

Messungen der Energie von Elektronen
mit Blei-Flüssigargon-Kalorimetern

Experimentell physikalische Diplomarbeit
an der Universität Hamburg
durchgeführt in der DESY-Gruppe F21

von

Willfried Burmester

29. März 1988

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1 Physikalische Grundlagen der Sampling-Kalorimetrie	5
1.1 Wechselwirkung mit Materie	5
1.1.1 Energieverlust von Elektronen	5
1.1.2 Absorption von Photonen	6
1.2 Elektromagnetischer Schauer	8
1.3 Sampling-Kalorimeter	8
1.3.1 Flüssigargon-Kalorimeter	9
1.3.2 Energieauflösung	11
2 Aufbau der Testapparatur	14
2.1 Der Kryostat	14
2.1.1 Aufbau des Kryostaten	14
2.1.2 Betrieb des Kryostaten	16
2.2 Aufbau des vollabsorbierenden Kalorimeters	19
2.2.1 Ausleseplatten	20
2.2.2 Hochspannungszuführung	22
2.3 Aufbau verschiedener Testmodule	25
2.4 Teststrahl und Triggeraufbau	29
3 Datennahme und Elektronik	33
3.1 Signalverarbeitung	33
3.2 Wahl der Gatelänge und Gatelage	34
4 Messungen und Ergebnisse	37
4.1 Tests verschiedener Auslesestrukturen	37
4.1.1 Positives Überkoppeln	37
4.1.2 Negatives Überkoppeln	42
4.2 Messungen mit dem vollabsorbierenden Testkalorimeter	44
4.2.1 Überkoppeln	44
4.2.2 Hochspannungskurve	44
4.2.3 Elektronische Kalibration und Ladungseichung	46
4.2.4 Energieauflösung	48

5	Vergleiche mit Simulationsrechnungen	61
5.1	Relativer Vergleich	63
5.2	Vergleich der absoluten Ladung	63
5.3	Energieauflösung	65
5.4	Energielinearität	65
	Zusammenfassung	67
	Literaturverzeichnis	68

Einleitung

Seit 1985 wird in Hamburg der 6.4 km lange unterirdische Doppelspeicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) gebaut, der 1990 in Betrieb gehen soll. In ihm werden Protonen von 820 GeV und Elektronen von 30 GeV Energie in zwei Wechselwirkungszone kollidieren. Bei diesen Kollisionen werden bis zu 314 GeV (Schwerpunktsenergie) zur Umwandlung in Masse verfügbar sein. Zur Registrierung und Identifizierung der dabei entstehenden Teilchen sind bisher zwei Detektorsysteme, H1 und ZEUS geplant. Zwei zusätzliche Wechselwirkungszone sind für weitere Experimente vorgesehen.

Aufgrund des rund 27-fach höheren Impulses der Protonen gegenüber dem der Elektronen, werden die Reaktionsteilchen hauptsächlich in Richtung des Protonenstrahls gestreut (Vorwärtsrichtung). Zur Messung der Energie der entstehenden Teilchen wird für den H1-Detektor in der DESY-Forschungsgruppe F21 ein in Vorwärtsrichtung liegendes Sampling-Kalorimeter gebaut werden (s. Abb. .1). Dieses wird aus zwei Teilen bestehen, einem "elektromagnetischen" Blei-Flüssigargon- und einem "hadronischen" Edelstahl-Flüssigargon-Kalorimeter.

Elektronen, Positronen und Photonen deponieren ihre Energie überwiegend im vorderen, dem "elektromagnetischen" Kalorimeter.

Die Energien stark wechselwirkender Teilchen (Baryonen und Mesonen wie: p, n, π, K), welche nicht bereits im vorderen Teil absorbiert wurden, werden im "hadronischen" Kalorimeter gemessen.

Zur Erprobung verschiedener Auslesestrukturen und zur Bestimmung der erreichbaren Energie- und Ortsauflösung des "elektromagnetischen" Kalorimeters wurden einige Testkalorimeter gebaut.

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau eines Blei-Flüssigargon-Testkalorimeters mit kupferkaschierten Ausleseplatten (wird im weiteren Text als vollabsorbierendes Kalorimeter bezeichnet) und Messungen mit diesem zur Bestimmung der Energieauflösung. Diese Messungen wurden am Teststrahl 22 des Synchrotrons DESY I mit Elektronen von 1 bis 5 GeV durchgeführt. Weitere Tests mit diesem Kalorimeter fanden beim CERN in Genf statt (siehe dazu [DE87]).

Außerdem werden Aufbau und Messungen einiger kleinerer Testmodule beschrieben, die der Entwicklung der Auslesestruktur des "elektromagnetischen" Kalorimeters dienen.

Zur Ortsauflösung des vollabsorbierenden Kalorimeters siehe Diplomarbeiten [GU86] und [ZE87].

Das erste Kalorimeter in der Testreihe für das "elektromagnetische" Kalorimeter des H1-Detektors, ein $22 X_0$ Blei-Flüssigargon-Kalorimeter, bei dem sowohl für die Hochspannungsplatten, als auch für die Signallatten Bleiplatten verwendet wurden, wird in [GU86] behandelt. Tests eines weiteren Testkalorimeters, bei welchem die Hochspannung an hochohmige Schichten angelegt wurde, werden in [ZE87] beschrieben. Zum Ausleseverfahren mit hochohmigen Schichten und zur Untersuchung von Signalveränderungen durch Verunreinigung des Argons ist eine weitere Diplomarbeit [HA87] in Vorbereitung.

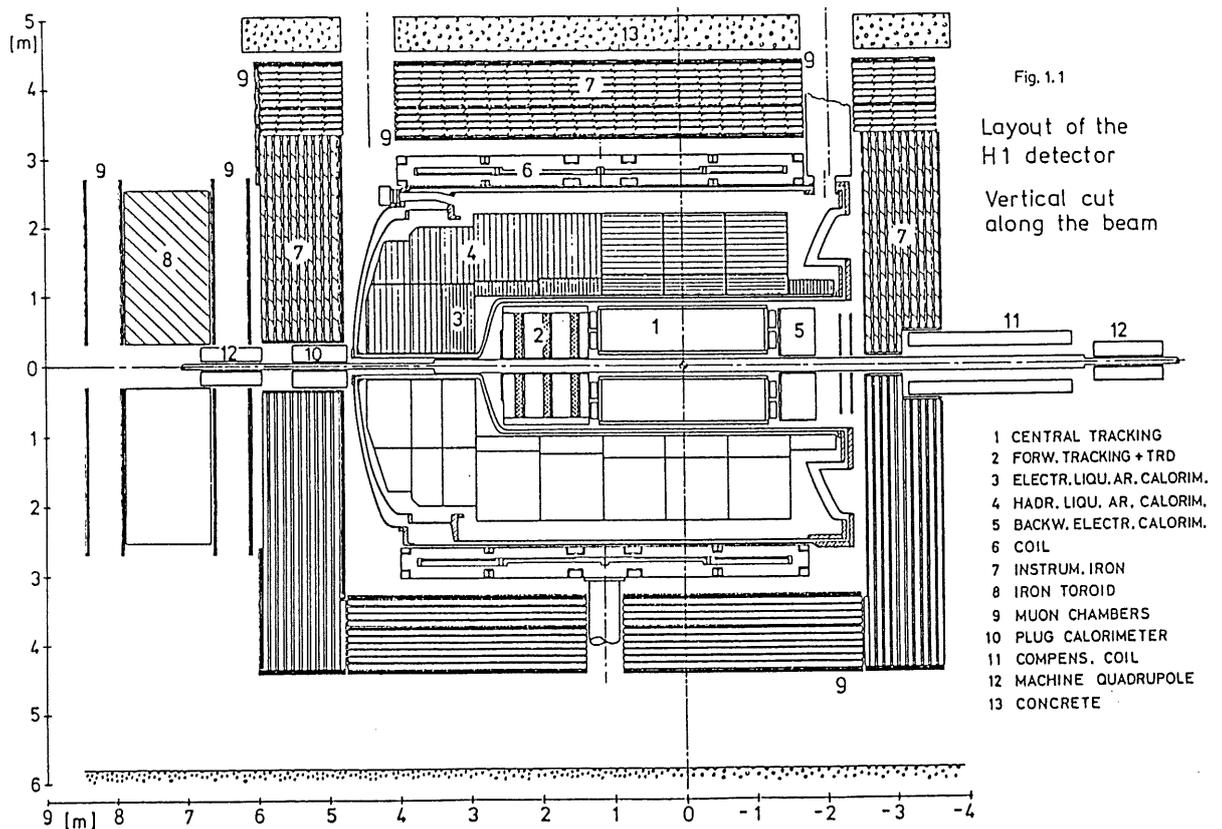


Abbildung .1: Querschnitt durch den H1-Detektor [TP86]

Kapitel 1

Physikalische Grundlagen der Sampling-Kalorimetrie

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Wechselwirkungen von Elektronen (gilt auch für Positronen) und Photonen mit Materie, der dadurch entstehende Elektromagnetische Schauer und die Funktionsweise von Sampling-Kalorimetern zur Messung der Energie dieses Schauers beschrieben.

1.1 Wechselwirkung mit Materie

1.1.1 Energieverlust von Elektronen

Für die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie sind im wesentlichen zwei Effekte von Bedeutung: Bremsstrahlung und Ionisation. Neben diesen beiden Effekten treten für Elektronen noch die Streuung an den Atomelektronen (Møllerstreuung), für Positronen Streuung an den Atomelektronen (Bhabhastreuung) und die e^+e^- -Vernichtung mit Emission von zwei Photonen auf. Diese Prozesse spielen jedoch für die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers eine untergeordnete Rolle.

Bremsstrahlung

Bremsstrahlung entsteht durch das Abbremsen bzw. die Ablenkung eines schnellen geladenen Teilchens im Feld eines Atomkerns. Die damit verbundene Emission von Photonen führt zu einem mittleren Energieverlust pro Wegelement dx , der für genügend hohe Teilchenenergien ($E \gg Mc^2$, $M =$ Teilchenruhemasse) durch folgende Gleichung beschrieben wird [PE82]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = -4\pi N_L \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) = -\frac{E}{X_0} \quad (1.1)$$

Dabei ist x die Weglänge in g/cm^2 , Z die Kernladungszahl, A die Atommasse des Mediums, N_L die Loschmidtsche Zahl und $r_e = 2.8 \text{ fm}$ klassischer Elektronenradius. X_0 ist die materialabhängige Strahlungslänge,

die die Strecke angibt, auf der die Energie eines Teilchens durch Bremsstrahlung im Mittel auf E/e abgesunken ist. Man kann in guter Näherung $X_0 \sim \frac{1}{Z}$ setzen, da $\frac{Z}{A}$ nahezu konstant (≈ 0.5) ist. Ein Elektron verliert also in einem Medium mit großem Z auf der Strecke dx mehr Energie, als in einem Medium mit kleinerem Z . Im Mittel wird nach einer Strahlungslänge ein Bremsstrahlungsphoton emittiert.

Ionisation

Die Ionisation kommt durch die elektromagnetische Wechselwirkung des Elektrons mit den Atomelektronen zustande.

Der im Mittel pro Wegelement resultierende Energieverlust des Elektrons wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [PE82]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = -\frac{4\pi N_L e^4}{mv^2} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \left(\ln\left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right) \left[\frac{MeV \cdot cm^2}{g}\right] \quad (1.2)$$

Dabei ist m die Elektronenruhemasse, $v = \beta \cdot c$ die Teilchengeschwindigkeit und I das mittlere Ionisationspotential des Materials (15.8 eV für Flüssigargon).

Für hochenergetische Elektronen dominiert der Strahlungsverlust über den Ionisationsverlust, wogegen bei kleineren Elektronenenergien die Ionisation überwiegt. Als die "kritische Energie" E_k , wird die Energie bezeichnet, bei welcher der Energieverlust durch Bremsstrahlung gleich dem durch Ionisationen ist.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \approx -\frac{E_k}{X_0} \quad (1.3)$$

	X_0 [cm]	E_k [MeV]	$-(dE/dx)_{E_k}$ [$\frac{MeV}{cm}$]
Blei	0.56	6.9	12.8
Flüssig- argon	14.0	35	2.11

Tabelle 1.1: Strahlungslängen X_0 , kritische Energien E_k und Energieverlust dE/dx von Blei und Flüssigargon [PP82]

1.1.2 Absorption von Photonen

Ein Photon, das bei ausreichender Energie ebenfalls einen elektromagnetischen Schauer auslösen kann, zeigt bei der Wechselwirkung mit Materie drei Effekte:

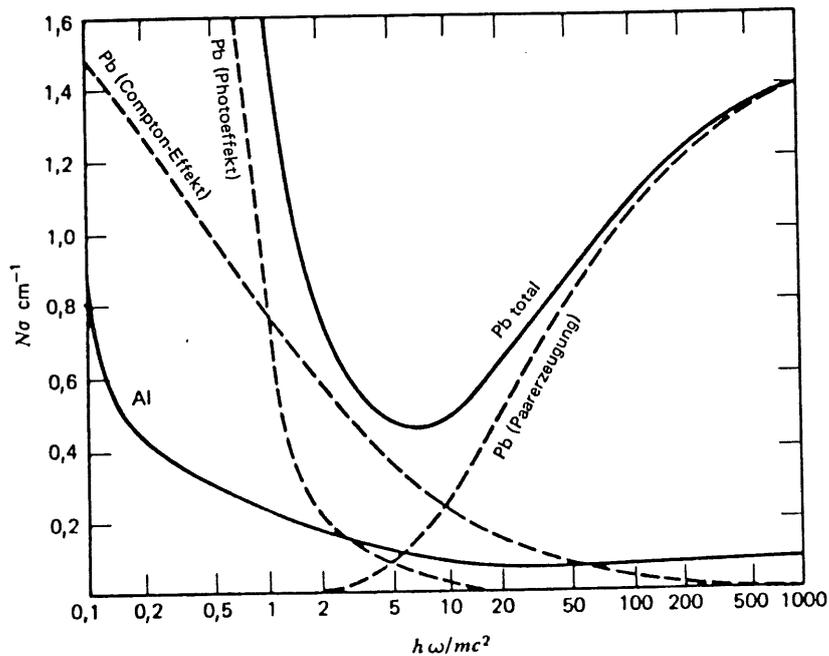


Abbildung 1.1: Totaler Absorptionskoeffizient für Photonen in Blei und Aluminium in Abhängigkeit von der Photonenenergie (angegeben in Einheiten der Elektronruhemasse $m = 0.51 \text{ MeV}$)

- **Paarerzeugung**

Ist die Energie eines Photons größer als die doppelte Elektronenruhemasse ($\approx 1 \text{ MeV}$), kann es in der Nähe eines Atomkerns in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren. Im Mittel wandelt sich ein Photon nach der Strecke X_c (Konversionslänge) $= \frac{9}{7} \cdot X_0$ in ein Elektron-Positron-Paar um.

- **Compton-Streuung**

Photonen im Energiebereich von einigen 100 keV bis zu einigen MeV verlieren ihre Energie hauptsächlich durch Streuung an den äußeren Elektronen der Atome. Dabei geht ein Teil der Photonenenergie auf ein Elektron über, welches dadurch vom Atom getrennt werden kann.

- **Photoeffekt**

Die direkte Ionisation der Atome durch Absorption von Photonen tritt hauptsächlich für Photonen mit Energien bis zu einigen 100 keV auf. (Abb. 1.1, [GA81])

1.2 Elektromagnetischer Schauer

Trifft ein hochenergetisches Elektron, Positron oder Photon auf Materie, entsteht ein elektromagnetischer Schauer. Das bedeutet, daß sich durch die oben genannten Prozesse eine Kaskade von Teilchen (Elektronen, Positronen und Photonen) bildet. Im folgenden wird die Entwicklung eines solchen Schauers in einem einfachen Modell beschrieben [PE82].

Ein hochenergetisches Elektron der Energie E_0 (einige GeV) emittiert im Mittel nach einer Strahlungslänge X_0 ein Bremsstrahlungsquant. Dabei teilt sich die Energie durchschnittlich je zur Hälfte in die Photonenergie und in die Elektronenenergie auf. Nach einer weiteren Strahlungslänge wiederholt sich für das Elektron dieser Prozeß. Das Photon wandelt sich nach ca. einer Konversionslänge $\frac{9}{7}X_0$ in ein Elektron-Positron-Paar um. In grober Näherung ist die Konversionslänge $\simeq X_0$, so daß nach t Strahlungslängen 2^t Teilchen mit einer mittleren Energie von $E_0/2^t$ entstanden sind. Diese Prozesse setzen sich fort, bis die kritische Energie E_k unterschritten wird. Danach überwiegt die Ionisation, und es entstehen in diesem Modell keine weiteren Photonen. Die Anzahl der Teilchen nimmt danach ab, und der Schauer löst sich langsam auf.

Für das Schauermaximum ergeben sich folgende Größen [PE82]:

$$t_{max} = \frac{\ln(\frac{E_0}{E_k})}{\ln 2} [X_0] \quad (1.4)$$

Teilchenanzahl im Maximum:

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_k} \quad (1.5)$$

Das Schauermaximum steigt mit $\ln E_0$ an. Die Teilchenzahl im Maximum, und die Anzahl der insgesamt freigesetzten Elektronen ist proportional zu E_0 , was für die Energiemessung wichtig ist.

Das beschriebene Modell eines elektromagnetischen Schauers ist eine starke Vereinfachung der Realität. Der Übergang von Bremsstrahlung zu Ionisation ist fließend. Damit ist gemeint, daß mit der Schauertiefe wegen der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte die Wahrscheinlichkeit für Ionisation steigt und für Bremsstrahlung abnimmt.

1.3 Sampling-Kalorimeter

Detektoren, die zur Messung der Energie eines elektromagnetischen Schauers (= Energie des primären Teilchens, e^- , e^+ oder γ) verwendet werden, nennt man elektromagnetische Kalorimeter. Sampling-Kalorimeter sind solche, bei denen nur ein Teil der deponierten Energie zur Messung beiträgt. Ein Sampling-Kalorimeter (sample = Stichprobe) setzt sich aus einander abwechselnden passiven und aktiven Schichten zusammen. Die passiven Schichten bestehen aus einem stark absorbierenden Material mit einer hohen Kernladungszahl Z (kleines X_0), (z.B. U, Fe, Cu oder wie

hier Pb), was eine kompakte Bauweise ermöglicht. Die aktiven Schichten des Kalorimeters bestehen aus einem Material, das die deponierte Energie in eine meßbare Größe umwandelt: z.B. Licht bei Szintillationsmaterial, welches durch Sekundär-Elektronen-Vervielfacher gemessen wird, oder Ladung, die bei Gasen oder Flüssigkeiten durch anlegen eines elektrischen Feldes gesammelt und über ladungsempfindliche Verstärker gemessen wird.

1.3.1 Flüssigargon-Kalorimeter

Gegenüber Gasen haben Flüssigkeiten eine wesentlich höhere Dichte. Daher ist die Zahl von Ionisationen pro Volumen entsprechend größer.

Flüssigargon

Als aktives Medium bietet sich Flüssigargon aus folgenden Gründen an:

- Argon ist chemisch inert. Die freigesetzten Elektronen werden nicht durch Argonatome angezogen.
- Argon hat im Vergleich zu leichteren Edelgasen eine relativ niedrige Ionisationsenergie ($23.6eV$). Es wird eine große Anzahl freier Ladungsträger erzeugt.
- Elektronen haben in Flüssigargon eine hohe Beweglichkeit. Es geht nur ein kleiner Teil durch Rekombination von Elektronen mit Argonionen für die Messung verloren.
- Argon ist in sehr hoher Reinheit verfügbar.

Ein Nachteil von Flüssigargon besteht darin, daß es, um flüssig gehalten zu werden, ständig auf eine Temperatur unter $86K$ gekühlt werden muß. Das Kalorimeter muß daher in einen Kryostaten eingebaut sein. Zur Kühlung eignet sich flüssiger Stickstoff, der unter Normalbedingungen eine Temperatur von $76K$ hat.

Ladungssammlung

Die Anzahl der durch den Schauer freigesetzten Elektronen ist proportional zur Energie des primären Teilchens. Durch anlegen eines elektrischen Feldes (etwa $10 \frac{kV}{cm}$) in den aktiven Schichten werden die freien Elektronen auf Signalplatten gezogen und über ladungsempfindliche Verstärker gemessen.

Die mittlere freie Weglänge λ von Elektronen hängt von der Reinheit des Argons (insbesondere vom O_2 -Gehalt) und der elektrischen Feldstärke ab. λ ist näherungsweise:

$$\lambda[cm] \approx k_1 \frac{E[kV/cm]}{p[ppm]} \quad (1.6)$$

Für Feldstärken von $(2-70) \frac{kV}{cm}$ gilt [KK84]: $k_1 = (0.14 \pm 0.03) \frac{ppm \cdot cm^2}{kV}$. Die positiven Argonionen haben eine wesentlich geringere Beweglichkeit und tragen daher nicht zur Ladungssammlung bei. Die Elektronen bewirken durch ihre Ladung eine Änderung des elektrischen Feldes, welche durch die Hochspannungsversorgung ausgeglichen wird. Der durch diesen Ausgleich resultierende Strom bildet das Meßsignal, welches auf die Verstärker fließt. Bei einer longitudinal homogenen Verteilung der ionisierten Elektronen im Flüssigargon erwartet man einen linear abnehmenden Strom. Aufgrund ihrer mittleren freien Weglänge haben die Elektronen eine konstante Driftgeschwindigkeit v_D von $\approx 4.5 mm/\mu s$ bei einer typischen Feldstärke von $10 kV/cm$. Nach der Zeit $t_D = d/v_D$ haben die letzten Elektronen die Anode erreicht.

Eine Näherung für den durch die freigesetzten Elektronen erzeugten Strom ist [WI74]:

$$I(t) \approx N e \frac{1}{t_D} \left(1 - \frac{t}{t_D}\right) \quad \text{für } 0 \leq t \leq t_D \quad (1.7)$$

N = Anzahl der Ionisierten Elektronen, t_D = Driftzeit der Elektronen für die Strecke D , e = Elementarladung.

Die maximal messbare Ladung erhält man durch Integration von Gleichung 1.7 über die Zeit:

$$Q(t) \approx N e \left(\frac{t}{t_D} - \frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_D}\right)^2 \right) \quad (1.8)$$

in der Zeit t_D erhält man eine Ladung von:

$$Q \approx \frac{N e}{2} \quad (1.9)$$

Gemessen wird also ungefähr die Hälfte der Ladung der freien Elektronen.

Bei einer im Argon deponierten Energie E_{vis} wird maximal folgende Ladung gemessen:

$$Q_0 \approx \frac{1}{2} \frac{E_{vis}}{E_I} e \quad (1.10)$$

E_I = Ionisationsenergie ($23.6 eV$ für Flüssigargon), e = Elementarladung

Zur Messung der Ladung sind Kondensatoren zwischen der Hochspannungsversorgung und Masse notwendig. Diese Kondensatoren bilden ein Ladungsreservoir. Je höher die Kapazität C_K eines solchen Koppelkondensators ist, desto mehr der Ladung Q_0 wird gemessen:

$$Q = \frac{C_K}{C_K + C_D} \cdot Q_0 \quad (1.11)$$

C_K = Koppelkapazität, C_D = Detektorkapazität

Außerdem werden durch diese Kondensatoren eventuell auftretende kurzfristige Schwankungen der Hochspannungsversorgung ausgeglichen.

