

N14

1023

Untersuchung der Energieauflösung und Uniformität
an einem Prototyp für das elektromagnetische
Rückwärtskalorimeter des H1-Detektors

experimentell physikalische Diplomarbeit

vorgelegt von

MICHAEL HARNING

I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

12. Juli 1988

**Bibliothek der
Physikalischen Institute
Hamburg 36, Jungiusstraße 9**

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Grundlagen der Kalorimetrie	9
2.1	Elektronische Wechselwirkungen	9
2.1.1	Bremsstrahlung	10
2.1.2	Ionisationsverluste	11
2.1.3	Weitere elektronische Wechselwirkungen	12
2.2	Photonische Wechselwirkungen	14
2.3	Der elektromagnetische Schauer	15
2.4	Das Testkalorimeter	17
2.4.1	Konstruktionsprinzip des Testkalorimeters	17
2.4.2	Bemerkungen zur Energieauflösung eines Kalorimeters	19
3	Wirkungsweise und Untersuchung der Komponenten des Detektors	22
3.1	Eigenschaften einer PIN-Photodiode	22
3.1.1	Kennlinie einer Photodiode	22
3.1.2	Spektrale Empfindlichkeit	24
3.1.3	Kapazitäten von Photodioden	26
3.1.4	Rauschverhalten von Photodioden und ladungsempfindlichen Vorverstärkern	26
3.1.5	Messungen an Photodioden	28
3.2	Wellenlängenschieber und Szintillatoren	33
3.2.1	Eine kurze Beschreibung der benutzten Szintillatoren	33
3.2.2	Untersuchungen an Wellenlängenschiebern mit einer UV-Lampe	34
3.3	Untersuchungen mit kosmischer Höhenstrahlung	37
3.3.1	Die Myonenkomponente der kosmischen Höhenstrahlung	37
3.3.2	Aufnahme eines Myonenspektrums	37
4	Die Teststrahlexperimente 1 und 2 mit 1–6 GeV Elektronen	40
4.1	Untersuchung eines Einzelmoduls	40
4.1.1	Vorbereitungen	40
4.1.2	Durchführung der Messungen während der ersten Teststrahlzeit	41
4.1.3	Erste Ergebnisse	44
4.2	Messungen an einem Doppelmodul	48
4.2.1	Versuchsaufbau während der zweiten Meßzeit	48
4.2.2	Messungen während der zweiten Strahlzeit	48
5	Auswertung der Teststrahlungsmessungen	53
5.1	Analyse der Testmessungen am Doppelmodul	53
5.1.1	Eichung der Impulshöhenskala mit den Testpulsmessungen	53
5.1.2	Ergebnisse der Quellenmessungen	54
5.1.3	Energiescans	55
5.1.4	Einfluß des endlichen Strahlquerschnitts und der geometrischen Anordnung der Wellenlängenschieber auf die Energieauflösung	56
5.1.5	Ortsscans	58

5.2	Synthese der Teststrahlmessungen	63
5.2.1	Ortsrekonstruktion	63
5.2.2	Homogenisierung des Energiesignals	68
	Zusammenfassung	72
	A Geräteliste	74
	Literatur	75
	Danksagung	77

Abbildungsverzeichnis

1	Elektron-Quark-Kollisionen	6
2	Fragmentation in Hadronenjets	6
3	Der H1-Detektor im Längsschnitt	7
4	Querschnitt des BEMC	8
5	Bethe-Bloch-Kurve	12
6	Diagramm zur Bhabha-Streuung	13
7	Diagramm zur Møller-Streuung	13
8	Diagramm zur Annihilation	13
9	Energieverlust in Blei	14
10	Photonische Wirkungsquerschnitte	15
11	Ansicht des Kalorimetermoduls	18
12	Potential und Feldverlauf einer PIN-Photodiode	24
13	Quantenausbeute und Spektrale Empfindlichkeit einer Photodiode in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ	25
14	Photodioden-Schnittbild	26
15	Ersatzschaltbild des Dioden-Vorverstärkersystems	27
16	Schaltung zur Kapazitätsmessung von Photodioden	29
17	Eichung der Schaltung	29
18	Kennlinie und Kapazität von vier Photodioden	30
19	Zusammenhang zwischen Rauschen und Vorspannung	31
20	Spektren von ^{57}Co und ^{241}Am	32
21	Absorptions- und Emissionsspektren der Farbstoffe im Szintillator SCSN38	33
22	Messungen von Abschwächlängen	34
23	Abschwächung in Y-7- und Lorenz-Wellenlängenschiebern	35
24	Streuung der Abschwächlängen	36
25	Aufbau zur Messung mit kosmischen Myonen	38
26	Spektrum der kosmischen Myonen	39
27	Aufbau des ersten Experiments	41
28	Signalfluß im ersten Experiment	43
29	Erste Ergebnisse	46
30	Signalfluß im zweiten Experiment	49
31	Prinzipielle Schaltung zu den Quellenmessungen	51
32	Geometrie des Doppelmoduls	53
33	Testpulsmessungen	53
34	Eichung der Impulshöhenskala in Energien	54
35	verschiedene Energiescans	56
36	Peakverbreiterung durch endlichen Strahlquerschnitt	57
37	Summensignale der Module A und B, sowie Summe von A und B des Horizontalscans über die Mittellinie	58
38	Variation der Impulshöhenspektren der Module A und B an der Trennungslinie	59
39	Summe der Summensignale von A und B des Horizontalscans über die Linie in 4 cm Höhe über der Mitte	60
40	Halbleitereffekte am Einschußort 0/4.	62
41	Gemessene Impulshöhen der Diode A1 über dem Querschnitt des Moduls A	64

42	Interpolierte Impulshöhen über dem Queschnitt des Moduls A	65
43	Schrittweise Minimierung entlang der Koordinatenlinien	66
44	Rekonstruierte Einschußpositionen	67
45	Homogenisierter Ortsscan bei 4 cm Höhe	68
46	Geometrie des schrägen Einschusses	69
47	Verlauf des Summensignals des Moduls B für verschiedene Einschusswinkel an der Trennungslinie	70
48	Unkorrigierte und korrigierte Scans unter den Einschusswinkeln 15° und 25° .	71

Tabellenverzeichnis

1	Materialkonstanten für verschiedene Elemente	17
2	Abmessungen eines Kalorimetermoduls	19
3	Energieverlust in Blei und Polystyren	37
4	Nominalenergien und aus den Daten gewonnene Energien	51
5	Rauschen und erzeugte Elementerladungen e_0 pro GeV für die acht Dioden des Doppelmoduls	55
6	Parameter für diverse Energiescans	56

1 Einleitung

Bei DESY wird derzeit ein neuer Speicherring namens HERA konstruiert, der ab 1990 Kollisionen zwischen 30 GeV Elektronen und 820 GeV Protonen mit einer Gesamtenergie im Schwerpunktsystem von 314 GeV zu untersuchen gestatten wird. An den Wechselwirkungspunkten finden vor allem Elektron-Quark-Kollisionen statt, die sich je nach Ladung des kraftübertragenden Teilchens in Streuungen unter Austausch eines neutralen Stromes und Streuungen unter Austausch eines geladenen Stromes unterteilen lassen, vgl. Abb. 1. Je nach ausgetauschtem Teilchen ist das neben dem Quark emittierte Teilchen entweder ein Elektron oder ein Neutrino.

Dieser Streuprozess beschränkt sich nicht auf die bekannten Teilchen. Neue Ströme, Quarks oder Leptonen bis zu einer Maximalenergie von 314 GeV werden möglicherweise erzeugt. Neben den Elektron-Quark-Streuprozessen werden Strom-Gluon-Fusion und Photon-Gluon-Fusion eine bedeutende Rolle spielen, wobei der letztere Prozeß eine dominierende Rolle für die Produktion von schweren Quarks $Q = c, b, t, \dots$ sein wird.

Die Quarks fragmentieren nach der Wechselwirkung in Hadronenjets, wobei das bei der Wechselwirkung emittierte Quark in den sogenannten Stromjet und die anderen Substituenten des Protons in den Protonenjet fragmentieren, vgl. Abb. 2 [WOL86].

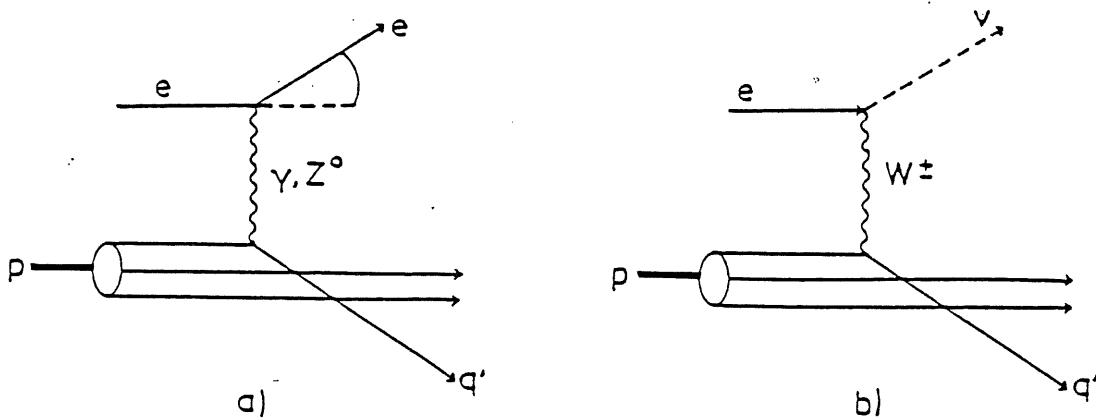


Abbildung 1: Elektron-Quark-Kollisionen

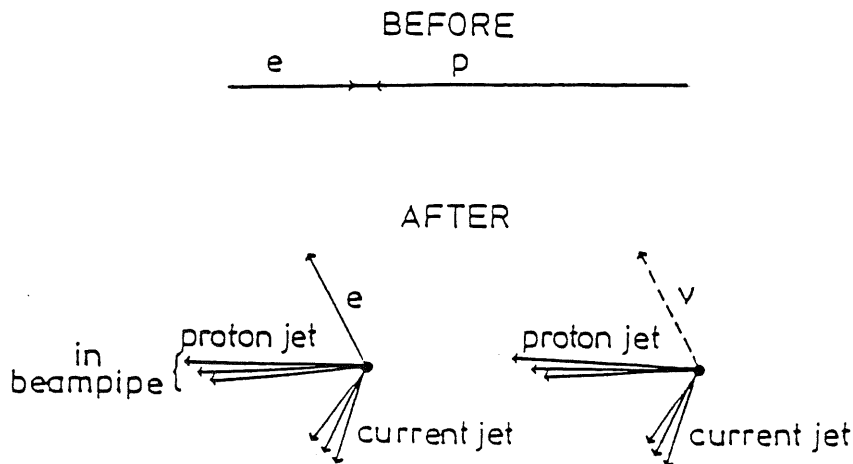
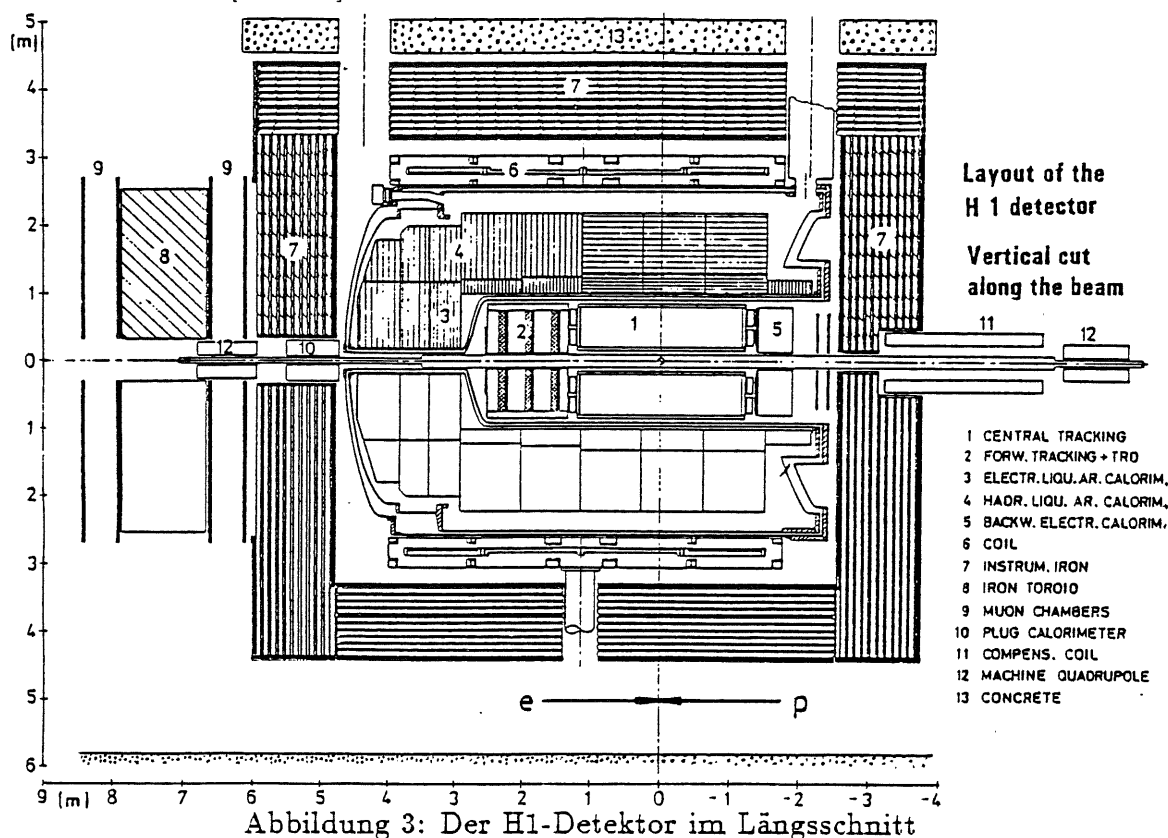


Abbildung 2: Fragmentation in Hadronenjets

An zwei Wechselwirkungspunkten werden die Streuprodukte detektiert werden können. Einer der dafür vorgesehenen Detektoren ist der H1-Detektor, vgl. Abb. 3, der aus einem kompakten System von Spurdetektoren besteht, die von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter und weiteren elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern umschlossen sind. Die Kalorimetermodule werden in einem einzigen Kryostaten untergebracht, der von einer supraleitenden Spule vom Durchmesser 6 m umschlossen sein wird. Im Bereich der Spurdetektoren erzeugt die Spule ein axiales Magnetfeld von 1.2 T. Ein Eisenjoch, das außerdem als Myonenfilter und für die im Kalorimeter nicht absorbierte Hadronen-Energie dient, nimmt den Magnetfeldrückfluß auf. Außerdem sind weitere Komponenten für den Myonennachweis vorhanden. Zur Erfassung aller kinematischen Größen muß möglichst ein großer Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt abgedeckt werden. Aus diesem Grund wird die Kalorimetrie komplettiert durch sogenannte "warme" Kalorimeter außerhalb des Kryostaten nahe der Strahlachse [DES86].



Die vorliegende Arbeit, die im Bereich Teilchenphysik am I. Institut für Experimentalphysik durchgeführt wurde, beschäftigt sich mit dem im rückwärtigen Bereich des Detektors angesiedelten elektromagnetischen Kalorimeter (Backward ElectroMagnetic Calorimeter; Nr. 5 der Legende der Abb. 3), das einen Winkelbereich zwischen ca. 3.3° und 25.4° abdeckt. Es hat einen Abstand vom Vertex von 189.0 cm, sowie einen inneren Radius von 11 cm und einen äußeren Radius von 81.0 cm. Das Kalorimeter ist vom Blei-Szintillator-Sandwich-Typ niedriger Granularität, vgl. Abb. 4 und wird voraussichtlich aus 56 Modulen mit quadratischem Querschnitt und 32 Modulen mit trapezförmigem, bzw. dreieckigem Querschnitt an der Peripherie bzw. in der unmittelbaren Umgebung des Strahlrohrs bestehen. Ausgelesen werden die Module über seitlich angebrachte Wellenlängenschieber von Photodioden, die wegen der kleinen Dimensionierung und vor allem wegen ihrer Unempfindlichkeit gegen Magnetfelder

den sonst üblichen Sekundärelektronenvervielfachern vorgezogen wurden. In der vorliegenden Arbeit wurden erste Prototypen des Querschnitts $14 \times 14 \text{ cm}^2$ bestehend aus $40 \times (3 \text{ mm Pb-Platten} + 4 \text{ mm Szintillator SCSN38-Platten})$ entsprechend einer Gesamtlänge von $21.4 X_0$ untersucht.

Neben diesen Messungen fanden Untersuchungen von anderen Diplomanden des I.Instituts an einer Vetowand statt. Die Vetowand wird dazu dienen, den durch Reaktionen des Protonenstrahls mit dem Restgas im Strahlrohr und anderen Prozessen verursachten Untergrund zu identifizieren. Außer der Vetowand wird es zwischen Vertex und Rückwärtskalorimeter wegen dessen geringer Granularität einen ortsempfindlichen Detektor geben, der die aus den Kalorimeterdaten selbst gewonnenen Informationen über Auftreffpunkte der Streuprodukte verifizieren, bzw. verbessern helfen soll.

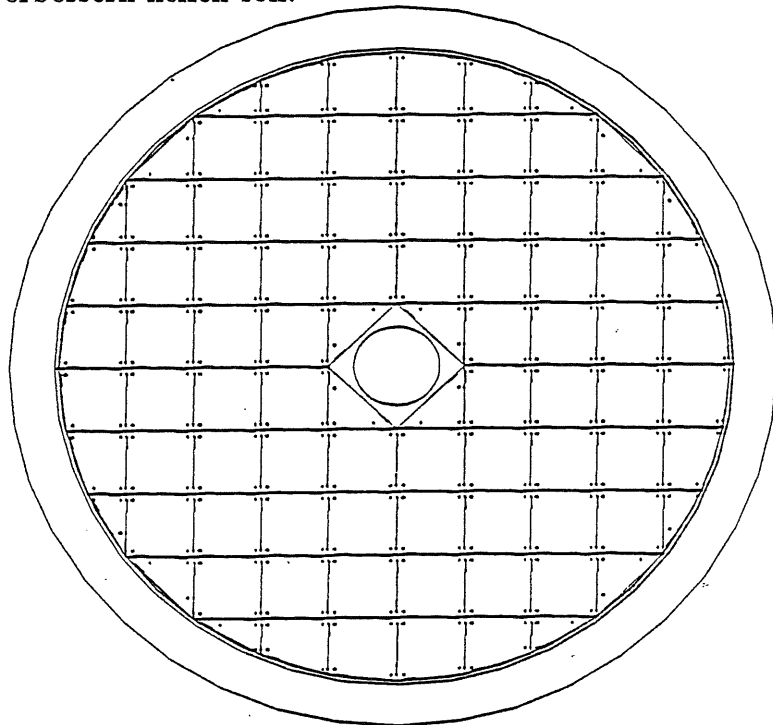


Abbildung 4: Querschnitt des BEMC

In der vorliegenden Arbeit wird zunächst in Kap. 2 und 3 auf die Physik der einzelnen Komponenten des Kalorimeters eingegangen. Dann werden anschließend in Kap. 4 die am Teststrahl 21 und 22 des DESY-Synchrotrons durchgeführten Testmessungen im Energiebereich von 1–6 GeV Elektronenenergie geschildert. Nach der Analyse dieser Messungen insbesondere im Hinblick auf die erreichbare Auflösung folgen dann in Kap. 5 Aussagen über mögliche Rekonstruktionen der Auftreffpunkte der Elektronen aus den relativen Diodensignalen, sowie über eine Homogenisierung des Energiesignals bei Kenntnis des jeweiligen Auftreffpunktes, bzw. -winkels.

2 Grundlagen der Kalorimetrie

Grundlage der Kalorimetrie ist der totale Einschluß der Teilchenenergie im Detektormaterial. Man unterscheidet je nach auftretenden Wechselwirkungen der Teilchen mit der Detektormaterie zwischen hadronischen Kalorimetern, bei denen die Teilchen über die starke Wechselwirkung der Kernkräfte nachgewiesen werden und elektromagnetischen Kalorimetern, die für den Nachweis der in den Rückwärtsbereich des H-1-Detektors gestreuten Elektronen vorgesehen sind. Elektronen spüren als Leptonen die Kernkräfte nicht, sondern sie wechselwirken mit Atomkernen und Hüllenelektronen über die Coulombsche Wechselwirkung. Bei diesen Prozessen treten Teilchenvervielfachungen auf, d.h. die Energie des Primärteilchens wird auf viele sekundäre Teilchen aufgeteilt, deren Energie in einem geeigneten Detektormaterial über Anregungs- und Ionisationsprozesse gemessen werden kann. In der vorliegenden Arbeit sind dies stets Plastikszintillatoren. Die Teilchenvervielfachungen, auch elektromagnetischer Schauer genannt, selbst, finden in dichteren Materialien wie Blei, Kupfer oder abgereichertem Uran statt, da Begrenzungen in der Kalorimeterausdehnung, vorgegeben durch nachfolgende andere Detektorkomponenten, eine Beschränkung des Bereichs, in dem die gesamte Primärenergie des einfallenden Teilchens eingeschlossen sein muß, nötig machen. Die Strahlungslänge X_0 , die ein Maß für die Spurlänge ist, über die ein Teil des Energieeinschlusses erfolgt, ist für Materialien mit hoher Ladungsträgerdichte wie Blei um ein Vielfaches kleiner als bei Plastikszintillatoren.

Technisch werden die Forderungen nach kompakter Bauweise bei Umwandlung eines genügenden Anteils der Primärenergie miteinander vereinbart durch die sogenannte Sandwichbauweise, die impliziert, daß nur ein der Gesamtenergie proportionaler Bruchteil im sensitiven Material deponiert wird. Neben der Tatsache, daß bei jedem Prozeß unterschiedlich viele Anregungen stattfinden, unterliegt dieser Bruchteil starken Fluktuationen, da jedes Schauerprofil auch für monoenergetische Elektronen anders aussieht. Diese *Sampling-Fluktuationen* genannten Schwankungen sind aufgrund ihrer statistischen Natur proportional zur Wurzel der Elektronenenergie. Ihr Einfluß auf die Energieauflösung wird wie der der intrinsischen Fluktuationen in Kap. 2.4.2. erörtert.

Zunächst folgen jedoch eine Beschreibung der elektromagnetischen Prozesse und des Schauerprofils.

2.1 Elektronische Wechselwirkungen

Die Teilchenvervielfachung geschieht folgendermaßen: Ein Elektron wird im Coulombfeld der Atomkerne beschleunigt und sendet Bremsstrahlung aus, aus der mit einer großen Wahrscheinlichkeit aus Impulserhaltungsgründen unter Beteiligung eines Kerns ein Elektron-Positron-Paar durch Paarerzeugung entstehen kann. Elektron und Positron spüren wiederum das Kernfeld und es werden über die Bremsstrahlung erneut Elektron-Positron-Paare gebildet. Dieser sich lawinenartig ausbildende Prozeß wird durch Ionisationen der Hüllenelektronen behindert; er kommt zum Stillstand, wenn die Energie der einzelnen am Schauer beteiligten Teilchen unter eine *kritische Energie* fällt, bei der die Ionisationsverluste dramatisch überwiegen.

Zur Berechnung dieser Grenzenergie ist es notwendig, die verschiedenen Prozesse zu quantifizieren; sie sollen deshalb an dieser Stelle im Einzelnen genannt werden.

2.1.1 Bremsstrahlung

Die elastische Streuung von Elektronen mit der Ladung e ($z = 1$) und der Energie E im Feld eines Kerns der Ordnungszahl Z in das Raumwinkelement $d\Omega$ mit dem Ablenkungswinkel ϑ wird in nichtrelativistischer Näherung durch die *Rutherfordsche Streuformel* beschrieben:

$$\left(\frac{d\sigma_S}{d\Omega}\right)_\vartheta = \left(\frac{z Z e^2}{16 \pi \epsilon_0 E}\right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{1}{2} \vartheta} \quad (1)$$

mit $\epsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2 \text{ N}^{-1} \text{ m}^{-2}$.

Der differentielle Streuquerschnitt wird oft in der folgenden alternativen Form dargestellt. Q ist dabei der Impulsübertrag, also die Differenz der Impulse, die das Elektron vor bzw. nach den Streuprozess hat, und es ist ferner $\beta = \frac{v}{c}$:

$$\frac{d\sigma_S}{dQ} = \frac{1}{2 \pi \epsilon_0^2} \left(\frac{z Z e^2}{\beta c}\right)^2 \cdot \frac{1}{Q^3} \quad (2)$$

Der *differentielle Strahlungsstreuquerschnitt* $\frac{d^2 \chi}{d\omega dQ}$ ergibt sich nun aus dem elastischen Streuquerschnitt und der Energie $\frac{dI}{d\omega}$, die bei jedem Stoß mit dem Impulsübertrag Q in ein Frequenzintervall $d\omega$ übertragen wird:

$$\frac{d^2 \chi}{d\omega dQ} := \frac{dI(\omega, Q)}{d\omega} \cdot \frac{d\sigma_S}{dQ} \left[\frac{\text{Fläche} \times \text{Energie}}{\text{Frequenz} \times \text{Impuls}} \right] \quad (3)$$

Die Berechnung der Energie, die beim Impulsübertrag Q ausgestrahlt wird, ist sehr verwickelt und soll deshalb hier nicht dargestellt werden¹. Der gesamte Strahlungsstreuquerschnitt $\frac{d\chi}{d\omega}$ im Frequenzintervall $d\omega$ ergibt sich nach Integration über alle vorkommenden Impulsüberträge, wobei bei einer genauen Rechnung die Rutherfordsche Streuformel durch die Wirkung der Hüllenelektronen modifiziert werden muß: Die Hüllenelektronen beeinflussen für Elektronen mit kleiner Ablenkung (großem Stoßparameter) das Feld am Ort des Kerns; es kommt zu einem Abschirmeffekt aufgrund der der Kerlladung entgegengesetzten Ladung der Elektronen, der im *Thomas-Fermi-Modell* berücksichtigt wird. In [FER86] wird folgendes Ergebnis für $\frac{d\chi}{d\omega}$ angegeben:

In der Näherung großer Energien ($E \gg m_e c^2$) gilt:

$$\frac{d\chi}{d\omega} \simeq 4 Z^2 \frac{e^2}{c} \frac{e^4}{m_e^2 c^4} \left(\ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (4)$$

Der Strahlungsstreuquerschnitt ist also für hohe Energien energieunabhängig.

Der Energieverlust pro Wegelement $\frac{dE_{Str}}{dx}$ durch Strahlung ergibt sich nun durch Integration über alle vorkommenden Frequenzen bis zur maximal möglichen Frequenz, die sich aus der Energie $\gamma m_e c^2$ der Elektronen ergibt, multipliziert mit der Zahl $n = \frac{\rho N_A}{A}$ ² der pro Volumeneinheit ruhenden Atomkerne der Massenzahl A :

$$\frac{dE_{Str}}{dx} = n \int_0^{\omega_{max}} \frac{d\chi}{d\omega} d\omega = \frac{\rho N_A}{A} \cdot \int_0^{\gamma m_e c^2 / \hbar} \frac{d\chi}{d\omega} d\omega$$

¹Eine ausführliche Abhandlung findet man bei [JAC83].

² N_A ist die *Avogadrosche Konstante*: $N_A = 6.002295 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$.

Mit Gl. (4) folgt

$$\frac{d E_{Str}}{d x} = \left[\frac{4 \rho Z^2 N_A}{A} \frac{\overbrace{e^2}^{\alpha}}{\hbar c} \frac{e^4}{m_e^2 c^4} \left(\ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{18} \right) \right] \gamma m_e c^2 \quad (5)$$

Der Energieverlust durch Strahlung ist also für hohe Energien proportional zur Energie der einfallenden Teilchen mit der Proportionalitätskonstanten $1/X_0$ ³:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4 \rho Z^2 N_A \alpha e^4}{A m_e^2 c^4} \left(\ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (6)$$

Der Energieverlust durch Strahlung berechnet sich also aus:

$$\frac{d E}{d x} = - \frac{d E_{Str}}{d x} = - \frac{E}{X_0} \quad (7)$$

Mit der Lösung:

$$E(x) = E_0 e^{-x/X_0} \quad (8)$$

X_0 ist also anschaulich die Strecke, nach der die Energie auf $1/e$ des Anfangwertes infolge Bremsstrahlungsverlusten abgefallen ist.

Zum Schluß noch eine etwas praktischere und genauere Formel aus [DAT86], mit der die Werte für X_0 in der Tab.1 (s.S.17) berechnet wurden; sie ist gültig für $Z \geq 5$:

$$\frac{1}{X_0 [g/cm^2]} = \frac{Z^2}{716.405 A} \cdot \left\{ \ln \left(\frac{184.15}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{Z} \ln \left(\frac{1194}{Z^{2/3}} \right) - 1.202 \alpha^2 Z^2 + 1.0369 \alpha^4 Z^4 - \frac{1.008 \alpha^6 Z^6}{1 + \alpha^2 Z^2} \right\} \quad (9)$$

mit $\alpha = 1/137$.

2.1.2 Ionisationsverluste

Der für kleine Elektronenenergien konkurrierende Prozeß ist der durch die *Bethe-Bloch*-Formel beschriebene Ionisationsverlust. Die Ableitung dieser Formel soll hier nicht dargestellt werden⁴:

$$\frac{d E}{d x} \Big|_{ion} = \frac{D Z_{med} \rho_{med}}{A_{med}} \left(\frac{Z_{elektron}}{\beta} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2 m_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z_{med}} \right] \{1 + \nu\} \quad (10)$$

mit $D = 4 \pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3070 \text{ MeV cm}^2/g$.

I , δ , C und ν sind phänomänologische Funktionen, die verschiedene Effekte berücksichtigen:

I ist das mittlere Ionisationspotential der Elektronen und berechnet sich näherungsweise aus $I \cong 16 (Z_{med})^{0.9} \text{ eV}$ (Für realistische Medien treten Abweichungen von dieser Faustregel von bis zu 10% auf.).

³Die Abschwächlänge ist über ρ vom Aggregatzustand des Materials abhängig; deshalb wird X_0 in der Literatur oft als $X_0 \cdot \rho$ angegeben. Die Einheit von X_0 ist dann g/cm^2 . Benutzt man diese Definition, so muß die "Dicke" x des Materials entsprechend als $\rho \cdot x$ angegeben werden.

⁴Eine semiklassische Ableitung findet sich ebenfalls bei [JAC83].

δ beschreibt eine Verringerung des Wiederanstiegs des Verlaufs der in Abb. 5 dargestellten Bethe-Bloch-Funktion und berücksichtigt die langreichweitigen Wechselwirkungen, d.h. die Polarisation in Festkörpern, die die elektrischen Felder am Ort der Atome gegenüber deren Vakuumwerten ändern; für ultrarelativistische Teilchen nähert sich δ der Form $2 \ln \gamma + const$, wobei die Konstante von Art und Dichte des Materials abhängt.

C beschreibt Schalenkorrekturen in der Energieverlustrate.

ν berücksichtigt elektrodynamische Korrekturen höherer Ordnung und liegt in der Größenordnung von 0.01.

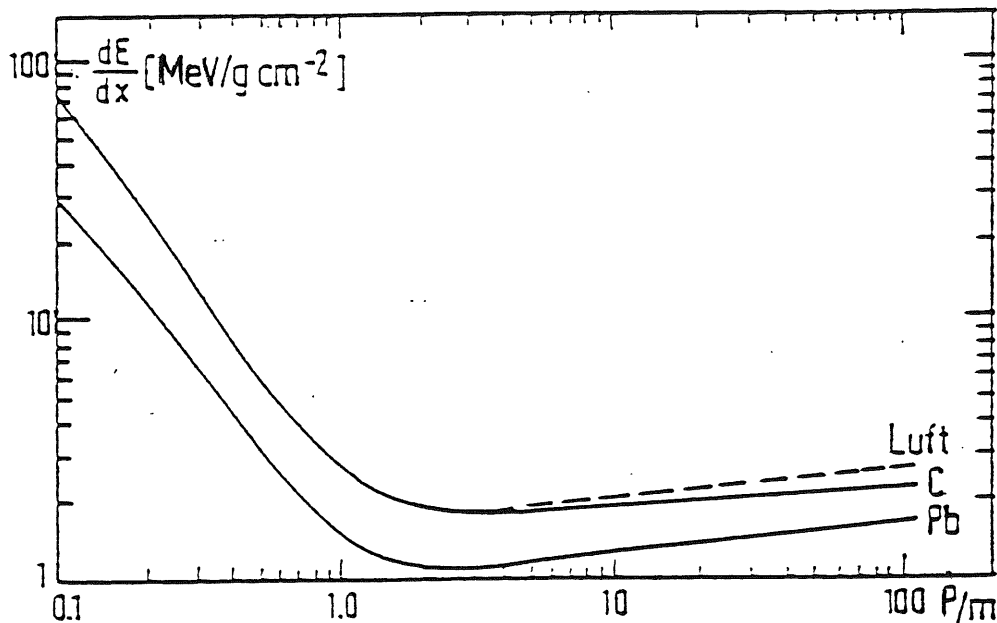


Abbildung 5: Bethe-Bloch-Kurve

Der Ionisationsverlust hängt von β , also von p/m , bzw. E/m ab, wobei p der Impuls, E die Energie und m die Masse des Teilchens ist. In Abb. 5 [LOH81] ist der Verlauf der Funktion dargestellt. $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$ verläuft für kleine Energien wie $\frac{1}{\beta^2}$ und steigt für wachsendes β nach einem Minimum wegen des logarithmischen Terms wieder an.

2.1.3 Weitere elektronische Wechselwirkungen

Weitere Prozesse, die insbesondere bei niedrigen Energien zur Geltung kommen, sind *Elektron-Elektron-(Møller)-Streuung*, *Elektron-Positron-(Bhabha)-Streuung* und *Annihilation* in Photonen [LOH83].

Bhabha-Streuung Die bei der Elektron-Positron-Streuung für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes zu berücksichtigenden Wechselwirkungen, die sich in der niedrigsten Ordnung der quantenelektrodynamischen Störungstheorie ergeben, entnehme man der Abb. 6. In der Abbildung a) wird ein (raumartiges) Photon zwischen den beiden Teilchen ausgetauscht; in Abbildung b) vernichten sich Elektron und Positron unter Aussendung eines (zeitartigen) Photons, aus dem sich anschließend wieder ein Elektron-Positron-Paar bildet.

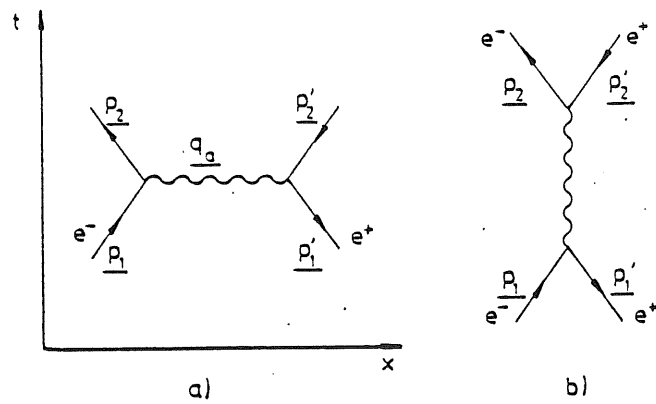


Abbildung 6: Diagramm zur Bhabha-Streuung

Møllerstreuung Die entsprechenden Diagramme in der niedrigsten Ordnung der Störungstheorie für die Elektron-Elektron-Streuung sind in der Abb.7 dargestellt.

