

114

1046

Untersuchungen an einem Prototyp-Doppelmodul
des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters für
den H1-Detektor bei HERA

Rainer Wunderlich

Diplomarbeit
Universität Hamburg
I. Institut für Experimentalphysik

Bibliothek der
Physikalischen Institute
Hamburg 36, Jungiusstraße 9

1. Dezember 1988

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie	7
2.1	Wechselwirkungen von Elektronen und Positronen mit Materie	7
2.1.1	Wechselwirkungen von Elektronen und Positronen mit Atomkernen . .	7
2.1.2	Wechselwirkungen von Elektronen mit Hüllenelektronen	8
2.2	Wechselwirkungen von Photonen mit Materie	9
2.3	Der elektromagnetische Schauer	10
3	Elektromagnetische Kalorimeter	13
3.1	Typen und Materialien	13
3.2	Komponenten eines Kalorimeters	14
3.2.1	Szintillatoren	14
3.2.2	Wellenlängenschieber	15
3.2.3	Photodioden	18
4	Voruntersuchungen an Kalorimeterkomponenten	24
4.1	Testaufbau	24
4.2	Ergebnisse der Voruntersuchungen	26
4.2.1	Bias-Spannung und Kabellängen	26
4.2.2	Lichtsammllung im Szintillator	29
4.2.3	Lichtsammllung im Wellenlängenschieber	32
5	Test der Prototypmodule	35
5.1	Testaufbau	35
5.1.1	Trigger	37
5.1.2	Elektronische Signalverarbeitung und Datennahme	38
5.2	Kalibration und Eichung	38
5.2.1	Testpulseichung	38
5.2.2	Eichung mit radioaktiven Quellen	39
5.3	Signale, die nicht von der Einschußenergie abhängen	40
5.4	Energieauflösung	44
5.5	Rekonstruktion des Einschußorts	49
5.5.1	Skalierung der Diode mit der größten Pulshöhe	50
5.5.2	Ortsrekonstruktion in einem Modul	50
5.5.3	Ortsrekonstruktion mit beiden Modulen	52
5.5.4	Ortsrekonstruktion bei schrägem Einschuß	53
5.6	Homogenität der Energiesignale	58

5.6.1	Homogenisierung des Energiesignals durch Skalierung des größten Signals eines Moduls	58
5.6.2	Homogenisierung des Energiesignals durch Korrektur aller Einzelsignale auf den Einschußort	61
5.6.3	Homogenisierung des Energiesignals durch Korrektur des Summensignals auf den Einschußort	63
6	Zusammenfassung	66
	Literaturverzeichnis	68
	Danksagung	70

Abbildungsverzeichnis

1.1	Gesamtansicht des H1-Detektors	4
1.2	Aufbau des BEMC	5
2.1	Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie	9
2.2	Wechselwirkungen von Photonen mit Materie für Blei als Absorber	10
2.3	Energiedeposition in longitudinaler Richtung beim Einschluß eines 6 GeV-Elektrons	11
3.1	Bändermodell für einen anorganischen Szintillator	15
3.2	Schematische Darstellung der Lichtauslese	16
3.3	Emissions- und Absorptionsspektren von SCSN38 und Y7	17
3.4	Absorptionsspektrum des LOR-Wellenlängenschiebers	17
3.5	Ladungsträgererzeugung in einer PIN-Photodiode	19
3.6	Aufbau einer PIN-Photodiode	20
3.7	Dunkelstrom einer Diode	21
3.8	Kapazität einer Diode	21
3.9	Spektrale Empfindlichkeit und Quantenausbeute der Diode Hamamatsu S2575	21
3.10	Ersatzschaltbild für Photodiode und Vorverstärker	22
4.1	Testaufbau für die Voruntersuchungen	25
4.2	Spektrum einer ^{57}Co -Quelle	27
4.3	Einfluß der Bias-Spannung auf die relative Auflösung	28
4.4	Einfluß der Kabellänge auf die relative Auflösung	29
4.5	Einfluß der Bearbeitung der Szintillatorkanten auf die Lichtausbeute	30
4.6	Die Lichtauslese bei verschiedenen Positionen des WLS	32
4.7	Einfluß des Abstands zwischen WLS und Szintillator auf die Lichtausbeute	33
5.1	Aufbau des Testmoduls	35
5.2	Versuchsaufbau des Teststrahlexperiments	36
5.3	Geometrie des Doppelmoduls	37
5.4	Vergleich der Spektren von ^{57}Co und 5 GeV Elektronen	39
5.5	Meßaufbau für die Messungen mit radioaktiven Quellen	40
5.6	Spektren in Position -0.5/-4 bei $\varphi = 0^\circ$	41
5.7	Korrelation der Signale von Diode A4 und der Summe der Signale in Position -0.5/-4 bei $\varphi = 0^\circ$	42
5.8	Anzahl der aus dem Modul austretenden Teilchen für verschiedene Einschlußpositionen	43
5.9	Gemessene Energieverteilung eines 5 GeV-Elektrons	44

5.10	Relative Breiten der Signale der Module und eines einzelnen Kanals in Abhängigkeit von der Energie	45
5.11	Energieunschärfe des Teststrahls 21	45
5.12	Korrelation des Rauschens von zwei Photodioden eines Moduls	47
5.13	Korrelation des Rauschens beider Module	47
5.14	Energieauflösung in Abhängigkeit vom Einschußort bei $\varphi = 0^\circ$	48
5.15	Energieauflösung in Abhängigkeit vom Einschußort bei $\varphi = 15^\circ$	49
5.16	Ortsabhängigkeit der Signale einer normierten Einzeldiode	50
5.17	Anpassung der Funktion zur Ortsrekonstruktion an die Pulshöhen einer Einzeldiode	51
5.18	Flußdiagramm des Ortsrekonstruktionsverfahrens	52
5.19	Rekonstruierter Einschußort bei geradem Einschuß	54
5.20	Verlagerung des Schauerschwerpunkts bei schrägem Einschuß	55
5.21	Verlagerung des Schauerschwerpunkts in Abhängigkeit von der Energie	55
5.22	Rekonstruierter Einschußort bei Einschuß unter $\varphi = 15^\circ$	56
5.23	Homogenität der Signale bei $y=0$	58
5.24	Homogenität der Signale bei $y=4$	59
5.25	Homogenität der Signale nach der Skalierung des größten Signals bei einem Ortsscan bei $y=4$ für $\varphi = 0^\circ$	60
5.26	Homogenität der Signale nach der Skalierung des größten Signals bei einem Ortsscan bei $y=4$ für $\varphi = 15^\circ$	60
5.27	Anpassung der Pulshöhenfunktion an die Ortsabhängigkeit des Signals einer Diode	61
5.28	Homogenität der Energiesignale nach Skalierung aller Signale eines Moduls bei einem Ortsscan bei $y=4$	62
5.29	Ortsabhängigkeit des Summensignals	63
5.30	Homogenität der Energiesignale nach der Skalierung der Summe der Signale bei einem Ortsscan bei $y=4$ für $\varphi = 0^\circ$	64
5.31	Homogenität der Energiesignale nach der Skalierung der Summe der Signale bei einem Ortsscan bei $y=4$ für $\varphi = 15^\circ$	65

Tabellenverzeichnis

2.1	Parameter der mittleren longitudinalen Schauerentwicklung	14
3.1	Strahlungslängen und kritische Energien einiger Materialien	15
3.2	Vergleich der Wellenlängenschieber	20
4.1	mittlere Pulshöhe bei verschiedenen Szintillatorkanten	33
4.2	Einfluß des Endreflektors am WLS auf die Lichtausbeute	36
5.1	Ergebnisse der Messungen mit radioaktiven Quellen	42
5.2	Parameter der Energieauflösung der Module beim Zentraleinschuß	48
5.3	Gemessene und errechnete Verlagerung des Schauerschwerpunkts bei 3 GeV Einschußenergie	55
5.4	Gemessene und errechnete Fluktuationen des Schauerschwerpunkts bei 3 GeV Einschußenergie	59

Kapitel 1

Einleitung

Im Sommer 1990 wird der Speicherring HERA (**H**adronen-**E**lektronen-**R**ing-**A**nlage) seinen Betrieb aufnehmen. In ihm werden Protonen mit Impulsen von 820 GeV/c und Elektronen von 30 GeV/c zur Kollision gebracht. Damit ist HERA der erste Speicherring, in dem Teilchen aus unterschiedlichen Familien verwendet werden. Alle bisherigen Speicherringe benutzen Teilchen und Antiteilchen (p^+p^- oder e^+e^-). Außerdem wird die Schwerpunktsenergie mit 314 GeV eine der höchsten bisher erreichten Energien sein. Es wird dadurch möglich, bisher nicht meßbare Vorhersagen des Standardmodells zu überprüfen und mögliche neue Teilchen (Quarks oder Leptonen) bis zu einer Maximalenergie von 314 GeV zu erzeugen.

Um die Wechselwirkungspunkte von HERA werden die Detektoren H1 und ZEUS aufgebaut. Diese Arbeit beschäftigt sich mit einer Komponente des H1-Detektors. Abbildung 1.1 zeigt einen Längsschnitt durch den H1-Detektor.

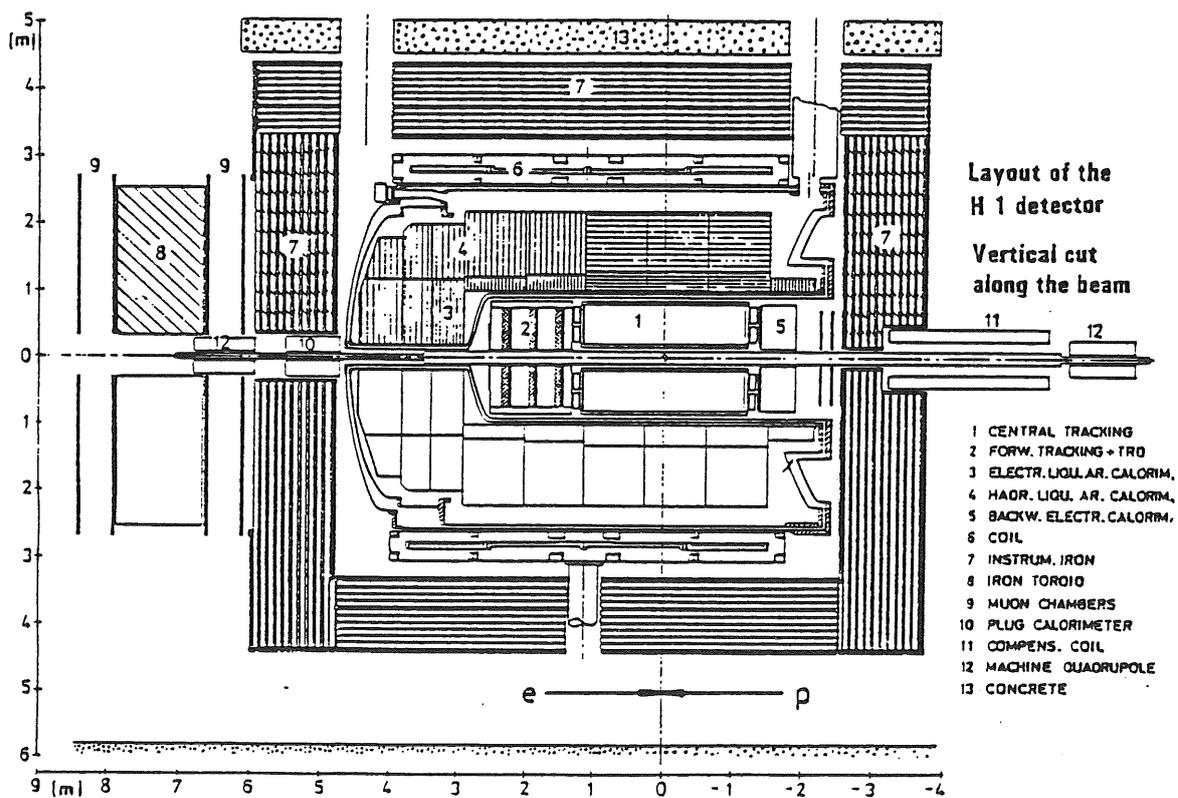


Abbildung 1.1: Gesamtansicht des H1-Detektors

Zur Energiemessung werden wegen der hohen Teilchenenergien Kalorimeter verwendet. Den größten Winkelbereich innerhalb des H1-Detektors umschließt das Flüssig-Argon-Kalorimeter, das sowohl elektromagnetische Kalorimeter als auch Kalorimeter zur Energiemessung von Hadronen beinhaltet.