Die Höhe der gemessenen Verstärkersignale ist proportional zur gesammelten Ladung Q_0 . Sie wird durch die elektrische Feldstärke und die Reinheit des Argons bestimmt. Bei kleinen Spannungen rekombiniert ein Teil der Elektronen mit vorhandenen Ionen, und ihre Ladung geht bei der Messung verloren. Bei zu hohen Spannungen kann es zu Hochspannungsüberschlägen zwischen den Platten kommen, welche die Verstärker zerstören können. Es ist daher notwendig, eine Spannung zu wählen, die einerseits groß genug ist, um die Rekombination gering zu halten, andererseits aber eine ausreichende Sicherheit gegen Entladungen bietet.

Der Ladungsverlust durch Rekombination wird durch die nachstehende Gleichung angenähert [EN74] :

$$Q = Q_0 \frac{1}{1 + \frac{k_2}{E}} \quad (1.12)$$

Dabei ist k_2 die Rekombinationskonstante, Q_0 die freigesetzte Ladung, Q die messbare Ladung und E der Betrag der elektrischen Feldstärke. Die Gleichung beschreibt die Spannungsabhängigkeit der gemessenen Ladung Q für hohe Feldstärken (größer einige kV/cm) in guter Näherung. Bei kleineren Feldstärken macht sich der Einfluß elektronegativer Stoffe, insbesondere Sauerstoff, auf die mittlere freie Weglänge der Elektronen bemerkbar. Insgesamt ergibt sich als Näherung für die gemessene Ladung folgende Gleichung [EN74] :

$$Q = Q_0 \frac{1}{1 + \frac{k_2}{E}} \frac{k_1 E}{p d} [1 - \exp(-\frac{p d}{k_1 E})] \cdot \frac{C_K}{C_K + C_D} \quad (1.13)$$

d = Breite der aktiven Schichten (hier 0.15 cm),

p = O_2 -Gehalt im Argon [ppm],

k_1 = Absorptionskonstante = $(0.14 \pm 0.03) ppm \text{ cm}^2/kV$,

k_2 = Rekombinationskonstante = $(1.1 \pm 0.2) kV/cm$

1.3.2 Energieauflösung

Die Energieauflösung ist ein Maß für die Genauigkeit, mit der die Energie eines Teilchens gemessen werden kann. Aus Messungen von Teilchen der Energie E mit hoher Statistik (einige 1000 Ereignisse) läßt sich die Auflösung bestimmen. Die Meßwerte der Energie M_i [ADC-Kanäle] schwanken statistisch um einen Mittelwert M .

Unter Energieauflösung versteht man das Verhältnis $\sigma(E)/E$. Dabei entspricht σ dem RMS ($RMS = \text{Root-Mean-Square}$). $\sigma(M)$ ist die Abweichung vom Mittelwert M an der Stelle, wo die Häufigkeit auf $1/e$ der Häufigkeit im Maximum abgefallen ist.

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{RMS(M)}{M} = \frac{\sigma(M)}{M} \quad (1.14)$$

Bei Sampling-Kalorimetern hat die Breite der Energieverteilung folgende Ursachen:

- **Sampling-Fluktuationen**

Weil in Sampling-Kalorimetern nur ein Teil (E_{vis}) der deponierten Energie gemessen wird, variiert der Messwert statistisch. Bei angenommener Poisson-Statistik ist der Fehler proportional zu \sqrt{N} bei N eine aktive Schicht durchquerenden Elektronen. Da N proportional zu E ist kann man aufgrund von Sampling-Fluktuationen folgende Energieabhängigkeit der Auflösung erwarten:

$$\frac{\sqrt{N}}{N} \sim \frac{\sqrt{E}}{E} \sim \frac{\sigma_A(E)}{E} = \frac{A}{\sqrt{E}} \quad (1.15)$$

A bezeichnet man als Sampling-term. Die Poissonverteilung geht bei hoher Statistik (d.h. großes N) in eine Gaußverteilung über.

- **Rauschen**

Das von der Detektorkapazität abhängige Rauschen der elektronischen Verstärker verbreitert die Energieauflösung. Das Rauschen ist energieunabhängig:

$$\frac{\sigma_B}{E} = \frac{B}{E} \quad (1.16)$$

- **Interkalibrationsfehler**

Fehler durch falsche Gewichtung der einzelnen Kanäle, Variationen in den Dicken der Absorberplatten und den aktiven Schichten

- **Signalüberkoppeln** über die Signalleitungen auf Nachbarkanäle

- **Negatives Überkoppeln** über die Hochspannungsplatten

Die drei zuletzt erwähnten Effekte sind proportional zur Energie und begrenzen die Energieauflösung bei hohen Energien auf einen konstanten Wert:

$$\frac{\sigma_C(E)}{E} = C \quad (1.17)$$

σ_A , σ_B und σ_C sind unabhängig voneinander und addieren sich daher quadratisch:

$$\sigma(E) = \sqrt{\sigma_A^2(E) + \sigma_B^2 + \sigma_C^2(E)} \quad (1.18)$$

Für die Energieauflösung erhalten wir dann folgende Energieabhängigkeit:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2} \quad (1.19)$$

Wird die Energieauflösung für mehrere Energien gemessen, lassen sich die Parameter A, B und C durch Anpassung der Funktion an die Meßwerte bestimmen.

Der Parameter A ist durch das Verhältnis der Strahlungslängen der aktiven und passiven Schichten also von der Geometrie des Kalorimeters und den gewählten Materialien festgelegt.

Die Parameter B und C können durch einige Maßnahmen minimiert werden. Das Rauschen kann z.B. durch gute Erdung vermindert werden. Die verschiedenen Testmodule wurden u.a. zur Minimierung des Überkoppelns im Teststrahl vermessen.

Kapitel 2

Aufbau der Testapparatur

2.1 Der Kryostat

Für den Betrieb der Testkalorimeter mit flüssigem Argon, stand uns ein Kryostat zur Verfügung, dessen Aufbau und Funktionsweise (Betrieb) in diesem Unterkapitel beschrieben wird. In Abb. 2.1 ist der Kryostat im Querschnitt dargestellt. Die für seinen Betrieb notwendigen Aggregate und dessen Anschlüsse sind in Abb. 2.2 veranschaulicht.

2.1.1 Aufbau des Kryostaten

Der verwendete Kryostat ist ein Aluminiumbehälter, der nach außen durch eine 12 *cm* dicke Schicht aus Rohazell wärmeisoliert ist. Er setzt sich aus zwei Teilen (Boden und Haube) zusammen. Der Innenraum dieses Behälters hat ein Volumen von 116 Litern. In diesem Raum befinden sich ein Steigrohr und die Kühlschlange aus Kupfer. Der restliche Raum steht dem jeweiligen Testkalorimeter, dessen Halterung, Verdrahtung und eventuellen Füllstandsmeßagregaten zur Verfügung, und begrenzt die maximalen Abmessungen der Testkalorimeter auf 420 *mm* Breite, 420 *mm* Höhe und 390 *mm* Tiefe.

Der Boden des Kryostaten

Die Aluminiumbodenplatte von 4 *cm* Stärke steht auf vier Beinen aus Stahlrohr. Der obere Teil der Beine besteht aus Kunststoff, um den Wärmekontakt nach außen zu vermindern. Zur Verbindung von Kabeln aus dem Innenraum an die äußere Elektronik sind in die Platte zwei Flansche mit Glasdurchführungen eingebaut. In diese Glasdurchführungen sind Stahlstifte für die Zuleitungen von Signalkabeln, deren Masseleitungen, der Hochspannungsversorgung, von Füllstandsmeßwiderständen, eines Füllstandsmeßkondensators und für weitere Masseverbindungen eingelassen. Am unteren Rand der Bodenplatte befindet sich ein Meßwiderstand (Pt 100) zur Temperaturmessung. In die Bodenplatte sind zwei Heizplatten eingelassen, die ein schnelles Erwärmen vor einem Umbau ermöglichen.

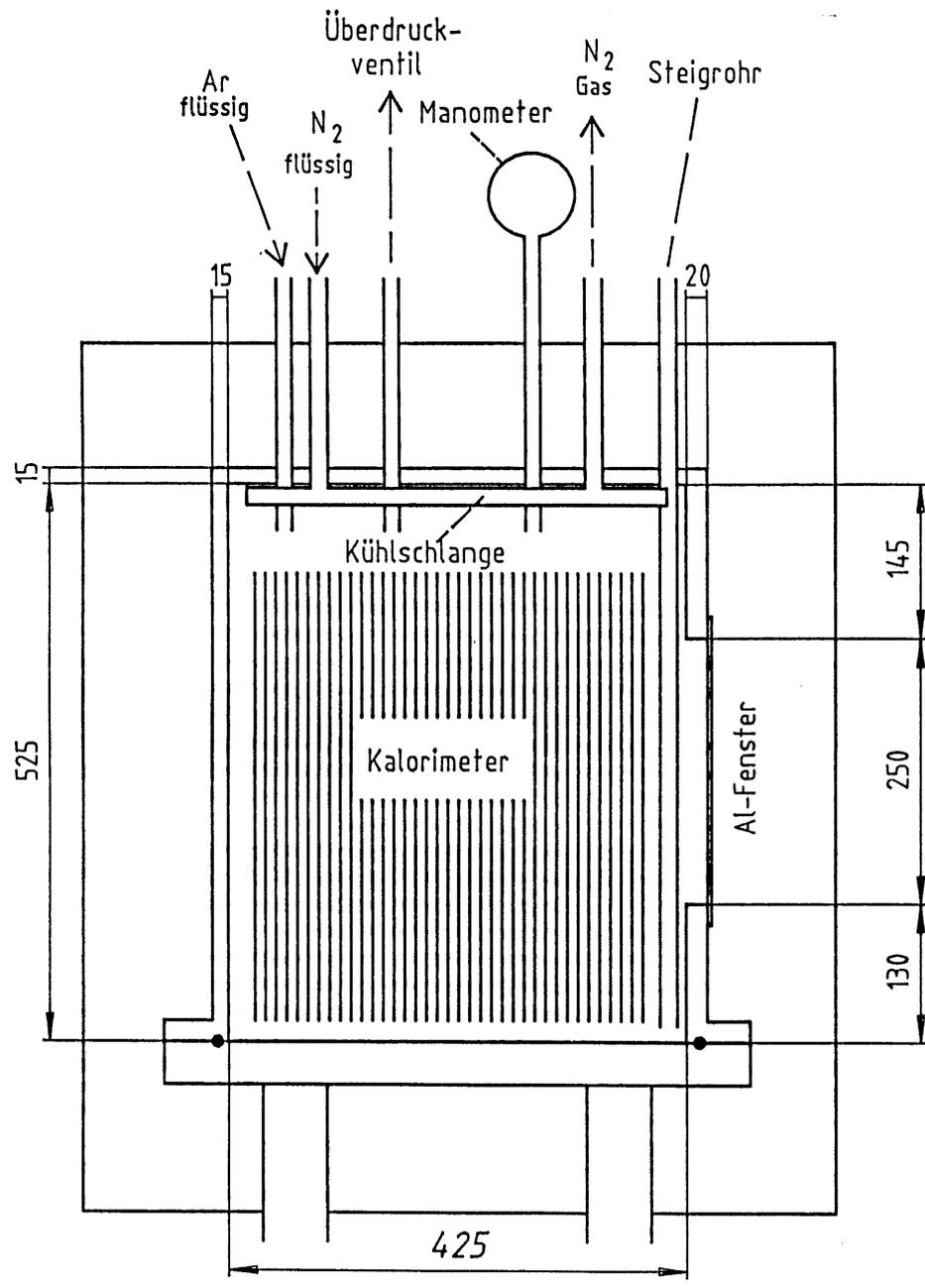


Abbildung 2.1: Querschnitt durch den Kryostaten, (angegebene Maße in [mm])

Die Haube des Kryostaten

Die Wände der Haube bestehen aus 15 und 20 *mm* starkem Aluminium. Im Zentrum der Frontseite befindet sich ein Aluminiumfenster von 250 *mm* Durchmesser und 4 *mm* Dicke. Im oberen Teil der Haube befinden sich die für die Kühlung notwendigen Anschlüsse mit kältefesten Ventilen:

- Steigrohr zum schellen Ablassen von Argon
- Manometer zur Kontrolle des Innendruckes
- Kühlschlange aus zu einer Spirale gebogenem Kupferrohr
- Überdruckventil (öffnet bei einem Innendruck über 1.5 *bar*)

Durch Abpumpen der Luft aus dem Kryostaten stellten wir fest, daß die undichteste Stelle das Überdruckventil ist. Das Überdruckventil ist aus Sicherheitsgründen notwendig. Um ein Eindringen von Außenluft an dieser Stelle zu vermeiden, führt ein Wellschlauch, welcher ständig mit Argongas aus einer Gasflasche gespült wird, vom Ventil zu einer mit Hochvakuumöl gefüllten pneumatischen Wanne (Bubbler). Zum Test der Dichtigkeit wurde das Überdruckventil ausgebaut und der Anschluß mit einem Blindflansch abgeschlossen. Bei dem danach erreichbaren Vakuum wurden weitere kleine Lecks durch Heliumlecksuche in den Glasdurchführungen und der Abdichtung des Fensters festgestellt. Die Größenordnung dieser Lecks war jedoch so gering, daß wir ein Vakuum von 10^{-4} *mbar* erreichen konnten. Im Normalzustand mit angeschlossenem Überdruckventil erzielten wir ein Vakuum von ca 10^{-2} *mbar*.

Ein weiterer Temperaturmeßwiderstand (Pt 100) befindet sich auf der oberen Aluminiumplatte der Haube.

2.1.2 Betrieb des Kryostaten

Nach dem Einbau des Kalorimeters auf dem Boden des Kryostaten wurden die Bleiplatten, die Ausleseplatten, die Kabel und die Innenwände des Kryostaten mit reinem Alkohol gereinigt. Diese Maßnahmen sollen einen hohen Reinheitsgrad des Argons gewährleisten. Anschließend wird der Kryostat geschlossen, indem die Haube mit Hilfe eines Krans vorsichtig auf den Boden gesetzt wird. Auf den Boden wurde eine Indiumschnur in die dafür vorgesehene Nut gelegt. Indium ist ein sehr weiches Metall, welches beim anschließenden Verschrauben der Bodenplatte mit der Haube den Innenraum abdichtet. Mit Supraisolationsfolie, Styroporplatten und Isolationsschaum wird die Isolationsschicht um den Aluminiumtank geschlossen. Nachdem der Isolationsschaum ausgehärtet ist, wird das Kalorimeter auf seinen Meßplatz im Teststrahlgebiet gehoben.

Das Kühlsystem

Das Kühlsystem hält den Innendruck des Kryostaten zwischen 1.2 und 1.4 *bar*. An der Druckanzeige des Manometers befinden sich zwei Marken,

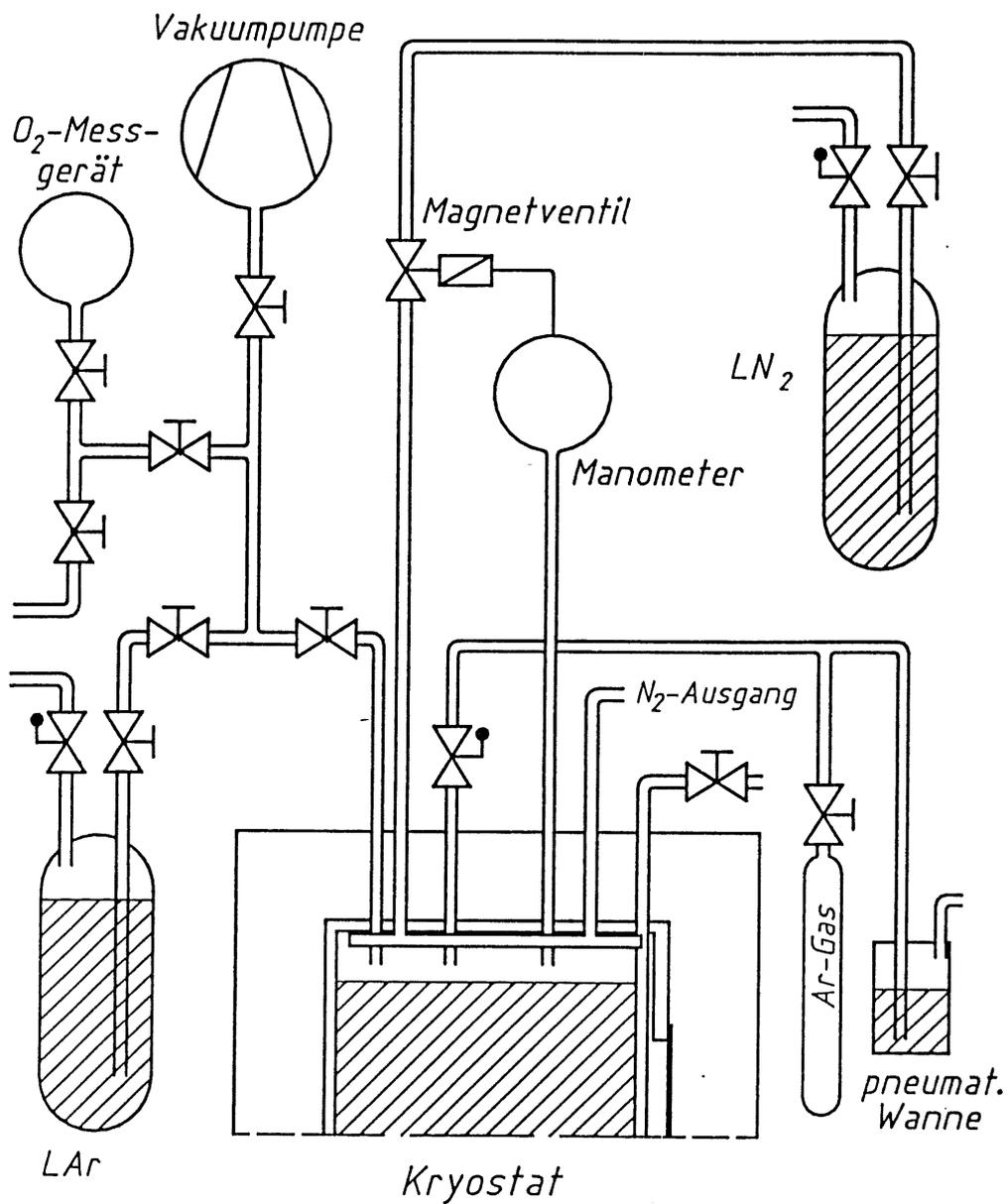
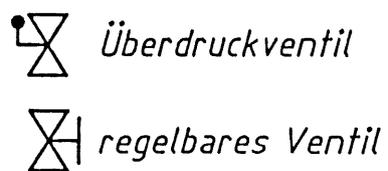


Abbildung 2.2: Kühlsystem

die auf diese Druckwerte eingestellt werden. Der Zeiger der Druckanzeige kontaktiert mit diesen Marken und steuert über eine Relaisschaltung ein Magnetventil vor der Kühlschlange. Das Magnetventil öffnet beim oberen Druck und schließt beim unteren Druck. Bei geöffnetem Ventil fließt flüssiger Stickstoff aus einem Druckbehälter durch die Kühlschlange und kühlt das Argon ab, bis der untere Druck erreicht ist. Im Dauerbetrieb wurden ca. 200 Liter Stickstoff in 24 Stunden benötigt, um die ca. 100 Liter Argon flüssig zu halten.

Vor dem Füllen mit Argon muß das Kühlsystem betriebsbereit sein. Die im Innenraum befindliche Luft wird mit einer Drehschieberpumpe abgesaugt. Danach wird kaltes Argongas in den Kryostaten gelassen, und anschließend wieder abgepumpt. Dieser Vorgang wird mehrfach wiederholt, um den Sauerstoffanteil im Tank möglichst gering zu halten.

Füllen des Kryostaten mit flüssigem Argon

Der flüssige Stickstoff wird mit ca. 1.5 bar aus einem Druckbehälter durch die Kühlschlange gedrückt und kühlt das Argongas, und damit das Gesamtsystem (Kryostat mit Kalorimeter), ab. Dadurch sinkt der Innendruck, und es kann durch sukzessive Zugabe von Argongas die Argonmenge im Kryostaten allmählich erhöht werden. Dabei ist darauf zu achten, daß der Druck nicht 1.5 bar überschreitet, weil dann das Sicherheitsventil öffnet, und Argon-Luftgemisch aus dem Wellschlauch eindringen kann. Nach 8 bis 12 Stunden (je nach Wärmekapazität des Testkalorimeters) ist die Flüssigtemperatur von Argon (87 K) bei diesem Druck erreicht.

Das Argon kondensiert, und kann in flüssiger Form nachgefüllt werden. Nach etwa einer weiteren Stunde war dann der gewünschte Füllstand erreicht. Zur Füllstandskontrolle wurden zwei unabhängige Methoden angewandt:

- Die Dielektrizitätskonstante von flüssigem Argon ist um ca. 60 % höher als die von Argongas ($\epsilon_r(fl.) \approx 1.6$). Durch Messung der Detektorkapazität während des Füllvorganges wurde festgestellt, wann die Kapazität sich nicht mehr änderte und damit der obere Rand des Kalorimeters erreicht war. Danach wurde noch so lange weitergefüllt, bis der Füllstand ca. 2 bis 3 cm über dem Plattenrand lag. Diese Methode der Füllstandskontrolle war die einzig mögliche beim vollabsorbierenden Kalorimetertyp mit 22.8 Strahlungslängen, weil hier für Füllstandsmessaggregate kein Platz mehr im Kryostaten vorhanden war. Bei den kürzeren Kalorimetern wurde in den Kryostaten ein 43 cm langer Plattenkondensator eingebaut, dessen Kapazität linear mit der Füllstandshöhe ansteigt. Hier war die Kontrolle auch über dem Rand der Ausleseplatten gegeben.
- Der Füllstand wurde mit acht in Abständen von je 6 cm befindlichen Widerständen kontrolliert. Die Widerstände werden dabei durch einen Strom geheizt. In der Gasphase ändert sich der Widerstand nicht. In flüssigem Argon ist die Kühlung stärker als die Aufheizung

und der Widerstandswert sinkt. Diese Änderung des Widerstandes wurde mit Hilfe eines Verstärkers in ein optisches Signal (Leuchtdioden) umgesetzt. Die Leuchtdiode des oberen Widerstandes warnte bei Verlust von Argon, wenn z.B. die Kühlung aussetzte.

Als zuverlässigste und genaueste Methode erwies sich die Messung mit dem Plattenkondensator.

Um die Reinheit des Argons zu testen, stand uns ein Teledyn- O_2 -Meßgerät zur Verfügung, mit welchem wir das Argon aus der Gasphase auf dessen Sauerstoffgehalt überprüfen konnten. Bei sorgfältiger Füllung erreichten wir einen Sauerstoffgehalt von 0.5 bis 1.5 ppm.

2.2 Aufbau des vollabsorbierenden Kalorimeters

Das Kalorimeter besteht aus 63 Bleiplatten und 62 mal 2 Ausleseplatten (Read-Out-Boards, ROB), welche sich zwischen den Bleiplatten befinden. Es ergeben sich 62 Samplingzellen, die jeweils wie folgt aufgebaut sind (Abb. 2.3):

- Bleiplatte mit den Abmessungen $420 \times 420 \times 1.86 \text{ mm}^3$
- Flüssigargonschicht von 1.5 mm Dicke
- zwei gegeneinander geklebte Ausleseplatten aus G10, die mit $30 \mu\text{m}$ Kupfer beschichtet sind und eine gesammte Dicke von 1.12 mm haben.
- Flüssigargonschicht von 1.5 mm Dicke

Das gesamte Kalorimeter hat eine Tiefe von 22.8 Strahlungslängen, so daß laut EGS-Rechnungen (siehe Kapitel 5) 97.1 bis 98.6 % der Energie im Energiebereich von 1 bis 5 GeV-Elektronen im Kalorimeter absorbiert werden. Die im Flüssigargon deponierte Energie läßt sich durch folgende Gleichung abschätzen:

$$E_{vis} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ar} \cdot x_{Ar}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ar} \cdot x_{Ar} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Pb} \cdot x_{Pb} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{G10} \cdot x_{G10}} \cdot E_{dep} \quad (2.1)$$

E_{vis} = im Argon deponierte Energie

E_{dep} = im Kalorimeter deponierte Energie

Es berechnet sich ein Wert von $E_{vis} = 0.15 E_{dep}$. Genauere Rechnungen (EGS) ergeben einen Anteil von 13 %.

