man sieht deutlich, daß die Simulation die experimentellen Ergebnisse nicht reproduzieren kann.
In der Abbildung sieht es so aus, als würde sich die Energie seitlich weiter ausdehnen als von der Simulation vorhergesagt. Da die Breite eines Schauers durch den Molière–

[8] siehe Abschnitt 3.4

Radius bestimmt wird, der für den Presampler nur $\sim 12.7\,\mathrm{mm}$ beträgt[9], hätte man eher das Profil erwartet, das die Simulation liefert. Der Unterschied kommt also nicht aus der normalen Schauerausbreitung, es muß einen zusätzlichen Effekt geben.
Innerhalb einer Szintillatorschicht sind die einzelnen Module optisch nicht voneinander getrennt, das Szintillationslicht kann sich also innerhalb einer Ebene ungestört ausbreiten. Es ist daher verständlich, daß ein Teil der Energie nicht in dem Modul nachgewiesen wird, wo sie deponiert wird, sondern in den benachbarten Modulen. Das longitudinale Schauerprofil wird durch diesen Effekt nicht beeinflußt, da er lediglich zu einer Umverteilung der Energie innerhalb einer Szintillatorschicht führt.
Der Effekt muß in die Simulation übernommen werden, damit die Aussagekraft der berechneten Daten erhalten bleibt. Man nutzt aus, daß die Energiedeposition in der Simulation mit beliebiger Genauigkeit angegeben werden kann, und unterteilt jedes Modul entlang seiner Orientierungsrichtung in 5 Streifen, so daß jede Schicht in 45 statt in nur 9 Teile unterteilt ist. Jeder dieser Streifen wird nun als eine "Energiequelle" angesehen, die entsprechend ihrer "Stärke", also der in ihr deponierten Energie, auf die restlichen Streifen abstrahlt. Bezeichnet man die deponierte Energie im $l$–ten Streifen mit $D_l$, so muß man das Signal des $k$–ten Streifens um den Wert $v(\triangle x)\ D_l$ erhöhen. $v(x)$ ist dabei die Verteilungsfunktion, die von dem räumlichen Abstand zweier Streifen abhängt.
Für $v(x)$ erwartet man dabei einen exponentiellen Verlauf. An den Rändern des Detektors muß die Funktion modifiziert werden, da das Licht hier noch von der Aluminiumwand reflektiert wird. Die Anpassung der Simulation an die Daten ergab, daß folgende Form am besten zur Beschreibung des Effektes geeignet ist:

$$v(x) = \exp(a\,x) + b\,\exp\left(c\sqrt{x}\right) \tag{5.13}$$

Die Terme konnten daher keinen einzelnen physikalischen Effekten zugeordnet werden. Man benötigt jedenfalls einen mit $\exp(x)$ schnell und einen mit $\exp(\sqrt{x})$ langsamer abfallenden Anteil zur Beschreibung.
Da durch die Zusammenfassung von je 5 Streifen zu einem Modul automatisch eine gewisse Mittelung erfolgt, gibt es keine "Sprünge" in dem erhaltenen Ergebnis. Für die mittleren 31 Streifen in jeder Szintillatorschicht lieferten folgende Werte das beste Ergebnis:

$$\begin{array}{rcrl} a & = & - & 0.095 \\ b & = & + & 0.09 \\ c & = & - & 0.2 \end{array} \tag{5.14}$$

Für die $4 \times 7$ Randstreifen erhält man

$$\begin{array}{rcrl} a & = & - & 0.076 \\ b & = & + & 0.09 \\ c & = & - & 0.22 \end{array} \tag{5.15}$$

Abbildung 5.12 zeigt noch einmal den Vergleich des transversalen Schauerprofils für Simulation und Experiment, diesmal aber unter Einbeziehung der Lichtstreuung. Die Teststrahldaten werden nach der Korrektur mit weniger als 7% Abweichung reproduziert.

Das Profil selbst zeigt trotz des zusätzlichen Effektes noch den für elektro–magneti-

[9] siehe Abschnitt 4.3

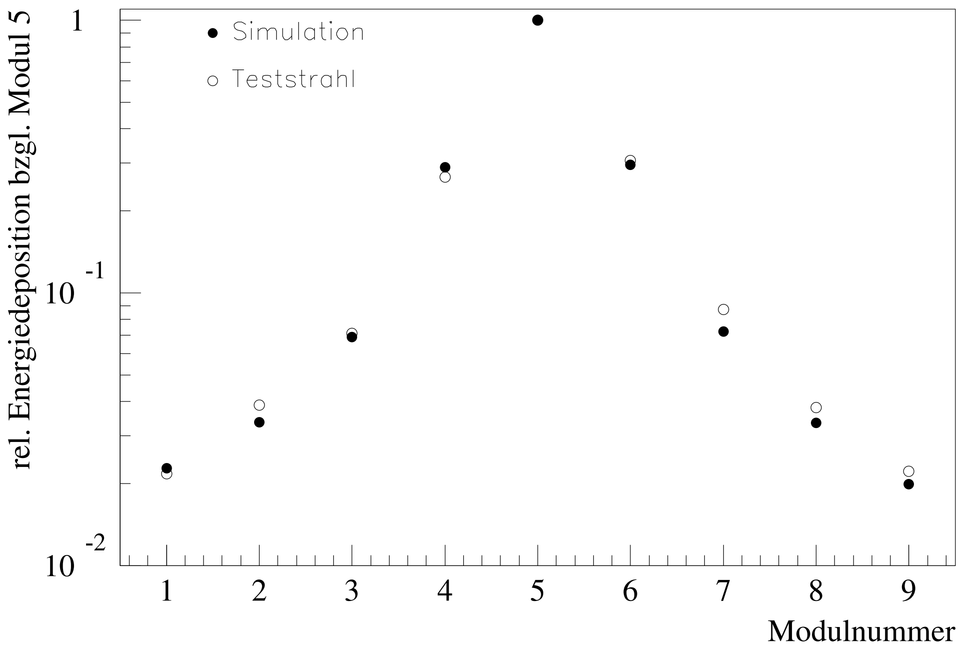


*Abbildung 5.12: Vergleich der transversalen Energieverteilung zwischen Simulation und Experiment unter Einbeziehung der Lichtstreuung. Das betrachtete Experiment ist dasselbe wie in Abbildung 5.11. Wegen der Größe des Datensatzes ist der Fehler im Bild nicht zu erkennen.*

sche Schauer typischen Verlauf. Der größte Teil der Energie wird nahe am Auftreffpunkt deponiert. Um eine genauere Vorstellung von der relativen Energieverteilung zu bekommen, sind in Abbildung 5.13 Summen von Modulinhalten aufgetragen. Die waagerechte Achse gibt die Zahl der aufsummierten Module an. Die Summe wurde dabei stets so gewählt, daß das getroffene Modul 5 enthalten ist und die übrigen Module symmetrisch dazu liegen. Über dem Wert 3 ist also die Summe der Inhalte der Module 4, 5 und 6 eingetragen. Da sich die Werte auf die mittlere Summe aller neun Module bezieht, liegt der Wert bei 9 bei 100%. Der Anstieg der Werte ist in guter Näherung exponentiell, die eingetragene gefittete Funktion entspricht

$$f\,(\text{Modulzahl}) = 100\% - 78.6\,(4.4)\,\%\;\exp\left(-0.54\,(5)\;\text{Modulzahl}\right) \qquad (5.16)$$

Fünf Module zusammen enthalten bereits $\sim 93.4\%$ des gesamten Signals. Module, die weiter vom Auftreffpunkt entfernt liegen als zwei Modulbreiten, weisen kaum noch Energie nach.

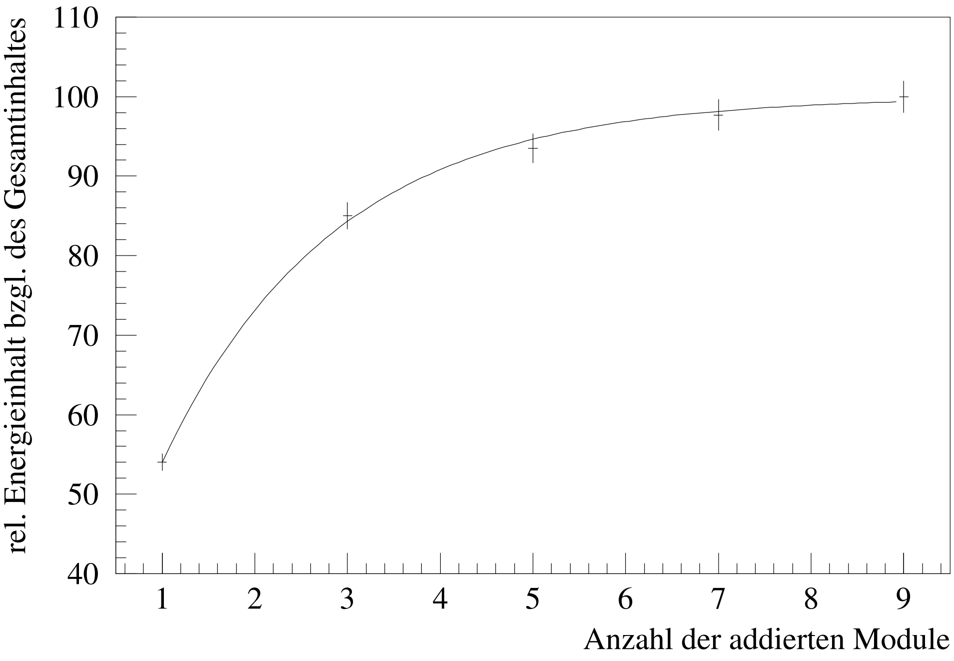


*Abbildung 5.13: Transversale Verteilung der Energie des elektro–magnetischen Schauer. Die waagerechte Achse gibt die Anzahl der summierten Module an, die senkrechte den gemeinsamen Energieinhalt, bezogen auf den mittleren gesamten Inhalt der in x–Richtung orientierten Ebenen. Nähere Erläuterungen im Text.*

**Hadronische Schauer**

Hadronische Schauer haben nicht nur - wie gesehen - eine größere longitudinale, sondern auch eine größere transversale Ausdehnung. Man erwartet, daß die Lichtstreuung, die bei den elektro–magnetischen Schauern auftrat, auch hier berücksichtigt werden muß. Da keine Teststrahldaten zur Verfügung stehen, ist es nicht möglich zu sagen, wie erfolgreich die Beschreibung durch die Simulation wirklich ist.
Abbildung 5.14 zeigt ein mittleres, transversales Profil in x–Richtung für ein 50 GeV–Neutron, das zentral auf den Detektor trifft. Modul 5 wurde in der Zeichnung auf 1 normiert.
Durch Vergleich mit Abbildung 5.12 sieht man, daß ein hadronischer Schauer breiter als ein elektro–magnetischer ist. Dies entspricht den Erwartungen, da er transversal mit der Wechselwirkungslänge $\lambda_I$ skaliert[10]. Die Lichtstreuung verringert den Unterschied, doch hebt sie ihn nicht auf. Aufgrund seiner großen lateralen Ausdehnung wird ein Teil der hadronischen Kaskade den Detektor durch die Seitenwände verlassen. Dies wird in Kapitel 6 näher untersucht.

[10] siehe Kapitel 3

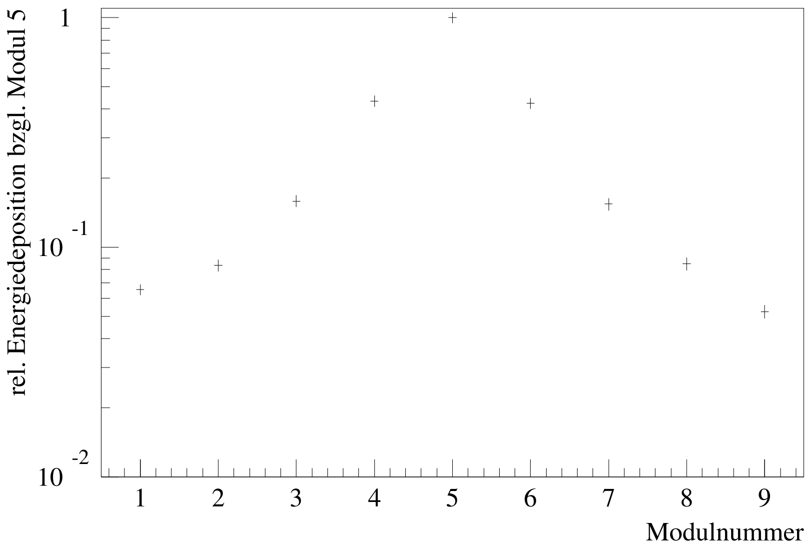


*Abbildung 5.14: Mittleres transversales Schauerprofil eines hadronischen Schauers. Die Lichstreuung wurde mitberücksichtigt. Die Kaskade wird durch ein* 50 GeV*–Neutron ausgelöst, das den Detektor zentral trifft.*

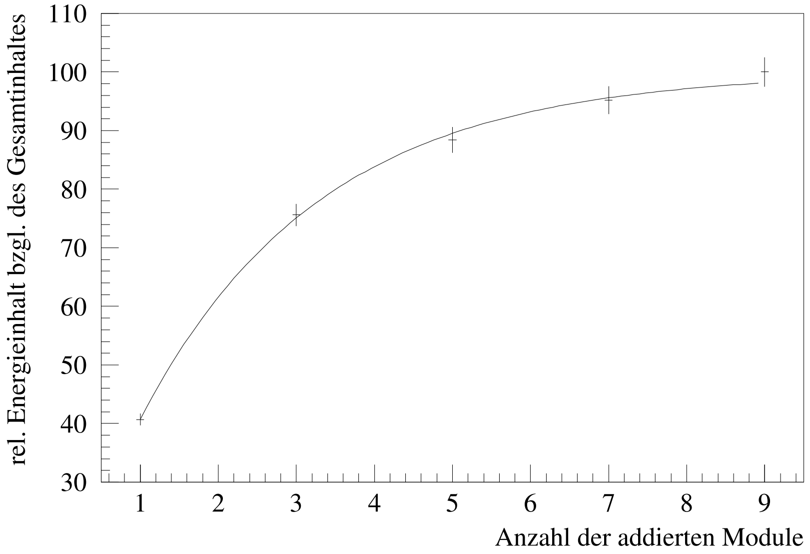


*Abbildung 5.15: Transversale Verteilung der Energie im hadronischen Schauer. Nähere Erklärungen zu diesem Bild können der Erklärung zu Abbildung 5.13 und dem Text entnommen werden.*

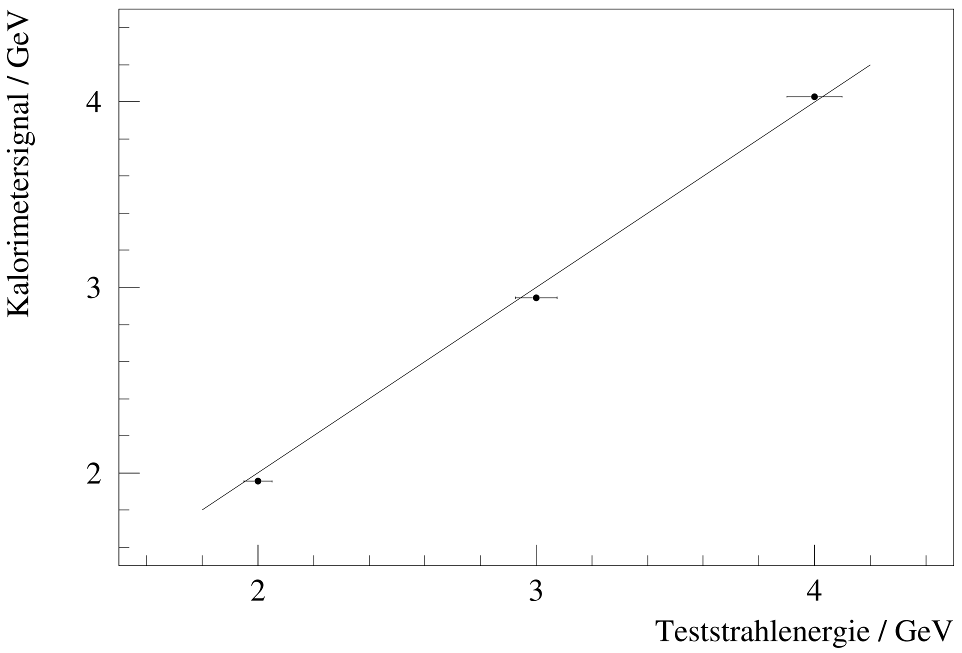


*Abbildung 5.16: Linearität in der Teststrahlmessung. Eingetragen sind die drei vermessenen Energien. Der Fehler für die Strahlenergie beträgt 2.5%, entsprechend dem Fehler der Teststrahlenergie. Der Fehler für das Kalorimetersignal ist der Fehler der Mittelwerte.*

Über die relativen Summeninhalte gibt Abbildung 5.15 Auskunft. Das zentrale Modul hat hier nur einen Inhalt von $\sim 40\%$, über 90% des Signals wird erst bei sieben Modulen erreicht. Auch dies ist Ausdruck der breiteren Energieverteilung im hadronischen Schauer.