Im rückwärtigen Bereich des Detektors, d.h. in Flugrichtung der Elektronen, deckt das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter BEMC (**B**ackward **E**lectro**M**agnetic Calorimeter, Nr.5 der Abbildung 1.1) den Bereich zwischen dem Kryostaten des Flüssig-Argon-Kalorimeters und dem Strahlrohr ab. Der Abstand des BEMC vom Wechselwirkungspunkt beträgt 189 cm. Der Außendurchmesser ist mit 162 cm durch den Innendurchmesser des Kryostaten vorgegeben. Durch die innere Öffnung (21.8 cm) führt das Strahlrohr. Das BEMC umschließt somit den Winkelbereich von 154° bis 176° . Folgende Randbedingungen sind für das BEMC zu berücksichtigen:

- Ein hohes Magnetfeld von 1.2 T
- Hohe Strahlenbelastung in der Nähe des Strahlrohrs
- Eine angestrebte Energieauflösung von $10\%/\sqrt{E}$.

Für das BEMC wurde eine Blei-Szintillator-Sandwichstruktur gewählt. Es ist modular aus 88 Modulen aufgebaut, wie in Abbildung 1.2 dargestellt. Die Lichtauslese erfolgt über seitlich an den Modulen angebrachte Wellenlängenschieber, an deren hinteren Enden Photodioden befestigt sind. Damit ist das BEMC eines der ersten Sampling-Kalorimeter, das mit Hilfe von Photodioden ausgelesen wird.

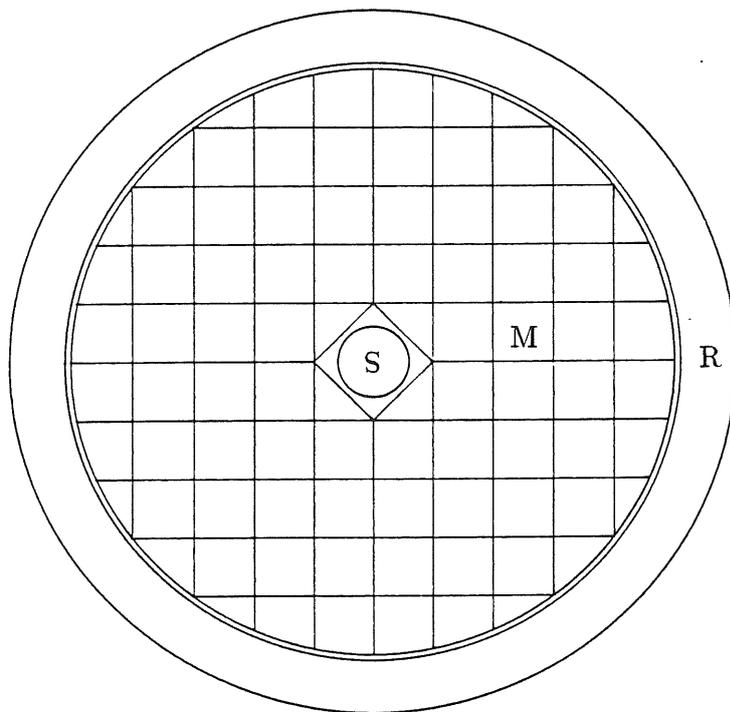


Abbildung 1.2: Aufbau des BEMC

S: Strahlrohr

M: Kalorimetermodul

R: Trägerring

Wie man aus Abbildung 1.2 ersehen kann, ist das quadratische Modul die am häufigsten vorkommende Bauform innerhalb des BEMC. Der Inhalt dieser Arbeit ist die Entwicklung und der Test einer Kombination von zwei dieser quadratischen Module.

Nach der Erklärung der physikalischen Grundlagen, nach denen ein elektromagnetisches Kalorimeter arbeitet, folgt eine Beschreibung der Komponenten, aus denen die Module aufgebaut sind, woraus hervorgeht, wie das Signal des Kalorimeters entsteht. Nach diesem theoretischen Teil werden einige Voruntersuchungen vorgestellt, die das Ziel haben, Parameter der optischen und elektronischen Signalauslese kennenzulernen. Im Hauptteil dieser Arbeit wird über den Test eines quadratischen Doppelmoduls mit einem Teststrahl aus Elektronen berichtet. Im einzelnen wird auf folgende Punkte eingegangen: Größe der Signale in GeV; Rauschen der Elektronik; Energieauflösung der Module; Signale, die nicht von der Einschußenergie abhängen; Ortsauflösung der Module; Homogenisierung der Ortsabhängigkeit der gemessenen Energie. Im letzten Kapitel werden noch einmal die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie

Jede Art von Teilchennachweis erfordert eine Wechselwirkung des nachzuweisenden Teilchens mit der Materie des Detektors. Die Art der Wechselwirkung ist stark von der jeweiligen Teilchenart abhängig.

2.1 Wechselwirkungen von Elektronen und Positronen mit Materie

Elektronen und Positronen wechselwirken durch folgende Prozesse mit der Absorbermaterie:

1. Wechselwirkungen mit Atomkernen
 - Bremsstrahlung
 - Coulombstreuung
2. Wechselwirkungen mit Hüllenelektronen
 - Ionisation
 - Bhabhastreuung
 - Møllerstreuung
 - Elektron - Positron - Annihilation

2.1.1 Wechselwirkungen der Elektronen und Positronen mit Atomkernen

Sofern nicht ausdrücklich vermerkt, gelten alle im folgenden für Elektronen gemachte Aussagen auch für Positronen. Der dominierende Prozeß für den Energieverlust von Elektronen bei hohen Energien ($E > 100 \text{ MeV}$) ist die inelastische Streuung von Elektronen am Kernpotential (Bremsstrahlung). Durchläuft das Elektron das elektrische Feld eines Kerns, wird es beschleunigt und strahlt γ -Quanten ab. Der Gesamtenergieverlust des Elektrons pro Wegeinheit läßt sich schreiben als:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = nE\sigma_{rad} \quad (2.1)$$

wobei n die Anzahl der Atome pro cm^3 bezeichnet. Der totale Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung σ_{rad} läßt sich durch die allgemeine Beziehung

$$\sigma_{rad} = \frac{1}{E} \int_0^{k_{max}} k \left(\frac{d\sigma}{dk} \right) dk \quad (2.2)$$

mit $k =$ Energie des emittierten γ -Quants und $k_{max} = E - m_e c^2$ ausdrücken.

Für hohe Teilchenenergien ($E \gg \frac{137mc^2}{\sqrt{Z}}$) gilt die Näherung [FER86]:

$$\sigma_{rad} = 4 \sigma_0 \ln \left(\frac{183}{\sqrt[3]{Z}} + \frac{1}{18} \right) \quad (2.3)$$

mit $\sigma_0 = \alpha Z^2 r_e^2$. r_e ist hier der klassische Elektronenradius $r_e = \frac{e^2}{2m c^2}$. Schreibt man Gleichung 2.1 in der Form $\frac{dE}{E} = dx n \sigma_{rad}$, so sieht man, daß $n \cdot \sigma_{rad}$ die Dimension einer inversen Länge hat. Daher führt man die materialabhängige Größe X_0 ein, mit

$$\frac{1}{X_0} = n \sigma_{rad} = 4 \sigma_0 n \ln \left(\frac{183}{\sqrt[3]{Z}} \right) \quad (2.4)$$

Aus Gleichung 2.1 folgt:

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (2.5)$$

Anschaulich ist X_0 also die Strecke, die ein Elektron im Absorber zurücklegen muß, damit seine Energie auf $1/e$ des ursprünglichen Werts abgefallen ist.

Neben der inelastischen Streuung an Atomkernen kann das Elektron auch elastisch am Kern gestreut werden (Coulombstreuung). Wegen der großen Masse des Kerns gegenüber dem Elektron ändert sich die kinetische Energie des Elektrons dabei praktisch nicht. Allerdings leistet die elastische Vielfachstreuung in dichten Medien den Hauptbeitrag zur lateralen Ablenkung des Elektrons. Für die mittlere Richtungsänderung gilt:

$$\phi_{rms} = \langle \phi^2 \rangle^{1/2} = \frac{2 E_s}{p v} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (2.6)$$

mit $E_s = \sqrt{4\pi \cdot 137 mc^2} = 21 MeV$.

2.1.2 Wechselwirkungen von Elektronen mit Hüllenelektronen

Beim Durchgang durch Materie verliert ein geladenes Teilchen (Masse M , Ladung $z \cdot e_0$) Energie, indem es über die Coulomb-Wechselwirkung Energie auf Elektronen der Atomhülle überträgt. Den mittleren Energieverlust durch diese Ionisation beschreibt die Bethe-Bloch-Formel:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = \frac{4\pi \rho N_0 z^2 e_0^4}{m v^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \left(\frac{2 m v^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.7)$$

mit $N_0 =$ Avogadro-Zahl, $A =$ Massenzahl, $Z =$ Kernladungszahl, $I =$ Ionisationspotential, $\rho =$ Dichte, $m =$ Elektronenmasse und $\beta = v/c$.

$\left| \frac{dE}{dx} \right|$ als Funktion von E fällt bei kleinen Energien wie $1/v^2$, durchläuft in der Umgebung von $E = 3 M c^2$ ein Minimum, steigt anschließend logarithmisch mit $\frac{E}{M c^2}$ an und nähert sich zu hohen Energien hin einem konstanten Wert, der rund 10% über dem Minimalwert liegt. Wechselwirkungen dieser Art treten im Bereich kleiner Energien mit hohem Wirkungsquerschnitt auf und werden in vielen Detektortypen zum Teilchennachweis ausgenutzt. In Abbildung 2.1 ist der Verlauf von $-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ aufgetragen.