Neben dem zur Abbildung a) der Bhabha-Streuung analogen Prozeß kommt hier in Abbil-

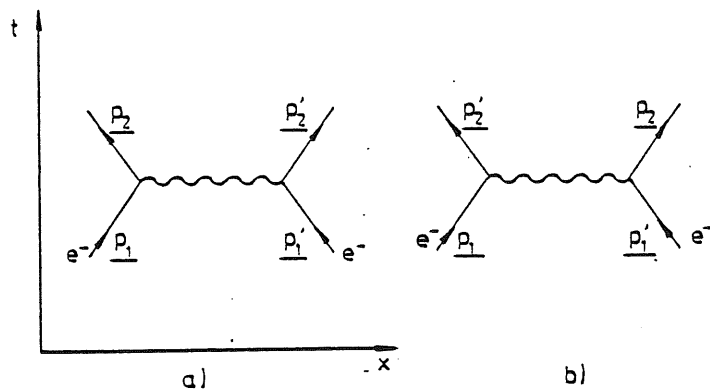


Abbildung 7: Diagramm zur Møller-Streuung

dung b) ein Prozeß hinzu, bei dem die beiden identischen Teilchen vertauscht sind.

Annihilation Bei der Annihilation können analog zur Elektron-Elektron-Streuung die beiden Endzustände aufgrund ihrer Identität vertauschen, vgl. Abb.8.

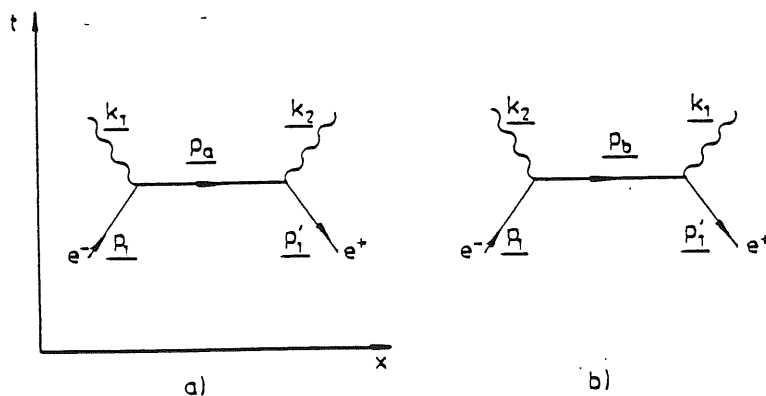


Abbildung 8: Diagramm zur Annihilation

Die verschiedenen Beiträge der einzelnen Prozesse zum gesamten Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei sind in Abb. 9 dargestellt. Man beachte, daß der Energieverlust auch als Energieverlust pro Strahlungslänge X_0 aufgetragen ist, da in dieser Darstellung der Energieverlust näherungsweise materialunabhängig ist [DAT86].

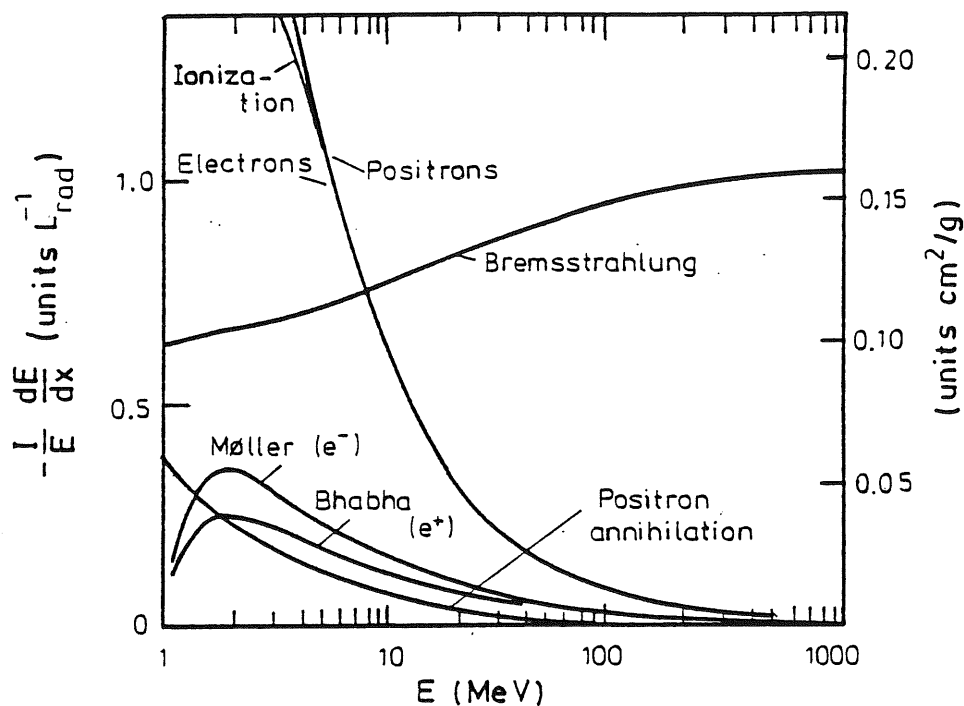


Abbildung 9: Energieverlust in Blei

2.2 Photonische Wechselwirkungen

Die aus der Bremsstrahlung entstehenden Photonen werden ebenfalls in Materie abgeschwächt und zwar durch folgende Prozesse:

Photoeffekt Das ist die Exzitation von Hüllenelektronen durch einfallende γ -Quanten. Der Wirkungsquerschnitt σ_{Photo} fällt bei niedrigen Energien wie $E^{-3.5}$ und wie E^{-1} bei höheren Energien ab 511 keV.

Comptoneffekt Der Comptoneffekt, der Stoß eines Photons mit einem Hüllenelektron, spielt nur im Bereich von 1 MeV eine Rolle; der entsprechende Wirkungsquerschnitt $\sigma_{Compton}$ fällt wie $1/E$.

Paarerzeugung Ab der Grenzenergie von $2mc^2$ wird die Paarerzeugung zum wahrscheinlichsten Prozeß; der entsprechende Wirkungsquerschnitt σ_{Paar} wächst wie $\ln E$; sein Verlauf mit der Energie ist zusammen mit den anderen photonischen Wirkungsquerschnitten in der Abb. 10 zu sehen [PAR84].

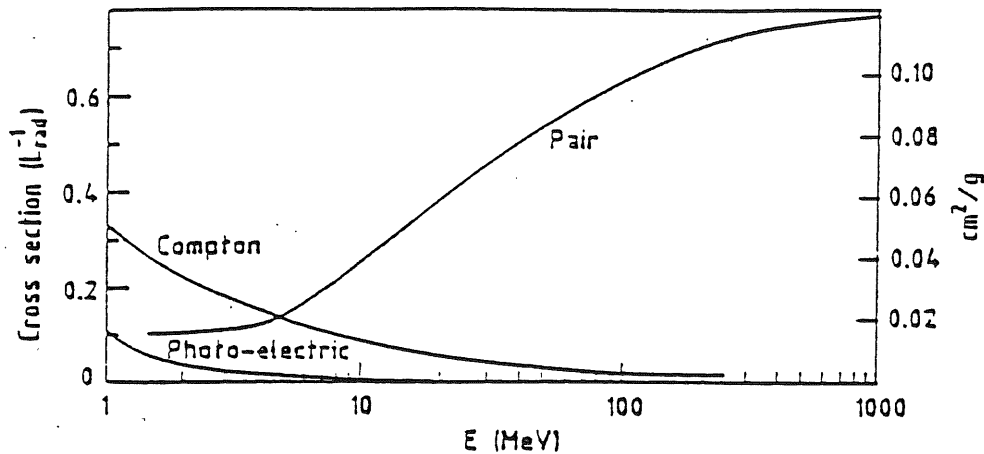


Abbildung 10: Photonische Wirkungsquerschnitte

Im Grenzfall hoher Energien strebt der Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung gegen:

$$\sigma_{Paar} = \frac{4 Z^2 \alpha e^4}{m_e^2 c^4} \cdot \left(\frac{7}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{1}{54} \right) \quad (11)$$

Vernachlässigt man die Terme $1/18$ in Gl. (6) und $1/54$ in der letzten Gleichung, so ergibt sich nach Vergleich dieser beiden Ausdrücke eine *photonische Abschwächlänge*:

$$\frac{1}{\lambda_{Photon}} = \frac{\rho N_A}{A} \sigma_{Paar} = \frac{7}{9} \cdot \frac{1}{X_0} \quad (12)$$

2.3 Der elektromagnetische Schauer

Nach der Aufzählung der für die Schauerentwicklung relevanten Wechselwirkungen folgt nun eine Beschreibung der Schauerentwicklung selbst: Als Maß für die Schauerpropagation wird die Strahlungslänge X_0 genommen. Es wird angenommen, daß ein einfallendes Elektron über eine Strahlungslänge X_0 ein Photon aussendet. In der darauffolgenden Strahlungslänge macht das Photon ein Elektron-Positron-Paar, während das ursprüngliche Elektron ein weiteres Photon durch Bremsstrahlung generiert. Man hat insgesamt schon vier Teilchen; nach etwa jeder Strahlungslänge verdoppelt sich also die Zahl der Teilchen. Dieser Prozeß ist unabhängig davon, ob das Initialteilchen ein Elektron, Positron oder Photon war.

Die Zahl der Teilchen in der Tiefe x ist demnach:

$$N \simeq 2^{x/X_0} \quad (13)$$

Ihre mittlere Energie in der Tiefe x ist

$$\langle E \rangle = \frac{E_0}{N} = E_0 \cdot 2^{-x/X_0} \quad (14)$$

Die mittlere Energie der Teilchen verringert sich also rasch; der Schauer kommt zum Erliegen, wenn das Wechselspiel zwischen Bremsstrahlung und Paarerzeugung durch andere Prozesse wie z.B. Ionisationsverluste, die sich aus der Bethe-Bloch-Formel ergeben, zerstört wird. Die Grenzenergie ε , bei der Ionisations- und Bremsstrahlungsverluste gleich groß werden, wird als kritische Energie bezeichnet und ergibt sich aus der Bedingung

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{ion} = -\left. \frac{dE}{dx} \right|_{str} = \frac{\varepsilon}{X_0} \quad (15)$$

Beim Erreichen der kritischen Energie werden mehr Teilchen gestoppt als neue erzeugt werden, so daß das Maximum in der Zahl der Schauerteilchen erreicht ist:

$$N_{max} \simeq \frac{E_0}{\varepsilon} \quad (16)$$

Daraus ergibt sich mit Gl. (14) die ungefähre Tiefe des Schauermaximums:

$$x_{max} \simeq X_0 \lg_2 \left(\frac{E_0}{\varepsilon} \right) = X_0 \cdot \frac{\ln E_0/\varepsilon}{\ln 2} \quad (17)$$

Eine genauere Parametrisierung der Zahl der geladenen Teilchen mit einer Energie größer als 1 MeV in der Tiefe L in Einheiten von Strahlungslängen X_0 stammt von einem Fit an ein durch das Monte Carlo Programm *EGS* [NEL85] berechnete Schauerprofil:

$$N = N_0 L^a e^{-bL} \text{ mit } L = \frac{x}{X_0} \quad (18)$$

mit $N_0 = 5.51 E(\text{GeV}) \sqrt{Z} b^{a+1} / \Gamma(a+1)$ und $b = 0.0021 Z$; für die in der Kalorimetrie am häufigsten eingesetzten Materialien mit einer Ordnungszahl $Z \geq 26$ wird $a = 2.0 - Z/340 + (0.664 - Z/340) \ln E$; für das in Kalorimetern ebenfalls häufig vorkommende Aluminium ($Z = 13$) ist $a = 1.77 - 0.52 \ln E$ [DAT86]. Die Tiefe des Schauermaximums ergibt sich nach derselben Quelle aus:

$$L_{max} = \frac{a}{b} \quad (19)$$

Amaldi [AMA81] gibt eine Formel an, die sich auf die letzte Beziehung stützt und ein Maß für den Energieeinschluß ist: L_{med} beschreibt die Tiefe, nach der die Hälfte der Teilchenenergie im Detektormaterial deponiert ist:

$$L_{med} = \ln \left(\frac{E_0}{\varepsilon} \right) + \zeta \quad (20)$$

mit $\zeta = 0.4$ für Elektronen und $\zeta = 1.2$ für Photonen.

Die Tiefe, nach der der größte Teil (98%) der Teilchenenergie eingeschlossen wird, ergibt sich ebenfalls nach *Amaldi* zu:

$$L(98\%) = 3 L_{med} \quad (21)$$

Eine weitere wichtige Kenngröße des Schauers ist der sogenannte Molière-Radius: Er beschreibt die laterale Ausdehnung des Schauers. Solange die mittlere Energie der Sekundärteilchen des elektromagnetischen Schauers noch sehr groß ist, weicht die Spur der Teilchen nur sehr wenig von einer geraden Linie ab; schließlich wird die mittlere Energie so niedrig, daß die *Vielfachstreuung* eine merkbare Aufweitung des Schauers bewirken kann. Die Einheit des

Molière-Radius ist definiert als die laterale Aufweitung eines Elektronenstrahls der kritischen Energie ϵ nach einer Strahlungslänge X_0 :

$$R_M := \frac{E_S}{\epsilon} \cdot X_0 \quad (22)$$

mit $E_S = m_e c^2 \cdot \sqrt{4\pi/\alpha} = 21.2 \text{ MeV}$; die Größe E_S ergibt sich in der Theorie der Vielfachsteuung unter Einbeziehung des *Thomas-Fermi*-Modells. Innerhalb von 2 Molière-Radien sind ca. 95 % des Schauers eingeschlossen.

In Hinsicht auf den Einschluß eines Großteils der Energie im Kalorimeter ist es also wichtig, die Mindesttiefe von $3 L_{med}$ und den Mindestdurchmesser von $2 R_M$ einzuhalten.

Amaldi gibt einfache Formeln zur Abschätzung der relevanten Größen an:

$$\left. \begin{aligned} X_0 &\simeq 180 \frac{A}{Z^2} \left(\frac{\Delta X_0}{X_0} < \pm 20 \% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \\ \epsilon &\simeq \frac{550}{Z} \text{ MeV} \left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} < \pm 10 \% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \\ R_M &\simeq 7 \frac{A}{Z} \frac{g}{\text{cm}^2} \left(\frac{\Delta R_M}{R_M} < \pm 10 \% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

In der Tab. 1 sind für verschiedene Materialien die wichtigsten Größen festgehalten:

Material	Z	A	X_0 [g/cm ²]	X_0 [cm]	ϵ [MeV]	ρ [g/cm ³]	$-\frac{dE}{\rho dx} \Big _{min}$ [MeV/g cm ⁻²]	R_M [cm]
Al	13	26.98	24.01	8.9	49	2.7	1.62	3.85
Fe	26	55.85	13.84	1.76	22	7.87	1.48	1.70
Cu	29	63.54	12.86	1.43	20	8.9	1.44	1.52
Pb	82	207.19	6.37	0.56	7.2	11.3	1.13	1.72
Polystyrol			43.8	42.4	85.4	1.032	1.95	10.53

Tabelle 1: Materialkonstanten für verschiedene Elemente

2.4 Das Testkalorimeter

2.4.1 Konstruktionsprinzip des Testkalorimeters

Das Testkalorimeter besteht aus einem Doppelmodul, von dem jedes einen quadratischen Querschnitt mit den Maßen $14 \times 14 \text{ cm}^2$ und eine Tiefe von 30.6 cm hat, vgl. Abb. 11. Jedes Modul besteht aus achtzig sich abwechselnden Schichten von je 3 mm Blei und 4 mm Szintillator SCSN-38. Zwischen jede der achtzig Schichten wurde aus Reflexionsgründen ein Blatt weißer Zeichenkarton gelegt. Die Stapel werden gehalten durch vier Gewindestangen, die in jeweils in den Ecken in Längsrichtung gebohrten Löchern eingeschraubt wurden. Zusätzlich dient eine 3 mm starke Aluminiumplatte als Frontabschluß. Außerdem wurde in 1.25 cm Entfernung vom Rand an jeder Seite eines Moduls eine 3.2 cm breite und 0.3 cm tiefe Ausfräsung zur Aufnahme eines Wellenlängenschiebers geschaffen.

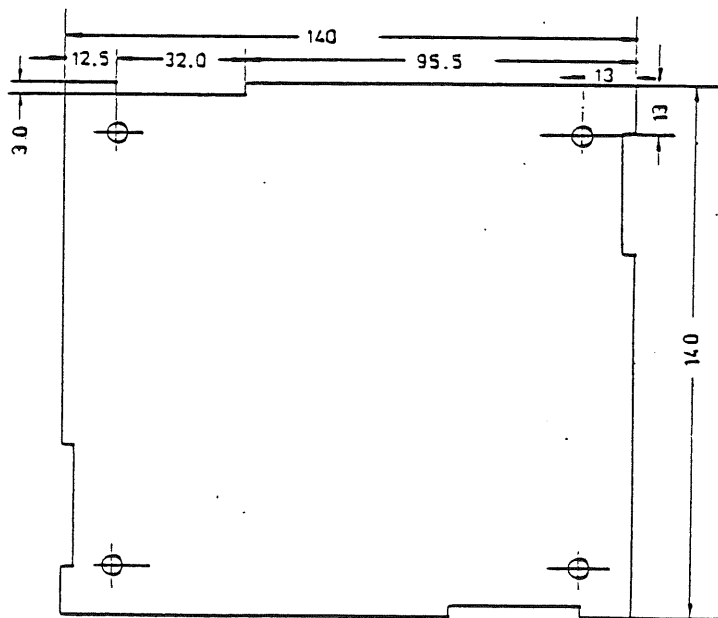
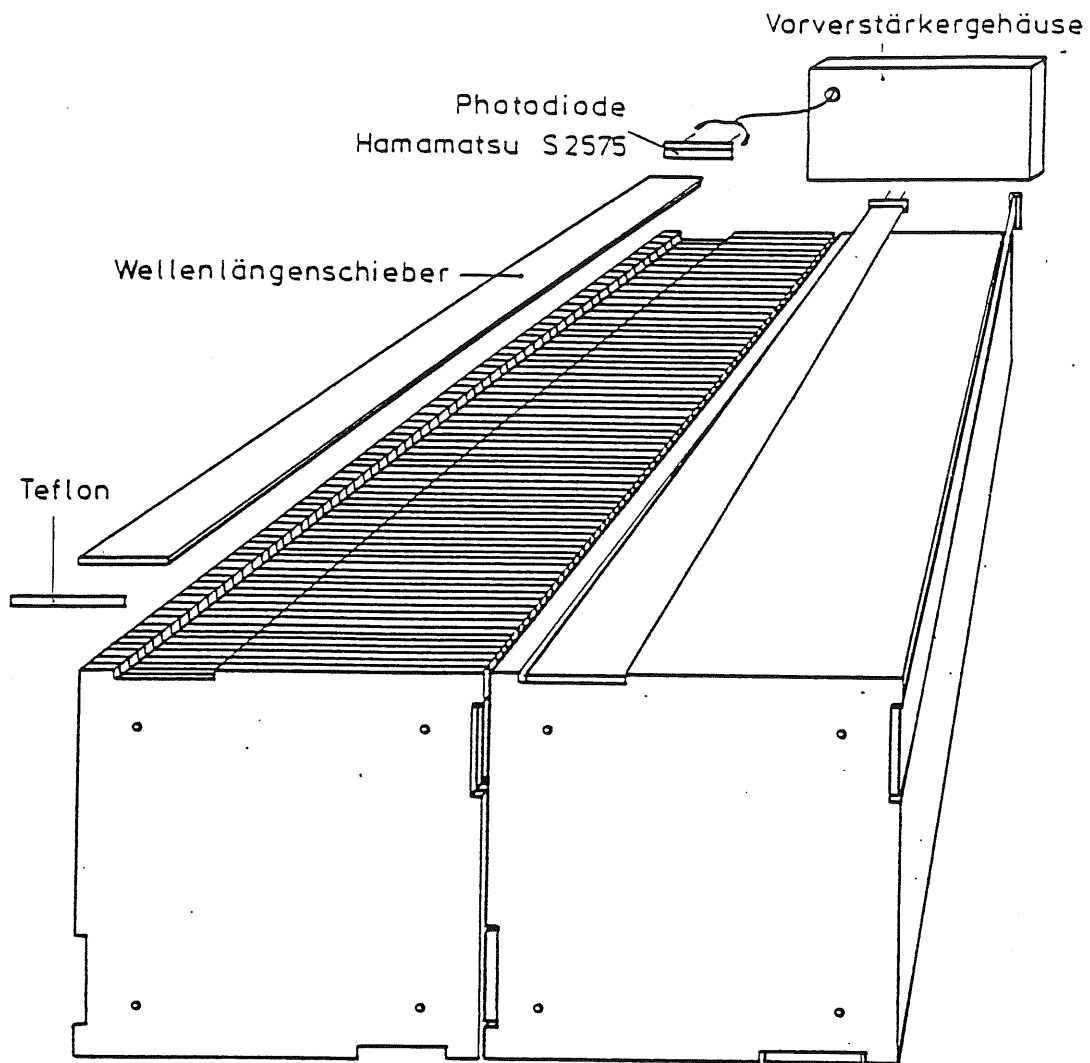


Abbildung 11: Ansicht des Kalorimetermoduls

In der oberen Abbildung ist das Doppelmodul perspektivisch dargestellt; der unteren Abbildung sind die genauen Maße des Querschnitts zu entnehmen.

In der Tab. 2 sind die Abmessungen des Kalorimeters einschließlich der entsprechenden Tiefe in Strahlungslängen dargestellt:

Material	Querschnitt [cm ²]	Tiefe [mm]	Tiefe [X ₀ [mm]]
Blei	14 × 14	40 × 3	21.43
Szintillator	"	40 × 4	0.377
Aluminium	"	1 × 3	0.034
weißer Zeichenkarton	"	26	
total	"	306	21.84

Tabelle 2: Abmessungen eines Kalorimetermoduls

Nach Einsetzen des entsprechenden Wertes der kritischen Energie für Blei in Gl. (20) erhält man mit der Gl. (21) als zulässige Minimaltiefe für 98-prozentigen Energieeinschluß in longitudinaler Richtung für eine maximale Testenergie von $E_0 = 6 \text{ GeV}$ den Wert $L(98\%) = 21.38 X_0$, so daß man mit einem Kalorimeter der Tiefe $21.43 X_0$ die Testenergien von 1–6 GeV zumindest für senkrechten Einschub sicher einschließen kann.

Die Ausfräsungen für die Wellenlängenschieber wurden nicht genau in der Mitte jeder Seitenfläche vorgenommen, da dies zu einem zu großen Summensignal für einen Modul bei Einschuborten, die auf der Verbindungslinie zweier Wellenlängenschieber liegen, führen würde. Eine weitergehende Diskussion dieses Sachverhalts folgt im Kap. 5. Sie durften auch nicht genau in den Ecken angelegt werden, da das zu einer Konzentration von "totem", d.h. nichtsensitiven Material an ausgezeichneten Orten des Kalorimeters führt. Als Kompromiß wurde die in Abb. 11 dargestellte Anordnung der Wellenlängenschieber gewählt. Die Ausfräsung liegt außerdem parallel zur Kalorimeterlängsachse, da in dieser Anordnung die vor einem Wellenlängenschieber auftreffenden Elektronen, bzw. deren resultierenden Schauerteilchen die Wellenlängenschieber nur auf kurzen Strecken zu durchqueren haben⁵.

Die Gewindestangen wurden so positioniert, daß sie die Lichtausbreitung möglichst wenig behindern, aber trotzdem noch eine mechanische Stabilität des Kalorimeters gewährleisten und außerdem ebenfalls keine Konzentration von "totem" Material darstellen.

Die Lichtauslese und die Lichtüberführung auf je eine Photodiode geschieht durch die in die Ausfräsungen gelegten Wellenlängenschieber; darüber wird im Kap. 3 genaueres zu lesen sein. Zuvor sollen jedoch noch einige Bemerkungen zur erreichbaren Energieauflösung des Kalorimeters gemacht werden.

2.4.2 Bemerkungen zur Energieauflösung eines Kalorimeters

Die Zahl der Photonen, die pro GeV im Szintillatormaterial deponierter Energie erzeugt werden, schwankt statistisch, was eine intrinsische Unschärfe in der Energiebestimmung bedeutet. Schwerwiegender jedoch ist aber die Tatsache, daß nur ein Bruchteil der Gesamtenergie in den Szintillatorplatten deponiert wird.

Die Absorber- und Szintillatorplatten zerlegen die gesamte sichtbare Energie in N individuelle Pakete der Größe ΔE : $E = N \cdot \Delta E$. Hierauf ist die *Poissonstatistik* anzuwenden, die

⁵Es gibt Ausnahmen bei solchen Wellenlängenschiebern, die auf einer Ebene liegen, die den Wechselwirkungspunkt enthält.

die Energieauflösung zu $\sigma(E)/E = 1/\sqrt{N}$ bestimmt. Benutzt man nun die vereinfachende Annahme, daß sich ΔE aus dem Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens der kritischen Energie ε über die Schichtdicke t (in Einheiten von Strahlungslängen X_0) der Absorberplatten ergibt, so folgt mit Gl. (15):

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{\Delta E}{E}} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{E} \cdot t/X_0} \sim \sqrt{\frac{t/X_0}{E}} \quad (24)$$

Weitere Effekte, die die Samplingfluktuationen beeinflussen, wie z.B. die Vielfachstreuung und Photoelektronenstatistik werden von *Amaldi* genannt, sollen hier aber nicht weiter erörtert werden, da sie keine so bedeutende Rolle spielen. Eine Formel zur Abschätzung der Samplingfluktuationen in Blei-Szintillator-Kalorimetern wird von *Engler* [ENG85] angegeben:

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{\text{sampling}} = 13.7\% \cdot \sqrt{\frac{t/X_0}{E/\text{GeV}}} \quad (25)$$

Bei einer Bleistärke von 3 mm und der Strahlungslänge $X_0|_{\text{Blei}} = 5.6 \text{ mm}$ erhält man für das Testkalorimeter für die Samplingfluktuationen den Erwartungswert:

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{\text{sampling}} = \frac{10\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \quad (26)$$

Dieser Wert wurde durch Messungen an einem Modul größeren Querschnitts, das mit Photomultipliern ausgelesen wurde, bestätigt [GEN87].

Einen weiteren Beitrag zur Verschlechterung der Energieauflösung liefert der unvollständige Einschluß der Gesamtenergie im Kalorimeter: Wie im Kap. 2.4.1 gesagt wurde, schließt im Bereich $E \leq 6 \text{ GeV}$ das hier verwendete Kalorimeter den Schauer zu mindestens 98 % ein; jedoch bedingt die für jedes Teilchen verschiedene Schauerentwicklung, z.B. durch unterschiedliche Startpunkte, daß die hinteren Leckverluste ΔE_{leak} , das sogenannte longitudinale Leakage, Schwankungen unterliegen, die sich in der Auflösung bemerkbar machen. *Engler* parameterisiert diesen Beitrag folgendermaßen:

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{\text{leakage}} = \text{const} \cdot \ln E/\text{GeV} \quad (27)$$

Zur Abschätzung dieses Beitrags dient die nützliche Formel $\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{\text{leakage}} = \frac{1}{3} \times \Delta E_{\text{leak}}$. Die seitlichen Verluste, das laterale Leakage, sind dagegen weniger bedeutend.

Neben diesen kalorimeterspezifischen intrinsischen Beiträgen zur Energieauflösung spielen externe Einwirkungen auf die Signalgüte eine Rolle: An erster Stelle ist hier das elektronisch bedingte Dioden-Vorverstärkerrauschen zu nennen, das bei niedrigen Elektronenenergien die anderen Beiträge dominiert. Die einzelnen Beiträge zum Dioden-Vorverstärkerrauschen werden im Kap. 3.1 näher erläutert. Die Verbreiterung der Energieverteilung aufgrund des elektronischen Rauschens ist energieunabhängig, so daß der entsprechende Beitrag zur Energieauflösung wie $1/E$ fällt:

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{\text{elektronisch}} = \frac{\sigma_D}{E} \quad (28)$$

Einen weiteren Beitrag, der vielfach als zur Energie E proportional angesehen werden kann, bildet die Energieunschärfe des Teststrahls selbst:

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{\text{Teststrahl}} = b \quad (29)$$

Die totale Energieauflösung erhält man nun aus der quadratischen Summe der genannten Beiträge:

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{\text{total}} = \sqrt{\left(\frac{s}{\sqrt{E}}\right)^2 + (a \ln E)^2 + \left(\frac{\sigma_D}{E}\right)^2 + b^2} \quad (30)$$

Zu bemerken ist noch, daß realiter der $a \ln E$ -Term vernachlässigt werden kann, während der $\frac{\sigma_D}{E}$ -Term z.B. durch Abschirmung der Elektronik mit einem *Faraday*-Käfig, verringert werden kann, so daß über einen weiten Energiebereich nur der Sampling-Term $\frac{s}{\sqrt{E}}$ für die Energieauflösung maßgebend ist.

3 Wirkungsweise und Untersuchung der Komponenten des Detektors

Dieses Kapitel gliedert sich in drei Abschnitte:

- Funktionsprinzip einer PIN-Photodiode mit anschließender Schilderung der Versuchsaufbauten zur Messung des Dunkelstroms und der Kapazität von PIN-Dioden.
- Beschreibung der Prozesse in Wellenlängenschiebern, sowie deren experimentelle Untersuchung mit einer UV-Lampe.
- Untersuchungen mit kosmischer Höhenstrahlung (Myonen).

3.1 Eigenschaften einer PIN-Photodiode

3.1.1 Kennlinie einer Photodiode

Die hier benutzten Si-PIN-Photodioden haben die Eigenschaft, einen Strom zu erzeugen, der in einer lichtempfindlichen Schicht erzeugt wird und der dabei erzeugten Rate von Elektron-Loch-Paaren proportional ist. Die Generationsrate $G(x)$ ist gemäß des Quantenwirkungsgrades η_q proportional zum Quantenfluß Φ und hängt ferner von den Reflexionseigenschaften der Diode und der Eindringtiefe der Lichtquanten ab [PAU85]:

$$G(x) = \eta_q (1 - R) \Phi / A e^{-\alpha x} \quad (31)$$

Hierbei ist R der Reflexionsfaktor, η_q der genannte Quantenwirkungsgrad, Φ/A der auftreffende Quantenfluß pro Fläche und α der Absorptionskoeffizient. Sieht man von der Ortsabhängigkeit der Generationsrate ab, so ergibt sich der Photostrom aus der Generationsrate und dem Volumen, in dem die Generation stattfindet:

$$I_{ph}(\Phi) = e_0 A (W_s + L_n + L_p) G \quad (32)$$

W_s ist dabei die Breite der Verarmungszone, L_n bzw. L_p die jeweilige Diffusionslänge im n-, bzw. p-dotierten Bereich. In den Absorptionkoeffizienten α gehen die Wellenlänge, Diodenaufbau und das Halbleitermaterial ein; dies führt je nach Anforderung zu unterschiedlichen Bauformen.

Der Photostrom I_{ph} addiert sich zum einfachen Diodenstrom, der sich aus folgenden Überlegungen ergibt [ASH81]:

Betrachtet man einen inhomogenen Halbleiter mit einer n-dotierten und einer p-dotierten Schicht, so stellt man fest, daß sich nach Zusammenbringen der Schichten aufgrund der chemischen Potentialdifferenz ein Diffusionsstrom I_{Diff} von Elektronen in die p-Schicht und umgekehrt ein entsprechender Strom von Löchern in die n-Schicht ausbildet.

Da sich die n-Schicht infolge der zurückbleibenden positiven Ionenrümpfe positiv und die p-Schicht entsprechend negativ auflädt, kommt es zu einem jeweils entgegenwirkenden Feldstrom I_{Feld} . Es fließt kein Nettostrom mehr, wenn $I_{Feld} = I_{Diff}$ ist. Es hat sich währenddessen zwischen der n-Schicht und der p-Schicht eine an freien Ladungsträgern arme Zone gebildet, die durch Einfügen einer eigenleitenden (intrinsischen) Zwischenschicht vergrößert werden kann.

Durch Anbringen einer externen Spannung U_{ext} wird diese Balance zerstört. Es soll zunächst der Löcherstrom betrachtet werden; er besteht aus zwei Komponenten:

Generationsstrom: Jedes in der n-Schicht durch thermische Exzitation erzeugte freie Loch ("Minoritätsladungsträger") wird sofort der elektronischen Potentialdifferenz folgen und in die p-Schicht hinüberwandern. Der Generationsstrom ist unabhängig von einer externen Spannung, da jedes Loch, das von der n-Seite her die Verarmungszone erreicht, dem starken elektrischen Feld, das sich zwischen den Schichten ausbildet, ungehindert folgen kann.

Rekombinationsstrom: Das elektrische Feld behindert dagegen die Rekombination der Löcher in der p-Schicht mit den Elektronen der n-Schicht. Es diffundieren nur diejenigen Löcher in die n-Schicht, deren thermische Energie größer als die Potentialbarriere ist, vgl. Abb.12. Die Wahrscheinlichkeit mit der das geschieht, ist für nichtentartete Halbleiter durch die *Boltzmannstatistik* gegeben; d.h. die Zahl solcher Löcher ist proportional dem Boltzmannfaktor $e^{-e_0 \Delta \phi / k_B T}$ ⁶. Demzufolge gilt für den Rekombinationsstrom I_h^{Rek} :

$$I_h^{Rek} \sim e^{-e_0 [(\Delta \phi)_0 - U_{ext}] / k_B T} \quad (33)$$

Hierbei ist $(\Delta \phi)_0$ die Potentialdifferenz für $U_{ext} = 0 V$. Ein typischer Wert für $(\Delta \phi)_0$ für übliche Si-Dioden ist 0.7V [BIA85]. Vergleicht man Rekombinations- und Generationsstrom für $U_{ext} = 0 V$, so muß gelten:

$$I_h^{Rek} \Big|_{U_{ext}=0} = I_h^{Gen} \quad (34)$$

Unter Einbeziehung von Gl.(33) erfordert dies, daß gelten muß:

$$I_h^{Rek} = I_h^{Gen} e^{e_0 U_{ext} / k_B T} \quad (35)$$

Der Gesamtstrom ergibt sich nun aus der Summe der beiden Beiträge:

$$I_h = I_h^{Rek} - I_h^{Gen} = I_h^{Gen} \left(e^{e_0 U_{ext} / k_B T} - 1 \right) \quad (36)$$

Entsprechendes gilt für den Elektronenstrom mit umgekehrten Vorzeichen, so daß insgesamt gilt:

$$I = \left(I_h^{Gen} + I_e^{Gen} \right) \left(e^{e_0 U_{ext} / k_B T} - 1 \right) \quad (37)$$

Die Kennlinie einer Photodiode ergibt sich demnach aus dem Dunkelstrom, der durch Gl. (37) beschrieben wird und dem Photostrom $I_{ph}(\Phi)$:

$$I = I_0 \left(e^{e_0 U_{ext} / U_T} - 1 \right) - I_{ph}(\Phi) \quad (38)$$

mit $I_0 = I_h^{Gen} + I_e^{Gen}$ und $U_T = k_B T$.

