

Fakultät für Physik und Astronomie  
Universität Heidelberg

Abgabe der Diplomarbeit  
am: 31.8.98 Hz. 76.

**Fakultät für Physik und  
Astronomie  
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

IHEP 98-14

Diplomarbeit  
im Studiengang Physik

vorgelegt von  
**Andreas Streich**  
aus Albstadt-Ebingen

1998

Aufbau und Test  
des VLQ-Kalorimeters

Die Diplomarbeit wurde von Andreas Streich ausgeführt am  
Institut für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg  
unter der Betreuung von  
Herrn Prof. Dr. K. Meier

## Zusammenfassung

Seit Juni 1998 ist in den H1-Detektor am Speicherring HERA eine neue Detektor-komponente, das VLQ-Spektrometer, eingebaut. Mit diesem Spektrometer können elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen unter kleinen Elektronen- bzw. Positronenstreuungswinkel (Very Low  $Q^2$ ) gemessen werden. Das Spektrometer besteht aus zwei Spurdetektoren und zwei elektromagnetischen Kalorimetern, die von August bis November 1997 mit einem Elektronenstrahl im Energiebereich von 1 GeV bis 6 GeV am DESY getestet wurden.

In dieser Arbeit werden Ergebnisse aus diesen Testmessungen vorgestellt. Eine Untersuchung der Linearität ergab keine Abweichungen in diesem Energiebereich. Die Auflösung als Funktion der Energie wurde für das erste Kalorimeter zu

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.16 \pm 0.01\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.00 \pm 0.02)^2 + \left(\frac{0.219 \pm 0.003GeV}{E}\right)^2}$$

und für das zweite Kalorimeter zu

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.17 \pm 0.02\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.03 \pm 0.02)^2 + \left(\frac{0.235 \pm 0.002GeV}{E}\right)^2}$$

bestimmt. Beide Kalorimeter wurden kalibriert. Außerdem wird ein einfacher Rekonstruktionalgorithmus vorgestellt.

## abstract

Since June 1998 a new subdetector, the VLQ-spectrometer, is installed in the H1-detector at HERA. Electromagnetic interacting particles could be measured by small electron or positron scattering angles (very low  $Q^2$ ) with this spectrometer. The spectrometer consists of two trackers and two electromagnetic calorimeters which were tested at DESY from august to november 1997 with an electronbeam adjustable from 1 GeV to 6 GeV.

In this thesis the results of the test measurements are presented. Deviations of linearity in this ernergy region could not be found. The resolution as function of the energy was determined to be

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.16 \pm 0.01\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.00 \pm 0.02)^2 + \left(\frac{0.219 \pm 0.003GeV}{E}\right)^2}$$

for the first calorimeter and

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.17 \pm 0.02\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.03 \pm 0.02)^2 + \left(\frac{0.235 \pm 0.002GeV}{E}\right)^2}$$

for the second calorimeter. Both calorimeter were calibrated. Besides a simple reconstruction algorithm is presented.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>HERA und der H1-Detektor</b>	<b>3</b>
2.1	Hadron-Elektron-Ringanlage . . . . .	3
2.2	H1-Detektor . . . . .	4
2.2.1	Spurdetektoren . . . . .	4
2.2.2	Kalorimeter . . . . .	6
2.2.3	Luminositätssystem . . . . .	7
2.2.4	Trigger . . . . .	8
2.3	Kinematik der e-p-Streuung . . . . .	9
<b>3</b>	<b>VLQ-Spektrometer</b>	<b>13</b>
3.1	Motivation . . . . .	13
3.2	Aufbau des VLQ-Spektrometers . . . . .	15
3.2.1	VLQ-Spurdetektor . . . . .	16
3.2.2	Elektromagnetische Kalorimeter . . . . .	16
3.2.3	VLQ-Kalorimeter . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Testmessungen</b>	<b>25</b>
4.1	Teststrahl und Meßaufbau . . . . .	25
4.1.1	Teststrahl . . . . .	25
4.1.2	Meßaufbau . . . . .	26
4.1.3	Meßprogramm . . . . .	29
4.2	Die Datenrekonstruktion . . . . .	29
4.2.1	Pedestalkorrektur . . . . .	29
4.2.2	Ortsrekonstruktion . . . . .	30
4.2.3	Energierrekonstruktion . . . . .	32
4.2.4	Energieschnitte . . . . .	35
*4.3	Kalibration . . . . .	38
4.3.1	Interkalibration . . . . .	38
4.3.2	Globaler Umrechnungsfaktor . . . . .	43
4.3.3	Ortsabhängige Energiekorrektur . . . . .	45
4.4	Auswertung . . . . .	47
4.4.1	Linearität . . . . .	47
4.4.2	Auflösung . . . . .	50



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Frage nach der Natur der Materie beschäftigt die Philosophen und Naturwissenschaftler seit langer Zeit. Schon im Altertum finden sich erste Ansätze, die zur heutigen modernen Physik geführt haben. Im Rahmen dieser Einleitung soll die geschichtliche Entwicklung der Elementarteilchenphysik skizziert werden.

### Das Atom

Der griechische Philosoph Leukipp und sein Schüler Demokrit (460-370) entwickelten schon früh den Atombegriff. Die Materie sollte demnach aus kleinsten, nicht weiter teilbaren Bausteinen, den Atomen ( $\alpha\tau\omicron\mu\omicron\varsigma$  - unteilbar), aufgebaut sein. Im Gegensatz zu dieser Atomhypothese stand die Kontinuumshypothese des Aristoteles (384-322), bei der die Materie ohne erkennbare Grenzen beliebig oft teilbar ist. Diese Vorstellung vom kontinuierlichen Aufbau der Materie dominierte die Wissenschaft bis in das 16. Jahrhundert. Erst im 17. Jahrhundert setzte sich das Atommodell gestützt unter anderem von Galilei Galileo, Isaac Newton und René Descartes durch. Robert Boyle (1627-1691) erklärte die unterschiedlichen Substanzen durch verschiedene Atome und deren Kombinationen untereinander. Anfang des 19. Jahrhunderts wurde diese Vorstellung von John Dalton (1766-1844) quantitativ auf die chemischen Elemente und deren Verbindungen übertragen. Atome desselben Elements haben dieselbe Masse und Atome verschiedener Elemente haben unterschiedliche Massen. Erste Hinweise auf eine subatomare Struktur kamen von James Prout mit der 1815 veröffentlichten Hypothese, daß die Massen aller chemischen Elemente Vielfache der Wasserstoffmasse sind. Ferner stellten Dimitri I. Mendelejew und Julius L. Meyer unabhängig voneinander im Jahre 1869 das Periodensystem der chemischen Elemente auf. Im Jahre 1897 entdeckte Joseph J. Thomson schließlich das erste subatomare Teilchen, das Elektron, und bestimmte seine Masse zu  $1/1836$  der Masse des Wasserstoffatoms.

### Subatomare Teilchen

Eines der Schlüsselexperimente der heutigen Elementarteilchenphysik war der 1911 von Ernest Rutherford, H. Geiger und E. Marsden durchgeführte Beschuß von schweren Atomen mit  $\alpha$ -Teilchen. Zum einen konnten sie den Nachweis erbringen, daß fast die komplette Atommasse in seinem positiv geladenem Kern, der um mehrere Größenordnungen kleiner ist als das Atom, konzentriert ist. Zum anderen haben

sie die Methodik wie zur Zeit kleinste Teilchen untersucht werden, nämlich mit Streuexperimenten, entscheidend geprägt. Allerdings kam jetzt zu den beiden bisherigen fundamentalen Kräften, Gravitation und elektromagnetische Wechselwirkung, eine dritte Kraft hinzu. Um die Coulombabstoßung der positiv geladenen Protonen (Wasserstoffkern, von  $\pi\rho\theta\omega\nu$ -das erste) zu kompensieren, war die sogenannte starke Wechselwirkung nötig. Im Jahre 1932 lieferte Chadwick den experimentellen Nachweis des von Rutherford als weiteren Kernbaustein postulierten Neutrons. Der Atomaufbau erklärte sich damit aus 3 Teilchen: Elektronen, Protonen und Neutronen. Um den Impulserhaltungssatz beim  $\beta$ -Zerfall nicht zu verletzen, mußten aber weitere Teilchen, die Neutrinos, und eine weitere fundamentale Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung, in das Modell eingeführt werden. Außerdem folgt aus der Relativitätstheorie und der Quantenmechanik die Existenz der entsprechenden Antiteilchen. Als Antielektron wurde 1932 das Positron nachgewiesen.

### Elementarteilchen

Als weitere kleinste Teilchen wurden 1937 das Myon und 1947 das Pion in der Höhenstrahlung entdeckt. Da die natürlichen Teilchenstrahlen, wie Radioaktivität und Höhenstrahlung, für weitere systematische Untersuchungen von Elementarteilchen nicht ausreichten, wurde in den 50er und 60er Jahren mit Experimenten an Teilchenbeschleunigern begonnen. Dabei konnten eine Vielzahl von neuen Teilchen nachgewiesen werden, die in stark wechselwirkende Teilchen (Hadronen) und nicht stark wechselwirkende Teilchen (Leptonen) unterteilt wurden. Gell-Mann und Zweig postulierten 1964 die Quarks als Bausteine der Hadronen. Seit den 70er Jahren wurde dann das Quarkmodell experimentell bestätigt. Außerdem fand man die Austauschteilchen der schwachen und starken Wechselwirkung. Heute geht man vom sogenannten Standardmodell aus, bei dem die Materie aus 6 Leptonen und 6 Quarks mit ihren jeweiligen Antiteilchen aufgebaut ist. Hinzu kommen die Austauschteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen, wobei das Austauschteilchen der Gravitation, das Graviton, bisher experimentell nicht bestätigt werden konnte.

# Kapitel 2

## HERA und der H1-Detektor

### 2.1 Hadron-Elektron-Ringanlage

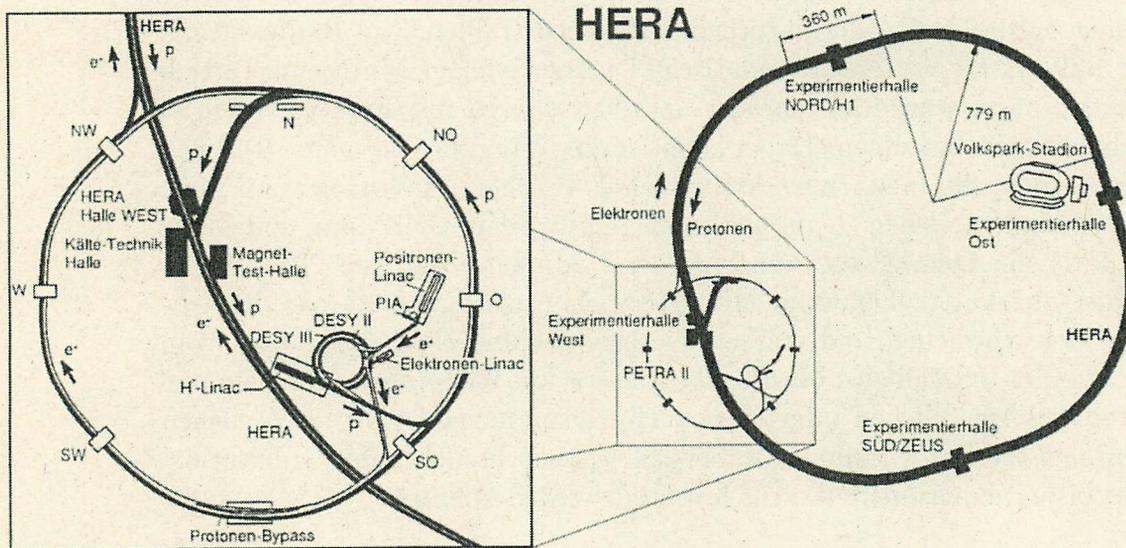


Abbildung 2.1: HERA und Vorbeschleunigerstufen

Am deutschen Elektronensynchrotron DESY wird seit 1992 die Hadron-Elektron-Ringanlage HERA (Hadron Electron Ring Accelerator) [1] betrieben. Sie besteht aus 2 getrennten Speicherringen für Protonen und für Elektronen mit einem Umfang von ca. 6.3 km und 4 Experimentierhallen. 1994 wurde die Anlage von Elektronen auf Positronen umgestellt, da der Positronenstrahl eine längere Lebensdauer hat und größere Ströme, bzw. eine größere Luminosität (Teilchenzahl pro Zeit pro Fläche) ermöglicht. Im folgenden wird aber weiterhin gemäß der Namensgebung von HERA von Elektronen gesprochen. Protonen und Elektronen werden nach diversen Vorbeschleunigerstufen in den HERA-Ring eingespeist, wo sie dann auf ihre endgültigen Energien gebracht werden. In der Meßperiode 1996/97 wurde die Anlage mit ei-

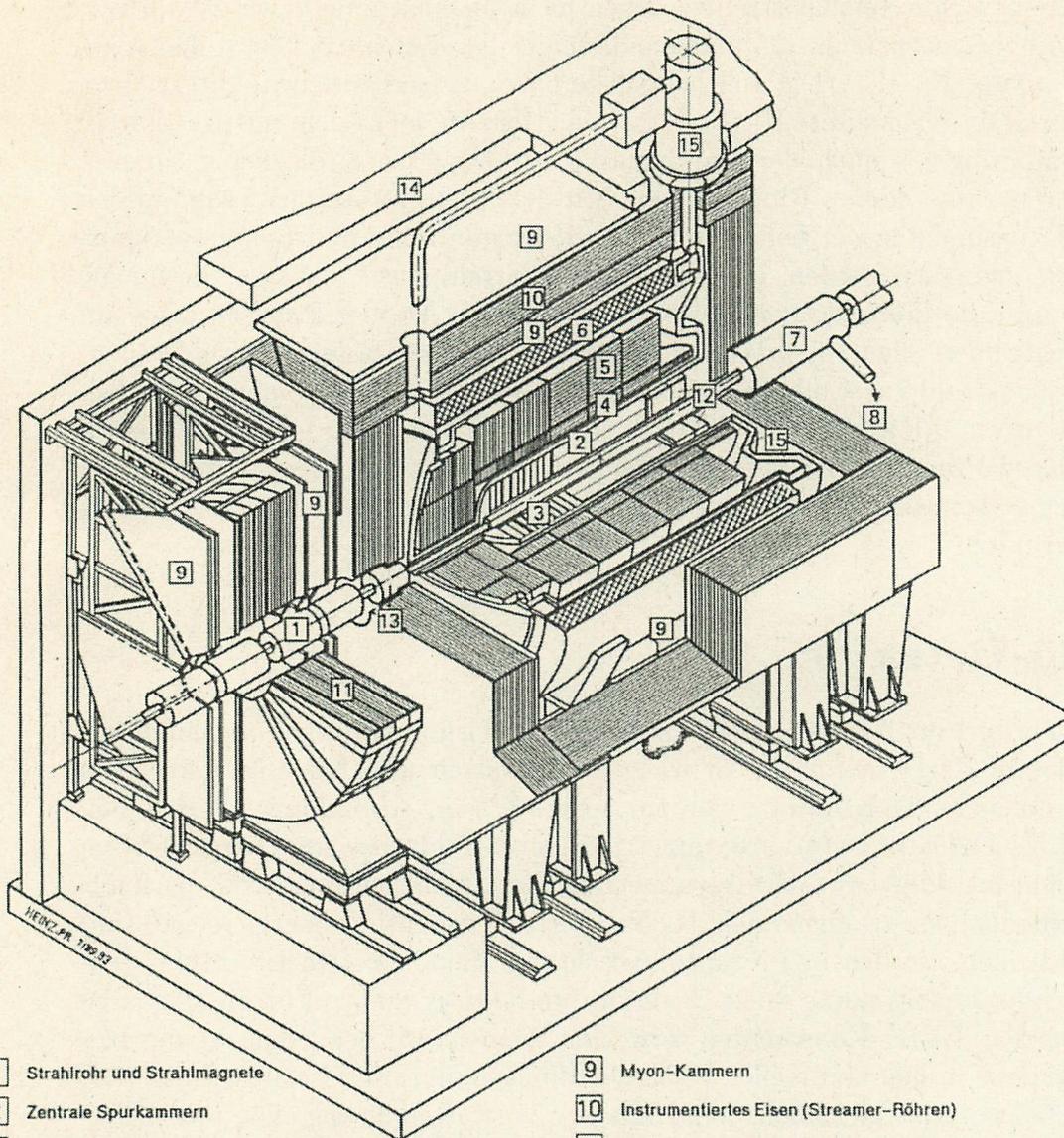
ner Protonenstrahlenergie von 820 GeV und einer Positronenstrahlenergie von 27.6 GeV betrieben. Beide Teilchenstrahlen liegen nicht als kontinuierlicher Strahl vor, sondern bestehen aus jeweils 175 aufeinanderfolgenden Teilchenpaketen, den sogenannten Bunches (Bündel). Die Teilchenpakete haben einen zeitlichen Abstand von 96 ns, wodurch die sogenannte HERA-Zeitskala (HERA-Clock) definiert ist. Sowohl der Elektronenring als auch der Protonenring enthält Pakete, die keine entsprechenden Partner im anderen Ring besitzen. Mit diesen "pilot-bunches" kann in den jeweiligen Experimenten der Untergrund, der von Strahlrohr- und Restgasereignissen herrührt, gemessen werden. Im Strahl ist eine Strahlpause von 4  $\mu$ s, die für die Extraktion und die Injektion der Pakete benötigt wird. An vier Punkten kann auf die Teilchenstrahlen zugegriffen werden, wobei nur an zwei Punkten der Protonen- und Elektronenstrahl zur Kollision gebracht werden kann. Die sogenannten Kollisionsexperimente sind H1 und Zeus. Bei den sogenannten Fixed-Target-Experimenten an den anderen Punkten wird einer der Teilchenstrahlen auf ein feststehendes Ziel (fixed target) geschossen, wobei Hera-B den Protonenstrahl und Hermes den Elektronenstrahl nutzt.

## 2.2 H1-Detektor

In der Halle Nord an HERA befindet sich der aus vielen Einzelkomponenten zusammengesetzte H1-Detektor [2]. Er wiegt 2800 Tonnen und hat eine Länge von ca. 15 m und einen Durchmesser von ca. 10 m. Wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist, ist der H1-Detektor rotationssymmetrisch zur Strahlachse und asymmetrisch zur Strahlrichtung aufgebaut. Die Asymmetrie in der Strahlrichtung erklärt sich aus den unterschiedlichen Strahlenergien. Da die Protonen wesentlich energiereicher sind als die Elektronen, werden in Protonenflugrichtung, die als Vorwärtsrichtung definiert ist, bei der e-p-Streuung mehr Reaktionsprodukte erwartet. Für physikalische Angaben werden die H1-Koordinaten verwendet. Dabei wird der Ursprung des Koordinatensystems in den nominellen Wechselwirkungspunkt, den Vertex, gelegt. Die positive z-Richtung ist gleichbedeutend mit der Vorwärtsrichtung. Die positive x-Richtung liegt in der horizontalen Ebene und zeigt zum Mittelpunkt des Rings und die positive y-Richtung zeigt senkrecht nach oben.  $\theta$  bezeichnet den Winkel, den ein Teilchen mit der positiven z-Achse einschließt, und  $\phi$  den Azimutwinkel. Der Detektor deckt bis auf einen Bereich nahe der Strahlachse den kompletten Winkelbereich ab. Um entsprechende Teilchen aus den gemessenen Daten rekonstruieren zu können, muß ihr jeweiliger Viererimpuls bestimmt werden. Im Experiment ist das mit zwei unterschiedlichen Detektorarten realisiert: Die Spurdetektoren ([2], [3]) messen den Dreierimpuls, und die Kalorimeter ([4], [5], [10], [12], [13]) messen die zugehörige Energie. Ergänzend kommen die supraleitende Magnetspule ([6]) und das Myonsystem ([9], [11]) hinzu.

### 2.2.1 Spurdetektoren

Mit Spurdetektoren wird die Flugrichtung und der Dreierimpuls der Reaktionsprodukte gemessen. In Verbindung mit dem Magnetfeld der supraleitenden Spule [6] ermöglichen sie außerdem eine Ladungsbestimmung der einzelnen Teilchen



- |   |  |    |  |
|---|--|----|--|
| 1 | Strahlrohr und Strahlmagnete                     | 9  | Myon-Kammern                             |
| 2 | Zentrale Spurkammern                             | 10 | Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 | Vorwärtsspurkammern und Übergangstrahlungsmodule | 11 | Myon-Toroid-Magnet                       |
| 4 | Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)           | 12 | warmes elektromagnetisches Kalorimeter   |
| 5 | Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)             | 13 | Vorwärts-Kalorimeter                     |
| 6 | Supraleitende Spule (1.2T)                       | 14 | Betonabschirmung                         |
| 7 | Kompensationsmagnet                              | 15 | Flüssig-Argon-Kryostat                   |
| 8 | Helium-Kälteanlage                               |    |  |

Abbildung 2.2: Der H1-Detektor

durch Ausmessen der Krümmungsradien der erzeugten Spuren. Um die abzudeckende Fläche und die damit verbundene Anzahl der Auslesekanäle möglichst klein zu halten, sind die Spurdetektoren im Inneren des H1-Detektors um den Vertex aufgebaut. Außerdem wird der störende Einfluß durch passives Material auf die Spurdetektoren, die eine wesentlich höhere Ortsauflösung als die Kalorimeter besitzen, klein gehalten. Generell läßt sich sagen, daß die einzelnen Komponenten mit abnehmender Ortsauflösung weiter vom Vertex entfernt sind. Direkt an der Strahlröhre befinden sich zwei aus Siliziumstreifen zähler bestehende Subdetektoren. Das sind der CST (Central Silicon Tracker) mit einem Meßbereich von  $17^\circ \leq \theta \leq 163^\circ$  und der BST (Backward Silicon Tracker) mit einem Meßbereich von  $172^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$ , die beide zur Bestimmung des Vertex benutzt werden. Die umliegenden Proportional- und Driftkammern unterteilt man in drei Bereiche:

#### Vorwärtsbereich:

Die Spurkammern im Vorwärtsbereich [3] werden zusammenfassend als FTD (Forward Tracking Device) bezeichnet. Sie bestehen aus drei identischen sogenannten Supermodulen und decken insgesamt den Winkelbereich von  $5^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$  ab. Jedes Supermodul beinhaltet eine Vieldrahtproportionalkammer MWPC (Multi Wire Proportional Chamber) für ein schnelles Triggersignal, einen Übergangstrahlungsdetektor TR (Transition Radiator) zur Teilchenidentifikation, eine radiale Driftkammer RDC (Radial Drift Chamber) zur  $(r, \phi)$ -Messung und eine planare Driftkammer PDC (Planar Drift Chamber) zur  $\theta$ -Messung.

#### Zentraler Bereich:

Das sogenannte CTD (Central Tracking Device) im zentralen Bereich [2] besteht aus zylinderförmigen Spurkammern und deckt den Winkelbereich von  $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$  ab. Die innere Proportionalkammer CIP (Central Inner Proportional Chamber) und die äußere Proportionalkammer COP (Central Outer Proportional Chamber) liefern ein schnelles Triggersignal. Aus der Driftzeit der Teilchen in den zentralen Jetkammern CJC (Central Jet Chamber) 1 und 2 werden die Koordinaten  $r$  und  $\phi$  bestimmt. Die  $z$ -Koordinate ergibt sich aus den Informationen der inneren  $z$ -Driftkammer CIZ (Central Inner  $z$ -Drift Chamber) und der äußeren  $z$ -Driftkammer COZ (Central Outer  $z$ -Drift Chamber).