In der Bethe-Bloch-Formel nicht enthalten sind selten auftretende Stöße mit großem Energieübertrag. Man unterscheidet dabei zwischen der Bhabhastreuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) und der Møllerstreuung ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-$). Trotz ihrer kleinen Wirkungsquerschnitte tragen diese Effekte bei hohen Energien zur Teilchenvervielfachung bei (siehe Kapitel 2.3). Elektron-Positron-Annihilation macht sich erst bei kleinen Energien von Positronen bemerkbar.

In Abbildung 2.1 sind die Wirkungsquerschnitte aller besprochenen Wechselwirkungen dargestellt. Man sieht, daß für Energien $E > 100 \text{ MeV}$ der Wirkungsquerschnitt für die Bremsstrahlung so dominant ist, daß die anderen Wechselwirkungen vernachlässigt werden können.

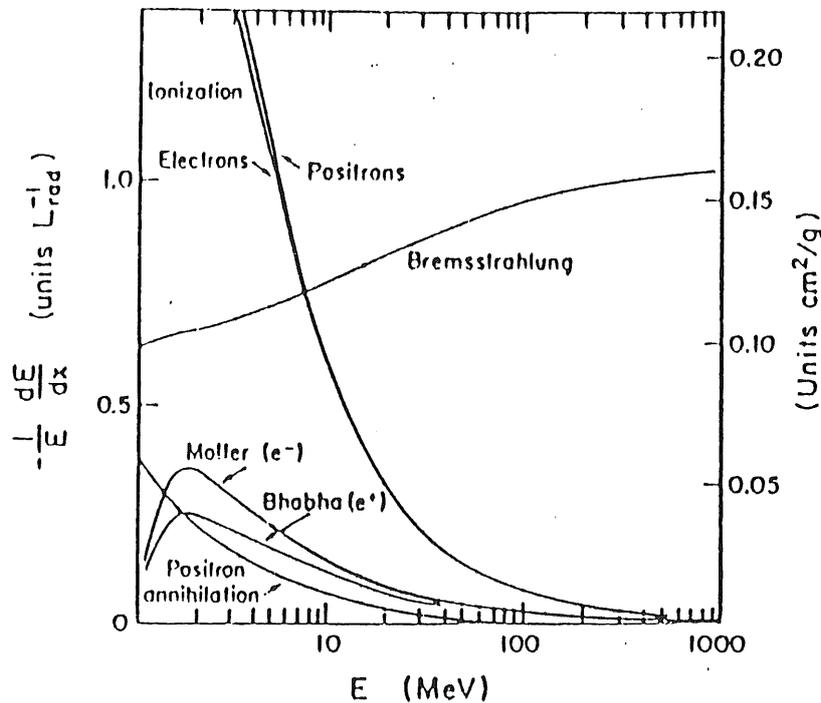


Abbildung 2.1: Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie [PAR86]

2.2 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie

Da die Photonen nicht geladen sind, wechselwirken sie über andere Prozesse mit der Materie als geladene Teilchen. Die wichtigsten Wechselwirkungen sind :

- Photoeffekt
- Comptoneffekt
- Paarerzeugung

Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Beim Photoeffekt wird das einfallende Photon von einem Hüllenelektron absorbiert. Die Energie des emittierten Elektrons ist $E_e = E_\gamma - E_B$, wobei E_B die Bindungsenergie des Elektrons darstellt. Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt hat eine $1/E_\gamma^3$ -Abhängigkeit, d.h. er wirkt sich nur für kleine Photonenenergien ($E < 500 \text{ keV}$) aus.

Beim Comptoneffekt wird das Photon an einem Hüllenelektron gestreut, so daß im Ausgangskanal ein Elektron und ein Photon kleinerer Energie vorliegen. Die Energiebilanz lautet: $E_{\gamma_i} = E_{\gamma_f} + E_e + E_B$. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß hat eine $\frac{1}{E_\gamma}$ -Abhängigkeit. Der Comptoneffekt ist dominant im Energiebereich $500 \text{ keV} < E_\gamma < 50 \text{ MeV}$.

Bei Energien $E > 50 \text{ MeV}$ ist die Paarbildung der dominierende Prozeß. Hierbei wandelt sich das γ -Quant im Feld des Atomkerns in ein e^+e^- -Paar um, mit $E_\gamma = E_{e^+} + E_{e^-} + 2m_e c^2$. Die Abschwächung der Intensität eines hochenergetischen Photonen-Strahls durch die Paarbildung ist gegeben durch:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{7}{9} \cdot \frac{x}{X_0}\right) \quad (2.8)$$

Der Faktor $\frac{9}{7}X_0$ wird Konversionslänge genannt und bezeichnet die Strecke, die ein Photon im Absorber zurücklegen muß, um mit einer Wahrscheinlichkeit von 63% in ein e^+e^- -Paar zu konvertieren.

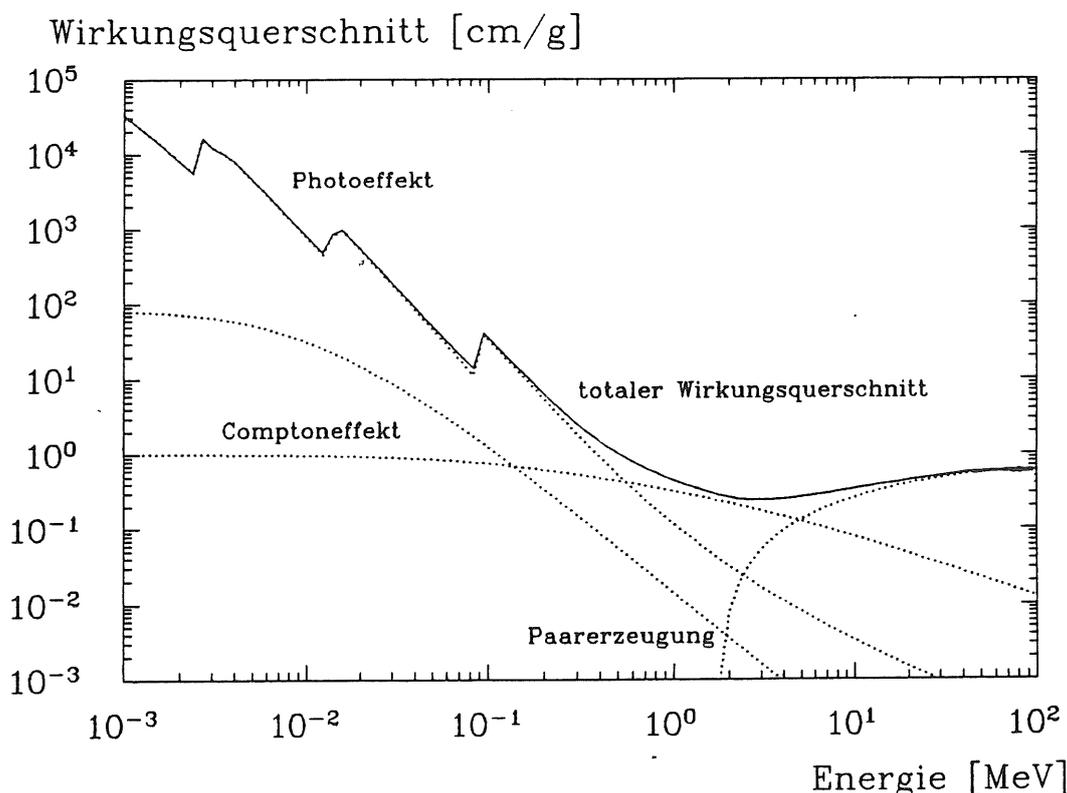


Abbildung 2.2: Wechselwirkungen von Photonen mit Materie für Blei als Absorber [BAU87]

2.3 Der elektromagnetische Schauer

Aus dem vorher Gesagten geht hervor, daß für Elektronen und Positronen mit Energien $E > 100 \text{ MeV}$ die Bremsstrahlung und die Paarbildung die eindeutig dominierenden Prozesse sind. Durchläuft ein hochenergetisches Elektron (einige GeV) Materie, so emittiert es

γ -Quanten, die ihrerseits neue e^+e^- - Paare erzeugen. Es kommt zu einer kaskadenförmigen Vervielfachung der Teilchen, dem sogenannten elektromagnetischen Schauer. Der Schauer setzt sich solange fort, bis die Energie der Sekundärteilchen eine bestimmte Schwelle, die sogenannte kritische Energie ε , unterschreitet. Sie ist durch die Bedingung festgelegt, daß bei dieser Energie der Energieverlust von Ionisation und Bremsstrahlung gleich groß ist:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (2.9)$$

Für Absorbermaterialien mit Kernladungszahlen $13 \leq Z \leq 92$ gilt in guter Näherung [AMA81]:

$$\varepsilon [MeV] \simeq \frac{580}{Z} \quad (2.10)$$

Für diesen Bereich existiert auch eine einfache Näherung für die Strahlungslänge, nämlich:

$$X_0 \simeq 180 \frac{A}{Z^2} \quad (2.11)$$

Die longitudinale Abhängigkeit der Energiedeposition eines elektromagnetischen Schauers ist in Abbildung 2.3 zu sehen.

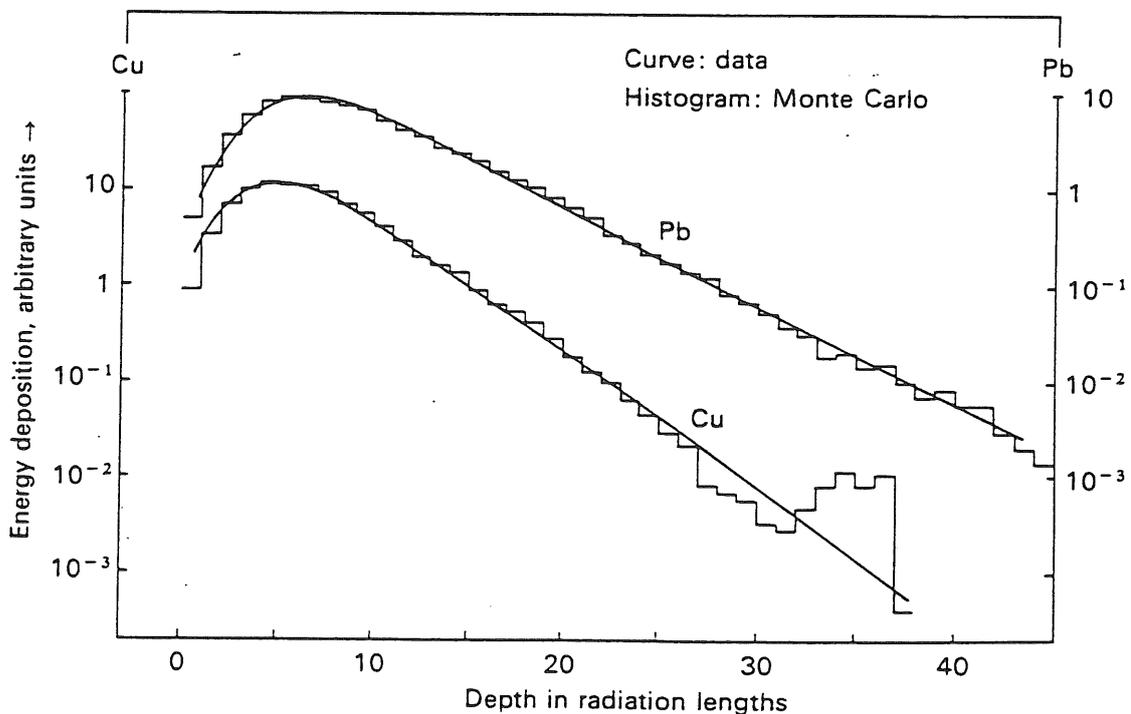


Abbildung 2.3: Energiedeposition in longitudinaler Richtung beim Einschuss eines 6 GeV-Elektrons [PER82]

Die wichtigsten Größen, die dieses Verhalten beschreiben, sind die Tiefe t_{max} , in der die Energiedeposition maximal ist, die Tiefe t_{med} , in der die Hälfte der Einfallsenergie deponiert wird, und die Summe aller Spuren von geladenen Schauerteilchen, die Spurenlänge T . In Tabelle 2.1 sind die Energieabhängigkeiten dieser Größen aufgelistet. Man beachte, daß die

Spurenlänge T proportional zur Energie des Teilchens ist. Hieraus ergibt sich die Möglichkeit einer zur Energie proportionalen Messung der Energie.