Die Photodiode wird im Sperrbereich betrieben, so daß der Strom der absorbierten Strahlung proportional wird. Wenn die Schicht, in der die Ladungsträgergeneration stattfindet, durch Einfügen einer eigenleitenden (intrinsischen) Schicht vergrößert wird, wird aus der PN- die PIN-Photodiode.

Legt man eine Vorspannung U_{ext} in Sperrichtung über die Diode, so ergeben sich folgende Konsequenzen:

- Vergrößerung des empfindlichen Bereichs der Photodiode.
- Verkürzung der Ansprechzeit durch Erhöhung der Driftgeschwindigkeit.

⁶ k_B ist die Boltzmannkonstante: $k_B = 8.61735 \cdot 10^{-5} eV K^{-1}$.

- Verkleinerung der Kapazität; dies bedingt eine Verringerung des Dioden-Vorverstärker- rauschens.
- Erhöhter Dunkelstrom nach Gl.(38), was verstärktes Diodenrauschen bedeutet.

Aus den letzten beiden Punkten ergibt sich, wie in Kap. 3.1.5. gezeigt wird, eine optimale Vorspannung für den Betrieb der Photodioden.

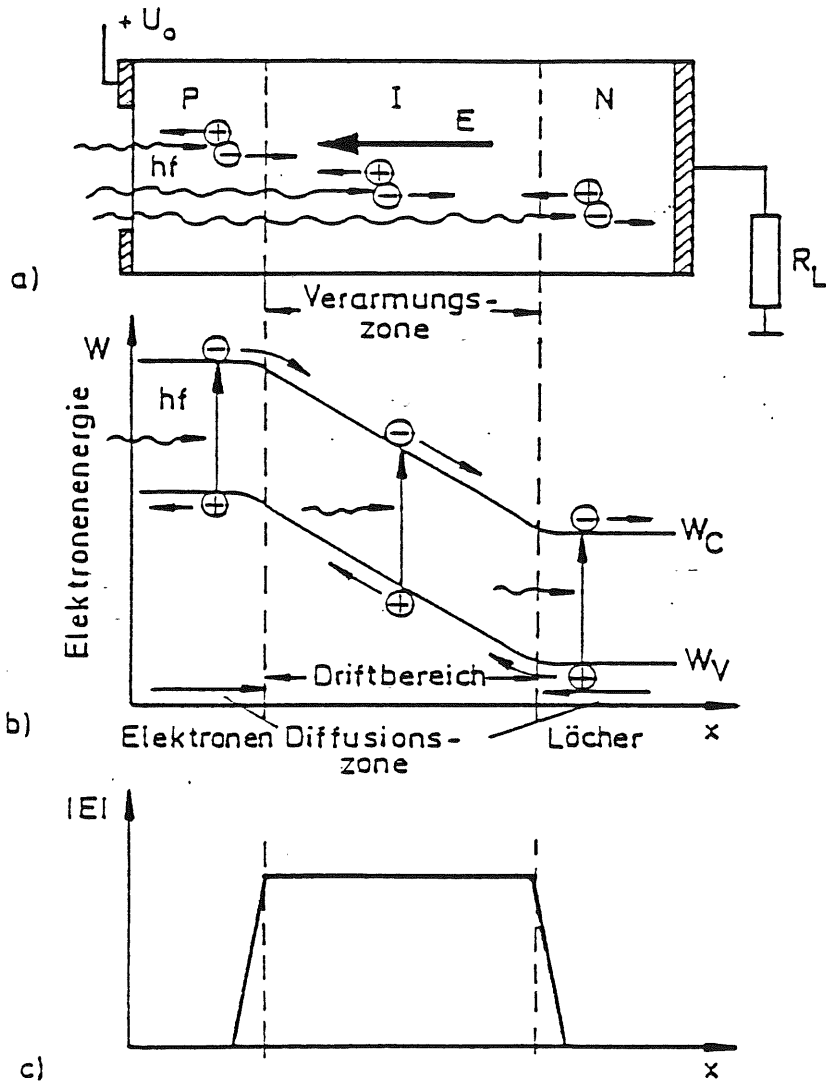


Abbildung 12: Potential und Feldverlauf einer PIN-Photodiode (aus [PAU85])

3.1.2 Spektrale Empfindlichkeit

Eine wichtige Eigenschaft im Hinblick auf die benutzten Wellenlängenschieber ist die spektrale Empfindlichkeit einer Photodiode, definiert als das Verhältnis von erzeugtem Photostrom I_{ph}

zur auftretenden Strahlungsleistung $\Phi_{e,\lambda}$:

$$\mathfrak{R}(\lambda) = \frac{dI_{ph}}{d\Phi_{e,\lambda}} \quad (39)$$

Sie ergibt sich aus der Quantenausbeute η_q und der Energie $h\nu$ der einfallenden Lichtquanten:

$$\mathfrak{R}(\lambda) = \frac{e_0 \lambda}{h c} \eta_q \quad (40)$$

Die Empfindlichkeit wird nach kleinen Wellenlängen hin durch die p-Schicht, bzw. die Transparenz des Eintrittsfensters und nach großen Wellenlängen durch die Bandlücke von Silizium[1.14eV] (D.h. die Diode wird für Quanten mit einer Energie $E \leq 1.14 eV$, bzw. für Wellenlängen $\lambda \geq 1087 nm$ transparent.) begrenzt. Im Zwischenbereich ist die Quantenausbeute annähernd konstant und dementsprechend wird die spektrale Empfindlichkeit nach Gl. (40) linear in λ . Das entspricht qualitativ dem in Abb. 13 [LOR86] dargestellten Verlauf.

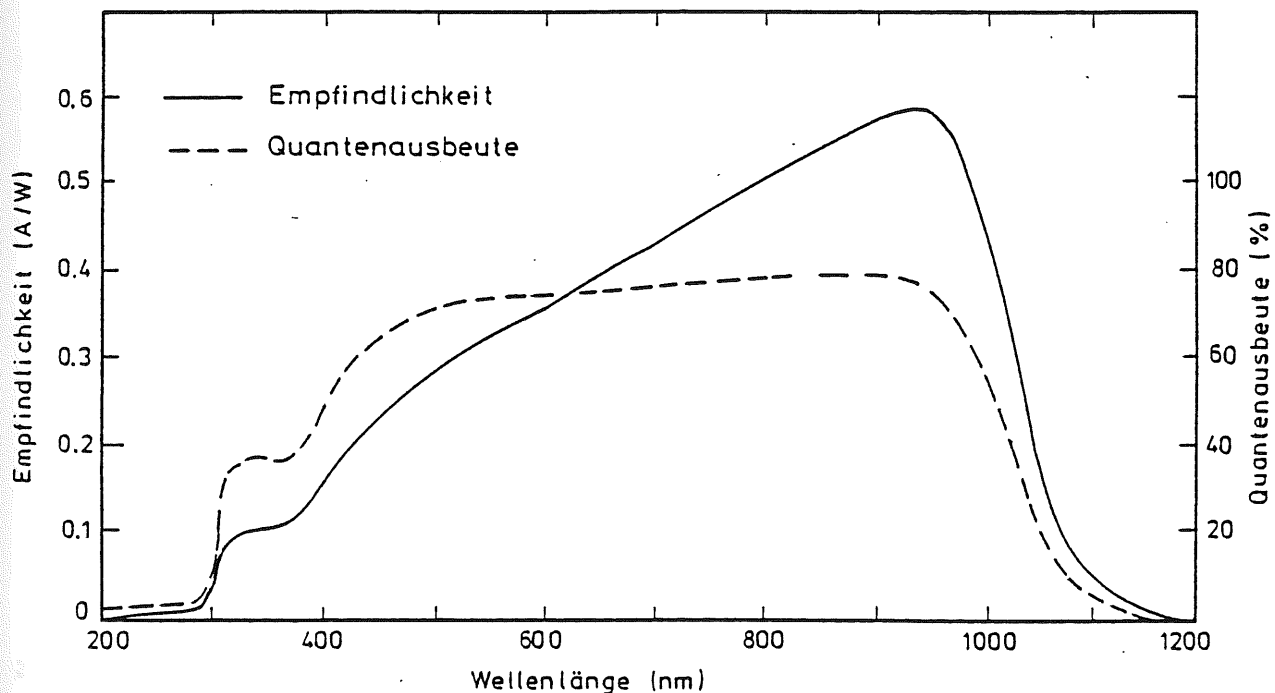


Abbildung 13: Quantenausbeute und Spektrale Empfindlichkeit einer Photodiode in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ

3.1.3 Kapazitäten von Photodioden

Elektrisch gesehen ist eine Photodiode einfach ein Plattenkondensator der Fläche a mit Plattenabstand d [GRO87]:

$$c_d = 106 \frac{a[\text{cm}^2]}{d[100 \mu\text{m}]} [\text{pF}] \quad (41)$$

Die Breite ⁷ der Verarmungszone ist gegeben durch Gl. (42):

$$d = 0.54 \sqrt{\rho[\Omega \text{cm}] \cdot ((\Delta \Phi)_0[\text{V}] - U_{ext}[\text{V}])} [\mu\text{m}] \quad (42)$$

Dabei ist $(\Delta \phi)_0$ die Offsetspannung von ca. 0.7 V und U_{ext} die Vorspannung.

Die Forderung nach schmaler p- und breiter i-Schicht führt zu dem in Abb. 14 dargestellten Aufbau einer Photodiode [HAMDA]:

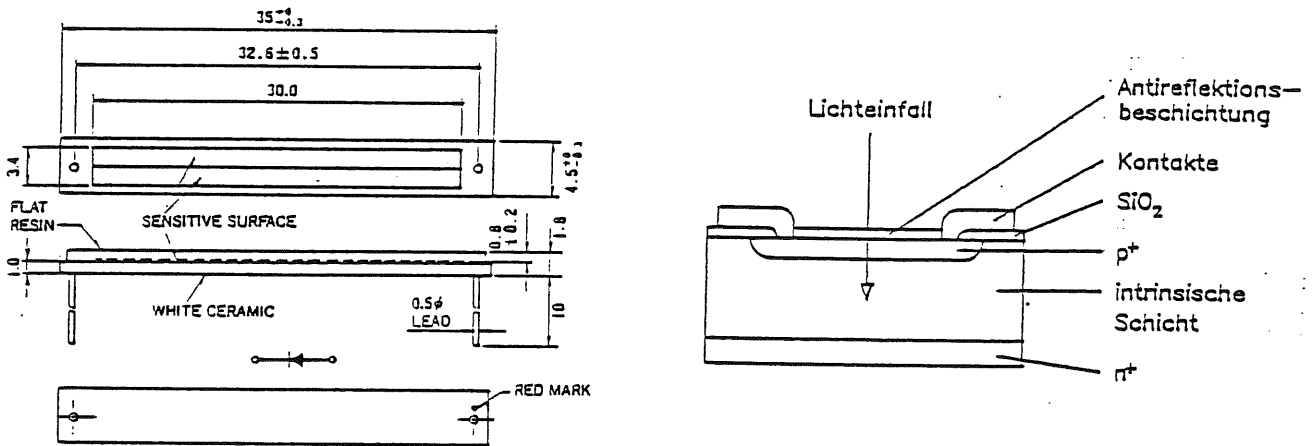


Abbildung 14: Photodioden-Schnittbild

3.1.4 Rauschverhalten von Photodioden und ladungsempfindlichen Vorverstärkern

Unter Rauschen versteht man kleine, schnell veränderliche Wechsellspannungen, die auch ohne externe Spannungen an einem Leiter anliegen können. Einen für Si-Halbleiterdioden wichtigen Anteil macht das sogenannte "weiße" Rauschen aus, das sich aus dem thermischen Rauschen und dem Schrotrauschen zusammensetzt.

Ursache des **thermischen Rauschens** ist die durch die *Brownsche Bewegung* bedingte unregelmäßige Bewegung der Leitungselektronen: Mitunter haben viele Elektronen die gleiche Richtung, demzufolge eine kurzzeitige Spannungsspitze an den Kontakten des Leiters auftritt. Das thermische Rauschen wird durch das *Nyquist-Theorem* beschrieben:

⁷Eine ausführliche Ableitung dieser Formel findet man bei [ASH81].

Die sehr kurzen Spannungsspitzen haben ein sehr breites kontinuierliches Spektrum, so daß die effektive Rauschspannung U_{eff} , definiert als der zeitliche Mittelwert des Quadrats einer Spannungsschwankung $U_{eff} = \sqrt{\overline{U(t)^2}}$, proportional zur Frequenzbreite Δf des weiterverarbeitenden Verstärkers sein wird. Außerdem wächst die Rauschspannung mit der Temperatur T und dem Widerstand R . Diese Überlegungen führen auf die *Nyquistsche Formel*:

$$U_{eff} = \sqrt{\overline{U(t)^2}} = \sqrt{4k_B T R \Delta f} \quad (43)$$

Das **Schrotrauschen** entsteht aus den Fluktuationen im Stromfluß der jeweils entstehenden Minoritätsladungsträger, die umso größer sind, desto weniger Ladungsträger am Strom beteiligt sind, da statistische Schwankungen mit abnehmender Zahl der Teilchen relativ zunehmen. Das entsprechende Rauschstromquadrat $\overline{I_s^2}$ ergibt sich nach *Schottky* aus der Poisson-Statistik und ist proportional zum Ladungsträgerstrom und wiederum zur Bandbreite Δf des Verstärkers:

$$\sqrt{\overline{I_s^2}} = \sqrt{2q I_L \Delta f} \quad (44)$$

Der Ladungsträgerstrom I_L setzt sich aus dem Photostrom I_{ph} und dem vorspannungsabhängigen Dunkelstrom zusammen.

Als weiterer Term kommt bei niedrigen Frequenzen das $1/f$ - bzw. **Funkelrauschen** hinzu, das auf sich langsam verändernde Oberflächenzustände zurückzuführen ist. Wie schon aus dem Namen hervorgeht, ist es sehr stark frequenz-, aber nur wenig temperaturabhängig; für Si-PIN-Photodioden ist es nach [LOR86] aber zu vernachlässigen.

Ein Maß für das Rauschen ist die *äquivalente Rauschladung ENC*:

$$ENC = \frac{\sum C_i}{e_0} U_{eff} \quad (45)$$

Die äquivalente Rauschladung ist demnach die Zahl der zum Strom beitragenden Elementarladungen e_0 , die durch das Rauschen entstanden sind. Die einzelnen Beiträge zur *ENC* ergeben sich aus der Betrachtung des Ersatzschaltbildes zum Dioden-Vorverstärker-System [GRO87], vgl. Abb. 15.

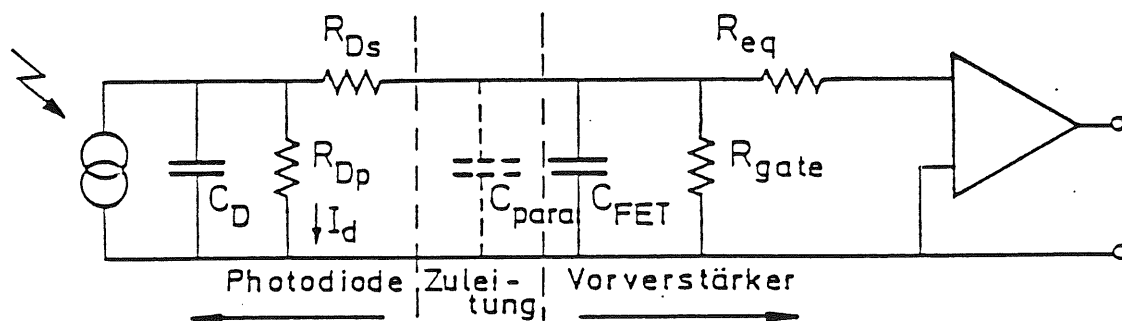


Abbildung 15: Ersatzschaltbild des Dioden-Vorverstärkersystems

Der Aufbau der Schaltung besteht prinzipiell aus einem Gesamt-Serienwiderstand $R_S = R_{D_s} + R_{eq}$ und einem Gesamt-Parallelwiderstand $R_P = \frac{R_{D_p} + R_{gate}}{R_{D_p} R_{gate}}$, sowie einer am Eingang des Vorverstärkers anliegenden Gesamtkapazität $C_{ges} = C_D + C_{para} + C_{FET}$.

Das thermische Rauschen des Drain-Source-Kanals des Feldeffekttransistors wird durch den Parallelwiderstand R_{eq} berücksichtigt; R_{gate} ist der ohmsche Eingangswiderstand des FETs [STR84].

Die mittlere quadratische Rauschladung für den *seriellen Widerstand* erhält man aus der Definition Gl. (45) und der Nyquist-Formel Gl. (43):

$$\overline{ENC_S^2} = \overline{U_{eff}^2} C_{ges}^2 = 4 k_B T R_S \Delta f C_{ges}^2 \quad (46)$$

Die mittlere quadratische Rauschladung für den *Parallelwiderstand* ergibt sich gemäß der Beziehung $Q = \int I(t) dt$ aus den Rauschstromquellen und der Zeitkonstanten $\tau = 1/\Delta f$ der nachfolgenden Verstärkerstufen (Differentiations- und Integrationsstufe):

$$\overline{ENC_P^2} = \tau^2 \overline{I_n^2} = \frac{4 k_B T}{R_P} \Delta f \quad (47)$$

Die Rauschladung für das *Schrotrauschen* ergibt sich mit der Gl. (44) aus den Leckströmen:

$$\overline{ENC_{Schrot}^2} = \tau^2 \overline{I_{n,schrot}^2} = \frac{2 q I_L}{\Delta f} \quad (48)$$

Die gesamte quadratische Rauschladung folgt aus der Summe der drei Beiträge:

$$\overline{ENC_{total}^2} = 4 k_B T R_S \Delta f C_{ges}^2 + \frac{4 k_B T}{R_P} \Delta f + \frac{2 q I_L}{\Delta f} + \dots \quad (49)$$

3.1.5 Messungen an Photodioden

Messung der Kapazität von Photodioden mit einem rückgekoppelten Operationsverstärker in Abhängigkeit von der Vorspannung Die Kapazitäten von vier Photodioden wurden mit Hilfe des folgenden Schwingkreises gemessen, vgl. Abb. 16. Die Schaltung ist ein Nachbau, das im Original von Mitgliedern einer Gruppe am CLEO-II-Detektor⁸ stammt [BIA85] und nach folgendem Prinzip funktioniert: Zentraler Bestandteil der Schaltung ist der rückgekoppelte Operationsverstärker LM311N, der nach Anlegen einer Vorspannung auf -12 V durchschaltet. Dieser Wert wird durch Rückkopplung an den nichtinvertierenden Eingang des Verstärkers aufrechterhalten, bis die Kondensatoren aufgeladen sind. Dann findet eine Umladung statt und der Verstärker schaltet auf +12 V um. Dieser Wert wird ebenfalls durch die Rückkopplung aufrechterhalten, bis eine erneute Umladung stattfindet [FED87]. Es entstehen also Rechtecksignale, deren Dauer proportional zum Eingangswiderstand R und zur Diodenkapazität C_j ist. Dies gilt, solange $C \gg C_j$, wobei C die Eingangskapazität ist.

Die Eichung wurde mit an Stelle der Dioden eingesetzten Kapazitäten, deren Größe vorher mit einer Kapazitätsmeßbrücke bestimmt wurde, vorgenommen. Dann wurden Meßwerte für verschiedene Vorspannungen für vier *Hamamatsu-S2575*-Dioden genommen: Es wurde an einem Oszillographen die der jeweiligen am BIAS-Eingang anliegenden Vorspannung entsprechende Breite des Ausgangssignals des selbstgebaute Frequenzmeßgeräts abgelesen und mit Hilfe der Eichung in pF umgerechnet. Die Vorspannung, die einem im Bereich von 0 bis

⁸Dieser Detektor befindet sich am Cornell storage ring (CESR).

20 V arbeitenden Spannungsgerät entnommen wurde, wurde dabei in 0.5 V-Schritten variiert. Nach dem Einstellen eines neuen Spannungswertes mußte ca. 10 Sekunden gewartet werden, bis sich das Ausgangssignal nach einer Einschwingphase auf einen konstanten Wert eingependelt hatte. Die Eichung ist in Abb.17, die Meßergebnisse sind in der Abb.18 dargestellt.

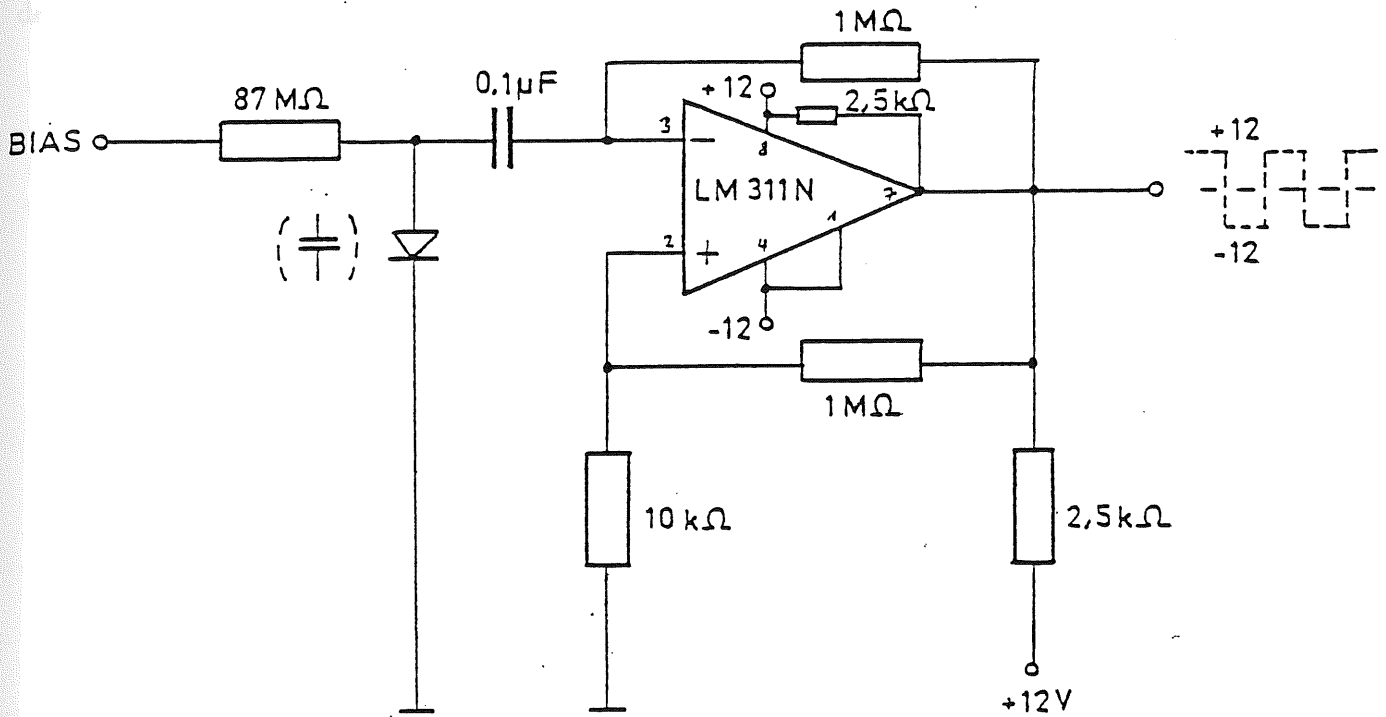


Abbildung 16: Schaltung zur Kapazitätsmessung von Photodioden

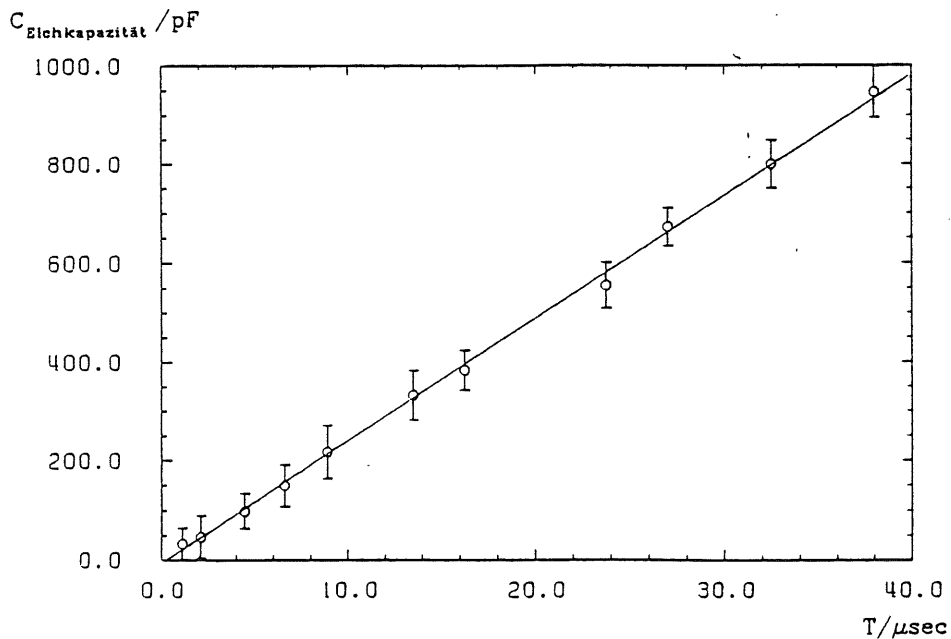


Abbildung 17: Eichung der Schaltung

Messung der Leckströme von Photodioden Anschließend an die Kapazitätsmessung wurde die Dunkelkennlinie ebenfalls in Abhängigkeit von der Vorspannung gemessen. Dabei war wie bei allen Messungen auf möglichst gute Lichtdichtigkeit zu achten. Die Messungen der Leckströme wurden mit einem hochempfindlichen Elektrometer gemacht, da die zu erwartenden Dunkelströme im nA-Bereich lagen. Die Vorspannung lieferte wieder die auch bei den Kapazitätsmessungen im Bereich von 0–20 V regelbare Spannungsversorgung.

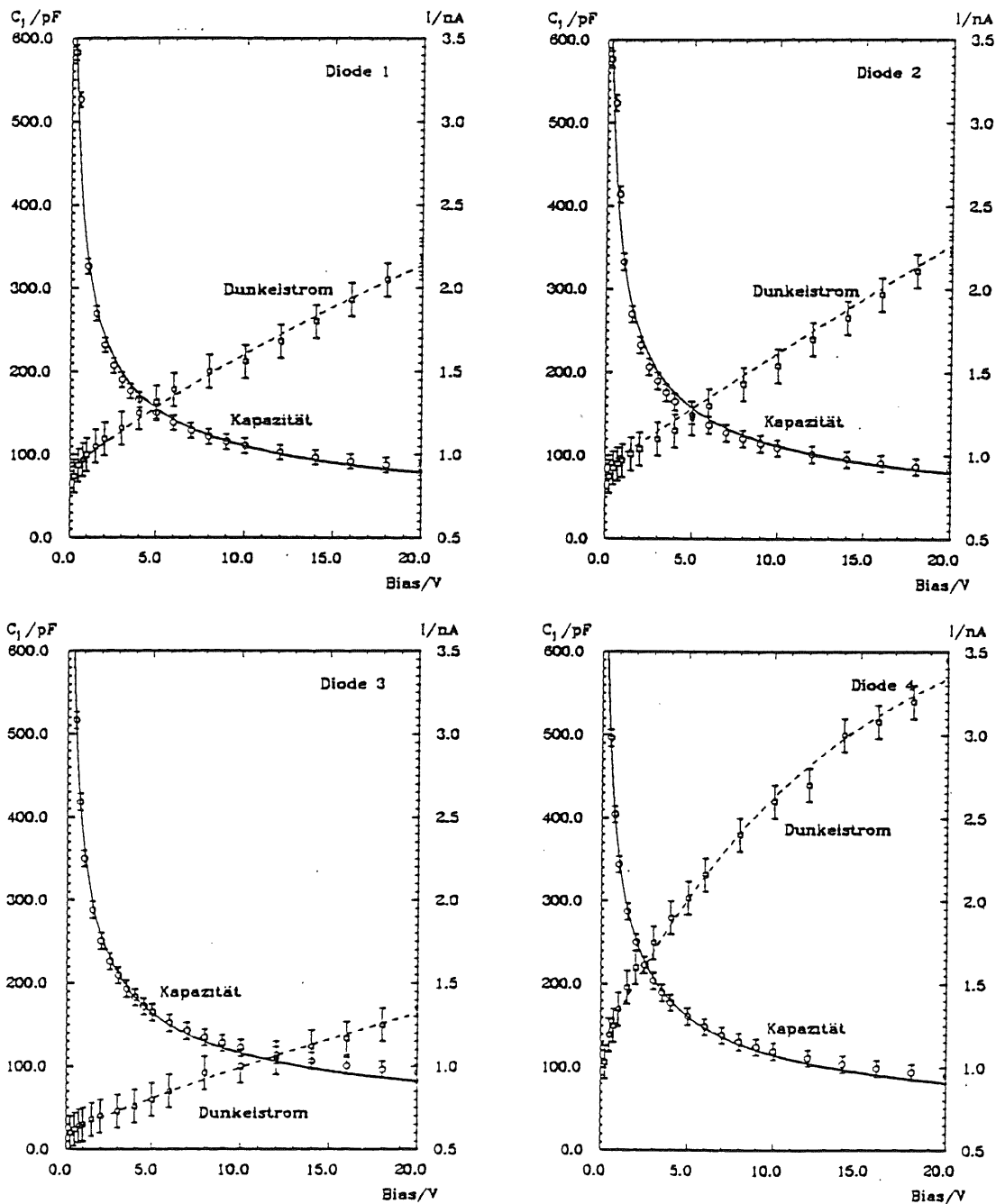


Abbildung 18: Kennlinie und Kapazität von vier Photodioden

In beiden Fällen wurden den Meßwerten entsprechende Kurven nach der Methode der kleinsten Quadrate angepasst. Dabei liegen der Anpassung an die Kapazitäten die Gln. (41 + 42) und der Anpassung an die Dunkelströme die Gl. (38) zugrunde. Bei den Kapazitäten

der vier gemessenen Dioden sind keine wesentlichen Unterschiede festzustellen, während die Größe des entsprechenden Dunkelstroms doch von Diode zu Diode stark schwankt. Insbesondere bei Diode 4 läßt sich ein erhöhter Dunkelstrom feststellen. Das bedeutet, daß vor Einsatz der Dioden im Experiment Qualitätsprüfungen durchgeführt werden müssen!

Aus den Kurven läßt sich ferner das Verhalten des elektronischen Rauschens ableiten: Die Kapazität wird bei Erhöhen der Vorspannung geringer und damit wird auch das nach Gl. (43) beschriebene serielle Rauschen kleiner. Gleichzeitig erhöht sich aber das nach Gl. (44) sich aus den Dunkelströmen ergebende Schrotrauschen. Man muß also durch Variieren der Vorspannung ein Minimum der in Gl. (45) eingehenden Summe der Beiträge auffinden. Abb. 19 gibt den mit einem Taschen-RMS-Voltmeter gemessenen Zusammenhang zwischen Rauschen und Vorspannung für zwei verschiedene Diodentypen wieder [FED88].

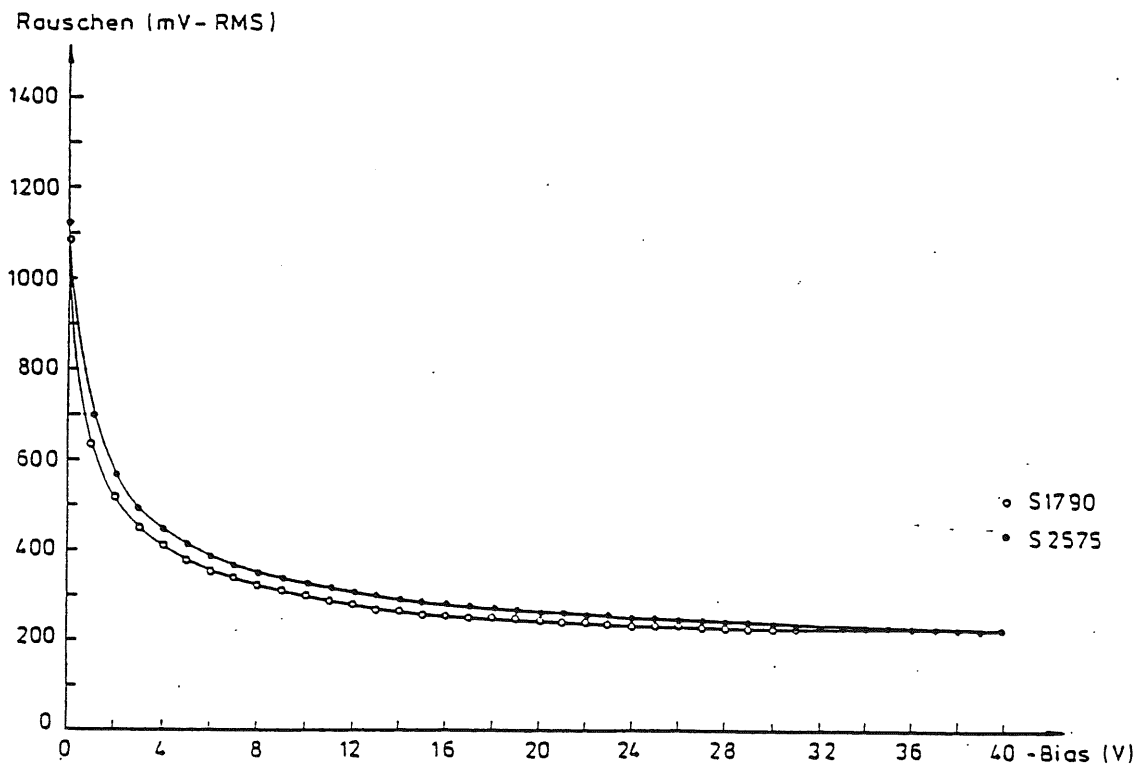


Abbildung 19: Zusammenhang zwischen Rauschen und Vorspannung

Die ebenfalls in Gl. (45) eingehende Zeitkonstante τ muß ebenso auf einen günstigen Wert eingestellt werden. Ein erfahrungsgemäß günstiger Wert für τ ist $2 \mu\text{sec}$.

Die Messungen fanden bei Raumtemperatur statt; Beeinflussungen durch Temperaturschwankungen wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht gemessen.