Der Abstand von 1.5 mm zwischen einer Bleiplatte und einer Ausleseplatte wird durch 16 Abstandshalter aus Teflon, welche in die Ausleseplatten eingebaut sind, und durch 4 Kunststoffplättchen (PVC) an den Ecken gewährleistet (Abb. 2.4).

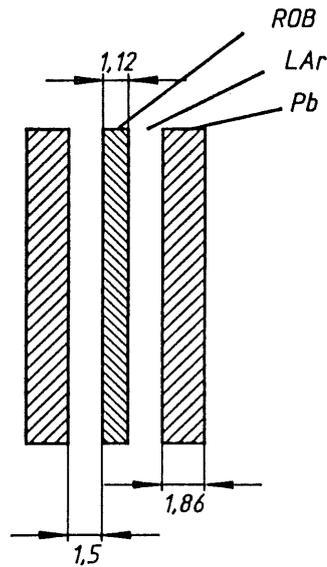


Abbildung 2.3: Struktur des vollabsorbierenden Kalorimeters (Maße in [mm])

Die Platten werden in einem Aluminiumgestell gehalten, wobei an 4 Gewindestangen an den Ecken abwechselnd Platten und die Kunststoffplättchen eingesetzt werden.

Um eine Information über die longitudinale Schauerstruktur zu erhalten, wurde das Kalorimeter in 4 Sektionen unterteilt. Die ersten 3 Sektionen bestehen aus jeweils 10 und die vierte aus 32 Samplingzellen.

2.2.1 Ausleseplatten

Die Kupferschicht auf den Ausleseplatten ist in 48 rechteckige Flächen (Pads) aufgeteilt (Abb. 2.4). Es gibt drei Sorten von Padgrößen:

- $29 \times 29 \text{mm}^2$ (im Zentrum)
- $59 \times 74 \text{mm}^2$
- $74 \times 74 \text{mm}^2$

Die Pads sind durch einen Spalt von 1 mm Breite voneinander separiert.

Jedes Pad ist mit einer Signalleitung auf der Rückseite der Platten verbunden. Es wurden je zwei Ausleseplatten aufeinander geklebt (Abb. 2.5).

Zur Darstellung der Signalleitungsführung (Abb. 2.6) genügt wegen der Symmetrie der Ausleseplatten die Betrachtung eines Plattenviertels.

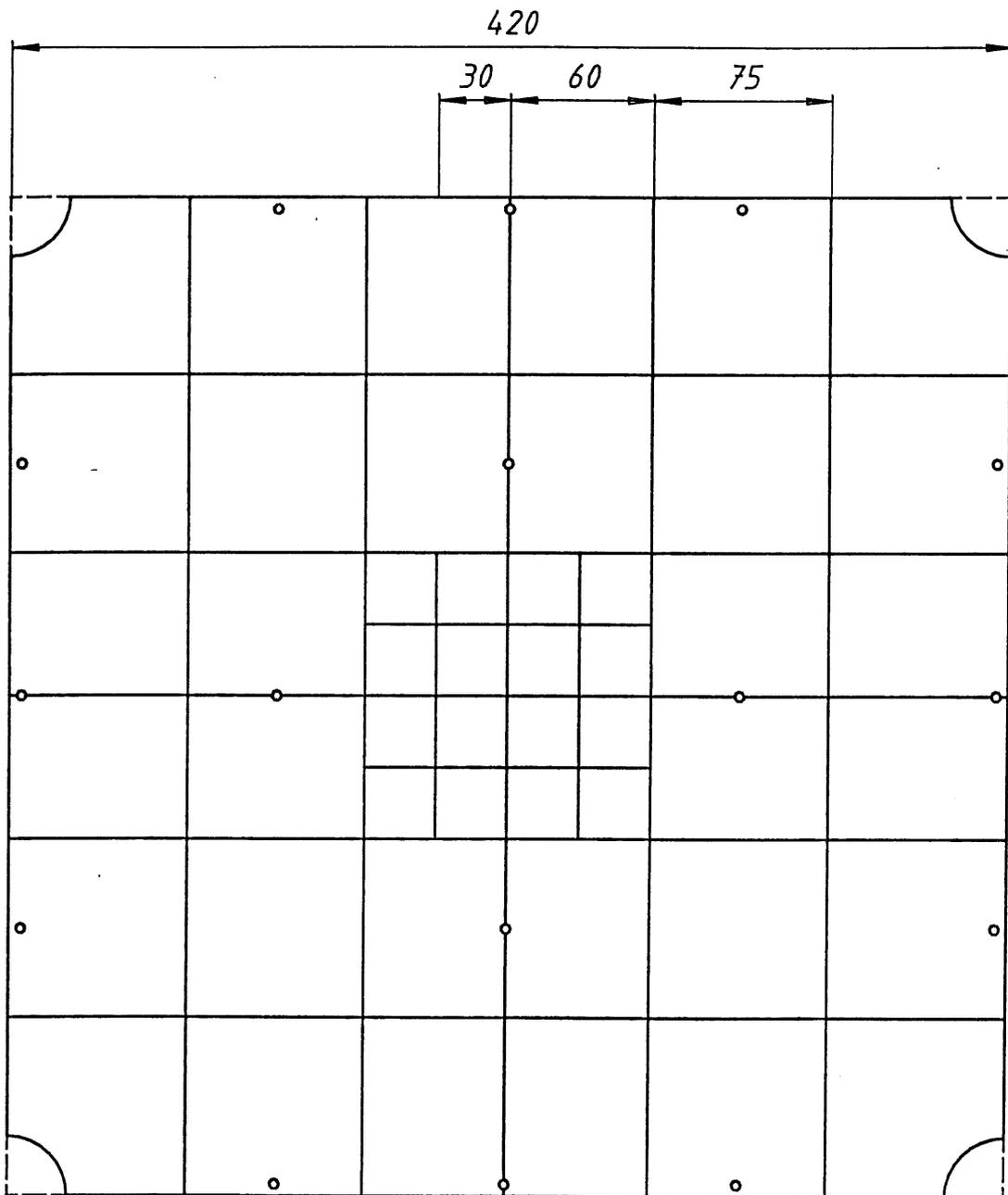


Abbildung 2.4: laterale Struktur der Ausleseplatten (Maße in [mm])

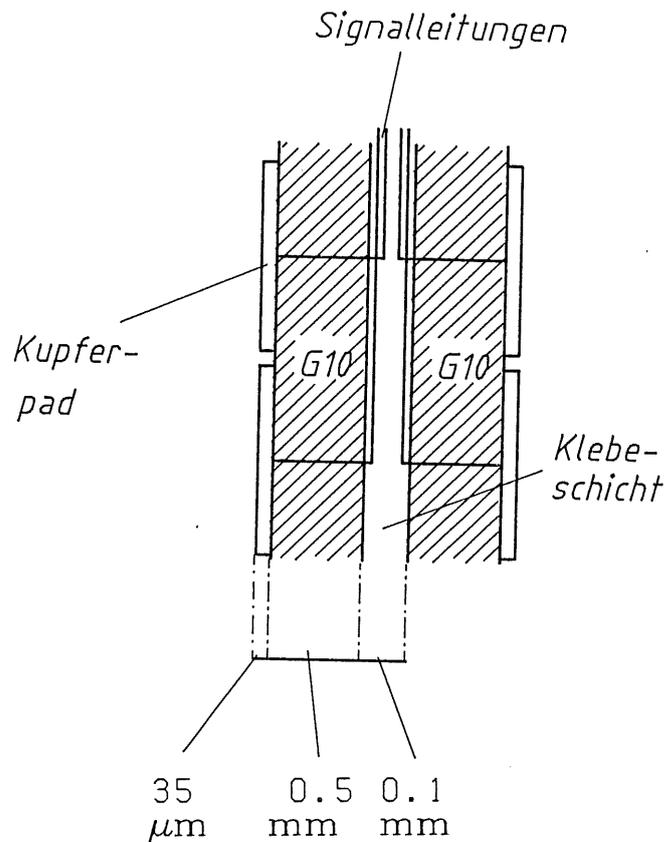


Abbildung 2.5: Schnitt durch doppelte Ausleseplatte

Die Leiterbahnen gehen zur rechten bzw. linken Seite der Ausleseplatten.

Innerhalb einer Sektion wurden Pads, die sich hintereinander befinden, durch Silberdraht an den Endpunkten der Leiterbahnen longitudinal verbunden. Diese Gruppen von Pads (Towers) ergeben 192 Kanäle. Jeder Kanal wurde durch ein teflonisiertes Kabel mit einem Stahlstift in einer Glasdurchführung im Boden des Kryostaten verbunden. Jedes Kabel war mit einem zweiten Kabel verdreht (Twisted Pair). Diese Kabel waren an eine Masseschiene an den Ausleseplatten und einem Nachbarstahlstift des Signalkabels angeschlossen. Zusätzlich waren alle Massekabel an eine Kupferplatte angelötet, welche sich am Boden des Kryostaten befand und als gemeinsamer Massepunkt für das Gesamtsystem diente. Die Verdrehung der Signalkabel mit den Massekabeln vermindert das Übersprechen von Signalen zwischen den Kanälen.

Bei den kleineren Testmodulen wurden Ausleseplatten des Typs A und C verwendet, deren Leiterbahnen sich von den hier beschriebenen unterscheiden (siehe Kapitel 2.3).

2.2.2 Hochspannungszuführung

Die Bleiplatten einer Sektion wurden mit Silberdraht verbunden. Jede Sektion erhielt eine separate Hochspannungszuführung über einen Wider-

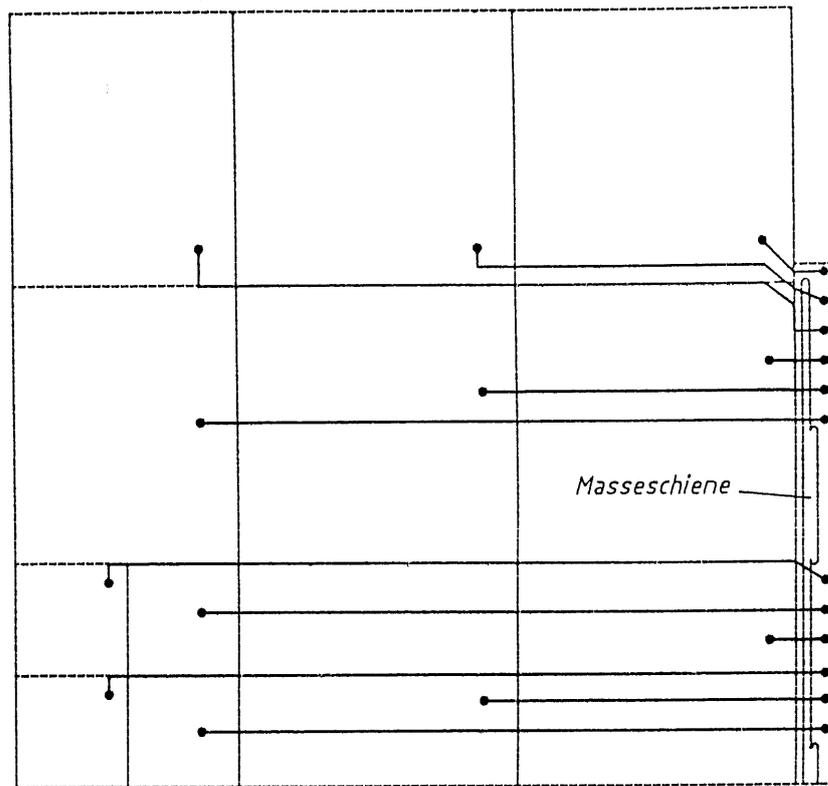


Abbildung 2.6: Leiterbahnen auf einem Plattenviertel Typ B und C, Breite der Bahnen: 0.3 mm

stand von je $11\text{ M}\Omega$ außerhalb des Kryostaten.

	Tiefe		C_D [nF]	C_K [nF]	C_K^* [μF]
	[cm]	[X_0]			
Sektion 1	6.0	3.7	33	10	2
Sektion 2	6.0	3.7	33	50	2
Sektion 3	6.0	3.7	33	20	2
Sektion 4	19.1	11.7	106	30	2
Kalorim. gesamt	37.1	22.8	205		

Tabelle 2.1: Tiefe und Kapazitäten des vollabsorbierenden Kalorimeters, C_D = Detektorkapazität, C_K = Koppelkondensatoren direkt an HV-Anschlüssen im Kryostaten, C_K^* = Koppelkondensatoren ausserhalb des Kryostaten

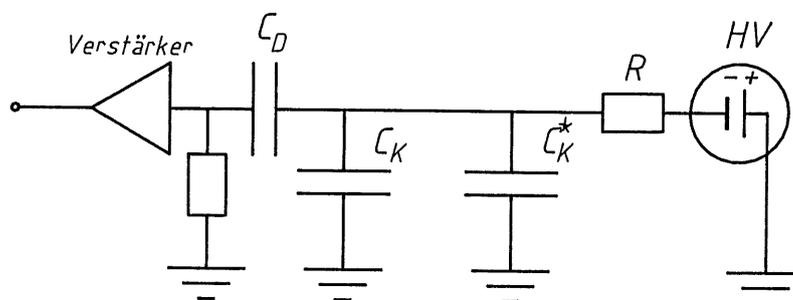


Abbildung 2.7: Schaltbild zur Hochspannungszuführung, $R = 11\text{ M}\Omega$, Kapazitäten s. Tabelle 2.1

Die Hochspannungszuführung wurde an den Bleiplatten durch hochspannungsfeste und kältefeste Kondensatoren an Masse gekoppelt. Die Schaltung der Hochspannungszuführung ist in Abb.2.7 abgebildet. Die Kapazitäten sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Die höchste Koppelkapazität von 50 nF wurde an die Sektion 2 gelegt, weil dort bei den zu messenden Elektronen von einigen GeV Energie das höchste Signal zu erwarten war. Die Sektion 4 hatte eine ca. 3-mal größere Kapazität als die Sektionen 1 bis 3. Darum wurde, obwohl nur 6 bis 12 % der Ladung bei Elektronen von 1 bis 5 GeV in dieser Sektion zu erwarten war, (EGS-Rechnung, siehe Tabelle 5.2 in Kapitel 5.1) an diese der 30 nF -Kondensator angeschlossen.

Wie sich bei Tests mit Auslesestrukturen kürzerer Strahlungslängen ergab, reichten diese Kapazitäten nicht aus, um das negative Überkoppeln ausreichend zu unterdrücken. Darum wurden weitere Kondensatoren für jede der vier Sektionen mit je $2.0 \mu F$ außerhalb des Kryostaten zwischen Hochspannung und Masse angebracht. Die Verminderung des negativen Überkoppeln ist zur Messung der Energieverteilung im Kalorimeter nötig, weil das Überkoppeln die gemessene Schauerform beeinflusst.

2.3 Aufbau verschiedener Testmodule

Vor dem Aufbau des eigentlichen Testkalorimeters wurden zur Erprobung der Datennahme und zum Test der Ausleseplatten einige kleinere Testmodule gebaut (Tabelle 2.2). Insbesondere sollte festgestellt werden, ob das

Modul-Nr.	ROB-Typ	verwendete Verstärker	Kanäle	Anzahl der ROB	Abbildung
1	A	Laben	48	5 x 2	Abb. 2.8
2	A	Laben	48	2 x 2* 2 x 2	Abb. 2.10
3	C	Laben	48	2 x 2* 3 x 2	Abb. 2.10

Tabelle 2.2: Testmodule kürzerer Strahlungslänge, * = mit hochohmigen Widerstandsfolien

Überkoppeln über die Signalleitungen klein genug war, um eine ausreichende Orts- und Energieauflösung für den H1-Detektor zu gewährleisten. Es wurden dabei drei Sorten von Ausleseplatten verwendet, die sich in der Breite und Führung der Signalleitungen unterscheiden.

- Typ A Ausleseplatten mit 1 mm breiten Signalleitungen (Abb. 2.9)
- Typ B mit 0.3 mm breiten Signalleitungen (Abb. 2.6) wurde in Kapitel 2.2.1 beschrieben
- Typ C wie Typ B mit einer zusätzlichen 2 mm breiten auf Massepotential gelegten Abschirmleitung zwischen den Pads und den Signalleitungen (siehe Abb. 2.11)

Testmodul Nr.1

Die Struktur des Testmoduls Nr.1 war wie die des vollabsorbierenden Kalorimeters; gegeneinander geklebte Ausleseplatten in der Mitte zwischen den auf Hochspannung gelegten Bleiplatten. In der Tiefe waren die Pads miteinander verbunden. Der Abstand zwischen den Oberflächen der Bleiplatten und den Oberflächen der Ausleseplatten betrug bei allen Testmodulen 1.5 mm.

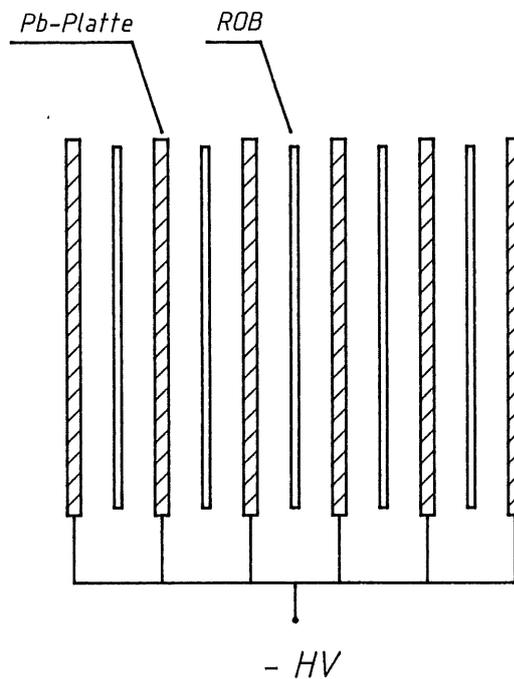


Abbildung 2.8: Struktur des Testmoduls Nr.1

Testmodul Nr.2

Bei den Testmodulen Nr.2 und Nr.3 waren die aus Strahlrichtung gesehen ersten beiden doppelten Ausleseplatten mit einer speziellen hochohmigen Schicht auf Kaptonfolie beklebt (Auswertung siehe [HA87]).

Im Testmodul Nr.2 waren wie bei Testmodul Nr.1 die Pads in der Tiefe verbunden. Es wurde alternativ negative Hochspannung auf die hinteren Bleiplatten gelegt, wobei die Zuleitungen für die positive Spannung auf Masse gelegt wurde. Oder bei Anlegen der positiven Hochspannung an die hochohmigen Schichten wurden die Bleiplatten der negativen Hochspannung mit Masse verbunden. So konnte entweder das Signal mit der einen oder der anderen Hochspannungszuführungsart gemessen werden.



Abbildung 2.9: Leiterbahnen auf einem Plattenviertel Typ A, Breite der Bahnen: 1.0 mm

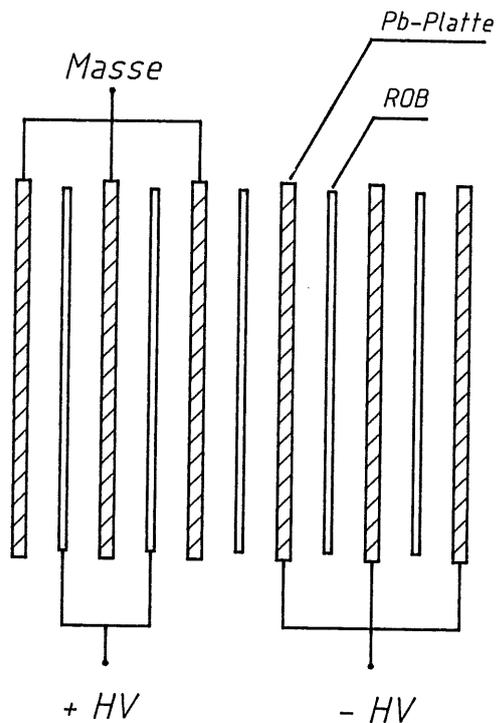


Abbildung 2.10: Struktur der Testmodule Nr.2 und Nr.3

Testmodul Nr.3

Im Testmodul Nr.3 waren die Pads der vorderen Hälfte von denen der hinteren getrennt. So konnten beide Teile des Testmoduls gleichzeitig betrieben werden. Weil aber nur 48 Verstärkerkanäle zur Verfügung standen wurde hier nur die untere Hälfte der Ausleseplatten verwendet. Die restlichen Pads wurden auf Masse gelegt.

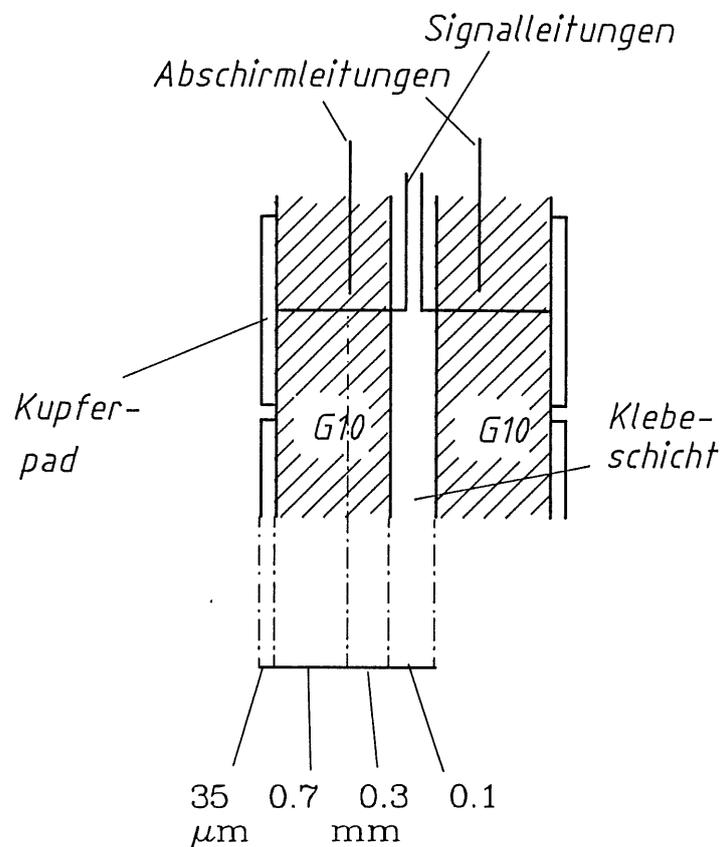


Abbildung 2.11: Schnitt durch doppelte Ausleseplatte mit Abschirmungsleitungen Typ C

2.4 Teststrahl und Triggeraufbau

Die Messungen wurden am Teststrahl 22 des Synchrotrons DESY I durchgeführt (s. Abb. 2.12). Das Synchrotron war mit 50 Hz getaktet, so daß alle 20 ms für die Dauer von ca. 1 ms ein Elektronenbündel auf das Target T1 ($10\text{ }\mu\text{m}$ Kohlenstoffaden) traf. Die Elektronen des Synchrotrons hatten eine Energie von 7 GeV . Durch Wechselwirkung einiger dieser Elektronen mit dem Target T1 entsteht Bremsstrahlung mit Photonen von maximal 7 GeV Energie. Die Photonen fliegen, weil sie nicht durch die Magnete abgelenkt werden, tangential vom Synchrotron durch Vakuumröhren und treffen auf Target T2 (4 mm Cu-Draht). An diesem Target konvertieren die Photonen in Elektronen-Positronenpaare. Im Magnetfeld des Ablenkmagneten M werden die Elektronen und Positronen auf Kreisbahnen gezwungen. Der Krümmungsradius ist proportional zur Energie der Teilchen und umgekehrt proportional zur Magnetfeldstärke. Hinter dem Magneten befindet sich unter einem Ablenkwinkel von $1^{\circ}50'$ ein Kollimator, durch dessen Spalt Elektronen (bzw. Positronen bei umgekehrter Polarität des Magnetfeldes) konstanter Energie selektiert werden. Die Magnetfeldstärke des Ablenkmagneten wurde durch Wahl des durch ihn fließenden Stromes eingestellt.