#### Rückwärtsbereich:

Im Rückwärtsbereich liefert die Driftkammer BDC (Backward Drift Chamber) eine genaue Ortsinformation. Sie deckt den Winkelbereich von  $155^\circ \leq \theta \leq 175^\circ$  ab.

### 2.2.2 Kalorimeter

Kalorimeter dienen in erster Linie zur Messung von Teilchenenergien. Sie werden je nach der Natur der wechselwirkenden Teilchen in hadronische und elektromagnetische Kalorimeter unterteilt. Durch eine räumliche Segmentierung, die allerdings wesentlich gröber als die der Spurdetektoren ist, liefern sie zusätzlich Informationen über den Auftreffort der Teilchen. Da die mittlere freie Weglänge von Hadronen

gegenüber der mittleren freien Weglänge von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen im Detektor größer ist, sind die elektromagnetischen Kalorimeter weiter innen angeordnet.

#### Flüssig-Argon-Kalorimeter:

Das größte Kalorimeter des H1-Detektors ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter LAR (Liquid Argon Calorimeter). Es besteht aus einem hadronischen Teil [5] und einem elektromagnetischen Teil [4] und deckt den Winkelbereich von  $4^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$  ab. Beide Teile sind aus segmentierten Ringen, den sogenannten barrels, aufgebaut. Als Absorbermaterial wird für den elektromagnetischen Teil Blei und für den hadronischen Teil Stahl verwendet. Flüssiges Argon mit einer Temperatur von  $T = -182^\circ\text{C}$  dient als Nachweismaterial. Dabei werden die Argonatome von den entsprechenden Teilchen ionisiert und die so getrennte Ladung, die proportional zur Energie ist, ausgelesen.

#### Plug-Kalorimeter:

Als Abschluß zu kleinen  $\theta$  im Vorwärtsbereich dient das Plug-Kalorimeter [13]. Es besteht aus mehreren Kupferplatten als Absorbermaterial mit Silizium-Detektoren dazwischen.

#### SPACAL:

Im rückwärtigen Bereich ist das SPACAL (Spaghetti Calorimeter) angebracht. Es hat ebenfalls einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil. Beide Teile bestehen aus Bleiabsorbern die von szintillierenden Fasern durchzogen sind. Das in den szintillierenden Fasern erzeugte Licht wird von Photomultipliern ausgelesen.

#### VLQ-Kalorimeter:

Im extremen Rückwärtsbereich ist seit Juni 1998 das elektromagnetische VLQ-Kalorimeter (Very Low  $Q^2$  Kalorimeter) eingebaut. Auf dieses Kalorimeter wird in den folgenden Kapiteln weiter eingegangen.

### 2.2.3 Luminositätssystem

Eine wichtige Größe der verschiedenen Wechselwirkungsprozesse ist der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ . Er läßt sich mit der Luminosität  $L$ , die vom Beschleuniger abhängt, aus der Wechselwirkungsrate  $\dot{N}$  eines bestimmten Prozesses berechnen.

$$\dot{N} = L\sigma \quad (2.1)$$

Um die Luminosität bestimmen zu können muß man von einem Prozeß sowohl den Wirkungsquerschnitt, als auch die Wechselwirkungsrate kennen. Bei HERA nimmt man dafür den Bethe-Heitler-Prozeß, bei dem das Elektron im Feld des Protons ein Bremsstrahlungsphoton abstrahlt.

$$e + p \rightarrow e + \gamma + p \quad (2.2)$$

Für diesen Prozeß läßt sich der Wirkungsquerschnitt mit einer hohen Genauigkeit berechnen. Zur Messung der Wechselwirkungsrate verwendet man unter  $\theta = 180^\circ$  im Abstand von 33 m vom nominellen Vertex ein Kleinwinkel-Elektron-Kalorimeter (Elektron-Tagger) und in einem Abstand von 110 m einen Photon-Detektor (Photon-Tagger).

### 2.2.4 Trigger

Aufgrund der hohen Ereignisrate und der damit verbundenen Datenmenge ist es nicht möglich jedes einzelne Ereignis zu messen und dauerhaft zu speichern. Es muß deshalb schon während des Messens entschieden werden, ob das Ereignis von physikalischem Interesse ist. Im Experiment wird das von einem Triggersystem (Auslösesystem) realisiert. Das Triggersignal wird dabei hardwareseitig von besonders schnellen Triggerkanälen erzeugt. Insgesamt sind in H1 vier synchrone Triggerlevels (Auslösestufen) L1 bis L4 und ein asynchroner Triggerlevel L5 vorgesehen.

#### L1 Trigger:

In der L1 Triggerstufe werden die Triggersignale der einzelnen Detektorkomponenten zu Subtriggersignalen verbunden, die einer physikalischen Signatur entsprechen. Realisiert wird die Verbindung der einzelnen Triggersignale, die mit einer Rate von ca. 10 MHz auftreten, durch eine elektronische Schaltung mit logischen Gattern (hardwired logic). Für eine Entscheidung benötigt die Triggerlogik ca.  $2.3 \mu\text{s}$ . Um keine Totzeit im ersten Triggerlevel entstehen zu lassen, nimmt der H1-Detektor weiterhin Daten und speichert diese in einem Datenpuffer (pipeline). Erst wenn der L1 Trigger eine positive Entscheidung getroffen hat, wird die Auslese angehalten und der L2 Trigger gestartet.

#### L2 Trigger:

Der L2 Trigger besteht aus einem neuronalen Netzwerktrigger (neural network trigger) und einem topologischen Trigger, die beide parallel arbeiten. Beide Systeme versuchen aus den L1 Triggerdaten, die mit einer Rate von ca. 5kHz auftreten, ereignisspezifische Muster zu erkennen. Nach ca.  $20 \mu\text{s}$  liegt dann eine Triggerentscheidung vor, die bei einem positivem Ergebnis die nächste Triggerstufe in Gang setzt.

#### L3 Trigger:

Der L3 Trigger ist zur Zeit nicht realisiert.

#### L4 Trigger:

Der L4 Trigger besteht aus einer Farm von 34 Power PC Prozessoren, die das aus den bereits digitalisierten Signalen der einzelnen Subdetektoren zusammengesetzte Ereignis teilweise rekonstruieren. Dadurch kann das Ereignis klassifiziert und bei erkanntem Untergrundereignis verworfen werden (L4 reject). Die nicht verworfenen Ereignisse werden auf Magnetband, dem sogenannten POT (Production Output

Tape), geschrieben und für die weitere Bearbeitung aufbewahrt. Um die Richtigkeit der Verwerfungen überprüfen zu können, wird ein Teil der verworfenen Ereignisse ebenfalls auf Band geschrieben. Außerdem ermöglicht der L4 Trigger ein sogenanntes Prescaling. Darunter versteht man, daß bei Ereignisklassen, die mit einer hohen Rate auftreten, nur ein Bruchteil der Ereignisse auf Band geschrieben werden.

### L5 Trigger:

Der L5 Trigger ist ein reiner Software-Trigger und arbeitet asynchron zur Datennahme. Er rekonstruiert die einzelnen Ereignisse vollständig. Insbesondere beinhaltet diese Triggerstufe eine vollständige Spurrekonstruktion. Das Datenvolumen der nicht verworfenen Ereignisse wird auf ein Minimum reduziert und auf Festplatte gespeichert, die aus historischen Gründen mit DST (data summary tape) bezeichnet wird. Dort stehen die Daten für die Analyse bereit.

## 2.3 Kinematik der e-p-Streuung

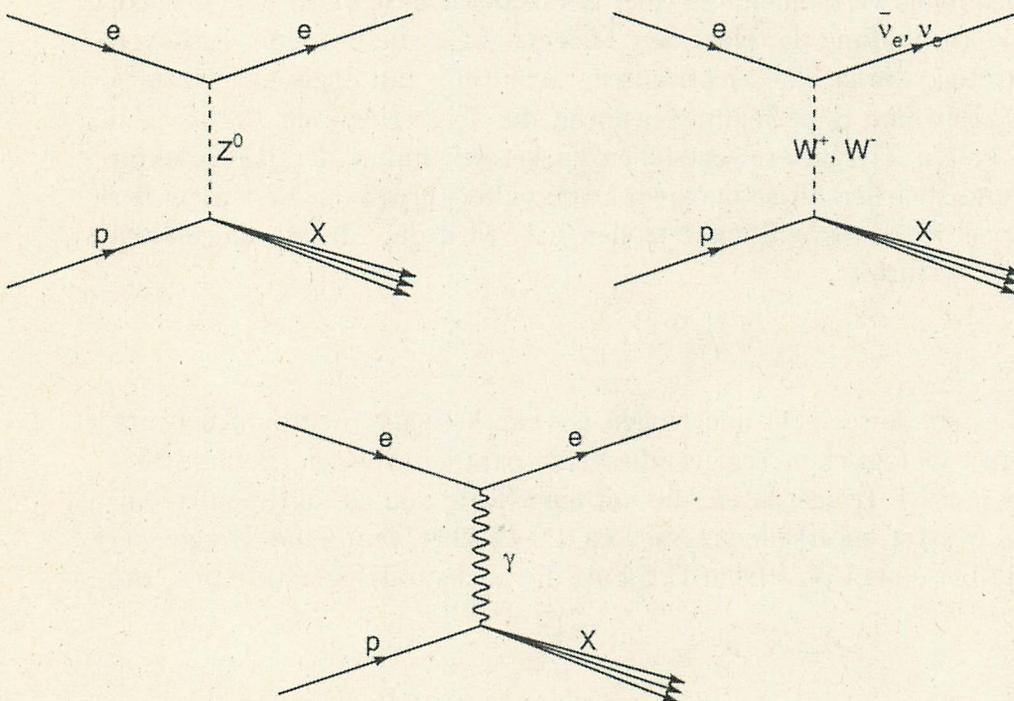


Abbildung 2.3: Feynmangraphen der e-p-Streuung

Abbildung 2.3 zeigt die möglichen Streureaktionen zwischen Elektron und Proton in Bornscher Näherung. In den Feynmangraphen steht e für das Elektron, bzw. Positron, p bezeichnet das Proton und X den hadronischen Endzustand. Bei der

elektromagnetischen Wechselwirkung wird der Viererimpulsübertrag  $q^2$  von einem virtuellen Photon  $\gamma$  und bei der schwachen Wechselwirkung von einem  $Z^0$ -,  $W^+$ - oder  $W^-$ -Boson übermittelt. Im Falle von neutralen Strömen, d. h. bei einem  $\gamma$ - oder  $Z^0$ -Austausch, bleibt das Elektron erhalten. Im Falle von geladenen Strömen, d. h. bei einem  $W^+$ - oder  $W^-$ -Boson, tritt auf leptonischer Seite ein Anti-Elektron-Neutrino  $\bar{\nu}_e$ , bzw. ein Elektron-Neutrino  $\nu_e$  im Endzustand auf. Die Beschreibung von inelastischen Streuprozessen hängt von zwei unabhängigen Variablen ab. Man verwendet dazu in der Regel zwei der unter Lorentztransformationen invarianten Größen  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$ . In den folgenden Formeln bezeichnet  $p$  den Viererimpuls vor und  $p'$  den Viererimpuls nach dem Teilchenaustausch. Der Index gibt das jeweilige Teilchen an. Analoges gilt für die Energie  $E$ .

- $Q^2$  entspricht bis auf das Vorzeichen dem Quadrat des Viererimpulsübertrages durch das Austauscheteilchen.

$$Q^2 := -q^2 = (p_e - p'_e)^2 \quad (2.3)$$

- Die Bjorkenschen Skalenvariable  $x$  gibt im Quark-Parton-Modell den Impulsbruchteil des an der Streuung beteiligten Partons im Proton an.

$$x := \frac{Q^2}{2p_p q} \quad ; \quad 0 \leq x \leq 1 \quad (2.4)$$

- $y$  läßt sich im Ruhesystem des Protons als Bruchteil der Elektronenenergie, die auf das Proton übertragen wird, interpretieren.

$$y := \frac{p_p q}{p_p p_e} \quad ; \quad 0 \leq y \leq 1 \quad (2.5)$$

$x$ ,  $y$  und  $Q^2$  sind allerdings experimentell nicht direkt zugänglich. Sie stehen aber in eindeutiger Beziehung zu den bekannten Größen  $E_p$  und  $E_e$  und den meßbaren Größen  $E'_e$  und  $\theta$ :

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.6)$$

$$x = \frac{E_e E'_e \cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)}{E_p \left( E_e - E'_e \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \right)} \quad (2.7)$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.8)$$

Zwei weitere wichtige Größen sind die invariante Masse des hadronischen Endzustandes  $W$  und die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$ .

- Die  $(x, Q^2)$ -Abhängigkeit von  $W$  läßt sich leicht aus der Viererimpulserhaltung herleiten.

$$W^2 = m_p^2 + Q^2 \left( \frac{1-x}{x} \right) \quad (2.9)$$

- Die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  ist die obere Grenze der für die Teilchenbildung zur Verfügung stehenden Energie.

$$s := (p_p + p_e)^2 = 4E_p E_e \quad (2.10)$$

Es gilt:

$$Q^2 = sxy \quad (2.11)$$



# Kapitel 3

## VLQ-Spektrometer

Das VLQ-Spektrometer wurde im Juni 1998 in den H1-Detektor eingebaut und soll den bisher experimentell nicht zugänglichen kinematischen Bereich bei sehr kleinen  $Q^2$  (very low  $Q^2$ ) abdecken. Es besteht aus einem Spurdetektor (Tracker), einem elektromagnetischen Kalorimeter, das den zentralen Punkt dieser Arbeit darstellt, und einer Fahrmechanik, die es erlaubt, das Spektrometer senkrecht zur Strahlachse zu bewegen. Gleichzeitig wurde die Strahlröhre (Beam Pipe) an die geänderten Bedingungen angepaßt und das rückwärtige Flugzeitmeßgerät BTOF (Backward Time of Flight) durch das VLQ TOF ersetzt.

### 3.1 Motivation

Unter sehr kleinen Elektronstreuwinkeln, die großen  $\theta$  entsprechen, existierten bisher im H1-Detektor außer dem Photon- und Elektrontagger des Luminositätsystems keine Subdetektoren. Sowohl Photontagger als auch Elektrontagger messen unter  $\theta \approx 180^\circ$  und decken nur einen kleinen Energiebereich ab. Das elektromagnetische SPACAL, das das gesamte Energiespektrum ausmessen kann, hat nur einen Winkelakzeptanzbereich von  $152^\circ \leq \theta \leq 177.5^\circ$ . Ein Großteil der Lücke wird nun vom VLQ-Spektrometer abgedeckt. Da unter diesen Winkeln hauptsächlich Elektronen erwartet werden, ist es als elektromagnetisches Spektrometer konzipiert worden. Es mißt im Winkelbereich von  $177.3^\circ \leq \theta \leq 179.4^\circ$  das gesamte Energiespektrum von der Triggerschwelle des Kalorimeters bis zur maximalen Elektronenstrahlenergie. Nach Gleichung 2.6 entspricht das kleinen  $Q^2$ . Die physikalischen Problemstellungen, die mit dem VLQ-Spektrometer behandelt werden können, beschränken sich im wesentlichen auf den  $\gamma$ -Austausch zwischen Elektronen und Protonen. Das wird deutlich, wenn man die Reaktionswahrscheinlichkeiten der möglichen Streureaktionen betrachtet, die in Abbildung 2.3 dargestellt sind. In das Übergangsmatrixelement der Streureaktionen geht jeweils der Propagatorterm

$$\frac{1}{Q^2 + M^2 c^2} \quad (3.1)$$

ein, wobei  $M$  die Masse des Austauschteilchens ist. Die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung  $Z^0$ ,  $W^+$  und  $W^-$  haben eine sehr große Masse im Vergleich zum  $\gamma$ . Da die Masse im Nenner steht, ist der schwache Übergang gegenüber dem elektromagnetischen Übergang bei kleinen  $Q^2$  stark unterdrückt. Abbildung 3.1 zeigt

den Absorptionswirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma + p \rightarrow X$  als Funktion von  $Q^2$ . Der kinematische Bereich von  $10^{-2} \text{ GeV}^2 < Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ , der dem Übergang von Photoproduktion und tief inelastischer Streuung entspricht, ist nun experimentell zugänglich.

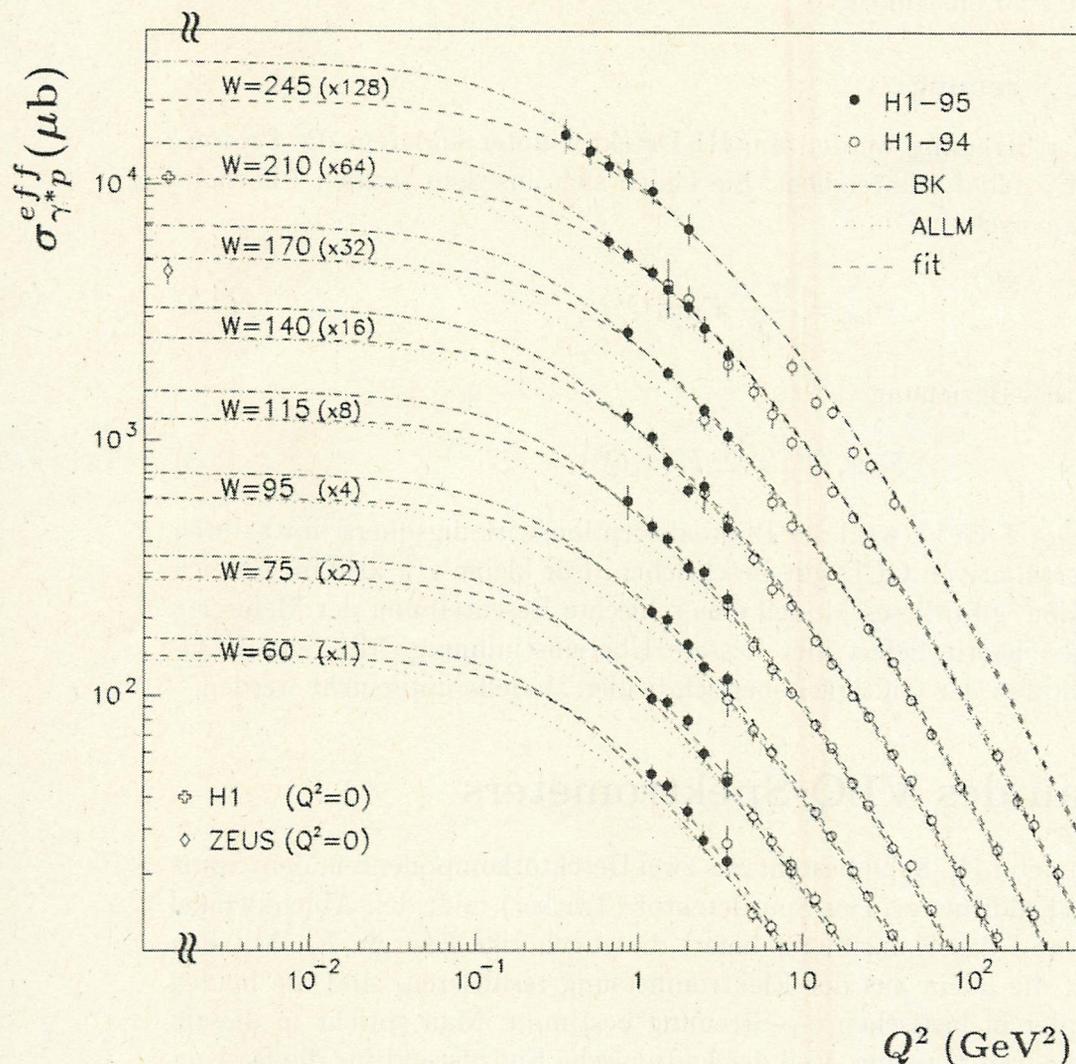


Abbildung 3.1: Von H1 gemessener Photonabsorptionswirkungsquerschnitt [3]

### Photoproduktion

Photoproduktionsereignisse haben ein sehr kleines  $Q^2$ . Mit ihnen wird unter anderem die Strukturfunktion des Photons  $\gamma$  untersucht. Der Unterschied zwischen virtuellen Photonen gegenüber reellen Photonen ist die von 0 verschiedene Ruhemasse. Um die Energieerhaltung nicht zu verletzen, haben virtuelle Photonen gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation eine dementsprechend verkürzte Lebensdauer. Für  $Q^2 \rightarrow 0$  haben die virtuellen Photonen, sogenannte quasi-reelle Photonen, nahezu

reelle Eigenschaften. Insbesondere haben sie eine ausreichend hohe Lebensdauer um mit genügend hoher Wahrscheinlichkeit Quantenfluktuationen auszuführen. Falls das Photon in ein Quark-Antiquark-Paar fluktuiert ist, während es mit dem Proton wechselwirkt, so findet keine elektromagnetische, sondern eine starke Wechselwirkung statt. Die Untersuchung dieser Prozesse durch das VLQ-Spektrometer gibt Aufschluß über die Photonstruktur.

### Tief inelastische Streuung

Mit tiefinelastischer Streuung werden am H1-Detektor unter anderem die Protonstrukturfunktion  $F_1$  und  $F_2$  untersucht. Sie lassen sich aus dem totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitt

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F_2(x, Q^2) \quad (3.2)$$

und der Callan-Gross-Beziehung

$$F_1(x, Q^2) = 2xF_2(x, Q^2) \quad (3.3)$$

berechnen. Für  $Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$  wird der Photoabsorptionswirkungsquerschnitt durch das Modell der perturbativen QCD gut beschrieben. Für kleine  $Q^2$ , also im Bereich der Photoproduktion, gibt dieses Modell eine schlechte Beschreibung der Meßwerte wieder. Die Regge-Theorie liefert hier bessere Übereinstimmung. Mit dem VLQ-Spektrometer kann nun der Gültigkeitsbereich beider Modelle untersucht werden.

## 3.2 Aufbau des VLQ-Spektrometers

Das VLQ-Spektrometer [4],[8],[9] besteht aus zwei Detektorkomponenten, dem Spurdetektor und dem Kalorimeter. Der Spurdetektor (Tracker) mißt den Ablenkwinkel der Elektronen  $\theta$  und das Kalorimeter liefert die zugehörige Energie  $E'_e$ . Mit den Größen  $\theta$  und  $E'_e$ , die allein aus der Elektronmessung resultieren, sind die beiden freien Parameter der inelastischen e-p-Streuung bestimmt. Man spricht in diesem Fall von einer inklusiven Messung, weil der hadronische Endzustand für die Bestimmung der Kinematik nicht benötigt wird. Da das VLQ-Spektrometer nur wenige Zentimeter von der Strahlachse entfernt ist, ergeben sich Probleme durch die Synchrotronstrahlung. Elektronen, die sich auf einer gekrümmten Bahn bewegen, strahlen tangential in ihrer Bahnebene sogenannte Synchrotronphotonen ab. Diese Synchrotronphotonen erzeugen im Spurdetektor Signale, die das Signal der e-p-Streuung überdecken. Um das Störsignal möglichst klein zu halten, ist das VLQ-Spektrometer nicht rotationssymmetrisch um die Strahlachse aufgebaut, sondern besteht aus zwei identischen Modulen, die jeweils oberhalb und unterhalb der Bahnebene angebracht sind. Synchrotronphotonen, die an passivem Material, wie z. B. der Strahlröhre gestreut werden, können allerdings weiterhin in das VLQ-Spektrometer gelangen. Eine Fahrmechanik erlaubt es, die beiden Module unabhängig voneinander senkrecht zur Bahnebene zu bewegen. Je nach Synchrotronstrahlungsuntergrund können die beiden Module weiter entfernt vom Strahl positioniert werden und dadurch weiterhin sinnvolle Meßdaten liefern. Außerdem ist es wichtig das VLQ-Spektrometer vor

Strahlenschäden zu schützen. Der geringe Abstand von der Strahlachse macht es besonders anfällig gegenüber räumlichen Veränderungen der beiden Teilchenstrahlen. Ein andauernder direkter Beschuß mit den Teilchenstrahlen könnte die Nachweismaterialien oder die Ausleseelektronik erheblich schädigen.