Untersuchungen mit γ -Quellen Eichungen einer Impulshöhenskala in erzeugten Elementarladungen e_0 können mit Hilfe von γ -Quellen vorgenommen werden. Läßt man niederenergetische γ -Quellen (z.B. ^{57}Co oder ^{241}Am) direkt auf eine Diode einstrahlen, so wird im Photoeffekt die gesamte Energie der γ -Quanten in der sensitiven Schicht deponiert. Das beim Elektroneneinfang (E.C.) entstehende Spektrum von ^{57}Co weist z.B. bei 122 keV eine ausgeprägte und bei 136 keV eine etwas weniger starke Linie auf (Bei dem ebenfalls zur Eichung benutzten ^{241}Am liegt eine starke Linie bei 59.5 keV.) [NUKIN]. Die Anzahl N_{e_0} der erzeugten Elementarladungen e_0 ergibt sich aus den 122 keV, bzw. 136 keV geteilt durch die für eine Elektron-Loch-Paar-Generation benötigte mittlere Energie von 3.62 eV [GRO87]:

$$N_{e_0} = \frac{E_\gamma[\text{eV}]}{3.62 \text{ eV}} \quad (50)$$

Die Bandlücke von Silizium hat zwar eine energetische Breite von 1.14 eV, es treten beim Generationsprozeß aber auch andere Prozesse, wie z.B. Anregungen von Phononen auf, die entsprechend in die Energiebilanz eingehen. Eine Darstellung des Aufbaus zu den Quellenmessungen erfolgt im Kap. 4.2.1 im Zusammenhang mit den Messungen am Doppelmodul und den dazugehörigen Eichungen, vgl. Abb. 31. Abb. 20 zeigt zwei typische Signalhöhenspektren.

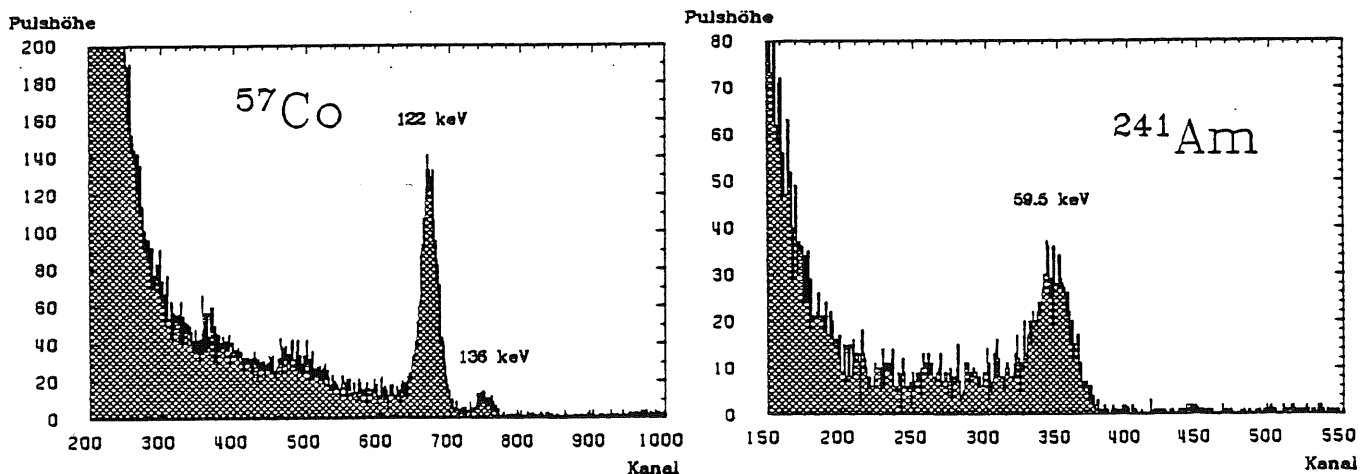


Abbildung 20: Spektren von ^{57}Co und ^{241}Am

Bemerkungen zur Hamamatsu-Diode S2575 Die Dioden wurden entsprechend der Wellenlängenschieberabmessung bestellt, wobei die sensitive Fläche der Diode nicht genau der Stirnseite der Wellenlängenschieber angepaßt sein muß, da nach Groom [GRO87] das Rausch-zu Signal-Verhältnis unabhängig von der Größe der Diodenfläche ist und nur von der Größe der Stirnseite der Wellenlängenschieber abhängt. Dies kann man einsehen, wenn man annimmt, daß die gesammelte Lichtmenge näherungsweise proportional zum Verhältnis der sensitiven Fläche a der Photodiode zur Stirnseite A des Wellenlängenschiebers ist. Das Rauschen ist nun laut Gl. (43) proportional zur Kapazität der Diode, die sich nach Gl. (41)

als proportional zur Fläche a erweist. Demnach ist insgesamt das Verhältnis von Rauschen zu Signalhöhe proportional zur Querschnittsfläche A des Wellenlängenschiebers. Die Maße der Photodiode entnehme man der Abb. 14 [HAMDA]!

3.2 Wellenlängenschieber und Szintillatoren

3.2.1 Eine kurze Beschreibung der benutzten Szintillatoren

Die Umwandlung der Energie der Schauerteilchen in Licht findet in dem häufig verwendeten und gut bekannten Plastik(Polystyrol)-Szintillator **SCSN38** statt. Der Umwandlungsprozess beruht auf dem *Fluoreszenzprinzip*: Auffallende elektromagnetische Strahlung wird von den Farbstoffmolekülen teilweise absorbiert und als Strahlung der gleichen oder höherer ⁹ Wellenlänge momentan (Die Abklingzeit des Prozesses beträgt nur 10^{-7} bis 10^{-9} Sekunden.) wieder emittiert. Diese Verschiebung der Energie wird als *Stokes shift* bezeichnet. Geeignet für kalorimetrische Messungen sind solche Szintillatoren, die eine Absorptionslänge von wenigen mm haben, deren Transparenz bezüglich des emittierten Lichts aber hinreichend groß ist; d.h. die *Selbstabsorption* muß genügend klein sein.

Man erreicht beim Szintillator SCSN38 durch Beimischung der Farbstoffe *b-PBD* und *BDB* eine Vergrößerung der Abschwächlänge von etwa 1 mm des primären Szintillators auf ca. 1 m. Eine Gegenüberstellung von Absorptions- und Emissionsspektren der Farbstoffe findet sich bei [KAM83], vgl. Abb. 21: Letzten Endes wird UV-Licht in blaues Licht mit einem Maximum bei ca. 430 nm umgewandelt.

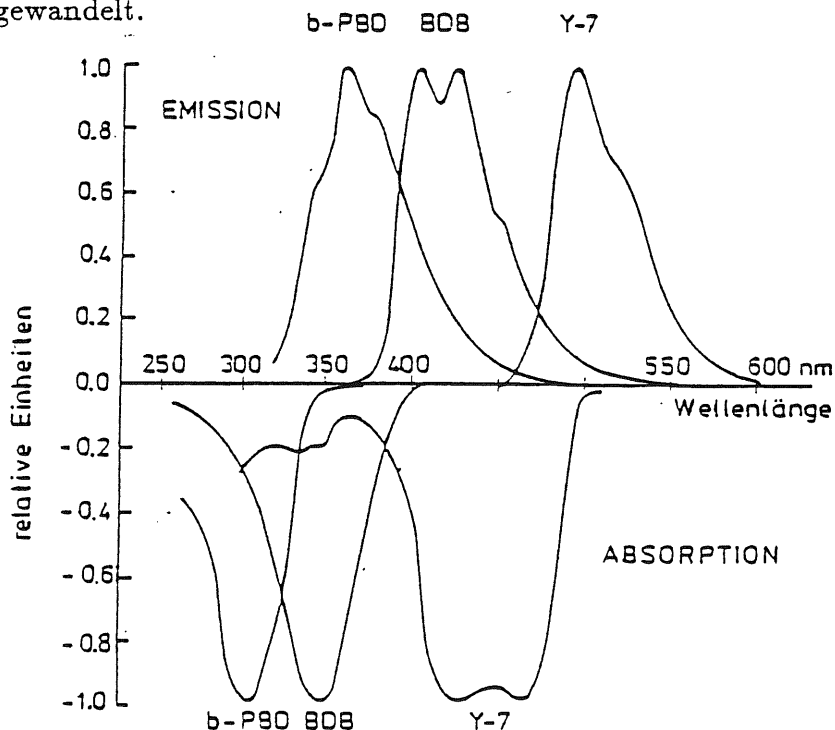


Abbildung 21: Absorptions- und Emissionsspektren der Farbstoffe im Szintillator SCSN38

Die Lichtüberführung auf einen Photomultiplier (PM) oder eine Photodiode (PD) geschieht durch seitlich angebrachte Wellenlängenschieberstäbe, die durch Totalreflexion oder

⁹In Ausnahmefällen wie z.B. bei der *Raman*-Streuung können auch Emissionen bei kleineren Wellenlängen stattfinden, wenn molekulare Rotations- bzw. Vibrationszustände durch thermische Stoßanregung zusätzlich angeregt sind (Anti-Stokes-Linien).

diffuse Reflexion das Licht weiterleiten. Bei den *Photomultipliern* wurde darauf geachtet, daß die durch die erneute Absorption und Reemission im Stab bedingte Stokesshift nicht zu groß wird, denn Photomultiplier haben häufig gerade im blauen Bereich ihre maximale Empfindlichkeit. Es mußte also ein Kompromiß zwischen möglichst geringer Selbstabsorption und möglichst guter Anpassung an die PM gemacht werden. Es wurde daher der Wellenlängenschieber Y7 entwickelt, dessen Basis Plexiglas (PMMA) ist ¹⁰. Das Maximum des Y7-Emissionsspektrums [KAM83] liegt bei 500 nm.

Besser wäre es, für Photodioden einen Wellenlängenschieber zu haben, dessen Emissionsmaximum im Roten liegt, dem empfindlichsten Bereich der Photodioden (Abb. 13), und dessen Absorptionsspektrum über den grünen Bereich hinaus ins Blaue reicht. Es wurden deshalb am *Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik* in München verschiedene Wellenlängenschieber hergestellt und untersucht ¹¹. Eine Probe eines für die Photodiodenauslese günstigen Wellenlängenschiebermaterials wurde unserem Institut zur Verfügung gestellt. Die hierbei benutzten Wellenlängenschieberstoffe sind die *BASF*-Farbstoffe #084 und #241 [FIS85]; Die Lichtausbeute sollte um den Faktor 1.5 besser sein als bei Y7.

Auch diese Wellenlängenschieber wurden untersucht und als Alternative zu dem kommerziell erhältlichen Y7 in den zweiten Modul bei den Teststrahlungsmessungen eingesetzt.

3.2.2 Untersuchungen an Wellenlängenschiebern mit einer UV-Lampe

Zur Bestimmung der Abschwächlängen des Wellenlängenschiebers Y7 und des anderen im folgenden als *Lorenz*-Wellenlängenschieber bezeichneten Materials wurde ein lichtdichtes Gehäuse in den Abmessungen des Wellenlängenschiebers gebaut, vgl. Abb. 22, in dessen Oberfläche Löcher von 3 mm Durchmesser im Abstand von 2 cm gebohrt wurden. Der Wellenlängenschie-

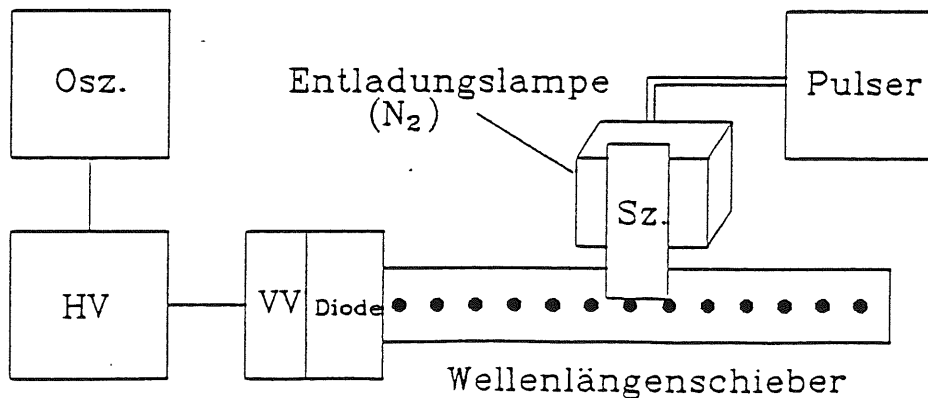


Abbildung 22: Messungen von Abschwächlängen

ber wurde in diffus reflektierenden weißen Zeichenkarton eingewickelt und in das Gehäuse gelegt. Dann wurde der Wellenlängenschieber mit den Lichtblitzen einer Stickstoff-Entladungslampe, die durch einen Nanosekunden-Pulser gezündet wurde, in der folgenden Weise angeregt: Das Emissionsmaximum der Entladungslampe lag im UV-Bereich, also wurde vor dem Austrittsfenster ein kleines Stück Szintillator SCSN38 angebracht, so daß das für die

¹⁰Dieser Wellenlängenschieber ist bei *Kyowa-Gass* (Japan) kommerziell erhältlich.

¹¹Eine ausführliche Beschreibung der Herstellung und der Untersuchung dieser Wellenlängenschieber findet man in [FIS85].

Anregung des Wellenlängenschiebers nötige blaue Licht erzeugt wurde. Dann wurde nacheinander in die Löcher eingestrahlt und das verstärkte Diodensignal am Oszillographen abgelesen. Der Hauptverstärker arbeitete bei einer Zeitkonstanten von $2 \mu\text{sec}$; die Vorspannung der Dioden war 20 V. Leider war die Intensität der Stickstofflampe über längere Zeiten nicht konstant, so daß die Messungen innerhalb kurzer Zeit durchgeführt werden mußten. In der Abb. 23 ist die am Oszillographen abgelesene Spannung U in V für verschiedene Materialien logarithmisch dargestellt. Zur Demonstration der Verluste, die bei den Wellenlängenschiebern auftreten sind die entsprechenden Signalhöhen eines Streifens SCSN38 ebenfalls dargestellt.

Es ergibt sich der erwartete Gewinn der Lichtausbeute des Lorenz-Wellenlängenschiebers gegenüber Y7 (Abb. 23).

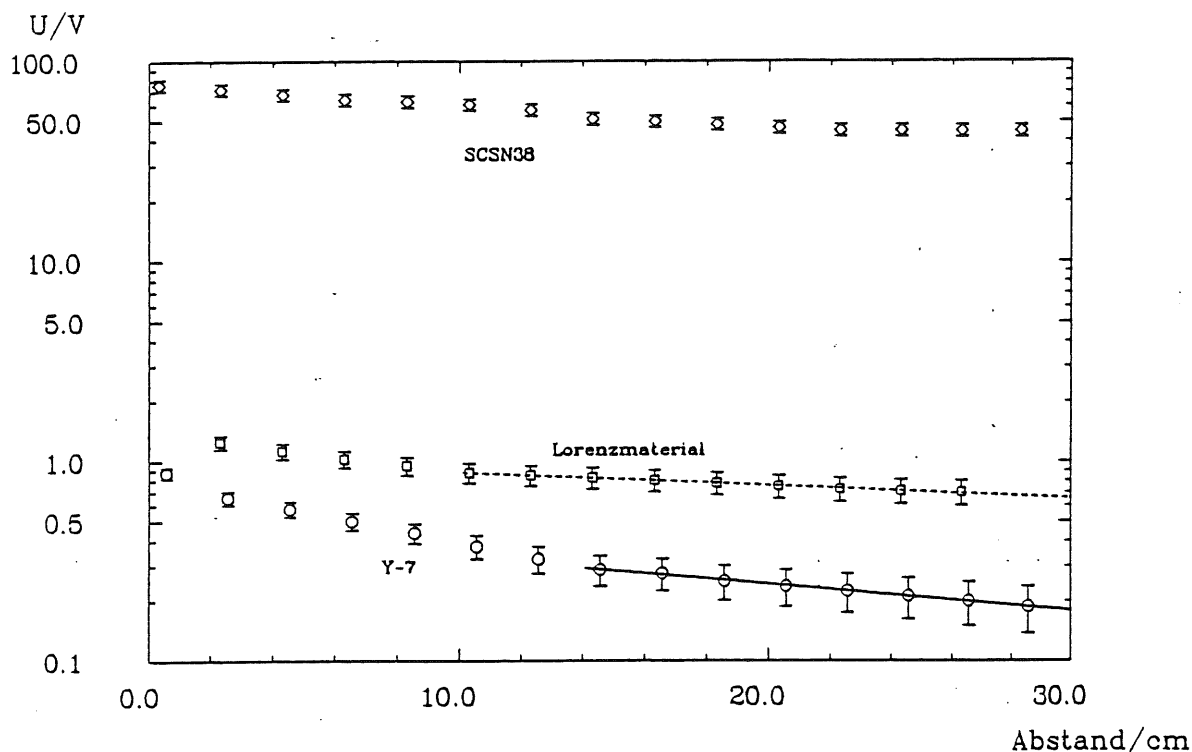


Abbildung 23: Abschwächung in Y-7- und Lorenz-Wellenlängenschiebern

Der Verlauf der Ortsabhängigkeit läßt sich im wesentlichen durch eine exponentielle Abhängigkeit, überlagert durch eine Raumwinkelabhängigkeit für kleine Abstände von der Photodiode darstellen. Berücksichtigt man noch Reflexionen am Endreflektor so ergibt sich nach [FIS85] der exponentielle Teil der Ortsabhängigkeit für einen Stab der Länge L für die Wellenlänge λ am Ort x , wobei der Ort $x = 0$ der Position der Diode entspricht, aus:

$$I(x, \lambda) = I_0 \left(e^{-\frac{x}{l(\lambda)}} + \text{const.} \cdot e^{-\frac{L}{l(\lambda)}} e^{-\frac{L-x}{l(\lambda)}} \right) \quad (51)$$

l ist dabei die wellenlängenabhängige Abschwächlänge. Die mit dieser Gleichung aus den Messungen im aus der Abbildung ersichtlichen Bereich errechneten Abschwächlängen sind $l = 32 \pm 9 \text{ cm}$ für Y7 und $l = 69 \pm 15 \text{ cm}$ für die Lorenz-Wellenlängenschieber, vgl. Abb. 23.

Für die Verluste im Lichtfluß kommen nach [FIS85] in Frage:

1. Verluste durch Fresnelreflexionen an der Oberfläche des Stabes

2. Transmission durch den Stab mit anschließender Absorption im Reflektor
3. Transmission zum Reflektor und von dort Rück-Transmission in den Szintillator oder das Blei
4. Absorption und Reemission in einen Winkel, der größer als der Grenzwinkel für Totalreflexion ist
5. Streuung an Verunreinigungen im Stab
6. Absorption ohne nachfolgende Reemission
7. Absorption an Verunreinigungen oder Defektstellen
8. seitlicher Verlust durch Verunreinigungen oder Kratzer an der Staboberfläche

Im Hinblick auf den letzten Punkt kommt es also auf einen sehr sorgfältigen Umgang mit den Wellenlängenschiebern an; am besten benutzt man hierzu OP- oder Apothekerhandschuhe. Darüberhinaus sind die Wellenlängenschieber vor übermäßigem Lichteinfall zu schützen, da z.B. Tageslicht die chemische Struktur der Farbstoffe zerstören kann.

Lichtaubeute und Abschwächlänge sind für verschiedene Chargen ¹² trotz gleicher Mischungsverhältnisse der Farbstoffe sehr unterschiedlich, so daß eine gegenüber Y7 günstigere Lichtausbeute nicht in allen Fällen erwartet werden kann; in der Abb. 24 ist z.B. die Häufigkeitsverteilung für gemessene Abschwächlängen aus einer Großproduktion von 6000 Szintillatorstreifen dargestellt [KLE85].

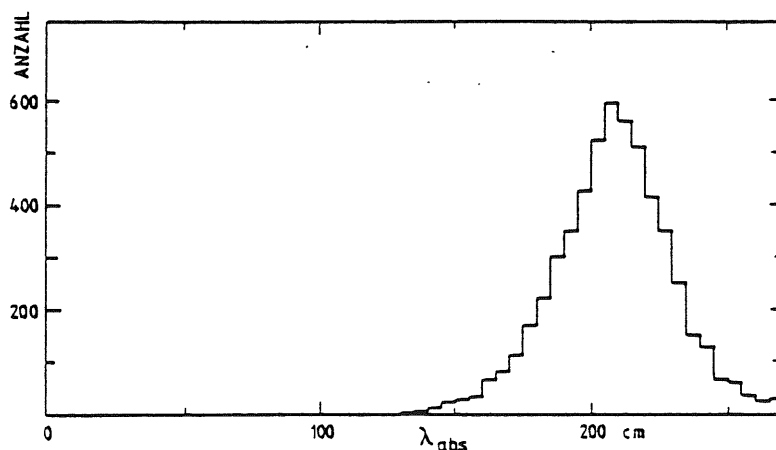


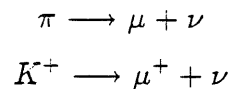
Abbildung 24: Streuung der Abschwächlängen

¹²Wellenlängenschieber werden häufig in Platten der Dicken 0.5 bis 30 mm und Flächen bis zu $2 \times 2 \text{ m}^2$ hergestellt.

3.3 Untersuchungen mit kosmischer Höhenstrahlung

3.3.1 Die Myonenkomponente der kosmischen Höhenstrahlung

Myonen entstehen als Zerfallsprodukte bei Sekundärprozessen aus der kosmischen Höhenstrahlung aus folgenden Zerfällen:



Die Intensität der Myonen auf Meeresniveau, also der Fluß der Myonen pro horizontaler Einheitsfläche pro Einheitsraumwinkel in vertikaler Richtung wird in [DAT86] mit $I = 1.1 \times 10^2 \text{ m}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$ angegeben. Die Winkelverteilung geht mit dem Zenitwinkel in der Form $\cos^2 \Theta$; bei Messungen mit kosmischen Myonen ist es also sinnvoll, den Detektor vertikal auszurichten. Das Myonenspektrum hat ferner ein Maximum bei 2 GeV und fällt im GeV-Bereich wie E^{-2} . Im Bereich von einigen TeV verläuft das Spektrum mit der Myonenenergie wie $E^{-3.6}$.

Der Energieverlust für Myonen in Materie wird im wesentlichen durch die Beiträge aus Ionisationsverlusten (i) und Bremsstrahlung (b) gebildet:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_i + \left(\frac{dE}{dx} \right)_b$$

Insbesondere bei nicht zu hohen Energien dominiert der Verlust durch Ionisation gegenüber Bremsstrahlungsverlusten. Der Grund hierfür ist, daß die Masse der Myonen, die in das Verhältnis von Strahlungs- zu Stoßverlusten eingeht, wesentlich größer ist als die Elektronenmasse; die Strahlungslänge X_0 der Myonen ist entsprechend groß, d.h. die Myonen schauern in den Modulen kaum auf¹³. *W. Lohmann et al* [LOM85] haben den Energieverlust von 1–10000 GeV für verschiedene Materialien berechnet und tabellarisch dargestellt. Die Aufstellungen lassen sich auf die Testmodule anwenden und führen für *Blei*, bzw. für das Szintillatormaterial *Polystyren* zu folgendem Ergebnis:

Material	E [GeV]	$\frac{dE}{\rho dx}$ [GeV g ⁻¹ cm ²]	ρ [g/cm ³]	Tiefe des Materials [cm]	Energieverlust [MeV]
Polystyren	2	0.2147×10^{-2}	1.060	16	36.4
Blei	2	0.1372×10^{-2}	11.350	12	186.9
total					223.3

Tabelle 3: Energieverlust in Blei und Polystyren

3.3.2 Aufnahme eines Myonenspektrums

Zur kalorimetrischen Messung der Höhenstrahlungsmyonen wurde das Kalorimetermodul in vertikaler Richtung aufgestellt und über das auch für die Meßzeiten benutzte Datenacquisitionssystem ausgelesen, vgl. Abb. 25. Da die in den sensitiven Schichten deponierte Myonenenergie mit 36.4 MeV sehr gering ist, mußte eine Triggerbedingung gesetzt werden in der Art,

¹³Dennoch treten mit einer geringen Wahrscheinlichkeit Prozesse mit großem Impulsübertrag auf, die zur Schauerbildung beitragen können.

daß das Modul zu genau definierten Zeiten ausgelesen wurde. Dazu wurde je ein Photomultiplier mit angebrachten Szintillatordpaddel der Fläche $10 \times 10 \text{ cm}^2$ einige mm oberhalb und unterhalb des Moduls montiert.

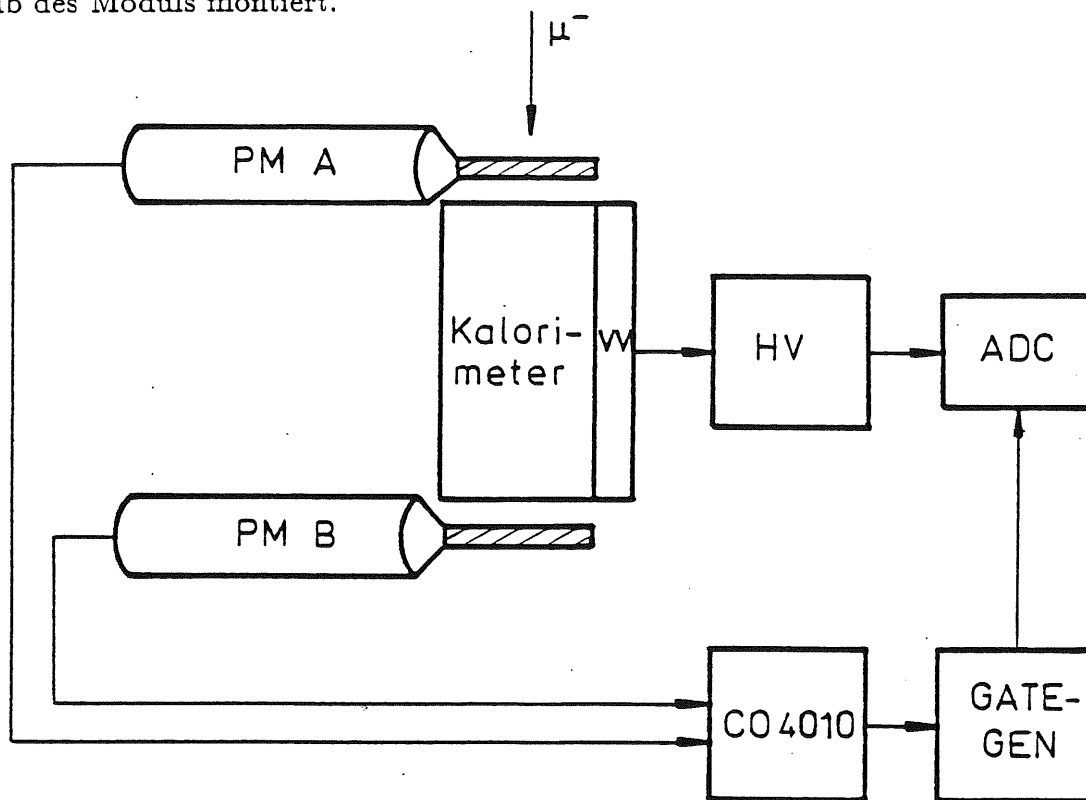


Abbildung 25: Aufbau zur Messung mit kosmischen Myonen

Die vier Diodensignale wurden immer dann aufgenommen, wenn beide Photomultiplier gleichzeitig ansprachen; d.h. für solche Ereignisse wurde über die schnelle Koinzidenz CO4010 und den nachfolgenden Gate-Generator ein Gatesignal von $3 \mu\text{sec}$ Dauer erzeugt; innerhalb dieser Zeit mußte das Myonensignal kommen. Der entsprechende Abgleich der Diodensignale auf das Gatesignal gestaltete sich als sehr umständlich, da bei einer Intensität von $I \simeq 1.1 \times 10^2 \text{ m}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$ und einer Fläche von 100 cm^2 nur $\simeq 0.66$ Myonen pro Minute pro sterad zu erwarten waren. Bedingt durch einen Abstand der Paddel von ca. 40 cm wurde nur ein kleiner Raumwinkel abgedeckt, so daß effektiv im Durchschnitt alle zwei Minuten ein Triggersignal erzeugt wurde.

Der Abgleich der Signale geschah nun so, daß ein Multiplier zwischenzeitlich aus der Koinzidenz genommen wurde, so daß nur einige der beim verbleibenden häufigeren Triggersignal vom Modul generierten Diodenpulsen solchen Myonen entsprachen, die das Modul vollständig durchquert haben. Nach diesem Abgleich wurde der zweite Photomultiplier wieder hinzugeschaltet, worauf eine Datenaufnahme über einen Zeitraum von 91 Stunden, bedingt durch den großen Abstand der Signale, erfolgte. Anschließend wurde ein Rauschspektrum aufgenommen, bei dem das Kalorimeter zu zufälligen Zeiten ausgelesen wurde (Das Gatesignal erzeugte dabei einer der in einiger Entfernung vom Kalorimeter aufgestellten Photomultiplier.). Das Ergebnis der Messungen sieht man in Abb. 26.

Die Abbildung stellt das einfache Summenspektrum der vier Dioden dar. Der Abgleich der Dioden geschah in der nachfolgenden Auswertung durch Normierung der Maxima der Peaks auf einen gemeinsamen Wert. Die Verteilung ist etwas asymmetrisch aufgrund von

niederenergetischen, nicht minimalionisierenden Myonen und poissonverteilten Ereignissen mit großem Impulsübertrag.

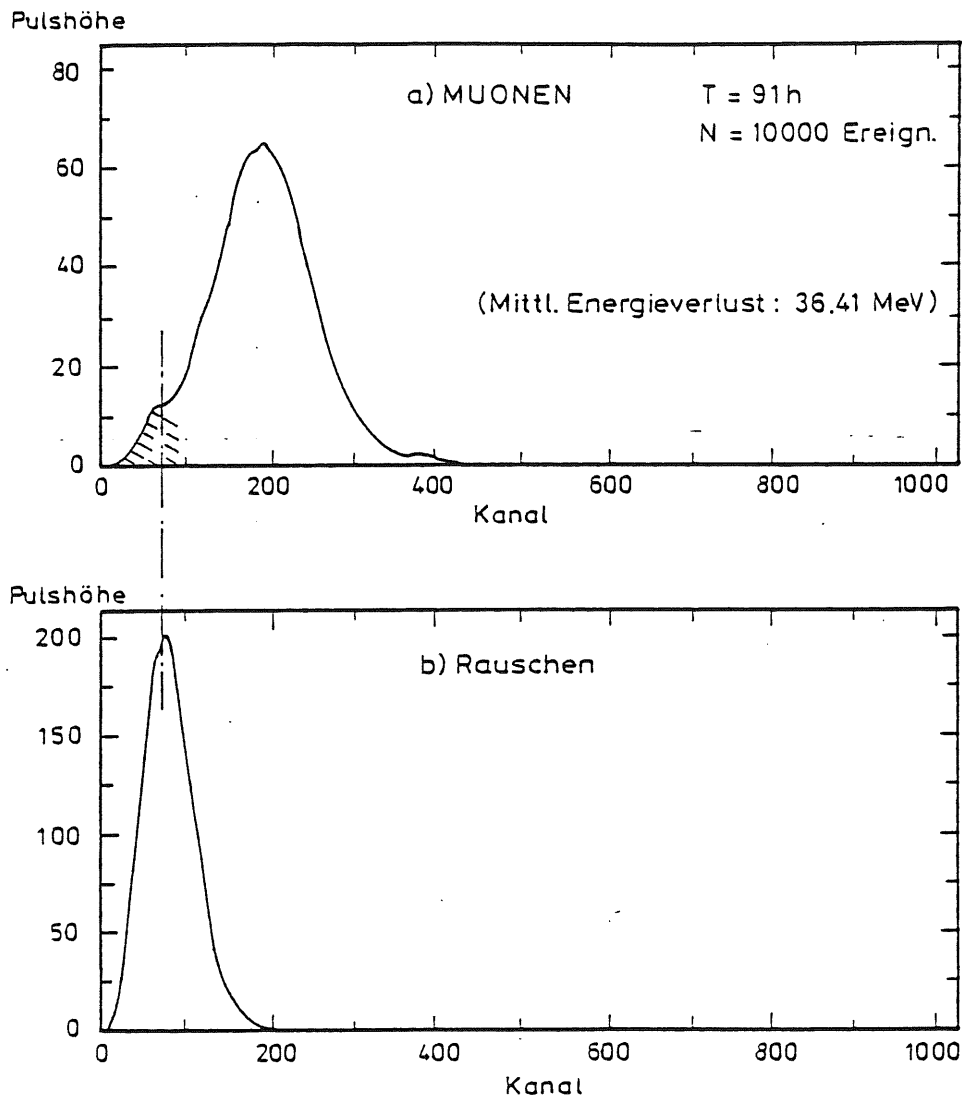


Abbildung 26: Spektrum der kosmischen Myonen

Man könnte nun versuchen das Myonenspektrum für eine Eichung der Module im endgültigen H1-Detektor zu benutzen, denn am Beam-Halo beteiligen sich auch Myonen, deren Spektrum als Markierung für die Energieskala zu nutzen wäre. Dies ist aber keine allein ausreichende Methode, da die relativ geringe Energiedeposition von nur 36 MeV im Maximum in den Szintillatorplatten zur Folge hat, daß das Myonenspektrum an der Flanke des elektronischen Rauschens liegt. Die Eichung müßte also um einen Faktor 50 oder mehr bis in den GeV-Bereich extrapoliert werden, so daß sich Unsicherheiten in der Eichung aufgrund der in den unteren Kanälen vorhandenen nichtlinearen Verstärkung systematisch nach größeren Energien hin fortsetzen würden; deshalb ist für das Rückwärtskalorimeter ein Licht-Kalibrationssystem in Untersuchung [SCH88].

4 Die Teststrahlexperimente 1 und 2 mit 1–6 GeV Elektronen

Während zweier Strahlzeiten sollten die Energieauflösung und Uniformität der Testmodule untersucht werden: In der ersten Strahlzeit wurde das prinzipielle Verhalten eines Einzelmoduls studiert, d.h. es wurden erste Erkenntnisse bezüglich der Lichausbeute und Lichtüberführung gewonnen, sowie Erfahrungen mit Photodioden und ladungsempfindlichen Vorverstärkern unter Teststrahlbedingungen gemacht. Die Erkenntnisse aus der ersten Meßperiode wurden in der zweiten Meßzeit berücksichtigt, bei der das Zusammenspiel zweier Module unter verschiedenen Gesichtspunkten erforscht wurde.

In diesem Kapitel werden die Durchführung dieser Experimente, sowie erste Ergebnisse dargestellt. Das erste Experiment fand im Oktober/November 1986 am Teststrahl 26 des DESY-I-Synchrotrons statt, während das zweite Experiment im Juli 1987 am Teststrahl 22 des neuen DESY-II-Synchrotrons durchgeführt wurde. Beide Synchrotrons lieferten zum Zeitpunkt der Messungen Elektronenimpulse von 1–6 GeV/c.