Hinter dem Strahlausgang befand sich im Teststrahlgebiet ein weiterer Kollimator. Zwischen diesem Kollimator und dem Kalorimeter (Abstand ca. 7 m) befand sich ein System von Plastikszintillatoren mit Photomul-

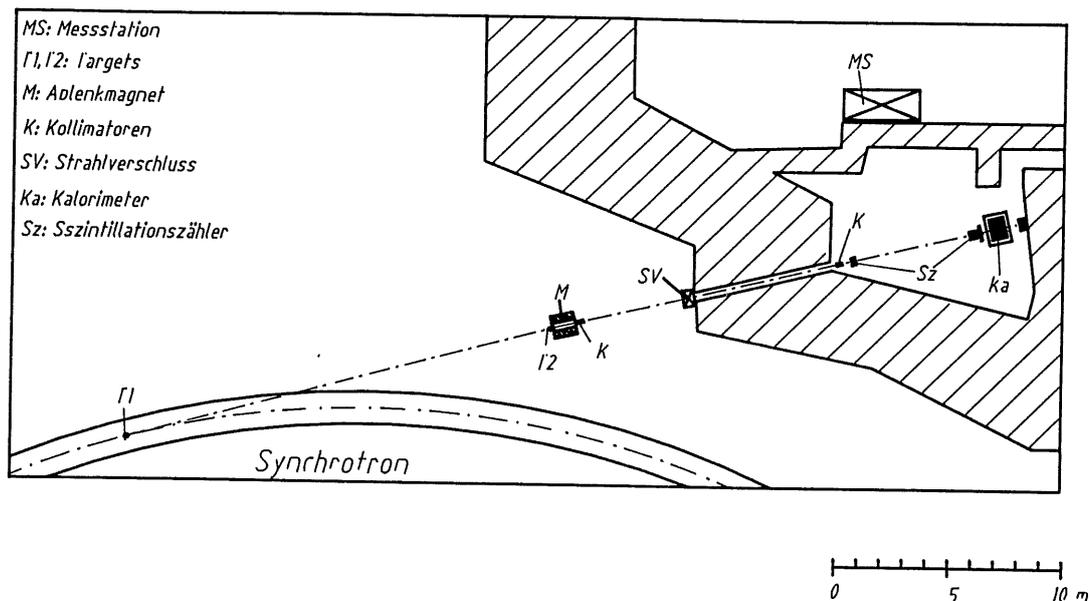


Abbildung 2.12: Teststrahl 22 des Synchrotrons DESY I

tipliern. Dieses System (s. Abb. 2.13) löbte über Koinzidenzschaltung die Datennahme aus.

Die Fingerzähler der Kreuze K1 und K2 bestanden aus 1 cm breiten Szintillatorstreifen. Es wurden nur Elektronen gemessen, die in allen vier Szintillatoren nachgewiesen wurden. Um Elektronen herauszufiltern, die bereits vor dem Kalorimeter einer Wechselwirkung unterlagen wobei begleitende Schauerteilchen entstanden, oder eine starke Zurückstreuung von Teilchen aus dem Kalorimeter hatten, befand sich zwischen Kreuz K2 und dem Kalorimeter ein Lochzähler L. Dieser Lochzähler war eine ca. $15\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ Plastikszintillatorplatte mit einem Loch von ca. 1 cm Durchmesser in der Mitte. Das Signal von L wurde als Veto in die Koinzidenz gegeben, wodurch die Datennahme in diesen Fällen verhindert wurde. Hinter dem Lochzähler L befand sich eine weitere Szintillatorplatte direkt vor dem Kalorimeter in Koinzidenz mit den anderen Szintillatoren. Ein in dieser Platte registriertes Signal wurde zur Unterbindung der Datennahme für die Dauer von 10 ms nach Verarbeitung des Verstärkersignals verwendet. Diese Maßnahme verhinderte die Datennahme, wenn innerhalb der letzten 10 ms ein weiteres Teilchen die Szintillatorplatte durchquert hatte, und das Ladungssignal des zu messenden Elektrons verfälschen könnte. Dadurch wurde zusätzlich gewährleistet, daß innerhalb eines Elektronenbündels nur ein Teilchen gemessen wurde.

Zwischen Kreuz K2 und Lochzähler L befand sich ein 1.8 mm breiter Fingerzähler O, der bei Messungen zur Ortsaulösung in Koinzidenz geschaltet war. Dieser Zähler definierte den Auftreffort des Elektrons sehr

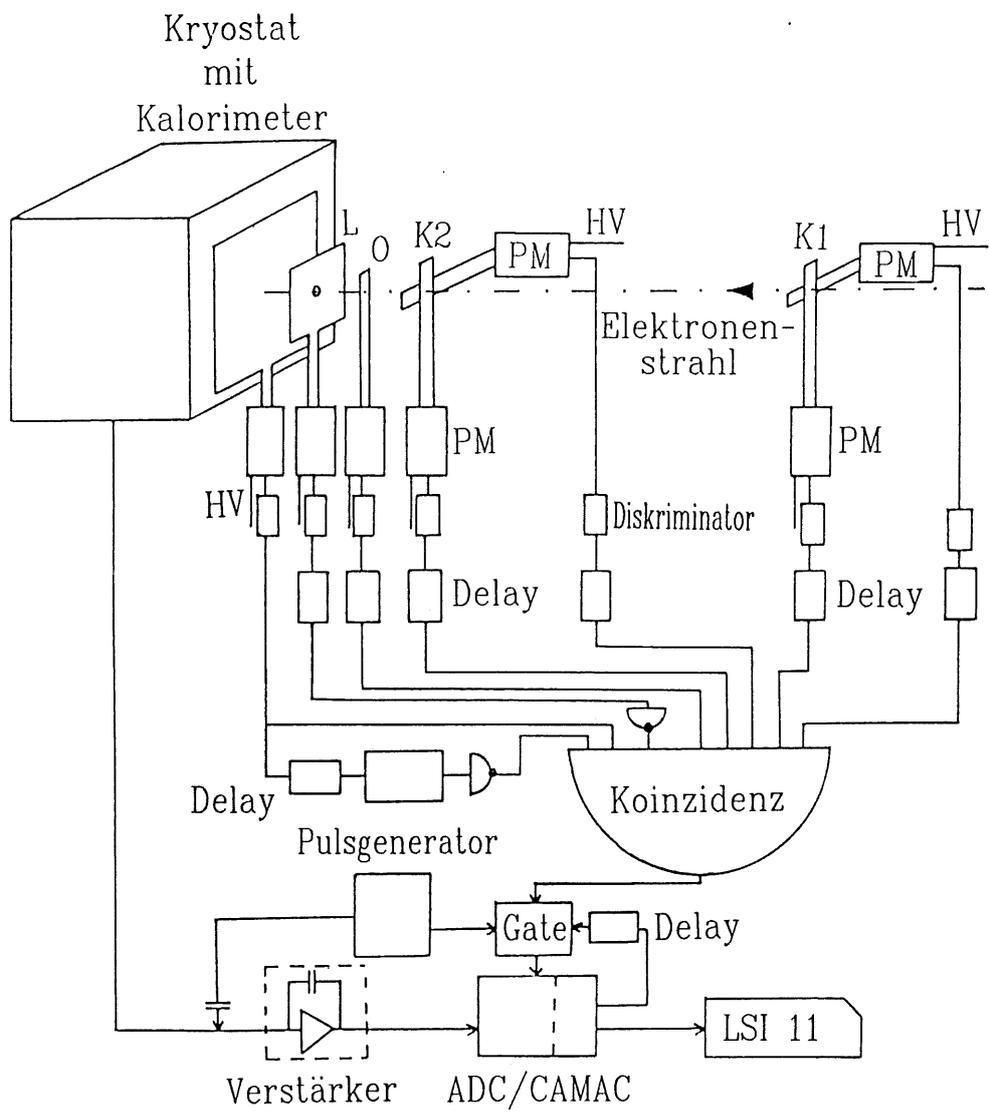


Abbildung 2.13: Blockschaltbild des Triggersystems

genau, reduzierte aber die Ereignisrate. Zur Messung der Energieauflösung wurde dieser Zähler aus der Koinzidenschaltung herausgenommen.

Die höchste Ereignisrate von ca. 80/min hatten wir bei Elektronen der Energie von 3 bis 4 GeV . Bei kleineren und bei größeren Energien wurde die Ereignisrate deutlich kleiner.

Kapitel 3

Datennahme und Elektronik

Die auf den Pads gesammelte Ladung fließt über die Signalkabel innerhalb des Kryostaten und ca. 1.5m lange 24-polige Flachbandkabel außerhalb des Kryostaten auf die Verstärkereingänge. Die verstärkten Signale wurden über ca. 15m lange Flachbandkabel zur Meßstation außerhalb des Teststrahlgebietes geleitet. Die Signalleitungen der Flachbandkabel waren wie die Signalleitungen innerhalb des Kryostaten mit Masseleitungen verdrillt.

In Abb. 2.13 ist die Schaltungslogik zur Auswahl der für die Messungen akzeptierten Elektronen dargestellt. Im Falle einer Triggerkoinzidenz wird durch die Schaltung die Datennahme ausgelöst. Das Signal der ladungsempfindlichen Verstärker wird über 12-Bit-Analog-Digital-Converter "ADC" (LeCroy 2280) in ein digitales Signal umgewandelt und durch einen Computer (LSI-11/23) ausgelesen und gespeichert. Die Zeit (Gate) der Integrationsdauer wird durch einen Gategenerator festgelegt.

Die auf Disketten gespeicherten Daten wurden zur späteren Auswertung auf den DESY-Großrechner übertragen. Das Ausleseprogramm lieferte während der Messungen Histogramme der einzelnen Kanäle auf einem Monitor, wodurch eine Überwachung der Datennahme ermöglicht wurde.

3.1 Signalverarbeitung

Die auf den Signalplatten gesammelte Ladungsmenge ist sehr klein. Maximal werden $Q \approx 500 fQ$ deponiert (maximale Ladung innerhalb eines Towers bei 5 GeV Elektronen). Daher werden extrem empfindliche und rauscharme Verstärker benötigt. Aus diesem Grunde wurden Verstärker mit kapazitiver Rückkopplung benutzt.

Die ladungsempfindlichen Verstärker (**KfK**), die beim vollabsorbierenden Kalorimeter verwendet wurden, sind im Institut für Kernphysik beim Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelt worden (Schaltbild siehe Abb.3.2). Für die Testmodule Nr.1 bis Nr.3 wurden **Laben**-Verstärker und Verstärker des **Cello**-Experiments verwendet, weil die **KfK**-Verstärker zu der Zeit noch nicht verfügbar waren.

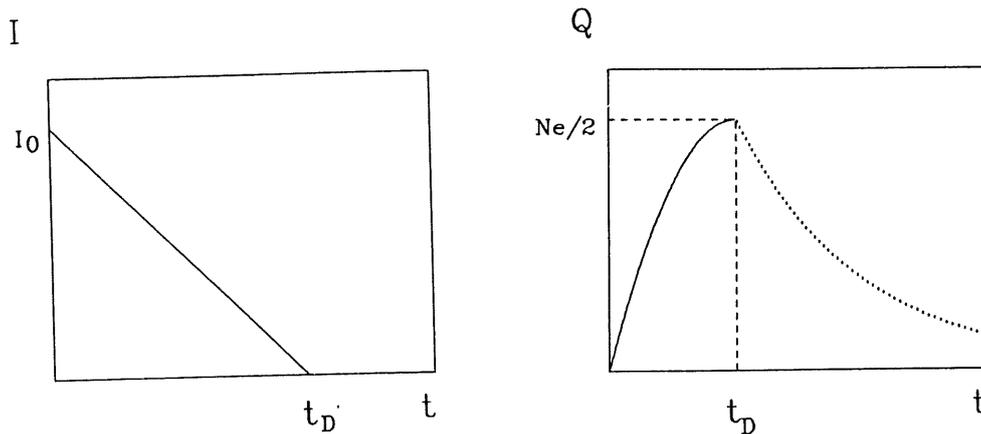


Abbildung 3.1: Detektorstrom I und gesammelte Ladung Q als Funktion der Zeit

Der Detektorstrom und die gesammelte Ladung aus den Gleichungen 1.7 und 1.8 ist in Bild 3.1 dargestellt. Die Driftzeit beträgt ungefähr $t_D = \frac{d}{v_D} \approx 0.33 \mu s$. Die gesammelte Ladung entlädt sich über die Eingangsimpedanz des Verstärkers $|z| \approx 200 \Omega$. (in Abb. 3.1 ist der exponentielle Abfall der Ladung angedeutet.) Das Ausgangssignal des Verstärkers ist abhängig von der Detektorkapazität (Kapazität des Towers) und von der Eingangsimpedanz des Verstärkers.

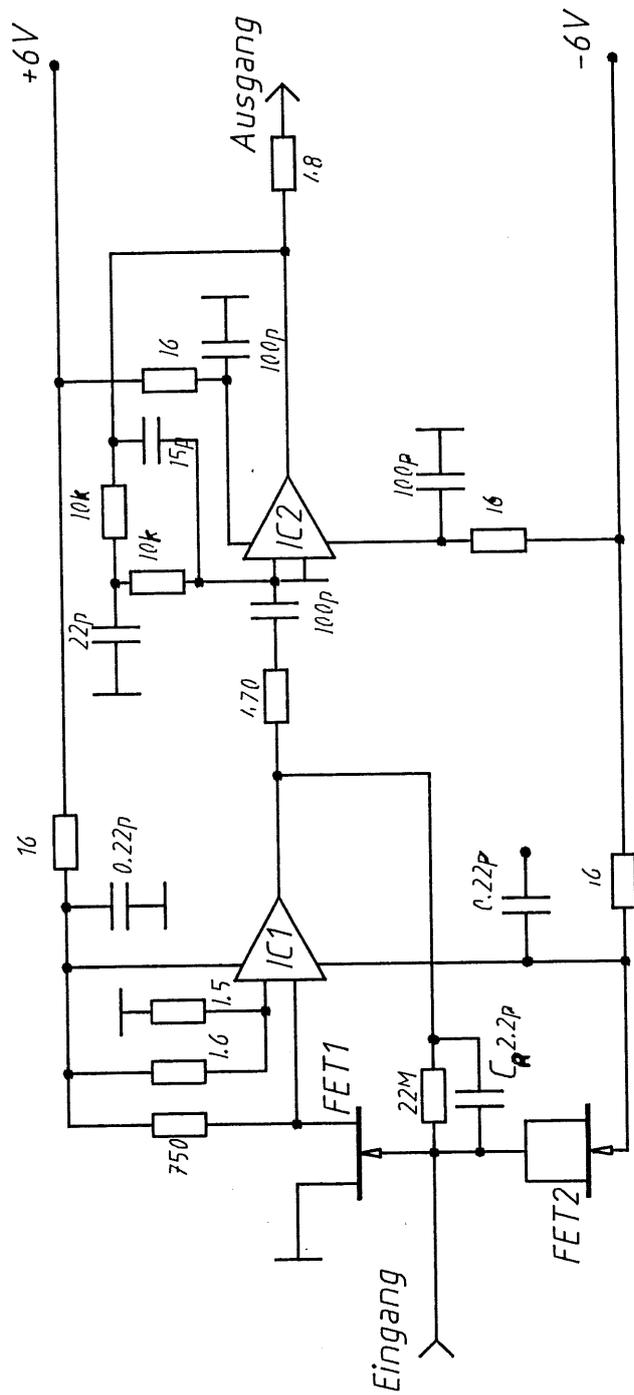
$$U(t) \approx \left(\frac{1}{C_D} + \frac{1}{C_R} \right) \cdot Q_R(t) \quad (3.1)$$

C_D = Towerkapazität, C_R = Rückkoppelkapazität, $Q_R(t)$ = Ladung am Rückkoppelkondensator

Die Ladung am Rückkoppelkondensator $Q_R(t)$ ist gegenüber der Ladung der Detektorkapazität um ca. $1.5 \mu s$ verschoben und bildet eine gedämpfte Schwingung. Die Form des Ausgangssignales ist in Abb. 3.3 dargestellt. Wichtig für die Energiemessung ist, daß das Maximum von $U(t)$ proportional zur gesammelten Ladung ist. Bei den KfK-Verstärkern handelt es sich um Verstärker mit Pulsformung. Die Pulsformung ist so gestaltet, daß das Integral über das Signal auch bei längeren Gates proportional zu U_{max} ist.

3.2 Wahl der Gatelänge und Gatelage

Das verstärkte Signal konnte auf einem Oszilloskop sichtbar gemacht werden. Auf einem zweiten Kanal des Oszilloskops wurde das Gatesignal des Gategenerators gegeben und durch ein Delay so verschoben, daß die Mitte des Gates über dem Maximum des Verstärkersignals lag. Die ADCs inte-



IC = NE5534N FET = BSR58

Abbildung 3.2: Schaltbild der KfK-Verstärker

grieren das Signal über die Länge des Gates. Dieses Integral ist bei kurzem Gate proportional zu U_{max} und damit zur gesammelten Ladung.

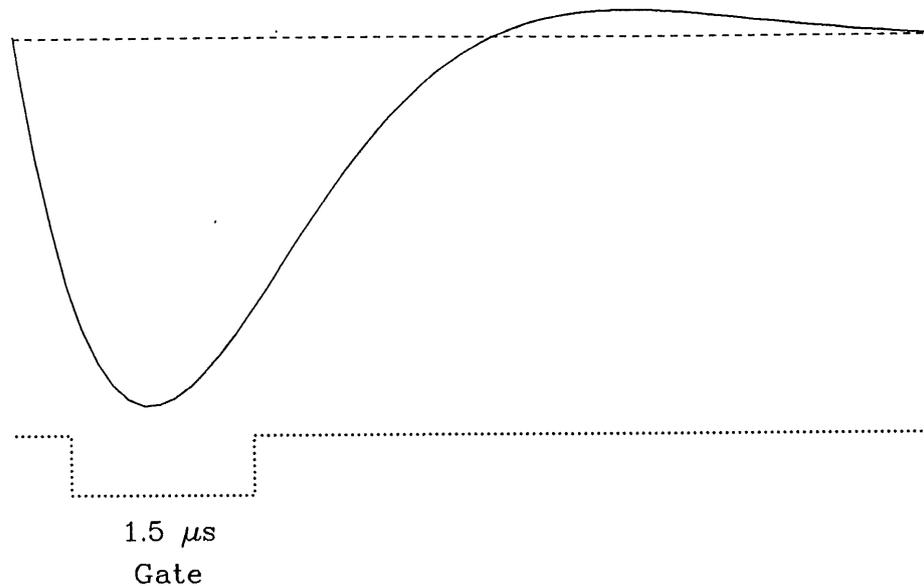


Abbildung 3.3: Qualitative Darstellung des Signalverlaufs mit Gate

Kanäle mit hoher Detektorkapazität zeigen ein etwas breiteres und flacheres Signal und ein Maximum, das gegenüber dem Maximum von Kanälen mit kleinem C_D zeitlich etwas später liegt. Die Abflachung der Signale wird teilweise durch die Kalibrationsfaktoren ausgeglichen (s. Kap. 4.2.3). Weil für alle 192 Kanäle nur ein gemeinsames Gate existierte, mußte seine zeitliche Lage ein Kompromiß sein, und die Länge mußte so groß gewählt werden, daß für alle Kanäle das Maximum einigermaßen symmetrisch im Gate lag. Für die Energiemessungen mit dem vollabsorbierenden Kalorimeter wurde eine Gatelänge von 1.5μ s gewählt.

Kapitel 4

Messungen und Ergebnisse

4.1 Tests verschiedener Auslesestrukturen

Die Messungen mit den kleineren Testmoduls Nr.1 bis Nr.3, deren Aufbau in Kapitel 2.3 beschrieben wurde (Tabelle 2.2), wurden zur Untersuchung der Überkoppeligenschaften der verschiedenen Ausleseplatten durchgeführt. Wir unterscheiden zwei Sorten von Überkoppeln; positives und negatives Überkoppeln.

4.1.1 Positives Überkoppeln

Positives Überkoppeln erhöht das Signal auf Nachbarkanälen über die Signalleitungen der Ausleseplatten, über die Signalkabel und über die Verkabelung in den Verstärkern.

Messungen mit Testpulsen (Verfahren wie bei Kalibration siehe Kapitel 4.2.3) zeigten ein Überkoppeln über die Verstärkerkarten. Jede Verstärkerkarte der Laben-Verstärker beinhaltete 8 Kanäle. Die Kanäle der Karte, auf der sich der angepulste Kanal befand, hatten ein Signal von 1.0 % bis zu 8.0 % des Hauptsignals (s. [HA87]). Dieses Überkoppeln war so dominant, daß das Überkoppeln über die Signalleitungen aus diesen Daten nicht zu quantifizieren war.

Von besonderem Interesse für die Entwicklung der Ausleseplatten ist das Überkoppeln über die Signalleitungen. Bei den Messungen mit Elektronen trat der Effekt des Überkoppeln innerhalb der Verstärkerkarten aufgrund einer anderen Phasenlage der Signale weniger deutlich hervor (0.7 % bis 2.0 % des Gesamtsignals). Bei den Modulen Nr.1 und Nr.2 wurden teilweise Einschüßorte gewählt, bei denen die Überkoppelkanäle der Signalleitungen nicht auf der Verstärkerkarte lagen, die das hauptsächlichliche Signal hatte. Bei diesen Messungen war das Überkoppeln über die Signalleitungen deutlich sichtbar.

Mess- und Auswerteverfahren

Um ein möglichst hohes Signal zu erhalten wurde bei den Modulen Nr.1 bis Nr.3 2.0 cm dicke Bleiplatten vor das Kalorimeter gestellt, damit das

Testmodul ungefähr im Schauermaximum lag.

Zur Bestimmung der Nullage (Pedestal) der einzelnen Kanäle wurden die Signale ohne Elektronenstrahl, getriggert durch einen Pulsgenerator, gesondert aufgenommen. Bei Modul Nr.2 wurde teilweise, bei Modul Nr.3 und beim vollabsorbierenden Kalorimeter ständig die Pedestalmessung während der Messung der Elektronen durchgeführt. Dabei wurde bei jedem 5-ten gemessenen Elektron die Datennahme um 8.0 ms verzögert, so daß das Signal außerhalb des Elektronenpaketes gemessen wurde.

Die Signalsumme aller Kanäle nach Abzug der Pedestalwerte wurde hier auf 100 % gesetzt (Gesamt-signal). Es wurden für jeden Einschub jeweils ca. 1000 Elektronen gemessen. In Abbildung 4.1 sind die verwendeten Einschuborte dargestellt.