### 3.2.1 VLQ-Spurdetektor

Der Spurdetektor des VLQ-Spektrometers besteht aus zwei Doppellagen von Silizium-Streifenzählern. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Zähler wird das Halbleitermaterial des getroffenen Streifens ionisiert. Die im pn-Übergang deponierte Ladung wird durch eine Hochspannung getrennt und entspricht dem Auslesesignal. Jede Doppellage enthält eine horizontal segmentierte und eine vertikal segmentierte Lage, womit die x- und y-Koordinate des durchgehenden Teilchens bestimmt werden kann. Die z-Koordinate ergibt sich aus den Einbaudaten der entsprechenden Lage. Mit den so gemessenen zwei Raumpunkten ist die Spurgrade des Teilchens eindeutig bestimmt. Aus dem Schnittpunkt der Spurgrade mit der Strahlachse kann der Vertex und der Ablenkwinkel  $\theta$  errechnet werden. Die Ortsauflösung des Detektors ist im wesentlichen durch die Breite von  $50 \mu\text{m}$  eines Halbleiterstreifens inklusive der anschließenden Lücke bestimmt. Um diese Ortsauflösung durch die Fahrmechanik nicht zu verschlechtern, muß der Aufenthaltsort des VLQ-Spektrometers mindestens in der gleichen Größenordnung bekannt sein. Realisiert wird das durch ein Referenzsystem am Spektrometer, das während der Bewegung die Position auf wenige  $\mu\text{m}$  genau bestimmt. Ein Problem für die Rekonstruktion der Spurdetektordaten stellt das Auftreten von mehreren Treffern (Hits) in einer Lage dar. Die eindeutige Zuordnung ist in diesem Fall nicht gewährleistet. Insbesondere können die durch Photoeffekt von Synchrotronphotonen erzeugten Elektronen, die Energien bis zu einigen MeV aufweisen, das Halbleitermaterial ionisieren und ein zusätzliches Signal erzeugen. Aus der Simulation erwartet man ungefähr 10 Hits pro bunch-crossing in einer Doppellage durch Synchrotronphotonen. Für die Meßperiode 1998/99 werden dieselben Silizium-Streifenzähler wie im zentralen Silizium-Spurdetektor CST verwendet. Die ursprünglich vorgesehenen Galliumarsenid-Streifenzähler konnten auf Grund von Produktionsmängel nicht rechtzeitig vor dem Zusammenbau des H1-Detektors im Juni 1998 integriert werden. Für die Meßperiode 1999/2000 ist weiterhin Galliumarsenid als Halbleitermaterial geplant.

### 3.2.2 Elektromagnetische Kalorimeter

Grundlage für die Energiemessung durch Kalorimeter ist die Absorption der Teilchenenergie und die gleichzeitige Umwandlung eines festen Bruchteils davon in eine experimentell zugängliche Energieform, wobei die Absorptions- und Umwandlungsmechanismen stark von der Natur der nachzuweisenden Teilchen abhängen. Elektronen, bzw. Positronen, deren Energie mit dem Kalorimeter des VLQ-Spektrometers gemessen werden soll, wechselwirken elektromagnetisch mit Materie. Wichtig dabei ist die elektromagnetische Schauerbildung in Materie [6], [7].

**Elektromagnetische Schauer:**

Für die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie sind zwei Prozesse von Bedeutung. Bei Energien im keV- und MeV-Bereich verliert das Elektron seine Energie hauptsächlich durch Ionisation der Materieatome. Bei größeren Energien ist die Energieabgabe durch Bremsstrahlung dominierend. Die Energie, bei der beide Prozesse gleichbedeutend sind, wird als kritische Energie bezeichnet. Sie ist bestimmt durch die Gleichung:

$$\frac{\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Bremsstrahlung}}}{\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Ionisation}}} = 1 \quad (3.4)$$

Für die kritische Energie gilt:

$$E_k = \frac{580 \text{ MeV}}{Z} \quad (3.5)$$

Sie hängt nur von der Kernladungszahl  $Z$  des verwendeten Materials ab. Bei Elektronenenergien im GeV-Bereich, wie sie im H1-Detektor auftreten, ist ausschließlich die Abstrahlung von Bremsstrahlungsphotonen von Bedeutung. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung wird durch

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Bremsstrahlung}} = -\frac{E}{X_0} \quad (3.6)$$

beschrieben. Er ist proportional zur Teilchenenergie. Die Strahlungslänge  $X_0$  ist eine Materialkonstante und bezeichnet die Materialdicke, bei der die Elektronenenergie auf ihren e-ten Teil gefallen ist. Wenn nun ein hochenergetisches Elektron auf Materie trifft, strahlt es innerhalb einer Strahlungslänge im Mittel ein Bremsstrahlungsphoton ab. Dieser Prozess setzt sich solange fort bis die kritische Energie unterschritten ist und das Elektron seine Energie durch Ionisation abgibt. Die erzeugten Photonen wechselwirken ebenfalls mit der Materie. Die möglichen Prozesse sind Photoeffekt, Comptonstreuung und  $e^+e^-$ -Paarbildung, wobei die Paarbildung bei Photonenenergien dominiert, die größer als die Erzeugungsenergie von  $e^+e^-$ -Paaren  $E = 2m_0c^2 = 1.022 \text{ MeV}$  sind. Im Mittel konvertiert ein hochenergetisches Photon innerhalb einer Strahlungslänge in ein  $e^+e^-$ -Paar. Die erzeugten Elektronen und Positronen, die sich in diesem Fall in ihrer Wechselwirkung mit Materie nicht unterscheiden, strahlen dann unter den oben genannten Voraussetzungen jeweils wieder ein Bremsstrahlungsphoton ab. Die sich abwechselnden Vorgänge von Bremsstrahlung und  $e^+e^-$ -Paarbildung erzeugen somit eine Kaskade von Sekundärteilchen, die als elektromagnetischer Schauer bezeichnet wird. Dabei verdoppelt sich im Mittel die gesamte Teilchenzahl innerhalb einer Strahlungslänge. Nach  $tX_0$  Strahlungslängen existieren also im Mittel  $\bar{N}(t) = 2^t$  Teilchen mit einer mittleren Energie:

$$\bar{E}(t) = \frac{E_0}{\bar{N}(t)} = E_0 2^{-t} \quad (3.7)$$

Wenn diese Energie unter die kritische Energie  $E_k$  fällt, erzeugen die Elektronen keine Bremsstrahlungsphotonen mehr und der Schauer stirbt aus. Für  $\bar{E}(t) = E_k$  ist die

maximale Teilchenzahl erreicht und mit Gleichung 3.7 ergibt sich für die zugehörige Strahlungslänge

$$t_{max} = \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_k}\right)}{\ln 2} \quad (3.8)$$

Prinzipiell ist diese Art der Schauerbildung unabhängig vom primären Teilchen. Elektronen, Positronen und Photonen bilden nach demselben Schema einen elektromagnetischen Schauer. Die longitudinale Energiedeposition im Kalorimeter in Einheiten von Strahlungslängen  $t = \frac{x}{X_0}$  läßt sich mit einem Parameter  $\beta \approx 0.5$  durch

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{\beta^{\beta t_{max} + 1}}{\Gamma(\beta t_{max} + 1)} t^{\beta t_{max}} e^{\beta t} \quad (3.9)$$

parametrisieren. Primäre Teilchen mit Energien im GeV-Bereich deponieren 98% ihrer Energie innerhalb einer Länge von  $2.5t_{max}$ . Die radiale Schauerausbreitung ist durch den Molière-Radius  $R_M$  gegeben. Der Molière-Radius ist eine materialspezifische Größe und hängt nicht von der Energie des primären Teilchens ab:

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_k} X_0 \quad (3.10)$$

Im Mittel werden in einem Radius von  $2R_M$  um die verlängerte Spurgerade des primären Teilchens 95% der Energie deponiert.

### Energiemessung mit Samplingkalorimetern:

Hochenergetische Elektronen, bzw. Positronen und Photonen deponieren ihre Energie durch elektromagnetische Schauerbildung im Kalorimeter. Um diese Energie bestimmen zu können, muß ein fester Bruchteil in eine meßbare Energieform gebracht werden. Das geschieht mit sogenannten Szintillatoren. Durchfliegt ein hochenergetisches Teilchen das Szintillatormaterial, so regt es dessen Atome, bzw. Moleküle entlang seiner Flugbahn an. Beim Übergang der Elektronen in den Grundzustand werden Lichtquanten emittiert, wobei die Lichtmenge proportional zur im Szintillator zurückgelegten Strecke des Schauerteilchens ist. Summiert man über alle Teilchen des Schauers und deren zurückgelegten Wegstrecken, ergibt sich für die gesamte Wegstrecke:

$$x_{gesamt} = \sum_{t=0}^{t_{max}} \bar{N}(t) X_0 = (2 \cdot 2^{t_{max}} - 1) X_0 \quad (3.11)$$

Für  $t_{max} \gg 1$  und unter Verwendung von 3.7 und 3.8 folgt:

$$x_{gesamt} \approx 2 \left( \frac{E_0}{E_k} \right) X_0 \quad (3.12)$$

Die Lichtmenge ist also proportional zur Energie des primären Teilchens. Mit Photomultipliern oder mit Photodioden können dann die Lichtquanten in eine zur Lichtmenge proportionale elektrische Ladung umgewandelt werden, die dann elektronisch weiterverarbeitet wird. Szintillatormaterialien haben in der Regel eine geringe Dichte und somit eine große Strahlungslänge. Ein Kalorimeter, das nur aus Szintillatormaterial besteht, muß deshalb eine sehr große räumliche Ausdehnung

haben, um den gesamten Schauer in seinem Volumen unterzubringen. Der Platzbedarf wird reduziert, wenn man sogenannte Samplingkalorimeter verwendet. Ein Samplingkalorimeter besteht aus einem dichten Absorbermaterial mit einer kleinen Strahlungslänge, das in regelmäßigen Abständen mit Szintillatoren durchsetzt ist. Der Schauer wird also nur an bestimmten Stellen abgetastet.

### Fehler der Energiemessung

Der relative Fehler der Energiemessung durch Samplingkalorimeter ist allgemein durch

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{P_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + (P_2)^2 + \left(\frac{P_3}{E}\right)^2} \quad (3.13)$$

gegeben. Er setzt sich aus drei unabhängigen Beiträgen zusammen, die im folgenden veranschaulicht werden sollen.

Der erste Term unter der Wurzel wird als Samplingterm bezeichnet. Er kommt dadurch zustande, daß der Schauer nur durch Stichproben, sogenannte Samples, gemessen wird. Nach Gleichung 3.11 und 3.12 ist die Energie des primären Teilchens proportional zur Gesamtzahl der Teilchen im Schauer:

$$E \sim N = \sum_{t=0}^{t_{max}} \bar{N}(t) \quad (3.14)$$

Da der Schauer nur an bestimmten Stellen abgetastet wird, ist die gemessene Teilchenzahl statistischen Schwankungen ausgesetzt. Diese statistischen Fluktuationen werden durch die Poisson-Statistik beschrieben. Der relative Fehler auf die Teilchenzahl ist somit  $\frac{\sigma_N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$ . Mit Gleichung 3.14 ergibt sich für den relativen Fehler auf die Energie:

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{sampling} = \frac{P_1}{\sqrt{E}} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (3.15)$$

Die Proportionalitätskonstante  $P_1$  ist eine kalorimeterspezifische Größe und hängt von dem Bruchteil der im Szintillatormaterial deponierten Energie ab. Je größer dieser Bruchteil ist, d. h. je größer das Verhältnis von Szintillatormaterial zu Absorbermaterial ist, um so kleiner wird  $P_1$ .

Der zweite Term wird als konstanter Term bezeichnet. Er beinhaltet alle Beiträge, deren absoluter Fehler linear mit der primären Teilchenenergie anwächst:

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{konstant} = P_2 \quad (3.16)$$

Dazu gehören die longitudinalen Leckverluste durch die endliche Länge des Kalorimeters. Die Schauertiefe unterliegt statistischen Schwankungen, die proportional zur Energie des primären Teilchens sind. Außerdem führen die Toleranzen der optischen und elektronischen Bauteile zu unterschiedlichen Eigenschaften der einzelnen Auslesekanäle des Kalorimeters. Diese Beiträge sind ebenfalls proportional zur Teilchenenergie und können durch Interkalibration reduziert werden.

Der letzte Term ist der sogenannte Rauschterm. Die Signale des Kalorimeters werden von dem Rauschen der Ausleseelektronik überlagert. Dadurch entsteht ein Fehler beim Messen des Spannungspulses, bzw. der Energie. Dieses Rauschen ist unabhängig von der Teilchenenergie und der absolute Fehler ist somit konstant. Für

den relativen Fehler folgt:

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{\text{rauschen}} = \frac{P_3}{E} \quad (3.17)$$

### 3.2.3 VLQ-Kalorimeter

Das VLQ-Kalorimeter ist als Samplingkalorimeter konzipiert. Es besteht aus abwechselnden Schichten von Wolfram (tungsten,  $X_0 = 3.5 \text{ mm}$ ) als Absorbermaterial und Kunststoffszintillatoren ( $X_0 = 42.4 \text{ cm}$ ). Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau des aktiven Volumens des VLQ-Kalorimeters.

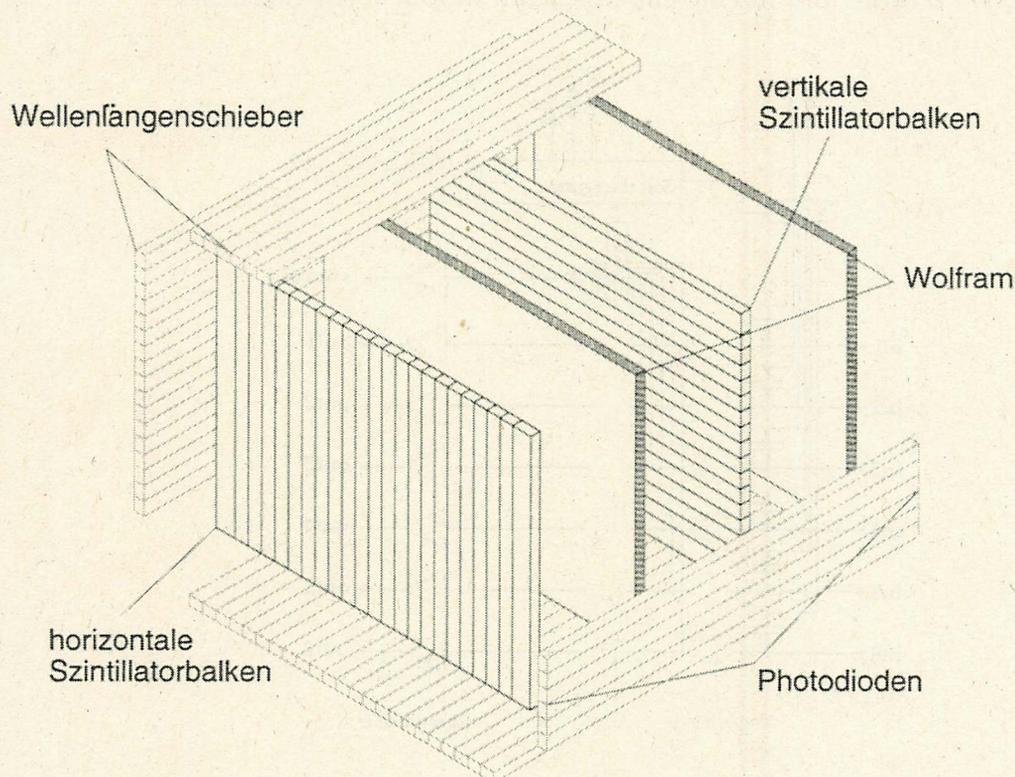


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des VLQ-Kalorimeters

Aus Sicht eines von links unten einlaufenden Teilchens kommt zuerst eine 3 mm dicke Szintillatorschicht, dann eine 2.5 mm dicke Wolframschicht, dann wieder eine 3 mm dicke Szintillatorschicht usw. Eine Besonderheit des VLQ-Kalorimeters ist die Segmentierung der Szintillatoren. Eine Schicht besteht aus nebeneinander liegenden 5 mm breiten Szintillatorstäben. Zusätzlich wechseln sich Schichten mit horizontaler und vertikaler Ausrichtung der Stäbe ab. Dadurch wird der Schauer sowohl in x- als auch in y-Richtung als Funktion des Ortes abgetastet (Teilchenrichtung = z-Richtung). Die einzelnen Stäbe sind mit Papier eingewickelt, um optisches Übersprechen auf die Nachbarstäbe zu verhindern. Das Licht, das in einem Szintillatorstab erzeugt wird, wird durch Totalreflektion an die Stirnseiten der Stäbe geleitet.

Dort gelangt es in gleichbreite Wellenlängenschieber (wavelength shifter), die das Licht der mit gleicher Ausrichtung hintereinander liegenden Szintillatorstäbe entlang der z-Richtung integrieren. Dabei absorbieren die Wellenlängenschieber das blaue Licht ( $\lambda \approx 430 \text{ nm}$ ) der Szintillatoren und reemittieren es wieder als grünes Licht ( $\lambda \approx 500 \text{ nm}$ ). Auf die gleiche Weise wie in den Szintillatorstäben wird das grüne Licht an die Stirnseiten der Wellenlängenschieber transportiert. Dort wird es an beiden Enden von Photodioden in elektrische Ladung umgewandelt. Die Wellenlänge des grünen Lichts ist so gewählt, daß sie mit dem Maximum der Quanteneffizienz der Photodioden zusammenfällt. Die in den Photodioden erzeugten Ladungen werden von anwenderspezifischen integrierten Schaltkreisen ASICs (Application Specific Integrated Circuits) verstärkt und in eine entsprechende Impulsform gebracht.

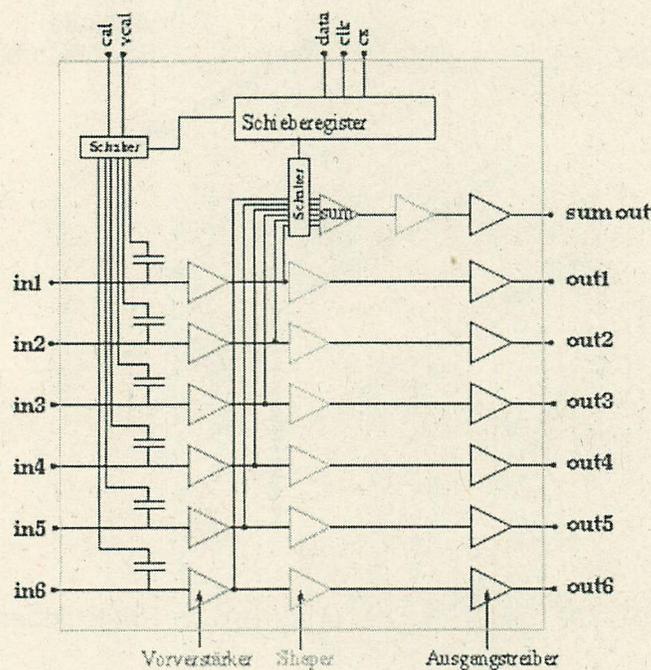


Abbildung 3.3: Blockschaltbild des ASIC

In Abbildung 3.3 ist das Blockschaltbild eines ASIC dargestellt. Jeder Chip beinhaltet sechs Auslesekanäle, die jeweils aus einem Vorverstärker, einem Signalformer (Shaper) und einem Ausgangstreiber bestehen. Außerdem steht ein weiterer Kanal zur Verfügung, der das Summensignal der einzelnen Kanäle liefert. Dieses Summensignal wird für die Bildung eines Triggersignals benötigt. Über ein Schieberegister können die in die Summe eingehenden Kanäle einzeln an- und abgeschaltet werden. Zusätzlich kann man auf den Eingang der einzelnen Kanäle Kalibrationspulse geben, um ihre Funktionsfähigkeit zu testen. Die Spannungsimpulse an den Ausgängen der ASICs werden dann durch Leitungstreiber als differentielles Signal über ca. 30 m Kabel an die ANBX (Analogbox) geleitet. Von der ANBX gelangen die Signale in die H1-Standardauslese, wo sie mit Analog-Digital-Wandlern ADC (Analog to Digital Converter) digitalisiert und entsprechend weiterverarbeitet werden.