## 5.5 Linearität des Presamplers

Das Signal eines idealen Kalorimeters ist proportional zur eingestrahlten — oder besser gesagt — zur deponierten Energie[11]. Auch der Presampler sollte dieses Verhalten zeigen. In Abbildung 5.16 ist das Ergebnis der Teststrahlmessung gezeigt. In dem Energiebereich von 2 bis 4 GeV ist die Linearität erfüllt. Jedoch kann dieses Ergebnis nicht auf höhere Energiebereiche extrapoliert werden. Es ist daher notwendig, auf die Simulation zurückzugreifen, um weitergehende Aussagen zu machen. Das Simulationsergebnis für den elektro–magnetischen Fall zeigt Abbildung 5.17. Die Werte sind in Tabelle 5.4 noch einmal zusammengestellt. Die Mittelwerte weichen im Rahmen der Statistik nicht vom linearen Verlauf ab, man kann also im elektro–magnetischen Fall

[11] siehe Kapitel 3

| Strahlenergie [GeV] | Simulationsergebnis [GeV] |
|---|---|
| 2 | 1.95(2) |
| 3 | 2.95(2) |
| 4 | 3.91(2) |
| 25 | 25.1(1) |
| 50 | 50.1(2) |
| 150 | 149.5(9) |

*Tabelle 5.4: Linearität des Presamplers für elektro–magnetische Schauer. Alle Daten wurden mit Hilfe der Simulation erzeugt. Die Werte sind in Abbildung 5.17 graphisch dargestellt. Die Fehler entsprechen den Fehlern der Mittelwerte.*

mit einer exzellenten Einhaltung der Linearität rechnen.
Im hadronischen Fall ist die Betrachtung komplizierter, da ein hadronischer Schauer nur einen Teil seiner Energie im Presampler deponiert. Man muß eine Methode finden, den deponierten Anteil der Energie zu bestimmen. In der Simulation wurde dies gelöst, indem man den Detektor mit einer sensitiven Luftschicht umgab, welche die Energie der Teilchen ermittelt, die den Detektor durch die Wände verlassen. Langsame Nukleonen, die durch das Aufplatzen von Kernen entstehen, werden dabei nicht berücksichtigt. Die Energie aller anderen Teilchen liefert einen guten Schätzwert für den Energieverlust des Presamplers und damit über die Energiedeposition.
Da durch die Fluktuationen jeder Schauer eine andere Energiedeposition besitzt, war es nicht möglich, eine aussagekräftige Untersuchung für hohe Energiewerte zu finden, da kein ausreichender Prozentsatz von Schauern eine entsprechend hohe Deposition zeigt. In Abbildung 5.18 sieht man das Ergebnis für deponierte Energien bis zu 40 GeV. Soweit es überprüfbar war, ist die Linearität auch im hadronischen Fall gut erfüllt. Der Fehler der Strahlenergie entspricht dabei dem Bereich, der für eine gewünschte Energiedeposition zusammengefaßt wurde, z.B. wurden für den Wert bei 25 GeV alle Ereignisse eines 50 GeV–Schauers ausgewählt, bei denen der Energieverlust zwischen 22.5 und 27.5 GeV lag. Der Signalfehler ist der Fehler der Mittelwerte.

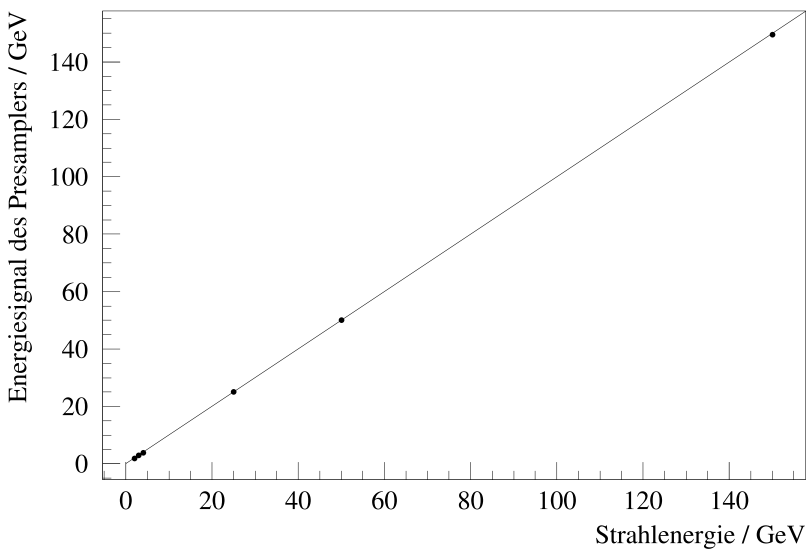


*Abbildung 5.17: Linearität des Presamplers für elektro–magnetische Schauer. Alle Daten wurden mit Hilfe der Simulation erzeugt.*

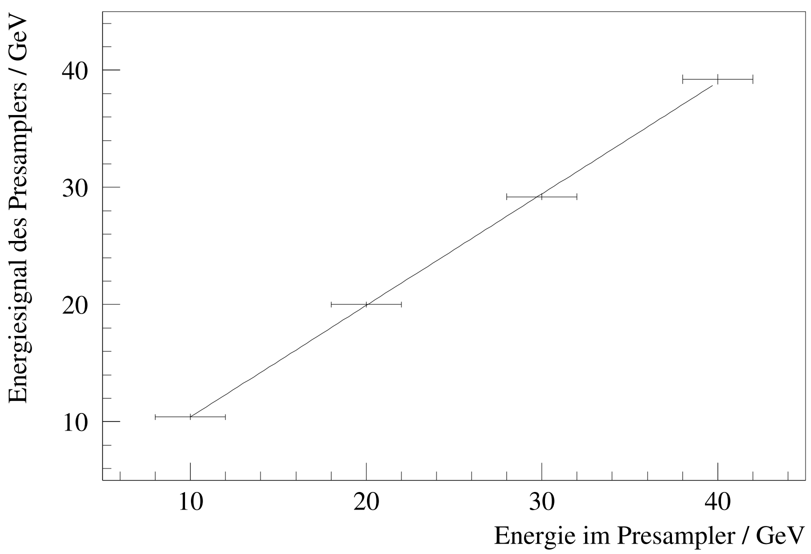


*Abbildung 5.18: Linearität des Presamplers für hadronische Schauer.*

## 5.6 Energieauflösung für elektro–magnetische Schauer

Die Effizienz eines Kalorimeters hängt im hohen Maße von der Genauigkeit ab, mit welcher der Energieinhalt angegeben werden kann. Die relative Energieauflösung ist dabei keine Konstante, sondern fällt mit wachsender Energie (siehe Kapitel 3). Man kann nicht erwarten, diese Energieabhängigkeit allein anhand der Teststrahlmessungen bestimmen zu können. Man kann jedoch – mit Unterstützung der Simulation – eine gute Abschätzung gewinnen.
In diesem Abschnitt wird zuerst beschrieben, wie man die Energieauflösung bei einer bestimmten Energie ermittelt. Anschließend wird dann die Energieabhängigkeit abgeschätzt.

### 5.6.1 Bestimmung der Energieauflösung

Die wichtigsten Gründe für die Einschränkung der Energieauflösung wurden bereits in Kapitel 3 aufgelistet und sollen hier nur kurz wiederholt werden:

- Intrinsische Fluktuationen
- *Sampling*–Fluktuationen
- Energieverlust durch Seitenwände (hauptsächlich bei hadronischen Schauern)
- Schwankungen in der Elektronik (Untergrund)
- Inhomogenitäten im Detektormaterial
- Schwankungen der Teststrahlenergie

Die letzte beiden Punkte werden in der Simulation nicht berücksichtigt. Dadurch erhält man die Möglichkeit, den Einfluß dieser Faktoren separat abzuschätzen.
Einen großen Einfluß auf die Energieauflösung hat die Auswahl der Module, deren Energiesignale zu einem Gesamtsignal addiert werden. Wie bereits mehrfach erwähnt, wurden für jede Orientierungsrichtung das Modul mit der maximalen Energiedeposition und vier symmetrisch dazu liegende, benachbarte Module gewählt. Am Detektorrand werden “fehlende” Module symmetrisch ergänzt. Die Gründe für diese Wahl sind:

- Das Verhältnis von Signal zu Rauschen (“*signal to noise ratio*”) liegt für Module, die weiter vom Auftreffpunkt entfernt liegen, sehr nahe bei 1 und ist daher für die Analyse nur eingeschränkt verwendbar (Abschnitt 5.2).
- Die 5 für eine Orientierungsrichtung aufaddierten Module enthalten $\sim 93\%$ des Gesamtsignals (Abschnitt 5.4.2).
- Bei Hinzunahme weiterer Module verschlechtert sich die Energieauflösung um mehr als 1%, da die symmetrische Ergänzung zum Rand hin früher notwendig wird.

- Eine geringere Anzahl von Modulen verschlechtert die Auflösung um $\sim 1\%$, da die Fluktuationen in diesem Fall einen größeren Einfluß haben.

Die Abbildungen 5.19 und 5.20 zeigen die Energieauflösung bei 4 GeV für die Teststrahldaten bzw. die Simulation. Als Beispiel wurde dabei eine Einstellung ausgewählt, bei welcher der Teilchenstrahl zentral auf den Detektor trifft. Dadurch werden Einflüsse durch Randeffekte vermieden. Die Energieverteilung ist gaußförmig. Fittet man nun eine Gaußkurve an die Verteilung an, so ergibt sich die Energieauflösung definitionsgemäß aus der Standardabweichung. Man liest ab:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{Teststrahl}} &\approx 9.8(2)\% \\ \left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{Simulation}} &\approx 9.3(5)\% \end{aligned} \tag{5.17}$$

Da man erwartet, daß die Schwankungen durch die optische Auslese, die Elektronik und eventuelle Inhomogenitäten für verschiedene Energien nahezu konstant bleiben, kann man sie aus diesem Ergebnis extrahieren:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma}{E}\right)_{konst} &= \sqrt{\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2_{\text{Teststrahl}} - \left(\frac{\sigma}{E}\right)^2_{\text{Simulation}}} \\ &\approx 3.1(3.2)\% \end{aligned} \tag{5.18}$$

Man erwartet also, daß die Auflösung (unter den Teststrahlbedingungen) nicht besser als 3% werden kann, unabhängig von der Energie. Beim Betrieb am H1–Experiment wird ein größerer konstanter Term erwartet, da zum einen das Photomultipliersignal über eine lange Distanz transportiert werden muß und zum anderen die verwendeten ADC's eine schlechtere Auflösung besitzen (siehe Kapitel 6).
Ein einzelnes, herausgegriffenes Beispiel ist natürlich nicht in der Lage, die Energieauflösung des gesamten Detektors zu beschreiben[12]. Deshalb wurden in Abbildung 5.21 alle vermessenen Ereignisse einer Energie (4 GeV) in ein Diagramm eingetragen. Die Energieauflösung wird dadurch schlechter, da sich Randeffekte und Asymmetrien (Modul nicht zentral getroffen) bemerkbar machen. Man erhält eine Energieauflösung von 10.25(3)% für den gesamten Detektor.

### 5.6.2 Energieabhängigkeit der Energieauflösung

Eine experimentell bedeutsame Eigenschaft eines Kalorimeters ist die Tatsache, daß seine relative Energieauflösung sich verbessert, je größer die deponierte Energie ist. Die Energieabhängigkeit läßt sich in einer einfachen Formel zusammenfassen (Kapitel 3):

$$\frac{\sigma}{E} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \tag{5.19}$$

Um eine zumindest in Grundzügen vertrauenswürdige Aussage über die Auflösung bei hohen Energien zu erhalten, wird nun wie folgt vorgegangen:

1. Mit Hilfe der Simulation wird die Energieabhängigkeit durch einen Fit ermittelt.

[12] Als Beispiel wurde ein Datensatz gewählt, der ein besonders ansehnliches Ergebnis bot.

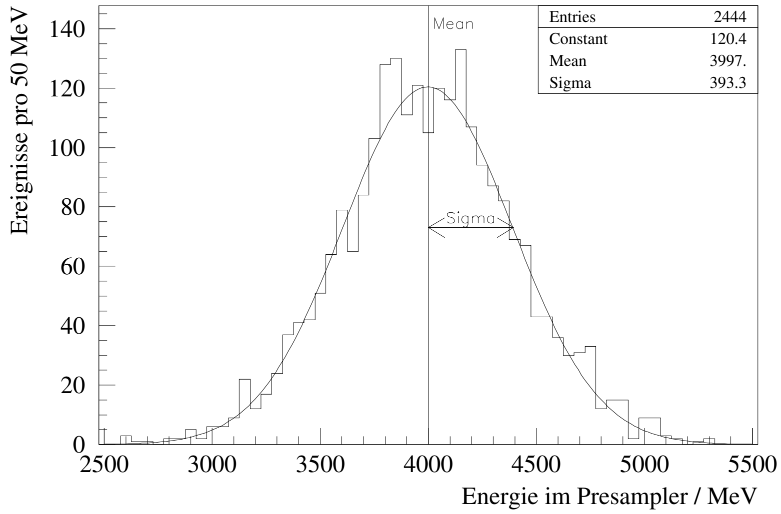


*Abbildung 5.19: Energieverteilung des Presamplers. Gemessen wurde mit einem* 4 GeV–*Teststrahl, der den Detektor zentral trifft. Die Schwankung* $\frac{\sigma}{E}$ *beträgt* $\sim 9.8(2)\%$.

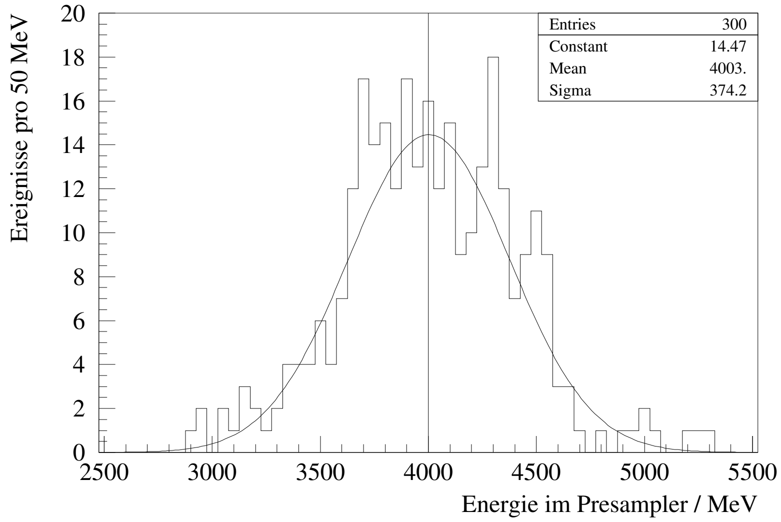


*Abbildung 5.20: Energiespektrum des Presamplers, ermittelt mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation für ein* 4 GeV–*Elektron, das den Detektor zentral trifft. Die Energieauflösung liegt bei* $\sim 9.3(5)\%$.

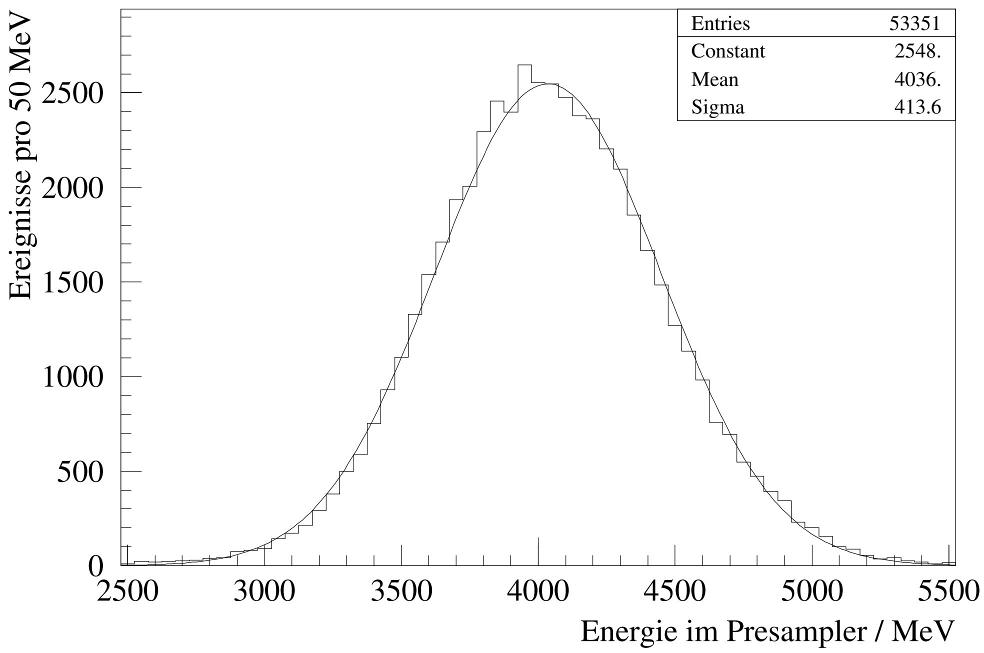


*Abbildung 5.21: Energieauflösung des Presamplers bei* 4 GeV*. In diesem Bild wurden fast alle bei* 4 GeV *gemessenen Datensätze benutzt.*

| Strahlenergie [GeV] | Energieauflösung [%] (Simulation) | Energieauflösung [%] (Teststrahl) |
|---|---|---|
| 2 | 13.9(7) | 14.9(1) |
| 3 | 11.4(6) | 11.6(1) |
| 4 | 9.2(6) | 10.28(3) |
| 25 | 4.5(3) | — |
| 50 | 3.9(3) | — |
| 150 | 2.6(5) | — |

*Tabelle 5.5: Energieauflösung des Presamplers für verschiedene Energien. Die Fehler wurden aus den Fehlern der Fitparameter der Gaußfunktion gewonnen.*

2. Der Unterschied zwischen Simulation und Experiment besteht in der Hauptsache aus einem konstanten Beitrag. Deshalb werden die energieabhängigen Terme übernommen und nur der konstante Term neu gefittet. Er sollte dem oben ermittelten Wert von 3% ungefähr entsprechen.