Zunächst werden das Vorgehen während der ersten Strahlzeit und die daraus hervorgehenden Ergebnisse geschildert:

4.1 Untersuchung eines Einzelmoduls

4.1.1 Vorbereitungen

In die vier Ausfräsungen eines zu untersuchenden Moduls wurde je ein Y-7-Wellenlängenschieber mit entsprechend an einer Stirnseite befestigter *Hamamatsu*-Photodiode S2575 eingesetzt. Als optische Ankopplung zwischen Wellenlängenschieber und Photodiode diente optisches Fett. Dann wurde das gesamte Modul mit Ausnahme der Ausfräsungen zwecks Verbesserung der Reflexionseigenschaften mit weißer Reflexionsfarbe (Titanoxid) angestrichen. Dies erwies sich bei den Untersuchungen aber bezüglich der Lichtausbeute als zu ungünstig, so daß bei den weiteren Untersuchungen diese Farbe nicht mehr benutzt wurde; stattdessen wurde das zweite Modul in weißen Zeichenkarton, der sich auch zwischen den Blei- und Szintillatorplatten befindet, eingepackt. Außerdem wurden die Wellenlängenschieber zuvor mit einem als Abstandshalter dienenden Nylonfaden ca. alle 5 cm umwickelt. Diese Luftspaltkopplung zwischen Wellenlängenschieber und Kalorimeteroberfläche ermöglicht Totalreflexion im Wellenlängenschieber, die zuvor nicht gegeben war. Ferner hatten die Ausfräsungen eine Politur erfahren in der Erwartung, daß dies die Signalauslese ebenfalls verbessern würde. Zur Abschirmung vor Umwelteinflüssen wurden an den Seitenflächen des Kalorimeters den Abmessungen dieser Flächen entsprechende Aluminiumplatten angebracht. Zusammengehalten wurde diese Anordnung durch vier an den Kanten entlanglaufende Metallwinkel und zwei Rohrschellen.

An der Stirnseite des Kalorimeters, an der sich die Photodioden befinden, wurde auf die Winkel ein Kupferkasten aufgesetzt, der die am *Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik* bei München entwickelten Vorverstärker enthielt¹⁴. Der Vorverstärkerkasten wurde direkt an das Kalorimetergehäuse gesetzt, da die Zuleitungen zwischen Photodioden und Vorverstärkern zwecks Verminderung der Leitungskapazitäten kurz sein müssen. An den Enden

¹⁴Typbezeichnung s. Anhang!

der Zuleitungen befanden sich je zwei vergoldete Pins, die auf die Kontakte der Photodioden aufgesteckt werden konnten.

Die so konstruierte Anordnung wurde dann zur Gewährleistung von Lichtdichtigkeit mit mehreren Lagen schwarzen Tapes verklebt. Am Vorverstärkerkasten wurde ein Schlitz freigelassen, durch den die Signalkabel und die Bias-Zuführung auf die dafür vorgesehenen *Lemo*-Buchsen gesteckt werden konnten.

4.1.2 Durchführung der Messungen während der ersten Teststrahlzeit

Prinzipieller Versuchsaufbau Im Experimentiergebiet befand sich ein in horizontaler und vertikaler Richtung ferngesteuert in mm-Schritten zu verfahrenender Tisch, auf den das Kalorimetermodul gestellt wurde. Direkt daneben stand ein für die Spannungsversorgung der Vorverstärkerplatine nötiger Überraahmen, aus dem die notwendigen -12 V und $+12\text{ V}$ abgenommen werden konnten. Daneben war eine weitere regelbare Spannungsversorgung vorhanden, die die erforderliche Vorspannung von -20 V lieferte.

Die *Strahldefinition* geschah auf die folgende Art und Weise, vgl. Abb. 27: Neben einem direkt vor dem Austrittsfenster des Elektronenstrahls aufgestellten, fest stehenden Szintillatorfinger mit entsprechendem Photomultiplier befanden sich zwei gekreuzte Finger, sowie ein weiterer einzelner Szintillatorfinger in der gedachten Linie des Elektronenstrahls. Kreuz und zweiter Finger waren über eine Fernsteuerung zu verfahren. Der Abstand Finger-Kalorimeter betrug 0.82 m und der Abstand Kreuz-Finger war 2.33 m . Der Elektronenstrahl wurde nun definiert, indem durch Verfahren von 2. Finger und Kreuz das Zählratenmaximum der Elektronen gesucht wurde. Dabei wurde die Zählrate durch eine Vierfachkoinzidenz des Kreuzes und beider Finger bestimmt. Auf die Achse des so definierten Elektronenstrahls wurde nun noch ein Fernrohr gesetzt, das zur Ausrichtung des Kalorimetermoduls diente: Über zwei auf der Kalorimeteroberseite angebrachte Stifte wurde auf dahinterliegende an den Szintillatoren befestigten Markierungen gepeilt. Anschließend wurde der Tisch mit dem Modul noch so verfahren, daß das Fadenkreuz mit der Mitte der Frontfläche des Kalorimeters übereinstimmte. Das Fernrohr konnte nun im folgenden als Kontrolle für die Nullpositon des Kalorimeters dienen. Bei der zweiten Meßzeit wurde an Stelle des Fernrohrs ein für die Ausrichtung des Kalorimeters günstigerer Laser genommen.

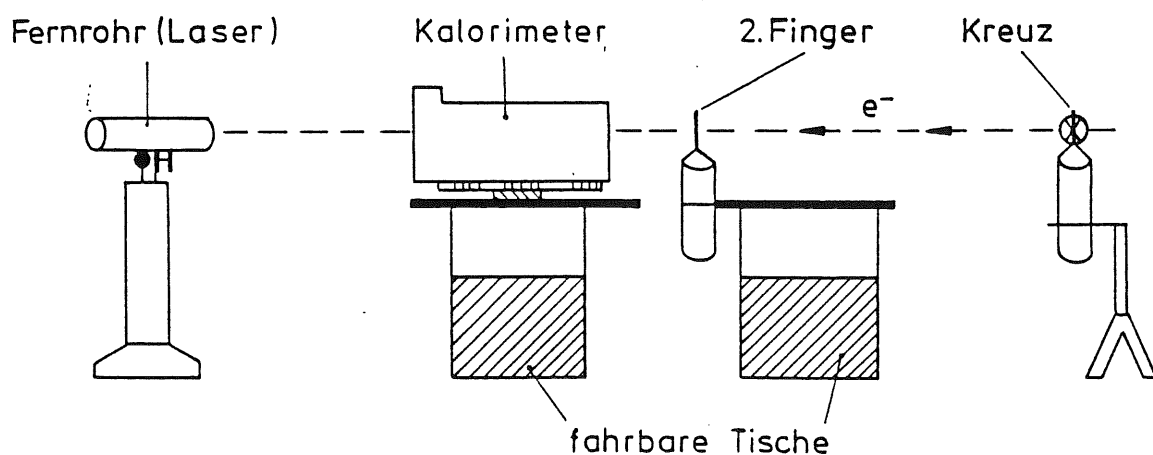


Abbildung 27: Aufbau des ersten Experiments

Die Diodensignale wurden über ca. 30 m lange *C*-Kabel in die Meßhütte geleitet, so daß

das Meßprogramm weitgehend ferngesteuert ablaufen konnte.

Signalverarbeitung Die vier vorverstärkten Diodensignale wurden (vgl. Abb. 28) in der Meßhütte durch die Hauptverstärker verstärkt. Anschließend wurden die Signale an *gated biased amplifier* (GBA) weitergegeben, die neben der Möglichkeit zur weiteren Verstärkung der Diodensignale auf den vollen dynamischen Bereich von +8 V der nachfolgenden NIM-ADCs einen gate-Eingang besitzen, der bei Eintreffen des Triggersignals aus der Vierfachkoinzidenz ca. 2 μ sec lang geöffnet wurde. Dadurch wurde die Impulsrate der ADCs um die nicht koinzidenten Ereignisse reduziert. Außerdem wurde zwecks besserer Anpassung an die NIM-ADCs das positive Ausgangssignal der GBAs verwendet. Das Auslesen der ADC-Inhalte selbst geschah durch den als logischer Trigger eingesetzten ADC Nr. 5, auf dessen Ansprechen hin die Elektronik veranlaßt wurde, sämtliche ADC-Inhalte auszulesen. Durch Zwischenschalten des *logic shaper and delay* konnten Trigger- und Diodensignale zeitlich aufeinander abgestimmt werden.

Bevor das Meßprogramm erläutert wird, soll im folgenden Paragraphen das Datenacquisitionssystem vorgestellt werden:

Das Datenacquisitionssystem Das Acquisitionssystem ist ein Multiparameter-Analysator [STS88], der aus zwei unabhängigen Rechereinheiten besteht: Die eigentliche Datenaufnahme geschieht durch einen Rechner des Typs *Micro-J11* der Firma *DEC*, während auf einem zweiten Rechner vom Typ *LSI11/73* (ebenfalls von *DEC*) das Programm zur Steuerung der Datenaufnahme und die Datenanalyse laufen. Die Unabhängigkeit der Rechner gestattet es, daß nach dem Start eines Meßvorgangs die *LSI11/73* zur freien Verfügung steht, d.h. es können z.B. vorläufige on-line Datenauswertungen gemacht werden.

Während der ersten Meßzeit standen 6 NIM-ADCs des Typs *ND560* mit Eingangsspannungen von 0–8 V und 2 *Laben8192*-NIM-ADCs mit Eingangsspannungen von 0–6 V zur Verfügung. Bei diesen ADCs können Koinzidenzbedingungen gesetzt werden, was bei den Testmessungen durch Setzen des NIM-ADCs Nr. 5 als logischer Trigger geschah. Zur zweiten Meßzeit kamen die auf zwei Einschubmodule aufgeteilten 24 Peak-sensitiven *Camac*-ADCs *LeCroy 2259b* hinzu, die Eingangsspannungen von 0 bis -2 V vertragen und ein externes Gate haben müssen. Die Signale wurden im List-Modus in 2048 und im Acquire-Modus in 1024 Kanäle digitalisiert.

Die Daten wurden nach Beendigung eines Meßvorgangs von einer Festplatte auf Magnetband geschrieben. Die Auswertung der Magnetbänder erfolgte nach der Meßzeit am DESY-IBM-Rechner.

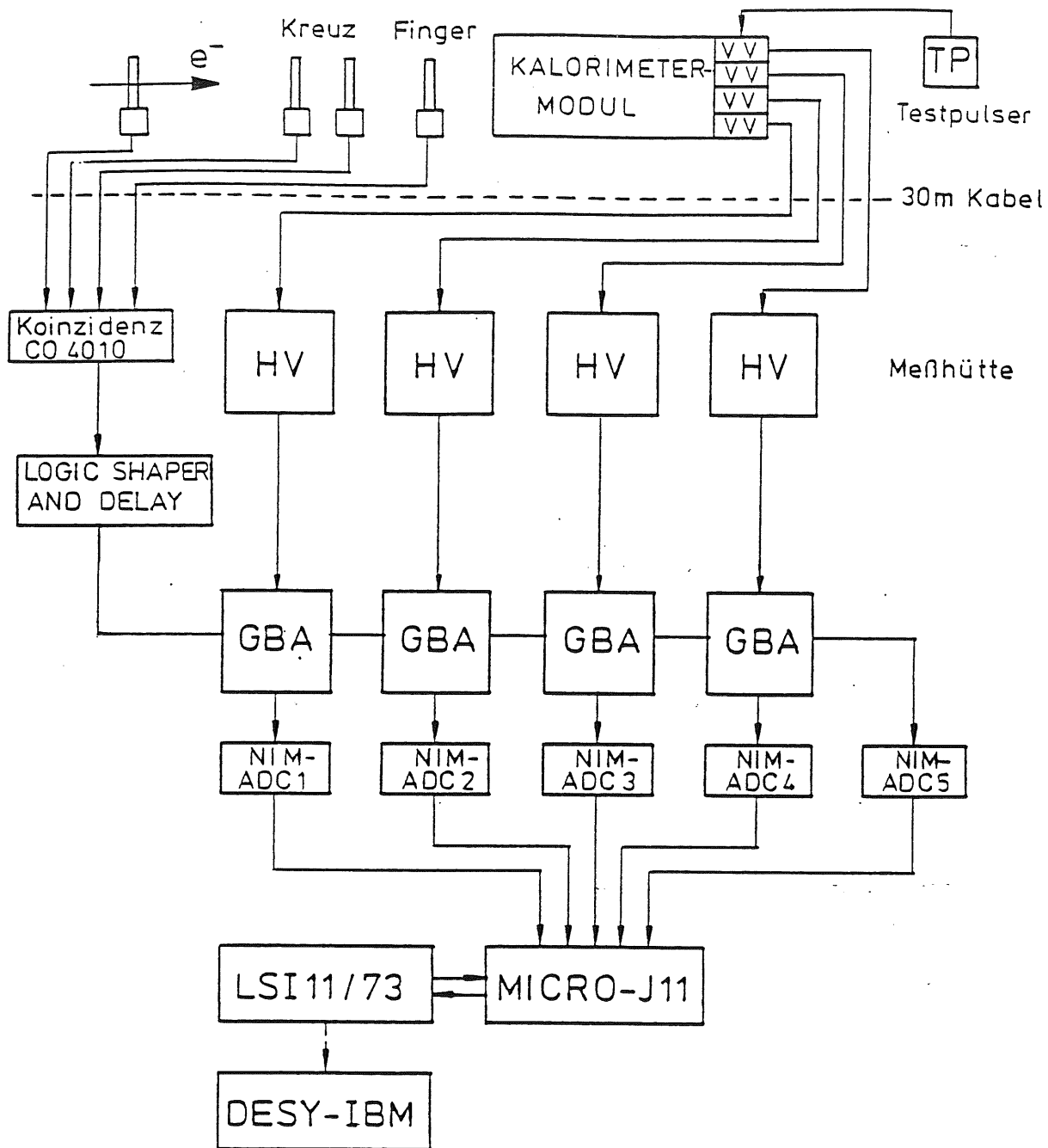


Abbildung 28: Signalfluß im ersten Experiment

Das Meßprogramm Das Meßprogramm der ersten Meßperiode sah die Feststellung der Abhängigkeit der Signalstärke vom Ort bei senkrechtem Einschuß und der Energieauflösung im Bereich von 1–6 GeV vor. Im Einzelnen wurde gemessen:

- Mehrere Energiescans am geometrischen Zentrum des Kalorimeterquerschnitts im Energiebereich von 1–6 GeV in 1 GeV-Schritten,
- je ein Ortsscan in vertikaler und horizontaler Richtung in 1 cm-Schritten über die Mitte des Kalorimeters bei der Einschußenergie 4 GeV,
- weitere Ortssmessungen in einem Quadranten des Kalorimeters,

- zusätzliche Punkte auf den Diagonalen der Querschnittsfläche.

Die Energiescans fanden im Wechsel mit den Ortsmessungen statt. Dadurch konnte die zeitliche Stabilität der Elektronik überprüft werden. Die Messungen, die zusätzlich in einem Quadranten des Kalorimeters gemacht wurden, fanden in der Erwartung statt, daß die Ergebnisse durch Drehungen aufgrund der vorhandenen Symmetrie in die anderen Quadranten übertragbar sind. Die notwendigen unterschiedlichen Energiewerte lieferte dabei das DESY-Synchrotron, dessen umlaufende Elektronen in einem Target Bremsstrahlungsquanten erzeugen, die in einem weiteren Target außerhalb des Synchrotrons konvertiert werden. Durch Verändern der Feldstärke eines Dipolmagneten, den die Konversionselektronen im folgenden durchlaufen, konnte die Elektronenenergie im Bereich von 1–6 GeV mit einer Genauigkeit von 1 % variiert werden. Bei der zweiten Messzeit fanden die Messungen im Gegensatz zur ersten Messperiode am neuen DESY-II-Synchrotron statt, dessen Dipolmagnet nur eine Genauigkeit von 2 % gestattete.

Zur Interkalibration der vier Diodensignale ist zu bemerken, daß zwar darauf geachtet wurde, daß bei zentralem Einschub bei der Energie 4 GeV die Lagen der vier Diodensignale in den ADC-Kanälen ungefähr übereinstimmte, da dies aber nur durch unterschiedliche Verstärkungsfaktoren ermöglicht wurde, mußte jeder ADC für sich geeicht werden. Die Pedestals und der Zusammenhang zwischen Impulshöhe und Kanalzahl wurde durch Testpuls-messungen ermittelt.

Die vier Diodensignale wurden in der off-line Auswertung aufaddiert, in der Erwartung, daß das Rauschen bedingt durch dessen statistische Natur mit $1/\sqrt{N}$, wobei $N = 4$ die Zahl der Dioden ist, abnehmen würde. Leider war das Abschirmgehäuse aufgrund des Schlitzes für die Zuführungen der Leitungen nicht vollkommen, so daß das elektronische Rauschen doch höher war als erwartet.

Durch die Orsscans konnten erste Erkenntnisse über die Uniformität des Kalorimeters gewonnen werden. Zu bemerken ist noch, daß während der Messungen ein Vorverstärker ausfiel, der durch einen handelsüblichen ladungsempfindlichen Vorverstärker ersetzt wurde.

4.1.3 Erste Ergebnisse

In der Abb. 29a sind die Energieauflösung σ/E in Abhängigkeit von der Energie für eine einzelne Diode und für das summierte Signal dargestellt. In der Abb. 29b sind in der oberen Abbildung der jeweilige Verlauf der Pulshöhe der vier Einzeldioden mit dem Ort bei einer Einschubenergie von 4 GeV wiedergegeben. Wie aus der Abb. ersichtlich, wurden die Signale off line für den zentralen Einschub auf gleiche Höhe normiert. In der unteren Abbildung ist das entsprechende Summensignal dargestellt. Die Richtung des Ortsscans ist dem Insert zu entnehmen. Ferner ist in der Abb. 29c die Pulshöhe (Einzeldiode und Summensignal) für alle gemessenen Orte über dem Querschnitt des Kalorimeters aufgetragen.

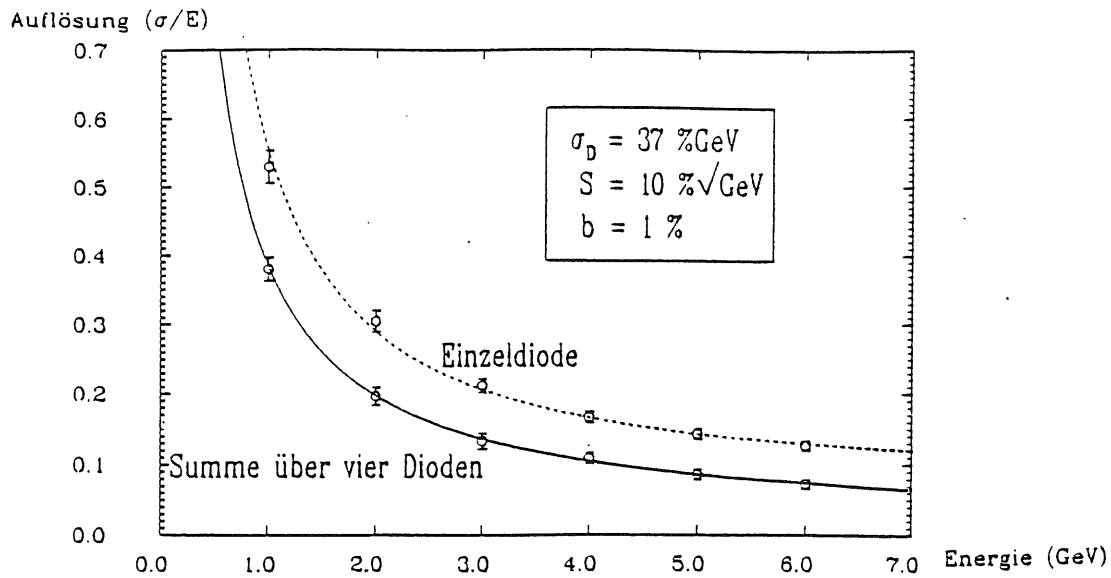


Abb. 29a: Energieauflösung im Bereich von 1-6 GeV für zentralen Einschluß.

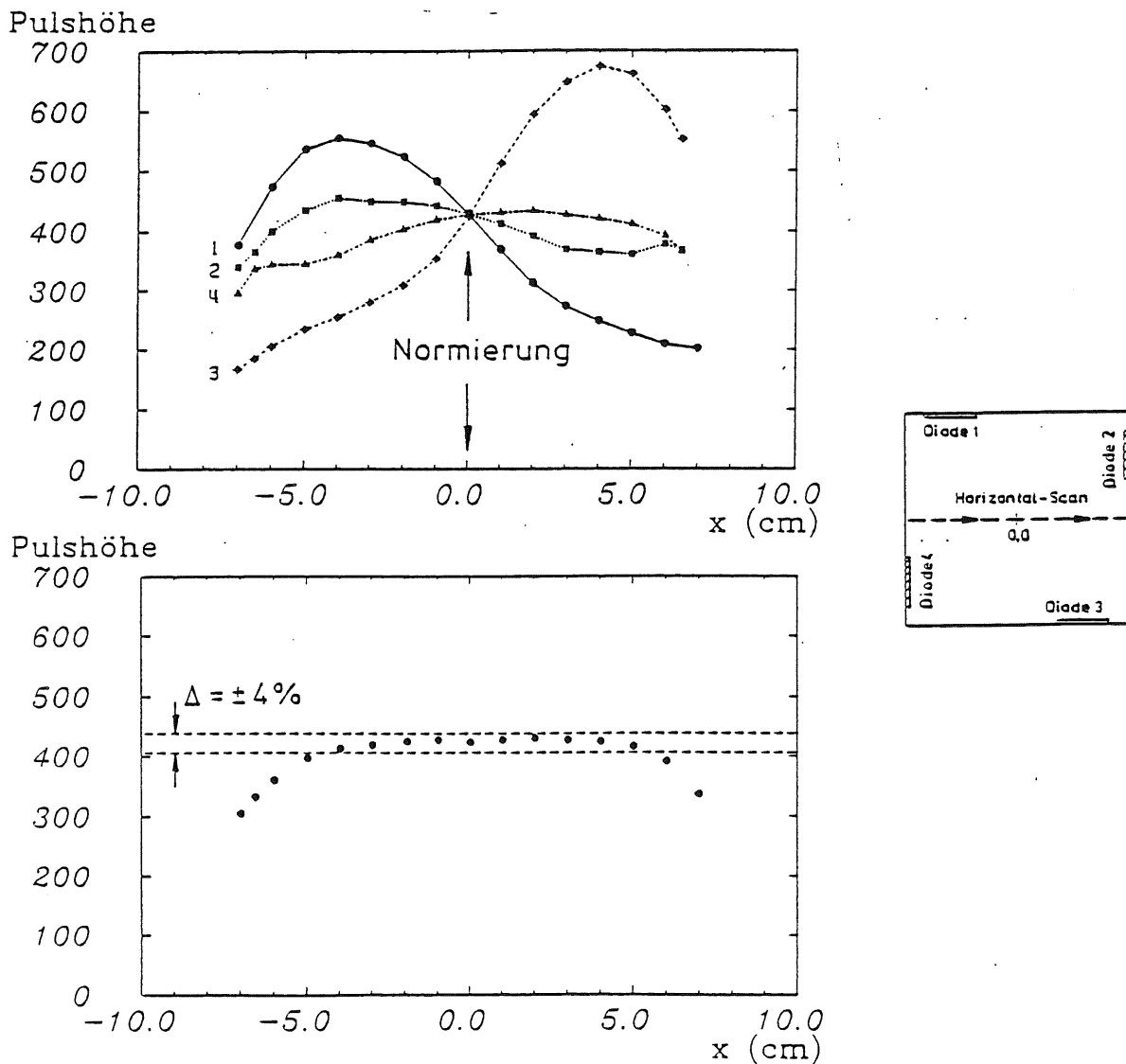


Abb. 29b: Signalthöhen der Einzeldioden und des Summensignals beim Horizontalscan

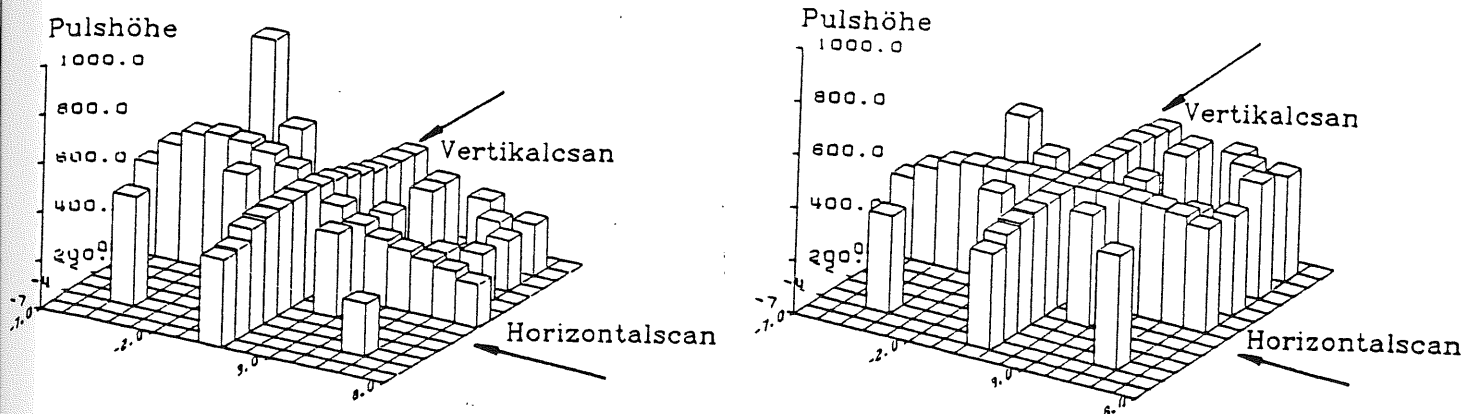


Abb. 29c: Signalhöhen aller gemessenen Orte über dem Querschnitt des Kalorimeters für Diode 1 (links) und als Summensignal (rechts)

Abbildung 29: Erste Ergebnisse

Zur Abb. 29a ist folgendes anzumerken: Die angegebenen Werte beziehen sich auf die durchgezogene Kurve, die durch eine Anpassung an die Meßwerte nach der Methode der kleinsten Quadrate gewonnen wurde. Die Kurven wurden durch den Ausdruck Gl. (30), der die Auflösung in Abhängigkeit von der Energie angibt, parametrisiert. Der Wert von $(10 \pm 0.1)\% \sqrt{GeV}$ für die Samplingfluktuationen s entspricht dem Wert, der sich aus den Messungen vom [GEN87] ergibt. Leider war das elektronische Rauschen σ_D mit $(37 \pm 2.0)\% GeV$, bedingt durch die unvollkommene Abschirmung, zu groß; dies konnte in der zweiten Meßzeit verbessert werden. b beschreibt die Strahlenschärfe, für die der Wert 1% angesetzt wurde. Es ist deutlich die durch die Summation der vier Dioden erzielte Verbesserung der Auflösung zu sehen.

Zur Abb. 29b: Hier sind die Pulshöhen für die vier Dioden in Abhängigkeit vom Ort dargestellt. Die eingezeichnete Linie gibt den Verlauf des Scans wieder. Den Dioden sind entsprechende Zahlen an den Kurven zugeordnet. Der gemeinsame Schnittpunkt der vier Kurven ist auf den aufgrund der Eichungen vorgenommenen nachträglichen Abgleich der Pulshöhen für den Ort $x = 0$ auf gleiche Pulshöhe zurückzuführen. Sieht man sich die Kurve der Diode 1 an, so ist deren Form folgendermaßen zu erklären: Ausgehend vom linken Rand des Kalorimeters bei -7 cm stellt man einen Anstieg der Signalthöhe bis zu einem Maximum direkt vor der Diode fest. Der Anstieg, bzw. das Maximum ergibt sich aus dem zur Diode hin größer werdenden Raumwinkel, unter dem die Diode vom Einschußort aus gesehen wird und aus der geringer werdenden Entfernung zur Diode. Der Verlauf der Kurve 3 ergibt sich dann einfach aus einer Spiegelung der Kurve 1 an einer senkrechten Geraden bei $x = 0$. Die Verläufe der Kurven 2 und 4 sind wesentlich flacher, was darauf zurückzuführen ist, daß sich z.B. bei der Diode 2 die Verringerung der Signalthöhe aufgrund kleiner werdendem Raumwinkel

und Verstärkung des Signals mit kleiner werdender Entfernung die Waage halten. Bei der Diode 4 ergibt sich der entsprechende gespiegelte Verlauf.

Im unteren Teil der Abb. 29b ist die entsprechend addierte Pulshöhe zu sehen. Eingezeichnet sind ferner die Grenzen, innerhalb derer das summierte Signal über einen weiten Bereich des Ortsscans liegt. Die gute Uniformität von etwa $\pm 4\%$ läßt sich mit der symmetrischen Anordnung der Dioden begründen. Der Abfall zu den Rändern ist darauf zurückzuführen, daß am Rand Entfernung und Raumwinkel gegenüber allen 4 Dioden kleiner wird als bei Gebieten, die mehr zum Nullpunkt $x = 0$ hin liegen. Ferner kommt das laterale Leakage zum Tragen. Dieser Effekt wird durch einen zweiten angrenzenden Modul für die Trennungslinie unterdrückt (Kap. 5.1.5). An dieser Stelle muß darauf hingewiesen werden, daß die gute Uniformität sich auf solche Scans beschränkt, die über die Mitte verlaufen. Bei Scans, die in der zweiten Meßzeit ober- und unterhalb der Mitte gemacht wurden, treten Überhöhungen des Summensignals insbesondere vor Photodioden auf (Kap. 5.1.5).

Zur Abb. 29c: Die Pulshöhen für alle gemessenen Orte bei einer Einschußenergie von 4 GeV sind hier für eine Einzeldiode, sowie für die entsprechende Summe von vier Diodensignalen über dem Querschnitt aufgetragen. Man sieht deutlich eine Überhöhung der Pulshöhen vor einer Einzeldiode, also in dem Bereich, von dem aus gesehen die Diode einen großen Raumwinkelbereich abdeckt. Der Verlauf des Vertikalscans ist wesentlich flacher als der Horizontalscan. Die bei dem summierten Signal erkennbaren Schwankungen erscheinen in dieser Darstellung nicht besonders ausgeprägt; sie stellen dennoch eine nicht mehr akzeptable Abweichung von der Uniformität dar, wie Abb. 39 und Abb. 42 zeigen und werden im Zusammenhang mit den Ergebnissen der 2. Meßzeit in Kap. 5.1.5 diskutiert.

4.2 Messungen an einem Doppelmodul

In einer zweiten Meßzeit wurde ein *Doppelmodul* untersucht. Es sollten insbesondere das Übersprechen des Schauers von einem Modul in den anderen, sowie die Auslese mit verschiedenen Wellenlängenschiebern untersucht werden.

4.2.1 Versuchsaufbau während der zweiten Meßzeit

Zu den **Vorbereitungen**: Jedes Modul wurde wie bei der ersten Meßzeit in weißen Zeichenkarton eingewickelt. Die Dioden wurden zwecks besserer Haftung mit *Silopren*, einem Zweikomponentenelastomer, auf den Stirnseiten der Wellenlängenschieber befestigt. Als Endreflektor diente Teflonband, auf die die Wellenlängenschieber durch federnde Halterungen gedrückt wurden. Die Module wurden direkt nebeneinander auf eine Aluminiumunterlage gelegt und dann von einem gemeinsamen Kupferkasten umschlossen. Im vorderen Teil des Kupferkastens befanden sich Halterungen zur Aufnahme der acht Vorverstärker, die einem Vorläufermodell des für die erste Messzeit benutzten Typs angehörten¹⁵, die aber den Abmessungen des Kupferkastens besser angepasst werden konnten und außerdem gegen elektromagnetische Einwirkungen weniger störanfällig waren.

Die Anordnung wurde anschließend auf einen kugel-gelagerten Drehteller gesetzt, so daß auch Experimente mit Einschüssen abweichend von der senkrechten Inzidenz, wie sie in der 1. Messzeit ausschließlich untersucht wurde, stattfinden konnten. Zum Testen der Eigenschaften der Lorenz- und Y7-Wellenlängenschieber wurde das eine Modul ausschließlich mit Y7 und das andere Modul mit Lorenz-Wellenlängenschiebern ausgerüstet.

Die **Datenaufnahme** geschah durch Einsatz der *Camac-ADCs* anstelle der *NIM-ADCs* im bereits beschriebenen Acquisitionssystem. Der Einsatz der *Camac-ADCs* brachte verschiedene Vorteile: Erstens reichte die Gesamtzahl von acht *NIM-ADCs* nicht mehr aus, auch noch einen logischen Trigger zu definieren, zweitens gewährleistete die Peak-Sensitivität der *ADCs* ein automatisches Auffinden der Peaks, sowie deren genaue Integration. Außerdem konnte auf die *gated biased amplifier* verzichtet werden, denn die Signale konnten durch die Hauptverstärker auf den vollen dynamischen Bereich von 0 bis -2 V verstärkt werden. Das notwendige 3 μsec lange Gate-Signal erzeugte ein Gate-Generator, der durch ein entsprechendes Signal aus der Koinzidenz angestoßen wurde.

Die *Camac-ADCs* arbeiteten im unteren Bereich nicht linear; dies wurde durch Tespuls-messungen bestätigt und bei der in der Auswertung erfolgten Eichung berücksichtigt. Der weitere Datenweg war im Prinzip der gleiche wie bei der ersten Meßzeit, d.h. die Datenaufnahme erfolgte mit dem Vielkanalsystem mit anschließender Auswertung am *DESY-IBM-Rechner*. In der Abb. 30 ist der Datenfluß während der zweiten Meßperiode dargestellt.

4.2.2 Messungen während der zweiten Strahlzeit

Das Meßprogramm war umfangreicher als während der ersten Strahlzeit und sah folgende Untersuchungen vor:

Das Meßprogramm bei der Untersuchung des Doppelmoduls Neben umfangreichen Messungen unter senkrechtem Einschub fanden Messungen bei den Winkeln 15° und 25°

¹⁵s. Anhang!

zwischen Kalorimeter- und Strahlachse statt. Die Messungen bei schrägem Einschub werden auch bei [WUN88] geschildert und dort eingehend analysiert. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf die Messungen der 2.Strahlzeit, die mit senkrechter Inzidenz stattfanden. Im Zusammenhang mit der Homogenisierung des Energiesignals wird im Kap. 5.2.2 kurz auf den schrägen Einschub eingegangen.