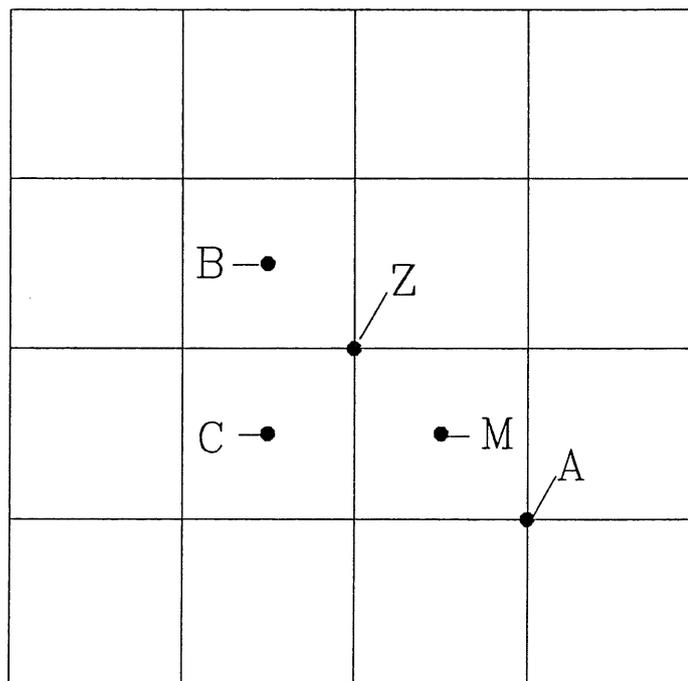


Abbildung 4.1: Kleine Zentralpads mit verschiedenen Einschuborten

Abb.4.2 zeigt die durchschnittliche prozentuale Verteilung des Gesamtsignals auf die einzelnen Kanäle (Modul Nr.1 mit 3 GeV Elektronen).

Obwohl das Gesamtsignal wegen Schauerfluktuationen relativ großen Schwankungen unterlegen war, sind die Schwankungen der prozentualen Signalwerte der Überkoppelkanäle sehr klein. Das zeigt, daß das Überkoppeln streng proportional zum Signal ist.

Trägt man die prozentualen Werte als Funktion des Abstandes von der Schauerachse auf, ergibt sich das in Abb. 4.3 gezeigte Bild. Als Abstände wurden die Entfernungen zwischen der Schauerachse und den Padmitten verwendet.

Die laterale Verteilung des Schauers kann durch die Summe zweier

0.00 ± 0.07	-0.43 ± 0.04	-0.08 ± 0.05	-0.43 ± 0.03	-0.71 ± 0.03	Kanal defekt		
-0.36 ± 0.06	-0.31 ± 0.04	-0.03 ± 0.04	-0.19 ± 0.04	0.05 ± 0.04	-0.25 ± 0.04		
-0.40 ± 0.03	-0.18 ± 0.04	0.31 ± 0.02	0.37 ± 0.03	2.08 ± 0.04	2.02 ± 0.04	0.03 ± 0.09	-0.34 ± 0.04
		0.36 ± 0.02	0.85 ± 0.04	3.46 ± 0.08	3.20 ± 0.07		
-0.37 ± 0.03	-0.06 ± 0.04	0.81 ± 0.04	1.93 ± 0.07	19.21 ± 0.37	17.21 ± 0.32	5.02 ± 0.12	1.59 ± 0.04
		0.64 ± 0.03	1.87 ± 0.07	18.44 ± 0.34	20.06 ± 0.37		
-0.64 ± 0.03	-0.25 ± 0.03	0.75 ± 0.05	3.44 ± 0.10	1.17 ± 0.06	-0.08 ± 0.03		
-0.32 ± 0.06	-0.60 ± 0.04	-0.32 ± 0.03	0.09 ± 0.03	-0.04 ± 0.04	0.21 ± 0.08		

⊙ Elektroneneinschussort

Abbildung 4.2: Mittlere Verteilung des Signals auf die einzelnen Kanäle (Modul Nr.1, 3 GeV Elektronen)

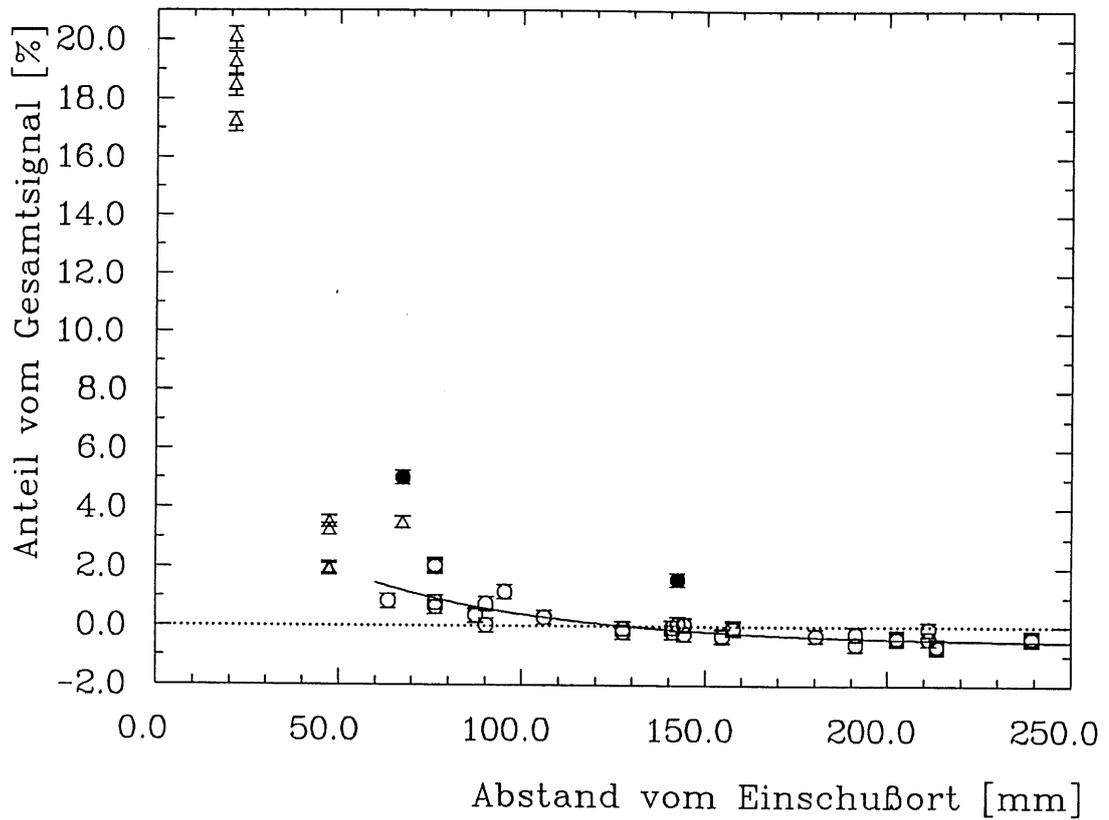


Abbildung 4.3: Verteilung der Signale als Funktion des Abstandes von der Schauerachse (Modul Nr.1, 3 GeV Elektronenenergie, Einschubort (A); dreieckige Symbole = Signale von Pads, die aus der Anpassung herausgelassen wurden weil bei ihnen die erste Exponentialfunktion dominiert, schwarz ausgefüllte Symbole = Signale von Pads, die aus der Anpassung herausgelassen wurden, weil unter ihnen Signalleitungen der hauptsächlich Signal führenden Pads liegen

Exponentialfunktionen beschrieben werden [AK77]:

$$E(r) = E_1 \cdot e^{-(r/b_1)} + E_2 \cdot e^{-(r/b_2)} \quad (4.1)$$

r = Abstand zur Schauerachse

b_1, b_2 = Abschwächungslängen

Die Abschwächungslänge b_1 (ca. 4 mm) ist viel kleiner als die Abschwächungslänge b_2 (ca. $20 - 40\text{ mm}$) [ZE87]. Es dominiert daher bei größeren Abständen ($r > 60\text{ mm}$) der zweite Summand in Gleichung 4.1. An die Werte (siehe Abb. 4.3) wurde die Funktion

$$E(r) = a \cdot e^{-(r/b)} + c \quad (4.2)$$

angepaßt, welche bis auf die Konstante c dem zweiten Summand der Gleichung 4.1 entspricht. Die Konstante c ist ein Maß für das negative Überkoppeln pro Pad (siehe 4.1.2).

Aus der Anpassung herausgelassen wurden die Signale der Pads, deren Padmitten weniger als 60 mm von der Schauerachse entfernt lagen (dreieckige Symbole) und Signale der Pads (schwarz ausgefüllte Symbole), bei denen aufgrund der Signalleitungsführung ein Überkoppeln zu erwarten war (vergl. Abb. 2.9). Es ergaben sich für das hier gezeigte Beispiel folgende Werte der Parameter in Gleichung 4.2:

- $a = (9.2 \pm 0.2) \%$
- $b = (41 \pm 7)\text{ mm}$
- $c = (-0.6 \pm 0.1) \%$

Positives Überkoppeln über die Signalleitungen läßt sich am deutlichsten vom Ladungssignal des Schauers trennen, wenn Signale von Pads betrachtet werden, die weit von der Schauerachse entfernt liegen.

Die Signale der Überkoppelkanäle (aufgefüllte Symbole) lag bei allen Messungen mit Plattentyp A (Module Nr.1 und Nr.2) um 1.5% bis 3.0% des Gesamtsignals über dem durch die Anpassung erwarteten Signalhöhen.

Die entsprechenden Bilder für Modul Nr.3 (Plattentyp C) zeigen kein Überkoppeln (siehe Abb 4.5). Hier wurde kein Einschub gewählt, bei welchem die Überkoppelkanäle außerhalb der hauptsächlich betroffenen Verstärkerkarte lagen. Die Signale auf der betroffenen Verstärkerkarte sind gegenüber den anderen Signalen um ca. 1% des Gesamtsignals angehoben, siehe Abb. 4.5.

Für den H1-Detektor kommt eine Version mit abgeschirmten Signalleitungen aus Kostengründen nicht in betracht. Daher wurden für das vollabsorbierende Testkalorimeter Ausleseplatten des Typs B ohne Abschirmung gewählt.

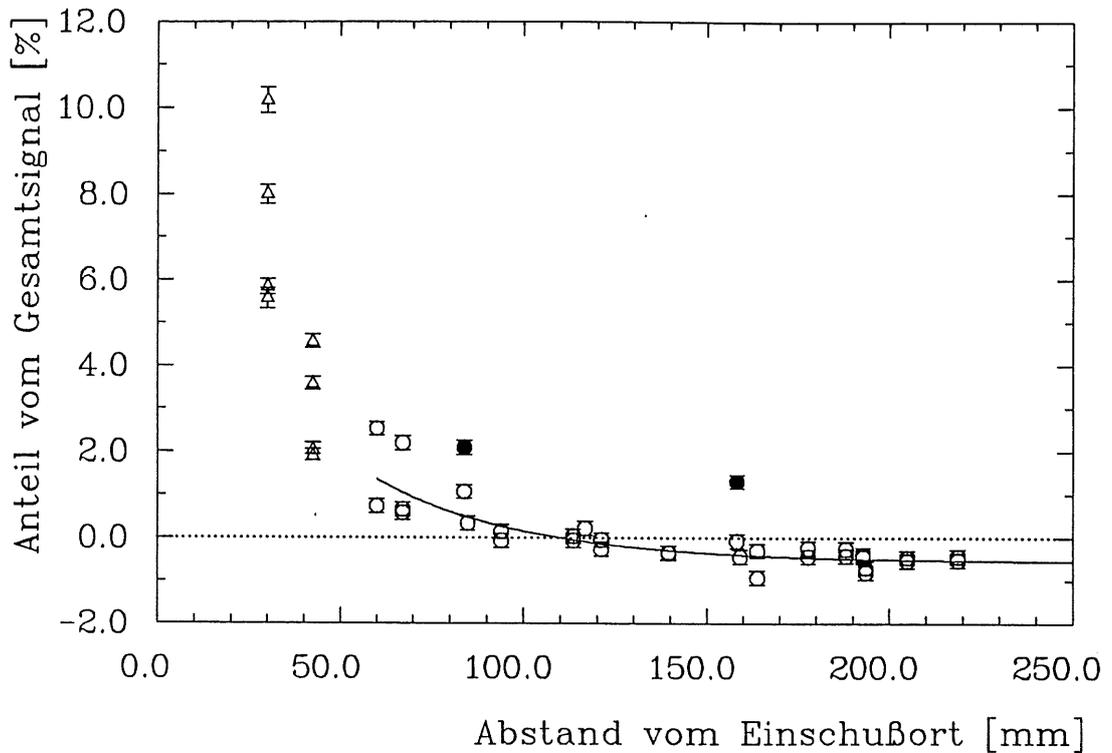


Abbildung 4.4: Verteilung der Signale als Funktion des Abstandes von der Schauerachse (Modul Nr.2, 5 GeV Elektronenenergie, Einschub (B)); Symbole siehe Abb. 4.3

4.1.2 Negatives Überkoppeln

Abb. 4.3 zeigt ein negatives Überkoppeln von $c = (-0.6 \pm 0.1)\%$ pro Pad. Damit erhält man für die Gesamtfläche der Pads ca. $(29 \pm 7)\%$ negatives Überkoppeln. D. h. man sieht ca. $(71 \pm 7)\%$ der Ladung Q_0 .

Aus Gleichung 1.11 $Q = \frac{C_K}{C_K + C_D} \cdot Q_0$ berechnet sich mit der Koppelkapazität $C_K = (30 \pm 3)nF$ und einer Detektorkapazität (Modul Nr.1) von $C_D = (17 \pm 1)nF$ die erwartete gemessene Ladung Q zu $(64 \pm 5)\%$ von Q_0 .

Das hier zur Bestimmung des negativen Überkoppelns verwendete Verfahren ist eine grobe Näherung. Es berücksichtigt nicht die Unterschiede in den Padgrößen. Außerdem ist die Zuordnung der Signale auf die Padmitten ebenfalls eine grobe Näherung. Unter Berücksichtigung dieser Näherungen ist die Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Anteil der Ladung recht gut.

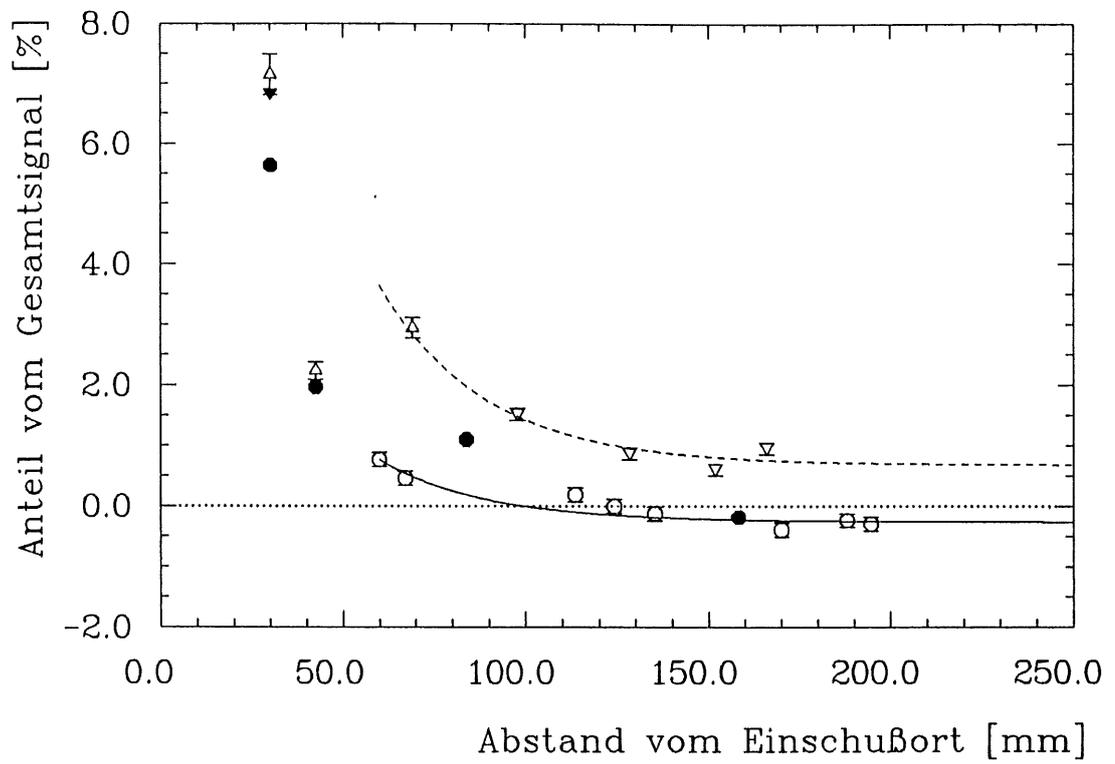


Abbildung 4.5: Verteilung der Signale als Funktion des Abstandes von der Schauerachse (Modul Nr.3, 5 GeV Elektronen, Einschuß(C)) Die dreieckigen Symbole sind hier Signale von Pads, die auf der gleichen Verstärkerkarte liegen wie das angeschlossene Pad

4.2 Messungen mit dem vollabsorbierenden Testkalorimeter

4.2.1 Überkoppeln

Zur Bestimmung des Überkoppeln beim vollabsorbierenden Kalorimeter mit Plattentyp B wurde das gleiche Verfahren wie bei den kleineren Testmodulen verwendet. Dabei ergab sich für alle vier Sektionen ein positives Überkoppeln von ca. 0.5% bis 0.8 % des Gesamtsignals innerhalb einer Sektion. Der Plattentyp B zeigt also ein um ungefähr Faktor 3 kleineres Überkoppeln als Plattentyp A. Das entspricht ungefähr dem Verhältnis der Breite der Signalleiterbahnen (1.0 mm Typ A, 0.3 mm Typ B).

Abb. 4.6 zeigt am Beispiel der Sektion 2 die Verteilung der Signalhöhen als Funktion des Abstandes von der Schauerachse bei Einschluß (M) mit 5 GeV Elektronen.

Negatives Überkoppeln konnte nur in den Sektionen 1 und 2 nachgewiesen werden. Es betrug in Sektion 1 ca. $(-0.09 \pm 0.05)\%$ pro Pad und in Sektion 2 $(-0.03 \pm 0.03)\%$ pro Pad. Es hatte also eine Größe von ca. 2 bis 4 % des Signals einer Sektion. Weil an jede Sektion ein Koppelkondensator von $2 \mu F$ zwischen Hochspannungsplatten und Masse angeschlossen war, erwarten wir nach Gleichung 1.11 eine Ladung von ca. 98% von Q_0 . Die gemessenen Werte liegen bei 96% in Sektion 1 und 98% in Sektion 2. In den Sektionen 3 und 4 ließ sich kein negatives Überkoppeln nachweisen, weil dort die Ladung auf zu viele Kanäle verteilt war, und die Signalhöhen relativ klein waren.

4.2.2 Hochspannungskurve

Zur Festlegung des elektrischen Feldes für die späteren Messungen haben wir in einer Messreihe die Hochspannung von 0.4 bis 1.5 kV variiert. Die Elektronen wurden in die Mitte eines Zentralpads eingeschossen und hatten eine Energie von 5 GeV. Diese Messungen, sowie die späteren Energiemessungen, wurden mit einer Gatelänge von $1.5 \mu s$ durchgeführt.

Bei hohen Spannungen (über 1.5 kV) kam es bei HV-Tests ohne angeschlossene Verstärker zu Hochspannungsüberschlägen zwischen den Platten. Es wurde bei den späteren Messungen eine Spannung von 1.4 kV angelegt. Das entspricht einer elektrischen Feldstärke von $E = 9.33 \frac{kV}{cm}$. Bei dieser Feldstärke und der gewählten Gatelänge von $1.5 \mu s$ wird ca. 90 % der maximal messbaren Ladung gemessen (vergl. Abb. 4.7).

Aus der Anpassung der Funktion 1.13 an die Meßwerte erhalten wir folgende Größen:

- $Q_0 = (4168 \pm 14)$ ADC-Kanäle. Das entspricht einer Ladung von $2.55 \pm 0.15 pC$ (siehe Kalibrierung).
- Als Sauerstoffgehalt wurde ein Wert von $p = (0.1 \pm 0.1) ppm O_2$ ermittelt. Messungen mit dem Teledyn- O_2 -Messgerät ergaben einen Wert von 0.5 ppm bei einer Ungenauigkeit von 1 ppm.

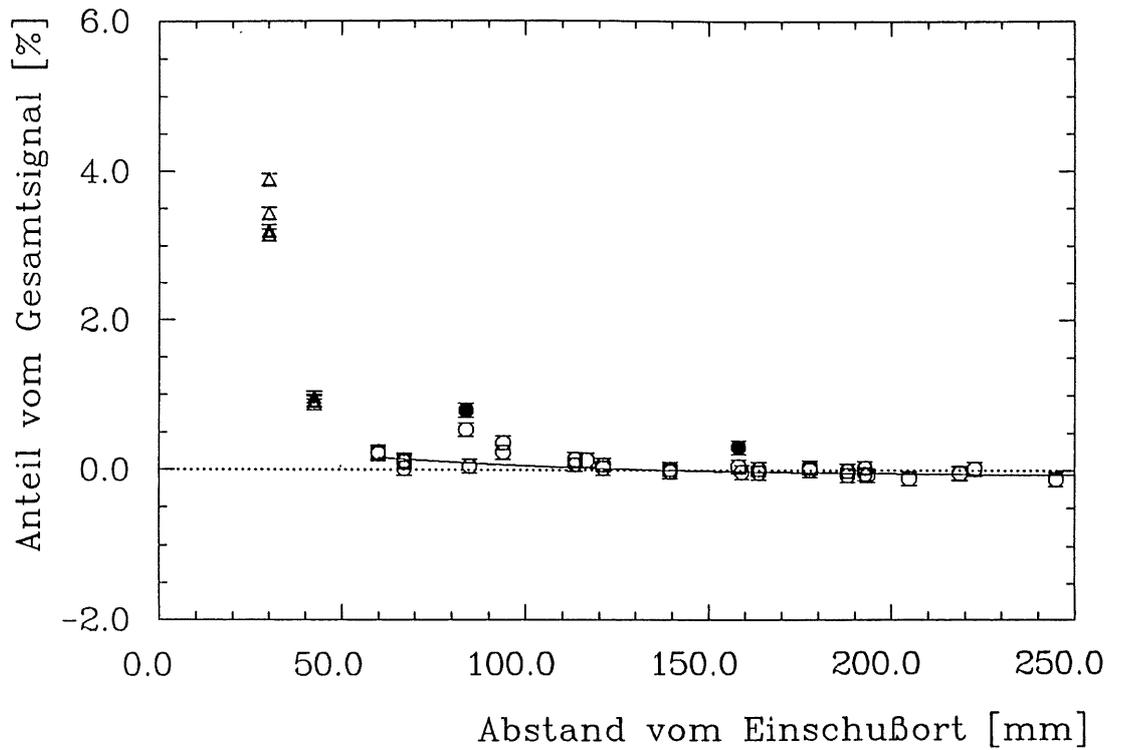


Abbildung 4.6: Verteilung der Signale in Sektion 2 als Funktion des Abstandes von der Schauerachse (Einschuß(M), 5 GeV Elektronenenergie)

[ADC-Kanäle]

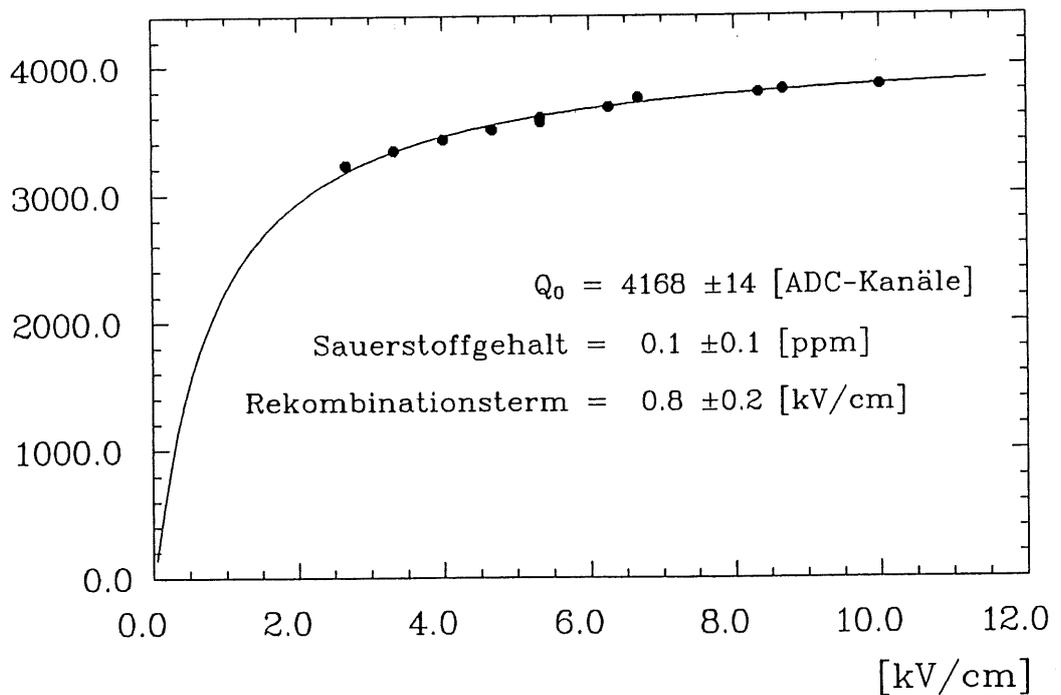


Abbildung 4.7: Hochspannungskurve für 5 GeV Elektronenenergie

- Für k_2 (Rekombinationskonstante) ergibt sich ein Wert von

$$k_2 = (0.8 \pm 0.2) \frac{kV}{cm} \text{ (Literaturwert: } (1.1 \pm 0.2) \frac{kV}{cm} \text{ [EN74])}$$

Bei den angegebenen Fehlern handelt es sich um die statistischen Fehler der Anpassung.