In Tabelle 5.5 sind die Energieauflösungen, die mit Hilfe der Simulation bzw. des Teststrahls gewonnen wurden, für einige Energien angegeben. Ihre graphische Darstellung zeigt Abbildung 5.22. Der Fit an die simulierten Daten liefert

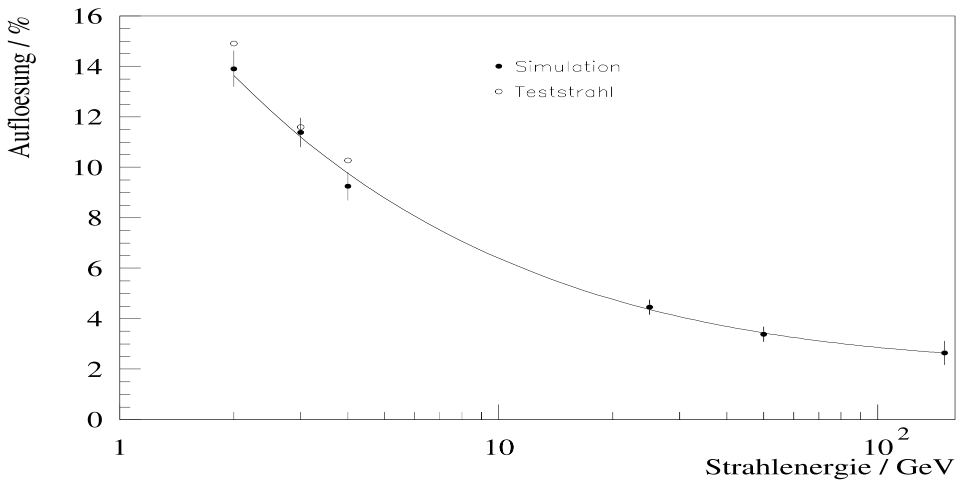


*Abbildung 5.22: Energieabhängigkeit der Energieauflösung. Eingezeichnet ist der Fit an die simulierten Daten sowie die experimentell bestimmten Auflösungen.*

$$\frac{\sigma}{E} = 2.1(4)\% \oplus \frac{19.1(6)\%}{\sqrt{E}} \tag{5.20}$$

Der Fit an die Teststrahldaten, die in der Graphik durch offene Kreise repräsentiert werden, liefert unter Beibehaltung der Energieabhängigkeit:

$$\frac{\sigma}{E} = 3.99(7)\% \oplus \frac{19.1(6)\%}{\sqrt{E}} \tag{5.21}$$

Die Fehlerdifferenz beträgt

$$\delta = \sqrt{3.99^2 - 2.1^2}\,\% \approx 3.4\% \tag{5.22}$$

Das Ergebnis liegt damit in dem Bereich, der im vorangegangenen Abschnitt bei der Energieauflösung bei einer Strahlenergie von 4 GeV bereits abgeschätzt wurde.
Zusammenfassend kann man sagen, daß sich die Energieabhängigkeit der Auflösung des Presamplers mit Hilfe der Simulation mit

$$\frac{\sigma}{E} \approx 1.5\% \oplus \frac{20\%}{\sqrt{E}} \tag{5.23}$$

abschätzen läßt. Hier wurde die Auflösung des Teststrahls aus dem Ergebnis heraussubstrahiert.

| Energiedeposition im Presampler [GeV] | Energieauflösung [%] |
|---|---|
| 10(2) | 18.3(2.5) |
| 15(2) | 13.4(1.0) |
| 20(2) | 13.4(2.1) |
| 25(2) | 12.2(1.5) |
| 30(2) | 10.3(1.5) |
| 35(2) | 15.8(1.7) |
| 40(2) | 10.1(1.8) |

*Tabelle 5.6: Energieauflösung hadronischer Schauer. Die Fehler entsprechen denen aus Tabelle 5.5.*

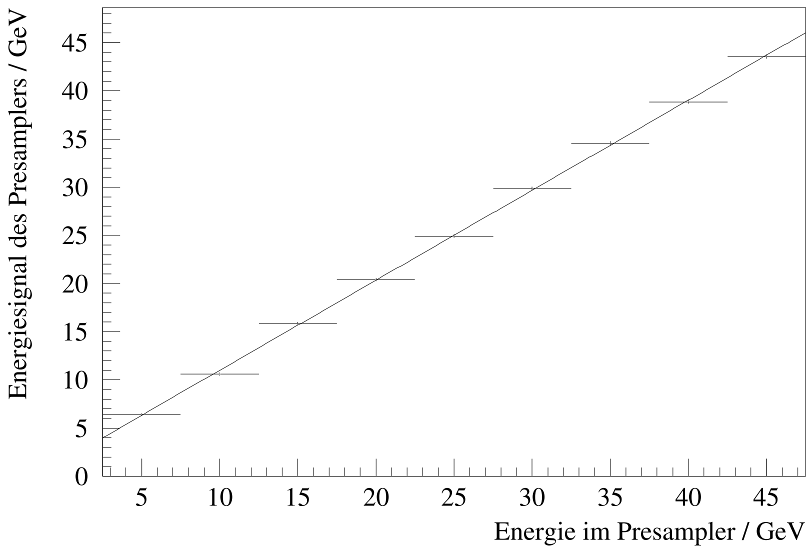


*Abbildung 5.23: Energieauflösung des Presamplers für hadronische Schauer. Die Fehler der Auflösung wurden analog zu Abbildung 5.22 ermittelt, der Fehler der Energiedeposition ergibt sich wie bei der Linearität durch den Schnitt auf den Energieverlust.*

## 5.7 Energieauflösung für hadronische Schauer

Bei der Betrachtung der hadronischen Energieauflösung stellt sich dasselbe Problem wie schon bei der Linearität: Für hohe Energien ist es wegen des unvollständigen Containements des Presamplers nicht möglich, eine ausreichende Statistik zu erzielen. Außerdem ist das Containement wieder nicht eindeutig definiert. Man beschränkt sich also wieder auf den niederenergetischen Bereich. In Tabelle 5.6 und Abbildung 5.23 sind die gefundenen Werte der Energieauflösung für einige Energien eingetragen. Dabei wurde das Signal des Presampler ermittelt, indem in jeder Ebene 7 Module aufaddiert wurden: das mit der maximalen Energiedeposition und je drei zu jeder Seite. Für Module, die zu nah am Rand lagen, wurden die fehlenden Module symmetrisch ergänzt. Die eingezeichnete Funktion ist der Fit für die Energieabhängigkeit und lautet

$$\frac{\sigma}{E} = 10(2)\% \oplus \frac{40(10)\%}{\sqrt{E}} \tag{5.24}$$

Die Energieauflösung ist also für hadronische Schauer wesentlich schlechter als für elektro–magnetische. Die konkreten Zahlen sind dabei wirklich nur als Schätzwerte zu verstehen, da

1. eine Extrapolation sehr ungenau ist.

2. hadronische Schauer nur sehr schlecht und ungenau simuliert werden können.

## 5.8 Rekonstruktion des Auftreffpunktes

Für die Messung des Transversalimpulses des vorwärts gestreuten Neutrons ist es erforderlich, nicht nur die Energie, die im Detektor deponiert wird, möglichst gut zu kennen, sondern auch den Auftreffpunkt des detektierten Teilchens. Der Winkelbereich, der dabei überdeckt wird, beträgt nur ca. $\pm 0.7$ mrad, also eine transversale Abweichung von etwa $\pm 7.5$ cm von der geraden Bahn. Der Presampler ist so im Tunnel positioniert, daß seine Frontseite den Meßbereich vollständig abdeckt. Da der Detektor sich nicht zentral in der Teilchenbahn befindet, sondern leicht versetzt, ist es nötig, Randeffekte detailliert zu betrachten.
Eine Ortsmessung mit Hilfe eines Kalorimeters ist nur möglich, wenn das Kalorimeter in einzelne Module unterteilt ist, deren Energie separat ausgelesen werden kann. Aus der Energieverteilung läßt sich dann der ungefähre Auftreffpunkt rekonstruieren. Diese Methode ist umso genauer, je feiner die Unterteilung des Kalorimeters und je besser die Energieauflösung der einzelnen Module ist. Da die Energieauflösung sich mit wachsender Energie verbessert, gilt dies auch für die Ortsauflösung, die sich proportional zu $\frac{1}{E}$ ändern sollte [Liv95].
Um Aussagen über die Genauigkeit der Ortsmessung machen zu können, muß man die Genauigkeit der Ortsbestimmung während der Teststrahlmessungen kennen. Die Fingercounter, die neben der Triggerung noch die Aufgabe eines primitiven "Spurdetektors" erfüllten, sind dabei für die Meßgenauigkeit ausschlaggebend. Man kann die Standardabweichung, die dabei auftritt, abschätzen, indem man annimmt, daß sie zu einer Rechteckverteilung der auftreffenden Teilchen in ihrer Breite führt. Die seitliche Ausdehnung der Counter betrug dabei 3 mm. Legt man nun das betrachtete Koordinatensystem so, daß sein Ursprung in der Mitte des Counters liegt, ergibt sich für die Standardabweichung bei einer Breite von $2a$ und einer Verteilungshöhe von $b$:

$$\sigma^2 = \frac{1}{\int_{-a}^{a} b\,dx} \int_{-a}^{a} b\,(x - \overline{x})^2\,dx \tag{5.25}$$

Da im gewählten Koordinatensystem $\overline{x} = 0$ gilt, folgt:

$$\sigma = \frac{a}{\sqrt{3}} \tag{5.26}$$

Der experimentelle Fehler bei der Einstellung des Auftreffpunktes beträgt also (mit $a = 1.5\,\text{mm}$):

$$\sigma_{exp} = 0.87\,\text{mm} \tag{5.27}$$

In der Simulation ist der Auftreffpunkt direkt und ohne Fehler angebbar. In den zugehörigen Diagrammen wird der Mittelwert durch einen kurzen Strich markiert, der keine weitere Aussage enthält.
Für die rekonstruierten Werte berechnet sich der Fehler aus dem RMS–Wert ("*root mean square*") der Verteilung. Dieser ist definiert als

$$\text{RMS} = \frac{1}{N}\sqrt{\sum_{i=1}^{N}(x_i - \overline{x})^2} \tag{5.28}$$

$N$ bezeichnet dabei die Anzahl der Ereignisse, $\overline{x}$ den Mittelwert und $x_i$ den Wert für das $i$–te Ereignis. Da es sich sowohl bei den Teststrahlmessungen als auch bei der Simulation um ein statistisches Verfahren handelt, gilt für den Fehler des Mittelwertes:

$$\sigma_{rek} = \frac{\text{RMS}}{\sqrt{N}} \tag{5.29}$$

Falls nicht anders angegeben, wird in den folgenden Abschnitten ein Koordinatensystem benutzt, dessen Ursprung im Zentrum des Detektors liegt, also in den Zentren der Module 5 und 14. Die benutzte Längeneinheit ist dabei 1 mm, d.h. $x = -29\,\text{mm}$, $y = 0$ entspricht dem Zentrum von Modul 4.
Wegen der speziellen Symmetrie des Presamplers besteht keinerlei Unterschied zwischen der Rekonstruktion des Auftreffpunktes in x– und y–Richtung. Es genügt, die Betrachtungen für die x–Richtung durchzuführen und sie dann für die y–Richtung unverändert zu übernehmen. Sollte also im folgenden nur der x–Wert genannt werden, so ist $y = 0$.
Wie bereits in vorangegangenen Betrachtungen werden zuerst nur elektro–magnetische Schauer betrachtet. Im letzten Abschnitt des Kapitels wird auf die Unterschiede eingegangen, die bei hadronischen Schauern auftreten.

### 5.8.1 Die Schwerpunktmethode

Als einfachste Möglichkeit, eine erste Abschätzung für den Auftreffpunkt eines detektierten Teilchens zu erhalten, bestimmt man den Energieschwerpunkt des Schauers. Ist $E_i$ die Energie im $i$–ten Modul, so ergibt sich der Energieschwerpunkt $S_x$ in $x$–Richtung aus

$$S_x = \frac{\sum\limits_{i\in\mathcal{P}} x_i E_i}{\sum\limits_{i\in\mathcal{P}} E_i} \tag{5.30}$$

$\mathcal{P}$ steht dabei für die Menge der betrachteten Module. Die Wahl von $\mathcal{P}$ ist entscheidend für die Effizienz der Schwerpunktmethode, denn sie bestimmt sowohl den Anwendungsbereich als auch die Genauigkeit der Rekonstruktion. $\mathcal{P}$ sollte folgende Bedingungen erfüllen:

- Sie sollte symmetrisch zum Modul maximalen Energieinhalts sein, da sonst eine systematische Verschiebung eintritt.
- Sie sollte nicht zu viele Module umfassen, damit Randeffekte bei zentralen Auftreffpunkten ausgeschlossen werden können.

Die besten Resultate wurden erzielt, indem man symmetrisch zum Modul maximalen Energieinhalts noch 4 weitere Module betrachtet, also zwei auf jeder Seite. Das Verfahren ist so auf die Module 3 bis 7 und 12 bis 16 anwendbar. In den Modulen 2, 8, 11 und 17 konnte wegen des Detektorrandes nur mit je einem Nachbarn auf jeder Seite gearbeitet werden. Dies führte zu einer leichten Anhebung des Fehlers, ohne jedoch die Ergebnisse stark zu verändern. Die Randmodule werden in Abschnitt 5.8.4 gesondert betrachtet.
Wie man in Abbildung 5.24 sehen kann, erhält man mit der Schwerpunktmethode lediglich eine sehr grobe Näherung für den Auftreffpunkt. Alle Messungen, die nicht im Zentrum bzw. auf dem Rand eines Moduls liegen (Punkte besonderer Symmetrie), werden systematisch zum Zentrum des Moduls hin verschoben. Die Abweichungen vom idealen Verlauf, der als Gerade eingezeichnet ist, liegen deutlich über den statistischen Schwankungen.

Noch deutlicher ist dies in Abbildung 5.25 zu erkennen. In (a) ist die Verteilung des rekonstruierten Auftreffpunktes für eine spezielle Meßreihe am Teststrahl aufgetragen. Die Meßreihe besteht aus 10 Einzelmessungen identischer Statistik, die in Abständen von 2.9 mm durchgeführt wurden. Auf diese Art konnte das gesamte Modul 5 überdeckt werden. Man hätte durch die Überlappung der Verteilungen der Rekonstruktionen der Einzelmessungen nun eine angenäherte Rechteckverteilung erwartet. Stattdessen werden Randwerte unterdrückt und die Modulmitte bevorzugt. Dieses Verhalten ist typisch für die Schwerpunktmethode [Liv95]. In (b) und (c) wird die Differenz zwischen dem rekonstruierten und dem realen Auftreffpunkt dargestellt. (b) zeigt für eine einzelne Messung bei $x = -8.7\,\mathrm{mm}$ deutlich, daß der mittlere rekonstruierte Wert um ca. $2.7\,\mathrm{mm}$, also um gut 30% zur Modulmitte hin abweicht. (c) macht dies noch deutlicher durch eine Messung, die am Modulrand liegt. Die Verteilung spaltet sich dort in zwei separate Maxima auf, je nachdem, in welchem Modul die maximale Energie deponiert wurde. Aufgrund der systematischen Verschiebung können die beiden Teilverteilungen klar getrennt werden. Dies ist natürlich nicht erwünscht.
Wie erwartet, stellt die Schwerpunktmethode keinen guten Algorithmus dar, um den Auftreffpunkt zu bestimmen. Die systematische Verschiebung kann jedoch korrigiert werden. In Abschnitt 5.8.3 wird eine Methode dafür vorgestellt.

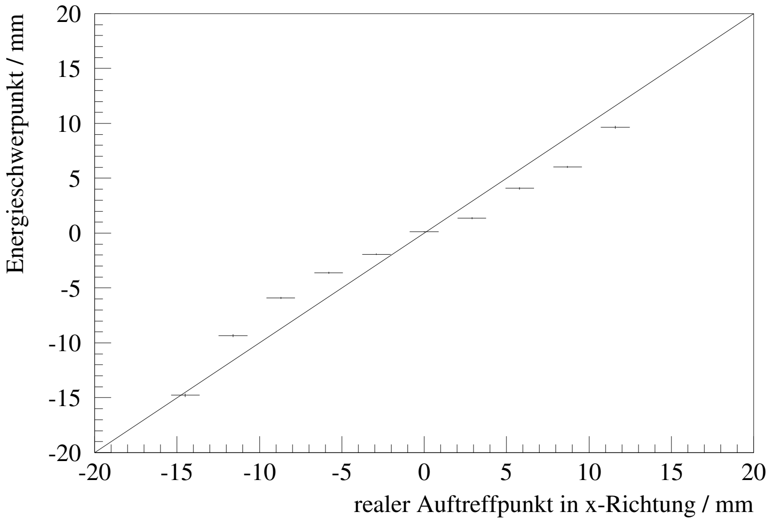


*Abbildung 5.24: Rekonstruktion des Auftreffpunktes nach der Schwerpunktmethode. Die eingezeichnete Gerade entspricht der idealen Rekonstruktion. Die Werte sind systematisch zum Zentrum des Moduls hin verschoben.*

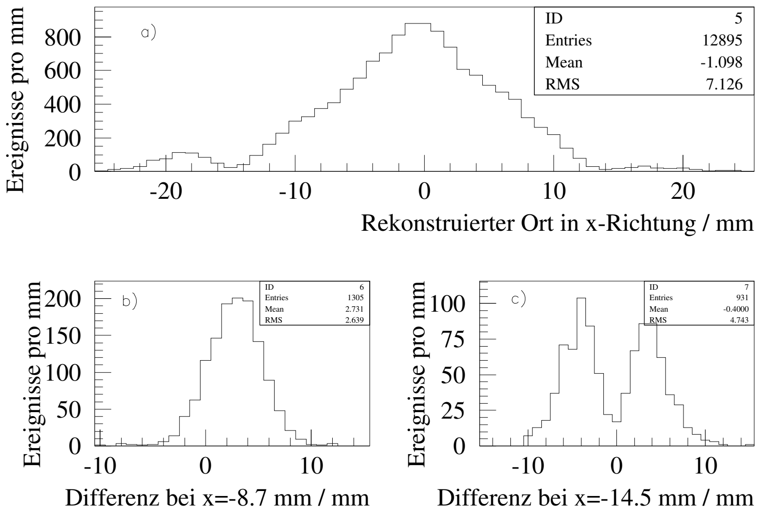


*Abbildung 5.25: Effizienz der Schwerpunktmethode. (a) zeigt die Verteilung der rekonstruierten Auftreffpunkte aller Daten der betrachteten Meßreihe. Hier würde man eine Rechteckverteilung erwarten. In (b) und (c) ist die Differenz zwischen rekonstruiertem und realem Auftreffpunkt für zwei konkrete Messungen geplottet, einmal für einen Wert zwischen Rand und Zentrum und einmal für den Rand.*

### 5.8.2 Die Parabelmethode

Die Parabelmethode ist eine alternative Methode zur Schwerpunktberechnung, die auf einem völlig anderen Prinzip beruht. Eine Parabel besitzt genau 3 freie Parameter, d.h. eine Parabel ist durch drei Punkte eindeutig bestimmt. Sei nun das $m$–te Modul dasjenige mit maximalem Energieinhalt und kein Randmodul sowie $E_m$ der entsprechende Energieinhalt. $E_{m\pm1}$ sei dementsprechend der Inhalt des Moduls links (rechts) dieses Moduls. Betrachtet man nun die Energie in Abhängigkeit des Modulabstandes zum $m$–ten Modul (Orts–Energie–Raum) und trägt in ihn die drei folgenden Punkte ein:

$$(\,-29\,\mathrm{mm}\,|\,E_{m-1}\,) \qquad , \qquad (\,0\,\mathrm{mm}\,|\,E_m\,) \qquad , \qquad (\,29\,\mathrm{mm}\,|\,E_{m+1}\,) \quad , \tag{5.31}$$

kann man eine nach unten geöffnete Parabel durch sie legen. Das Maximum der Parabel sollte dabei eine gute Abschätzung für den Auftreffpunkt des Teilchens sein, relativ zum Zentrum des Moduls maximalen Inhalts.
Am einfachsten ist es, die Parabel in der Scheitelform anzugeben:

$$f\,(x) = a\,(x-b)^2 + c \tag{5.32}$$

Setzt man die Punkte 5.31 in die Parabelgleichung ein und löst das Gleichungssystem, erhält man:

$$\begin{aligned} a &= \tfrac{E_{m-1}-2E_m+E_{m+1}}{1682\,\mathrm{mm}^2} \\ b &= \tfrac{E_{m-1}-E_{m+1}}{116\,\mathrm{mm}\;a} \\ c &= E_m - \tfrac{(E_{m-1}-E_{m+1})^2}{8(E_{m-1}-2E_m+E_{m+1})} \end{aligned}$$

Da $a < 0$ ist, öffnet sich die Parabel wirklich nach unten, wie die Logik das auch vorschreibt. Das Maximum liegt dann bei $(\,b\,|\,c\,)$. $b$ ist also der gesuchte Ort in x–Richtung. Setzt man $a$ in der Formel für $b$ ein, ergibt sich:

$$b = \frac{E_{m-1}-E_{m+1}}{2\,(E_{m-1}-2E_m+E_{m+1})}\,\mathrm{mm} \tag{5.33}$$

Abbildung 5.26 zeigt die Anwendung der Formel auf den gleichen Datensatz, der schon bei der Schwerpunktmethode verwendet wurde. Auch bei der Parabelmethode werden die Werte systematisch zur Modulmitte hin verschoben.