Parameter	Elektron	Photon
$t_{max}[X_0]$	$\ln \frac{E_0}{\epsilon} - 1$	$\ln \frac{E_0}{\epsilon} - 1$
$t_{med}[X_0]$	$t_{max} + 1.4$	$t_{max} + 1.7$
$T [X_0]$	$\frac{E_0}{\epsilon} \cdot X_0$	$\frac{E_0}{\epsilon} \cdot X_0$

Tabelle 2.1: Parameter der mittleren longitudinalen Schauerentwicklung [GEN87]

Neben der kritischen Energie und der Strahlungslänge ist der Molière-Radius R_M eine weitere wichtige Größe von elektromagnetischen Schauern.

$$R_M = \left(\frac{E_s}{\epsilon} \right) X_0 = 7 \frac{A}{Z} \left[g/cm^2 \right] \quad (2.12)$$

Hauptsächlich bedingt durch die elastische Vielfachstreuung bei Elektronenenergien $E \simeq \epsilon$, weitet sich der Schauer in lateraler Richtung auf.

Kapitel 3

Elektromagnetische Kalorimeter

Detektoren, die den in Kapitel 2.3 beschriebenen Prozeß des elektromagnetischen Schauers ausnutzen, um die Energie von hochenergetischen Elektronen oder Photonen zu messen, werden elektromagnetische Kalorimeter genannt.

3.1 Typen und Materialien

Man unterscheidet zwei Arten von Kalorimetern:

- Homogene Kalorimeter
- Sampling-Kalorimeter

Homogene Kalorimeter bestehen aus einem sensitiven, nicht unterteilten Block Materie. Beispiele hierfür sind Bleiglas oder Szintillationskristalle aus anorganischen Materialien wie NaJ, CsJ oder BGO.

In Tabelle 3.1 sind die Strahlungslängen und die kritischen Energien einiger Materialien aufgeführt.

Material	$X_0[cm]$	$\epsilon[MeV]$
NaJ	2.59	12.5
CsJ	1.86	10.2
BGO	1.12	10.1
Pb	0.56	6.9
U	0.32	6.0
Bleiglas (SF6)	1.7	11.8
Plastikszintillator	42.4	85.4

Tabelle 3.1: Strahlungslängen und kritische Energien einiger Materialien

Bei Sampling-Kalorimetern wechseln sich passives Absorbermaterial und sensitive Schichten, in denen das Signal entsteht, ab. Als Absorber werden Materialien mit hoher Kernladungszahl Z verwendet (Pb, U), in denen die Prozesse der Schauerentwicklung ablaufen ($X_0 \propto Z^2$). Beispiele für die sensitiven Bereiche eines Kalorimeters sind flüssiges Argon, Proportionaldriftkammern, flüssige Szintillatoren und Plastiksintillatoren.

Die geladenen Schauerteilchen erzeugen durch Ionisation in den sensitiven Bereichen des Kalorimeters ein Signal. Die Summe aller Ionisationsspuren (im aktiven und passiven Bereich) ist die Spurlänge T , die, wie schon erwähnt, proportional zur Einschußenergie E_0 ist. Da bei Sampling-Kalorimetern nur ein Teil des Kalorimeters sensitiv ist, wird auch nur ein Teil der gesamten Spurlänge zur Signalerzeugung genutzt. Dieser Anteil ist von Schauer zu Schauer nicht konstant, was zu zusätzlichen Fluktuationen des Energiesignals, den sogenannten Sampling-Fluktuationen, führt.

Zu beachten ist außerdem, daß in Kalorimetern tatsächlich nicht die gesamte Spur eines Teilchens in den sensitiven Bereichen ein Signal erzeugt, da jedes Kalorimeter eine spezifische Abschneideenergie E_{cut} hat. Teilchen mit einer kleineren Energie können kein Signal mehr erzeugen. Die nutzbare Spurlänge ist gegeben durch [AMA81]:

$$T_{nutz} = F(z) \frac{E_0}{\epsilon} X_0 \quad (3.1)$$

wobei $F(z)$ eine Funktion von E_{cut} ist. Bei [AMA81] wird eine Parametrisierung von $F(z)$ angegeben.

Unter Berücksichtigung dieser Effekte ergibt sich für die Sampling-Fluktuationen:

$$\left(\frac{\sigma_s(E)}{E} \right)_{samp} = 3.2\% \sqrt{\frac{\epsilon [MeV] \cdot t}{F(z) \cdot \cos\left(\frac{21MeV}{\pi \cdot \epsilon}\right) \cdot E [GeV]}} \quad (3.2)$$

mit der Sampling-Dicke $t = \frac{X}{X_0}$ (X = Dicke einer Samplingschicht, X_0 = Strahlungslänge einer Samplingschicht).

3.2 Komponenten eines Kalorimeters

3.2.1 Szintillatoren

Unter Szintillation versteht man die durch ionisierende Strahlung verursachte Emission von Licht. Es gibt eine Vielzahl von durchsichtigen Stoffen (Flüssigkeiten oder Festkörper), die Szintillationseigenschaften aufweisen. Das primäre Szintillationslicht liegt meist in einem Wellenlängenbereich (UV), in dem die Abschwächungslänge des Szintillators nur wenige Millimeter beträgt. Es muß daher durch nichtstrahlende Übergänge zu großen Wellenlängen hin verschoben werden (Stokes-Shift), damit überhaupt ein Signal ausgelesen werden kann.

Die Szintillatoren werden wegen ihrer unterschiedlichen Szintillationsmechanismen in zwei Gruppen eingeteilt, nämlich die anorganischen Szintillatoren und die organischen Szintillatoren.

Anorganische Szintillatoren

Alle anorganischen Szintillatoren weisen Kristallstruktur auf. Der Szintillationsprozeß läßt sich daher anhand des Bändermodells erklären (siehe Abbildung 3.1). Der Kristall absorbiert

Energie, indem Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband angehoben werden. Durch den gezielten Einbau von Fremdatomen, sogenannten Aktivatoren (häufig Thallium), werden Zustände zwischen dem Leitungsband und dem Valenzband erzeugt. Dadurch wird erreicht, daß die Elektronen nicht direkt in das Valenzband zurückfallen, sondern über die Zwischenzustände. Strahlende Übergänge innerhalb der Zwischenzustände erzeugen dann Photonen mit Wellenlängen im sichtbaren Bereich, in dem der Kristall durchsichtig ist [KNO79]. Beispiele für anorganische Szintillatoren sind NaJ(Tl), CsJ(Tl), BGO und BaF₂.

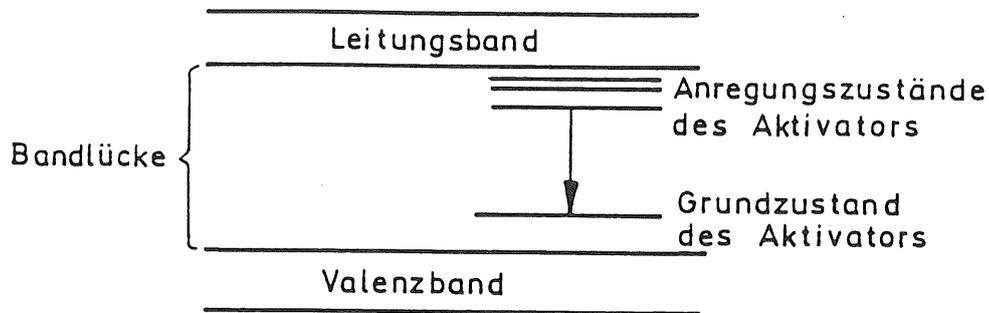


Abbildung 3.1: Bändermodell für einen anorganischen Szintillator

Organische Szintillatoren

Alle organischen Szintillatoren gehören zur Gruppe der aromatischen Kohlenwasserstoffe, in denen die konjugierten Bindungen für die Szintillationseigenschaften verantwortlich sind. Diese Moleküle verlieren ihre Szintillationseigenschaften nicht, wenn sie Bestandteile von Lösungen (flüssige Szintillatoren) sind, oder polymerisiert in Plastikszintillatoren eingebaut werden. Das primäre Szintillationslicht liegt im UV-Bereich, für das die Abschwächungslänge klein ist (0.1-1mm). Es werden daher dem Szintillator 1 bis 2 fluoreszierende Farbstoffe beigemischt, die die UV-Strahlung in sichtbares Licht umsetzen.

Ein Beispiel ist der Szintillator SCSN38, ein Plastikszintillator auf Polystyrolbasis, dem zwei fluoreszierende Farbstoffe (b-PBD und BDP) beigemischt sind. Die Absorptions- und Emissionsspektren dieser Farbstoffe sind in Abbildung 3.3 zu sehen. Das Maximum des Emissionsspektrums des zweiten Farbstoffs BDB liegt bei 430 nm. Das heißt, aus dem Szintillator tritt hauptsächlich blaues Licht aus.

3.2.2 Wellenlängenschieber

Um das aus dem Szintillator austretende Licht zu sammeln und in einen Wellenlängenbereich zu schieben, in dem das Lichtauslesesystem (Photomultiplier oder Photodiode) empfindlicher ist, wird das Licht aus dem Szintillator in einen sogenannten Wellenlängenschieber (WLS) eingekoppelt. Hier wird das blaue Licht absorbiert und Photonen größerer Wellenlänge reemittiert, wie in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt ist. Etwa 19% des isotrop reemittierten Lichts gelangen durch Totalreflexion zum Lichtauslesesystem [FIS85].