4.2.3 Elektronische Kalibration und Ladungseichung

Um die eigentliche Energieauflösung des Kalorimeters zu erhalten, muß in der Auswertung der gemessenen Signale die unterschiedliche Verstärkung der 192 Vorverstärker und die Unterschiede in den ADCs berücksichtigt werden. Zur Festlegung von relativen Kalibrationsfaktoren wurde mittels eines Pulsgenerators ein Rechtecksignal von $46 mV$ über einen $15 pF$ -Kondensator nacheinander auf jeden Verstärkereingang gegeben. Das entspricht einer Ladung von

$$(46 \pm 1)mV \cdot (15 \pm 0.8)pF = (690 \pm 40)fC.$$

In Abb. 4.8 ist die Schaltung veranschaulicht.

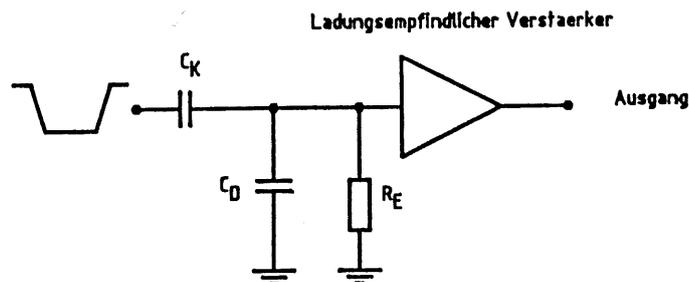


Abbildung 4.8: Schaltung zur Bestimmung der Kalibrationsfaktoren

Das Testkalorimeter C_D ist dabei an die Verstärker angeschlossen, damit der kapazitive Einfluß auf die Verstärkung berücksichtigt ist. Die Kalibrationsfaktoren wurden auf das Signal eines Zentralpads der ersten Sektion normiert.

Dieses Signal hatte eine Höhe von (1127.3 ± 0.7) ADC-Kanälen. Das heißt, es werden

$$K_E = (0.612 \pm 0.035) fC/ADC - Kanal \quad (4.3)$$

gemessen.

Durch den Eichfaktor K_E und die relativen Kalibrationsfaktoren f_i läßt sich der gemessene Wert M_i [ADC-Kanäle] des i -ten Kanals in Ladung Q_i [fC] ausdrücken:

$$Q_i = K_E \cdot f_i \cdot M_i \quad (4.4)$$

Die Verteilung der relativen Kalibrationsfaktoren f_i ist in Abb. 4.9 dargestellt.

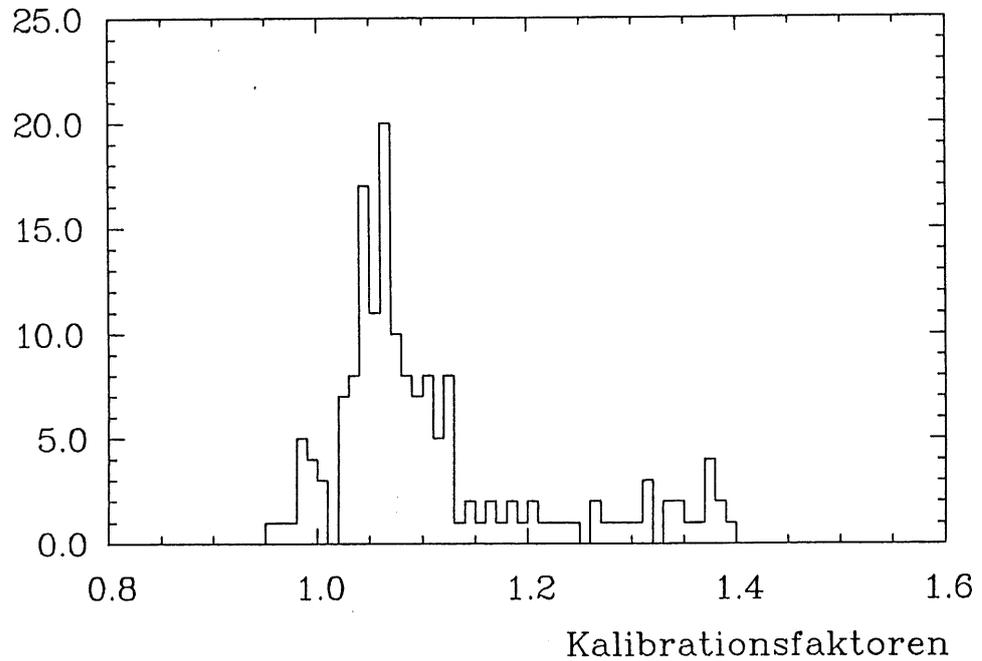


Abbildung 4.9: Verteilung der relativen Kalibrationsfaktoren

Bei den Faktoren von 1,2 bis 1,4 (s. Abb.4.9) handelt es sich ausschließlich um Kanäle der vierten Sektion mit hohen Kapazitäten.

4.2.4 Energieauflösung

Zur Messung der Energieauflösung wurden jeweils ca. 3000 Elektronen der Energie von 1, 2, 3, 4 und 5 GeV gemessen. Die Elektronen wurden zentral (Z) in das Kalorimeter eingeschossen. Zum Vergleich haben wir die Meßreihe mit Einschuß auf die Mitte eines Zentralpads wiederholt (M)(Abb.4.10).

Um die Energieauflösung nicht durch Rauschen unnötig zu verschlechtern, wurden nicht alle 192 Kanäle des Kalorimeters zur Messung der Energie verwendet. Zunächst wurden die Kanäle ausgeschlossen, die aufgrund der Schauerstruktur (bei zentralem Einschuß) keinen Beitrag zur Energiesumme leisten. Folgende Kanäle der 4 longitudinalen Segmente wurden aufsummiert:

- Segment Nr. 1: 16 Zentralpads
- Segment Nr. 2: 16 Zentralpads + 12 Pads 1. Ring
- Segment Nr. 3: 16 Zentralpads + 12 Pads 1. Ring + 16 Pads 2.Ring
- Segment Nr. 4: 16 Zentralpads + 12 Pads 1. Ring

(vergl. Abb. 4.10)

Es wurden also insgesamt 116 der 192 Kanäle verwendet. Aus dem 4. Segment wurden die Kanäle des 2. Ringes nicht verwendet, weil deren Rauschen aufgrund ihrer hohen Kapazitäten zu groß war im Vergleich zur deponierten Energie.

Die Summe der gemessenen Signale des j-ten Ereignisses in den 116 ADCs bildet den Meßwert M_j , der proportional zur deponierten Ladung ist.

$$M_j = \sum_{i=1}^n (S_{ij} - P_i) f_i \quad (4.5)$$

wobei: n = Anzahl der verwendeten Kanäle

S_{ij} = ADC-Wert des i-ten Kanals [ADC-Kan.]

P_i = mittlerer Pedestalwert des i-ten Kanals [ADC-Kan.]

f_i = relativer Kalibrationsfaktor des i-ten Kanals

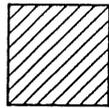
Die gemessene Ladung ergibt sich zu $Q_j = K_E \cdot M_j$, mit K_E aus Gleichung 4.4.

Zur Bestimmung des Mittelwertes M und der Breite der Verteilung $\sigma(M)$ wurden an die Verteilungen Gauß-kurven angepaßt. Dabei wurden nur die Daten in einem Bereich von $\pm 3\sigma$ berücksichtigt.

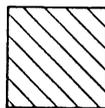
Im folgenden werden am Beispiel von Elektronen der Energie von 3 GeV einige Korrekturen der Energieauflösung durch verschiedene Methoden aufgezeigt. Für 116 verwendete Kanäle ergibt sich bei 3 GeV- Elektronen eine Auflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sigma(Q)}{Q} = (0.101 \pm 0.001) \quad (\text{Abb. 4.11})$$

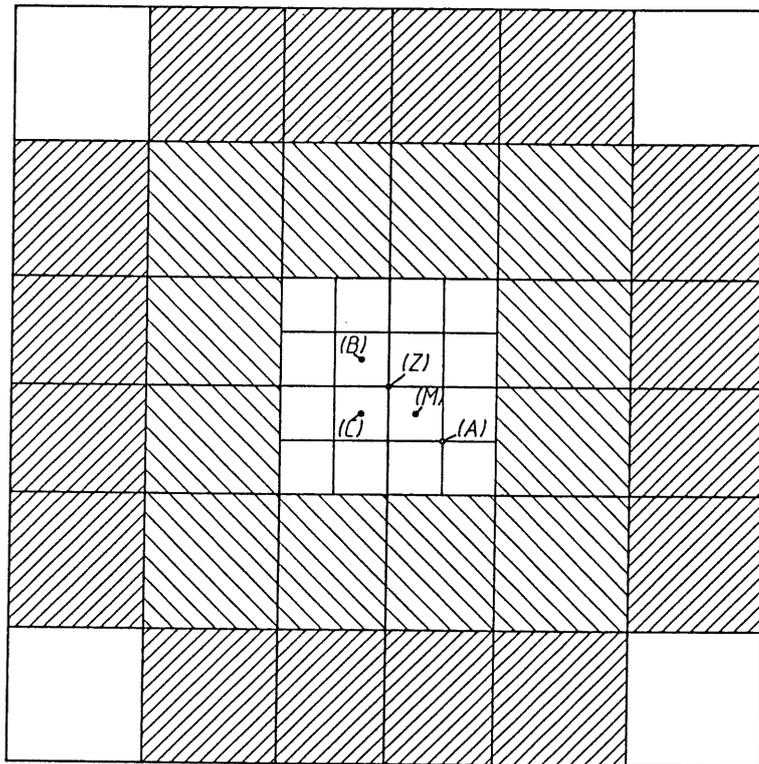
Pads
Ring 2



Pads
Ring 1



kleine
Zentralpads



|||||
5 CM

Abbildung 4.10: Struktur der Ausleseplatten mit Einschuborten und Darstellung der verwendeten Padgruppen

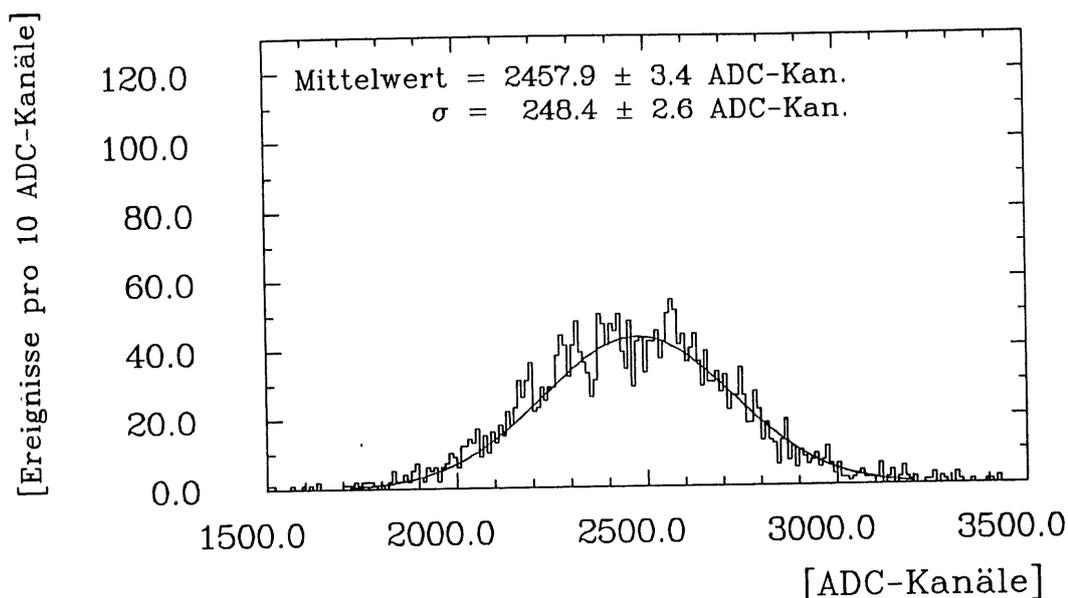


Abbildung 4.11: Verteilung der Energiesumme, für 3 GeV-Elektronen, 116 verwendete Kanäle

Die in den Histogrammen angegebenen Fehler sind rein statistische Fehler ohne Berücksichtigung des Fehlers im Eichfaktor K_E , weil sich für die Energieauflösung der Faktor K_E herauskürzt.

Ohne Anwendung der Kalibrationsfaktoren f_i ergeben sich nur geringfügig schlechtere Auflösungen.

Die Auflösung verbessert sich deutlich, wenn zur Bildung der Energiesumme nur die 64 inneren Kanäle herangezogen werden.

$$\frac{\sigma(E)}{E} = (0.067 \pm 0.001) \text{ (Abb. 4.12)}$$

Einfluß des Rauschens auf die Energieauflösung

Ein wesentlicher Anteil der Breite der Verteilungen resultiert aus dem Rauschen der Kanäle.

Ein Teil dieses Rauschens war korreliert, das heißt, es handelt sich um von außen eingestreuete Signale oder Störungen, die auf alle Kanäle eine gleichgerichtete kleine Verminderung oder Erhöhung der Meßwerte bewirken. Dieses korrelierte Rauschen kann, wie im folgenden ausgeführt wird, zum Teil korrigiert werden. In Abb. 4.13 ist exemplarisch an 4 Beispielen unterschiedlicher Kapazität die Korrelation des Rauschens eines Kanals mit der Summe aus 11 Vergleichskanälen dargestellt. Die 11 Vergleichskanäle liegen im ersten und zweiten Segment am oberen und unteren Rand. Dort ist bei zentralem Einschuß kein Signal zu erwarten. Die Steigungen dieser Korrelationen ergeben für jeden Kanal einen Korrekturfaktor k_i . Mit der Annahme, daß das Rauschen sich während der Energiemessung

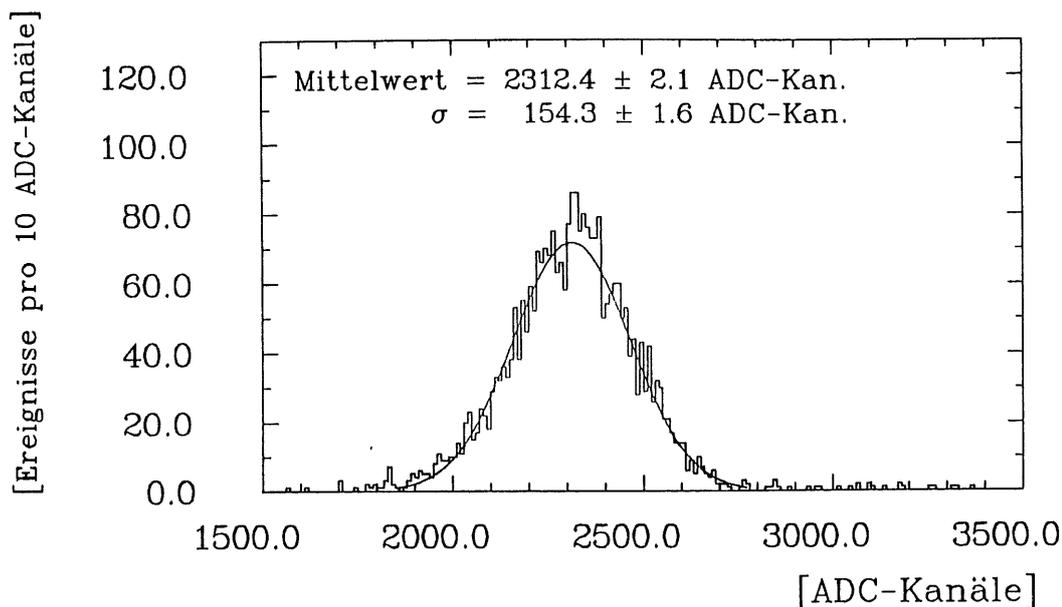


Abbildung 4.12: Energieverteilung 3 GeV , 64 verwendete Kanäle

ähnlich verhält, werden die Pedestal durch diesen Faktor korrigiert.

$$M_j = \sum_{i=1}^n (S_{ij} - (P_i + k_i V_j)) f_i \quad (4.6)$$

k_i = Korrekturfaktor V_j = Summe der 11 Vergleichskanäle

Abb.4.14 zeigt das Rauschen der 64 inneren Kanäle vor und nach der Korrektur. Diese Korrektur reduziert das Rauschen auf fast die Hälfte von $(46.3 \pm 0.5) \text{ fC}$ auf $(26.6 \pm 0.3) \text{ fC}$ und verbessert dadurch die Energieauflösung. Dieses Rauschen entspricht bezogen auf die Energie des primären Teilchens $(98.3 \pm 1.0) \text{ MeV}$ bzw. $(56.4 \pm 0.5) \text{ MeV}$

Für 3 GeV -Elektronen ergibt sich nach der Korrektur eine Auflösung von:

$$A_{64} = (10.5 \pm 0.1)\% \sqrt{\text{GeV}}$$

In Abb. 4.15 sind die Energieverteilungen von 1 bis 5 GeV nach dieser Korrektur zu sehen:

Parametrisierung der Energieauflösung

Die Energieauflösung als Funktion der Elektronenenergie ist in Abb. 4.16 und Tab. 4.1 aufgeführt. Zur Abschätzung der Parameter A, B und C wurde an die Meßwerte die Funktion: $\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2}$ angepaßt (Gleichung 1.19).

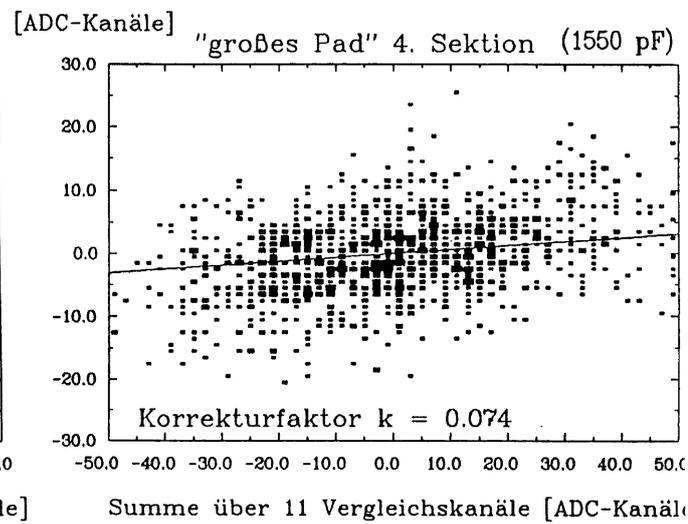
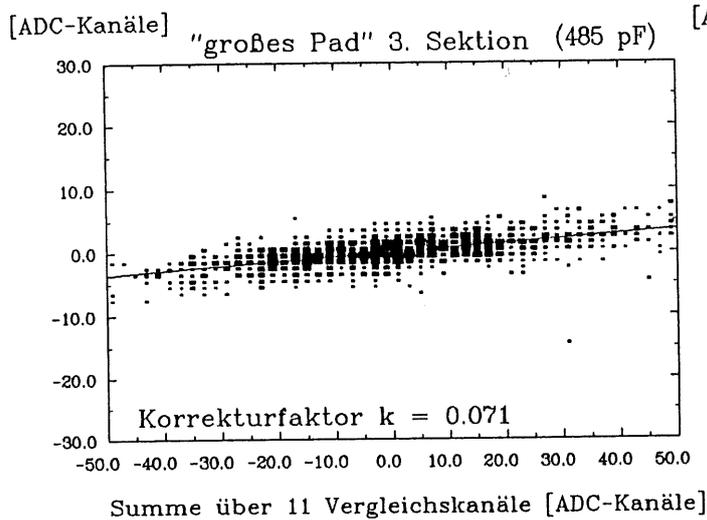
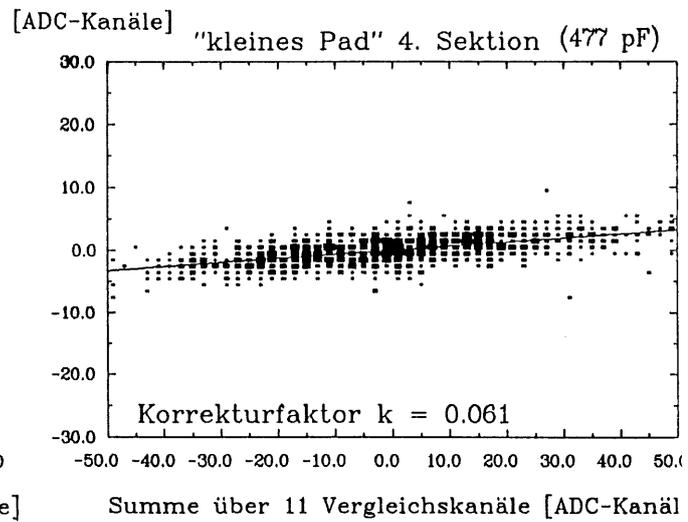
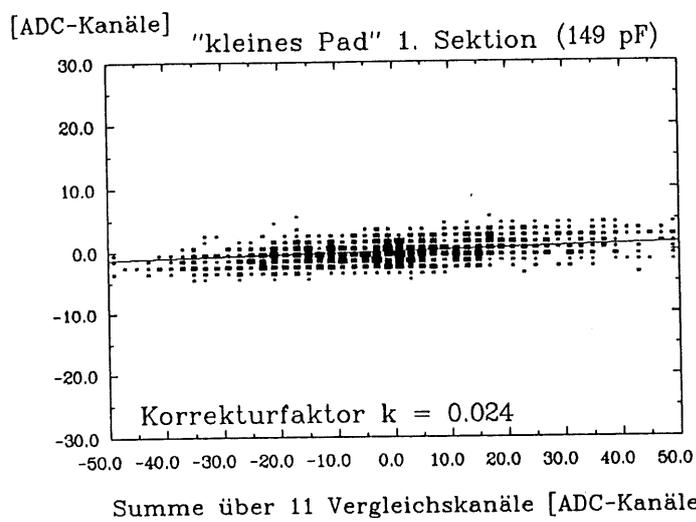