Wie für die Schwerpunktmethode zuvor wurde in Abbildung 5.27.(a) die Gesamtverteilung geplottet. Sie weicht ebenfalls deutlich von der erwarteten Rechteckverteilung ab. (b) und (c) zeigen wieder die Differenzen zwischen rekonstruiertem und realem Auftreffpunkt. In (b) beträgt die systematische Verschiebung bei der Parabelmethode etwa $5.1\,\mathrm{mm}$ bei einem erwarteten Wert von $-8.7\,\mathrm{mm}$, also fast 60%. Der systematische Fehler liegt noch wesentlich höher als bei der Schwerpunktmethode. An den Rändern der Module spaltet die Parabelmethode nicht in zwei Verteilungen auf, wie man in (c) sieht. Die Werte weichen aber sehr stark vom Idealwert ab, wie der hohe RMS–Wert zeigt.

Auch die Parabelmethode stellt somit nur eine sehr grobe Näherung dar und ist für eine exakte Analyse nicht geeignet. Die systematische Abweichung kann jedoch auch hier korrigiert werden, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird.

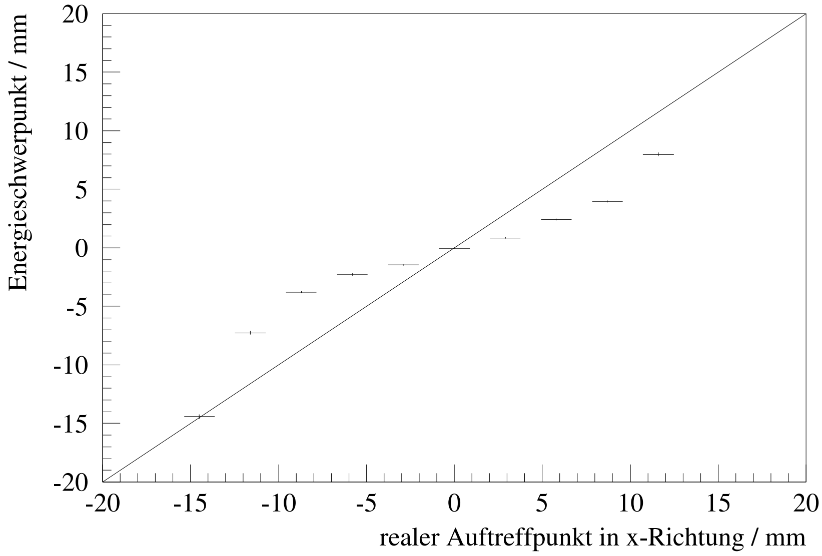


*Abbildung 5.26: Ergebnis der Parabelmethode zur Bestimmung des Auftreffpunktes. Die eingezeichnete Gerade entspricht wieder der Erwartung. Auch bei der Parabelmethode werden die Werte systematisch zur Modulmitte hin verschoben.*

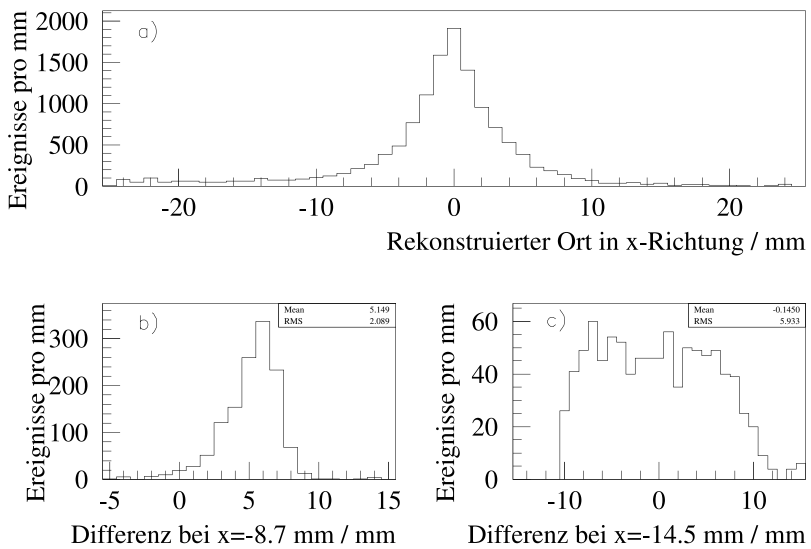


*Abbildung 5.27: Effizienz des Parabelverfahrens. Erläuterungen siehe Text und Abbildung 5.25.*

### 5.8.3 Korrektur für die Schwerpunkt– und die Parabelmethode

Insgesamt bleibt nach den beiden vorhergehenden Abschnitten festzuhalten, daß weder die Schwerpunkt– noch die Parabelmethode eine gute Näherung des realen Auftreffpunktes ermöglicht. Daher sollen in diesem Abschnitt Möglichkeiten[13] vorgestellt werden, die beide Rekonstruktionsmethoden wesentlich verbessern.
Die systematische Verschiebung der rekonstruierten Punkte zum Zentrum des Moduls mit der maximalen Energiedeposition entsteht durch die zu geringe Wichtung der Module mit geringer Energiedeposition. Eine einfache Möglichkeit, dieses Mißverhältnis zu beseitigen ist, mit anderen Wichtungen zu arbeiten, z.B.

$$E^{\alpha} \quad , \alpha < 1 \tag{5.34}$$
$$\text{oder} \quad \ln E \tag{5.35}$$

Ohne näher auf die Ergebnisse einzugehen soll hier vermerkt werden, daß man auf diese Art den systematischen Fehler reduzieren kann. Die zweite Korrektur liefert allerdings die wesentlich besseren Ergebnisse. Ihr wurde daher für die Analyse der Vorzug gegeben.
In den Abbildungen 5.24 und 5.26 fällt auf, daß die Verschiebung zum Mittelpunkt des Moduls maximal ist, wenn der reale Auftreffpunkt zwischen Rand und Zentrum liegt. Zu den Symmetriepunkten hin nimmt die Verschiebung kontinuierlich ab. Dies kann man ausnutzen, indem man die aus den groben Methoden erhaltenen Punkte mit einer Funktion faltet, welche diese Verschiebungen ausgleicht. Eine analoge Methode wurde bereits beim Hauptkalorimeter verwendet. Die Funktion sollte bestimmte Eigenschaften besitzen. Sie muß

- wenn man den Ursprung des Koordinatensystems wieder in das Zentrum eines Moduls legt, punktsymmetrisch in diesem Modul sein.
- selbstabbildend sein, d.h. das Intervall von 29 mm, das ein Modul umfaßt, auf genau dieses Intervall abbilden.
- stetig quasiperiodisch an den Rändern fortgesetzt werden können, damit nicht beim Übergang von einem Modul zum nächsten eine Unstetigkeit entsteht.
- numerisch stabil im betrachteten Bereich sein.

Eine Funktion, die alle diese Eigenschaften erfüllt, ist der Tangens. Die allgemeine tan–Funktion besitzt 4 Parameter:

$$x^{*}_{rek} = a \tan\left(bx + c\right) + d \tag{5.36}$$

Die Anzahl der Parameter kann durch die oben genannten Eigenschaften noch reduziert werden. Aus den angegebenen Symmetrien folgt:

$$d = c = 0 \tag{5.37}$$

[13] für Informationen über diese Arbeit hinaus siehe z.B. [Liv95].

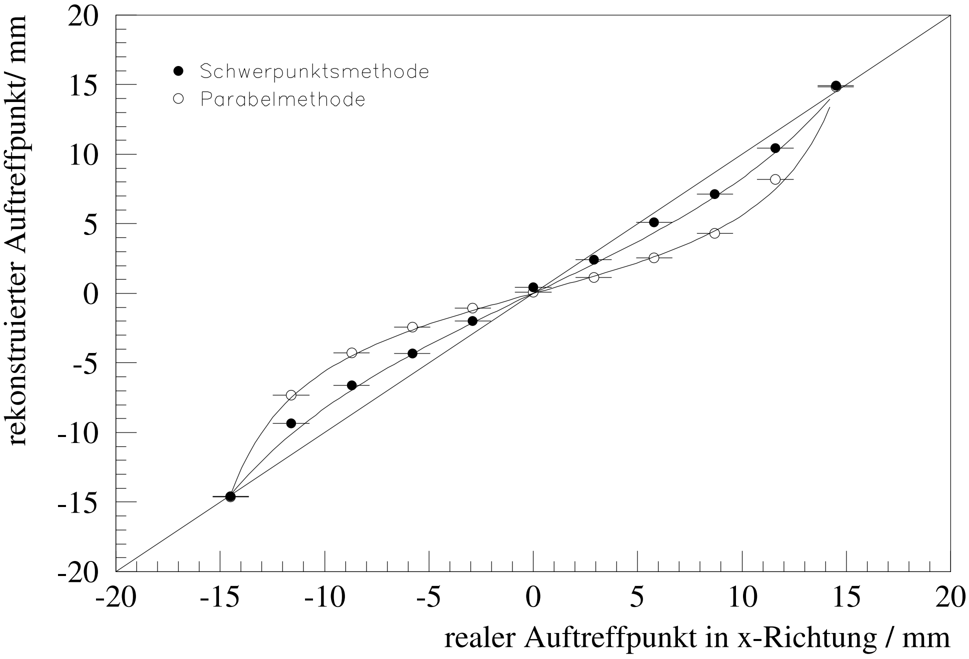


*Abbildung 5.28: Korrektur für die Schwerpunkt– und die Parabelmethode. Die eingezeichnete Gerade entspricht der idealen Rekonstruktion. Man sieht, daß die Parabelmethode deutlich weiter von der richtigen Lösung entfernt liegt als die Schwerpunktmethode. Alle Daten wurden mit Hilfe der GEANT–Simulation gewonnen.*

Außerdem muß gelten:

$$x^*_{rek}\,(14.5\,\mathrm{mm}\,) \;=\; 14.5\,\mathrm{mm}$$

$$\Rightarrow \qquad a \;=\; \tfrac{14.5\,\mathrm{mm}}{\tan(14.5\,\mathrm{mm}\,b)}$$

Damit ist automatisch die stetige Fortsetzbarkeit über ein Modul hinaus garantiert. Der tan mit nur einem Fitparameter ist numerisch ausreichend stabil, um ohne Schwierigkeiten benutzt werden zu können.
Der freie Parameter wird durch einen Fit an die Daten bestimmt und so optimal an das Problem angepaßt. Um systematische Fehler auszuschließen, wurde der Fit dabei nicht an den Teststrahlmessungen, sondern an simulierten Daten durchgeführt. Da nicht von vorneherein klar ist, ob die Schwerpunkt– oder die Parabelmethode besser geeignet ist, den Startwert für die Verbesserung zu liefern, wird das Verfahren an beiden getestet. Abbildung 5.28 zeigt die Ergebnisse der beiden Methoden für die simulierten Daten. Man erkennt sehr gut, daß die Parabelmethode stärker vom idealen Wert, welcher wieder durch die Gerade angedeutet ist, abweicht. Der tan ist in beiden Fällen gut als Fitfunktion geeignet. Für die freien Parameter erhält man:

$$b = 0.072\,(16)\ \text{mm}^{-1} \qquad \text{für die Schwerpunktmethode}$$

$$b = 0.087\,(5)\ \text{mm}^{-1} \qquad \text{für die Parabelmethode}$$

Die Korrekturfunktionen können nun entsprechend angegeben werden:

$$x^*_{rek} = 8.43\,\text{mm} \tan(0.072\,\text{mm}^{-1}x) \qquad \text{für die Schwerpunktmethode}$$

$$x^*_{rek} = 4.63\,\text{mm} \tan(0.087\,\text{mm}^{-1}x) \qquad \text{für die Parabelmethode}$$

Dabei steht $x^*_{rek}$ für den durch die Schwerpunkt– oder Parabelmethode gewonnenen, $x$ für den ideal erwarteten Wert. Der Fit erfolgte dabei sozusagen "rückwärts", d.h. man muß die jeweiligen Umkehrfunktionen bilden, um von dem mit einer der gröberen Methoden berechneten Wert zu dem verbesserten Wert $x_{rek}$ zu gelangen:

$$x_{rek} = 13.89\,\text{mm} \arctan(0.12\,\text{mm}^{-1}x^*_{rek}) \qquad \text{für die Schwerpunktmethode}$$

$$x_{rek} = 11.49\,\text{mm} \arctan(0.22\,\text{mm}^{-1}x^*_{rek}) \qquad \text{für die Parabelmethode}$$

Diese Funktionen gelten nur im betrachteten Koordinatensystem zwischen $-14.5\,\text{mm}$ und $14.5\,\text{mm}$, also nur für die Module 5 und 14. Man kann sie aber an den Rändern durch stetige Translation des betrachteten Funktionsstücks über die anderen Module fortsetzen.

Um zu entscheiden, welche der beiden groben Methoden besser als Ausgangsmethode geeignet ist, wurden in den Abbildungen 5.29 und 5.30 die Ergebnisse beider Methoden dargestellt, diesmal wieder in Bezug auf die bei dem Teststrahl gewonnenen Daten, da die Unterschiede bei den simulierten Daten marginal waren. In (a) wurden in beiden Fällen erneut die rekonstruierten Werte gegen die realen aufgetragen. Man sieht, daß bei der Schwerpunktmethode ein besserer Ausgleich der systematischen Abweichung erzielt werden konnte. Die großen Abweichungen der Parabelmethode waren nicht vollständig kompensierbar. In (b) wird dies noch deutlicher. Aus der Differenz zwischen rekonstruiertem und idealem Wert kann man auch die Ortsauflösung des jeweiligen Verfahrens aus dem RMS–Wert ablesen: $\sim 3.5\,\text{mm}$ für die Schwerpunkt– und $\sim 3.7\,\text{mm}$ für die Parabelmethode bei $4\,\text{GeV}$.

Um einen Eindruck von der Effizienz der erzielten Rekonstruktion zu bekommen, zeigt Abbildung 5.31 einen ""*Scatter*"–Plot für zwei feste Auftreffpunkte: für das Zentrum von Modul 4 bei $x = -29\,\text{mm}$ und für $x = -8.7\,\text{mm}$. $y$ ist jeweils 0.

Die Aufspaltung in zwei getrennt erkennbare Verteilung in der Nähe des Modulrandes bei der Schwerpunktmethode wird durch die Korrektur zwar reduziert, aber nicht vollständig beseitigt.

Zum Schluß bleibt festzuhalten, daß die Schwerpunktmethode, ergänzt durch eine Korrektur mit Hilfe der oben ermittelten tan–Funktion, ein leistungsfähiges Instrument zur Rekonstruktion des Auftreffpunktes darstellt. Der statistische Fehler, der sich bei elektro–magnetischen Schauern ergibt, liegt bei $\sim 3.5\,\text{mm}$, also leicht oberhalb der experimentellen Schranke. In den Modulen 2, 8, 11 und 17 steigt er, da man hier nur mit weniger Modulen zur Berechnung des Energieschwerpunktes arbeiten muß, auf $\sim 3.8\,\text{mm}$ an.

Für die Randmodule ist diese Methode völlig ungeeignet. Für sie wird im nächsten Abschnitt ein anderes Verfahren der Rekonstruktion vorgestellt.