**Trigger:**

Abbildung 3.4 zeigt die graphische Darstellung eines typischen Ereignisses in einem VLQ-Kalorimetermodul. Jeder Balken entspricht dem ADC-Wert des entsprechenden Auslesekanals. Die Kanäle mit großen ADC-Werten enthalten die Energie des elektromagnetischen Schauers. Die Kanäle mit ADC-Werten um Null enthalten nur Rauschen der Elektronik ( $\sigma_{\text{rauschen}} \approx 30 \text{ ADC-Werte}$ ). Jedes Modul hat zusätzlich

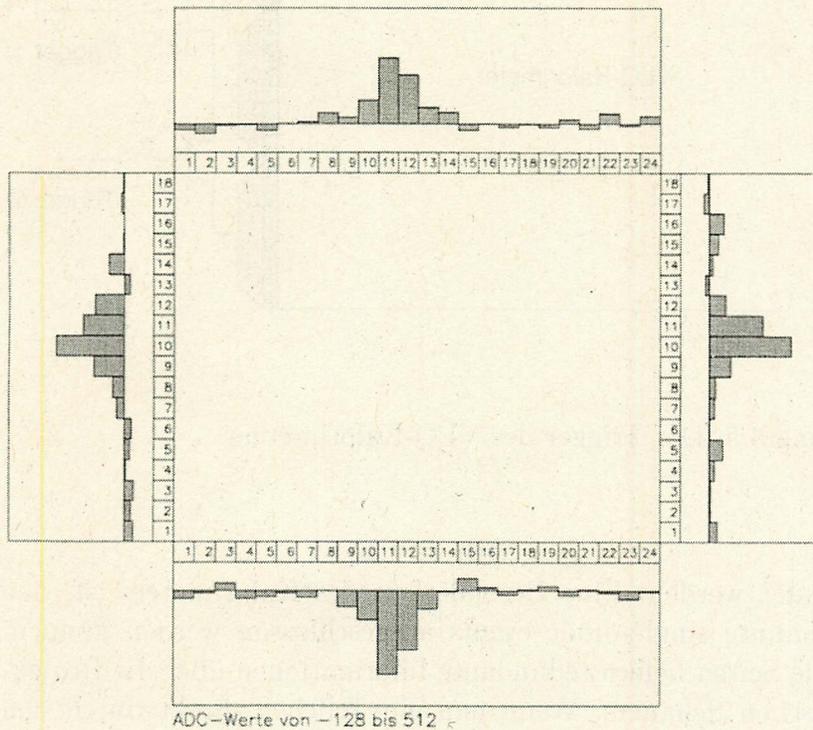


Abbildung 3.4: Graphische Darstellung eines vom VLQ-Kalorimeter gemessenen Elektrons mit einer Energie von 4 GeV

zu den Auslesekanälen schnelle Triggerkanäle für den L1-Trigger. Um ein Triggersignal zu erhalten werden die Signale der einzelnen Auslesekanäle elektronisch addiert und durch schnelle Leitungstreiber an die Ausleseelektronik weitergeleitet. Wenn das Kalorimeter getroffen wird, liefert das Triggersignal eine Spannung, die mit der Energie des Teilchens ansteigt. Wenn es nicht getroffen wird, geht nur das Rauschen der einzelnen Auslesekanäle ein, das ein kleineres Signal zur Folge hat. Dieser Unterschied wird ausgenutzt, um physikalisch interessante Ereignisse vom Rauschen zu unterscheiden. Da bei einem Teilchen nur wenige Kanäle die Information über die Energie enthalten, ist es sinnvoll nur wenige Kanäle in die Triggersumme eingehen zu lassen. Es wird sonst hauptsächlich Rauschen addiert und damit ist das Verhältnis von Signal zu Rauschen schlechter. Die kleinste Einheit wird durch den Auslese-Chip vorgegeben. Er verarbeitet sechs benachbarte Auslesekanäle und liefert

als Triggersignal die Summe dieser Kanäle. Um zu gewährleisten, daß die gesamte Energieinformation in einem Triggerkanal vorhanden ist, werden nebeneinanderliegende Triggersummen noch einmal addiert. In Abbildung 3.5 ist das Prinzip der Triggersignalbildung dargestellt. Jedes Modul liefert vier Triggersignale, da nur die

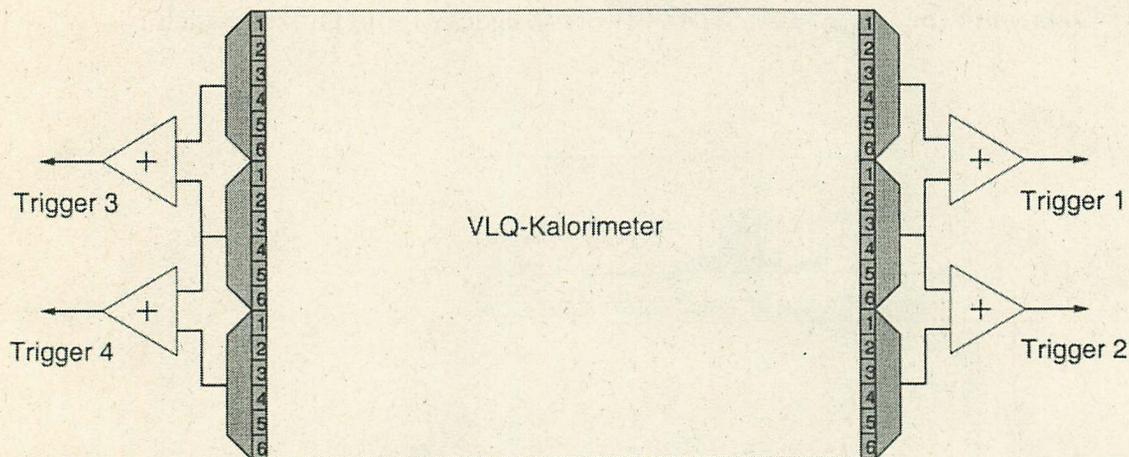
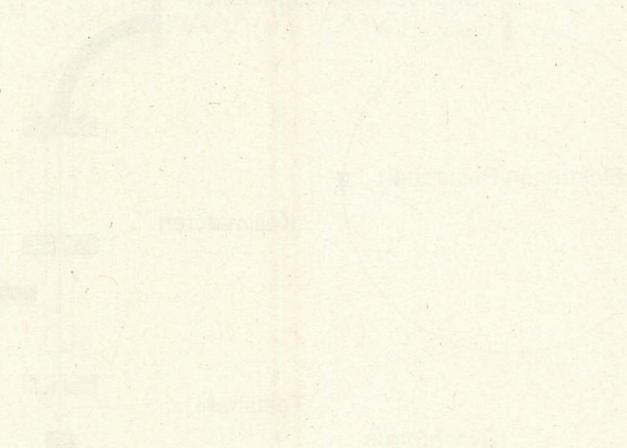


Abbildung 3.5: Der Trigger des VLQ-Kalorimeters

vertikalen Seiten verwendet werden. Eine Besonderheit des Kalorimeters ist, daß durch den Trigger sogenannte single-diode events ausgeschlossen werden können. Jeweils gegenüberliegende Seiten liefern redundante Informationen über die Projektion des elektromagnetischen Schauers. Wenn nun ein Teilchen direkt durch den pn-Übergang einer Photodiode fliegt, wird in diesem Kanal ein Signal erzeugt. Im Unterschied zu einem Schauer beinhaltet der gegenüberliegende Kanal aber nur Rauschen. Durch logische Verknüpfung der entsprechenden Triggersignale können solche events ausgeschlossen werden.

Einzelteil und Gesamtheit



# Kapitel 4

## Testmessungen

Die beiden Kalorimetermodule wurden von August bis November 1997 am DESY getestet. Das den Messungen zugrundeliegende Prinzip war die Abtastung der aktiven Kalorimeterfläche mit einem in seiner Energie wohl definierten Elektronenstrahl und die gleichzeitige Aufzeichnung der vom Kalorimeter gemessenen Daten. Die Analyse dieser Daten ermöglicht die Untersuchung der Kalorimereigenschaften.

### 4.1 Teststrahl und Meßaufbau

#### 4.1.1 Teststrahl

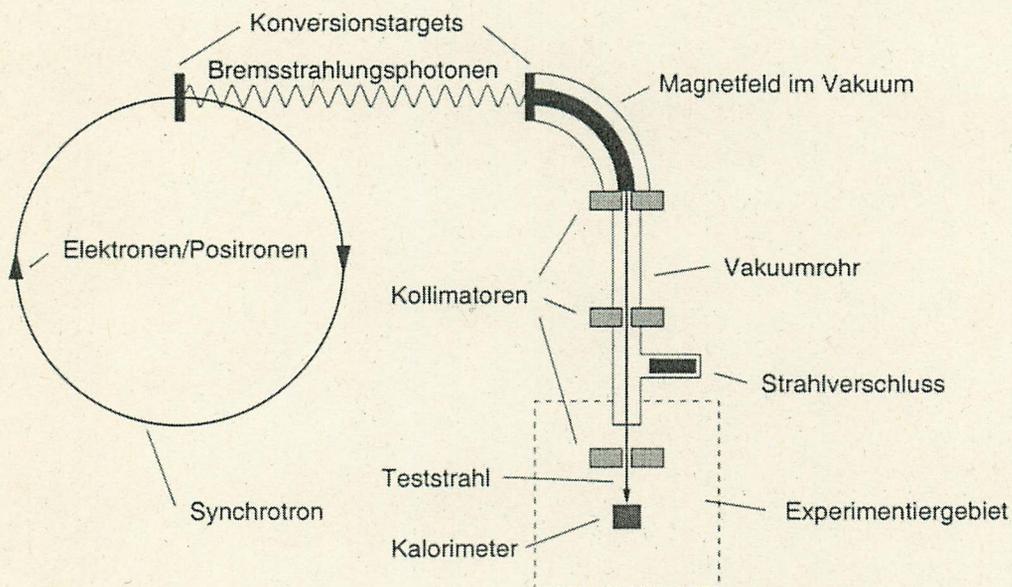


Abbildung 4.1: Erzeugung des Teststrahles Nr. 22 am DESY-Synchrotron

Alle Messungen wurden am Teststrahl Nr. 22 des DESY-Synchrotrons durchgeführt, das in Abbildung 2.1 mit DESY II/III bezeichnet ist. In dem Synchrotronring befinden sich Elektronen bzw. Positronen mit einer maximalen Energie von 7 GeV. Abbildung 4.1 zeigt, wie aus den im Ring befindlichen Teilchen der Teststrahl erzeugt wird. Die Teilchen treffen im Ring auf ein Konversionstarget aus Kohlenstoff, in dem sie Bremsstrahlungsphotonen erzeugen. Dabei erstreckt sich das Bremsstrahlungsspektrum von 0 GeV bis zur maximalen Energie von 7 GeV der im Synchrotron befindlichen Teilchen. Die Bremsstrahlungsphotonen verlassen an dieser Stelle das Vakuum des Synchrotron-Rings und fliegen durch Luft auf ein weiteres Konversionstarget zu. An diesem Target werden aus den Photonen  $e^+e^-$ -Paare erzeugt. Die Art und die Dicke des zweiten Targets sind vom Teststrahlbenutzer wählbar, wodurch sich die Anzahl der erzeugten Elektronen bzw. Positronen und somit die spätere Teststrahlintensität regulieren läßt. Das Energiespektrum der erzeugten Teilchen erstreckt sich dabei ebenfalls wieder von 0 GeV bis 7 GeV. Direkt im Anschluß an das zweite Konversionstarget durchfliegen die Teilchen im Vakuum ein homogenes Magnetfeld, dessen Stärke sich vom Teststrahlbenutzer einstellen läßt. Die Teilchen werden entsprechend ihres Impulses, der bei diesen hohen Energien proportional zur Teilchenenergie ist, abgelenkt. Nach dem Magnetfeld treffen die Teilchen auf einen Kollimator. Durch den Kollimatorschlitz können nur Teilchen mit einem bestimmten Krümmungsradius gelangen, der von der Teilchenenergie abhängt. Teilchen mit anderen Energien werden vom Kollimator absorbiert. Durch Änderung des Magnetfeldes kann die Energie der Teilchen, die den Kollimator passieren können, eingestellt werden. Durch eine Vakuumröhre gelangen die monoenergetischen Teilchen in das Experimentiergebiet. Sie passieren dabei einen zweiten Kollimator der den Teilchenstrahl fokussiert. Nach dem Austreten aus der Vakuumröhre durchlaufen die Teilchen ca. 5m Luft und treffen auf das zu testende Kalorimetermodul. Kurz nach dem Austreten ist ein weiterer Kollimator zur Fokussierung des Teilchenstrahls angebracht. Der Teilchenstrahl kann durch eine dicke Eisenplatte (Strahlverschluß), die sich in die Vakuumröhre schieben läßt, unterbrochen werden und ermöglicht somit einen Zugang zum Experimentiergebiet.

Als Problem für die Messungen hat sich ein Defekt des Vakuumsystems herausgestellt. Wenn die Luft beim Durchlaufen des Magnetfeldes nicht ausreichend evakuiert ist, können genügend Bremsstrahlungsphotonen in diesem Bereich zu  $e^+e^-$ -Paaren konvertieren. Die entstehenden Teilchen müssen dann nicht mehr das ganze Magnetfeld durchlaufen. Dadurch gelangen auch Teilchen mit einer kleineren als der durch das Magnetfeld eingestellten Energie in die anschließende Vakuumröhre. Der Teststrahl ist dann nicht mehr monoenergetisch. Im Energiespektrum des Teilchenstrahls macht sich das als Untergrund, der von 0 GeV bis zur eingestellten Energie reicht, bemerkbar. Außerdem können die Teilchen durch Streuung an Luft in der Vakuumröhre Energie verlieren, die ebenfalls zu einer Energieunschärfe des Teststrahls führt.

#### 4.1.2 Meßaufbau

In Abbildung 4.2 ist der prinzipielle Meßaufbau im Experimentiergebiet skizziert. Die Elektronen durchlaufen nach Verlassen des Kollimators ein Silizium-Teleskop, mit dem ihre Spur gemessen wird, und treffen anschließend auf das zu testende

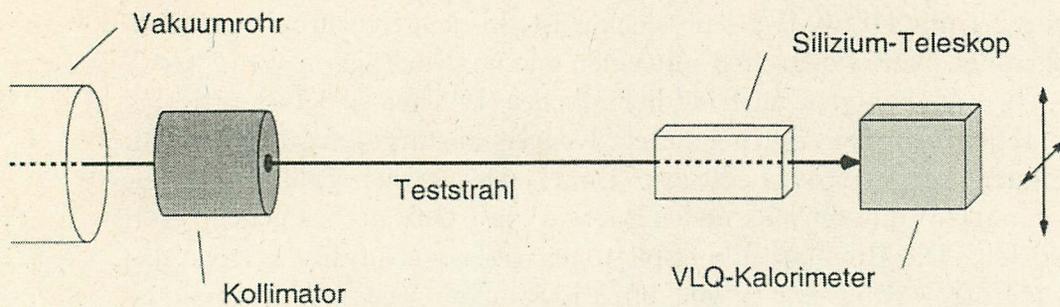


Abbildung 4.2: Schematischer Meßaufbau im Experimentiergebiet

Kalorimetermodul. Das Silizium-Teleskop besteht aus acht Lagen von Siliziumstreifen-zählern, die senkrecht zur Strahlrichtung stehen. Davon sind vier in vertikaler und vier in horizontaler Richtung segmentiert. Mit den Meßdaten läßt sich die Spurgrade der Elektronen und somit der Auftreffpunkt auf dem Kalorimeter bestimmen. Außerdem ist jeweils vor und hinter den Lagen ein 2 cm auf 2 cm großer Szintillator im Silizium-Teleskop angebracht. Beide Szintillatoren werden von Photomultipliern ausgelesen, die bei koinzidenten Signalen ein Triggersignal für die Ausleseelektronik liefern. Das Silizium-Teleskop wurde so justiert, daß die aktive Fläche genau in der Strahlachse des Teststrahles stand. Während den Messungen wurde die Position des Silizium-Teleskops nicht verändert. Bei den Testmessungen konnten die Kalorimetermodule nur einzeln getestet werden. Für die Befestigung wurde die Halterung, die jetzt im H1-Detektor eingebaut ist, verwendet. Um die gesamte aktive Fläche von  $12 \times 9 \text{ cm}^2$  abtasten zu können, war das Kalorimetermodul mit zwei Schrittmotoren horizontal und vertikal in der Ebene senkrecht zur Strahlachse bewegbar. Die Kalorimetermodule wurden so zum Teststrahl ausgerichtet wie sie im H1-Detektor eingebaut sind. Zur Datennahme wurde dasselbe Ausleseelektroniksystem für das VLQ-Kalorimeter wie im H1-Detektor verwendet. Abbildung 4.3 zeigt den schematischen Aufbau der Ausleseelektronik.

Die gesamte Datennahme wird von einem OS9-Rechner gesteuert. Außerdem lassen sich die programmierbaren ICs des Kalorimeters mit diesem Rechner programmieren. Die H1-Ausleseelektronik arbeitet synchron zur HERA-Clock. Da die Ereignisse im Teststrahl aber asynchron dazu auftreten, muß die Datennahme synchronisiert werden. Zur Synchronisation verwendet man das sogenannte STC-Modul (subtrigger-modul). Nach Erhalt eines Triggersignals vom Silizium-Teleskop startet das STC-Modul mit dem nächsten HERA-Clock-Zyklus die Auslese. Dazu wird ein L1-Triggersignal an das Service-Modul geschickt, das den Sequenzer und das ADC-Modul aufeinander abstimmt. Der Sequenzer steuert die analoge Empfängereinheit ANRU (analog receiving unit) und die Analogbox (ANBX). Auf den Analogkarten der ANBX sind die Kalorimeterdaten analog gespeichert. Diese Daten werden dann zur ANRU übertragen und dort analog pedestalkorrigiert. Anschließend werden die

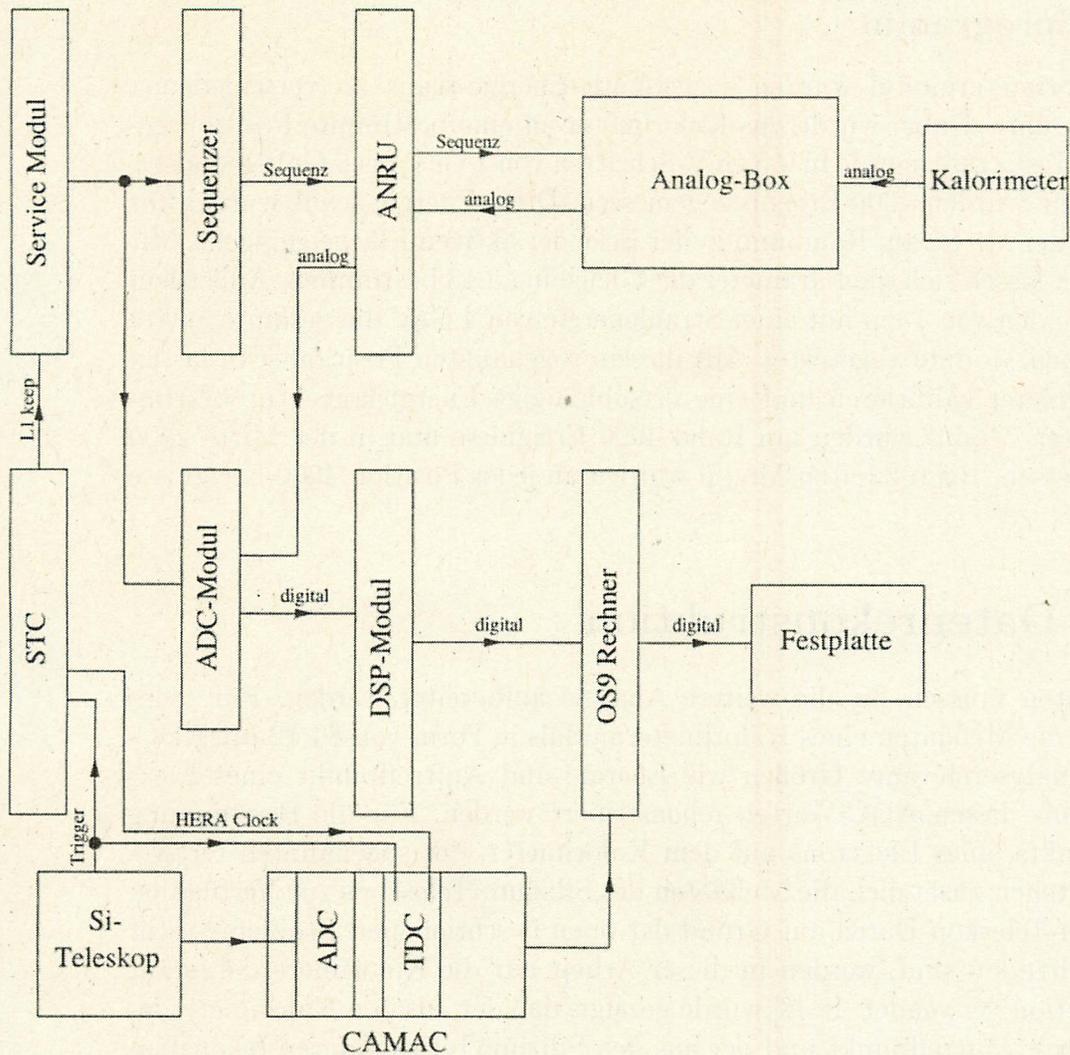


Abbildung 4.3: Prinzipieller Aufbau der Ausleseelektronik

gemultiplexten Daten zum ADC-Modul geleitet, wo die analogen Signale digitalisiert werden. Das DSP-Modul (digital signal processor) transferiert die Daten zum OS9-System, das die Daten auf Platte schreibt. Parallel dazu werden die Daten des Silizium-Teleskops von einem CAMAC-ADC-Modul digitalisiert und ebenfalls an das OS9-System übertragen. Ein CAMAC-TDC Modul registriert zusätzlich die Zeitdifferenz zwischen dem Triggersignal und der nächsten HERA-clock.

Als Problem bei der Datennahme hat sich ein Defekt des CAMAC-crate-controllers erwiesen. Der controller steuert die CAMAC-Module und den Datentransfer zum OS9-System. Aufgrund des Defektes wurden die Silizium-Teleskop-Daten und die TDC-Daten nur teilweise oder unvollständig an das OS9-System übertragen. Die auf Platte gespeicherten Silizium-Teleskop-Daten sind deshalb nur in begrenztem Maße verwendbar.

### 4.1.3 Meßprogramm

Für jedes Kalorimetermodul wurden sogenannte Energie-scans an verschiedenen Stellen durchgeführt. Dabei wurde das Kalorimeter an eine bestimmte Position gefahren und die Teststrahlenergie in 0.5 GeV-Schritten von 1 GeV bis 6 GeV geändert. Bei jeder Energie wurden 4000 Ereignisse gemessen. Diese Energie-scans wurden für jedes Modul in der Mitte, am Rand und in der Ecke der aktiven Fläche gemacht. Mit den Ergebnissen lassen sich die Parameter der Gleichung 3.13 bestimmen. Außerdem wurde in Abständen von 1 cm mit einer Strahlenergie von 4 GeV die gesamte aktive Fläche der beiden Module abgetastet. Mit diesem sogenannten Position-scan lassen sich die Kalorimeter kalibrieren und eine ortsabhängige Energiekorrektur bestimmen. Beim ersten Modul wurden am Rand 4000 Ereignisse und in der Mitte 2000 Ereignisse gemessen. Beim zweiten Modul wurden an jeder Position 4000 Ereignisse gemessen.

## 4.2 Die Datenrekonstruktion

Die Teststrahlendaten müssen für die weitere Analyse aufbereitet werden. Für jedes Ereignis liegen die Meßdaten eines Kalorimetermoduls in Form von 84 12-bit-ADC-Werten vor. Analyserelevante Größen wie Energie und Auftreffpunkt eines Elektrons müssen aus diesen ADC-Werten rekonstruiert werden. Für die Bestimmung des Auftreffpunkts eines Elektrons auf dem Kalorimeter, der sogenannten Ortsrekonstruktion, stehen zusätzlich die Meßdaten des Silizium-Teleskops zur Verfügung. Da die Silizium-Teleskop-Daten auf Grund der oben beschriebenen Probleme nicht vollständig vorhanden sind, werden in dieser Arbeit nur die Kalorimeterdaten zur Ortsrekonstruktion verwendet. In [8] wurde gezeigt, daß der aus den Kalorimeterdaten rekonstruierte Auftreffpunkt und der aus den Silizium-Teleskopdaten rekonstruierte Auftreffpunkt innerhalb der Fehler übereinstimmt.