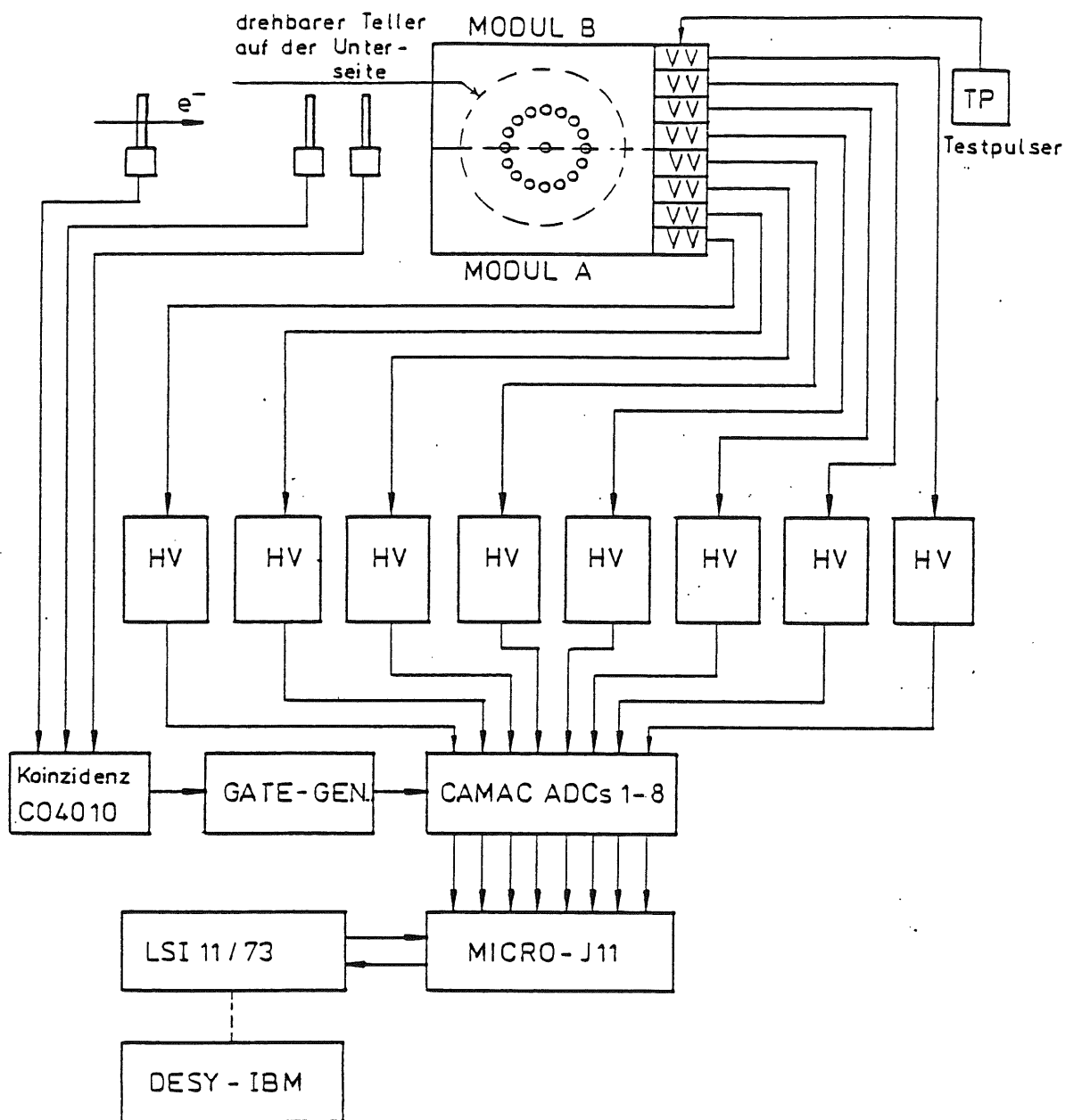


Abbildung 30: Signalfluß im zweiten Experiment

Das Doppelmodul ist in der Draufsicht dargestellt. Modul A wurde mit Y7- und Modul B mit Lorenz-Wellelängenschiebern ausgelesen.

Es wurden Horizontalscans bei 3 GeV über die ganze Breite des Doppelmoduls, sowie weitere Ortsscans in verschiedenen Bereichen in jedem Modul vorgenommen. Außerdem wurde in einem Modul ein Rastercan durchgeführt, bei dem die jeweiligen Pulshöhenspektren an den jeweiligen Gitterpunkten, deren Abstand in vertikaler und horizontaler Richtung 2 cm war, aufgenommen wurden. Die Schrittweite bei den Ortsscans verringerte sich im

Übergangsbereich der Module auf 1 cm bzw. 0.5 cm. Der Verlauf der einzelnen Scans wird zusammen mit den entsprechenden Pulshöhen und deren Interpretation im Kap. 5 dargestellt. Dort sind ebenfalls die Positionen der in dieser Meßzeit vorgenommenen Energiescans, die außer am geometrischen Zentrum eines jeden Moduls auch -im Gegensatz zur ersten Meßzeit- an anderen Orten gemacht wurden, zu finden. Von besonderem Interesse bei den Ortsscans war der Übergang zwischen den Modulen, da hier die laterale Schauerenausdehnung studiert, bzw. Erkenntnisse über die Uniformität des Energiesignals im Hinblick auf das Zusammenspiel mehrerer Module gewonnen werden konnte.

Es fanden außerdem Testpulsmessungen zur Bestimmung der Linearität der Elektronik, sowie Messungen mit γ -Quellen statt, die nach dem in Kap. 3.1 beschriebenen Verfahren der Ermittlung des elektronischen Rauschens und der Eichung der Energieskala in Elementarladungen e_0 dienten, vgl. Abb. 20.

Durchführung der Messungen Die Justierung der Triggerfinger geschah nach dem im Kap. 4.1.3 geschilderten Verfahren durch Aufsuchen des Maximums des Koinzidenzsignals. Der letzte Szintillatorfinger befand sich diesmal sehr nah (ca. 20 cm) vor dem Kalorimeter, so daß zwischendurch durch Betrachten der Anordnung der wahre Auftreffort der Elektronen leicht überprüft werden konnte. Das Kalorimeter wurde diesmal durch Peilen mit einem *Laser* justiert, der auf die Kalorimeterrückseite, auf der sich ein auf schwarzem Untergrund aufgetragenes Koordinatensystem befand, einstrahlte.

Die Hauptverstärker befanden sich diesmal nicht in der Meßhütte, sondern in einem gemeinsamen Überraumen direkt neben dem Kalorimeter. Dies stellte nur bei der Einstellung der Verstärkung ein kleines Problem dar, war aber bei den Messungen selbst kein Hindernis, da die Einstellungen nicht verändert wurden. Die Verstärkung der einzelnen Signale war dabei so dimensioniert, daß bei Einschußorten, die nur wenige mm vor einer Diode lagen, der jeweilige Verstärker nicht übersteuerte. Der Abgleich der Dioden untereinander und die Eichung der Kanäle in Einheiten der Elektronenenergie bzw. in Einheiten von Ladungen e_0 fand wie bei der ersten Meßzeit in der nachfolgenden Auswertung statt.

Nach der Einstellung der Verstärkungen wurde das vom *gate-generator* erzeugte Rechtecksignal so bemessen, daß alle acht Diodensignale innerhalb der entsprechenden zeitlichen Schranken lagen. Dabei war es nicht möglich, die geplante Größe des gates von $2 \mu\text{sec}$ einzuhalten. Dem Handbuch des *LeCroy 2259b* zufolge beschränkt sich die Nichtlinearität der ADCs bei $2 \mu\text{sec}$ auf die ersten 4% des Spektrums und erweitert sich auf ca. 7% bei größeren gate-Längen wie in diesem Fall, bei dem eine gate-Länge von $3 \mu\text{sec}$ gewählt wurde. Das mußte aber zur Gewährleistung der Erfassung *aller* Diodensignale in Kauf genommen werden.

Anschließend fanden die Energie- und Ortsscans nach demselben Muster wie in der ersten Meßzeit statt: Jeder ca. 20000–30000 Ereignisse umfassende im List-Modus aufgenommene Messung wurde auf Festplatte und anschließend auf Magnetband geschrieben, das am DESY-IBM-Rechner ausgewertet wurde.

Neben den Messungen mit Elektronen wurden die bereits erwähnten Testpuls- und Quellenmessungen durchgeführt: Die Testpulse des Testpulsers wurden auf den gemeinsamen Testpulsingang der Vorverstärker gegeben und in äquidistanten Schritten verändert. Unter der Annahme, daß die Verstärkung linear arbeitete, konnte durch Vergleich der Testpulse mit Energiescans die Nichtlinearität der ADCs in den unteren Kanälen gemäß dem im Kap. 5.1.1 beschriebenen Verfahren korrigiert werden. Den Hauptverstärkern wurde außerdem ein Gleichstrom, bzw. eine Gleichspannung von -95 mV eingeprägt, so daß die Pedestals bei positiven

Kanälen lagen, was gewährleistete, daß auch kleine Diodensignale noch detektiert werden konnten.

Die Quellenmessungen fanden mit der Schaltung aus Abb. 31 statt; das gate wurde dabei durch Abzweigen des bipolaren Ausgangssignals des Hauptverstärkers erzeugt.

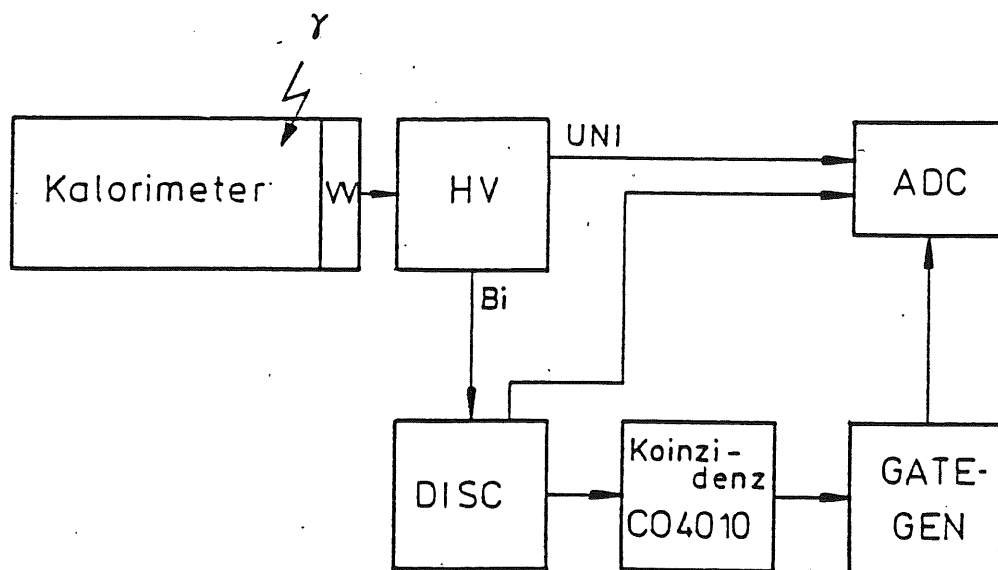


Abbildung 31: Prinzipielle Schaltung zu den Quellenmessungen

Die Ergebnisse der Quellenmessungen werden im Kap. 5.1.2 mitgeteilt.

Die Linearimpulse der Elektronen im Teststrahl konnten auch diesmal durch Verändern der Feldstärke des Dipolmagneten von 1–6 GeV/c variiert werden. Die Linearität der Impulsselektion sollte in diesem Bereich weitgehend zutreffen. Leider stimmte die Eichung des in der Meßhütte angegebenen Magnetstroms in entsprechende Energien nicht mit den aus den Daten gewonnenen Werten überein. In der nachfolgenden Tabelle sind die Nominalenergien und die sich aus der noch zu schildernden Eichung ergebenden Werte angegeben.

$E_{nominal}$ [GeV]	$E_{Si-Kalorimeter}$ [GeV]	$E_{Sandwich-Kalorimeter}$ [GeV]
1.2	1.13	1.13
2.0	1.94	1.93
3.0	2.96	2.96
4.0	3.98	4.00
5.0	5.0	5.0
6.0	6.02	6.02

Tabelle 4: Nominalenergien und aus den Daten gewonnene Energien

Aufgeführt ist ebenfalls eine Eichung, die von einer weiteren Gruppe des I. Instituts [FDD87], die während derselben Meßperiode Untersuchungen an einem Si-Halbleiterkalorime-

ter, das mit α -Teilchen absolut geeicht werden konnte, durchführten. Grundlage der Eichung war der 5 GeV-Wert, der als korrekt angenommen wurde. Wie man sieht, stimmt deren Ergebnis weitgehend mit dem durch die Eichung am Sandwich-Kalorimeter gewonnenen Ergebnis überein.

Zuletzt seien noch zwei weitere wichtige Punkte genannt: Nach dem ersten Energiescan wurde der Kollimator des Elektronenstrahls von $2 \times 2 \text{ cm}^2$ auf $1 \times 1 \text{ cm}^2$ zugefahren, da sich bei den aufgenommenen Spektren bei 4 cm^2 Kollimatoröffnung ein Untergrund feststellen ließ, der nach Verkleinern der Kollimatoröffnung nicht mehr vorhanden war. Inkauf genommen wurde dabei ein Absinken der Teilchenzählrate. Ferner änderte sich während der Meßzeit, vermutlich bedingt durch verschiedentliches Öffnen des Vorverstärkergehäuses zwecks Einbringen der γ -Quellen in die Nähe der Dioden, die Lage der Wellenlängenschieber, bzw. deren Kontakt zum Endreflektor: Das hatte zur Folge, daß die Lichtüberführung sich entsprechend änderte. Aufgrund dieser Tatsache mußten insgesamt drei verschiedene Eichungen auf die Daten angewendet werden.

5 Auswertung der Teststrahlungsmessungen

5.1 Analyse der Testmessungen am Doppelmodul

Bevor die Energie- und Ortsscans dargestellt und interpretiert werden, folgen zunächst einige Bemerkungen zur Eichung der Impulshöhenskala (In der Abb. 32 ist die Geometrie des Doppelmoduls, auf die im folgenden Kapitel in der Form x/y Bezug genommen wird, dargestellt.):

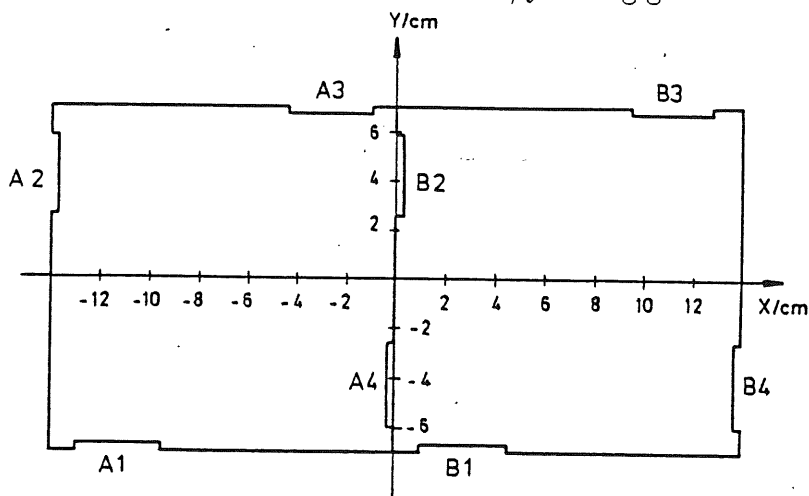


Abbildung 32: Geometrie des Doppelmoduls

5.1.1 Eichung der Impulshöhenskala mit den Testpulsmessungen

ADCs arbeiten in den unteren Kanälen oft nicht linear. Man kann aber davon ausgehen, daß das für höhere Kanalzahlen nicht mehr zutrifft: Im Kanalzahlbereich, der dem Bereich um 5 GeV-Elektronenenergie entspricht, ist der Zusammenhang zwischen Energie und Kanalzahl weitgehend linear, so daß unter der Voraussetzung, daß die Verstärkung des Testpulsers selbst in linearer Form geschieht, folgendes Eichverfahren angewendet werden kann (vgl. Abb. 33):

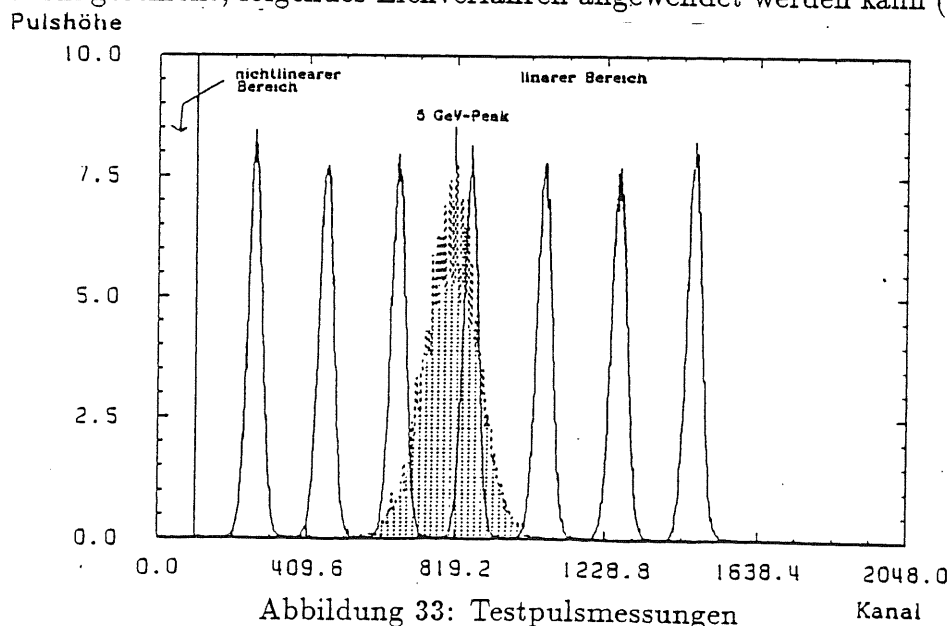


Abbildung 33: Testpulsmessungen

Kanal

Der Testpulsler wurde in äquidistanten Schritten so verändert, daß eine Reihe von Testpulspeaks aufstieg, von denen jeweils dem in der Nähe des 5 GeV-Elektronenpeaks liegenden Testpulspeaks nach Abziehen des Pedestals ein aufgrund der in diesem Bereich vorhandenen Linearität entsprechender Energiewert zugeordnet werden konnte. Jetzt konnte den anderen Testpulspeaks ein der äquidistanten Schrittweite, um die der Testpulsler jeweils verstellt wurde, proportionaler Energiewert zugesprochen werden. Es besteht jetzt also ein Zusammenhang zwischen den den Testpulspeaks zugeordneten Energien und dem Kanal, in dem der jeweilige Peak aufgelaufen ist. Dieser Zusammenhang wurde mit Hilfe der folgenden Formel parametrisiert, die sich darauf stützt, daß die Nichtlinearität, die nur innerhalb der ersten 4 % (7 %) des Spektrums vorhanden ist, schnell, d.h. annähernd exponentiell in die Linearität übergeht.

$$E(Kanal) = a_1 \cdot Kanal + a_2 - a_2 \cdot e^{-\frac{Kanal}{a_3}} \quad (52)$$

In der Abb. 34 sind exemplarisch vier den Dioden des Moduls A zugehörige Eichungen aufgetragen ¹⁶.

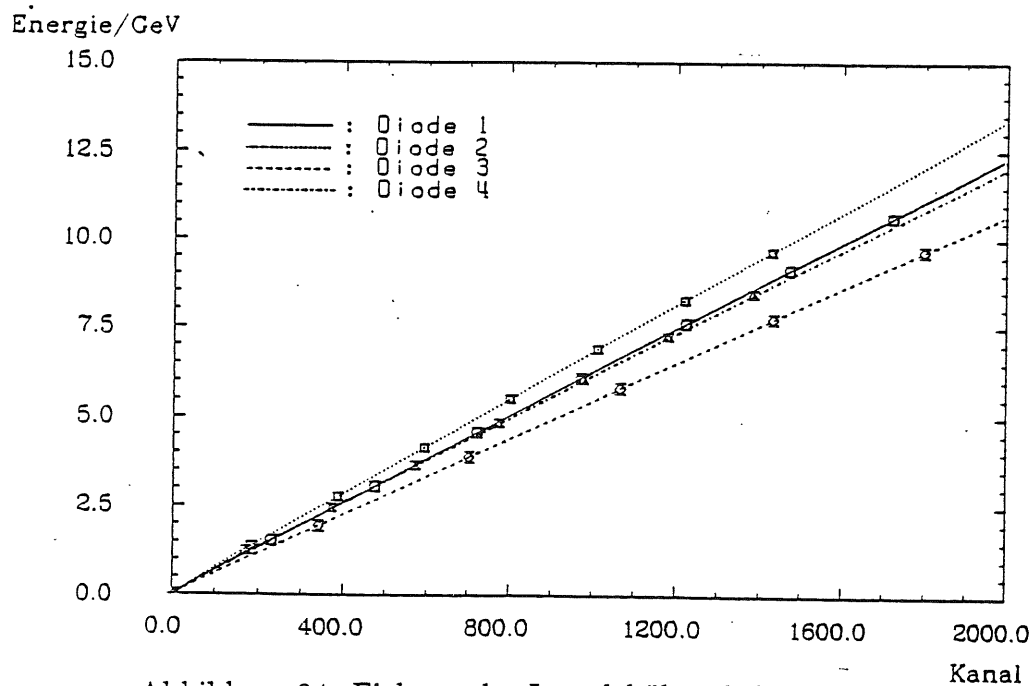


Abbildung 34: Eichung der Impulshöhenskala in Energien

Leider sind die Fits, die nach der Methode der kleinsten Quadrate gewonnen wurden, im unteren Bereich nicht sehr genau, da dort zuwenig Meßpunkte genommen wurden; dies muß in Zukunft verbessert werden.

5.1.2 Ergebnisse der Quellenmessungen

Aus den Quellenmessungen lassen sich für jede Diode separat die jeweils erzeugten Elementarladungen e_0 pro GeV und das elektronische Rauschen nach Gl. (50) bestimmen. In der Tab. 5 sind das Dioden-Vorverstärkerrauschen für alle acht Dioden des Doppelmoduls sowie die sich aus der Lage der Peaks ergebenden erzeugten Elementarladungen pro GeV zum Zeitpunkt der Messungen wiedergegeben. Die Lage und die Standardabweichung σ der Peaks wurden dabei durch Anpassung einer Gaussfunktion nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt.

¹⁶Der Kanal 0 entspricht dem jeweiligen Pedestal.

Im Mittel werden im Modul A ca. 4770 und im Modul B ca. 5740 Elementarladungen erzeugt. Das bedeutet, daß die Lichtausbeute im Modul B, das mit Lorenz-Wellenlängenschiebern ausgerüstet wurde, um einen Faktor 1.2 besser als im mit Y-7-Wellenlängenschiebern ausgerüsteten Modul A war. Der erhoffte Gewinn von 1.5 gegenüber Y-7 wurde also zumindest für diese Produktion von Lorenzwellenlängenschiebern nicht erreicht. D.h. man wird beim H1-Rückwärtskalorimeter die Y-7-Wellenlängenschieber einsetzen können ohne dabei große Nachteile bezüglich der Lichtausbeute befürchten zu müssen.

Diode	σ_D/E [%]	e_0/GeV
A 1	17.2 ± 1.0	4345 ± 3.0
A 2	16.1 ± 1.6	4887 ± 6.0
A 3	14.5 ± 0.7	4696 ± 20.0
A 4	15.9 ± 0.9	5161 ± 5.0
$(\sigma_D)_A$	15.9 ± 0.9	
B 1	15.97 ± 1.2	4739.9 ± 12.0
B 2	16.47 ± 1.9	5526.0 ± 56.0
B 3	13.57 ± 1.3	6492.8 ± 32.0
B 4	12.70 ± 3.0	6207.9 ± 23.0
$(\sigma_D)_B$	14.7 ± 1.6	

Tabelle 5: Rauschen und erzeugte Elementarladungen e_0 pro GeV für die acht Dioden des Doppelmoduls

5.1.3 Energiescans

In der Abb. 35 sind die relativen Auflösungen des Summensignals von jeweils vier Dioden der Energiescans im Modul A an den Orten $x/y = -7/0$ und $-2/0$ im Energiebereich von 1-6 GeV dargestellt. Zusätzlich ist die Auflösung einer typischen Einzeldiode am Ort $-7/0$ zu sehen.

Die Energieauflösung des Summensignals im Modul B am Ort $7/0$ ist nicht dargestellt, da die Meßpunkte sich mit denen des Summensignals am Ort $-7/0$ derart überlappen, daß in dieser Darstellung kein Unterschied festzustellen wäre. Ferner sind nach der Methode der kleinsten Quadrate gewonnene Fits nach Gl. (30) an die Meßwerte eingezeichnet. Die sich aus den Fits ergebenden Parameter sind in der Tab. 6 wiedergegeben. Hervorgehoben sind dabei Parameter, die sich aus den vorangegangenen Untersuchungen als bekannt voraussetzen ließen, d.h. diese Parameter wurden konstant gehalten und im Fit nicht mehr variiert! Die Größen, auf die das zutrifft, sind zum einen die aus den Quellenmessungen ermittelten Werte für das elektronische Rauschen σ_D und zum anderen die energetische Unschärfe b des Teststrahls von $2\%GeV$.

Wie lassen sich nun die sich aus der Abb. 35 und aus der Tab. 6 ersichtlichen Unterschiede zwischen der Energieauflösung einer Einzeldiode und der Auflösung, die sich aus der Summation ergibt sowie die Ortsabhängigkeit der Auflösung erklären? Eine Interpretation der Messungen wird im nächsten Abschnitt gegeben:

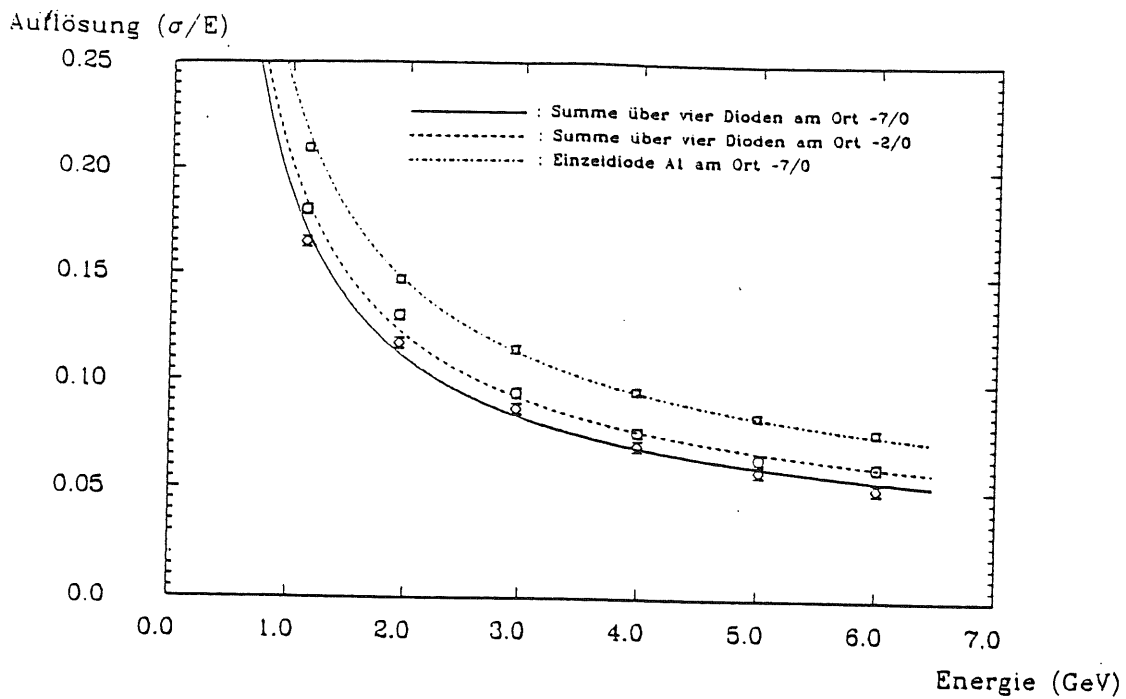


Abbildung 35: verschiedene Energiescans

	σ_D/E [%]	s/\sqrt{E} [% \sqrt{GeV}]	b [% GeV]
Modul A: Summensignal am Ort -7/0	15.5 ± 0.2	10.7 ± 0.1	2.0
Modul A: Summensignal am Ort -2/0	15.5 ± 0.2	12.71 ± 0.06	2.0
Modul B: Summensignal am Ort -7/0	14.25 ± 0.25	11.01 ± 0.01	2.0
Modul A: Diode A1 am Ort -7/0	17.1 ± 1.0	16.46 ± 0.06	2.0

Tabelle 6: Parameter für diverse Energiescans

5.1.4 Einfluß des endlichen Strahlquerschnitts und der geometrischen Anordnung der Wellenlängenschieber auf die Energieauflösung

Die Werte $\sigma_D/E = 15.5\%$ für das Summensignal des Moduls A bzw. $\sigma_D/E = 14.25\%$ für das Modul B stimmen gut mit den aus den Quellenmessungen ermittelten mittleren Werten $(\sigma_D)_A = 15.9\%$ und $(\sigma_D)_B = 14.7\%$ aus Tab. 5 überein. Auch der Wert $s/\sqrt{E} = 10.7\% \sqrt{GeV}$ für Modul A, bzw. $s/\sqrt{E} = 11.0\% \sqrt{GeV}$ für das Modul B entsprechen den Erwartungen. Wie verhält es sich aber mit den entsprechenden Werten der Einzeldioden? Der jeweilige σ_D -Wert wurde als bekannt vorausgesetzt, so daß nur der s/\sqrt{E} -Wert variiert wurde. Er ist für eine Einzeldiode bedeutend größer als für das Summensignal. Hier kommt der Einfluß des endlichen Strahlquerschnitts zum Tragen: Der Strahlquerschnitt ergibt sich aus der Querschnittsfläche der Szintillatorfinger. Hierfür wurde der Wert $1 \times 1 \text{ cm}^2$ angenommen.

Um den Einfluß des endlichen Querschnitts zu demonstrieren, muß ein Vorgriff auf ein Interpolationsverfahren gemacht werden, das im Kap. 5.2.1 im Zusammenhang mit der Rekonstruktion der Einschuborte erläutert wird. Dieses Verfahren liefert für jede Diode die entsprechende Pulshöhe an jedem Einschubort. Als Beispiel wird die Einschubenergie 4 GeV gewählt. Nimmt man als Abschätzung für die sich aus den unterschiedlichen Auftrefforten der einzelnen Elektronen ergebende Verbreiterung der Peaks an, daß die Elektronen über den Querschnitt des durch die Szintillatorfinger definierten Strahls näherungsweise gleichverteilt sind, so ergibt sich nach Anwendung des Interpolationsverfahrens das in Abb. 36a dargestellte Bild für eine Einzeldiode: Elektronen, die etwas näher an, bzw. unter günstigerem Winkel zur Diode auftreffen, ergeben ein etwas größeres Signal im Gegensatz zu solchen Elektronen, die vielleicht etwas weiter weg von der Diode oder unter ungünstigerem Winkel auftreffen. Die letzteren verursachen ein entsprechend kleineres Signal. So ergibt sich die Verbreiterung des Peaks der Einzeldiode. Summiert man nun die vier Diodensignale eines Moduls, vgl. Abb. 36b, so kompensieren sich die Effekte der vier Dioden. Die Kompensation tritt aber nur innerhalb solcher Bereiche auf, für die eine Uniformität des Summensignals aufgrund der zu diesem Bereich symmetrisch angeordneten Wellenlängenschieber gegeben ist. Dies gilt für das geometrische Zentrum. An anderen Orten, wie z.B. am Ort -2/0 überwiegt dagegen eine der Dioden die anderen, so daß sich in diesem Fall der endliche Strahlquerschnitt auch im endlichen Maße auf das Summensignal auswirkt, vgl. Abb. 36c,d.

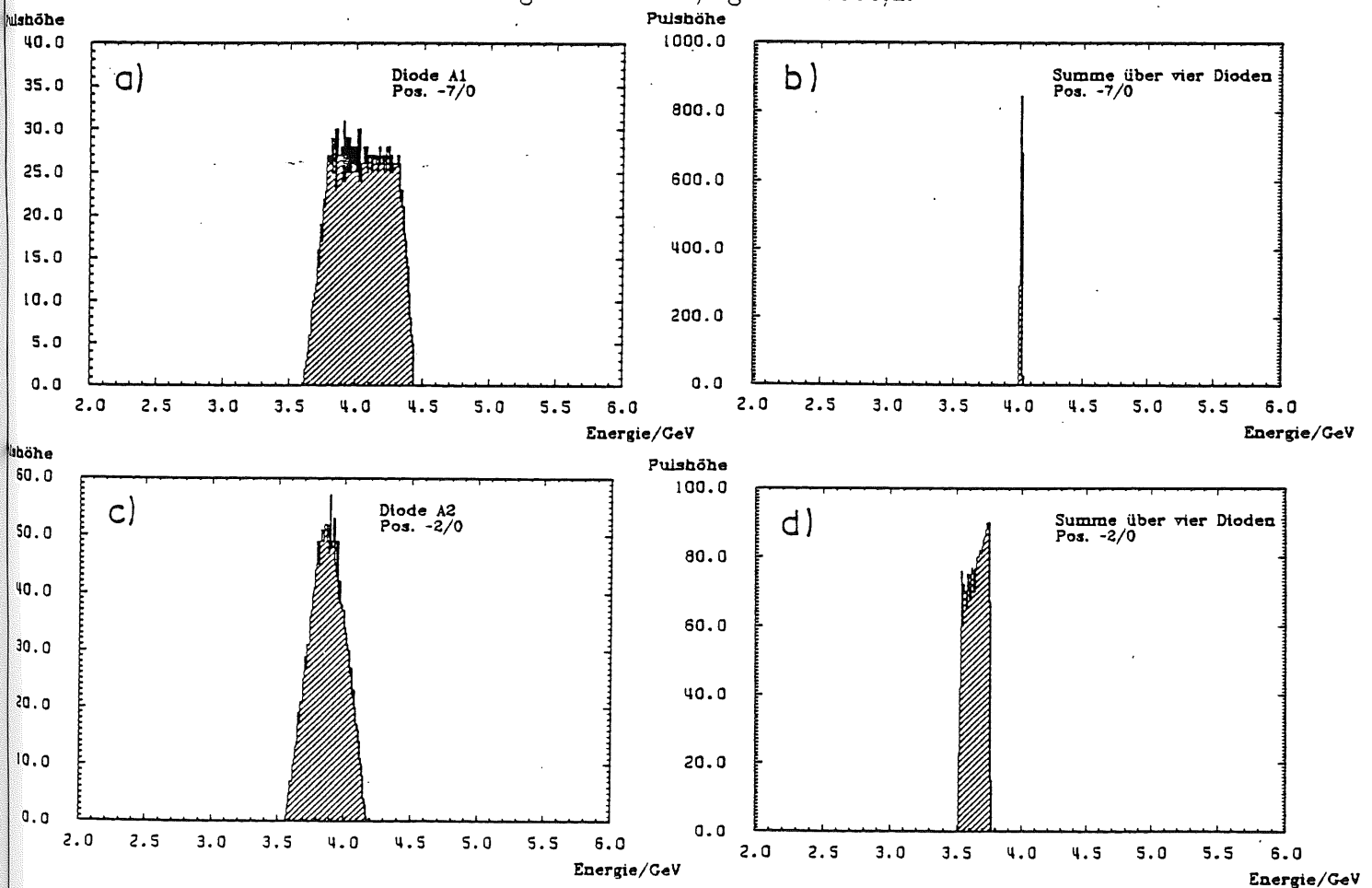


Abbildung 36: Peakverbreiterung durch endlichen Strahlquerschnitt

Wie sich der Tab. 6 entnehmen läßt, macht sich dieser Effekt offensichtlich in dem Sampling-Term s/\sqrt{E} bemerkbar. Es existiert also ein zusätzlicher Term, der mit der Wurzel der Energie verläuft und sich mit der Inhomogenität des Summensignals begründen läßt. Die Ortsabhängigkeit der Signalhöhe ist also für die Auflösung von Bedeutung; deshalb folgen im nächsten Kapitel die Ergebnisse einiger Ortsscans.