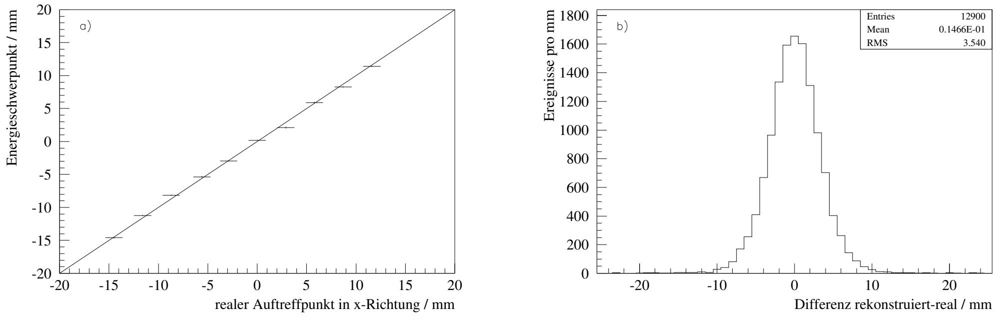


*Abbildung 5.29: Ergebnis der Korrektur der Schwerpunktmethode. In (a) sieht man deutlich, daß die Mittelwerte der Rekonstruktion genau der Erwartung folgen. Als Fehler wurde der Fehler der Mittelwerte eingesetzt. (b) zeigt die Differenz zwischen rekonstruiertem und idealem Wert. Der RMS–Wert liefert die Ortsauflösung des Verfahrens.*

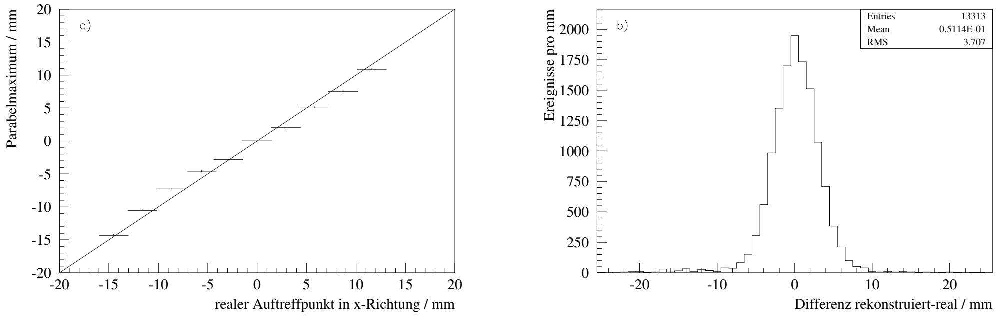


*Abbildung 5.30: Ergebnis der Korrektur der Parabelmethode. Wie man in (a) sieht, ist die Fixierung der Mittelwerte nicht so gut wie bei der Schwerpunktmethode. Dies verschlechtert auch die Ortsauflösung.*

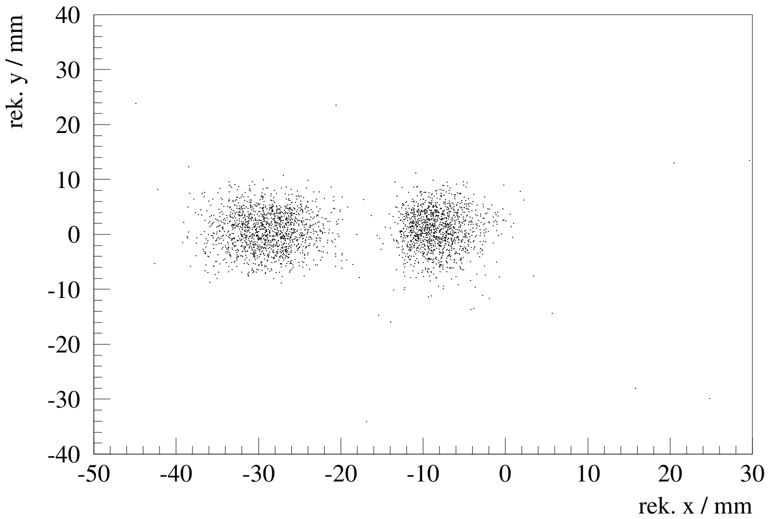


*Abbildung 5.31: Um die Effektivität des Rekonstruktionsalgorithmus zu testen, wurde die Rekonstruktion anhand des Datensatzes einmal sowohl für die x– als auch für die y–Richtung durchgeführt und das Ergebnis als scatter–Plot dargestellt. Die beiden dargestellten x–Werte sind* $-8.7\,\mathrm{mm}$ *und* $-29\,\mathrm{mm}$, *der y–Wert ist jeweils* $0\,\mathrm{mm}$.

### 5.8.4 Die Randmodule

Keine der bisher vorgestellten Methoden ist in der Lage, den Auftreffpunkt eines Teilchens zu rekonstruieren, wenn die maximale Energiedeposition in einem Randmodul erfolgt. Wie in Kapitel 6 beschrieben werden wird, ist dies aber wegen der leicht dezentralen Lage des Presamplers wichtig, um nicht unnötig Informationen zu verlieren.
Im Prinzip beruht die Schwerpunktberechnung auf den relativen Energieinhalten der einzelnen Module. Da am Rand aber keine Gruppe von symmetrisch angeordneten Modulen verfügbar ist, nutzt man den relativen Energieinhalt auf andere Art aus. Man bildet das Verhältnis aus der Deposition im Randmodul und der im direkt benachbarten Modul. In Abbildung 5.32 wird dieses Verhältnis für eine Abtastung von Modul 1 gegen den Auftreffpunkt aufgetragen. Verwendet wurden dabei simulierte Daten, da dies im Teststrahl nicht vermessen wurde. Der erhaltene Zusammenhang ist in guter Näherung linear. Die gefittete Gerade entspricht der Gleichung

$$v\,(x) = -0.142\,(1)\ \mathrm{mm}^{-1}\,x - 13.49\,(12) \tag{5.38}$$

Um diese Methode auch bei anderen Randmodulen nutzen zu können, wechselt man besser in ein Koordinatensystem, dessen Ursprung im Zentrum des Randmoduls liegt. Die Gerade wird dabei so verschoben, daß das Verhältnis für $14.5\,\mathrm{mm}$ (entspricht dem Rand zum nächsten Nachbarn) gleich 1 ist. Das Ergebnis dieser Methode zeigt Abbildung 5.33. Bei einer Strahlenergie von $5\,\mathrm{GeV}$ betrug die erzielte Auflösung $\sim 2.5\,\mathrm{mm}$.

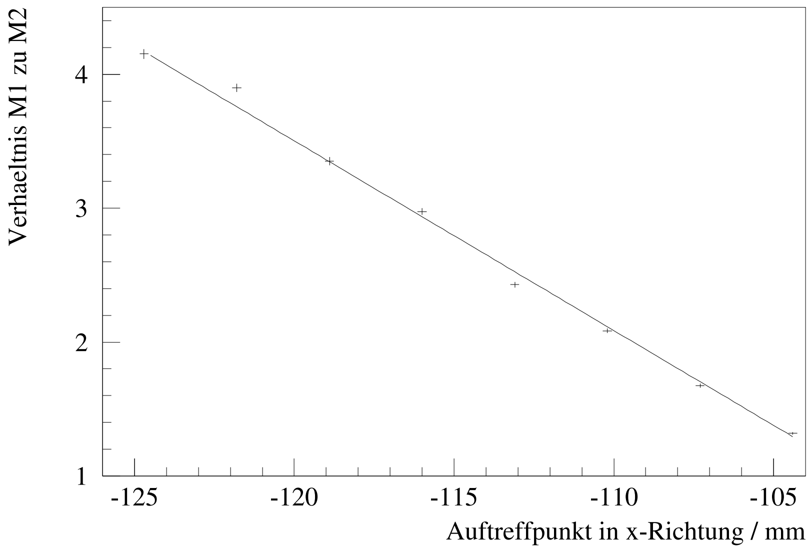


*Abbildung 5.32: Verhältnis der Module* 1 *und* 2 *bei Einschuß in das Randmodul des Detektors. Das Zentrum von Modul* 1 *liegt bei* $x = -116\,\mathrm{mm}$. *Die Simulation wurde mit* $5\,\mathrm{GeV}$*–Elektronen durchgeführt.*

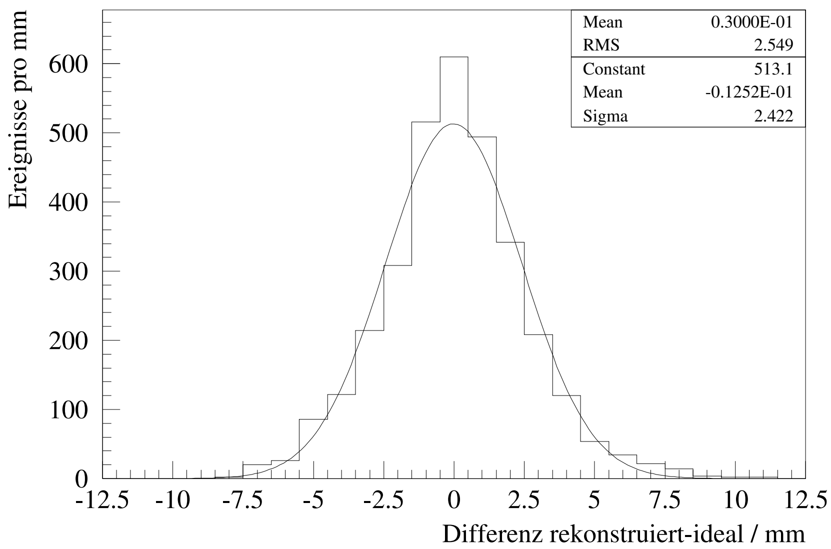


*Abbildung 5.33: Ortsauflösung in Randmodulen bei* $5\,\mathrm{GeV}$.

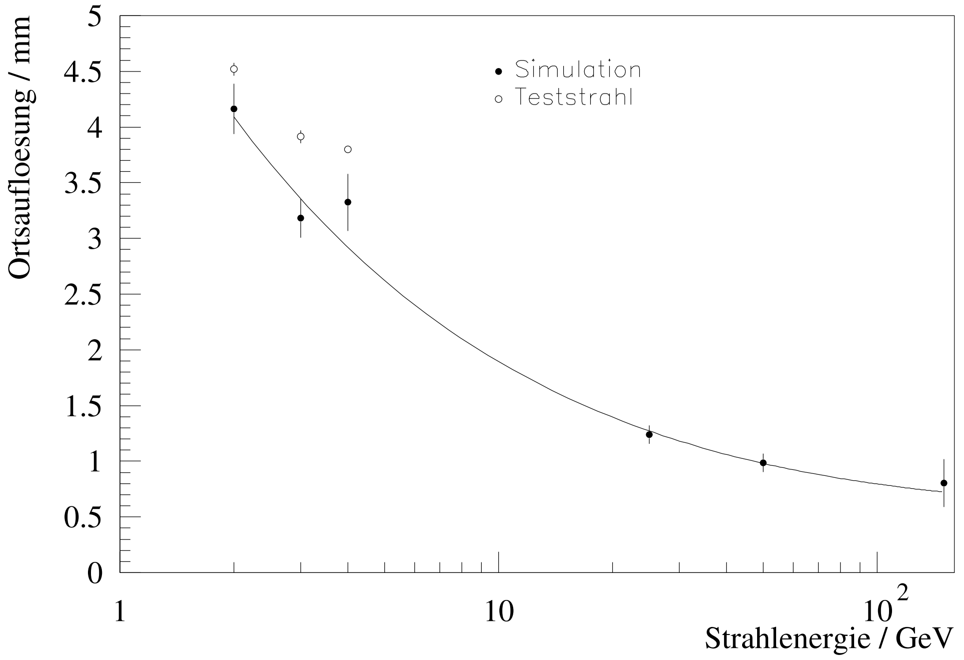


*Abbildung 5.34: Energieabhängigkeit der Ortsauflösung für elektro–magnetische Schauer.*

### 5.8.5 Energieabhängigkeit der Ortsauflösung

Bei der Bestimmung der Energieabhängigkeit stellt sich dasselbe Problem wie bei der Energieauflösung: es muß eine extreme Extrapolation vorgenommen werden. Man behilft sich, indem man wieder auf die Simulation zurückgreift und nur den konstanten Term aus den Teststrahldaten gewinnt. Führt man das Verfahren durch, so ergibt sich für die Ortsauflösung $\delta x$:

$$\delta x = 2.41(3)\,\mathrm{mm} \oplus \frac{5.7(2)\,\mathrm{mm}}{\sqrt{E\,[\,\mathrm{GeV}]}} \tag{5.39}$$

Die graphische Darstellung des Fits sieht man in Abbildung 5.34. Für das Hauptkalorimeter wurde eine Auflösung von

$$\delta x_{HK} \approx 2.4\,\mathrm{mm} + \frac{33.3\,\mathrm{mm}}{\sqrt{E\,[\,\mathrm{GeV}]}} \tag{5.40}$$

ermittelt [Nun96]. Der Grenzwert der Auflösungen zu hohen Energien bleibt also nahezu unverändert. Im niederenergetischen Bereich besitzt der Presampler jedoch eine deutlich bessere Auflösung.
Analog zur Energieauflösung sind die Zahlenwerte als eine Abschätzung zu verstehen.

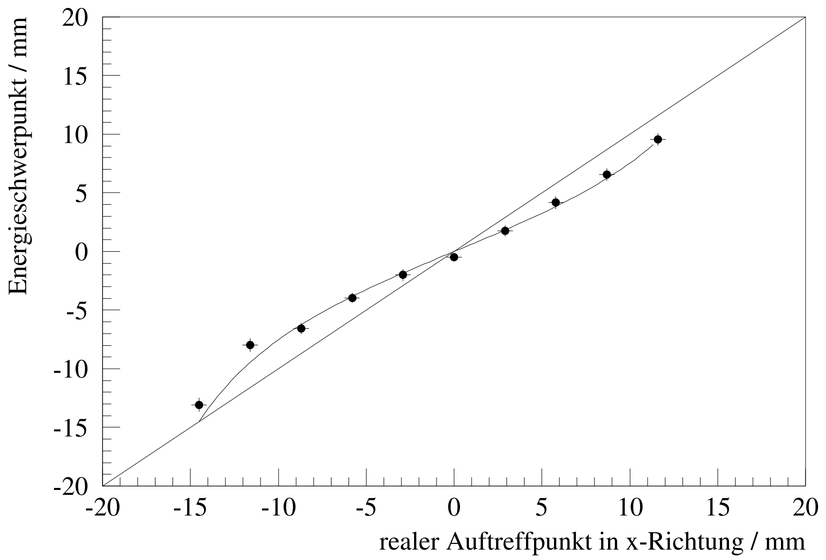


*Abbildung 5.35: Rekonstruktion des Auftreffpunktes bei hadronischen Schauern. Der Ursprung des Koordinatensystems wurde wieder in das Zentrum der Module* 5 *und* 14 *gelegt. x– und y–Module sind auch hier äquivalent, so daß nur die x–Module betrachtet wurden.*

### 5.8.6 Hadronische Schauer

Da hadronische Schauer ein wesentlich anderes transversales Profil als die elektro–magnetischen Schauer aufweisen, muß man für sie das obengenannte Programm zur Bestimmung der Ortsauflösung erneut durchführen. Die Methoden wurden bereits ausführlich erläutert, daher sollen hier nur kurz die Ergebnisse zusammengefaßt werden.

Analog zu den elektro–magnetischen Schauern erweist sich auch bei hadronischen Kaskaden die verbesserte Schwerpunktmethode als geeignet. Anders als im Fall der Energieauflösung bleibt die Zahl der betrachteten Module gleich der elektro–magnetischen, wie simples Austesten ergab. Abbildung 5.35 zeigt die Bestimmung der Korrekturfunktion. Die Daten wurden mit 4 GeV–Neutronen simuliert. Ereignisse, die nicht zu einer Energiedeposition im Presampler führten, wurden vernachlässigt. Für die Korrekturfunktion ergibt sich (mit $b = 0.071\,(3)$):

$$x_{rek} = 14.08\,\mathrm{mm}\ \arctan\left(0.11\,\mathrm{mm}^{-1}\, x^*_{rek}\right) \tag{5.41}$$

Diese Funktion liegt sehr nahe an der für elektro–magnetische Schauer gefundenen (für $b = 0.072\,(16)$), so daß man für den inneren Teil des Detektors denselben Algorithmus verwenden kann. Für die Randmodule gilt dies nicht, da ein hadronischer Schauer breiter ist und sich die Verhältnisse der Energiedepositionen ändern. Abbildung 5.36 zeigt das gesuchte Verhältnis. Die gefittete Gerade hat die Gleichung:

$$v\,(x) = -0.068\,(3)\ \mathrm{mm}^{-1}\, x - 6.0\,(4) \tag{5.42}$$

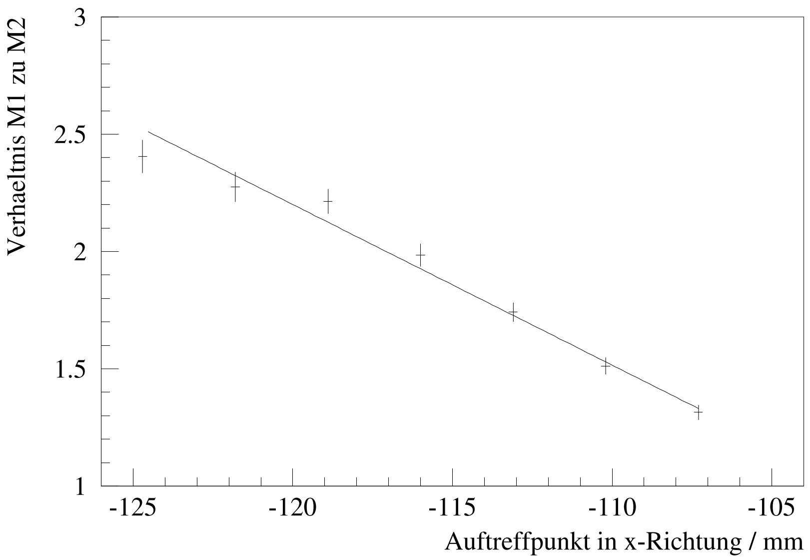


*Abbildung 5.36: Verhältnis der Module* 1 *und* 2 *bei Einfall eines Teilchens in Modul* 1*, das einen hadronischen Schauer auslöst.*

Die Energieabhängigkeit der Ortsauflösung bestimmt sich grob zu

$$\delta x = 3.8(5)\,\mathrm{mm} \; + \; \frac{12.3(4.1)\,\mathrm{mm}}{\sqrt{E\,[\,\mathrm{GeV}]}} \tag{5.43}$$

Die Auflösung ist also erwartungsgemäß schlechter als für elektro–magnetische Schauer. Es soll nochmals betont werden, daß diese Werte lediglich Abschätzungen darstellen, da die Simulation von hadronischen Schauern sehr ungenau ist.