### 4.2.1 Pedestalkorrektur

Der erste Schritt der Datenrekonstruktion ist die sogenannte Pedestalkorrektur. Der ADC-Wert  $A_i$  und der Energieinhalt  $E_i$  eines Auslesekanals  $i$  sind über eine lineare Funktion miteinander verknüpft, wobei im Allgemeinen  $A_i$  nicht direkt proportional zu  $E_i$  ist.

$$A_i(E_i) = \frac{1}{C_i} E_i + P_i \quad (4.1)$$

Der y-Achsenabschnitt  $P_i$  wird als Pedestal bezeichnet. Er entspricht dem mittleren ADC-Wert, wenn keine Energie im entsprechenden Auslesekanal deponiert wurde, d. h. wenn nur das elektronische Rauschen des Auslesekanals gemessen wurde.  $C_i$  ist der Umrechnungsfaktor von ADC-Werten nach Elektronenvolt, der durch die Kalibration bestimmt wird. Auf die Bestimmung der Kalibrationsfaktoren wird in Kapitel 4.3 näher eingegangen. Um eine direkte Proportionalität zwischen Energie und ADC-Wert zu erhalten, müssen die Meßdaten pedestalsubtrahiert werden. Für die so erhaltenen pedestalsubtrahierten ADC-Werte  $A'_i$  gilt:

$$A_i - P_i =: A'_i \sim E_i \quad (4.2)$$

Das Pedestal der einzelnen Auslesekanäle wird aus den sogenannten Pedestalsruns bestimmt. In regelmäßigen Abständen von ca. 2-3 Stunden wurde das zu testende Kalorimetermodul ohne Elektronsignal ausgelesen, wobei die Auslese von einem Zufallstrigger gesteuert wurde. Dabei wurden pro Pedestalsrun jeweils 1000 Ereignisse gemessen, die nur das Rauschen der Kalorimeterkanäle beinhalten. Aus der kanal-

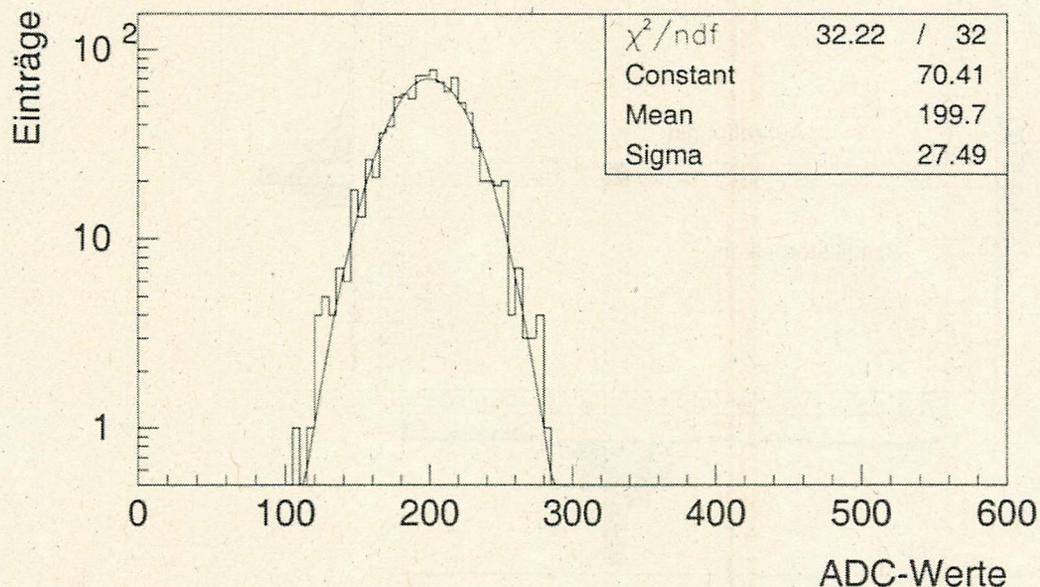


Abbildung 4.4: Bestimmung des Pedestalwertes eines Auslesekanals

weisen Mittelung dieser Rauschdaten ergibt sich der entsprechende Pedestalwert. Abbildung 4.4 zeigt das Histogramm einer ADC-Wert-Verteilung eines Kalorimeterkanals für einen Pedestalsrun. Der Mittelwert (Mean) des Gaußfits ist der Pedestalwert  $P_i$  für diesen Kanal. Für jeden Pedestalsrun werden so die 84 Pedestalwerte der einzelnen Auslesekanäle bestimmt. Bei jedem Run werden nun die so bestimmten Pedestalwerte eventweise subtrahiert und die korrigierten Daten für die weitere Bearbeitung auf Platte gespeichert. Um gleichzeitig langfristige Änderungen, die z. B. durch Temperaturschwankungen verursacht werden können, zu berücksichtigen, werden immer die Pedestalwerte des Pedestalsruns mit dem zeitlich geringsten Abstand zum zu korrigierenden Run verwendet.

#### 4.2.2 Ortsrekonstruktion

Der Auftreffpunkt eines Elektrons auf dem Kalorimeter wird im wesentlichen aus den Auslesekanälen mit dem maximalen Energieinhalt der vier Kalorimeterseiten rekonstruiert. In Abbildung 4.5 ist der rekonstruierte Auftreffpunkt eines 4 GeV Elektrons dargestellt. Die Balken entsprechen dem Energieinhalt der einzelnen Auslesekanäle. Der Energieinhalt eines Auslesekanals wird aus den pedestalsubtrahierten Daten durch Multiplikation des zugehörigen Kalibrationsfaktors bestimmt. Die Seiten des Kalorimeters sind aus Sicht des Elektrons wie folgt bezeichnet:

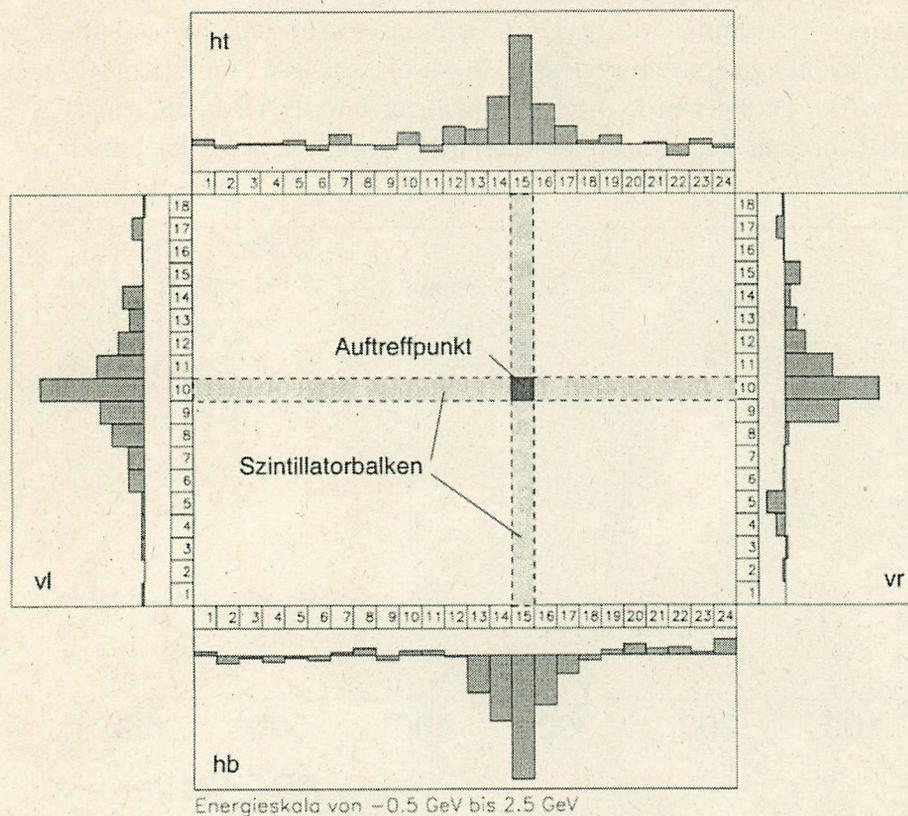


Abbildung 4.5: Das Prinzip der Ortsrekonstruktion

- linke Seite: vl (vertical left)
- rechte Seite: vr (vertical right)
- untere Seite: hb (horizontal bottom)
- obere Seite: ht (horizontal top)

Die Auslesekanäle werden je nach Seite mit eins beginnend von links nach rechts und von unten nach oben durchnummeriert. Dadurch ist ein Koordinatensystem in Einheiten von Szintillatorbalkenbreiten (5 mm) festgelegt. Für die Ortsrekonstruktion wird nun ausgenutzt, daß in den Auslesekanälen, die vom primären Teilchen getroffen wurden, am meisten Energie deponiert wird. Die Auslesekanäle mit dem maximalen Energieinhalt der vier Seiten entsprechen somit dem Auftreffpunkt. Dabei ist zu beachten, daß gegenüberliegende Auslesekanäle dieselben Szintillatorbalken auslesen. Man erhält dadurch redundante Informationen über das Schauerprofil, die allerdings statistischen Fluktuationen ausgesetzt ist. Das macht sich insbesondere dann bemerkbar, wenn ein Elektron im Grenzbereich zwischen zwei Szintillatorbalken auf das Kalorimetermodul trifft. In diesem Fall kann es vorkommen, daß die Auslesekanäle mit dem maximalen Energieinhalt einer Seite nicht gegenüberliegen. Um die

Eindeutigkeit des getroffenen Szintillatorbalkens zu gewährleisten, werden diese Ereignisse verworfen. Das wird durch die Forderung erreicht, daß die Auslesekanäle mit dem maximalen Energieinhalt einer Seite gegenüberliegen müssen.

### 4.2.3 Energierekonstruktion

Die Energie eines primären Teilchens ergibt sich aus der Summe der Auslesekanäle, in denen vom elektromagnetischen Schauer Energie deponiert wird. Für eine Kalorimeterseite liegen diese Auslesekanäle direkt nebeneinander und werden zusammenfassend als Cluster (Haufen) bezeichnet. Im Mittel sind sie symmetrisch um den Auslesekanal mit dem maximalen Energieinhalt angeordnet. Die Anzahl der Auslesekanäle vom maximalen Auslesekanal bis zum entferntesten Auslesekanal, der noch zum Cluster gezählt wird, wird als Clusterradius bezeichnet. Abbildung 4.6

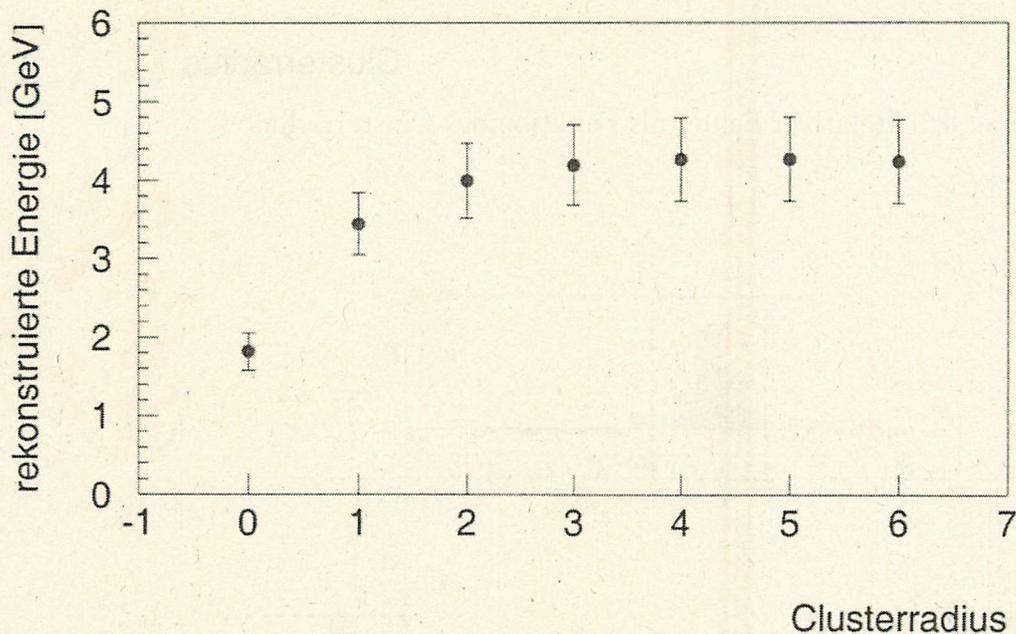


Abbildung 4.6: Rekonstruierte Energie als Funktion des Clusterradius

zeigt die rekonstruierte Energie eines 4 GeV-Runs als Funktion des Clusterradiuses. Wie deutlich zu erkennen ist, wird bei einem zu klein gewählten Clusterradius die Energie nicht vollständig rekonstruiert. Bei einem zu groß gewähltem Clusterradius wird zwar die Energie vollständig rekonstruiert, aber der Fehler auf die Energiemessung wird größer. Das kommt daher, daß in die Summe Auslesekanäle eingehen, die nur Rauschen beinhalten. Im Mittel ist das Rauschen nach der Pedestalsubtraktion null. Der Mittelwert einer Energieverteilung monoenergetischer Teilchen wird deshalb durch die Addition von Auslesekanälen, die nur Rauschen enthalten, nicht verändert. Die Breite der Verteilung, die den Fehler auf die Messung angibt, wird aber mit zunehmender Anzahl von addierten Rauschkanälen größer. Insbesondere wird die Auflösung, die über den relativen Fehler der Energiemessung definiert ist,

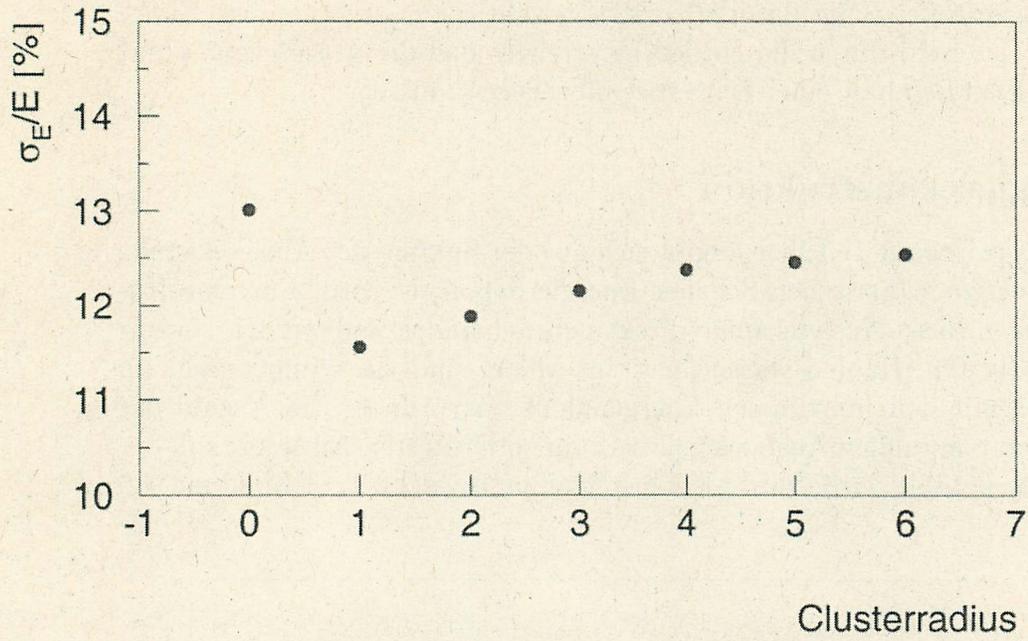


Abbildung 4.7: Relativer Fehler als Funktion des Clusterradius

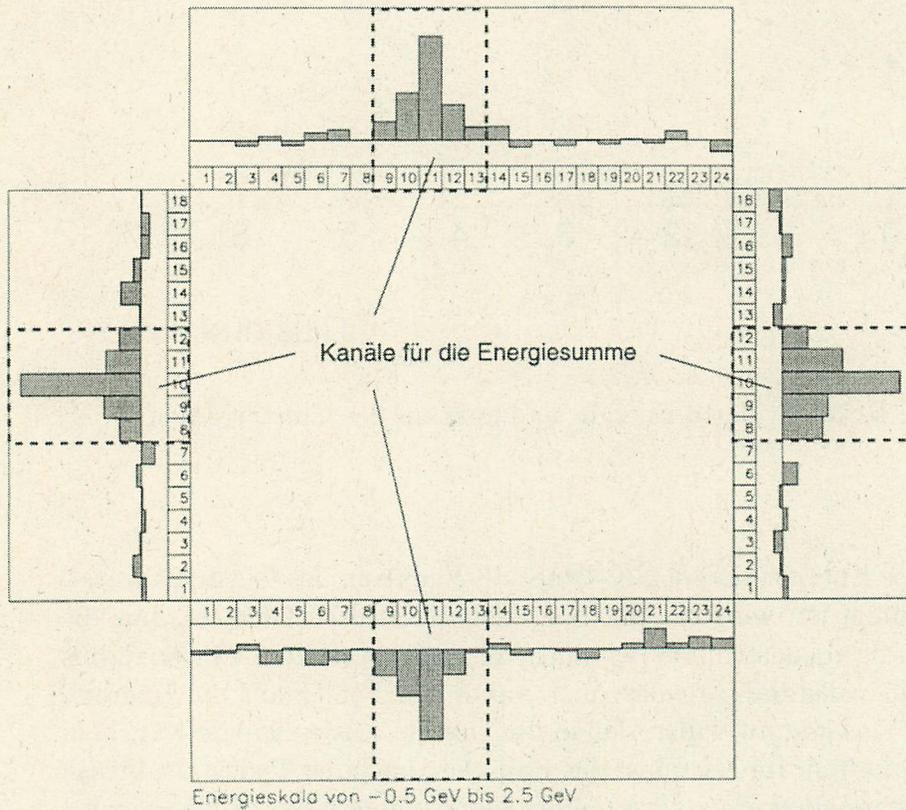


Abbildung 4.8: Kanäle die für die Energierekonstruktion verwendet werden

kleiner. In Abbildung 4.7 ist der relative Fehler als Funktion des Clusterradiuses aufgetragen. Für die Energierekonstruktion der Testrahldaten wird ein Clusterradius von zwei verwendet. Das ist der Radius, bei dem der relative Fehler auf die Energie minimal ist, unter der Bedingung, daß die Energie vollständig rekonstruiert wird. In Zentimeter umgerechnet stimmt dieser Clusterradius mit dem in [8] aus Monte-Carlo-Simulationen berechneten Molière-Radius  $R_M = 1.25 \text{ cm}$  überein. Pro Kalorimeterseite geht somit die Summe aus 5 Kanälen in die Rekonstruktion der Energie ein. Das sind der maximale Kanal und die jeweils 2 benachbarten Kanäle. Die Gesamtenergie ist dann als das arithmetische Mittel der aus den vier Seiten rekonstruierten Energien gegeben. In Abbildung 4.8 sind die für die Energierekonstruktion verwendeten Kanäle eines 4 GeV-Elektrons hervorgehoben, das das Kalorimeter im zentralen Bereich getroffen hat. Wenn das Kalorimeter am Rand oder in der Ecke getroffen wurde, ist der elektromagnetische Schauer nicht vollständig im Kalorimeter enthalten. Bei der Energierekonstruktion macht sich das dadurch bemerkbar, daß der Abstand zwischen dem maximalen Kanal und dem entsprechenden Rand kleiner ist als der Clusterradius. In die Summe gehen dann entsprechend weniger Kanäle ein. Die fehlende Energie wird durch die sogenannte ortsabhängige Energiekorrektur, die in Abschnitt 4.3.3 näher beschrieben ist, korrigiert.

#### Common-Mode-Korrektur:

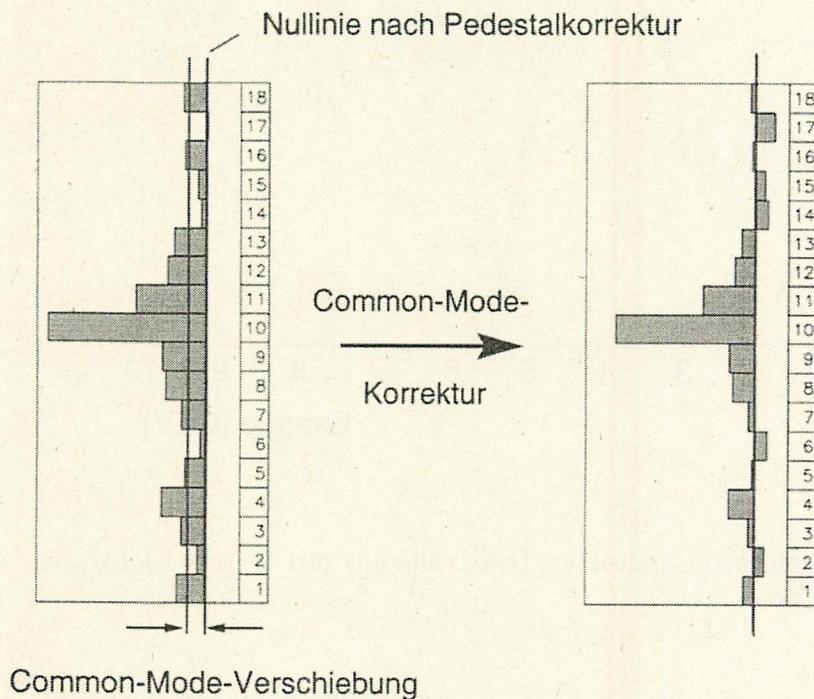


Abbildung 4.9: Graphische Darstellung der Common-Mode-Korrektur

Bevor die Energiesumme berechnet wird, wird eine sogenannte Common-Mode-

Korrektur durchgeführt. Unter dem Common-Mode (gemeinsamer Modus) versteht man die gleichzeitige Nullpunktverschiebung aller Auslesekanäle einer Kalorimeterseite bei einem einzelnen Event. Sie wird durch kohärentes Rauschen dieser Auslesekanäle verursacht. Die Nulllinie einer Kalorimeterseite, die durch die Information der rauschenden Auslesekanäle gegeben ist, kann dadurch eventweise von der Nulllinie, die durch die Pedestalsubtraktion gegeben ist, abweichen. Um den Common-Mode zu korrigieren, bildet man den Mittelwert der Auslesekanäle einer Kalorimeterseite, die nur Rauschen enthalten, und zieht den Mittelwert von jedem Auslesekanal ab. Insbesondere werden dadurch die Auslesekanäle korrigiert, die Energie beinhalten. Für die konkrete Berechnung des Common-Mode werden alle Kanäle verwendet, die mehr als drei Kanäle vom maximalen Kanal entfernt sind. In Abbildung 4.9 ist die Common-Mode-Korrektur für die linke Kalorimeterseite (vl) graphisch dargestellt.