5.1.5 Ortsscans

Horizontalscan über die Mittellinie des Doppelmoduls Die Abhängigkeit der Signalhöhen der *Einzeldioden* vom Ort wurde schon im Zusammenhang mit den Ergebnissen der ersten Strahlzeit, vgl. Abb. 29, vorgestellt. Deshalb interessieren im folgenden nur die Summensignale. Die Einschußenergie war in allen Fällen 3 GeV. Betrachtet man das summierte Signal innerhalb eines Moduls, so erhält man das in der Abb. 37 dargestellte Ergebnis für die Module A und B (Die Fehler in dieser Abbildung und in allen weiteren Abbildungen, in denen Impulshöhenmaxima dargestellt sind, geben die Standardabweichung σ der gaußförmigen Impulshöhenverteilungen wieder.). Dies entspricht dem Verlauf des Summensignals des ersten Testexperiments, vgl. Abb. 29. Der Abfall zu den Seiten läßt sich im wesentlichen durch die seitlichen Leckverluste erklären. Die Strecke, über die die Pulshöhe abfällt, ist in der Größenordnung des Molière-Radius ($R_M = 1.72 \text{ cm}$) für Blei. Addiert man nun die Summensignale der beiden Module, so muß sich im Übergangsbereich die Nominalenergie von 3 GeV ergeben. Das ist in der Tat der Fall, wie Abb. 37 zeigt. Je nach Einschußort wird also der in den jeweils anderen Modul hinüberleckende Teil des Schauers von diesem detektiert, so daß zumindest für eine Linie über die Mitte des Doppelmoduls ein homogenes Ausgangssignal gegeben ist.

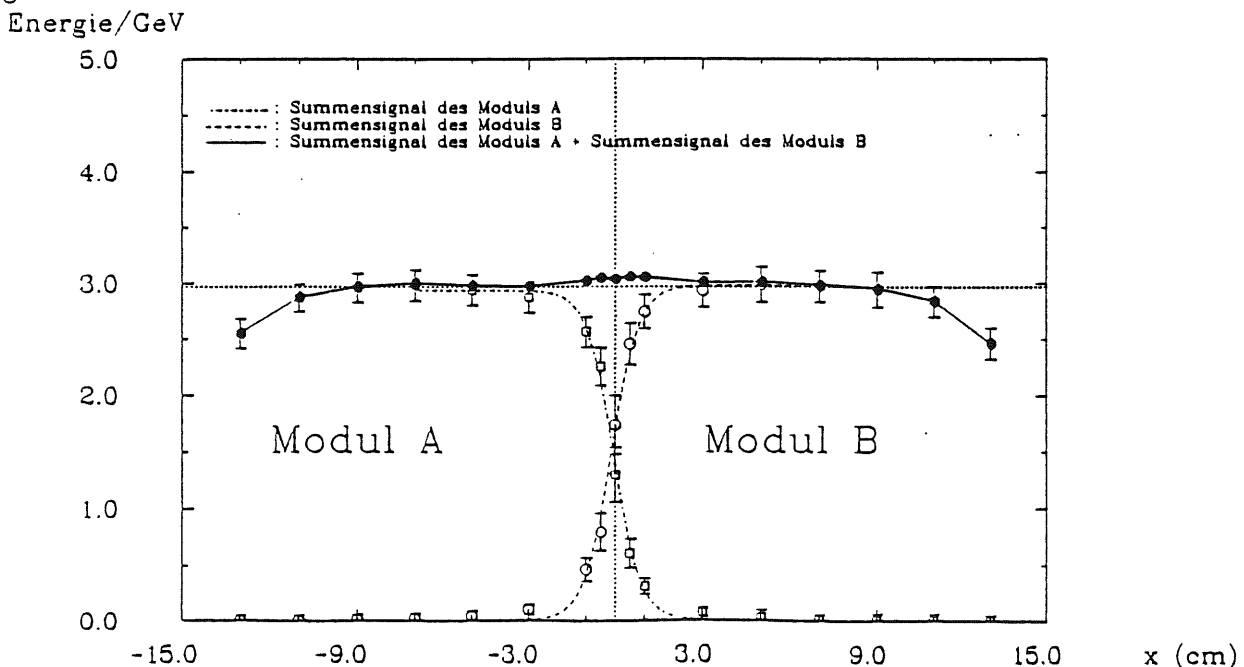


Abbildung 37: Summensignale der Module A und B, sowie Summe von A und B des Horizontalscans über die Mittellinie

Zur Illustration dieses Sachverhalts sind in der Abb. 38 die Summensignale der Module A und B eines Scans über den Einschußort 0/0, der sich genau auf der Trennungslinie befindet, wiedergegeben.

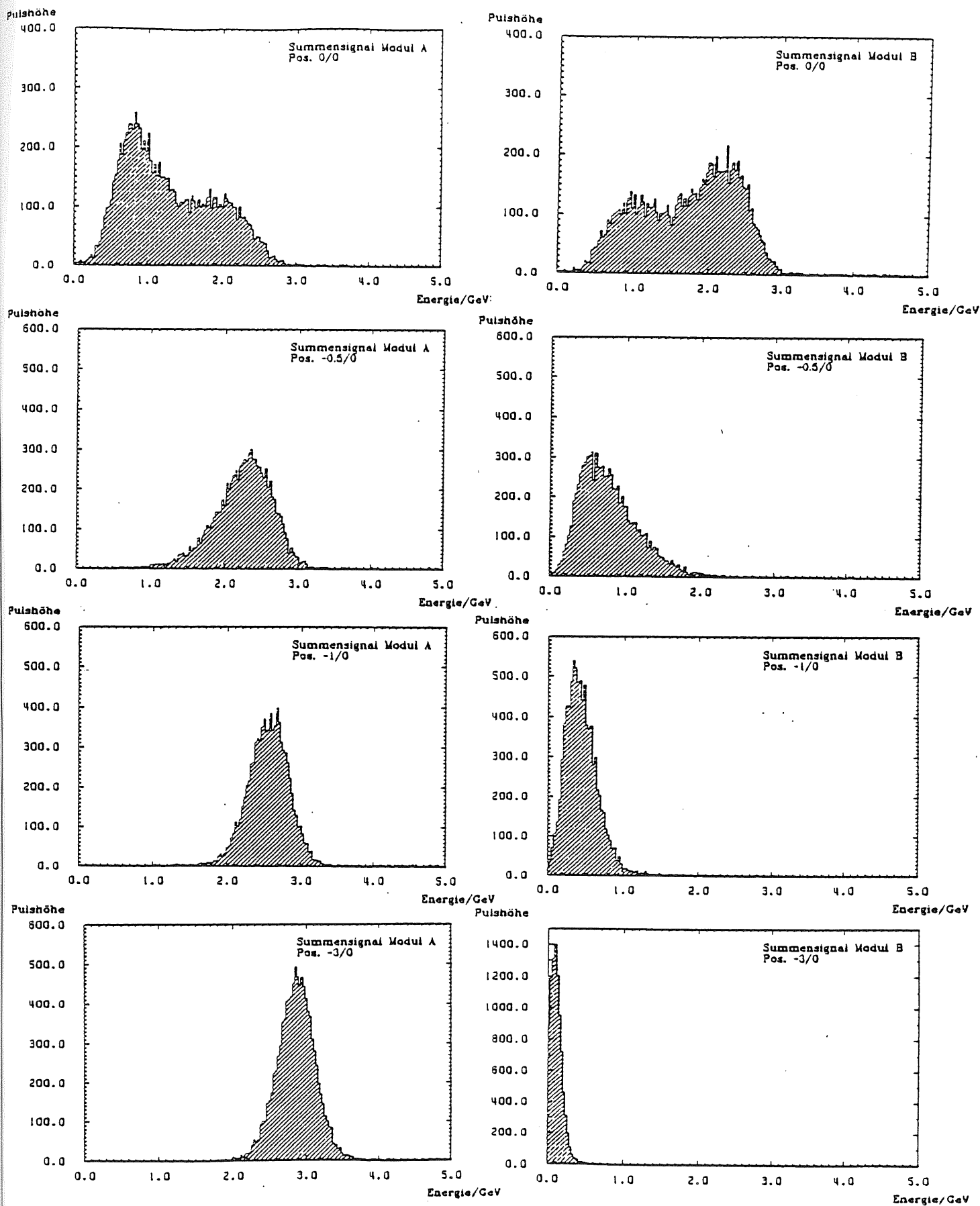


Abbildung 38: Variation der Impulshöhenspektren der Module A und B an der Trennungslinie

Zur Abb. 38 ist folgendes anzumerken: Der jeweils bei kleineren Energien liegende Peak repräsentiert dabei den Anteil des Schauers, der vom anderen Modul herüberleckt. Jedem im unteren Peak registrierten Ereignis entspricht deshalb ein Ereignis im höherenergetischen Peak des jeweils anderen Spektrums. Aufgrund dieser Symmetrie enthält die Summe der beiden Spektren nur einen gaußförmigen Peak. Andeutungen der Doppelpeaks treten infolge der endlichen Breite des Strahlquerschnitts noch in 1 cm Entfernung von der Trennungslinie auf. Ab dieser Entfernung treffen die Elektronen nur noch ein Modul, so daß in dem Modul, der nicht direkt getroffen wird, nur der hinüberleckende Anteil registriert wird.

Horizontalscan in 4 cm Höhe über der Mittellinie Vergleicht man Abb. 39 mit der Abb. 37, so wird klar, daß die Mittellinie eine ausgezeichnete Stellung einnimmt. Bei 4 cm Höhe über der Mittellinie ist die Uniformität des Summensignals sehr viel schlechter als bei 0 cm Höhe. Es treten Überhöhungen des Summensignals an solchen Orten auf, die sich auf Linien befinden, die Normalen zu einer Diode bzw. einem Wellenlängenschieber bilden. Durch solche Diodensignale wird die tatsächliche Elektronenenergie demnach stark überschätzt. Außerdem tritt eine Verfälschung des Summensignals an der Trennungslinie auf. Dies ist auf Diodentreffer zurückzuführen, die sich als Untergrund bemerkbar machen.

Man muß also versuchen, die Uniformität zu verbessern, indem man nach Feststellung des Einschußortes, den man entweder aus den Daten gewinnt oder durch Einsatz eines zusätzlichen ortsempfindlichen Detektor ermittelt, die Pulshöhen korrigiert. Ein Verfahren zur Ortsrekonstruktion aus den Diodensignalen, das diese verbesserte Uniformität zum Ziel hat, wird im Kap. 5.1 beschrieben. Zunächst folgt aber eine Untersuchung des durch Diodentreffer verursachten Untergrundes durch Halbleitereffekt am Einschußort 0/4, der direkt über der Diode B2 liegt.

Energie/GeV

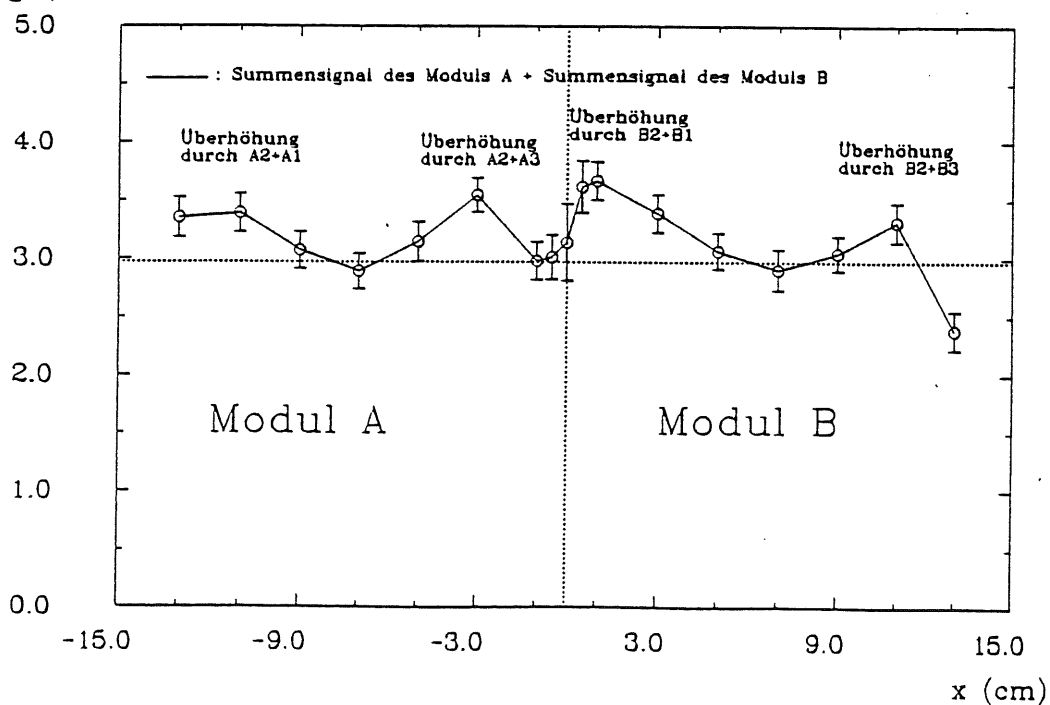


Abbildung 39: Summe der Summensignale von A und B des Horizontalscans über die Linie in 4 cm Höhe über der Mitte

Halbleitereffekte Nicht nur auftreffende γ -Quanten erzeugen in der Diode ein Signal, sondern auch die am Schauer beteiligten Elektronen und Positronen können als minimalionisierende Teilchen einen Strom erzeugen, wenn sie aus dem Kalorimeter lecken und eine Diode treffen. Dies führt zu einer Verfälschung des Energiesignals, die im folgenden untersucht wird:

So weisen z.B. am Einschubort 0/4 alle Dioden den aus Abb.38 bekannten charakteristischen Doppelpeak auf, wie Abb.40a zeigt, in der das Summensignal des Moduls A wiedergegeben wird. Es werden aber darüberhinaus auch viele Ereignisse bei niedrigen Impulshöhen registriert, bei denen das Kalorimeter offenbar getroffen wurde, die aber nur zu einem kleinen Signal in den Dioden des Moduls A führen. Diese Tatsache ist auf Treffer der Diode B2 zurückzuführen, die im Spektrum dieser Diode den charakteristischen Doppelpeak als Untergrund überlagern, vgl. Abb.40b. Der Untergrund durch Diodentreffer läßt sich näherungsweise durch Setzen eines Schnitts in der Korrelation zwischen den Dioden B2 und einer anderen Diode des Moduls B ermitteln, vgl. Abb.40c. Es werden nur solche Ereignisse verwendet, die unterhalb dieser Grenze liegen. Die Anhäufung von Ereignissen oberhalb dieser Grenze läßt sich mit dem Energieverlust eines einzelnen minimalionisierenden Elektrons erklären. Dieser Fall kann eintreten, wenn die Primärteilchen keine Detektormaterie treffen, indem sie direkt durch den Wellenlängenschieber hindurch auf die Diode treffen. D.h. das Teilchen hat nur in der Diode B2 ein Signal erzeugt und wird bei den anderen Dioden im Pedestal eingetragen. Der hochenergetische Schwanz, der im übrigen durch den vollen dynamischen Bereich der verwendeten ADCs nicht vollständig aufgenommen werden konnte, d.h. viele der Teilchen wurden im für den overflow reservierten Kanal registriert, wird dann von solchen Ereignissen stammen, bei denen mehrere Teilchen die Diode getroffen haben; in solchen Fällen muß also eine Schauerentwicklung stattgefunden haben. Dies Verfahren führt zu einer Unterdrückung des Untergrundes, vgl. Abb.40d, in der das Spektrum der Diode B2 nach Abzug des Untergrundes dargestellt ist. In Abb.40e ist das der Abb.40d entsprechende Ergebnis für das Summensignal des Moduls A wiedergegeben.

Man kann also offenbar die Diodentreffer dadurch von anderen Ereignissen trennen, indem man alle Ereignisse verwirft, bei denen zwischen zwei Dioden die genannte Bedingung erfüllt ist. Gleichzeitig ist klar, daß auf diese Weise alle Ereignisse verloren gehen, bei denen Elektronen längs eines Wellenlängenschiebers das Kalorimeter mit geringer Energiedeposition durchqueren können. Zur Vermeidung dieser Verluste darf kein Wellenlängenschieber auf den Wechselwirkungspunkt weisen; außerdem sind bei zukünftigen Konstruktionen die Wellenlängenschieber an der Ausleseseite etwas nach innen gebogen, was die Trefferzahl verringern wird.

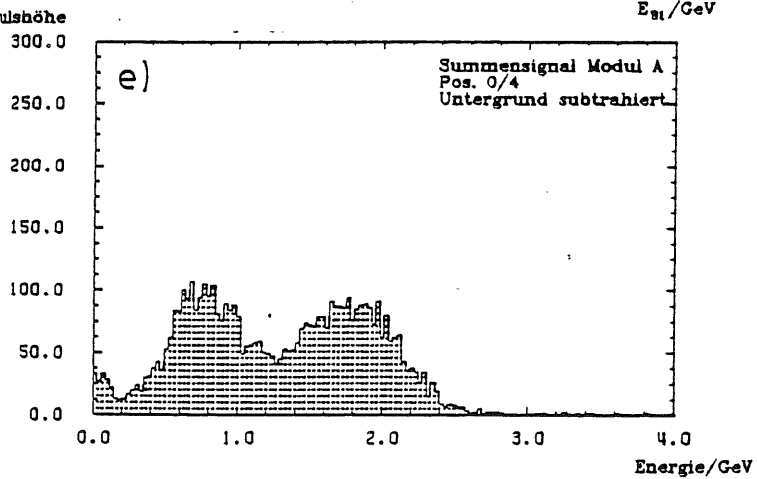
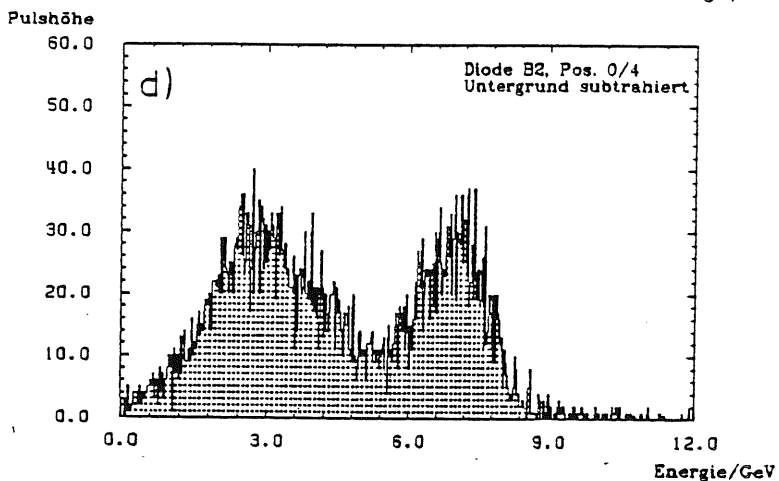
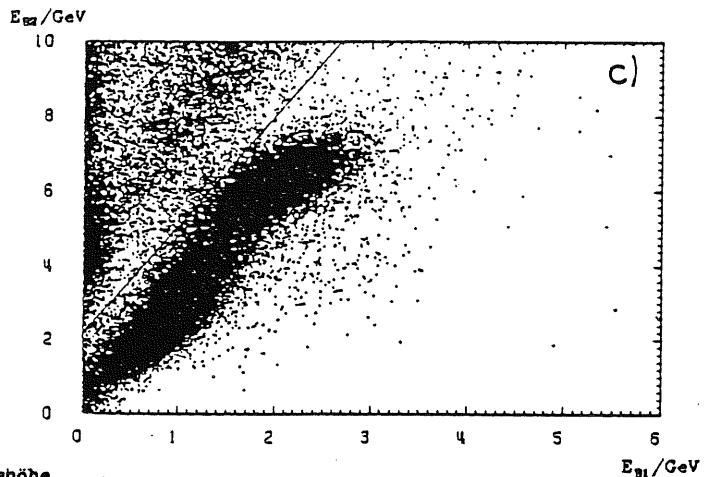
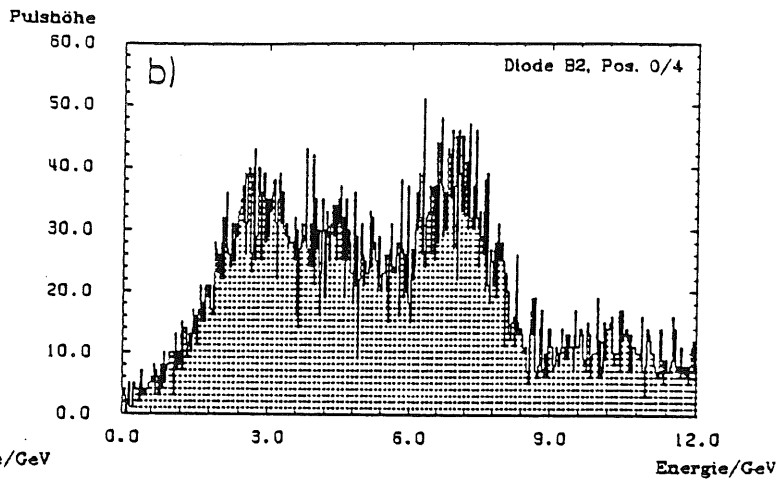
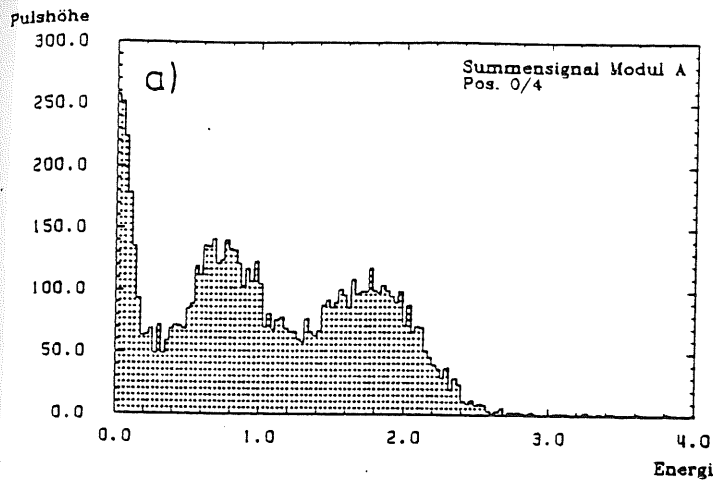


Abbildung 40: Halbleitereffekte am Einschubort 0/4.

5.2 Synthese der Teststrahlungsmessungen

Der vorangegangene Abschnitt hat gezeigt, daß es unter Umständen für eine Homogenisierung des Energiesignals günstig ist, die Signalhöhe über den ganzen Querschnitt zumindest eines Kalorimetermoduls zu kennen. Dann ist es vielleicht möglich, aus den Pulshöhen Rückschlüsse über den Auftreffpunkt eines Teilchens zu treffen. In einem weiteren Schritt könnte durch eine geeignete Korrektur der Signalhöhen in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt x/y eine bessere Uniformität erzielt werden. Im folgenden Kapitel wird nun versucht, den Einschußort allein aus den relativen Impulshöhen zu rekonstruieren. Im anschließenden Kapitel werden die so gewonnenen Informationen zur Korrektur der Impulshöhen genutzt. Das letzte Verfahren ist unabhängig davon, wie der Ort ermittelt wurde. Es ist also auch auf den Fall anzuwenden, daß ein ortsempfindlicher Detektor zwischen Wechselwirkungspunkt und Kalorimeter eingebaut wird. Zunächst wird das Verfahren zur Ortsrekonstruktion geschildert:

5.2.1 Ortsrekonstruktion

Zur Feststellung eines funktionellen Zusammenhangs zwischen Pulshöhe und Einschußort wurde die Signalhöhe über den Querschnitt eines Kalorimetermoduls als sog. *Rasterscan* bei einer Einschußenergie von 4 GeV vermessen. Dazu wurden die Signalhöhen an den Gitterpunkten eines rechtwinkligen Gitters der Basislänge 2 cm über der Querschnittsfläche des Moduls A aufgenommen. Man hat also ein Feld von 7×7 Punkten, vgl. Abb. 41, in der die Pulshöhen der Diode A1 über dem Querschnitt des Moduls A aufgetragen sind. Es soll jetzt mit einem Interpolationsverfahren auf der Basis der Meßwerte dieses Rasterscans eine Ortsrekonstruktion vorgenommen werden; dieses Verfahren wurde im übrigen bereits bei der im Kap. 5.1.4 beschriebenen Peakverbreiterung durch den endlichen Strahlquerschnitt hinzugezogen.

Lagrangesches Interpolationsverfahren Ein einfaches Interpolationsverfahren bei Funktionen mehrerer Veränderlicher liefert die Interpolationsformel von *Lagrange* [ENN83]: Betrachtet wird der Fall zweier reeller unabhängiger Veränderlicher x und y mit reellen Funktionswerten $z = f(x, y)$. Seien ferner $N+1$ Interpolationsstellen gegeben, die mit $(x_j, y_j, z_j = f(x_j, y_j))$ bezeichnet werden mit den paarweise verschiedenen Stützstellen (x_j, y_j) , $j = 0, \dots, N$. Gesucht ist nun ein Polynom möglichst niedrigen Grades

$$\Phi(x, y) = \sum_{p, q} a_{pq} x^p y^q$$

mit

$$\Phi(x_j, y_j) = f(x_j, y_j), \quad j = 0, \dots, N.$$

Existenz und Eindeutigkeit der Lösung sind i.a. nicht gesichert. Sind aber speziell die Stützstellen Gitterpunkte eines rechtwinkligen Gitters wie im Fall des Rasterscans, wobei die Stützstellen mit (x_i, y_k) , $i = 0, \dots, m$, $k = 0, \dots, n$ und die Funktionswerte bzw. die Meßpunkte des Rasterscans $f(x_i, y_k)$ mit f_{ik} bezeichnet werden, so ist die Anordnung der Stützstellen der folgenden Tabelle zu entnehmen:

	y_0	y_1	\cdots	y_n
x_0	f_{00}	f_{01}	\cdots	f_{0n}
x_1	f_{10}	f_{11}	\cdots	f_{1n}
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
x_m	f_{m0}	f_{m1}	\cdots	f_{mn}

Diese *spezielle* Interpolationsaufgabe ist nach Lagrange eindeutig lösbar durch

$$\Phi(x, y) \equiv L(x, y) = \sum_{i=0}^m \sum_{k=0}^n L_i^{(1)}(x) L_k^{(2)}(y) f_{ik} \quad (53)$$

mit

$$\left. \begin{aligned} L_i^{(1)}(x) &= \frac{(x - x_0) \cdots (x - x_{i-1})(x - x_{i+1}) \cdots (x - x_m)}{(x_i - x_0) \cdots (x_i - x_{i-1})(x_i - x_{i+1}) \cdots (x_i - x_m)} \\ L_k^{(2)}(y) &= \frac{(y - y_0) \cdots (y - y_{k-1})(y - y_{k+1}) \cdots (y - y_n)}{(y_k - y_0) \cdots (y_k - y_{k-1})(y_k - y_{k+1}) \cdots (y_k - y_n)} \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

Wie gut sich diese Formel auf die Daten anwenden läßt, zeigt Abb. 42, in der das Interpolationsverfahren auf den Raster scan angewendet wurde. Neben den interpolierten Werten einer Einzeldiode ist in Abb. 42 auch die Summe der vier Dioden des Moduls A dargestellt. Hier wird die Inhomogenität des Summensignals über die Querschnittsfläche besonders deutlich. Erwähnt werden muß an dieser Stelle, daß die Punkte, die genau auf dem Rand der Fläche liegen, durch lineare Extrapolation gewonnen wurden. D.h. insgesamt wurde die Zahl der Stützstellen von 49 um 32 auf 91 Punkte erweitert. Bei der Interpolation selbst wurden nicht alle 91 Punkte verwendet, sondern nur die Stützstellen einer Matrix von 5×5 Punkten in der Umgebung des aktuell zu interpolierenden Wertes (x, y) .

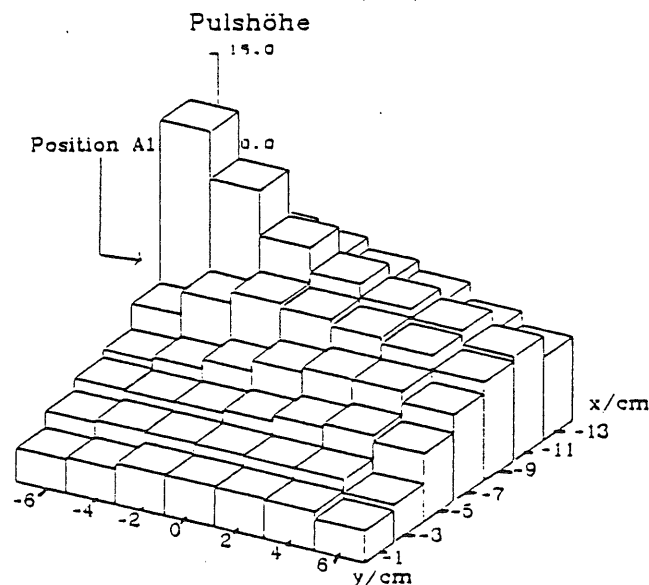


Abbildung 41: Gemessene Impulshöhen der Diode A1 über dem Queschnitt des Moduls A

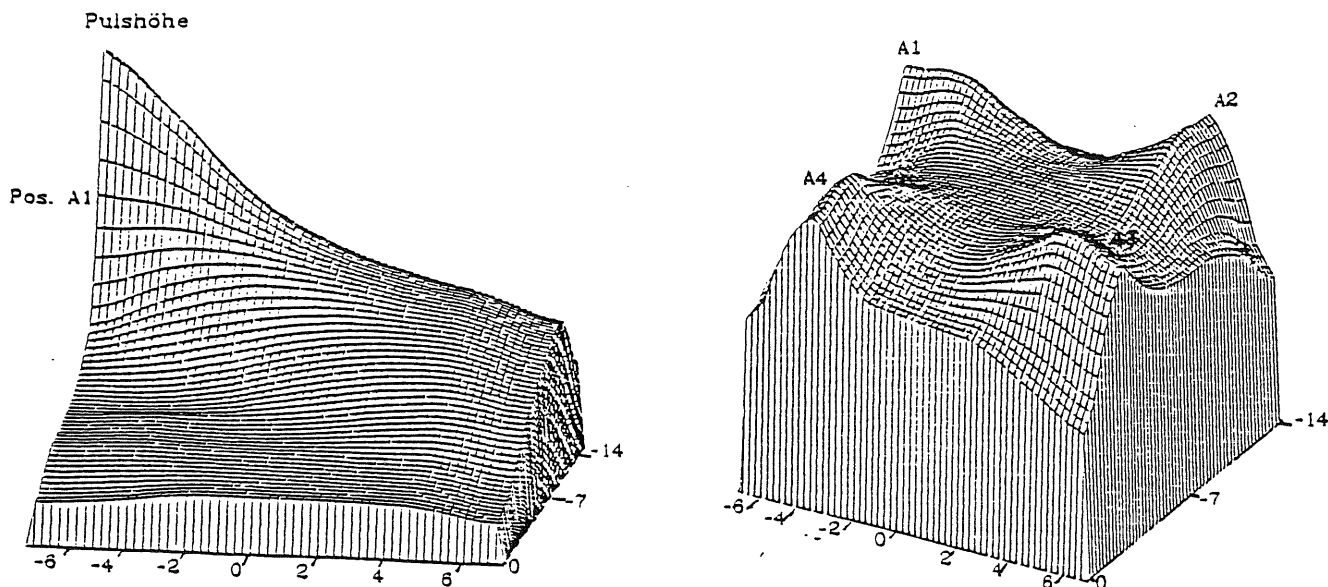


Abbildung 42: Interpolierte Impulshöhen über dem Querschnitt des Moduls A

Nach der Vorstellung des im folgenden gebrauchten Interpolationsverfahrens folgt nun eine Darstellung des eigentlichen numerischen Ortsrekonstruktionsverfahrens.

Ortsrekonstruktion aus den relativen Signalhöhen Das Verfahren basiert auf dem Vergleich der Signalhöhen PH_{A_i} der vier Einzeldioden A_1-A_4 , normiert auf das Summensignal $\sum_{j=1}^4 PH_{A_j}$, mit den entsprechenden Größen für die 49 Stützpunkte des Rasterescans. Es ist zunächst nur auf Daten zur Projektilenergie, bei der der Rasterescan durchgeführt wurde, anwendbar; angesichts des linearen Ansprechens des aktiven Kalorimetermaterials auf die deponierte Elektronenenergie darf man aber erwarten, daß es in guter Näherung auch auf andere Einschußenergien anwendbar und somit der Rasterescan die universelle Basis des Verfahrens ist. Das wird im folgenden angenommen.

Das Verfahren geht von der idealisierenden Annahme aus, daß die Impulshöhenverhältnisse für festen Ort (x,y) keinerlei statistische Schwankungen haben. Zu seiner Ausführung liegt in einem Computerprogramm, und zwar dem Hauptprogramm **Camoffn**, neben den Eichfunktionen, Pedestalwerten usw. vor allem auch ein Feld der Dimension $(49,4)$ vor, in dem die 49×4 Verhältnisse der vier Dioden des Moduls A zum jeweiligen Summensignal gespeichert sind. Vom Hauptprogramm wird für jedes Ereignis das Unterprogramm **Kalc40** aufgerufen, in dem der genannte Vergleich stattfindet: Nehmen wir zunächst an, das Elektron habe das Modul A getroffen, dann wird das folgende Minimum M gesucht:

$$M = \text{Min} (F(x_1, y_1), \dots, F(x_7, y_7)) = \quad (55)$$

$$\text{Min} \left(\sum_{i=1}^4 \left(\frac{PH_{A_i}}{\sum_{j=1}^4 PH_{A_j}} \Big|_1 - \frac{PH_{A_i}}{\sum_{j=1}^4 PH_{A_j}} \Big|_{akt} \right)^2, \dots, \sum_{i=1}^4 \left(\frac{PH_{A_i}}{\sum_{j=1}^4 PH_{A_j}} \Big|_{49} - \frac{PH_{A_i}}{\sum_{j=1}^4 PH_{A_j}} \Big|_{akt} \right)^2 \right)$$

Dabei entsprechen die Zahlen $1, \dots, 49$ den Pulshöhen PH der Dioden A_1-A_4 an den 49 Punkten des Rasterescans und akt bezeichnet die Pulshöhen der vier Dioden des aktuellen Ereignisses. Das Verfahren sucht also den Rasterpunkt, dessen relative Pulshöhen denen der Messung am nächsten kommen.