# Kapitel 6

# Das Gesamtkalorimeter

In den vorangegangenen Kapiteln wurde der Presampler als eigenständiger Detektor behandelt. Beim Einsatz im HERA–Tunnel ist dies jedoch nicht der Fall, da er und das Hauptkalorimeter sich zu einem neuen Detektor ergänzen. Erst durch das Zusammenwirken beider Komponenten entsteht ein Kalorimeter mit verbesserten Eigenschaften. In diesem Kapitel wird der neue Detektor als Ganzes untersucht. Nach einem kurzen Blick auf die Anordnung bei HERA werden erste, noch vorläufige Ergebnisse von Messungen von Reaktionen der Strahlprotonen mit dem Restgas im Strahlrohr (hauptsächlich Wasserstoff) vorgestellt. Die beobachtete Reaktion

$$pp \rightarrow nX \tag{6.1}$$

ist durch genaue Messungen und Monte–Carlo–Simulationen sehr gut bekannt. Im Abstand von einigen Wochen werden bei H1 zwischen den normalen Strahlzeiten bei guten Protonenstrahlbedingungen solche "p–Gas"–Messungen durchgeführt und zur Überprüfung und Kalibration des FNC genutzt. Um in kurzer Zeit hohe Ereignisraten zu erzielen, wird dabei nur der FNC–Trigger aktiviert und nur die FNC–Elektronik ausgelesen. Man erreicht dann ungefähr $10^5$ Ereignisse in $\sim 25\,\mathrm{min}$.

## 6.1 Position des Presamplers im HERA–Tunnel

Im HERA–Tunnel herrscht ein permanenter Platzmangel, da sich die gesamte Technik um die Strahlrohre herum konzentriert. Auch der Presampler ist davon betroffen, es war nur möglich ein kleines Zusatzgerät zu bauen und zu installieren. Seine Position relativ zum Hauptkalorimeter zeigt Abbildung 6.1. Das Zentrum des Presamplers (d.h. des sensitiven Teils) befindet sich $\sim 210\,\mathrm{mm}$ unterhalb des Protonenstrahlrohrs und $\sim 25\,\mathrm{mm}$ links der Mitte des Moduls 6 des Hauptkalorimeters. Die letzte Szintillatorplatte ist $\sim 35\,\mathrm{mm}$ von der Front des alten FNC entfernt.
Es war nicht möglich, den Presampler in der 0 Grad–Richtung zu zentrieren. Abbildung 6.2 deutet die Region an, die ungefähr dem Akzeptanzbereich des Experiments entspricht. Die Modulgrenzen sind durch gestrichelte Linien markiert, das Zentrum des Presamplers durch einen schwarzen Punkt.

Die Signale der Photomultiplier werden nicht im Tunnel selbst verarbeitet, sondern durchlaufen, wie beim Hauptkalorimeter, $\sim 140\,\mathrm{m}$ lange Koaxialkabel, um zur Elektronik zu gelangen, die sich außerhalb des HERA–Tunnels befindet.

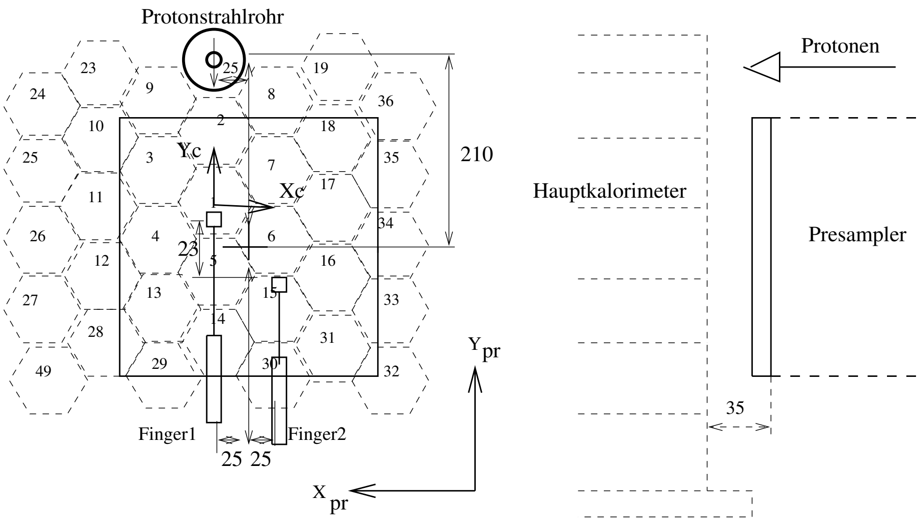


*Abbildung 6.1: Position des Presamplers zum Hauptkalorimeters. Die x–Richtungen der beiden Kalorimeter sind entgegengerichtet. Alle Maßangaben sind in* mm*. Die beiden Fingerzähler dienen zur Überprüfung der Ortsauflösung.*

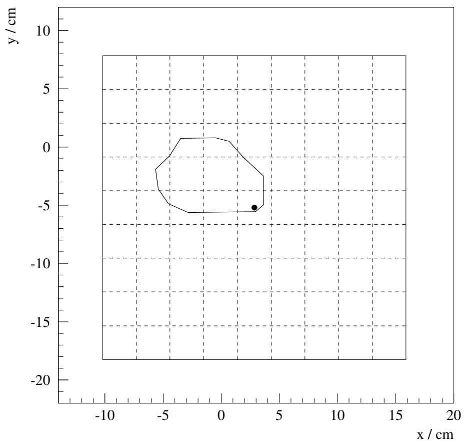


*Abbildung 6.2: Akzeptanzbereich des Presamplers bei H1.*

Anstelle der Ladungs–ADCs, die beim Teststrahl verwendet wurden, setzt man bei H1 FADCs ("*Flash Analog to Digital Converter*") ein, die auch für hohe Ereignisraten geeignet sind. FADCs ermitteln die Signalgröße über die Spannung $U$, die die Photomultiplier liefern. Das Gesamtsignal wird durch eine Integration der Spannung über die Zeit gewonnen. Wegen der Digitalisierung ist dies kein kontinuierlicher Prozeß, man nähert die Integration durch eine Treppenfunktion an. Die Messung der Spannung erfolgt mit einer Wiederholungsrate von 104 MHz. Das dadurch definierte Zeitintervall von 9.6 nsec entspricht dem zehnten Teil der Zeit zwischen zwei Durchgängen von Teilchenpaketen durch die Wechselwirkungszone.

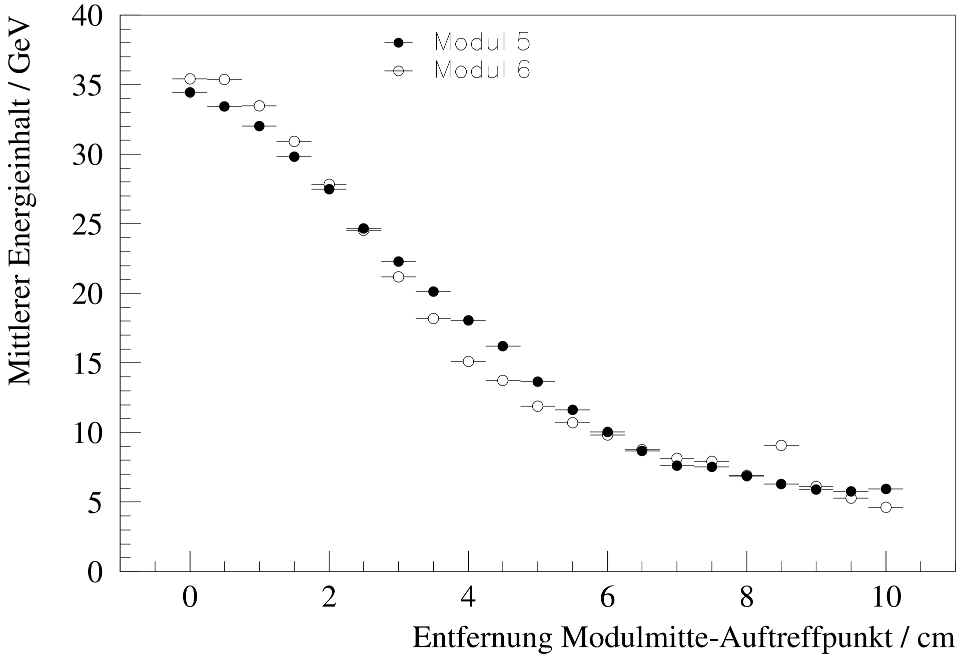


*Abbildung 6.3: Relative Kalibration des Presamplers. Abgebildet ist die mittlere Energie eines Moduls in Abhängigkeit von der Entfernung seines Zentrums zum Auftreffpunkt. Es wurden nur $\gamma$–Ereignisse berücksichtigt.*

## 6.2 Relative Kalibration im HERA–Tunnel

Die Verhältnisse der in den Teststrahlmessungen ermittelten Kalibrationskonstanten sollten, zumindest anfangs, ihren Wert nicht ändern. Im Laufe der Zeit können jedoch äußere Einflüsse dies bewirken, z.B.

- Ersetzung eines Photomultipliers.
- Änderung der optischen Kontakte.
- Strahlenschäden an Szintillatorplatten oder wellenlängenschiebenden Fasern.
- Änderung der elektrischen Kontakte.
- Änderung der Dynamik der Photomultiplier.

Man muß daher die relative Kalibration überwachen und im Bedarfsfall nachregulieren.

Eine Möglichkeit dazu ist das Monitoring (siehe Abschnitt 4.3.3). Es wird benutzt, um kurzfristige Schwankungen zu korrigieren. Das Signal der Kalorimeter ist sowohl mit der Ereignisrate als auch mit der im Tunnel herrschenden Temperatur korreliert. Über das definierte Signal der LEDs kann man diese kurzfristigen Schwankungen in der Analyse berücksichtigen.

Bei langfristigen Änderungen muß man eine andere Methode anwenden. Die einfachste Möglichkeit dafür stellen die p–Gas–Messungen dar. Im Fall einer korrekten relativen Kalibration ist für jedes Modul die Abhängigkeit des mittleren, relativen Energieinhaltes von der Entfernung der Modulmitte zum Auftreffpunkt identisch. Bei einer falschen relativen Kalibration sind die Kurven systematisch gegeneinander verschoben. In Abbildung 6.3 ist die Abhängigkeit für die zwei Module 5 und 6 aufgetragen. Als Datensatz wurde der p–Gas-Run 232083 vom 20. Januar 1999 benutzt. Der Verlauf des mittleren Energieinhaltes stimmt in guter Näherung für beide Module überein. Die systematischen Abweichungen im Bereich von 4 cm deuten jedoch daraufhin, daß bereits kleinere Abweichungen auftreten, die man nachkorrigieren muß.

## 6.3 Absolute Normierung des FNC

Auch die absolute Normierung des FNC liegt nicht von vorneherein fest, da der Presampler einerseits noch nicht auf Hadronen geeicht wurde und andererseits das Hauptkalorimeter seine Amplitude gegenüber früheren Messungen geändert haben kann. Da man im HERA–Tunnel keinen Teilchenstrahl fester Energie zur Verfügung hat, greift man auch hier wieder auf die p–Gas–Daten zurück.
In einem ersten Schritt betrachtet man nur Ereignisse, die ihre Energie ausschließlich im Hauptkalorimeter deponieren. Das auftretende Energiespektrum ist aus früheren Messungen und Monte–Carlo–Simulationen hinreichend gut bekannt, um als Normierungsreferenz verwendet zu werden. Da die relative Kalibration der Module auf andere Art gewonnen wird (siehe letzter Abschnitt), muß man nur noch die absolute Signalgröße bestimmen. Dafür kann man z.B. einen ausgezeichneten Punkt des Spektrums verwenden. Besonders geeignet ist das Maximum. Durch Vergleich seiner Lage mit der erwarteten kann man den Faktor bestimmen, um den die deponierte Energie zu hoch oder zu niedrig angezeigt wird. Abbildung 6.4 zeigt ein typisches Spektrum eines p–Gas–Runs von Ereignissen, die nur im Hauptkalorimeter stattfinden.
Für die Normierung des Presamplers stehen nun mehrere Möglichkeiten zur Auswahl:

- Man betrachtet Ereignisse, bei denen die gesamte Energie im Presampler deponiert wird. Diese entsprechen den $\gamma$–Quanten, die elektro–magnetische Schauer auslösen. Ihr Energiespektrum kann mit dem erwarteten Spektrum verglichen werden. Diese Methode liefert allerdings nicht die Normierung für hadronische Ereignisse. Ein typisches unnormiertes $\gamma$–Spektrum eines p–Gas–Runs zeigt Abbildung 6.5. Das Neutronenspektrum des Presamplers ist für diese Methode nur bedingt geeignet, da zusätzlich zum Spektrum der $\gamma$–Quanten noch die Energiedeposition im Kalorimeter simuliert werden muß.

- Man nutzt aus, daß das Hauptkalorimeter bereits richtig normiert ist und betrachtet nur Ereignisse, bei denen die Energie sich auf beide Detektorkomponenten verteilt. Bei einer falschen Normierung des Presamplers wird das Spektrums eine leichte Verschiebung aufweisen, die durch korrekte Normierung des Presamplers ausgeglichen wird.

- Bei Ereignissen, die ihre Energie in beiden Detektorteilen deponieren, teilt sich die Energie im Mittel ab einer gewissen Mindestenergie in energieunabhängigen

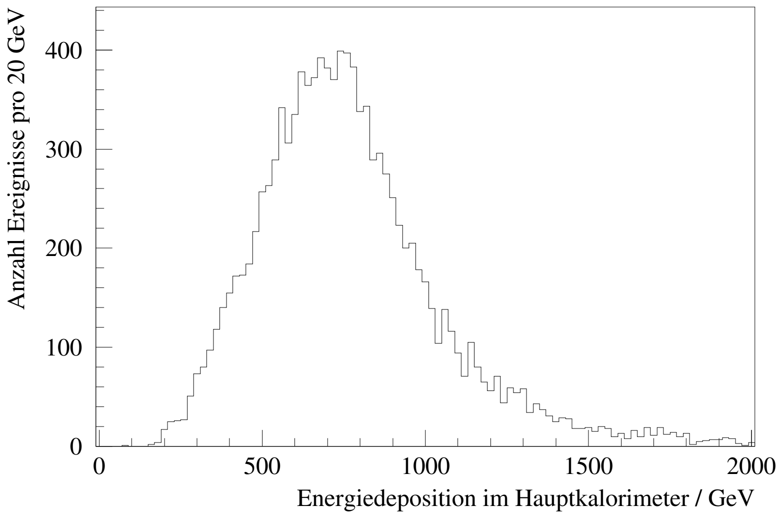


*Abbildung 6.4: Energiespektrum von p–Gas–Ereignissen im Hauptkalorimeter. Es wurden nur Ereignisse ausgewählt, die keine Energie im Presampler deponieren. Es handelt sich hier also um ein Spektrum von Neutronen. Das Spektrum ist noch nicht auf die richtige Energie normiert.*

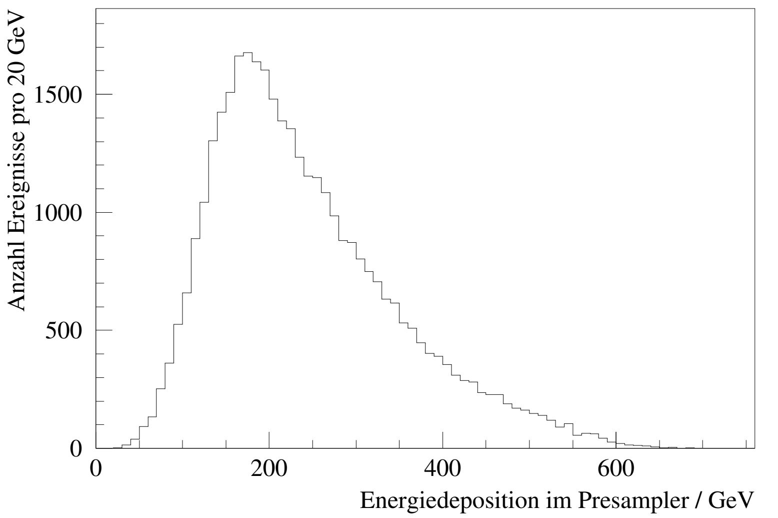


*Abbildung 6.5: Energiespektrum von p–Gas–Ereignissen im Presampler. Es wurden nur Ereignisse ausgewählt, die ihre Energie nahe vollständig im Presampler deponieren. Es handelt sich hier also um ein Spektrum von $\gamma$–Quanten. Das Spektrum wurde noch nicht auf die richtige Energie normiert.*

Anteilen auf die beiden Komponenten des FNC auf. Diese Anteile sind aus Monte–Carlo–Simulationen bekannt und der Energieinhalt des Presamplers kann entsprechend an den des Hauptkalorimeters angepaßt werden.

Um ein möglichst gutes Ergebnis zu erzielen, kann man diese Methoden auch kombinieren. Da die Analyse der Daten des Jahres 1998 noch nicht begonnen wurde, liegen noch keine genauen Werte für die Normierung vor.

## 6.4 Energiedeposition im Presampler für hadronische Schauer

In den Abschnitten 5.4.1 und 5.4.2 wurde bereits angesprochen, daß der Presampler keine ausreichende Ausdehung in longitudinaler und transversaler Richtung besitzt, um einen hadronischen Schauer vollständig zu erfassen. Die Energie, die nicht im Detektor deponiert wird, bezeichnet man als "*Leakage*". Ein Teil des Leakage wird durch das Hauptkalorimeter aufgefangen, der Rest geht im Tunnel verloren.
Mit Hilfe der Simulation kann man die Energieanteile, die den Presampler verlassen, abschätzen. Dafür wurde der Presampler in der Simulation von einer sensitiven Luftschicht umgeben, die jedes Teilchen, das den Detektor verläßt, durchfliegt. So kann man die Gesamtenergie, die im Detektor deponiert wird, abschätzen. Die Schicht wurde dabei so angeordnet, daß zwischen Teilchen, die das Hauptkalorimeter erreichen, und solchen, die im Tunnel verloren gehen, unterschieden werden kann.
Für den Leakage, der nicht das Hauptkalorimeter erreicht, zeigt Abbildung 6.6 den simulierten Verlauf in Abhängigkeit von der Energie des auftreffenden Teilchens. Bei kleinen Teilchenenergien ist dieser Leakage hoch, da bereits Teilchen mittlerer Energie, die den Detektor verlassen, einen hohen Anteil der Gesamtenergie tragen. Der Abfall ist exponentiell. Ab einer Energie von $\sim 100\,\mathrm{GeV}$ stagniert der Anteil bei 3%. Für hohe Energien kann man den seitlichen Leakage vernachlässigen, da er durch die Normierung automatisch ausgeglichen wird.
Der Leakage durch die Rückwand folgt ebenfalls einem exponentiellen Verlauf, wie Abbildung 6.7 zeigt. Schauer geringer Energie werden noch zum großen Teil im Presampler erfaßt, jedoch steigt der Anteil, der durch die Rückwand entweicht, schnell an und erreicht ab einer Energie von $\sim 100\,\mathrm{GeV}$ bei etwa 61% einen konstanten Wert. Im interessanten Energiebereich $> 400\,\mathrm{GeV}$ erwartet man also, daß gut 60% der Energie den Presampler verläßt und das Hauptkalorimeter erreicht. Die tatsächliche Verteilung der Energie wird durch Rückstreuung in den Presampler noch verändert. Für hohe Energien wird im Mittel $\sim 46\%$ der Energie im Presampler deponiert. In Abbildung 6.8 ist das Verhältnis der Presamplerenergie zur Gesamtenergie für einen p–Gas–Run aufgetragen. Es wurden nur hochenergetische Neutronen ($> 400\,\mathrm{GeV}$) betrachtet, die bereits im Presampler einen Teil ihrer Energie deponierten. Aufgrund der großen Fluktuationen, die bei hadronischen Schauern auftreten, schwanken die Werte von Ereignis zu Ereignis sehr stark.