#### 4.2.4 Energieschnitte

Die in Kapitel 4.1.1 erwähnten Probleme bei der Erzeugung des Teststrahls bewirken, daß sich auch Elektronen mit einer kleineren als der eingestellten Energie im Teststrahl befinden. Im Energiespektrum macht sich das als Untergrund bemerkbar, der der nominellen Strahlenergie überlagert ist. In Abbildung 4.10 ist ein Energie-

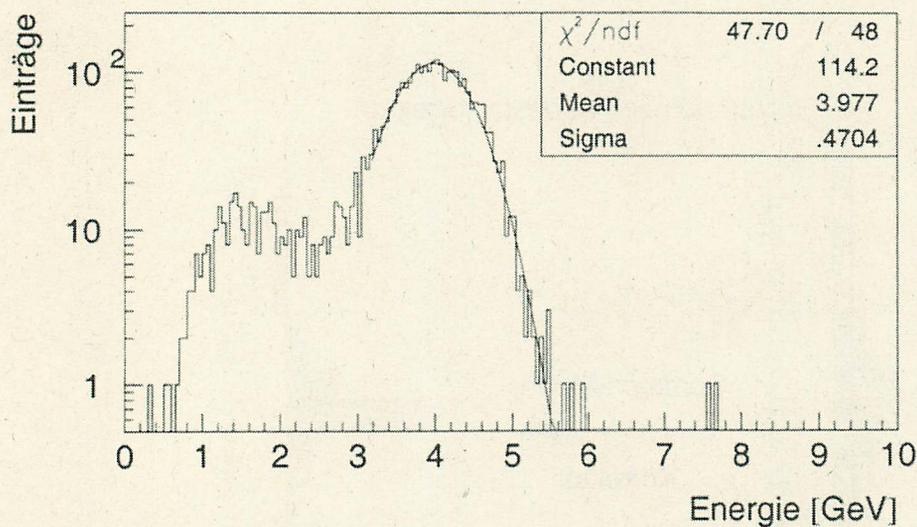


Abbildung 4.10: Energieverteilung eines Teststrahlruns mit 4 GeV Elektronen

spektrum eines 4 GeV-Runs dargestellt. Das Maximum bei ca. 1.5 GeV wird von den Untergrundereignissen verursacht. Für die Untersuchung der Kalorimeteigenschaften ist es wichtig, nur Ereignisse mit einer wohldefinierten Energie zu haben. Die Untergrundereignisse müssen deshalb von den Ereignissen mit der nominellen Strahlenergie separiert werden. Das geschieht mit einem sogenannten Energieschnitt auf die Auslesekanäle mit dem maximalen Energieinhalt. Für jedes Ereignis, das für die Analyse verwendet wird, wird gefordert, daß die maximalen Auslesekanäle der vier

Kalorimeterseiten gleichzeitig über einer bestimmten Schwelle liegen. Die Schwellenenergie hängt von der nominellen Strahlenergie ab und muß für jede Strahlenergie bestimmt werden. Zur Bestimmung der Schwellenenergie wird die Änderung des Mittelwerts der nominellen Strahlenergie als Funktion der Schwellenenergie untersucht. Dabei wird für verschiedene Schwellenenergien an die Spitze der nominellen Strahlenergie eine Gaußverteilung, wie in Abbildung 4.10 dargestellt, angepaßt. Die Flanke zu großen Energien kann vollständig angepaßt werden, da der Untergrund nur bei kleinen Energie relevant ist. Bei Schwellenenergien, die nur Untergrundeignisse verwerfen, ändert sich der Mittelwert (Mean) der Gaußverteilung nicht. Wenn durch den Schnitt aber Ereignisse mit der nominellen Strahlenergie verworfen werden, so ist der Mittelwert zu größeren Energien verschoben. Der Schwellenwert bei dem die Verschiebung des Mittelwerts beginnt, ist der gesuchte Schwellenwert. In

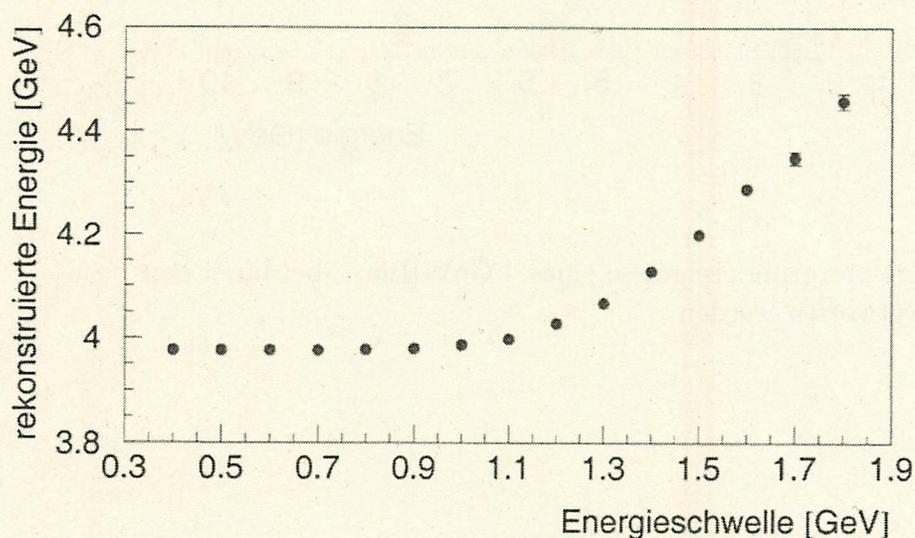


Abbildung 4.11: Rekonstruierte Energie als Funktion der Schnittenergie eines Teststrahlruns mit 4 GeV

Abbildung 4.11 ist der Mittelwert der Gaußverteilung eines 4 GeV-Runs als Funktion der Schwellenenergie aufgetragen. Als Fehler ist die Breite der Verteilung (Sigma) angegeben. Im Bereich von 1.1 GeV beginnt der Mittelwert größer zu werden. Der Schwellenwert, der bei der Analyse der Teststrahlrunnen verwendet wird, ist 1.08 GeV. Durch den Energieschnitt wird ein systematischer Fehler auf die rekonstruierte Energie gemacht. Er läßt sich durch die Variation des Fitbereichs bei einer festen Schwellenenergie bestimmen. Für den Mittelwert ergibt sich ein systematischer Fehler von  $\pm 2.5\%$  und für  $\sigma$  ein Fehler von  $\pm 5\%$ . In Abbildung 4.12 ist das Energiespektrum von Abbildung 4.10 getrennt nach Untergrundeignissen und nominellen Ereignissen dargestellt. An die durch den Energieschnitt akzeptierten Ereignisse ist eine Gaußverteilung angepaßt. Der Mittelwert (Mean) dieser Verteilung ist die rekonstruierte Energie für diesen Run. Bei nominellen Strahlenergien, die kleiner als 2.5 GeV sind, kann der Untergrund nicht mehr separiert werden. Im

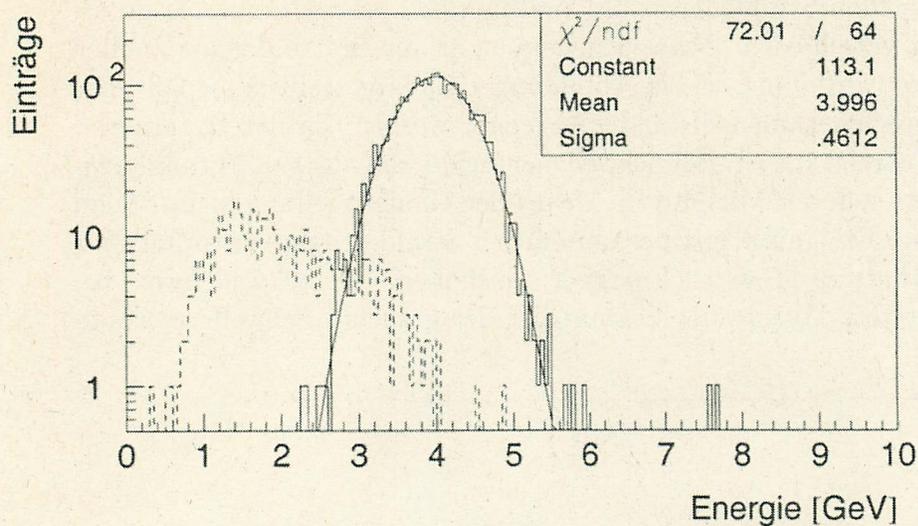


Abbildung 4.12: Untergrundereignisse eines 4 GeV-Runs, die durch den Energieschnitt verworfen werden

nominelle Strahlenergie [GeV]	Energieschnitt [GeV]
2.5	0.54
3.0	0.78
3.5	0.99
4.0	1.08
4.5	1.20
5.0	1.47
5.5	1.80
6.0	2.04

Tabelle 4.1: Die Werte der Energieschnitte für die verschiedenen Strahlenergien

Energiespektrum existiert nur eine verbreiterte Verteilung der nominellen Strahlenergie. In Tabelle 4.1 sind die bei der Analyse benutzten Schwellenwerte für die verschiedenen Energien aufgetragen.

## 4.3 Kalibration

Unter Kalibration versteht man das in Relation Setzen einer meßtechnisch zugänglichen Größe zu einer zu messenden Größe. Beim VLQ-Kalorimeter bedeutet das die Bestimmung der Umrechnungsfaktoren von ADC-Werten in Energie. Dabei geht man in zwei aufeinanderfolgenden Schritten vor. Der erste Schritt, die sogenannte Interkalibration, beinhaltet den Abgleich der einzelnen Auslesekanäle gegeneinander. Im zweiten Schritt wird der Umrechnungsfaktor von pedestalsubtrahierten ADC-Werten in Gigaelektronenvolt bestimmt.

### 4.3.1 Interkalibration

Aufgrund von Toleranzen der mechanischen, optischen und elektronischen Komponenten eines Kalorimetermoduls variieren die einzelnen Auslesekanäle in ihren Eigenschaften. Hinzu kommen die beim Zusammenbau verursachten Montagetoleranzen. Dies hat zur Folge, daß die ADC-Werte, die aus derselben deponierten Energiemenge resultieren, vom Auslesekanal abhängig sind. Diese kanalweisen Unterschiede werden durch die Interkalibration ausgeglichen. Generell ist die im Auslesekanal  $i$  deponierte Energie  $E_i$  proportional zum resultierenden pedestalsubtrahierten ADC-Wert  $A'_i$ .

$$E_i(A'_i) = C_i A'_i \quad (4.3)$$

Die 84 Kalibrationskonstanten  $C_i$  eines Kalorimetermoduls können aus korrespondierenden  $E_i$ - und  $A'_i$ -Werten bestimmt werden. Für die Teststrahlendaten ist allerdings nur die Gesamtenergie der Elektronen bekannt, die sich auf mehrere Auslesekanäle verteilt. Aus diesem Grund wird die Kalibration in zwei aufeinanderfolgende Schritte unterteilt. Die Kalibrationskonstanten  $C_i$  lassen sich in einen globalen Umrechnungsfaktor  $C$  von pedestalsubtrahierten ADC-Werten in Energie und in die sogenannten Interkalibrationskonstanten  $N_i = \frac{C_i}{C}$  aufspalten.

$$E_i(A'_i) = C N_i A'_i \quad (4.4)$$

Im ersten Schritt werden nun diese Interkalibrationskonstanten bestimmt, durch deren Anwendung die variierenden Eigenschaften der einzelnen Auslesekanäle abgeglichen werden. Im zweiten Schritt wird dann der globale Umrechnungsfaktor mit den bereits interkalibrierten ADC-Werten bestimmt. Für die Bestimmung der Interkalibrationsfaktoren macht man sich die Symmetrieachsen der aktiven Kalorimeterfläche zunutze. Jedes Kalorimetermodul besteht aus zwei Meßsystemen, die durch die horizontale, bzw. vertikale Ausrichtung der Szintillatorbalken definiert sind. Dabei ist zu beachten, daß die vertikal angeordneten Szintillatorbalken zum horizontalen Meßsystem und die horizontal angeordneten Szintillatorbalken zum vertikalen Meßsystem gehören. Da das in den Szintillatorbalken erzeugte Licht an beiden Enden ausgelesen wird, sind die Meßsysteme in jeweils zwei Subsysteme unterteilt.

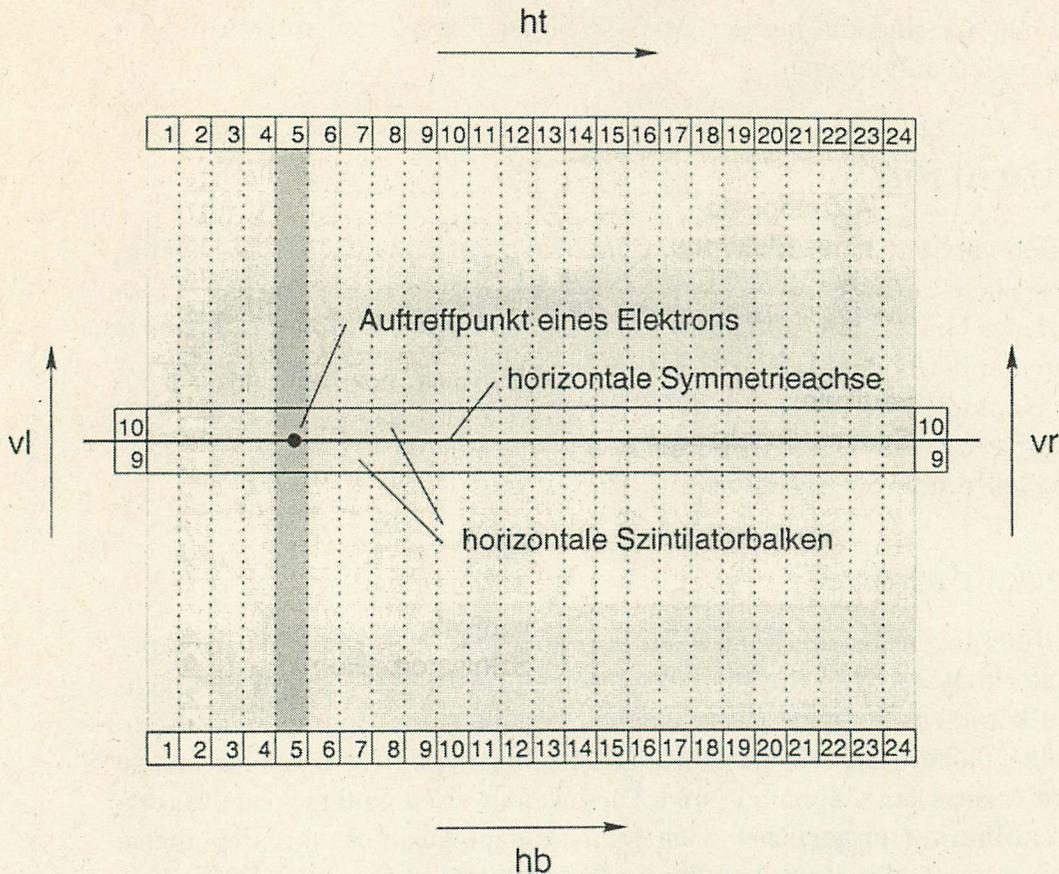


Abbildung 4.13: Horizontales Meßsystem mit der zugehörigen Symmetrieachse

Ein Subsystem besteht somit aus den Auslesekanälen einer Kalorimeterseite, wobei die gegenüberliegenden Seiten redundante Informationen über die Projektion des elektromagnetischen Schauers liefern. Wie in Abbildung 4.13 und 4.14 dargestellt ist, besitzt jedes Meßsystem eine Symmetrieachse, die die zugehörigen Szintillatorbalken halbiert. Von der Symmetrieachse aus gesehen ist die optische Weglänge der einzelnen Auslesekanäle des entsprechenden Meßsystems identisch. Wenn nun monoenergetische Elektronen entlang der Symmetrieachse auftreffen, erwartet man im Mittel für jeden Auslesekanal des Meßsystems ein gleichgroßes Signal. Aufgrund der bereits erwähnten Variationen in den Auslesekanälen haben diese Signale aber eine unterschiedliche Größe. Die Interkalibrationsfaktoren werden bestimmt, indem man die unterschiedlichen Signale auf denselben Wert zwingt.

Aus dem Positionscan, der mit Elektronenergien von 4 GeV durchgeführt wurde, werden nun alle Ereignisse ausgewählt, die das Kalorimeter auf einer der beiden Symmetrieachsen getroffen haben. Dabei wird der Auftreffpunkt wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben rekonstruiert, wobei die Koordinaten durch den getroffenen horizontalen, bzw. vertikalen Szintillatorbalken gegeben sind. Die Schwierigkeit besteht

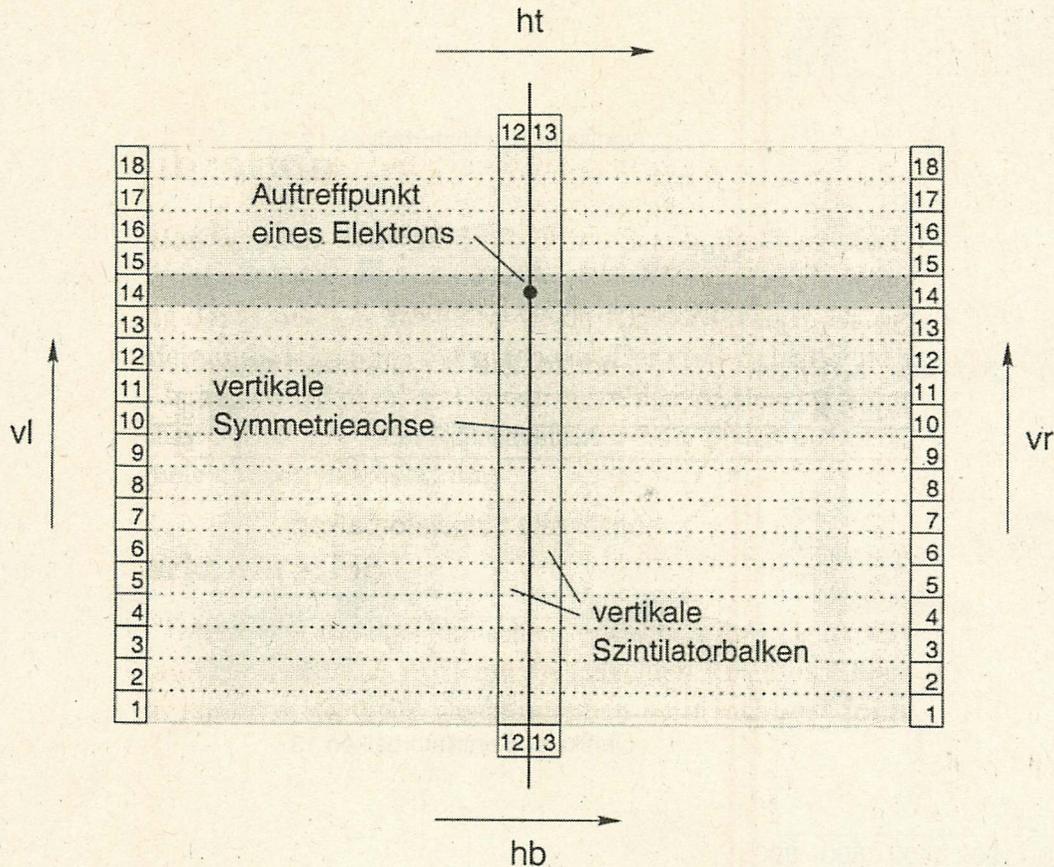


Abbildung 4.14: Vertikales Meßsystem mit der zugehörigen Symmetrieachse

nun darin, daß sowohl die horizontale, als auch die vertikale Symmetrieachse genau zwischen zwei Szintillatorbalken verläuft. Aus diesem Grund werden jeweils die zwei Szintillatorbalken als Bezugsachse verwendet, die die Symmetrieachse einschließen. Für das horizontale Meßsystem sind das die horizontalen Szintillatorbalken, die zu den vertikalen Auslesekanälen 9 und 10 gehören und für das vertikale Meßsystem die vertikalen Szintillatorbalken, die zu den horizontalen Auslesekanälen 12 und 13 gehören.

Für jeden Auslesekanal eines Meßsystems wird der mittlere ADC-Wert aus den Ereignissen ermittelt, die den zugehörigen Szintillatorbalken und einen der beiden Bezugszintillatorbalken getroffen haben. Man geht dabei so vor, daß der maximale ADC-Wert des entsprechenden Subsystems in ein dem Auslesekanal zugeordnetes Histogramm gefüllt wird. Damit keiner der beiden Bezugszintillatorbalken aufgrund einer größeren Trefferzahl bevorzugt wird, werden pro Auslesekanal zwei Histogramme getrennt nach dem getroffenen Bezugsszintillatorbalken gefüllt. In Abbildung 4.15 sind die beiden Histogramme eines Auslesekanals und die entsprechenden Auftreffpunkte dargestellt. Die Mittelwerte der beiden Histogramme eines Auslesekanals

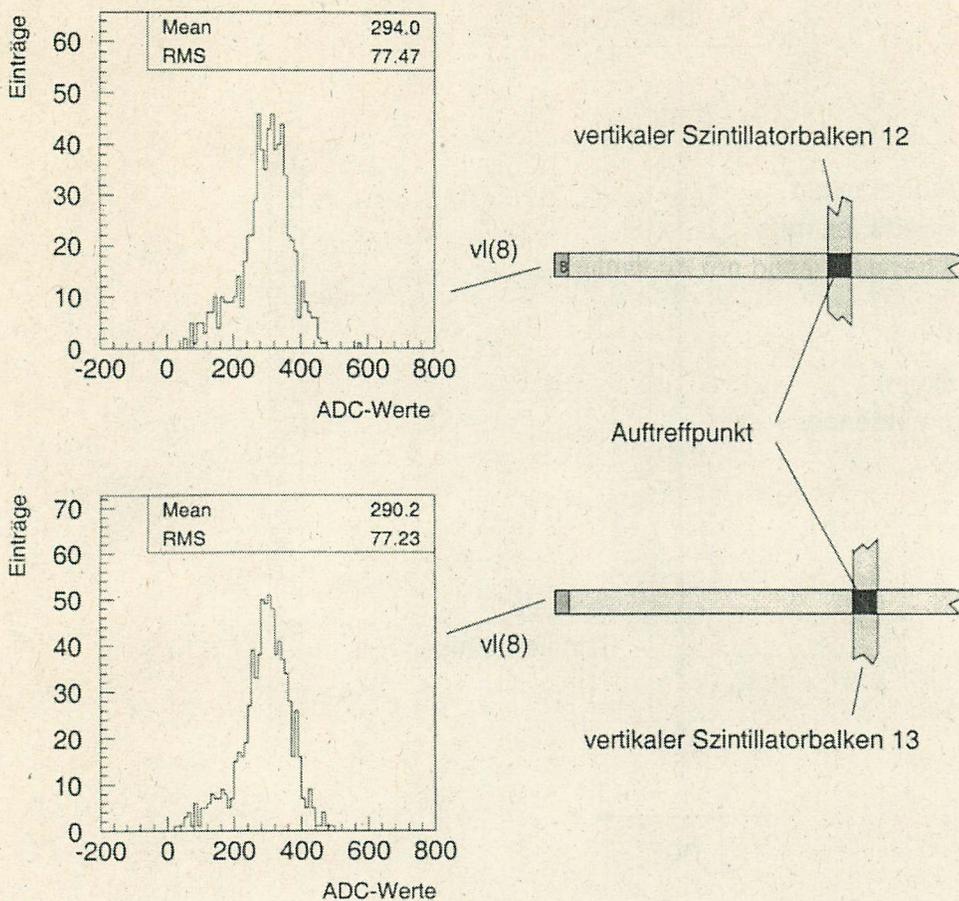


Abbildung 4.15: Die beiden Histogramme eines Auslesekanals

werden wiederum gemittelt und dem Auslesekanal als mittlerer ADC-Wert zugeschlagen. Dadurch erhält man für jeden Auslesekanal  $i$  einen mittleren ADC-Wert  $A'_i$ , der dem Signal monoenergetischer Elektronen entspricht. Diese 84 mittleren ADC-Werte müssen durch Anwenden der zu bestimmenden Interkalibrationsfaktoren  $N_i$  auf denselben Wert  $A$  gebracht werden.

$$A = N_i A'_i \quad (4.5)$$

Da der Umrechnungsfaktor von ADC-Werten in Energie erst im zweiten Schritt bestimmt wird, ist der Wert von  $A$  frei wählbar. Um zu erreichen, daß die Interkalibrationsfaktoren im Mittel den Wert eins ergeben, wählt man  $A$  als Mittelwert der 84 mittleren ADC-Werte  $A'_i$ . Die Interkalibrationsfaktoren ergeben sich nun aus dem Quotienten von  $A$  und  $A'_i$ .

$$N_i = \frac{A}{A'_i} \quad (4.6)$$

In Abbildung 4.16 und 4.17 sind die Verteilungen der Interkalibrationsfaktoren für die beiden Kalorimetermodule dargestellt.