Abbildung 4.13: Korrelationen des Rauschens

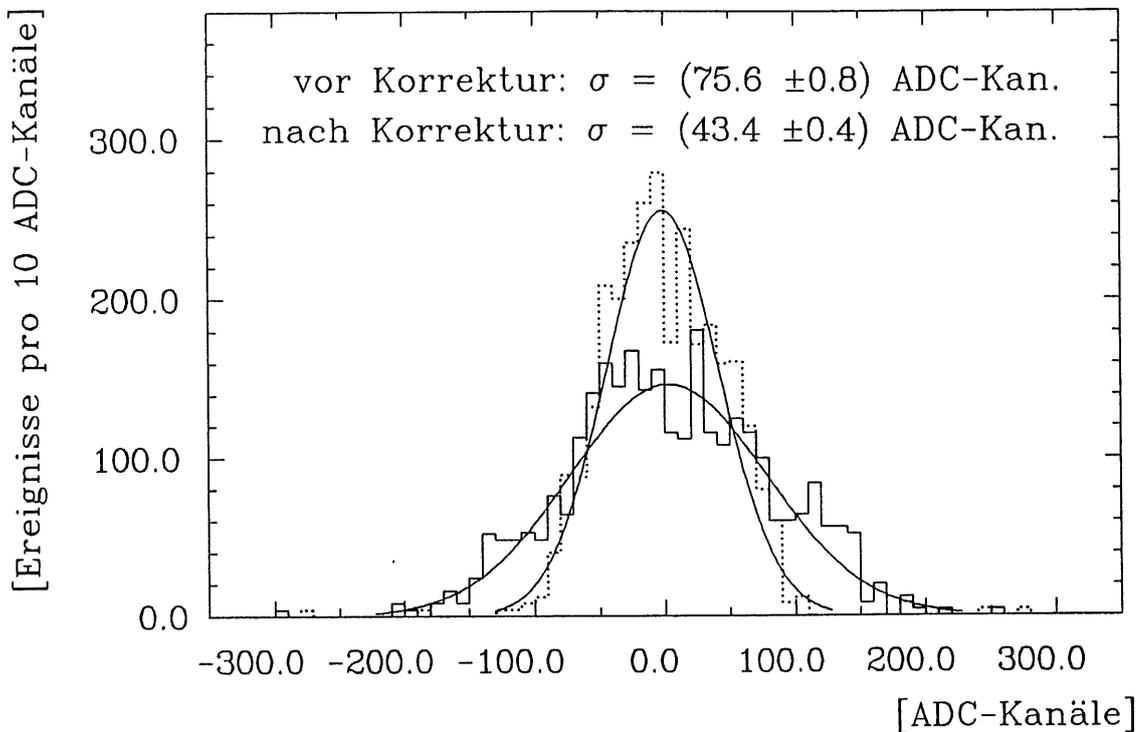


Abbildung 4.14: Rauschen der 64 Kanäle vor und nach Pedestalkorrektur

Es ergeben sich folgende Werte:

- Samplinganteil $A = (0.094 \pm 0.005) \sqrt{GeV}$
- Rauschanteil $B = (0.053 \pm 0.008) GeV$
- konstanter Term $C = (1.6 \pm 0.4) \%$

Für den Einschub auf die Mitte eines Zentralpads (M) ergeben sich ähnliche Werte:

- Samplinganteil $A = (0.098 \pm 0.006) \sqrt{GeV}$
- Rauschanteil $B = (0.052 \pm 0.007) GeV$
- konstanter Term $C = (1.5 \pm 0.5) \%$

Weitere Reduzierung der Kanäle

Eine weitere Verbesserung der Auflösung kann dadurch erzielt werden, daß zur Energiesumme nur Kanäle zugelassen werden, deren Signale eine bestimmte Höhe überschreiten. Dabei bestimmt die aktuelle Schauerform die Auswahl der Kanäle. Allerdings geht bei diesem Verfahren ein Teil der zu messenden Ladung, je höher die Schwelle angesetzt wird, verloren, wodurch der Messwert M etwas kleiner wird. Dafür verringert sich das Rauschen, so daß die Auflösung insgesamt besser wird. Das Signal eines Kanals sollte deutlich über seinem Rauschpegel liegen. Als Maß für

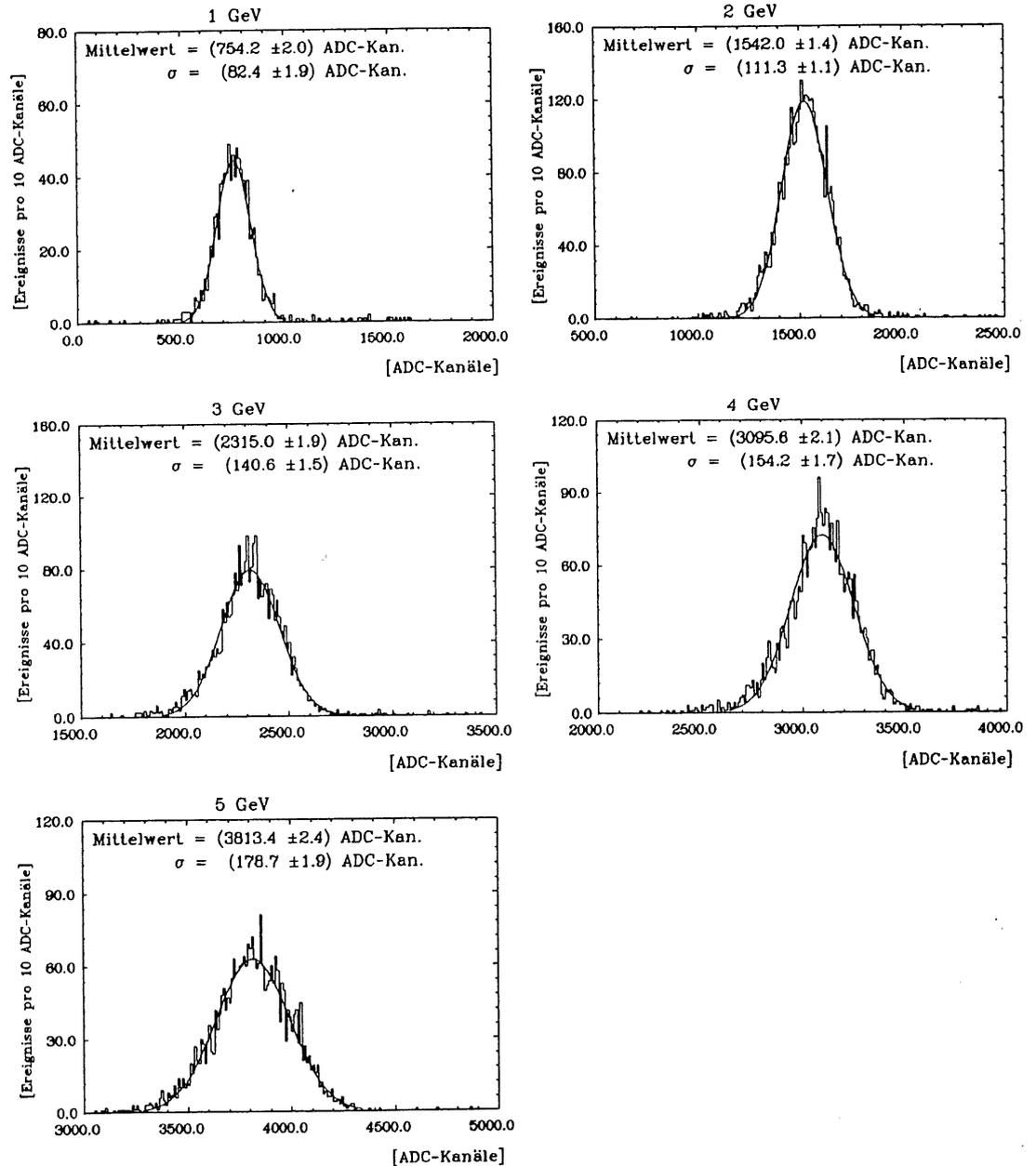


Abbildung 4.15: Energieverteilungen für 1 bis 5 GeV Elektronen, 64 verwendete Kanäle nach Korrektur des korrelierten Rauschens

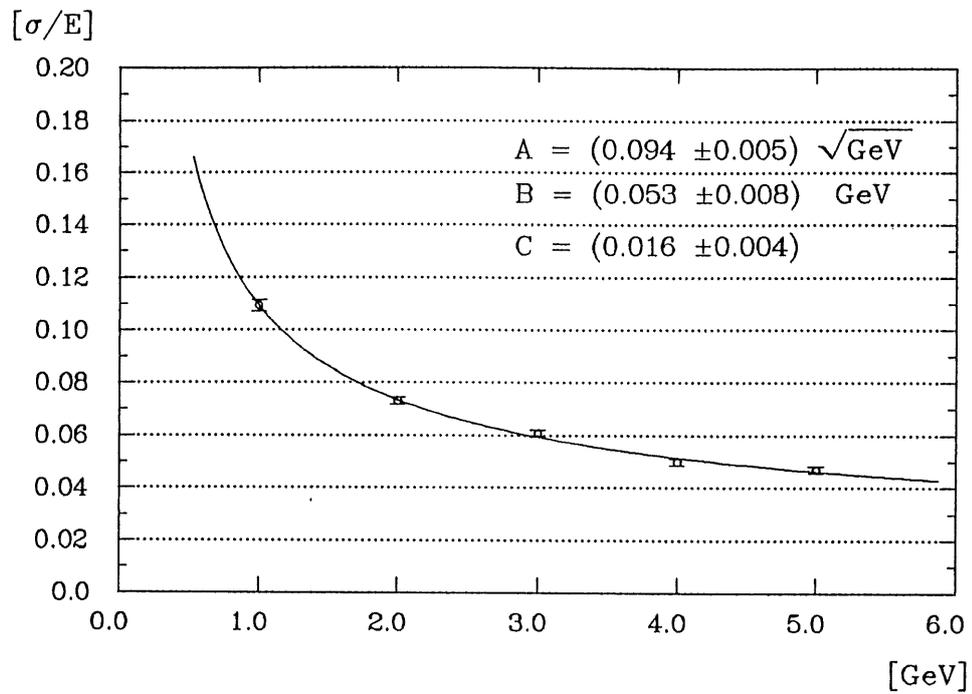


Abbildung 4.16: Energieauflösung als Funktion der Elektronenenergie

Elektronen- energie [GeV]	1	2	3	4	5
Einschuß (Z)					
Q [fC]	462 ±1.2	944 ±0.9	1417 ±1.2	1895 ±1.3	2334 ±1.5
$\sigma(Q)$ [fC]	50 ±1.2	68 ±0.7	86 ±0.9	94 ±1.0	109 ±1.2
Rauschen [fC]	28 ± 0.7				
$\sigma(Q)/Q$ [%]	10.92 ±0.21	7.31 ±0.07	6.07 ±0.06	4.98 ± 0.05	4.69 ±0.05
Einschuß (M)					
$\sigma(Q)/Q$ [%]	11.22 ±0.14	7.78 ±0.11	6.06 ±0.08	5.28 ± 0.07	4.67 ±0.06

Tabelle 4.1: gemessene Ladung und Energieauflösung mit statistischen Fehlern nach Korrektur des korrelierten Rauschens, unter Verwendung der 64 kleinen Zentralpads,

das Rauschen wurde hier das RMS der Rauschverteilungen der einzelnen Kanäle verwendet. Die günstigste Auflösung wurde bei einer Schwelle von 2.0 RMS der Rauschverteilungen erzielt (Abb. 4.17, 4.18 und 4.19).

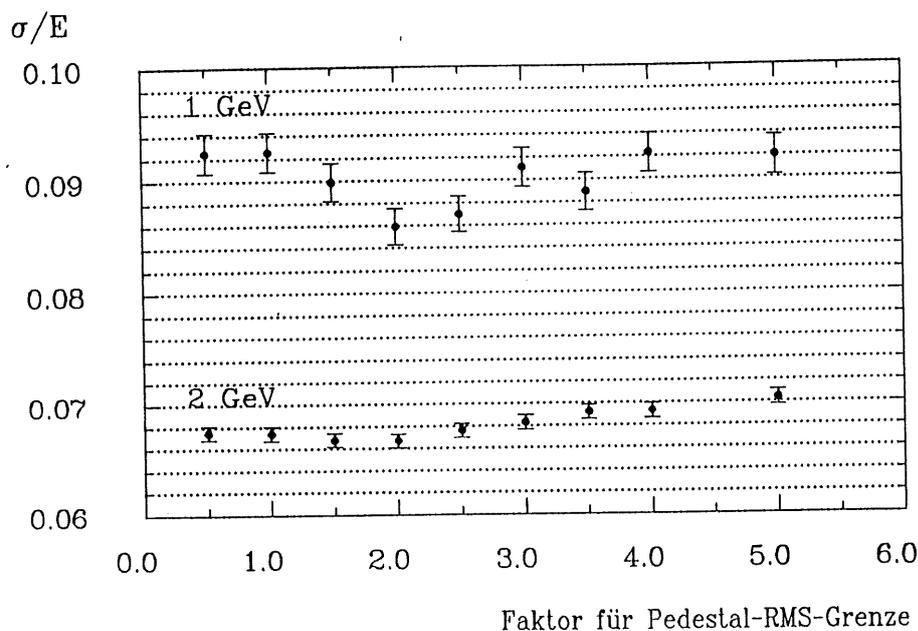


Abbildung 4.17: Energieauflösung für 1 und 2 GeV Elektronen als Funktion der Schwelle (in RMS der Pedestalverteilungen)

Eine diesem Verfahren ähnliche Auswahl der Kanäle soll im H1-Sampling-Kalorimeter direkt bei der Datennahme erfolgen.

Bei Anwendung dieses Verfahrens auf 116 Kanäle zeigt sich die Verbesserung der Auflösung noch drastischer (Abb. 4.19 im Vergleich zu Abb. 4.11) als bei Verwendung der 64 kleinen Pads, weil bei zentralem Einschuss die größeren Pads selten Signal über dem Schwellenwert haben. Die mittlere Anzahl der angesprochenen Kanäle nach diesem Verfahren ist bei maximal 116 Kanälen nicht viel höher als bei maximal 64 zugelassenen Kanälen (Abb. 4.20).

In Tabelle 4.2 sind die Energieauflösungen bei Verwendung dieses Verfahrens aufgeführt. Zum Vergleich siehe Tabelle 4.1.

Ohne Reduzierung der Kanäle haben wir bei 64 Pads $\approx 27fC$ Rauschen. Bei 1 GeV ist die mittlere Anzahl der verwendeten Kanäle und damit das Rauschen bei diesem Verfahren absolut am kleinsten ($\approx 9fC$). Das Rauschen bei 5 GeV dagegen liegt bei $\approx 15fC$. Die Verbesserung der Auflösung zeigt sich am deutlichsten bei 1 GeV und wirkt sich bei 5 GeV kaum noch aus.

Energielinearität

Trägt man die Mittelwerte der Ladungssumme (64 verwendete Kanäle nach Korrektur des korrelierten Rauschens) über die Einschussenergie auf,

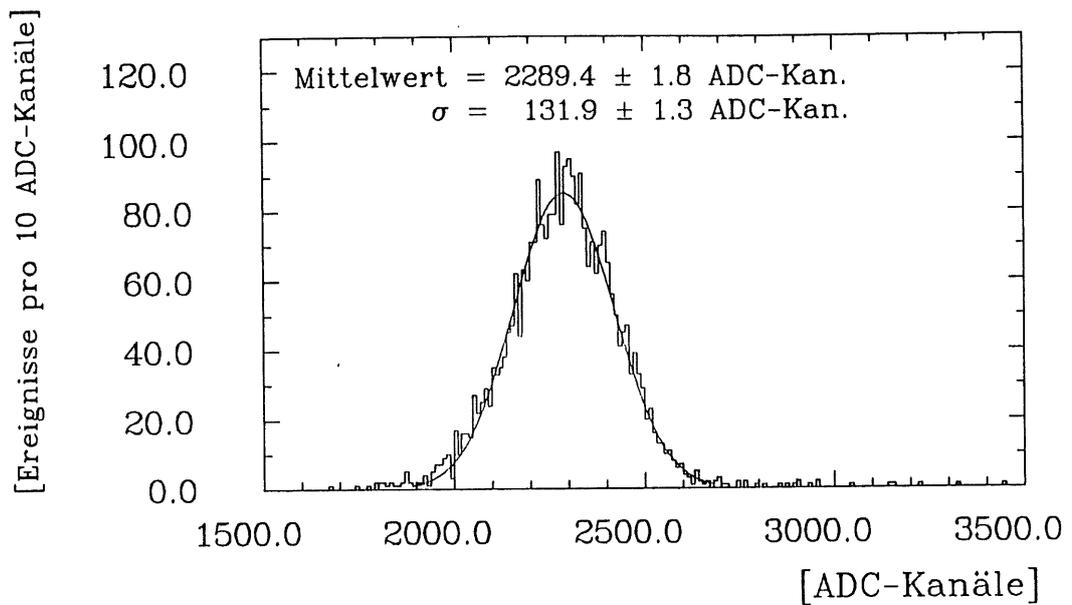


Abbildung 4.18: Energieverteilung für Elektronen von 3 GeV , maximal 64 Kanäle mit Korrektur des korrelierten Rauschens und 2.0 RMS Schwelle

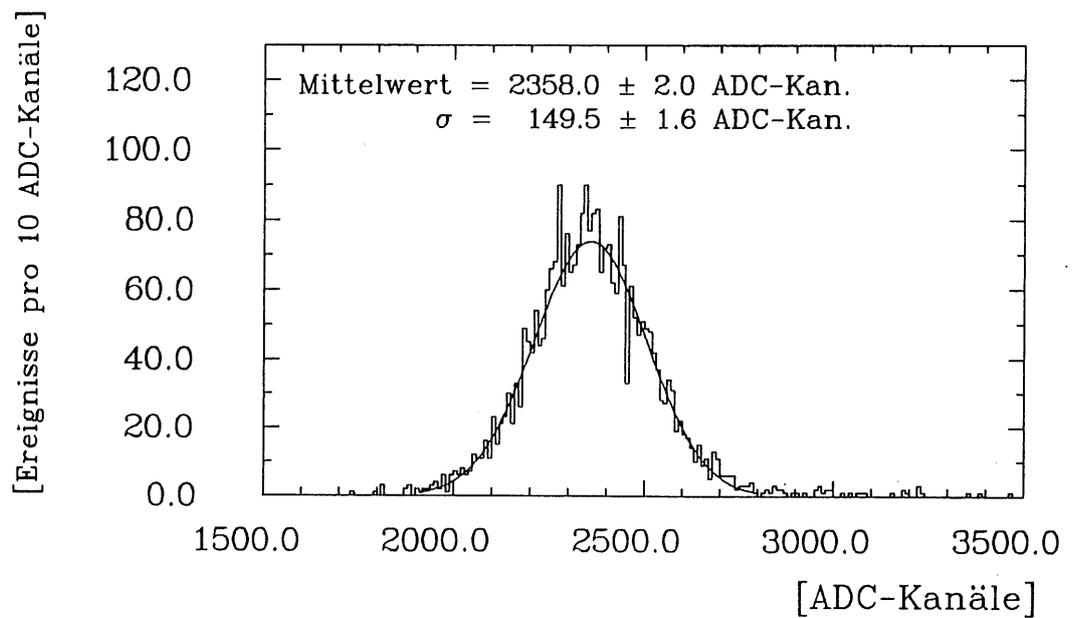


Abbildung 4.19: Energieverteilung für Elektronen von 3 GeV , maximal 116 Kanäle mit 2.0-RMS-Schwelle

Elektronen- energie [GeV]	1	2	3	4	5
Einschuß (Z)					
mittlere Anzahl der angesprochenen Kanäle	17.5	26.0	31.9	34.0	36.9
RMS	1.1	1.4	1.4	1.4	1.5
Q [fC]	452 ±0.9	920 ±0.8	1401 ±1.1	1875 ±1.3	2315 ±1.5
$\sigma(Q)$ [fC]	40 ±0.7	61 ±0.6	81 ±0.8	92 ±1.0	108 ±1.1
Rauschen [fC]	8.8 ±0.2	11.5 ±0.1	12.8 ±0.2	14.7 ±0.2	14.7 ±0.2
$\sigma(Q)/Q$ [%]	8.59 ±0.16	6.67 ±0.06	5.76 ±0.06	4.90 ± 0.05	4.67 ±0.05
Einschuß (M)					
mittlere Anzahl der angesprochenen Kanäle	16.6	25.4	28.5	35.9	37.1
RMS	1.1	1.1	1.1	1.4	1.5
$\sigma(Q)/Q$ [%]	9.29 ±0.12	7.00 ±0.09	5.84 ±0.07	5.13 ± 0.07	4.71 ±0.06

Tabelle 4.2: gemessene Ladung und Energieauflösung bei 2.0 Pedestal-RMS-cut, maximal 64 Kanäle

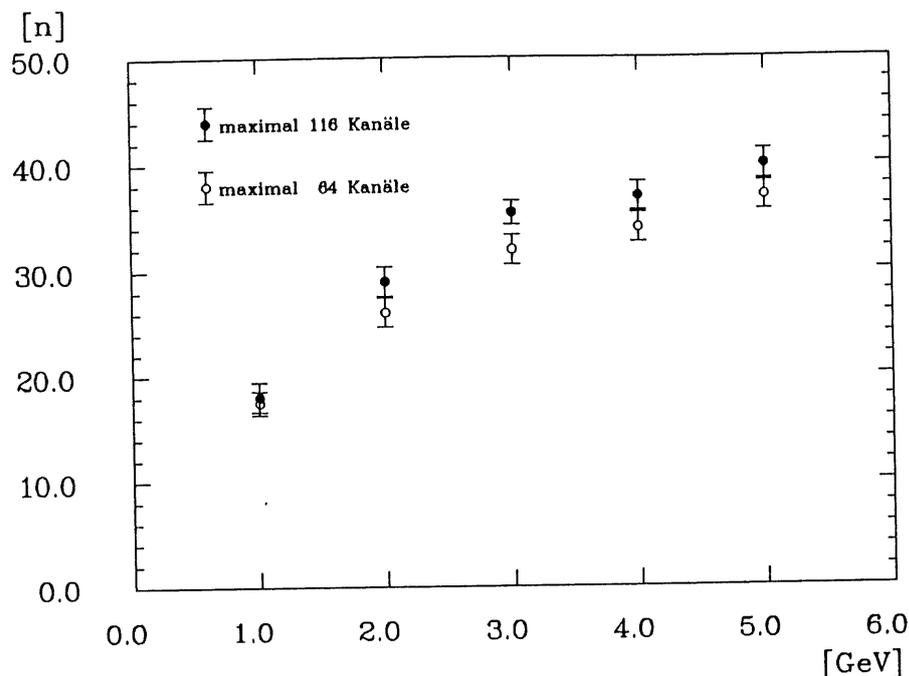


Abbildung 4.20: mittlere Anzahl der angesprochenen Kanäle bei 2.0-RMS-Grenze als Funktion der Elektronenenergie Einschub (Z)

so erhält man folgenden linearen Zusammenhang:

Einschub (Z) siehe Abb.4.21:

$$M \text{ bzw. } Q = a \cdot E_0 + b \quad (4.7)$$

$$a = (769.0 \pm 0.7) \frac{ADC-Kan.}{GeV} \quad \text{bzw. } (470 \pm 27) \frac{fC}{GeV}$$

$$b = (-6.6 \pm 2.0) ADC - Kan. \quad \text{bzw. } (-4 \pm 1) fC$$

und für Einschub (M):

$$a = (774.9 \pm 0.7) \frac{ADC-Kan.}{GeV} \quad \text{bzw. } (474 \pm 27) \frac{fC}{GeV}$$

$$b = (-37.9 \pm 1.8) ADC - Kan. \quad \text{bzw. } (-23 \pm 2) fC$$

Bei den Fehlern von a und b handelt es sich bei Angabe in [ADC-Kan.] um rein statistische Fehler. Die Fehler bei Angabe in fC beinhalten auch den Fehler des Kalibrierungsfaktors K_E .