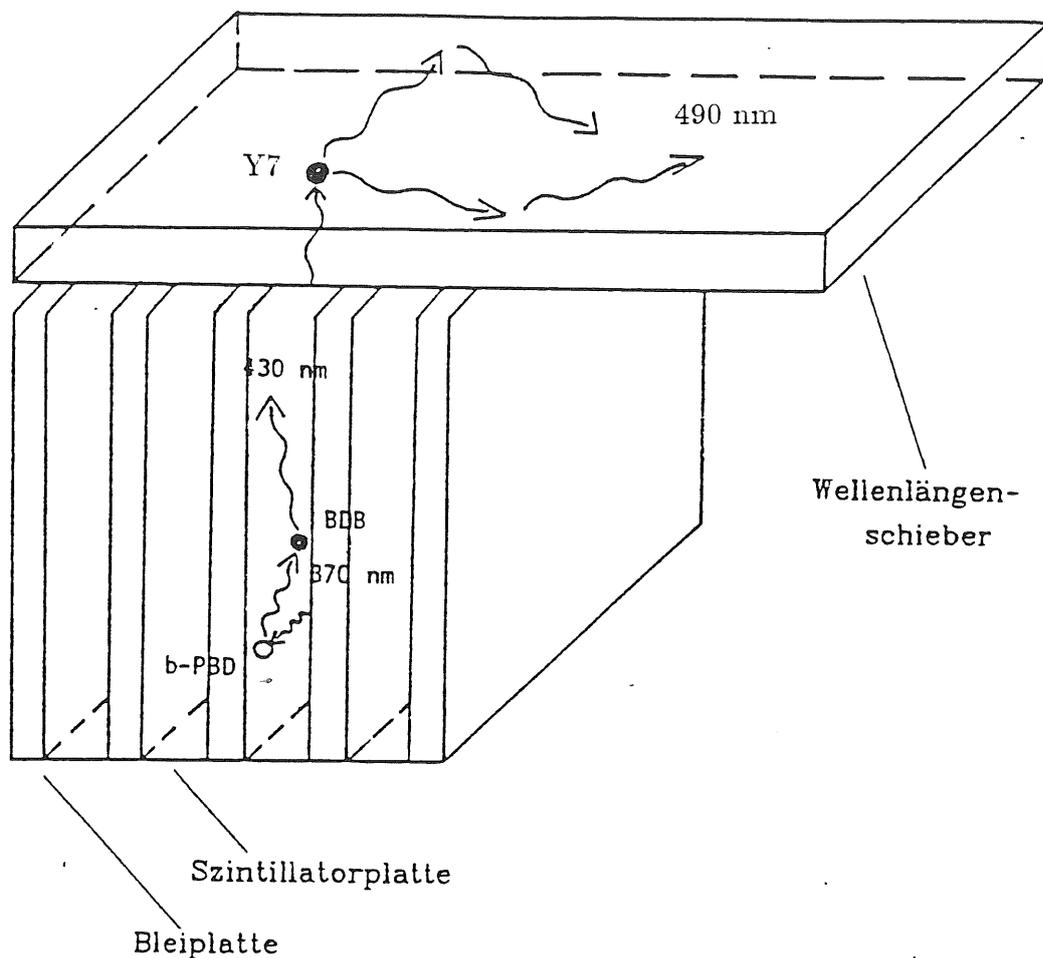


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Lichtauslese

Die Funktionsweise des WLS wird durch die Absorptions- und Emissionsspektren zweier WLS verdeutlicht (Abbildung 3.3 und 3.4). Der eine, von [KAM83] entwickelte, WLS besteht aus PMMA (Poly-Methyl-Meth-Acrylat, auch Plexiglas genannt), in das 30ppm des Farbstoffs Y7 eingelagert sind. Dieser WLS, der in Zukunft mit Y7-WLS bezeichnet wird, ist bei der Firma Kyowa Gas kommerziell erhältlich. Die Emissions- und Absorptionsspektren von Y7 sind in Abbildung 3.3 zu sehen. Der andere WLS wurde vom MPI für Physik und Astrophysik in München unter der Verantwortung von Dr. E. Lorenz entwickelt. Er ist bei [FIS85] genauer beschrieben und wird im folgenden kurz LOR-WLS genannt. Die Grundsubstanz dieses WLS ist der flüssige Plexiglasstoff MMA, der nach Beimischung zweier Farbstoffe polymerisiert wird. Das Absorptionsspektrum des LOR-WLS ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Einen Vergleich beider Wellenlängenschieber zeigt Tabelle 3.2.

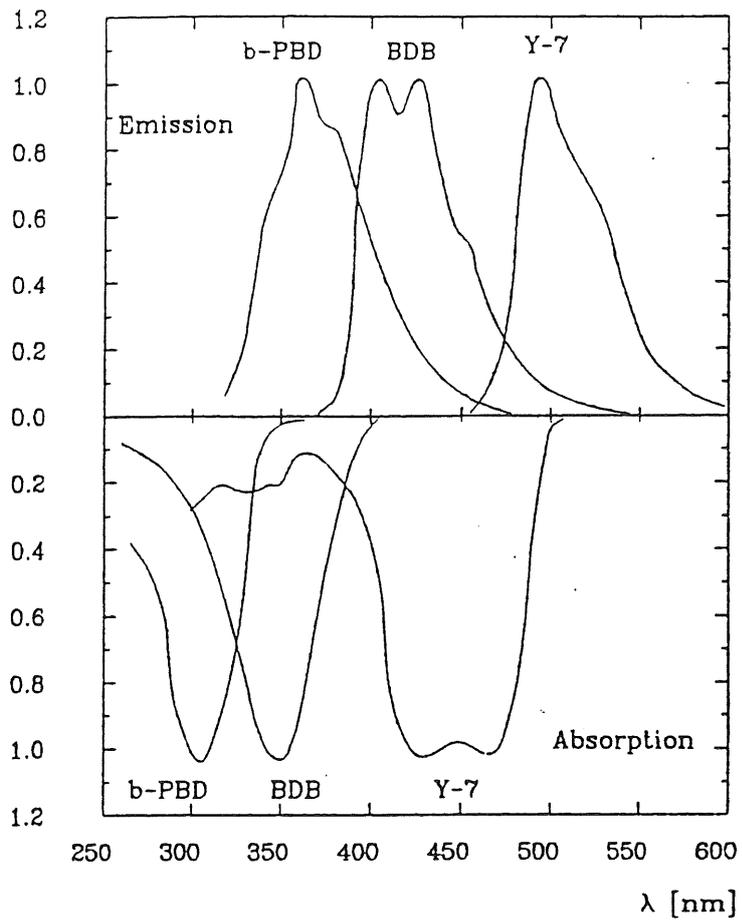


Abbildung 3.3: Emissions- und Absorptionsspektren von SCSN38 und Y7 [KAM83]

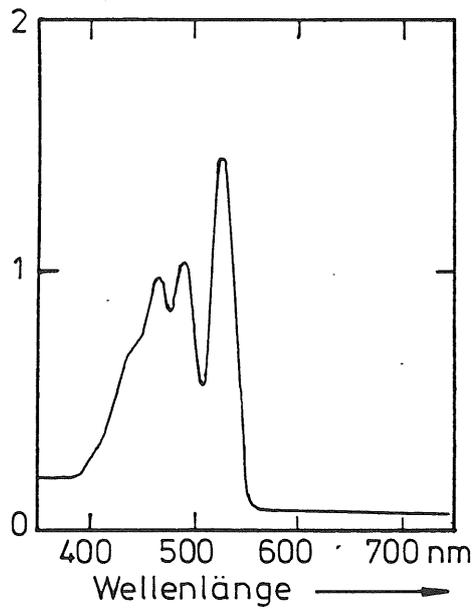


Abbildung 3.4: Absorptionsspektrum des LOR-Wellenlängenschiebers

Wellenlängenschieber	Y7	LOR
Absorptionsmaximum	437/460 nm	420/455/480 nm
Emissionsmaximum	490 nm	540 nm
Abschwächungslänge	91cm	85cm
rel. Lichtausbeute	100%	130%

Tabelle 3.2: Vergleich der Wellenlängenschieber

3.2.3 Photodioden

Bis vor kurzem wurden zur Auslese von Szintillatoren ausschließlich Photomultiplier eingesetzt, da diese als einzige in der Lage waren, die sehr kleinen Lichtsignale der Kalorimeter rauscharm auszulesen. Seit es jedoch möglich ist, relativ großflächige ($\approx 1\text{cm}^2$), qualitativ sehr hochwertige Photodioden herzustellen, bieten diese in Kombination mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern (VV) eine interessante Alternative. Neben dem geringen Platzbedarf und der guten Langzeitstabilität der Signale haben die Photodioden vor allem den Vorteil, daß sie auch in starken Magnetfeldern arbeiten.

Aufbau und Funktion einer Photodiode

Das Grundmaterial der hier verwendeten Photodiode ist Silizium. Durch den gezielten Einbau von Fremdatomen wird ein Überschuß von freien Elektronen (n-Bereich) bzw. freien Löchern (p-Bereich) erzeugt. An der Grenzschicht zwischen dem p- und n-Bereich diffundieren die freien Ladungen zum jeweils anderen Bereich. Dies führt dazu, daß eine Zone entsteht, in der es keine freien Ladungsträger mehr gibt, die sogenannte Verarmungszone. Bei den hier verwendeten Photodioden ist zwischen dem p- und n-Bereich noch eine I-Schicht (Intrinsic=eigenleitend) eingeschoben. Die Photodiode heißt daher auch PIN-Diode. Durch Anlegen einer Sperrspannung kann erreicht werden, daß sich die Verarmungszone über die gesamte I-Schicht erstreckt. Die Funktion der Diode als Photodetektor sei anhand von Abbildung 3.5 erklärt. Fällt Licht auf die Photodiode, so werden Photonen mit Energien, die größer sind als die Bandlücke von Silizium, absorbiert, indem Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband angehoben werden. Normalerweise rekombinieren die so entstandenen Elektron-Loch-Paare sofort wieder. In der I-Schicht werden die Ladungen allerdings durch das dort herrschende elektrische Feld getrennt und driften zum n-Bereich (Elektronen) bzw. zum p-Bereich (Löcher). Dies führt zu einem elektrischen Strom, der von der einfallenden Lichtintensität abhängig ist und von außen abgegriffen werden kann.