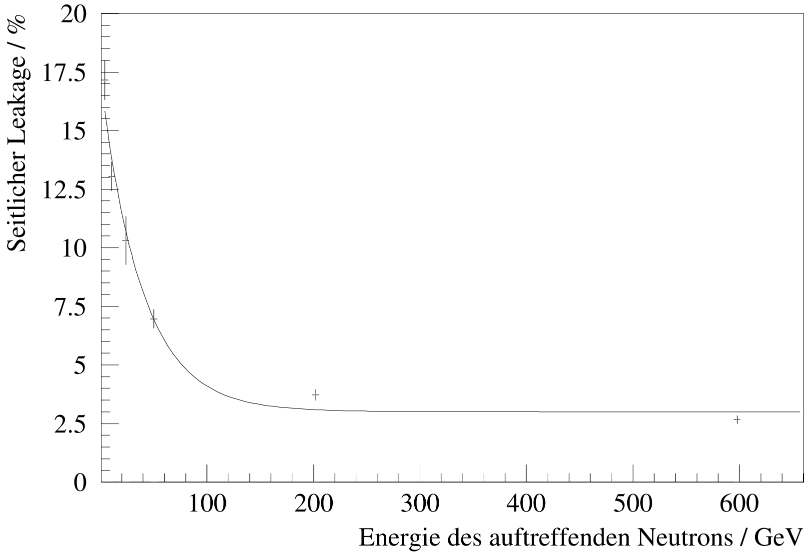


*Abbildung 6.6: Seitlicher Leakage des Presamplers. Der Anteil in % bezieht sich jeweils auf die Energie des einfallenden Teilchens. Es wurden nur Ereignisse betrachtet, die zu einer realen Energiedeposition im Presampler führen.*

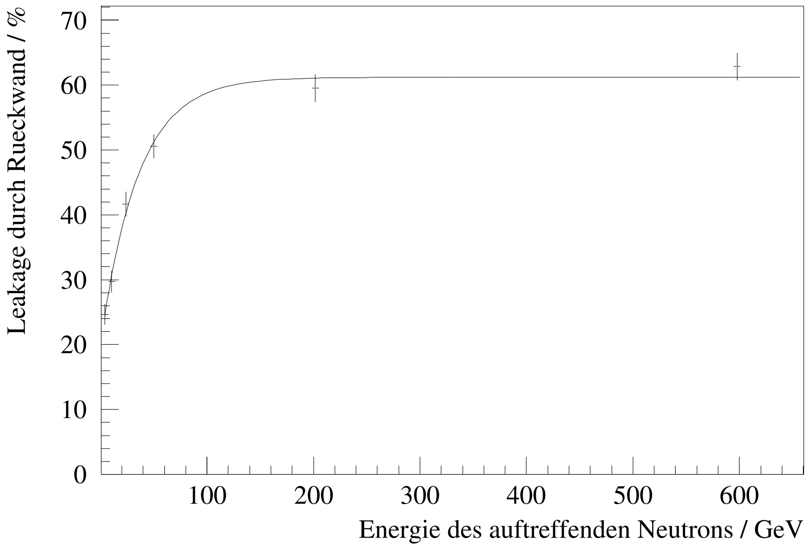


*Abbildung 6.7: Leakage des Presamplers durch die Rückwand. Der Anteil der Energie bezieht sich auf die Energie des auftreffenden Teilchens.*

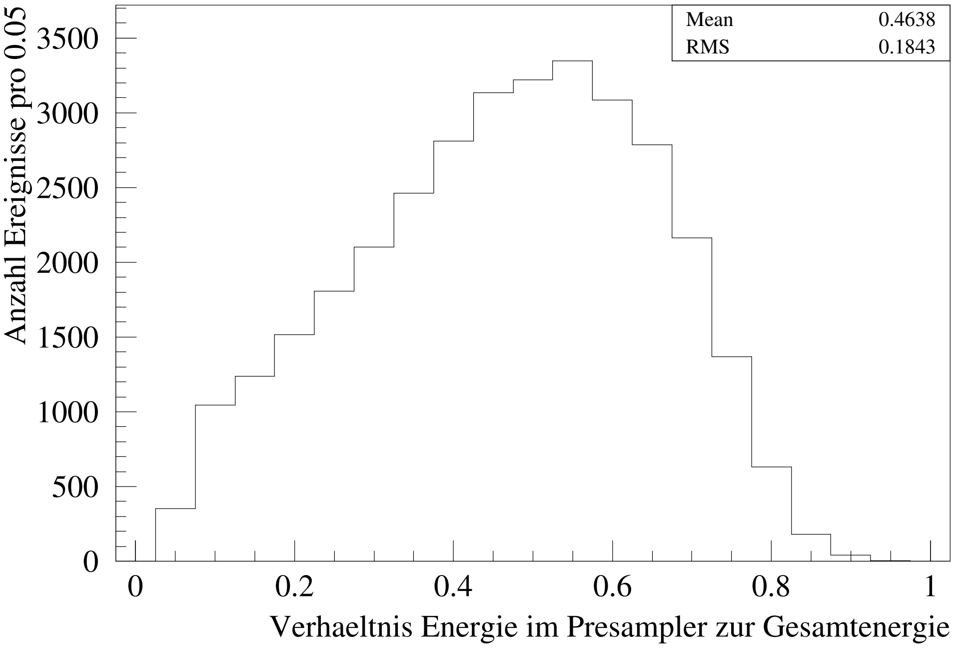


*Abbildung 6.8: Energieanteil des Presamplers an der Gesamtenergie. Als Datensatz wurde Run* 232083 *benutzt.*

## 6.5 Erste Ergebnisse

### 6.5.1 Das Energiespektrum

Während des alleinigen Betriebes des Hauptkalorimeters konnte man eine permanente Abnahme der Absorptionslänge der Szintillatorfasern beobachten. Dadurch wurden hadronische Schauer, die erst sehr spät im Kalorimeter begannen, in ihrer Energie deutlich überschätzt und es entstand ein "*Tail*" im Energiespektrum zu hohen Energien hin. Abbildung 6.9 zeigt ein Energiespektrum des Hauptkalorimeters. Hier wurden nur Ereignisse betrachtet, die keine Energiedeposition im Presampler besitzen (Punkte).
Zum Vergleich mit der theoretischen Vorhersage wurde mit Hilfe eines Monte–Carlo–Verfahrens das erwartete Spektrum auf der Grundlage des Meson–Austausch–Modells generiert (durchgezogene Linie). Beide Spektren, das gemessene und das berechnete, wurden auf dieselbe Anzahl Ereignisse im Energiebereich$>$ 400 GeV normiert. Dies ist der Bereich, in dem man eine gute Vorhersage erwartet. Um Übereinstimmung zu erreichen, mußte eine "*Smearing*"–Funktion benutzt werden, die Hintergrund und Absorptionslänge durch "ausschmieren" der Energie simuliert. Die gezeigten Werte entsprechen einer Verschmierung von 25%, ein deutliches Zeichen für eine sehr schlechte Energieauflösung.
Abbildung 6.10 zeigt dasselbe Energiespektrum. Diesmal wurden jedoch hadronische Ereignisse ausgewählt, die bereits einen Teil ihrer Energie im Presampler deponieren.

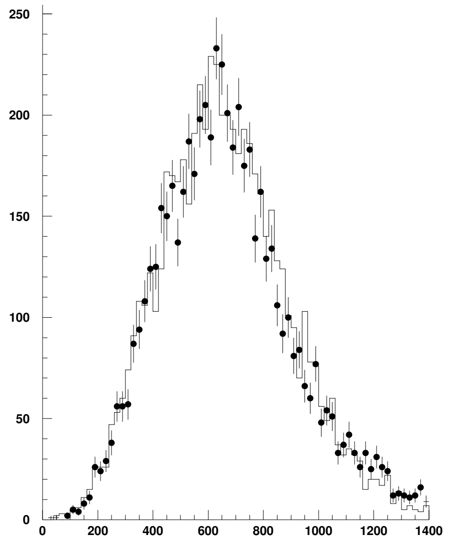


*Abbildung 6.9: Energiespektrum des Hauptkalorimeters ohne den Presampler. Die p–Gas–Daten sind als Punkte eingetragen, die mit Hilfe des Pionaustauschmodells ermittelten Monte–Carlo–Werte als durchgezogene Linie. Um Übereinstimmung zu erzielen, mußte die simulierte Energieverteilung um 25% verschmiert werden. Die x–Achse zeigt die Energie in* GeV *dar, die y–Achse die Anzahl der Ereignisse pro* 20 GeV.

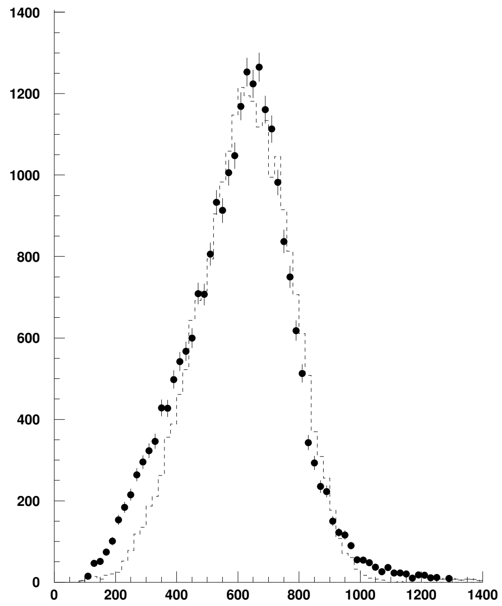


*Abbildung 6.10: Enenergiespektrum mit Presampler. Die Abbildung ist analog zu Abbildung 6.9, nur daß hier nur Neutronen betrachtet wurden, die bereits im Presampler aufzuschauern beginnen. Die x–Achse zeigt die Energie in GeV, die y–Achse die Anzahl der Ereignisse pro* 20 GeV.

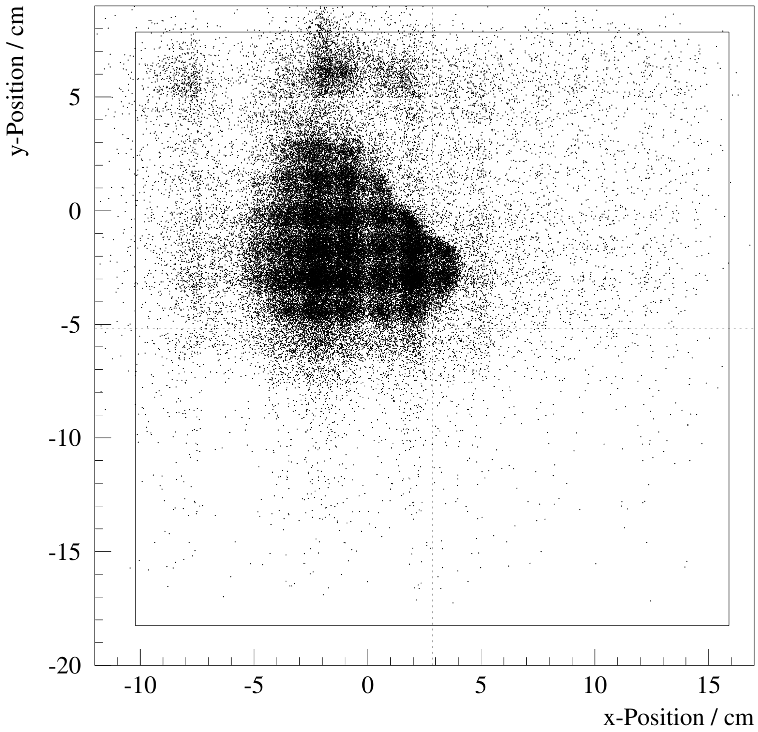


*Abbildung 6.11: Rekonstruierte Auftreffpunkte für p–Gas–Ereignisse. Die Frontplatte des Presamplers ist als Umriß eingezeichnet, das Zentrum durch gestrichelte Linien markiert. Es wurden alle Ereignisse des Runs* 232083 *eingetragen, die zumindest einen Teil ihrer Energie im Presampler deponierten.*

Normiert wurde ebenfalls wie oben. Die gezeigte Übereinstimmung der Spektren wurde mit einer wesentlich geringeren Energieverschmierung erzielt, sie lag im Bereich von 10%. Der *Tail* konnte zum großen Teil unterdrückt werden, jedoch nicht vollständig, wie man im Energiebereich $> 1000\,\mathrm{GeV}$ sehen kann, in dem die gemessene Verteilung noch deutlich über der berechneten liegt.

### 6.5.2 Rekonstruktion des Auftreffpunktes

Zur Überprüfung der Rekonstruktion des Auftreffpunktes liegen keine Monte–Carlo–Daten vor. Man kann nur indirekte Schlüsse aus den erzielten Ergebnissen ziehen. Abbildung 6.11 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Auftreffpunkte auf der Frontseite des Presamplers für alle Ereignisse eines p–Gas–Runs, die zumindest einen Teil ihrer Energie im Presampler deponieren. Die Modulränder sind schwach als Gebiete geringerer Punktdichte zu identifizieren. Die Randmodule sind noch gut durch die beim Wechseln der Rekonstruktionsmethode entstehende Unstetigkeit der Punktdichte zu erkennen. Hier muß in Zukunft eine bessere Rekonstruktionsmethode entwickelt werden. Das Akzeptanzgebiet des Presamplers, das schon in Abbildung 6.2 skizziert

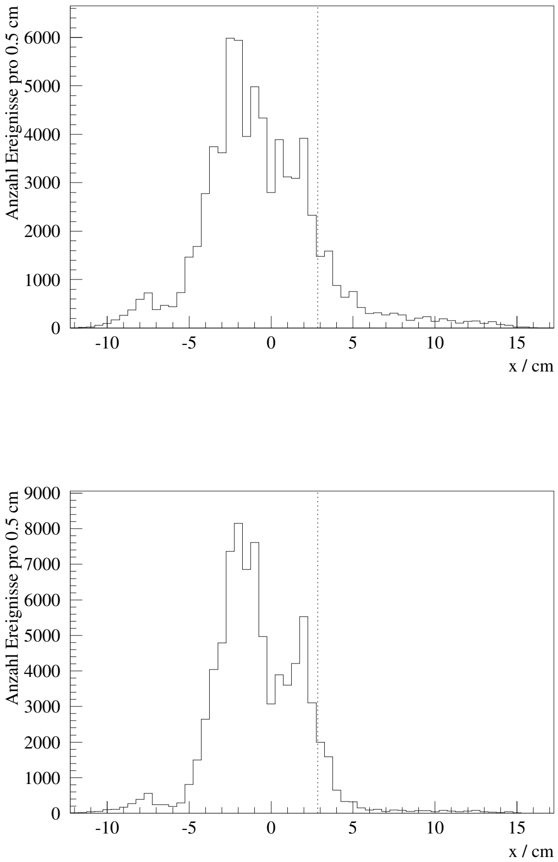


*Abbildung 6.12: Rekonstruierte x–Koordinaten des p–Gas–Runs* 232083. *Das obere Bild zeigt die absolute Häufigkeit für $\gamma$–Quanten, das untere für Neutronen.*

war, findet man in diesem Bild ebenfalls wieder. Fast alle rekonstruierten Ereignisse liegen in ihm. Das Zentrum des Presamplers ist durch die gestrichelten Linien markiert. Einen genaueren Eindruck von der Punktdichte vermittelt Abbildung 6.12, die die absoluten Häufigkeiten der x–Koordinaten der rekonstruierten Punkte zeigt, getrennt nach $\gamma$–Quanten und Neutronen. Man sieht, daß die Verteilung für $\gamma$–Quanten weitgehend homogen ist, während für Neutronen die Modulgrenzen noch gut erkennbar sind. Die Simulation hadronischer Schauer war also nicht ausreichend genau, um eine gute Rekonstruktionsformel zu erhalten. Am linken Rand beider Verteilungen erkennt man den Dichtesprung beim Übergang in die äußeren Module.

The important thing is not to stop questioning.