Die Energiesumme pro GeV ist in Abb.4.22 dargestellt. Der negative Nulldurchgang der Geraden von 6.6 bzw 37.9 ADC-Kanälen (≈ 8.5 bzw. $48.8 MeV$) resultiert aus der Tatsache, daß 21 bis 24 MeV der Elektronenenergie bereits vor der ersten Bleiplatte des Kalorimeters deponiert werden (siehe Vergleiche mit EGS-Rechnungen Tabelle 5.1).

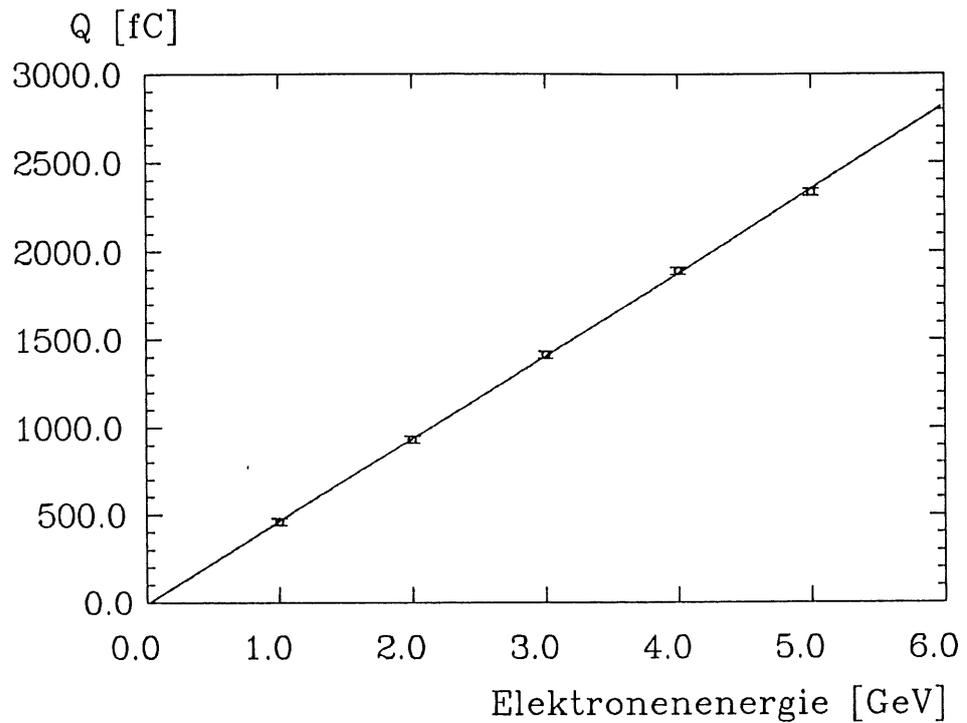


Abbildung 4.21: Gemessene Ladung Q [fC] als Funktion der Einschußenergie bei zentralem Einschuß (Z), die Fehlerbalken entsprechen den statistischen Fehlern

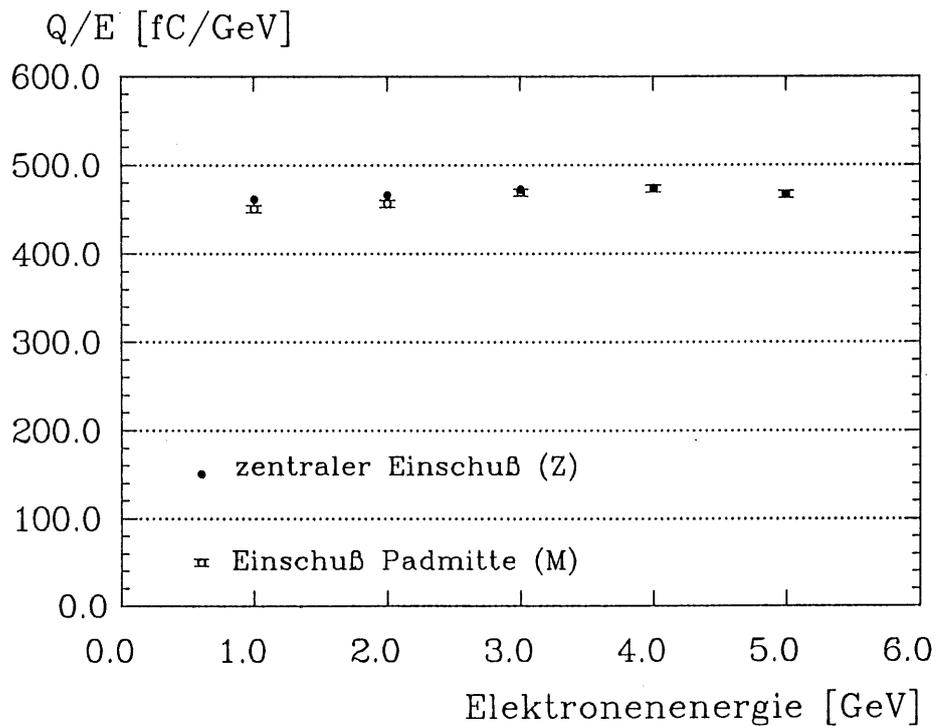


Abbildung 4.22: gemessene Ladung pro 1 GeV als Funktion der Elektronenenergie

Kapitel 5

Vergleiche mit Simulationsrechnungen

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Prozesse bei der Entstehung eines elektromagnetischen Schauers sind bekannt. Daher können diese Prozesse und ihre statistische Abfolge durch Simulationsprogramme nachvollzogen werden. In dieser Arbeit wurde das Monte-Carlo-Programm EGS4 (Elektronen-Gamma-Simulation) verwendet. In das Programm werden die Materialien und die Struktur des Kalorimeters eingegeben. Mittels eines Programms (PEGS) werden die Wirkungsquerschnitte der Einzelprozesse für den hier gewählten Energiebereich materialabhängig festgelegt. Das EGS-Programm verfolgt den Weg jedes einzelnen Schauerteilchens bis zu einer minimalen Energie, wo es lokal absorbiert wird, oder bis zum Verlassen des Kalorimeters. Die im Kalorimeter deponierte Energie wird zusammen mit den Koordinaten gespeichert. Näheres über das EGS-Programm siehe Diplomarbeit von Christian Zeitnitz [ZE87].

Zum Vergleich mit den Messungen wurde die Struktur des vollabsorbierenden Kalorimeters in das EGS-Programm eingegeben. Es wurden Elektronen von 1, 2, 3, 4 und 5 GeV als primäre Teilchen, welche in das Kalorimeterzentrum eingeschossen wurden, simuliert. Die Simulation ist für jede Energie mit je ca. 1000 Ereignissen durchgeführt worden, um eine mit den Messungen vergleichbare Größenordnung der Statistik zu haben. In Tabelle 5.1 sind die deponierten Energien aus der EGS-Rechnung aufgeführt. Die meßbare deponierte Energie im Flüssigargon beträgt 13,1% der Primärenergie der Elektronen bei Verwendung aller 192 Kanäle.

Im folgenden werden die deponierten Energien und die Energieauflösung für die inneren 64 Kanäle des Kalorimeters verglichen. In diesen Kanälen werden noch 12.5 %, d.h. 125 MeV pro GeV Primärenergie deponiert.

Elektronen- energie [GeV]	1	2	3	4	5
Im Kalorimeter deponierte Energie [MeV]	971.1	1962.3	2952.5	3943.3	4932.3
Im Flüssigargon deponierte Energie [MeV]	126.7	258.1	388.4	518.8	649.8
Longitudinaler Verlust [MeV]	2.8	7.6	13.1	19.5	26.9
Lateraler Verlust [MeV]	2.0	3.7	5.5	7.3	9.1
Rückwärts- streuung [MeV]	2.6	4.1	5.6	6.3	7.3
Energie vor der ersten Bleiplatte [MeV]	20.9	21.7	22.6	22.7	23.7

Tabelle 5.1: Deponierte Energien bei zentralem Einschuf (Z)
(EGS-Simulationsrechnung)

5.1 Relativer Vergleich

In Tabelle 5.2 wird der prozentuale Anteil der deponierten Energie in den 4 Sektionen zur Untersuchung der longitudinalen Entwicklung des elektromagnetischen Schauers bei den 5 Energien den Meßwerten gegenübergestellt.

Elektronen- energie [GeV]	Sektionsnummer			
	1	2	3	4
1	42.7	37.2	14.7	6.0
	41.3	37.8	14.2	6.7
2	32.8	40.8	18.2	8.2
	32.9	40.5	17.7	8.9
3	28.4	41.8	20.2	9.6
	28.0	41.2	20.3	10.5
4	25.2	42.2	21.8	10.8
	25.0	41.1	21.9	11.9
5	23.1	42.0	23.1	11.8
	23.1	41.2	22.9	12.8

Tabelle 5.2: Prozentualer Anteil der deponierten Energie in den 4 Segmenten; oberer Wert = EGS-Rechnung; unterer Wert = Experiment

In Abb. 5.1 ist für 1 GeV und in Abb. 5.2 für 5 GeV diese longitudinale Struktur dargestellt. Es zeigt sich eine recht gute Übereinstimmung zwischen EGS-Rechnung und den Meßwerten.

5.2 Vergleich der absoluten Ladung

Da zur Erzeugung einer Elementarladung durch Ionisation in Flüssigargon mindestens 47.2eV nötig sind, und 12.5% der Energie sichtbar sind, erhalten wir:

$$(422 \pm 7)\text{fC/GeV} \quad (5.1)$$

Die Energiemessungen ergaben unter Verwendung der Ladungseichung (elektronische Kalibration) eine Ladung von $(470 \pm 27)\text{fC/GeV}$.

Die gute Übereinstimmung im relativen Vergleich zwischen Messungen und EGS-Rechnung läßt vermuten, daß die Abweichung in der absoluten Ladung auf systematische Fehler in der elektronischen Ladungseichung zurückzuführen ist. Die Testpulse zur Ladungseichung wurden direkt in die Verstärkereingänge gegeben. Dadurch war die Phasenlage der Ausgangssignale zeitlich etwas früher als bei Signalen der Elektronenmessungen. Um diese Verschiebung auszugleichen mußte die Gatelage etwas vorverlegt werden. Außerdem war die Form der Testpulsausgangssignale etwas schmaler als die der Elektronen.

Anteil der
deponierten Energie

1 GeV

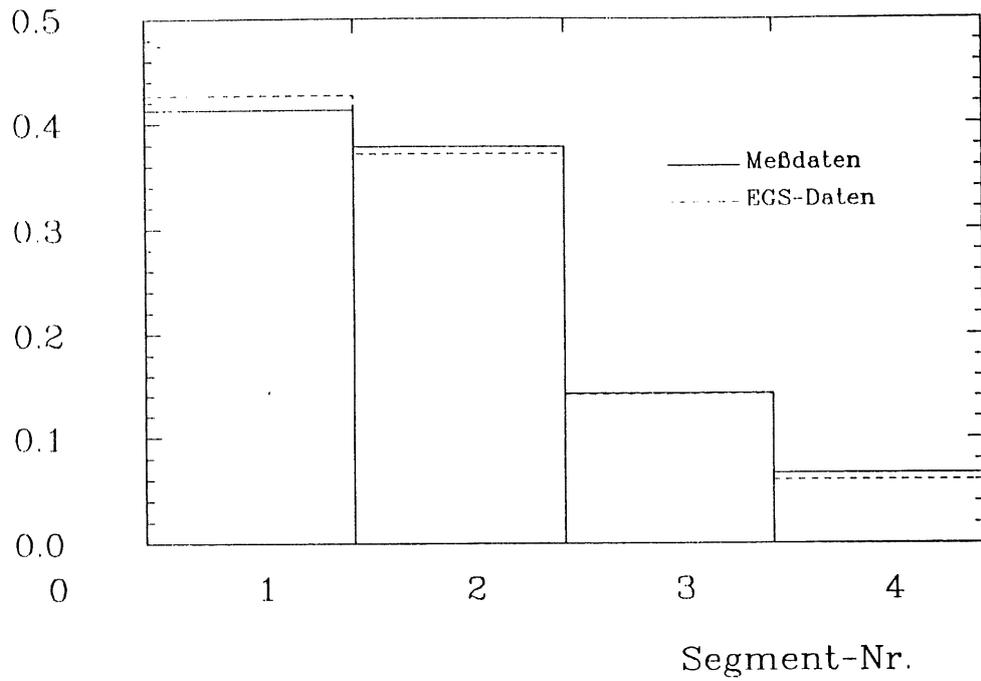


Abbildung 5.1: Anteile der deponierten Energie in den 4 Segmenten für 1 GeV Elektronen

Anteil der
deponierten Energie

5 GeV

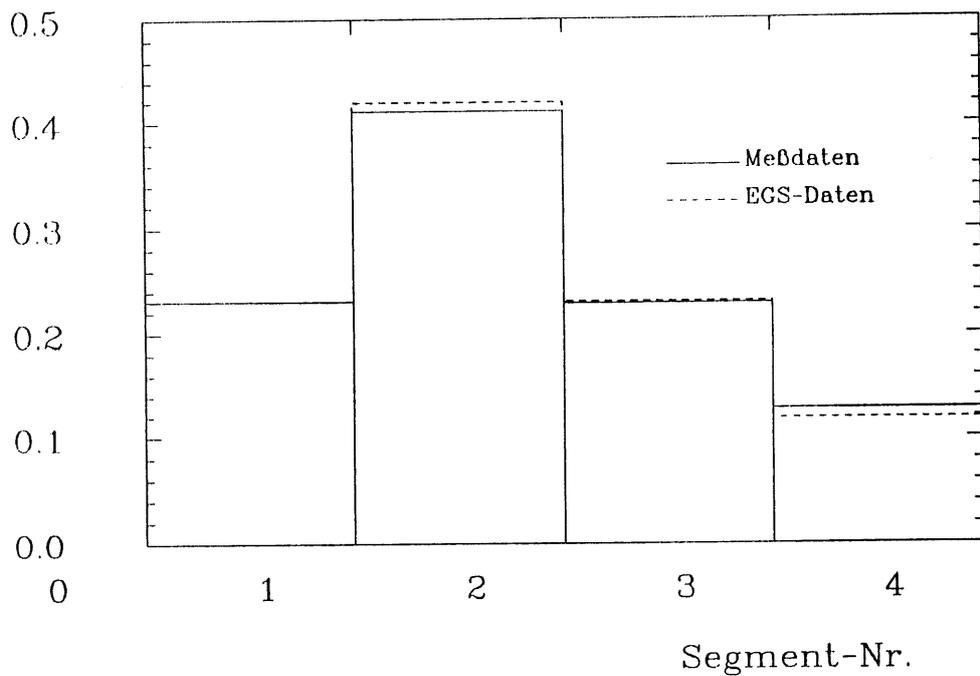


Abbildung 5.2: Anteile der deponierten Energie in den 4 Segmenten für 5 GeV Elektronen

5.3 Energieauflösung

Die Energieauflösung beträgt in dieser Simulation $(7.9 \pm 0.2)\%$. Diese Auflösung ist zu vergleichen mit dem Samplinganteil der Energieauflösung aus den Messungen $(9.4 \pm 0.5)\%$.

In der Simulationsrechnung sind kein Rauschen, keine Energieschwankungen in der Primärenergie und keine Interkalibrationsfehler enthalten. Addiert man die aus den Messungen erhaltenen Werte von 5.3% für das Rauschen und 1.6% für den konstanten Term quadratisch zu den EGS-Werten hinzu, so ergibt sich das in Abb. 5.3 gezeigte Bild.

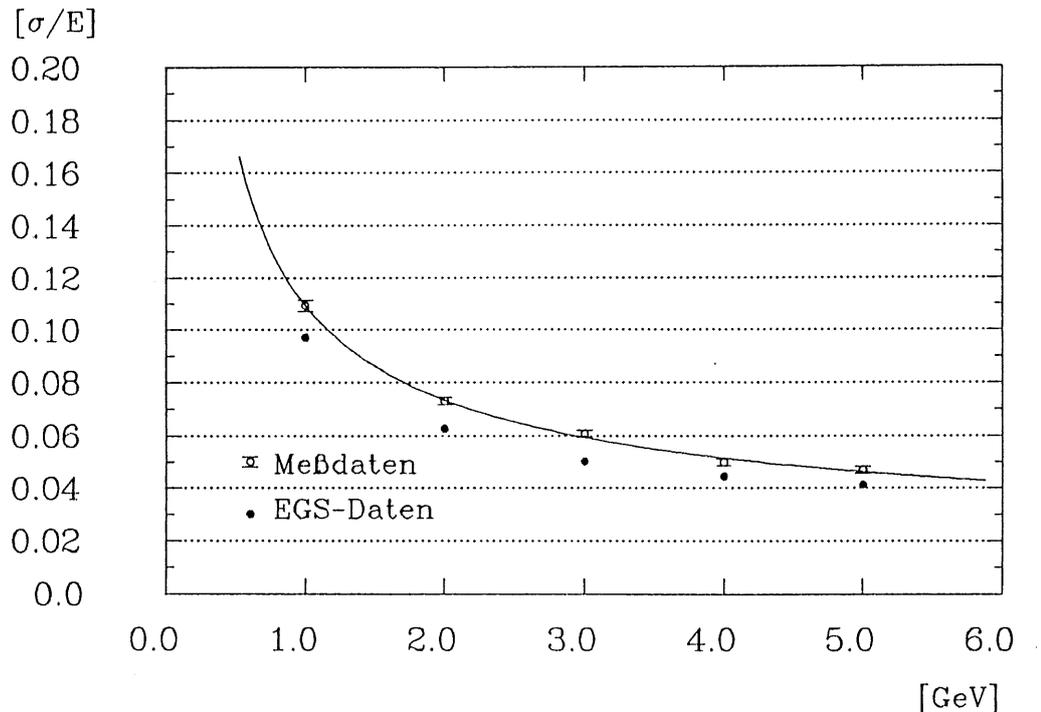


Abbildung 5.3: Energieauflösung im Vergleich von Messungen und EGS-Rechnung

5.4 Energielinearität

Trägt man die in den Argongaps der 64 inneren Kanäle deponierten Energien E_{vis} über die Einschußenergie E_0 auf, erhält man folgenden linearen Zusammenhang:

$$E_{vis} = (0.125 \pm 0.001)E_0 - (3.8 \pm 0.4) MeV \quad (5.2)$$

Bzw. für die messbare Ladung

$$\frac{Q}{fC} = (442 \pm 7) \frac{E_0}{GeV} - (1.6 \pm 0.2) \quad (5.3)$$

Die Messungen mit dem Kalorimeter dagegen ergaben:

$$\frac{Q}{fC} = (470 \pm 27) \frac{E_0}{GeV} - (4 \pm 1) \quad (5.4)$$

Ein Vergleich von Gleichung 5.2 mit Gleichung 4.7 ergibt:

$$a = (623 \pm 5) ADC - Kan./GeV \quad (5.5)$$

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der Einsatz eines Blei-Flüssigargon-Kalorimeters am Teststrahl 22 des DESY-Synchrotrons bei Messungen mit Elektronen der Energie von 1 bis 5 GeV beschrieben. Die durch ein Elektron ausgelösten Schauerelektronen ionisieren das Material des Kalorimeters. Die im flüssigen Argon deponierte Ladung wurde mit ladungsempfindlichen Verstärkern gemessen. Sie ist ein Maß für die Elektronenenergie.

Bei zentralem Einschub ergab sich unter Verwendung der 64 inneren Kanäle eine Energieauflösung (Samplinganteil) von $(9.4 \pm 0.5)\%/\sqrt{\text{GeV}}$. Die durch Simulationsrechnung berechnete Auflösung $(7.9 \pm 0.2)\%/\sqrt{\text{GeV}}$ liegt etwas niedriger als die gemessene.

Das Rauschen hatte nach Korrektur des korrelierten Rauschens eine Größe von $(53 \pm 8)\text{MeV}$ (bezogen auf die Elektronenenergie). Durch Reduzierung der verwendeten Kanäle konnte das Rauschen auf 18 bis 30 MeV verringert werden, wodurch die Energieauflösung etwas verbessert werden konnte.

Durch eine verbesserte Elektronik, durch eine genauere Kalibration und durch Verminderung von Überkoppeleffekten ist eine weitere Verbesserung der Energieauflösung zu erwarten.

Ein Überkoppeln über die Leiterbahnen von 0.5 bis 0.8% des Signals innerhalb einer Sektion wurde auf den Nachbarkanälen der hauptsächlich signalführenden Kanäle gemessen. Tests mit verschiedenen Ausleseplatten in kleineren Testmodulen ergaben, daß dieses Überkoppeln ungefähr proportional mit der Breite der Leiterbahnen geht.

Negatives Überkoppeln über die Hochspannungsplatten ließ sich durch Anlegen von Abblockkapazitäten ausreichend hoher Kapazität (≈ 60 bis 100fach höher als die Detektorkapazität), auf eine Größe unter 5% des Gesamtsignals beschränken.

Literaturverzeichnis

- [AK77] G. A. Akopdjanov et al. *Nuclear Instruments and Methods* 140 (1977) 441 - 445 DESY 87-098, Hamburg, 1987
- [DE87] H1 Collaboration *Results from a test of Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter*, DESY 87-098, Hamburg, 1987, NIM A265 (1988) 419
- [EN74] J. Engler et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* Vol.120, 1974
- [GA81] S. Gasiorowicz, *Quantenphysik*, Oldenburg, 1981, 2^{te} Aufl.
- [GU86] W. Günther, *Konstruktion und Test zweier Blei-Flüssigargon-Kalorimeter*, 1986, DESY F21
- [HA87] P. Haase, *Diplomarbeit*, in Vorbereitung, DESY F21
- [KK84] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, Stuttgart, 1984
- [PE82] D. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, 1982, 2nd Edition
- [PP82] *Particle Properties Data Booklet*, 1982
- [RO83] Karl-Heinz Rohe, *Elektronik für Physiker*, Teubner, Stuttgart, 1983
- [TP86] H1 Collaboration, *Technical Proposal for the H1-Detector*, März 1986
- [WI74] W. Willis, V. Radeka, *LAr Ionization Chambers as Total-Absorption Detectors*, *Nuclear Instruments and Methods*, 120(1974) 221-236
- [ZE87] C. Zeitnitz, *Diplomarbeit*, 1987, DESY F21

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der Arbeit der DESY-Forschungsgruppe F21. Ich möchte mich hiermit bei allen Gruppenmitgliedern für die gute Zusammenarbeit und Hilfe bei den Messungen und der Auswertung der Ergebnisse bedanken.

Speziell bedanken möchte ich mich bei:

- Dr. Brasse, Dr. Gayler, Dr. Korbelt und Dr. Flauger für die gute Betreuung der Arbeit
- Dr. Campbell für die Erstellung des Datenausleseprogrammes
- G. Falley und K. Thiele für die Hilfe beim Bau der Testkalorimeter und beim Aufbau der Messapparatur
- den Mitdiplomanden W. Günther, P. Haase und Ch. Zeitnitz für die Hilfe bei den Tests.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt zu haben.