Das Verfahren kann nur für solche Teilchen den Auftreffort liefern, für die der Einschußort auf einem Punkt des Rasterscans liegt. Was geschieht dann aber mit Teilchen, die zwischen den Punkten des Rasterscans auftreffen? Es besteht die Möglichkeit, mit dem Unterprogramm **Minim2** prinzipiell auch solche Orte zu bestimmen: Ausgehend von dem durch das Unterprogramm **Kalc40** ermittelten Ort (x, y) wird eine schrittweise Minimierung entlang der Koordinatenrichtungen durchgeführt [BRA81], vgl. Abb. 43: Für den Ort (x, y) und die umliegende Orte $(x - \Delta x, y)$, $(x + \Delta x, y)$, $(x, y - \Delta y)$ und $(x, y + \Delta y)$ wird das Minimum nach Gl. (55) gesucht, wobei die Pulshöhen an den 5 Orten durch das beschriebene Interpolationsverfahren, das durch das Unterprogramm **Test2** aufgerufen wird, gewonnen werden. Es wird also ein neuer Ort (x', y') gefunden mit

$$(x', y') = \begin{cases} (x + \Delta x, y), & \text{für } M = F(x + \Delta x, y) \\ (x - \Delta x, y), & \text{für } M = F(x - \Delta x, y) \\ (x, y + \Delta y), & \text{für } M = F(x, y + \Delta y) \\ (x, y - \Delta y), & \text{für } M = F(x, y - \Delta y) \\ (x, y), & \text{für } M = F(x, y) \end{cases} .$$

Ausgehend von dem neuen Ort (x', y') wird das Verfahren solange fortgesetzt, bis ein vorgegebenes Konvergenzkriterium erfüllt ist, d.h. wenn $F(x, y) - F(x', y') < \varepsilon$, wobei ε eine vorgegebene Grenze ist, oder bis $(x', y') = (x, y)$ wird. Dabei sind Δx und Δy klein gegen die Schrittweite s des Rasterscans zu wählen; hier wurden $s = 2 \text{ cm}$ und $\Delta x = \Delta y = 0.1 \text{ cm}$ verwandt.

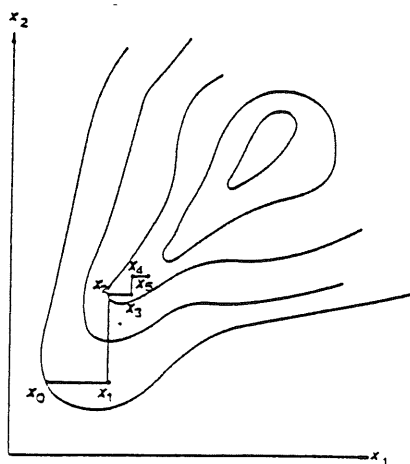


Abbildung 43: Schrittweise Minimierung entlang der Koordinatenlinien

Das Verfahren läßt sich folgendermaßen auf das Modul B, falls für dieses kein individueller Rasterscan vorliegt, übertragen: Zunächst werden im Hauptprogramm die Summensignale der Module A und B verglichen:

Wenn $\sum_{i=1}^4 PH_{B_i} > \sum_{i=1}^4 PH_{A_i}$ ist, dann werden die aktuellen Verhältnisse der Pulshöhen der Einzeldioden B1-B4 zum Summensignal des Moduls B mit den entsprechenden Verhältnissen der Pulshöhen des Rasterscans in der beschriebenen Weise verglichen. Aus dem so ermittelten Ort (x, y) wird durch Verschieben um die Kantenlänge des Moduls der Ort, der dem Auftreffpunkt des Teilchens im Modul B entspricht.

In der Abb. 44 sind die nach dem beschriebenen Verfahren rekonstruierten Orte gegen die bekannten wahren Einschußorte für die Horizontalscans bei 0 cm Höhe, bzw. 4 cm Höhe dargestellt. Bemerkenswert ist dabei, daß dabei nur für solche Ereignisse der Ort sinnvoll

rekonstruiert werden kann, die *keine* Diodentreffer einschließen, denn bei solchen Ereignissen sind die Impulshöhen verfälscht, was demzufolge zu falschen Orten führen würde.

Das Verfahren liefert, wie Abb. 44 zeigt, für die problemlosen Fälle eine Rekonstruktion auf etwa ± 5 mm. Es kann nicht angewendet werden, wenn

- die Impulshöhenverhältnisse für jeden Ort (x,y) statistische Schwankungen aufweisen, die mit den Variationen dieser Verhältnisse für benachbarte Punkte des Rasters vergleichbar sind,
- der direkte Photoeffekt nicht in *allen* ansprechenden Dioden ausgeschlossen werden kann,
- die Impulshöhenverhältnisse abhängig von der Einschußenergie und dem individuellen Modul sind, resp. nicht entsprechend viele Rasterscandaten bereitstehen.

Die Übertragbarkeit des Verfahrens auf das Modul B läßt aber erwarten, daß das Verfahren auch auf die anderen quadratischen Modulen des BEMC übertragbar ist, so daß nicht für jedes quadratische Modul explizit ein Rasterscan durchzuführen ist. Ebenso zeigt die Anwendung des Verfahrens auf 3 GeV-Energien, sowie auf weitere an dieser Stelle nicht aufgeführte Energiewerte, daß das Verfahren energieunabhängig ist. Endgültigen Aufschluß werden erst Messungen erbringen, die über die bisher durchgeführten Energiemessungen bis 6 GeV hinausgehen.

Ferner ist das Verfahren für den Fall nicht senkrechter Inzidenz zu modifizieren: Bedingt durch den schrägen Einschuß tritt eine Versetzung des Schauermaximums, das wesentlich zur entsprechenden Signalhöhe beiträgt, relativ zum Auftreffpunkt der Teilchen auf. Das Verfahren liefert demnach in solchen Fällen die Lage der Schauermaxima und *nicht* die Auftreffpunkte auf der Kalorimeteroberfläche. Im Kap. 5.2.2 wird diese Versetzung bei der Homogenisierung brücksichtigt.

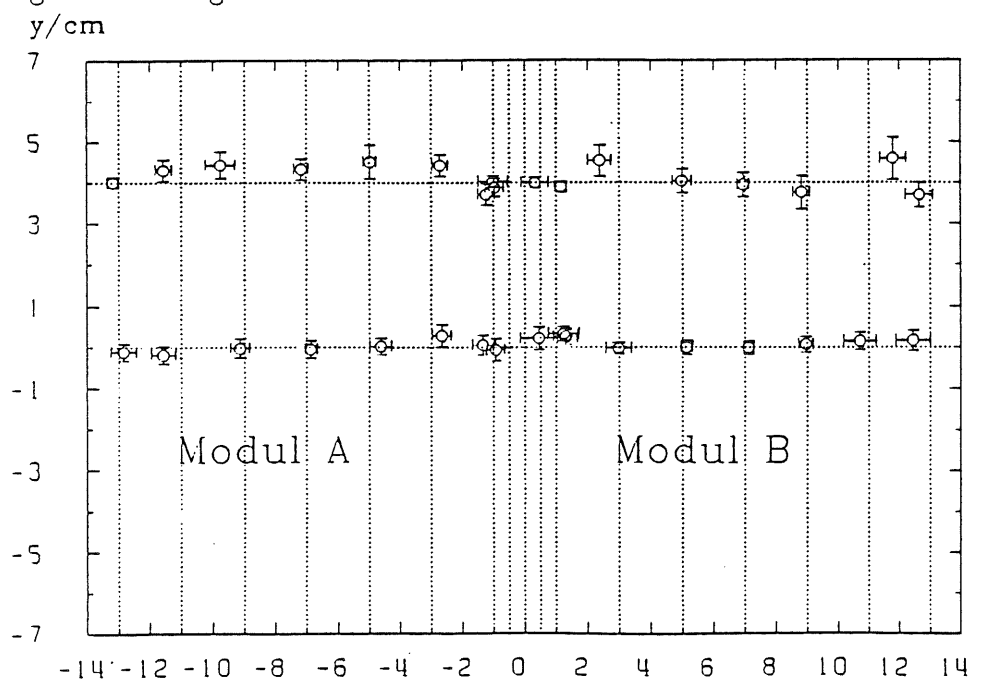


Abbildung 44: Rekonstruierte Einschußpositionen x/cm

5.2.2 Homogenisierung des Energiesignals

Zunächst wird danach gefragt, in welchem Modul das Summensignal größer resp. bei mehr als zwei Modulen am größten war. Dies sei der Modul A. Dann werden die Pulshöhen PH_{A_i} der Dioden A_i in der folgenden Weise auf Pulshöhen PH_{A_i}' für zentralen Einschub korrigiert:

$$PH_{A_i}'(x, y) = PH_{A_i}(x, y) \cdot \frac{E_R}{PH_{int_i}(x, y)} \quad (56)$$

Dabei sind die PH_{int_i} die für den jeweils aufgefundenen Ort (x, y) interpolierten Pulshöhen der Dioden A_i zur Energie E_R des Rasterscans. Anschließend werden die so korrigierten Pulshöhen addiert und durch die Zahl der Dioden (= 4) dividiert.

Homogenisierung für senkrechten Einschub Die seitlichen Leckverluste brauchen bei senkrechtem Einschub nicht berücksichtigt zu werden, wie folgende Überlegung zeigt: Aufgrund der lokalen Linearität sind die in Gl. (56) auftretenden Pulshöhen PH_{int} und PH_{A_i} jeweils proportional zur Gesamtenergie mit derselben Proportionalitätskonstanten a , so daß sich Gl. (56) schreiben läßt als

$$PH_{A_i}' = a E_{gesamt} \cdot \frac{E_R}{a \cdot E_R} = E_{gesamt}$$

In der Abb. 45 ist der Horizontalscan bei 4 cm Höhe über der Mittellinie in der korrigierten Form zu sehen ¹⁷. Der Vergleich mit der Abb. 39, in der die unkorrigierten Werte dargestellt sind, macht die durch das Verfahren erzielte erhebliche Verbesserung deutlich. Das Verfahren versagt ab ca. 1 cm Entfernung vom Wellenlängenschieber, da hier keine Stützstelle, bzw. kein Meßwert für das zugrundeliegende Interpolationsverfahren verfügbar ist.

Energie/GeV

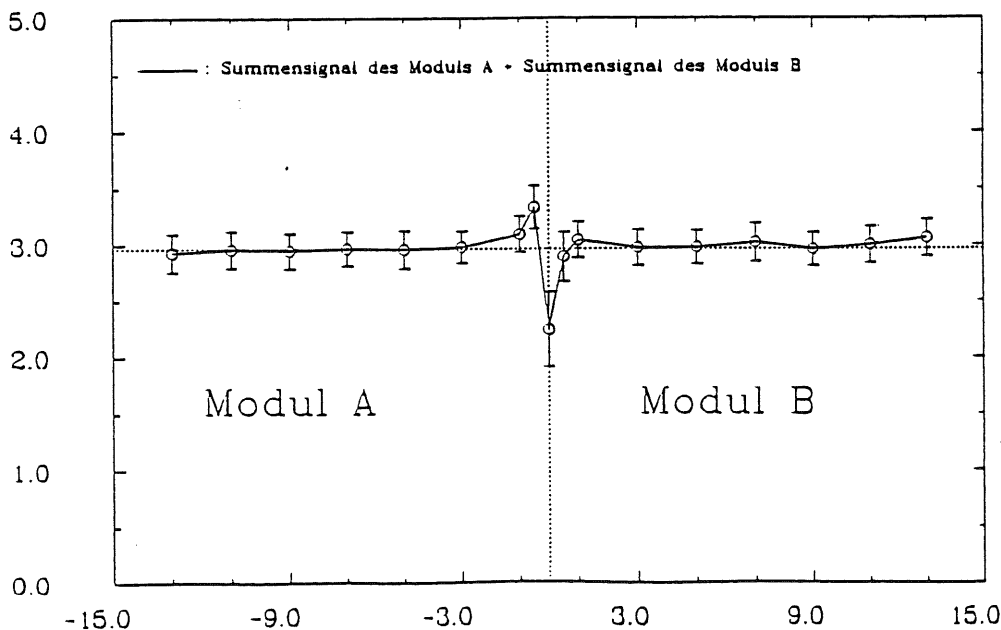


Abbildung 45: Homogenisierter Ortsscan bei 4 cm Höhe x (cm)

¹⁷Der Fehler gibt hier wie auch in Abb. 39 die Standardabweichung σ der dem Meßpunkt entsprechenden gaußförmigen Impulshöhenverteilung wieder.

Homogenisierung für schrägen Einschuss Neben den bisher betrachteten Messungen unter senkrechtem Einschuss wurden Messungen bei 15° und 25° zwischen der Normalen auf der Kalorimeteroberfläche und dem Elektronenstrahl durchgeführt, vgl. Abb. 46. Der Schauer liegt also in der Ebene $y = \text{const.}$

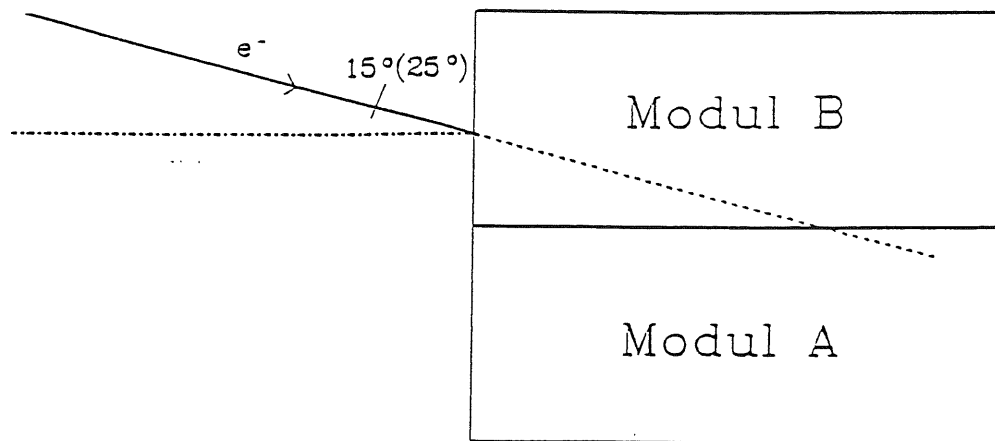


Abbildung 46: Geometrie des schrägen Einschusses

Es wurden u.a. je ein Scan über die Mittellinie bei 3 GeV für 25° und bei 3.27 GeV für 15° gemacht, wobei der 3.27 GeV-Wert irrtümlich aufgrund eines falsch eingestellten Magnetstroms des Dipolmagneten verwendet wurde. Die Analyse dieser Daten wird in [WUN88] vorgestellt. Hier soll lediglich angedeutet werden, wie das zuvor für senkrechte Inzidenz beschriebene Verfahren in den Fällen erweitert werden könnte, bei denen die Auftreffwinkel bekannt sind.

Geht man näherungsweise davon aus, daß das Energiesignal vom Maximum der Schauer-Verteilung verursacht wird, so muß man für eine Homogenisierung die beim schrägen Einschuss auftretende Versetzung dieses Maximums relativ zum Auftreffpunkt der Teilchen kennen. Eine mit dem Monte-Carlo-Programm EGS4 [NEL85] durchgeführte Berechnung des Schauerprofils bei 3 GeV ergab eine Versetzung des Maximums von $\Delta s = 2.37 \text{ cm}$ für 15° bzw. $\Delta s = 3.93 \text{ cm}$ für 25° . Diese Werte Δs können mit Hilfe der Gl. (17) auf andere Projektilenergien E_0 extrapoliert werden.

Die Pulshöhen PH_{A_i} der Dioden bei schrägem Einschuss werden nun ebenfalls nach Gl. (56) auf Pulshöhen PH_{A_i}' für zentralen Einschuss korrigiert, wobei die Auftreffpunkte (x,y) auf der Kalorimeteroberfläche durch die entsprechend im vorliegenden Falle versetzten Werte $(x - \Delta s, y)$ ersetzt werden. Aufgrund der relativ großen longitudinalen Ausdehnung des Schauers nimmt das nachgeordnete Modul A, vgl. Abb. 46, bei gleicher Entfernung des Schauermaximums von der Trennungslinie bei schrägem Einschuss einen größeren Schaueranteil auf als bei senkrechtem Einschuss. Dies führt für den Übergangsbereich zu einer Unterschätzung der Gesamtenergie. Es muß also eine weitere Korrektur erfolgen: Der Verlauf des Summensignals des Moduls B, vgl. Abb. 37, läßt sich gut durch eine *Fermifunktion* beschreiben:

$$\frac{\sum_{i=1}^4 PH_{B_i}}{4} = \frac{A_{1\perp}}{e^{-\frac{-x - A_{2\perp}}{A_{3\perp}}} + 1} \quad (57)$$

In der Abb. 37 sind nach der Methode der kleinsten Quadrate gewonnenen Anpassungen für die Summensignale der Module A und B eingezeichnet. Entsprechende Fits wurden an die Summensignale des Moduls B für $\Theta = 15^\circ$ und $\Theta = 25^\circ$ angepasst, vgl. Abb. 47. Deutlich ist die beschriebene "Aufweichung" aufgrund der größeren Leckverluste zu sehen. Die Fits liefern weitere Parameter $A_{1\circ}, \dots, A_{3\circ}$, die in die Korrektur auf senkrechten Einschuss eingehen:

$$PH_{A_i}'' = PH_{A_i}' \cdot \frac{e^{-x - A_{2\circ}}}{e^{-x - A_{2\perp}}} \cdot \frac{A_{3\circ} + 1}{A_{3\perp} + 1} \quad (58)$$

In der Abb. 48 sind die unkorrigierten, d.h. nur auf zentralen Einschuss korrigierten, sowie die auf senkrechten Einschuss korrigierten Energiesignale für den 15° - und den 25° -Scan dargestellt.

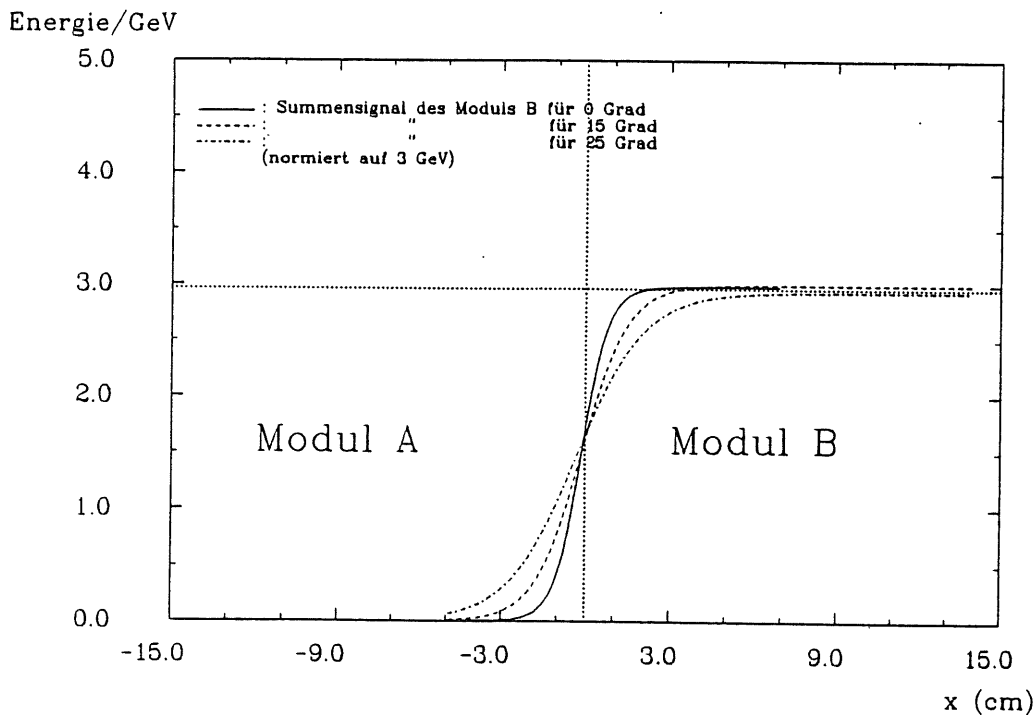


Abbildung 47: Verlauf des Summensignals des Moduls B für verschiedene Einschusswinkel an der Trennungslinie

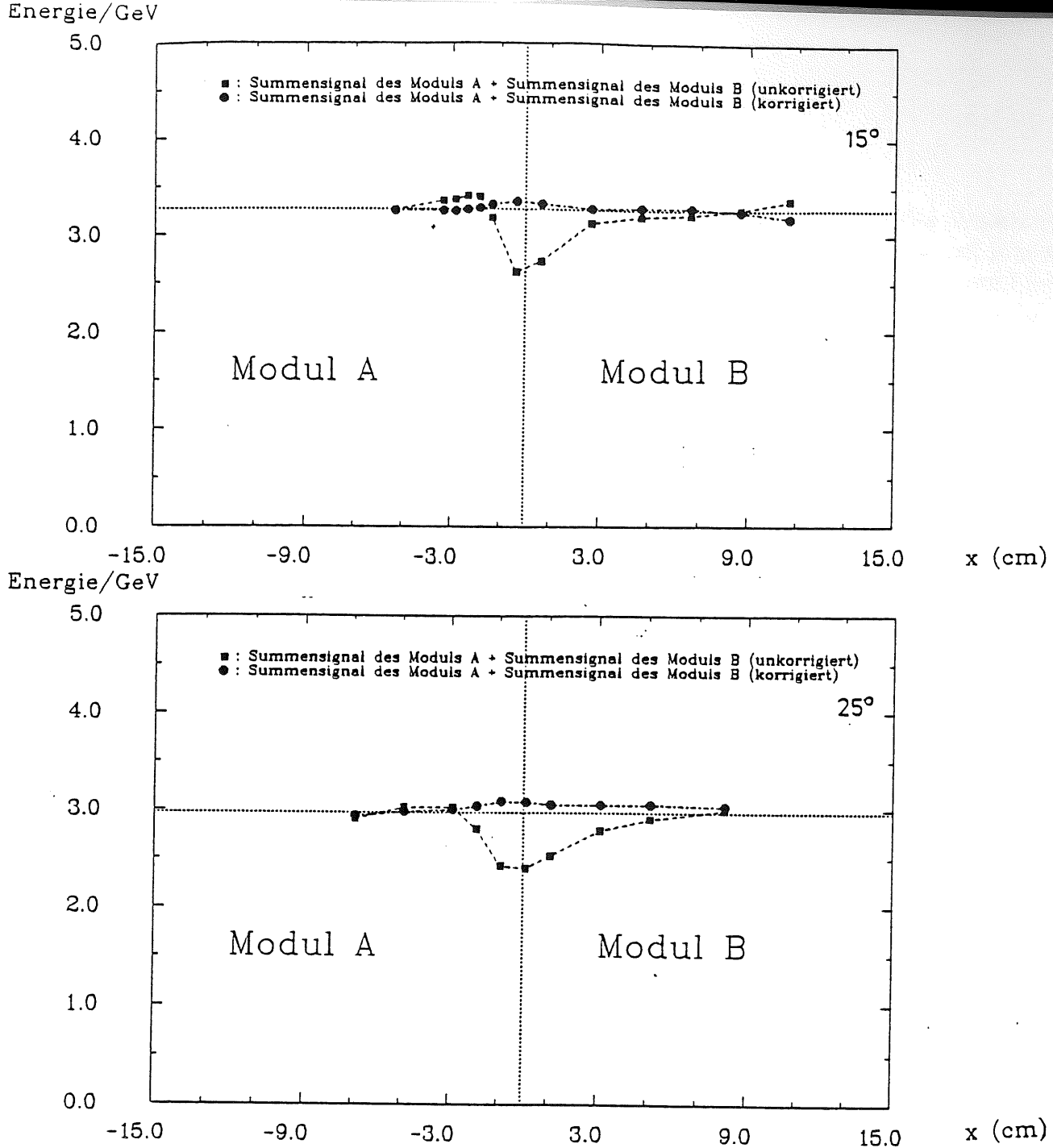


Abbildung 48: Unkorrigierte und korrigierte Scans unter den Einschusswinkeln 15° und 25°

Insgesamt zeigt die in Abb. 48 erkennbare Reduktion der Ortsabhängigkeit, daß das vorgestellte Verfahren auch bei schrägem Einschuß eine Verbesserung bringt, sofern der Winkel der Inzidenz als bekannt vorausgesetzt werden darf.

Das Aufsuchen des Auftrefforts durch schrittweise Minimierung entlang der Koordinatenlinien macht das Verfahren rechenzeitaufwendig. Dies kann evtl. durch eine größere Schrittweite, bzw. durch eine andere Abbruchbedingung (größeres ε) oder durch ein verbessertes Minimierungsverfahren¹⁸ optimiert werden. Gegen das Minimierungsverfahren ist die Energielinearisierung nach Gl. (56) zu vernachlässigen, so daß das letztere Verfahren bei vorhandenem Ortsdetektor zu bevorzugen ist.

¹⁸In [BRA81] sind weitergehende Verfahren wie z.B. die Minimierung nach "steilstem Abfall", wodurch die Suchrichtungen kleiner als 90° gehalten und mögliche Oszillationen um die günstigste Suchrichtung verringert werden, sowie die "Hohlweg-Methode" und weitere Methoden angegeben.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Prototyp eines quadratischen Moduls für das rückwärtige Kalorimeter (BEMC) des H1-Detektors bei HERA untersucht. Er besteht aus 40 Platten Pb ($d = 3\text{ mm}$) und 40 Platten Szintillator SCSN38 ($d = 4\text{ mm}$) mit einer Kantenlänge von 14 cm und einer Tiefe von 30.6 cm bzw. $21.8 X_0$. Der Prototyp wird über vier seitliche Wellenlängenschieber mit Photodioden ausgelesen. Die Untersuchungen wurden mit Höhenstrahlung, γ -Quellen und dem senkrecht auftreffenden $1\text{--}6\text{ GeV}$ Elektronenstrahl bei DESY durchgeführt und erbrachten folgende Ergebnisse:

1. Das Myonenspektrum liegt nahe am elektronischen Rauschen des Dioden-Vorverstärkersystems und stellt deshalb keine gute Eichmöglichkeit für das BEMC dar.
2. Die Samplingfluktuationen entsprechen mit $s = 10\% \sqrt{\text{GeV}}$ den Erwartungen.
3. Die symmetrische Anordnung der Wellenlängenschieber erbringt eine gute Uniformität mit einer Abweichung von $\pm 4\%$ von der Nominalenergie über ausgezeichnete Linien (Horizontal- und Vertikalscan) des Kalorimeters.
4. Erste Hinweise auf Überhöhungen des Summensignals an anderen Einschüßorten wurden festgestellt.

Weiterhin wurde das Zusammenspiel zweier benachbarter typengleicher Module insbesondere im Hinblick auf die Rekonstruktion der Gesamtenergie eines Schauers mit dem Elektronenstrahl untersucht mit folgenden Ergebnissen:

1. Die Ausrüstung eines Moduls mit Lorenzwellenlängenschiebern (in diesem Fall wurden zwischen 4700 und 6500 Elementerladungen e_0 pro Ereignis erzeugt) erbrachte keine entscheidende Verbesserung gegenüber kommerziell erhältlichen Y-7-Wellenlängenschiebern ($4300\text{--}5200 e_0$ pro Ereignis).
2. Das elektronische Rauschen konnte bis auf 16% , bzw. 15% verbessert werden.
3. Die Samplingfluktuationen entsprachen mit $10.7\% \sqrt{\text{GeV}}$ den Erwartungen aus der ersten Messzeit.
4. An der Trennungslinie wird die Nominalenergie durch das Summensignal *richtig* rekonstruiert.
5. Die Messungen ergaben eine verbesserungswürdige Nichtuniformität über dem Querschnitt des Kalorimeters.
6. Weist der Elektronenstrahl in Richtung des Wellenlängenschiebers, wird durch direkten Photoeffekt ein Untergrund erzeugt. Das hat zur Folge, daß im BEMC kein Wellenlängenschieber auf den Vertex zeigen darf.

Es wird ein Verfahren zur Rekonstruktion des Einschüßortes bei bekanntem Einschüßwinkel vorgeschlagen. Es liefert den Einschüßort mit einer Genauigkeit von ca. $\pm 5\text{ mm}$.

Zur Homogenisierung des Ansprechens auf eine feste Elektronenenergie wird ein Verfahren vorgestellt, das, ausgehend von den Annahmen des bekannten Einschüßortes und -winkels sowie dem lokalen linearen Ansprechen des Kalorimeters, zu folgendem Ergebnis kommt: Unter

Einbeziehung einer globalen Referenzmessung, eines sog. *Rasterscans*, kann mit einem Interpolationsverfahren die aktuelle Impulshöhe auf zentralen Einschub mit einer Genauigkeit von $\Delta E/E = \pm 2\%$ korrigiert werden. Dieses Verfahren ist in erster Näherung energieunabhängig.

Da im Rahmen dieser Arbeit nur Messungen bei 0° , 15° und 25° durchgeführt wurden, ist es zur Ermittlung eines funktionellen Zusammenhangs zwischen den Fit-Parametern der für die Korrektur auf senkrechten Einschub benutzten Fermi-Funktion und dem Einschubwinkel nötig, einen oder mehrere Winkelscans durchzuführen. Außerdem werden zur Verifikation der Linearität des Verfahrens darüberhinaus Messungen bei höheren Elektronenenergien stattfinden müssen. Eine weitere Aufgabe wird die Entwicklung eines Lichtkalibrationssystems, sowie die Erkundung von Möglichkeiten zur Separation von Elektronen und geladenen Pionen sein.

A Geräteliste

Messzeit 1

- 3 × hybridisierter ladungsempfindlicher VV des MPI für Physik und Astrophysik München, Baureihe 12.85
- 1 × VV Canberra 2004
- 4 × HV Ortec 572
- 4 × GBA Ortec 444
- 1 × Koinzidenz 4010 von EG&G
- 1 × logic shaper and delay Canberra 1455A
- 1 × Gleichspannung Rohde und Schwarz
- 1 × MPA [STS88]
- 1 × Fernrohr des Typs "Wild"
- 4 × PD Hamamatsu S2575

Messzeit 2

- 8 × hybridisierter ladungsempfindlicher VV (LEV-BGO) des MPI München, Baureihe 4.83
- 8 × HV Ortec 572
- 1 × MPA [STS88]
- 1 × Laser
- 1 × Gate-Generator
- 8 × PD Hamamatsu S2575

Myonenmessung

- 2 × HV Ortec 572
- 2 × PM Valvo 56AVP
- 1 × Hochspannung LeCroy 4032

Messung von Abschwächlängen

- 1 × spectroscopy amplifier Ortec 451
- 1 × nanosekunden light pulser TRW Instruments Model 88A

Literatur

- [AMA81] U. AMALDI; Fluctuations in Calorimetry Measurement, Physica Scripta, Vol. 23, 409-424, 1981
- [ASH81] N. W. ASHCROFT/N. D. MERMIN; Solid State Physics, Holt-Saunders Japan, LTD, 1981
- [BIA85] Z. BIAN; The use of Silicon Photodiodes in a CsI(Tl) calorimeter, NIM A239 (1985) 518-526
- [BRA81] S. BRANDT; Datenanalyse, B.I.-Wissenschaftsverlag, Mannheim/Wien/Zürich 1981
- [DAT86] Particle Properties data booklet, North Holland, Amsterdam 1986
- [DES86] DESY-Jahresbericht 1986
- [ENG85] J. ENGLER; Perspectives in Calorimetry, NIM A235 (1985) 301-309
- [ENN83] G. ENGELN-MÜLLGES et al, Formelsammlung zur numerischen Mathematik mit BASIC-Programmen B.I.-Wissenschaftsverlag, Mannheim/Wien/Zürich 1983
- [FDD87] I. FEDDER; private Mitteilung, I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg
- [FED87] F. FEDERMANN/H. VIEHMANN; Eine Anordnung zur Messung der Kapazität von Photodioden, Interner Bericht, I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg 1987
- [FED88] F. FEDERMANN/H. VIEHMANN; Untersuchung des Rauschverhaltens von Photodioden, Interner Bericht, I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg 1988
- [FER86] R. C. FERNOW; Introduction to Experimental Particle Physics, Cambridge University Press 1986
- [FIS85] F. FISCHER; Verbesserung der Wellenlängenschieber-Photodioden-Lichtauslesetechnik für Anwendungen auf dem Gebiet der Teilchenkalorimetrie, Diplomarbeit, MPI für Physik und Astrophysik der Universität München 1986
- [GEN87] M. GENNIS; Entwurf und Test eines elektromagnetischen Kalorimeters, Diplomarbeit, Hamburg 1987
- [GRO87] D. E. GROOM; Silicon Photodiode Detection of Bismuth Germanate Scintillation Light, NIM 219 (1984) 141-148
- [HAMDA] Hamamatsu data sheet
- [JAC83] J. D. JACKSON; Klassische Elektrodynamik, Walter de Gruyter, Berlin 1983
- [KAM83] T. KAMON et al; A new scintillator and Wavelengthshifter, NIM 213 (1983) 261-269

- [KLE85] K. KLEINKNECHT; Detektoren für Teilchenstrahlung,
Teubner Studienbücher, Stuttgart 1985
- [LOH81] E. LOHRMANN; Hochenergiephysik,
Teubner Studienbücher, Stuttgart 1981
- [LOH83] E. LOHRMANN; Einführung in die Elementarteilchenphysik,
Teubner Studienbücher, Stuttgart 1983
- [LOM85] W. LOHMANN et al; Energy loss of Muons in the Energy Range 1-10000 GeV ,
CERN 85-03
- [LOR86] E. LORENZ; Studies of Scintillation Calorimeters with Photodiode Readout ,
Vortrag, Hamburg 1986, private Mitteilung
- [NEL85] W. R. NELSON et al; The EGS4 Code-System,
SLAC-265 UC-32
- [NUKIN] Nuclide index
- [PAR84] Particle Data Group; Review of Particle Properties,
1984
- [PAU85] R. PAUL; Optoelektronische Halbleiterbauelemente,
Teubner Studienskripten, Stuttgart 1985
- [SCH88] C. SCHRADER, Diplomarbeit in Vorbereitung,
Universität Hamburg 1988
- [STR84] L. STRÜDER; Photodiodenauslese an Szintillationsdetektoren, Signalaufbereitung
mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern, Datenauslese- und Verarbeitung,
Diplomarbeit, RWTH Aachen 1984
- [STS88] W. STRAUSS; Dissertation in Vorbereitung,
Universität Hamburg 1988
- [WOL86] G. WOLF; HERA: Physics, Machine and Experiment,
DESY 86-089
- [WUN88] R. WUNDERLICH; Diplomarbeit in Vorbereitung,
Hamburg, 1988

Danksagung

Diese Diplomarbeit entstand im Bereich Teilchenphysik des I.Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg auf dem Gelände des Deutschen-Elektronen-Synchrotrons. Hiermit danke ich allen Mitgliedern für die zahlreich gewährte Unterstützung.

Besonderen Dank schulde ich

Herrn Prof. H.H. Duhm, Herrn Prof. R. Langkau sowie Herrn Prof. W. Scobel für die Aufgabenstellung und die gute Betreuung,

der Werkstatt, insbesondere Herrn Leicht und Herrn Wleklinsky für die exakte Ausführung der mechanischen Arbeiten,

dem technischen Stab des Zyklotrons für die Anfertigung und Bereitstellung verschiedener technischer Hilfsmittel,

Frau M. Berghaus für die akkurate Anfertigung zahlreicher Abbildungen,

sowie allen Diplomanden und Doktoranden des I.Instituts, die mich während der Messzeiten und der Auswertung hervorragend unterstützt haben.

Besonders bedanken möchte ich mich auch bei meinen Eltern, die mich zu jeder Zeit und in jeder Form während des Studiums unterstützt haben.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Diplomarbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig verfaßt zu haben.