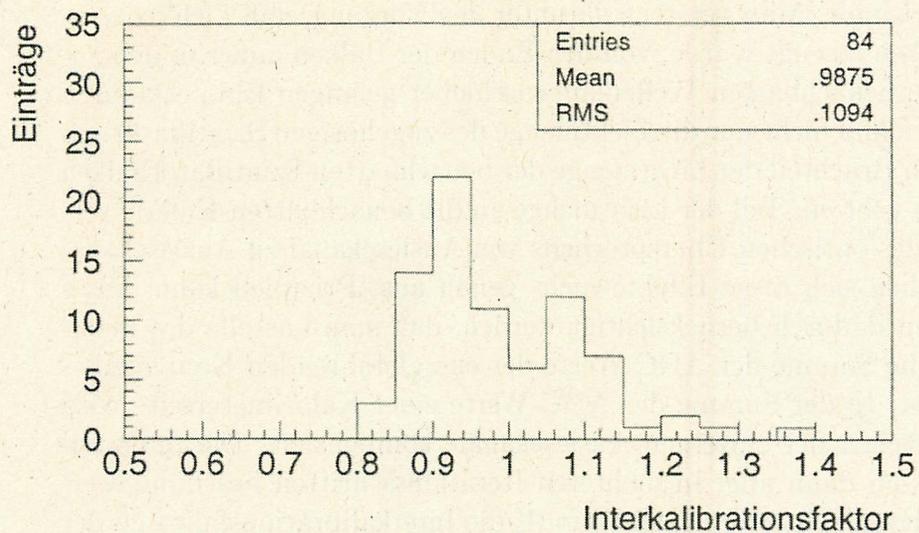


Abbildung 4.16: Die Verteilung der Interkalibrationsfaktoren des 1. Kalorimetermoduls

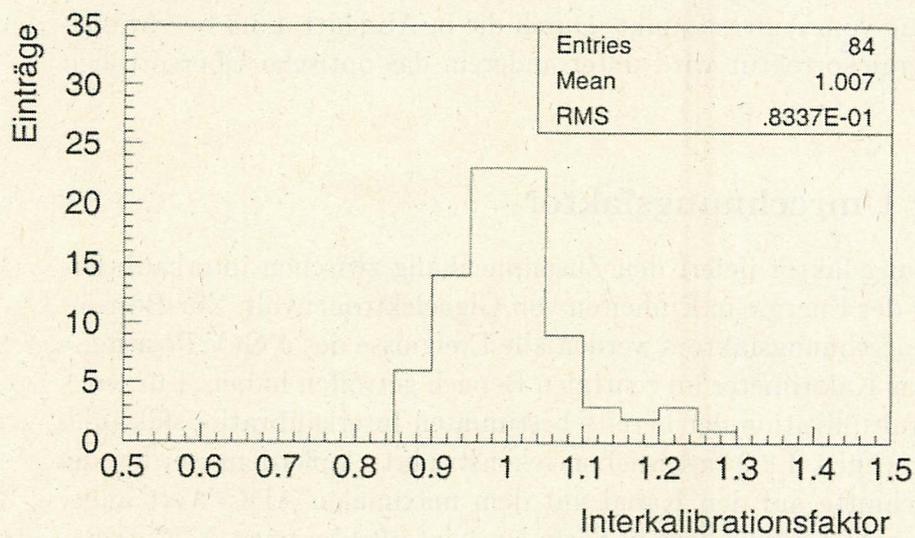


Abbildung 4.17: Die Verteilung der Interkalibrationsfaktoren des 2. Kalorimetermoduls

### optisches Übersprechen:

Ein Problem für die Interkalibration ergibt sich aus dem optischen Übersprechen der einzelnen Auslesekanäle. Man versteht darunter den Vorgang, daß Licht, das in einem Szintillatorbalken erzeugt wurde, von den Enden der Balken außer in den zugehörigen auch in die benachbarten Wellenlängenschieber gelangen kann. Dadurch wird in einem Auslesekanal nicht nur die Lichtmenge des zugehörigen Szintillatorbalkens, sondern auch ein Bruchteil der Lichtmenge der benachbarten Szintillatorbalken registriert. Außerdem geht ein Teil der Lichtmenge an die benachbarten Kanäle verloren. Da die Stärke des optischen Übersprechens von Auslesekanal zu Auslesekanal verschieden ist, gleichen sich diese Effekte nicht genau aus. Prinzipiell kann dieses optische Übersprechen dadurch berücksichtigt werden, daß man anstelle des maximalen ADC-Wertes die Summe der ADC-Werte der energieführenden Kanäle eines Subsystems verwendet. In der Summe der ADC-Werte einer Kalorimeterseite wird das optische Übersprechen der einzelnen Auslesekanäle kompensiert. Die Interkalibrationsfaktoren müssen dann aber in mehreren Iterationsschritten bestimmt werden, da in den benötigten mittleren ADC-Wert  $A'_i$  die Interkalibrationsfaktoren der benachbarten Auslesekanäle eingehen. Für die Auslesekanäle am Rand repräsentiert die Summe der ADC-Werte auf Grund von Leckverlusten nicht mehr die gesamte Energie, wodurch ein systematischer Fehler bei der Bestimmung der Interkalibrationsfaktoren entsteht. Durch Verwenden der am maximalen ADC-Wert gespiegelten ADC-Werte für die fehlenden Auslesekanalinformationen, kann die Energie teilweise korrigiert werden, wodurch der systematische Fehler reduziert wird. Mit jedem Iterationsschritt wird dieser systematische Fehler allerdings auf einen weiter innen gelegenen Auslesekanal übertragen. Für diese Analyse wird deshalb auf eine Korrektur des optischen Übersprechens in dieser Form verzichtet. Da die Stärke des optischen Übersprechens eine kanalabhängige Größe ist, bewirkt sie eine Abhängigkeit der rekonstruierten Energie vom Auftreffpunkt. Durch die in Abschnitt 4.3.3 beschriebene ortsabhängige Energiekorrektur wird unter anderem das optische Übersprechen korrigiert.

#### 4.3.2 Globaler Umrechnungsfaktor

Der globale Umrechnungsfaktor liefert den Zusammenhang zwischen interkalibrierten ADC-Werten und der Energie in Einheiten von Gigaelektronenvolt. Zur Bestimmung des globalen Umrechnungsfaktors werden alle Ereignisse des 4 GeV Positionscans verwendet, die das Kalorimeter im zentralen Bereich getroffen haben. Für jedes Ereignis wird nach Multiplikation der bereits bestimmten Interkalibrationsfaktoren die Energie wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben rekonstruiert. Außerdem werden die in 4.2.4 erwähnten Schnitte auf den Kanal mit dem maximalen ADC-Wert angewendet. Die rekonstruierte Energie liegt in Form eines interkalibrierten ADC-Werts vor. Abbildung 4.18 und 4.19 zeigen die interkalibrierte ADC-Wert-Verteilung dieser Ereignisse für beide Kalorimetermodule. Der Mittelwert (Mean) einer Verteilung entspricht nun der nominellen Strahlenergie. Für ein Kalorimetermodul berechnet sich der globale Umrechnungsfaktor  $C$  nach:

$$C = \frac{4\text{GeV}}{\text{Mittelwert}} \quad (4.7)$$

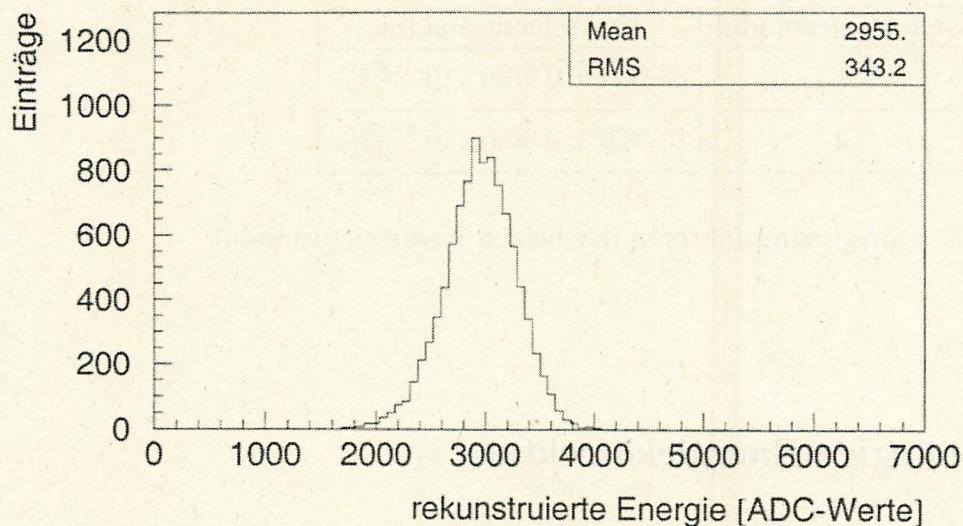


Abbildung 4.18: Verteilung der interkalibrierten ADC-Werte des 1. Kalorimetermoduls bei 4 GeV Elektronen

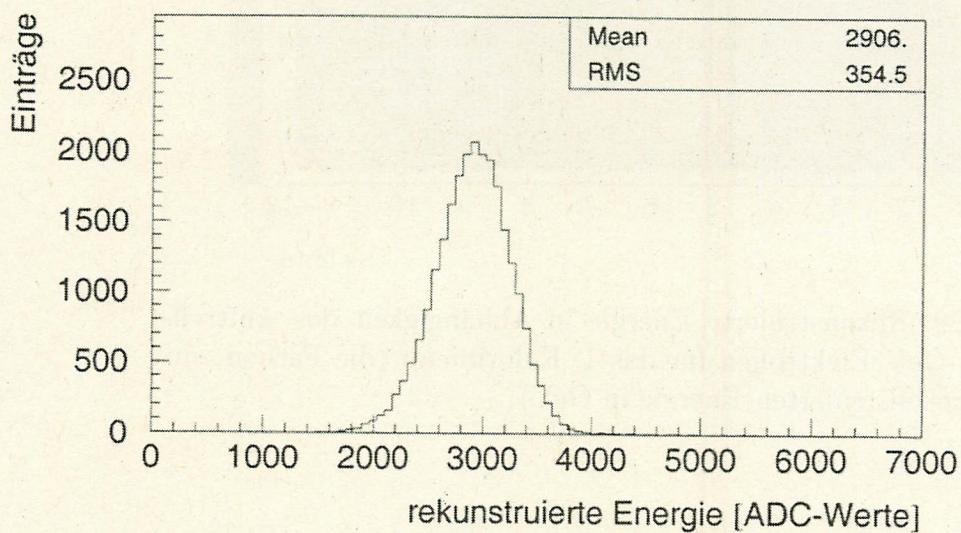


Abbildung 4.19: Verteilung der interkalibrierten ADC-Werte des 2. Kalorimetermoduls bei 4 GeV Elektronen

In Tabelle 4.2 sind die Werte der globalen Umrechnungsfaktoren für die beiden Kalorimetermodule angegeben.

Kalorimetermodul	Umrechnungsfaktor
1	$(1.353 \pm 0.002) \cdot 10^{-3} \frac{\text{GeV}}{\text{ADC}}$
2	$(1.376 \pm 0.003) \cdot 10^{-3} \frac{\text{GeV}}{\text{ADC}}$

Tabelle 4.2: Umrechnungsfaktoren der beiden Kalorimetermodule

### 4.3.3 Ortsabhängige Energiekorrektur

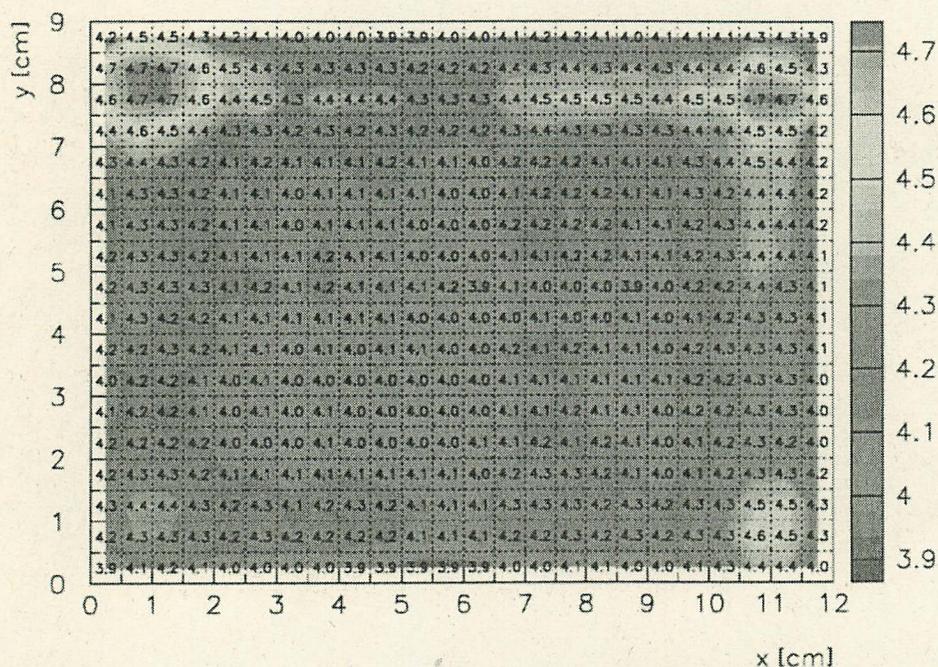


Abbildung 4.20: Rekonstruierte Energie in Abhängigkeit des Auftreffpunktes bei 4 GeV Elektronen für das 1. Kalorimeter (die Farben entsprechen der rekonstruierten Energie in GeV)

Die ortsabhängige Energiekorrektur dient im wesentlichen zum Ausgleichen der Energie, die durch Leckverluste am Rand des Kalorimeters verloren geht. Außerdem kann dadurch das bei der Kalibration nicht berücksichtigte optische Übersprechen korrigiert werden. Zur Bestimmung der Korrekturfaktoren werden wiederum die Daten des 4 GeV Positronscans verwendet. Dabei wird die Energieverteilung in Abhängigkeit der insgesamt  $18 \times 24 = 432$  durch die Ortsrekonstruktion bestimmbareren Auftreffpunkte  $(i, j)$  bestimmt. Die 432 Korrekturfaktoren  $f(i, j)$  erhält man,

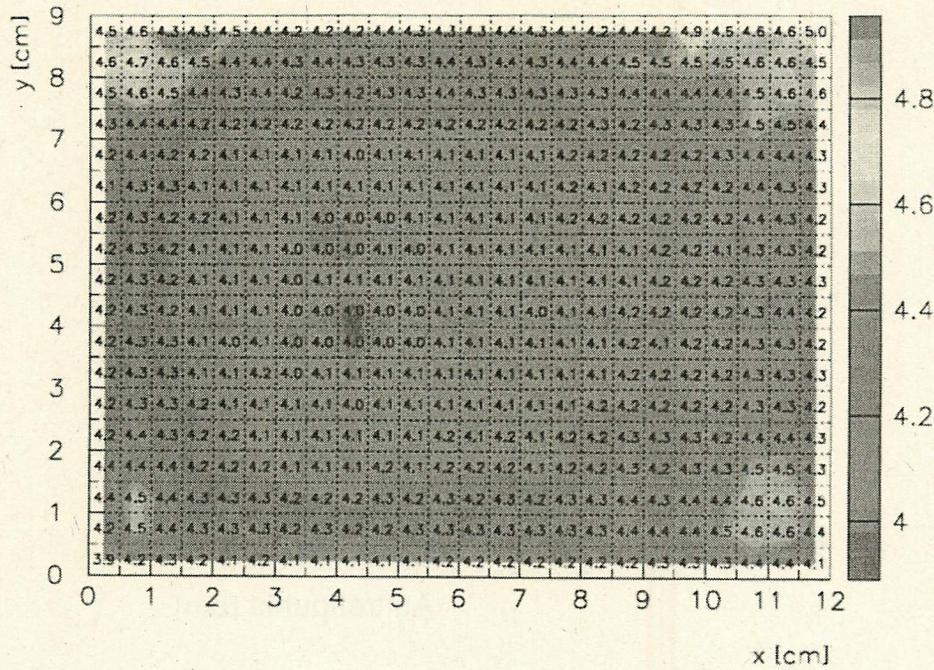


Abbildung 4.21: Rekonstruierte Energie in Abhängigkeit des Auftreffpunktes bei 4 GeV Elektronen für das 2. Kalorimeter (die Farben entsprechen der rekonstruierten Energie in GeV)

indem man die unterschiedlichen Enregien  $E(i, j)$  auf die nominelle Strahlenergie von 4 GeV normiert:

$$f(i, j) = \frac{4\text{GeV}}{E(i, j)} \quad (4.8)$$

In Abbildung 4.20 und 4.21 sind die rekonstruierten Energien für die unterschiedlichen Auftreffpunkte dargestellt. Wie man für beide Kalorimetermodule deutlich erkennt, wird für Ereignisse am Rand eine größere Energie rekonstruiert, als für Ereignisse in der Mitte eines Kalorimetermoduls. Für die in Abschnitt 4.2.3 beschriebene Energierekonstruktion ist das ein zunächst unerwartetes Ergebnis, da für die Rekonstruktion der Energie bei Randereignissen weniger Auslesekanäle in die Energiesumme eingehen. Dieser Effekt läßt sich aber durch Abhängigkeit der Lichtausbeute eines Szintillatorbalkens vom Auftreffpunkt erklären. In Abbildung 4.22 ist die Lichtausbeute eines vertikalen Szintillatorbalkens als Funktion des horizontalen Auftreffpunktes dargestellt. Für Auftreffpunkte in der Mitte des Szintillatorbalkens ist die Lichtausbeute nahezu konstant. Trifft ein Elektron aber nahe am ausgelesenen Wellenlängenschieber auf, so steigt der gemessene Wert stark an. Insbesondere ist der Anstieg stärker als der Abfall auf der gegenüberliegenden Seite. Bei der Energierekonstruktion für Ereignisse am Rand werden nun die fehlenden Auslesekanalinformationen durch diesen Anstieg kompensiert. Erst für Ereignisse, die ein Kalorimetermodul im äußersten Kanal getroffen haben, überwiegen die Effekte durch Leckverluste.

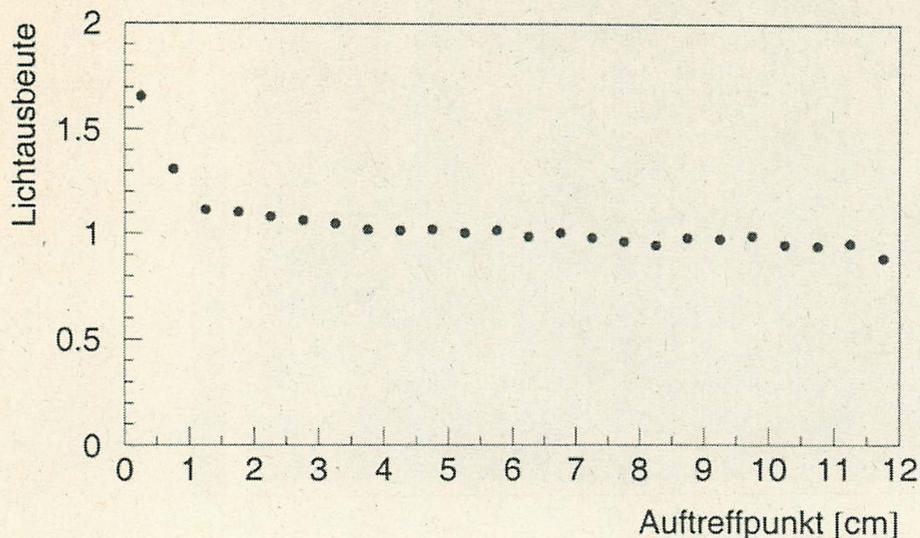


Abbildung 4.22: Auf den Mittelwert der beiden zentralen Meßpunkte normierte Lichtausbeute eines horizontalen Szintillatorbalkens als Funktion des Auftreffpunktes

## 4.4 Auswertung

In diesem Kapitel werden die aus den Teststrahlenden ermittelten Eigenschaften der beiden Kalorimetermodule behandelt. Das ist zum einen die Linearität und zum anderen die Ausflösung, die über den relativen Fehler nach Gleichung 3.13 definiert ist.