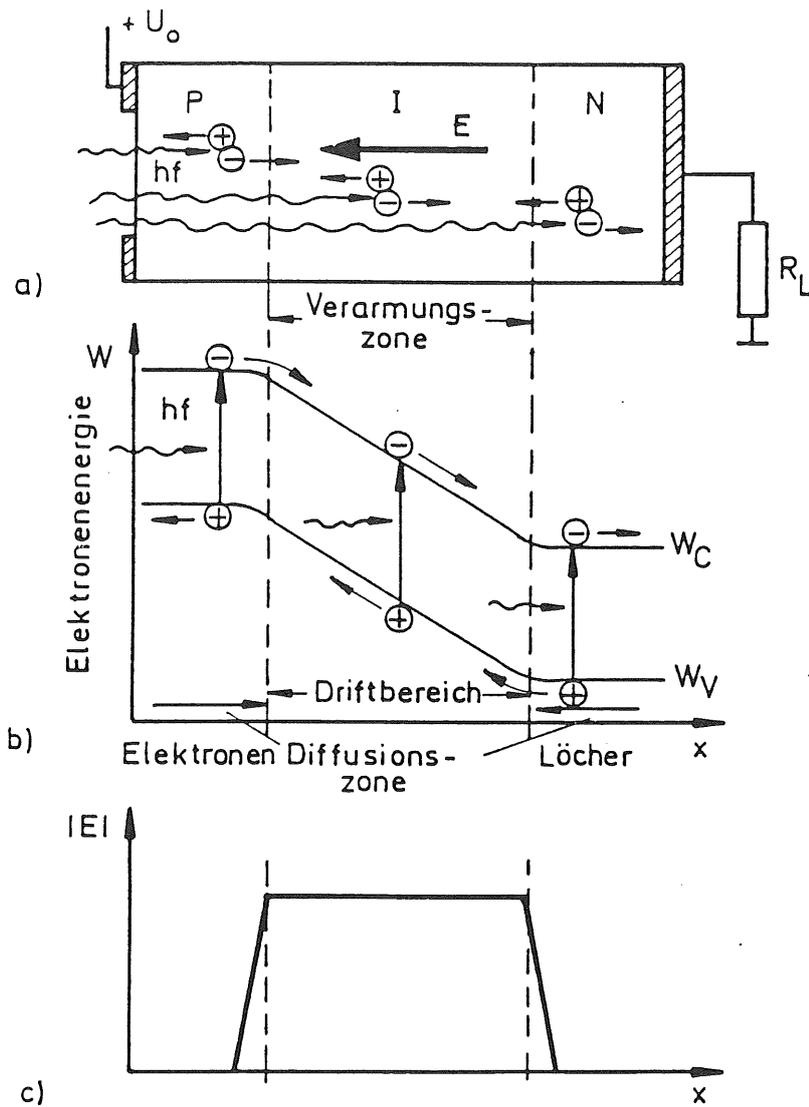


Abbildung 3.5: Ladungsträgererzeugung in einer PIN-Photodiode [PAU85]

- a) schematischer Aufbau
- b) Bändermodell
- c) Verlauf der Feldstärke

Ein schematischer Querschnitt durch eine Photodiode ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Die obere, lichtzugewandte Seite der Diode ist zum Schutz und zur Reduktion von Dunkelströmen mit einer dünnen SiO_2 -Schicht bzw. mit einer transparenten Schutzschicht aus Harz bedeckt. Die darunterliegende p-Schicht ist extrem dünn, damit die einfallenden Photonen die I-Schicht überhaupt erreichen¹. Vereinfacht kann man sich eine solche Photodiode als einen Plattenkondensator vorstellen, an dem die Spannung U_{Bias} anliegt. Die Kapazität C_d

¹Die Dicke der p-Schicht ist die begrenzende Größe für die Empfindlichkeit der Photodiode zu kleinen Wellenlängen hin, da die Reichweite der Strahlung stark von der Wellenlänge abhängt. Die Grenzen der Herstellungsmöglichkeiten liegen derzeit bei ca. $0.1 \mu\text{m}$.

der Diode läßt sich dann näherungsweise beschreiben mit:

$$C_d \approx 195 [pF] \frac{A}{\sqrt{\rho U_{Bias}}} \quad [\text{FIS85}] \quad (3.3)$$

mit A =Photodiodefläche in $[\text{cm}^2]$, ρ =spezifischer Widerstand des Materials in $[\Omega\text{cm}]$ und U_{Bias} =(positive) Vorspannung in $[\text{V}]$.

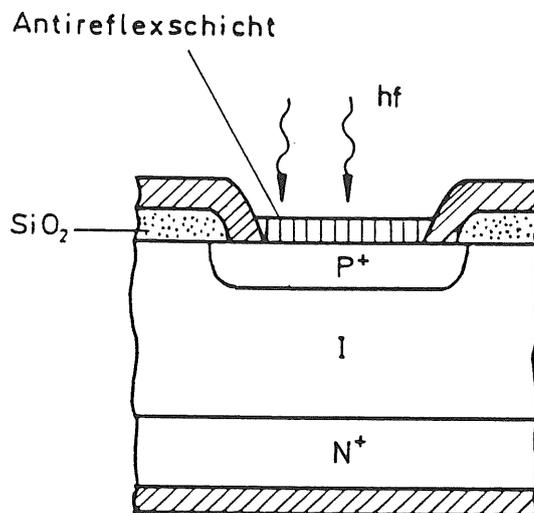


Abbildung 3.6: Aufbau einer PIN-Photodiode [PAU85]

Erwähnt sei hier auch, daß nicht nur Licht, sondern auch γ -Quanten mit Energien im keV-Bereich ein Signal in der Photodiode erzeugen können, indem die Diode als sogenannter Halbleiterzähler arbeitet:

Erzeugt ein γ -Quant in der Verarmungszone der Photodiode durch Compton- oder Photoeffekt ein Elektron, so wird dieses seine Energie durch Ionisation, d.h. durch die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren innerhalb der Photodiode, abgeben. Speziell beim Photoeffekt ist daher die Anzahl N_{e_0} der erzeugten Elektron-Loch-Paare direkt proportional zur Energie E_γ des eingestrahnten γ -Quants:

$$N_{e_0} = \frac{E_\gamma}{3.62 \text{ eV}} \quad (3.4)$$

wobei 3.62 eV die mittlere, zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares nötige Energie ist. Dieser Effekt gibt einem die Möglichkeit, beliebige Diodensignale in N_{e_0} zu eichen.

Eigenschaften einer Photodiode

Die wichtigsten Kenngrößen einer Photodiode sind Dunkelstrom, Kapazität, Quantenausbeute und spektrale Empfindlichkeit. Die Abhängigkeit des Dunkelstroms und der Kapazität von der Sperrspannung ist in den Abbildungen 3.7 und 3.8 am Beispiel der Photodiode S2575 der Firma Hamamatsu dargestellt.

Entscheidend für die Eignung von Photodioden als lichtnachweisendes System ist die Quantenausbeute η . Dies ist die Wahrscheinlichkeit, mit der ein einfallendes Photon ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Sie wird zu großen Wellenlängen hin durch die Bandlücke von Silizium (1.14 eV) begrenzt, zu kleinen Wellenlängen von der Dicke der p-Schicht.

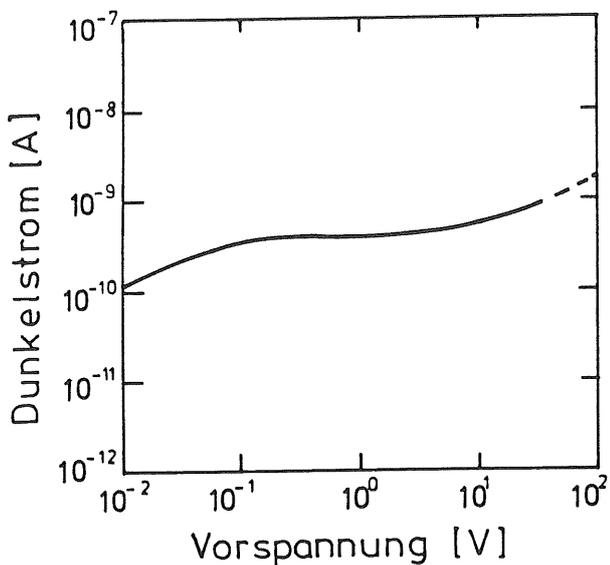


Abbildung 3.7: Dunkelstrom einer Diode

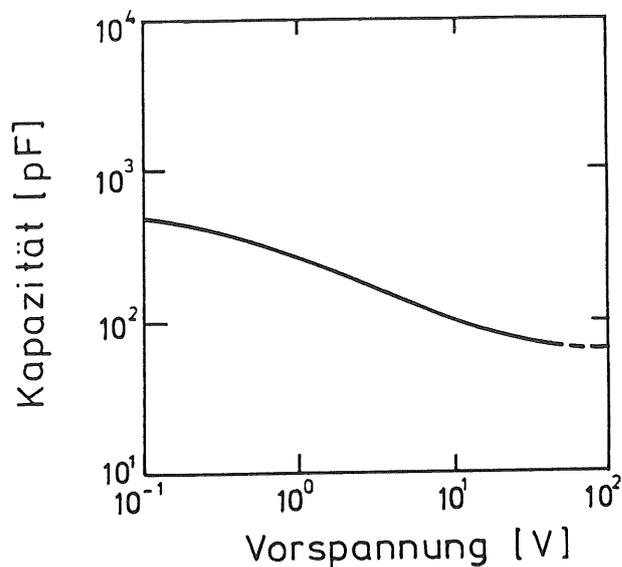


Abbildung 3.8: Kapazität einer Diode

Für die Wellenlänge von Y7 ergibt sich eine Quantenausbeute von ca. 64%. Meist wird nicht die Quantenausbeute, sondern die spektrale Empfindlichkeit κ angegeben. Sie ist mit der Quantenausbeute über die Gleichung

$$\kappa = \eta \frac{e_0 \lambda}{hc} \quad (3.5)$$

mit $\lambda =$ Wellenlänge des einfallenden Lichts, verknüpft.

Quantenausbeute und spektrale Empfindlichkeit sind in Abbildung 3.9 für die Diode Hamamatsu S2575 dargestellt.

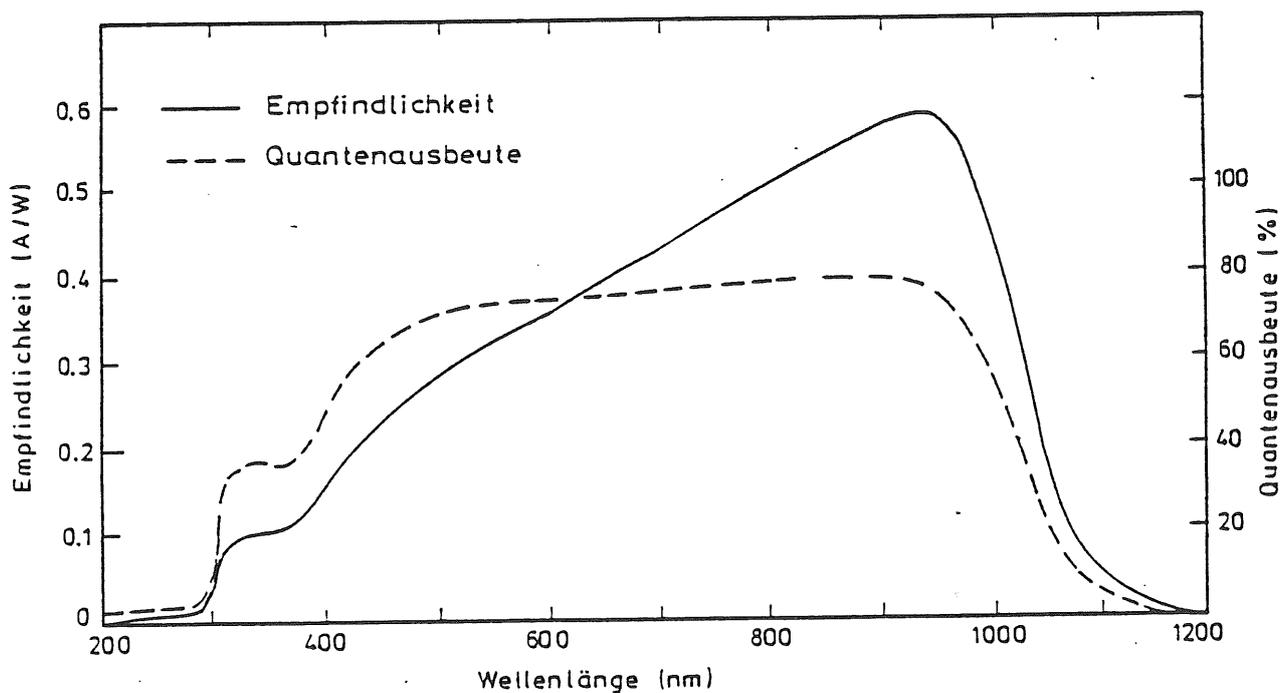


Abbildung 3.9: Spektrale Empfindlichkeit und Quantenausbeute der Diode Hamamatsu S2575 [LOR85]

Rauschen von Photodiode und Vorverstärker

Ursache und Größe des Photodiodenrauschens lassen sich am besten anhand des Ersatzschaltbildes erklären. Da der Vorverstärker als Eingangsstufe einen Feldeffekt-Transistor (FET) hat, muß dieser bei der Berechnung des Rauschens berücksichtigt werden.