*Albert Einstein*

# Kapitel 7

# Zusammenfassung und Ausblick

Im Frühjahr 1998 wurde der Presampler als Erweiterung des Neutronenkalorimeters FNC im HERA–Tunnel installiert. Seit Beginn der Strahlzeit im Mai des gleichen Jahres werden die Messungen des FNC mit dem erweiterten Kalorimeter durchgeführt. In dieser Arbeit wurde — neben der Beschreibung des Aufbaus des Presamplers und seiner prinzipiellen Funktionsweise — untersucht, welche Verbesserungen die neue Anordnung gegenüber der alleinigen Nutzung des Hauptkalorimeters besitzt. Außerdem wurde ausführlich über die Ergebnisse der Teststrahluntersuchungen und der Kalibrierung des Detektors berichtet.
Da bei den Teststrahlmessungen als Testteilchen nur Positronen mit einer Energie von maximal 4 GeV zur Verfügung standen, wurde zur genaueren Untersuchung des Presamplers auf ein Monte–Carlo–Simulationsprogramm auf der Grundlage von GEANT zurückgegriffen. Auf diese Weise war es möglich, das Verhalten des Detektors auch in den Energiebereichen genauer zu studieren, die bei den Messungen im Rahmen von H1 auftreten. Im Energiebereich, in denen Simulation und Teststrahlmessungen verglichen werden können, wurde eine gute Übereinstimmung zwischen beiden festgestellt.
Im Rahmen der Teststrahlmessungen wurden die Module des Presamplers relativ zueinander kalibriert. Wie erste Ergebnisse von Messungen mit Protonen–Strahl–Gas zeigen ist die relative Kalibration der Module zueinander nach fast einem Jahr weitgehend unverändert geblieben. Mit Hilfe der p–Gas–Messungen kann auch die absolute Normierung des Gesamtdetektors durchgeführt werden.
Erste Abschätzungen ergeben, daß die Energieauflösung des FNC durch den Einsatz des Presamplers erheblich gesteigert werden konnte. Für elektro–magnetische Schauer beträgt sie nun ungefähr $1.5\% \oplus \frac{20\%}{\sqrt{E}}$. Die longitudinale Segmentierung ermöglicht es, bei der Analyse Schauer auszuwählen, die bereits im Presampler beginnen. Mit dieser Methode kann man die Schauer unterdrücken, die erst sehr spät im Detektor beginnen und deren Energie überabgeschätzt wird. Der störende “*Tail*” zu höheren Energien des Energiespektrums hin verschwindet.
Die Ortsauflösung konnte im niederenergetischen Bereich deutlich gesteigert werden, der Grenzwert zu hohen Energien hin blieb mit $\sim 2.4\,\mathrm{mm}$ nahezu unverändert und entspricht einer Winkelauflösung von ungefähr $\pm 50\,\mu\mathrm{rad}$ für ein Neutron mit einer Energie von 500 GeV. Sowohl die Energie– als auch die Ortsauflösung verbessern sich erwartungsgemäß proportional zu $\frac{1}{\sqrt{E}}$.
Da elektro–magnetische Schauer nahezu ihre gesamte Energie im Presampler deponie-

ren, ist die Unterscheidung zwischen elektro–magnetischen und hadronischen Schauern sehr einfach und effizient geworden.
Während der Strahlzeit 1999 wird der Presampler genau wie im Vorjahr zusammen mit dem Hauptkalorimeter betrieben. Im Jahr 2000 ist geplant, das durch Strahlenschäden in seiner Funktionsweise beeinträchtigte Hauptkalorimeter durch ein neues Gerät zu ersetzen, um so die Leistungsfähigkeit des FNC weiter zu steigern. Der neue Detektor wird ebenfalls ein Blei–Szintillator–Sandwich–Kalorimeter sein und zusammen mit dem Presampler betrieben werden. Die Beobachtung der vorwärtsgestreuten neutralen Teilchen wird bei H1 noch mehrere Jahre lang fortgesetzt werden und sicherlich noch wichtige Beiträge zur physikalischen Grundlagenforschung leisten können.

# Anhang A

# Tabellarische Übersicht über den Presampler

| Plattenart | Länge [ mm ] | Breite [ mm ] | Höhe [ mm ] | Flächendichte [g cm$^{-2}$] |
|---|---|---|---|---|
| Szintillator, dünn | 2.6 | 302 | 302 | 0.27 |
| Szintillator, dick | 5.2 | 302 | 302 | 0.54 |
| Blei, dünn | 7.5 | 302 | 302 | 8,51 |
| Blei, dick | 14.0 | 302 | 302 | 15.89 |

| | |
|---|---|
| Szintillatorplatten | $C_6H_5CH = CH_2$ |
| Blei | Hartbleiplatten mit 4% Antimon–Anteil |
| wellenlängenschiebende Fasern | Bicron BCF-91A, rund, DM 1.2 mm |
| Szintillatorebenen | 24 |
| Module pro Ebene | 9 |
| Fasern pro Ebene | 45 |
| Fasern pro Modul | $12 \times 5 = 60$ |
| Strahlungslänge $X_0$ | 5.8 mm |
| kritische Energie $E_C$ | 9.6 MeV |
| Molière–Radius $R_M$ | 12.7 mm |
| nukleare Wechselwirkungslänge $\lambda_I$ | 175.3 mm |
| Länge | $\sim$ 416 mm |
| | $\sim 63\, X_0$ |
| | $\sim 1.63\, \lambda_I$ |
| Durchmesser (sensitiver Teil) | $\sim$ 369 mm |
| | $\sim 64\, X_0$ |
| | $\sim 2.1\, \lambda_I$ |
| Modulbreite | $\sim$ 29 mm |
| sensitive Breite | $\sim$ 261 mm |

| Modulnummer | Spannung [V] | Modulnummer | Spannung [V] |
|---|---|---|---|
| 1 | 1630 | 10 | 1658 |
| 2 | 1739 | 11 | 1728 |
| 3 | 2071 | 12 | 1605 |
| 4 | 1774 | 13 | 1615 |
| 5 | 1620 | 14 | 1740 |
| 6 | 1511 | 15 | 1780 |
| 7 | 1673 | 16 | 1848 |
| 8 | 1724 | 17 | 1780 |
| 9 | 1860 | 18 | 1817 |

| Modulnummer | Kalibrations–konstante $[\frac{\text{MeV}}{Signal}]$ | Modulnummer | Kalibrations–konstante $[\frac{\text{MeV}}{Signal}]$ |
|---|---|---|---|
| 1 | 1.659(6) | 10 | 1.567(5) |
| 2 | 1.674(6) | 11 | 1.684(5) |
| 3 | 1.675(6) | 12 | 1.659(5) |
| 4 | 1.676(5) | 13 | 1.653(6) |
| 5 | 1.679(6) | 14 | 1.688(5) |
| 6 | 1.702(6) | 15 | 1.662(6) |
| 7 | 1.816(7) | 16 | 1.639(6) |
| 8 | 1.705(5) | 17 | 1.660(5) |
| 9 | 1.576(5) | 18 | 1.668(6) |

**Energieauflösung:**

$$\frac{\sigma}{E} = 3.99(7)\% \oplus \frac{19.1(6)\%}{\sqrt{E}} \qquad \text{für elektro–magnetische Schauer}$$

$$\frac{\sigma}{E} = 10(2)\% \oplus \frac{40(10)\%}{\sqrt{E}} \qquad \text{für hadronsiche Schauer}$$

**Ortsauflösung:**

$$\delta x = 2.41(3)\,\text{mm} \oplus \frac{5.7(2)\,\text{mm}}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \qquad \text{für elektro–magnetische Schauer}$$

$$\delta x = 3.8(5)\,\text{mm} + \frac{12.3(4.1)\,\text{mm}}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \qquad \text{für hadronsiche Schauer}$$

# Anhang B

# Zeichnungen des Aluminiummantels

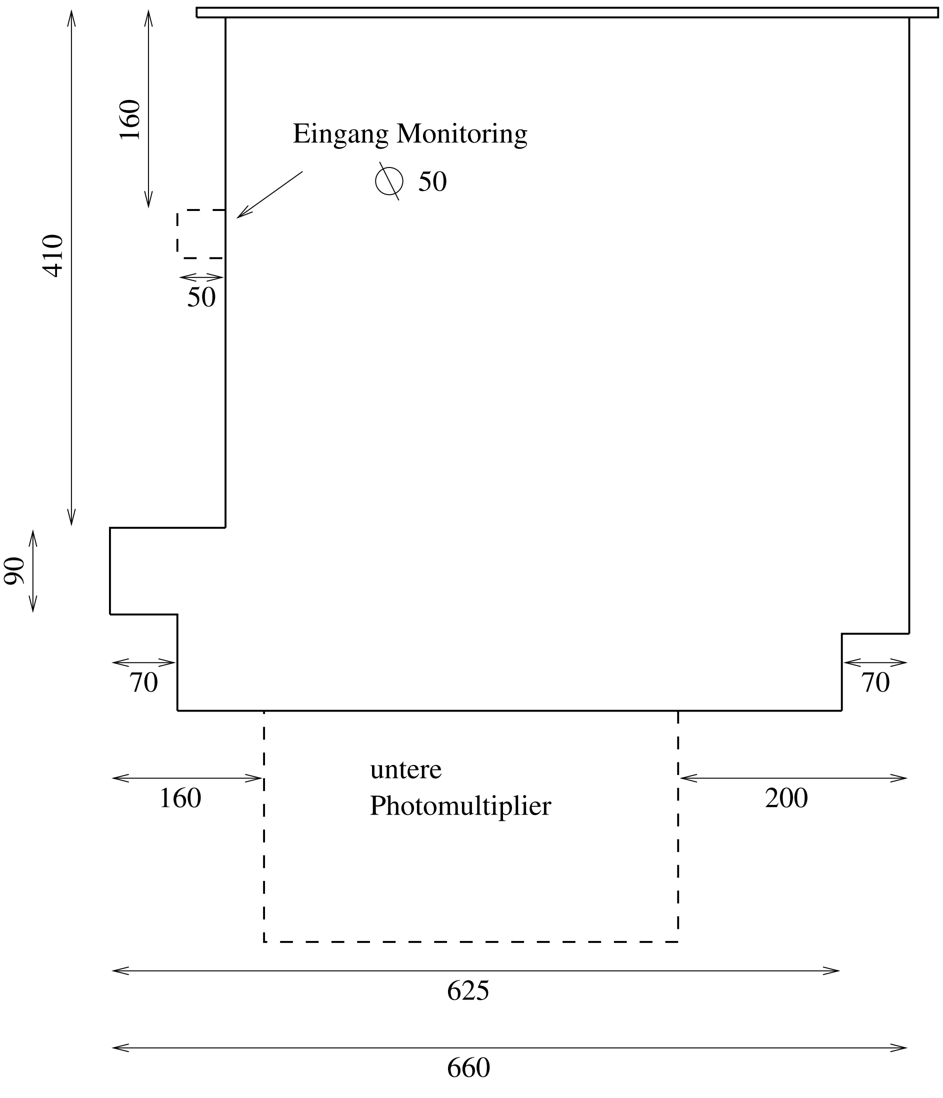


*Abbildung B.1: Frontseite des Presampler–Aluminiummantels. Alle Maßangaben sind in mm.*

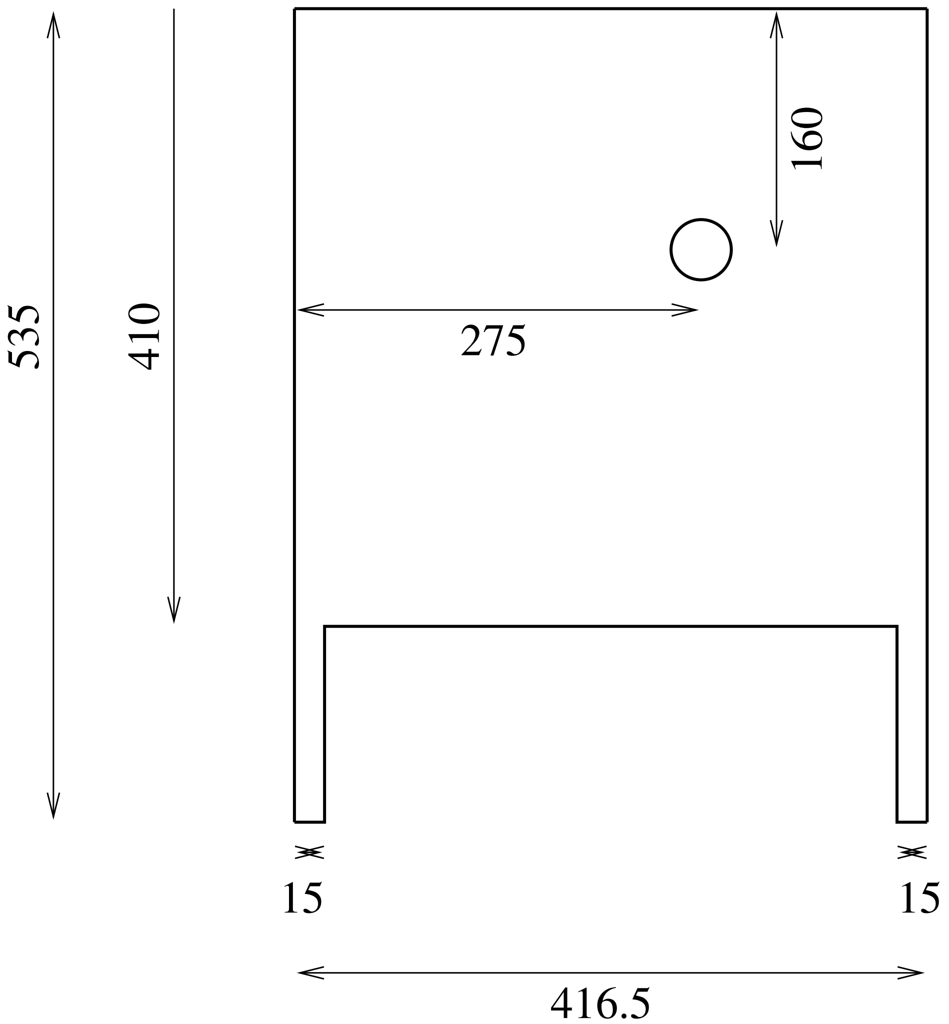


*Abbildung B.2: Seitenwand des Presampler–Aluminiummantels. Alle Maßangaben sind in mm.*

# Abbildungsverzeichnis

# Tabellenverzeichnis

# Literaturverzeichnis


[FaL82] C.W. **Fabjan** und T. **Ludlam**
*Ann. Rev. Nucl. Part Sci.* **32***(1982)335*

[GEA94] CERN Program Library Long Writeup W5013
*GEANT – Detector Description and Simulation Tool*
Genf (1994)

[H1C97] **H1 Kollaboration**
*Leading Neutron Production in Deep Inelastic Scattering at HERA*
Interner Bericht
Jerusalem (1997)

[Bec95] M. **Beck** et al.
*Proposal for a Forward Neutron Calorimeter for the H1 Experiment at DESY*
Heidelberg (1995)

[Dem97] W. **Demtröder**
*Experimentalphysik 4:*
*Kern–, Teilchen– und Astrophysik*
Springer Verlag
Kaiserslautern (1997)

[Fer87] Th. **Ferbel**
*Experimental Techniques in High Energy Physics*
Addison–Wesley Publishing Company, Inc.
Rochester, NY (1987)

[Hil87] E. **Hilger**
*Nucl. Instr. and Meth.* **A 257***(1987)488*

[Ing97] G. **Ingelman** et al.
*Comp. Phys. Comm.* **101***(1997)108*

[Kob91] M. **Kobayashi** et al.
*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*
**A305***(1991)401-405*

[Kop96] B. **Kopeliovich**, B. **Povh** and I. **Potashnikova**
*Z. Phys.* **C73***(1996)125*

[Leo87] W.R. **Leo**
*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*
Springer Verlag
Lausanne (1987)

[Liv95] M. **Livan**, V. **Vercesi** and R. **Wigmans**
*Scintillating–Fibre Calorimetry*
CERN 95–02
Genf (1995)

[Lon75] E. **Longo** und I. **Sestili**
*Nucl. Instr. and Meth.* **128***(1975)283*

[Lyt01] L. **Lytkin**
*Persönliche Mitteilung*

[Brk96] M. **Brkić**
*Doktorarbeit:*
*A Study of Leading Neutrons in $\gamma p$ Collisions at HERA*
Hamburg (1996)

[Nac86] O. **Nachtmann**
*Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*
Vieweg
Braunschweig (1986)

[Nun96] Th.P. **Nunnemann**
*Diplomarbeit im Fachbereich Physik:*
*Aufbau und Test eines Kleinwinkelkalorimeters für das Experiment H1*
Heidelberg (1996)

[Nun99] Th.P. **Nunnemann**
*Doktorarbeit im Fachbereich Physik:*
*Measurement of Leading Neutron Production in Deep–Inelastic ep–Scattering at HERA*
Heidelberg (1999)

[Pov95] B. **Povh** et al.
*Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*
Springer Verlag
Berlin (1997)

[PRD94] The **American Physical Society**
*Physical Review* **D** *- Particles and Fields, Part I*
Woodbury (1994)

[Sau92] F. **Sauli**,
*Instrumentation in High Energy Physics*
World Scientific, Advanced Series on Directions in High Energy Physics – Vol9
Genf (1992)

[Sul72] J.D. **Sullivan**
*Phys. Rev.* **D5***(1772)1732*

[Tsa74] Y.S. **Tsai**
*Rev. Mod. Phys.* **46***(1974)815*

[Zol92] R. **Zoller**
*Z. Phys.* **C53***(1992)443*

## Mein Dank gilt ...


... Herrn Prof. B. Povh, der mir diese Arbeit ermöglicht und mich in diesem Jahr stets unterstützt hat.

... Herrn Prof. Siebert für seine freundliche Bereitschaft, das Zweitgutachten zu erstellen.

... meinen Eltern, ohne deren Unterstützung und Hilfe weder mein Studium noch diese Arbeit möglich gewesen wären.

... Thomas Nunnemann für seine Hilfsbereitschaft während der Durchführung der Arbeit und seinen großen Einsatz beim Korrekturlesen.

... Douglas "Doug" Jansen, der immer für Fragen zur Verfügung stand und bei dem es viel zu Lachen gab.

... Leonid Lytkin, der mir mit großer Geduld bei den vielen Details bzgl. des Detektors half und viele Fragen beantwortete.

... Ralf Todenhagen für seine wertvollen Tips am Anfang meiner Arbeit und das Simulationsprogramm, das meine Arbeit sehr erleichterte.

... Armen Bunyatyan, Vitali Dodonov, Wieland Hobrich, Fabio Metlica und Irina Potashnikova für die gute Atmosphäre in der Gruppe.

... Walter Brückner für seine wichtige Arbeit am Computersystem und der Elektronik.

... Christian Busch, Uwe Dersch, Guido Dirkes, Ivo Eschrich, Boris Kopeliovich, Henning Krüger, Priv.–Doz. Josef Pochodzalla, Murray Moinester, Tina Schati, Claudia Schröder, Jürgen Simon, Oliver Thilmann und Klaus Vorwalter, die maßgeblich dazu beigetragen haben, daß die Zeit am Max–Planck–Institut eine schöne Zeit wurde.

... Christian Konz für seine Freundschaft und die schöne Zeit, die wir zusammen hatten.

... Abigail Katona, ebenfalls für ihre Freundschaft und die schöne Zeit. Lachen ist immer gut!

... Josefine Kreuz, meiner Schwester, für ihre Unterstützung und für das Korrekturlesen der Arbeit.

... Birgit Bonni, für die lustige Zeit und die gemeinsamen sportlichen Aktivitäten.

... Natalie Hertlein für den regen Mailverkehr, sowohl für den ernsten als auch für den lustigen.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ____________________ Unterschrift: ____________________