### 4.4.1 Linearität

Unter der Linearität eines Kalorimetermoduls versteht man den erwarteten linearen Zusammenhang zwischen rekonstruierter Energie und der Energie des primären Teilchens. Für die Untersuchung der Linearität der beiden Kalorimetermodule verwendet man die sogenannten Energiescans. Bei diesen Energiescans wurde das zu testende Kalorimetermodul, dessen Position im Teststrahl nicht verändert wurde, bei verschiedenen Strahlenergien ausgelesen. Für das 1. Modul liegen Runs in ganzzahligen Schritten zwischen 1 GeV und 6 GeV vor. Beim 2. Modul wurden zusätzliche Runs mit halbzahligen Schritten zwischen 2 GeV und 6 GeV Daten genommen. Für jeden Run wird nun die Energieverteilung der Elektronen bestimmt. Dabei verwendet man die in Abschnitt 4.2.3 beschriebene Energierekonstruktion zur Bestimmung der Energie eines einzelnen Elektrons. Um die Untergrundereignisse zu separieren werden die in Abschnitt 4.2.4 diskutierten Energieschnitte angewendet. Außerdem

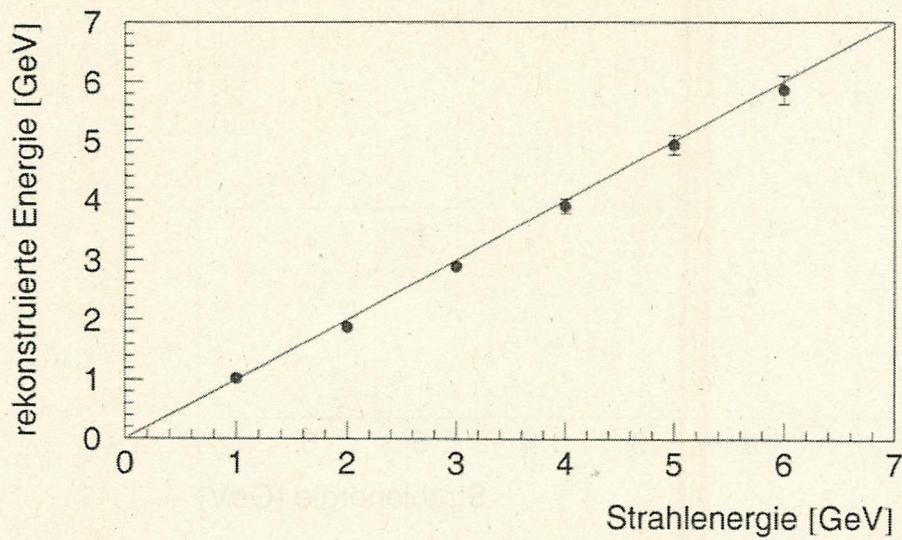


Abbildung 4.23: Rekonstruierte Energie als Funktion der nominellen Strahlenergie für das 1. Kalorimeter

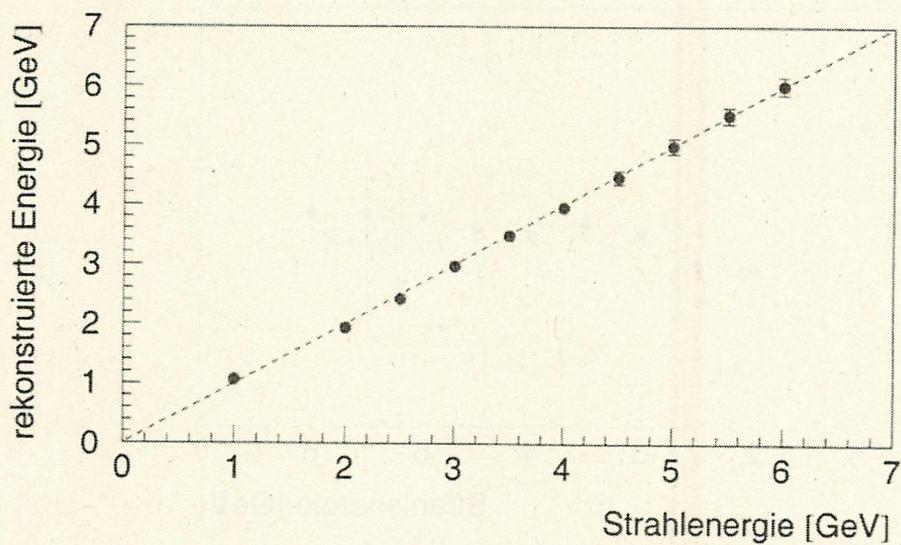


Abbildung 4.24: Rekonstruierte Energie als Funktion der nominellen Strahlenergie für das 2. Kalorimeter

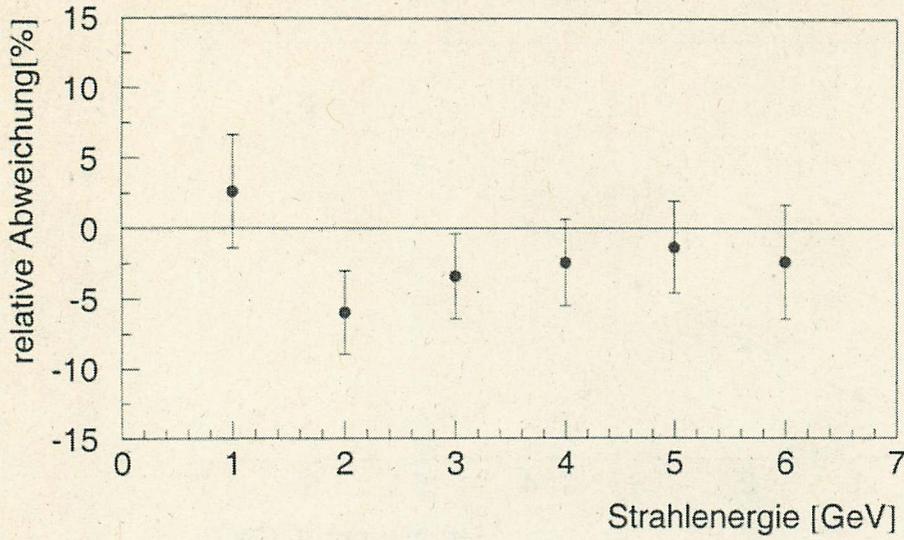


Abbildung 4.25: Relative Abweichung der rekonstruierten Energie von der nominellen Energie als Funktion der nominellen Strahlenergie für das 1. Kalorimeter

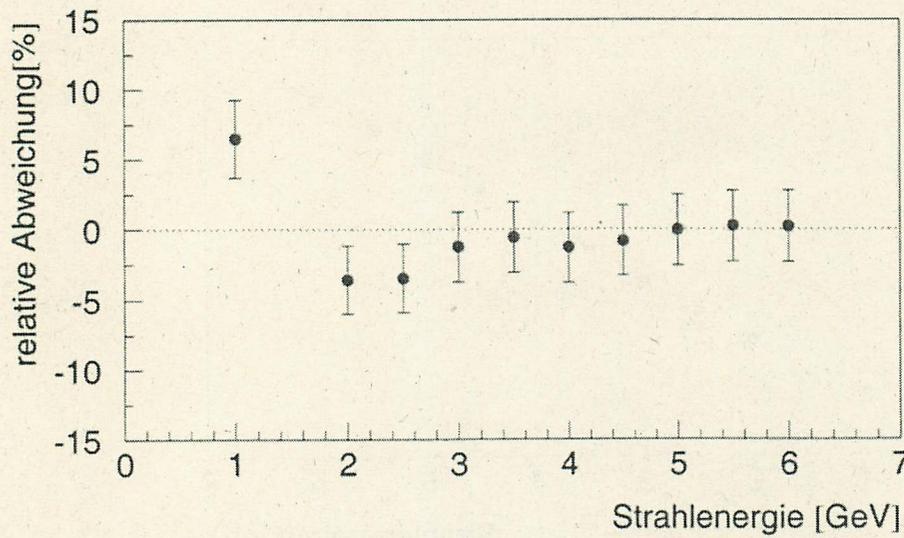


Abbildung 4.26: Relative Abweichung der rekonstruierten Energie von der nominellen Energie als Funktion der nominellen Strahlenergie für das 2. Kalorimeter

wird die rekonstruierte Energie in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt mit den in Abschnitt 4.3.3 ermittelten ortabhängigen Energiekorrekturfaktoren korrigiert. In Abbildung 4.23 und 4.24 sind für beide Kalorimetermodule die Mittelwerte der jeweiligen Energieverteilungen gegen die nominelle Strahlenergie aufgetragen. Zusätzlich ist die erwartete Ursprungsgerade mit Steigung 1 eingezeichnet. Als Fehlerbalken ist die quadratische Summe von systematischem Fehler durch den Energieschnitt und statistischem Fehler auf den Mittelwert der Energieverteilung angegeben. Mögliche Abweichungen von der Linearität werden deutlicher, indem man die relative Abweichung der rekonstruierten Energie  $E_r$  von der nominellen Strahlenergie  $E_n$  als Funktion der nominellen Strahlenergie betrachtet.

$$\text{relative Abweichung}(\%) := 100 * \frac{E_r - E_n}{E_n} \quad (4.9)$$

In Abbildung 4.25 und 4.26 ist die durch Gleichung 4.9 definierte relative Abweichung gegen die nominelle Strahlenergie  $E_n$  aufgetragen. Als Fehlerbalken ist wiederum die quadratische Summe des systematischen Fehlers durch den Energieschnitt und des statistischen Fehlers auf den Mittelwert der jeweiligen Energieverteilung angegeben. Für beide Kalorimeter zeigt sich ein ähnlicher Verlauf der Meßpunkte. Generell wird die Abweichung von der Linearität mit zunehmender Energie kleiner. Außerdem ist die rekonstruierte Energie bis auf den Wert bei 1 GeV kleiner als die nominelle Strahlenergie. Beides läßt sich durch die von den Energieschnitten nicht erfaßten Untergrundereignisse erklären. Der Mittelwert der Energieverteilung monoenergetischer Elektronen wird durch die überlagerten Untergrundereignisse verschoben. Dabei hängt die Richtung dieser Mittelwertverschiebung von der Energieverteilung der Untergrundereignisse ab. Das Maximum des Untergrundes variiert kaum mit der nominellen Strahlenergie und liegt zwischen 1 GeV und 2 GeV. Für große Energien zeigt die Untergrundverteilung einen annähernd exponentiellen Abfall. Der Mittelwert der monoenergetischen Elektronen wird nun immer in Richtung des Maximums der Untergrundverteilung verschoben, wodurch die Meßpunkte bei 1 GeV zu größeren Energien und die übrigen Meßpunkte zu kleineren Energien verschoben sind. Die tendenzielle Verschiebung bleibt erhalten, solange nicht alle Untergrundereignisse durch die Energieschnitte separiert werden. Außerdem wird die Verschiebung kleiner, je größer der Abstand des Mittelwertes der monoenergetischen Elektronen vom Untergrundmaximum ist.

#### 4.4.2 Auflösung

Die Auflösung ist über den relativen Fehler auf die Energiemessung definiert. In Gleichung 3.13 ist der relative Fehler als Funktion der Energie gegeben. Für die Bestimmung des relativen Fehlers, bzw. der Auflösung müssen die Parameter  $P_1$ ,  $P_2$  und  $P_3$  bestimmt werden. Dazu verwendet man wiederum die Daten aus den Energiescans. Der Parameter  $P_3$  des Rauschterms läßt sich außerdem aus den Pedestals bestimmen, da bei diesen Runs nur das Rauschen der Elektronik gemessen wurde. Aus der Breite einer an die Rauschverteilung angepaßten Gaußkurve kann  $P_3$  ermittelt werden.

$$P_3 = \sigma_{\text{Rauschen}} \quad (4.10)$$

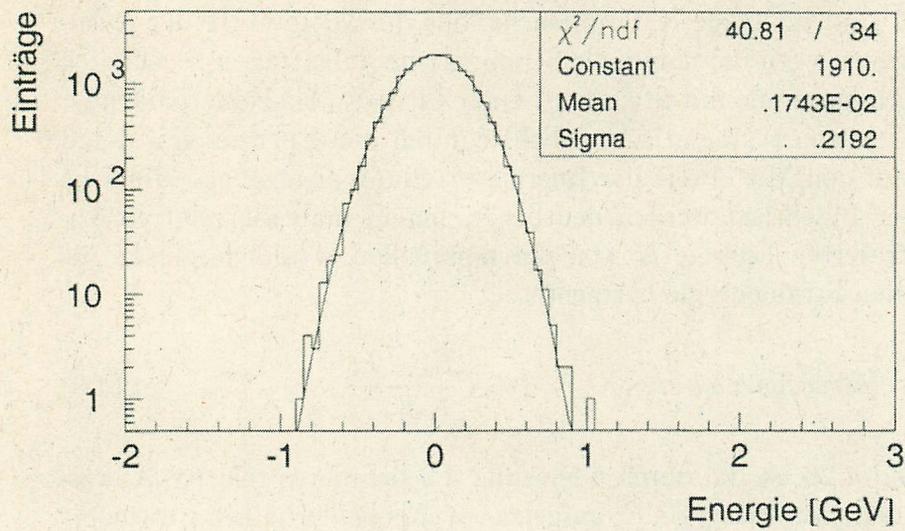


Abbildung 4.27: Elektronisches Rausches des 1. Kalorimetermoduls

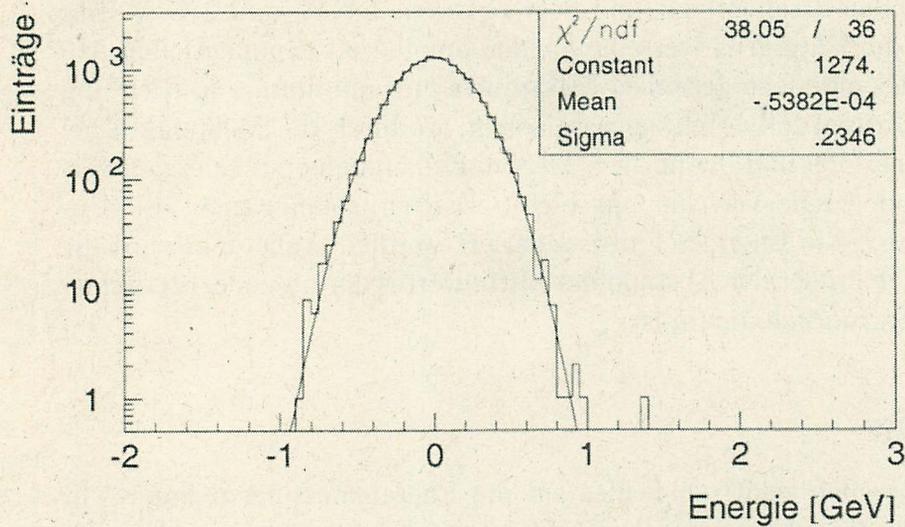


Abbildung 4.28: Elektronisches Rausches des 2. Kalorimetermoduls

Damit der so bestimmte Parameter  $P_3$  mit den Daten aus den Energiescans vergleichbar wird, muß für die Bestimmung der Rauschverteilung dieselbe Rekonstruktion angewendet werden. Dazu werden zuerst die pedestalsubtrahierten ADC-Werte der Pedestals durch den globalen Kalibrationsfaktor in Energie umgerechnet. Die Interkalibrationsfaktoren werden nicht angewendet, da sie hauptsächlich Unterschiede im optischen System der Auslesekanäle ausgleichen. Um die in Abschnitt 4.2.3 beschriebene Energierekonstruktion anwenden zu können, wird jeweils ein horizontaler und vertikaler Auslesekanal mittels Zufallsgenerator als scheinbarer Auftreffpunkt ausgewählt. Der maximale Kanal einer Seite kann nicht gewählt werden, da sich sonst eine systematische Verschiebung zu großen Energien ergibt. Für jede Seite werden die jeweils beiden benachbarten Kanäle addiert. Der Mittelwert aus den Summen der Kalorimeterseiten ist der äquivalente Energiewert zum Rauschen. In Abbildung 4.27 und 4.28 sind die Verteilungen der so bestimmten Energiewerte für die beiden Kalorimetermodule dargestellt. Die aus der angepaßten Gaußkurve bestimmten Parameter  $P_3$  stehen in Tabelle 4.3. Zur Bestimmung der Parameter

Kalorimetermodul	$P_3$ [MeV]
1	$219 \pm 3$
2	$235 \pm 2$

Tabelle 4.3: Der Parameter des Rauschterms für beide Kalorimetermodule

$P_1$  und  $P_2$  werden dieselben Daten wie bei der Untersuchung der Linearität verwendet. Für jede Energie wird eine Gaußkurve an die Energieverteilung angepaßt. Der relative Fehler errechnet sich aus dem Quotienten von  $\sigma_E$  und Mittelwert  $E$ .

In Abbildung 4.29 und 4.30 sind die so berechneten Werte gegen die nominelle Strahlenergie aufgetragen. Als Fehlerbalken ist die quadratische Summe von systematischem und statistischem Fehler angegeben. An die Meßpunkte ist eine Kurve der Form

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{P_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + (P_2)^2 + \left(\frac{P_3}{E}\right)^2} \quad (4.11)$$

angepaßt, wobei der Parameter  $P_3$  festgehalten wird. Für  $P_3$  werden die Werte aus Tabelle 4.3 verwendet. Die aus der angepaßten Kurve bestimmten Werte der Parameter  $P_1$  und  $P_2$  sind in Tabelle 4.4 aufgeführt. Durch den begrenzten Energiebereich

Kalorimetermodul	$P_1$ [ $\sqrt{\text{GeV}}$ ]	$P_2$
1	$0.16 \pm 0.01$	$0.00 \pm 0.02$
2	$0.17 \pm 0.02$	$0.03 \pm 0.02$

Tabelle 4.4: Die Parameter  $P_1$  und  $P_2$  für beide Kalorimetermodule

von 1 GeV bis 6 GeV ergeben sich Probleme bei der Anpassung der Kurve. Für große

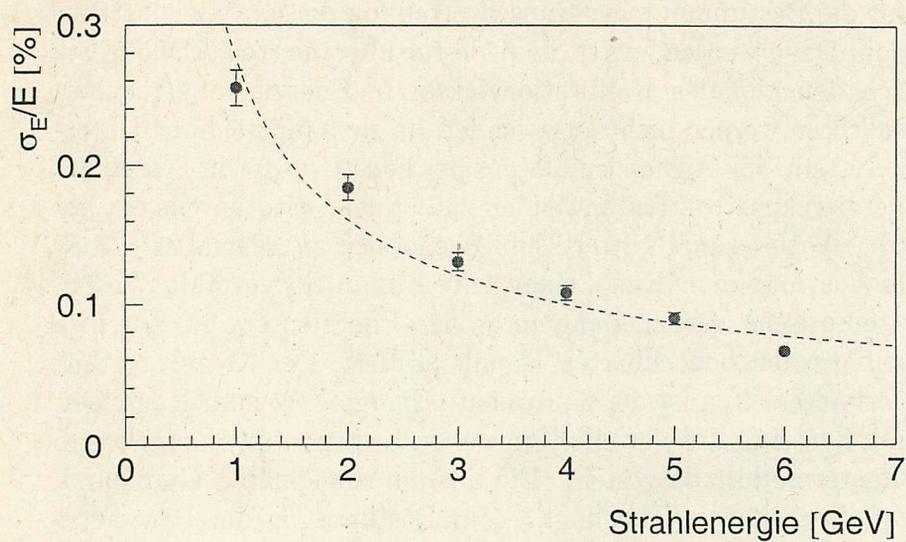


Abbildung 4.29: Auflösung als Funktion der nominellen Strahlenergie für das 1. Kalorimeter

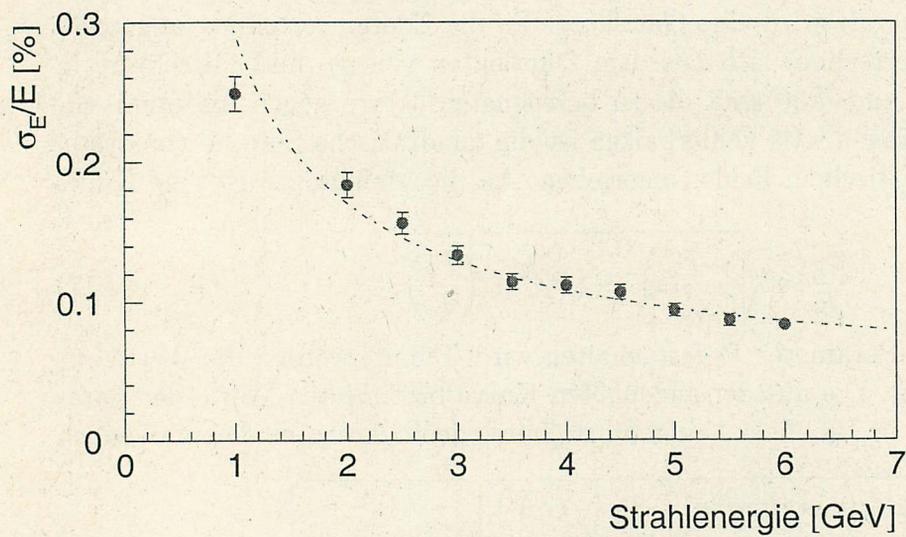


Abbildung 4.30: Auflösung als Funktion der nominellen Strahlenergie für das 2. Kalorimeter

Energien, bei denen der Parameter  $P_2$  den relativen Fehler dominiert, liegen keine Meßdaten vor. Zur genaueren Bestimmung von  $P_2$  fehlt der nötige "Hebelarm" bei großen Energien. Insbesondere kann der Wert für  $P_2$  beim ersten Kalorimetermodul so nicht stimmen. Bei kleinen Energien, bei denen der  $\frac{1}{\sqrt{E}}$ -Term dominiert, ist der systematische Fehler durch den Untergrund am größten.

# Literaturverzeichnis

- [1] HERA, A Proposal for a Large Electron-Proton Colliding Beam Facility at DESY (1981)
- [2] H1 Collaboration, Nucl. Instr. and Meth A 386 (1997) 310-396
- [3] H1 Collaboration, Nuclear Physics, B 497 (1997) 3
- [4] H1 Collaboration, Technical Proposal to build a Special Spectrometer covering Very Small Momentum Transfers (1996)
- [5] Povh et al., Teilchen und Kerne, Springer (1994)
- [6] C. Grupen, Teilchendetektoren, BI-Wissenschaftsverlag (1993)
- [7] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner (1992)
- [8] A. Stellberger, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1998)
- [9] Carlo Duprel, private Mitteilung

# Abbildungsverzeichnis

2.1	HERA . . . . .	3
2.2	H1-Detektor . . . . .	5
2.3	Feynmangraphen der e-p-Streuung . . . . .	9
3.1	Photonabsorptionswirkungsquerschnitt . . . . .	14
3.2	Schematischer Aufbau des VLQ-Kalorimeters . . . . .	20
3.3	ASIC Blockschaltbild . . . . .	21
3.4	VLQ-Ereignis . . . . .	22
3.5	VLQ-Kalorimeter-Trigger . . . . .	23
4.1	DESY-Teststrahl . . . . .	25
4.2	Meßaufbau . . . . .	27
4.3	Ausleseelektronik . . . . .	28
4.4	Pedestal . . . . .	30
4.5	Ortsrekonstruktion . . . . .	31
4.6	Clusterradius . . . . .	32
4.7	Relativer Fehler als Funktion des Clusterradius . . . . .	33
4.8	Energierrekonstruktion . . . . .	33
4.9	Common-Mode-Korrektur . . . . .	34
4.10	Energieverteilung eines Teststrahlruns mit 4 GeV Elektronen . . . . .	35
4.11	Energie als Funktion der Schnittenergie . . . . .	36
4.12	Energieverteilung von 4 GeV Elektronen mit Energieschnitt . . . . .	37
4.13	Horizontales Meßsystem . . . . .	39
4.14	Vertikales Meßsystem . . . . .	40
4.15	Histogramme eines Auslesekanals . . . . .	41
4.16	Interkalibrationsfaktorverteilung Modul 1 . . . . .	42
4.17	Interkalibrationsfaktorverteilung Modul 2 . . . . .	42
4.18	Umrechnungsfaktor Modul 1 . . . . .	44
4.19	Umrechnungsfaktor Modul 2 . . . . .	44
4.20	Ortsabhängige Energierrekonstruktion Modul 1 . . . . .	45
4.21	Ortsabhängige Energierrekonstruktion Modul 2 . . . . .	46
4.22	Lichtausbeute eines Szintillatorbalkens . . . . .	47
4.23	Linearität Modul 1 . . . . .	48
4.24	Linearität Modul 2 . . . . .	48
4.25	Abweichung von der Linearität Modul 1 . . . . .	49
4.26	Abweichung von der Linearität Modul2 . . . . .	49
4.27	Elektronisches Rauschen Modul 1 . . . . .	51
4.28	Elektronisches Rauschen Modul2 . . . . .	51

4.29 Auflösung Modul 1 . . . . .	53
4.30 Auflösung Modul 2 . . . . .	53

## Danksagung

Mein Dank gilt all denen, die mich bei der Erstellung und Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben. Besonders bedanken möchte ich mich bei den nachfolgenden Personen:

- Herrn Prof. Dr. K. Meier, der mir die Möglichkeit gab diese Arbeit am IHEP Heidelberg durchzuführen, sowie für sein Interesse und seine Unterstützung,
- Dr. Achim Stellberger und Oliver Nix, die mir während meiner gesamten Arbeit durch fachliche Ratschläge und moralische Unterstützung zur Seite standen,
- Dr. Jürgen Stiewe für seine interessanten Anregungen und seine stets lehrreichen Gespräche,
- Thomas Berndt für seine moralische Aufbauleistung,
- Allen weiteren Mitglieder der H1-Gruppe am IHEP Heidelberg für ihre Unterstützung.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben und mich in in jeder Lebenslage unterstützten.

Erklärung:

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

Heidelberg, den 31.08.1998

*Andreas Freier*  
.....