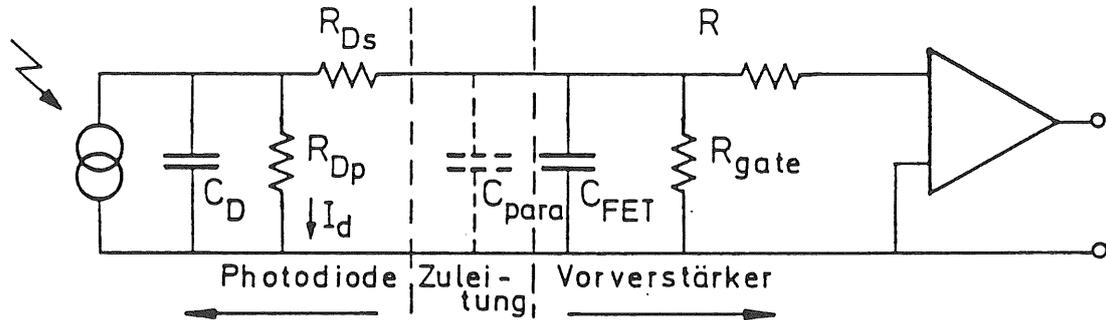


Abbildung 3.10: Ersatzschaltbild für Photodiode und Vorverstärker [GRO84]

Die Photodiode wird dargestellt durch eine Kapazität C_D (siehe Kapitel 3.2.1), einen Parallelwiderstand $R_{Dp}(G\Omega)$ und einen Serienwiderstand R_{Ds} (10-1000 Ω), der von der p-Schicht abhängig ist. Der FET wird ersetzt durch seine Eingangskapazität C_{FET} , den Parallelwiderstand R_{gate} und den Widerstand $R = \frac{1}{j}$ (j =Transistorkonduktanz). Die Kapazität der Zuleitung wird durch C_{para} berücksichtigt. Außerdem wird angenommen, daß sich in der nachfolgenden Verstärkerkette ein Filterverstärker mit der Zeitkonstanten τ befindet. Für das Rauschsignal verantwortlich sind nun der Gesamtparallelwiderstand $R_p = \frac{R_{Dp} \cdot R_{gate}}{R_{Dp} + R_{gate}}$, der Gesamtserienwiderstand $R_s = R_{Ds} + R$ und die Gesamtkapazität $C_{in} \approx C_{para} + C_{FET} + C_d$. Es ergeben sich drei Terme:

Stromrauschen : $\sqrt{e_0 \tau I_d}$

Statistische Schwankung des Dunkelstroms I_d durch R_{Dp}

Parallelrauschen : $\sqrt{2\tau k_B T / R_p}$

Thermisches Rauschen von R_p

Serienrauschen : $\sqrt{2k_B T R_s C_{in}^2 / \tau}$

Thermisches Rauschen von R_s in Verbindung mit C_{in}

Unter der vereinfachenden Annahme, daß die Rauschbeiträge unabhängig voneinander sind, läßt sich das Gesamtrauschen als Quadratsumme der Einzelterme schreiben [GRO84] :

$$\mathfrak{R}^2 = Q\tau I_d + 2 \frac{\tau k_B T}{R_p} + 2 \frac{k_B T R_s C_{in}^2}{\tau} \quad (3.6)$$

Eine Verminderung des Rauschens kann also durch Änderung folgender Parameter erreicht werden:

- geeignete Wahl der Filterzeitkonstanten τ

In Gleichung 3.6 steht τ in einem Summanden im Zähler, in einem anderen im Nenner.

Es gibt also für einen gegebenen Aufbau einen optimalen Wert für τ .

- geeignete Wahl der Vorspannung V_{Bias}
Bei einer Erhöhung von V_{Bias} steigt einerseits der Dunkelstrom I_d , andererseits wird die Diodenkapazität C_d kleiner (siehe Abbildung 3.5 und 3.6). Ist die Diode jedoch vollständig verarmt, wächst nur noch I_d an, während C_d annähernd konstant bleibt. Es gibt also auch für V_{Bias} einen optimalen Wert.
- Verringerung von C_{para}
Das Kabel zwischen der Diode und dem Vorverstärker sollte möglichst kurz sein, damit C_{para} möglichst klein ist.
- Verringerung der Temperatur T
Eine Kühlung hätte sowohl auf den Dunkelstrom der Photodiode als auch auf das Rauschen des FET's eine positive Wirkung. Im allgemeinen ist allerdings der technische Aufwand dafür so groß, daß auf diese Möglichkeit, wie auch bei den hier durchgeführten Experimenten, verzichtet wird.

Kapitel 4

Voruntersuchungen an Kalorimeterkomponenten

Parallel zum Bau der Testmodule wurden einige Voruntersuchungen durchgeführt, die das Ziel hatten, das Design der zukünftigen Module hinsichtlich der Lichtauslese zu optimieren und das prinzipielle Verhalten solcher Bauformen kennenzulernen.

4.1 Testaufbau

Als Photodioden wurden die Dioden S2575 der Firma Hamamatsu verwendet. Das Signal der Photodiode wurde erst mit Hilfe eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers integriert und um einen Faktor von ca. 10^3 verstärkt. In einem Filterverstärker mit der Filterzeitkonstanten τ wurde das Signal dann noch einmal um einen Faktor von ca. 10^2 verstärkt. Außerdem wurde hier aus dem Vorverstärker-Signal ein Puls geformt, dessen zeitlicher Verlauf sich annähernd durch eine Gaußfunktion beschreiben läßt. Als Zeitkonstante τ erwiesen sich $2 \mu\text{sec}$ als guter Wert. Bei allen Messungen dieser Arbeit wurde daher diese Zeit gewählt. Das Signal wurde dann in einen Vielkanal-Analysator eingespeist, wo es digitalisiert und spektroskopiert wurde. Für die in Kapitel 4.2.1 beschriebenen Tests wurde das Signal mit Hilfe einer γ -Quelle erzeugt. Die Photodiode wurde dazu in eine kleine, lichtdichte Aluminiumdose montiert und über ein Lemo-Koaxialkabel mit dem Vorverstärker verbunden. Die γ -Quelle wurde an der Außenseite der Aluminiumdose befestigt. Untersucht wurde das Verhalten des Aufbaus bei:

- verschiedenen BIAS-Spannungen der Photodiode
- verschiedenen Längen des Kabels zwischen VV und PD

Um das Verhalten von Szintillatoren und Wellenlängenschiebern bei Variation verschiedener Parameter zu untersuchen, wurde der in Abbildung 4.1 dargestellte Testaufbau gewählt.

Auf einer Szintillatorplatte (SCSN38) der Maße $15 \times 15 \text{ cm}^2$ lag eine Aluminiummaske mit einem 5×5 -Lochmuster. Mit Hilfe eines Quarz-Lichtleiters (Durchmesser 3 mm) konnte ultraviolettes Licht an jeweils einem der 25 Punkte in den Szintillator eingestrahlt werden. Als UV-Lichtquelle diente eine Xe-Gasentladungslampe der Firma Hamamatsu (Typ L2191), die mit einer speziell entwickelten Treiberelektronik betrieben wurde. Zwischen Xe-Lampe und Quarz-Lichtleiter wurde ein UV-Filter angebracht, der Licht anderer Wellenlängen herausfiltert. Das UV-Licht wurde im Szintillator in blaues Licht umgewandelt und konnte dann an beliebiger Stelle vom WLS ausgelesen werden. Am Ende des 32 cm langen WLS war mit

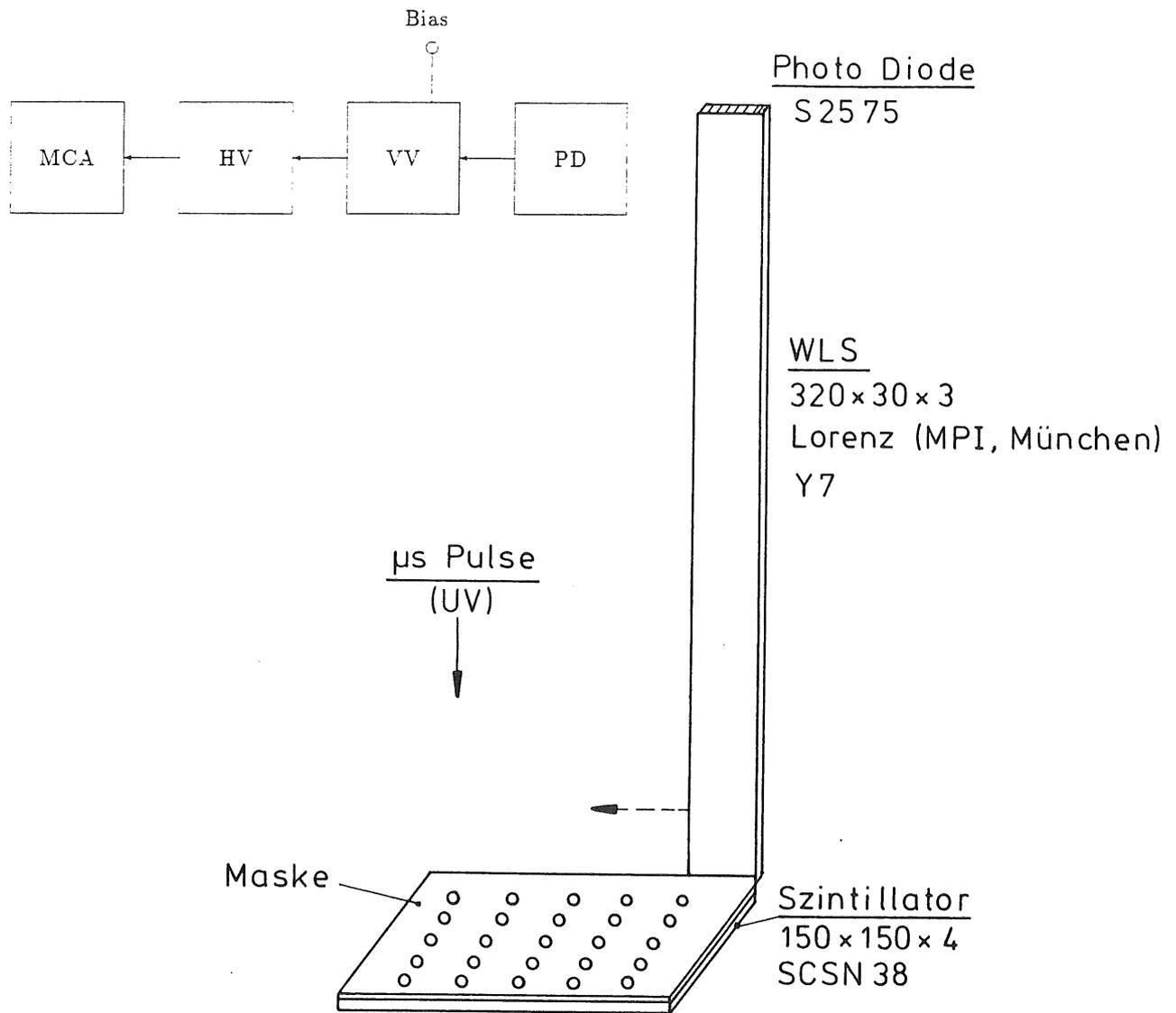


Abbildung 4.1: Testaufbau für die Voruntersuchungen
 PD: Photodiode Typ: Hamamatsu S 2575
 VV: Vorverstärker Typ: Entwicklung vom MPI-München [FIS85]
 HV: Hauptverstärker Typ: Ortec 450
 MCA: Vielkanal Typ: PCA für IBM-PC mit einem ADC von Wilkinson

optischem Fett eine Photodiode angebracht, die das Lichtsignal in ein elektronisches Signal umwandelte. Der gesamte Aufbau befand sich in einem großen, lichtdichten Aluminiumkasten.

Folgende Parameter der Lichtsammlung von Szintillator und WLS konnten mit diesem Testaufbau variiert und somit untersucht werden:

1. Lichtsammlung im Szintillator

- der Ort der UV-Lichteinstrahlung
- die Beschaffenheit der Szintillatorkanten
- die Verpackung des Szintillators in Reflektoren
- die seitliche Position des WLS am Szintillator

2. Lichtsammlung im Wellenlängenschieber

- der Abstand des WLS vom Szintillator
- die Verpackung des WLS in Reflektoren
- der Typ des WLS

4.2 Ergebnisse der Voruntersuchungen

4.2.1 Bias-Spannung und Kabellängen

Wie schon in Kapitel 3.2.3 erwähnt, hat die richtige Wahl der Bias-Spannung einen großen Einfluß auf die Größe des Rauschens des Systems. Um die optimale Spannung zu finden, wurde das Rauschen bei verschiedenen Bias-Spannungen bestimmt. Als Signalquelle diente hierbei die γ -Strahlung einer radioaktiven Quelle. Die Photodiode wurde also, wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben, als Halbleiterzähler eingesetzt. Der Vorteil dieser Art von Signalerzeugung liegt darin, daß die Signalquelle im Rahmen der Meßgenauigkeit als absolut konstant angenommen werden kann. Als Quelle wurde ^{57}Co gewählt, das zwei γ -Linien bei 122 keV und 135 keV aufweist. Ein mit diesem Aufbau aufgenommenes Spektrum ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

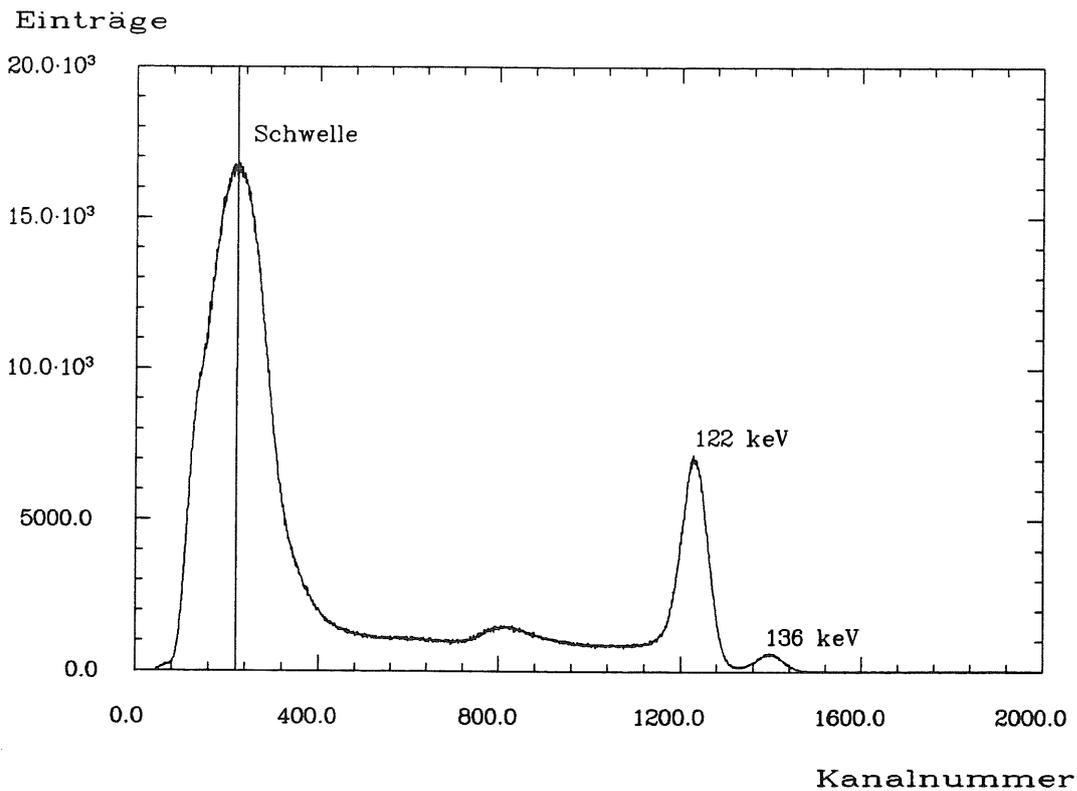


Abbildung 4.2: Spektrum einer ⁵⁷Co-Quelle

Abbildung 4.3 zeigt die erzielten relativen Breiten der aufgenommenen Linien, die ein Maß für das Rauschen des Aufbaus sind, in Abhängigkeit von der Bias-Spannung. Da der Hersteller für die verwendeten Dioden eine Maximalspannung von 30 V angibt, wurde nur bis zu dieser Spannung gemessen. Man erkennt, daß das Rauschen bis zu einer Bias-Spannung von 20 V abnimmt, darüber bleibt es annähernd konstant. Für alle nachfolgenden Messungen wurden die Photodioden mit einer Bias-Spannung von 24 V versorgt.

rel. Auflösung

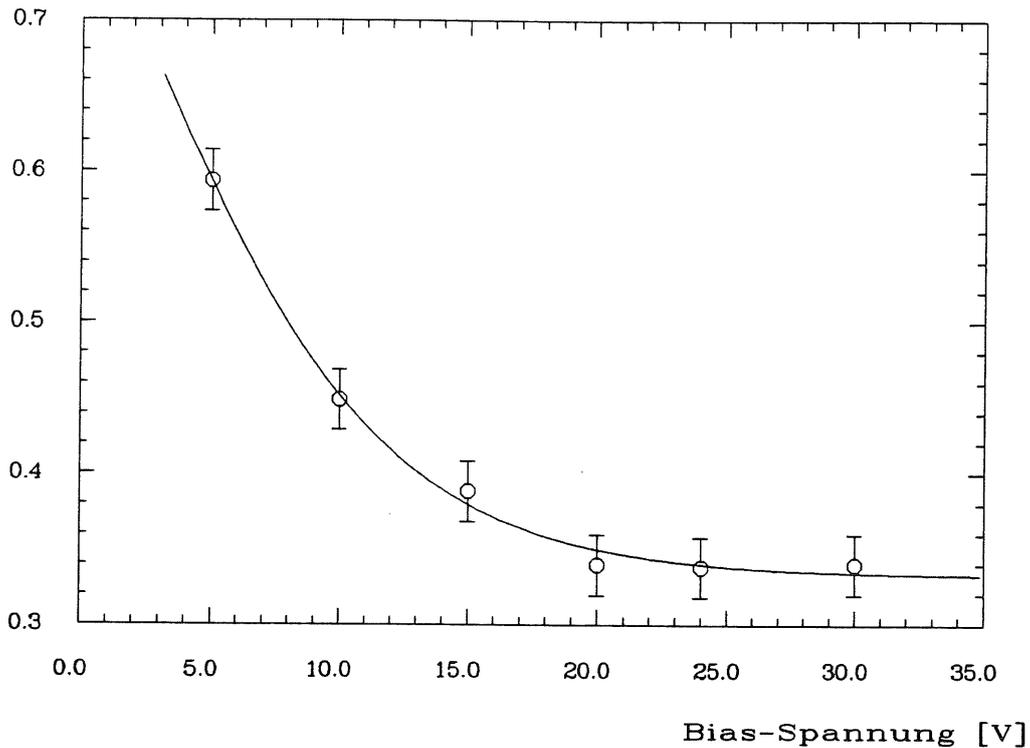


Abbildung 4.3: Einfluß der Bias-Spannung auf die relative Auflösung

Mit dem gleichen Meßverfahren wurde auch der Einfluß der Kabellänge zwischen Photodiode und Vorverstärker auf die Breite der gemessenen Linien bestimmt. Da diese Verbindung sehr anfällig für elektronische Störungen ist, muß zur Abschirmung auf jeden Fall ein Koaxialkabel verwendet werden. Die hier verwendeten Lemo-Koaxialkabel haben eine Kapazität von 100 pF/m. Abbildung 4.4 zeigt die Abhängigkeit des Rauschens von der Kabellänge. Es zeigt sich, daß bei einer Kabellänge von mehr als 20 cm eine merkbare Verschlechterung der Auflösung auftritt. Diese Tatsache deckt sich mit den Überlegungen aus Kapitel 3.2.3, denn bei einer Länge ab 20 cm hat das Lemo-Kabel eine Kapazität, die gegenüber der der Diode (80 pF) nicht mehr zu vernachlässigen ist. Durch den mechanischen Aufbau der Platine, auf der die Vorverstärker angebracht waren (Motherboard), mußten die Kabel der Testmodule eine Länge von 20 cm haben. Für die Module des BEMC werden spezielle Motherboards angefertigt werden, so daß die Kabel dort kürzer als 5 cm sein werden.

rel.Auflösung

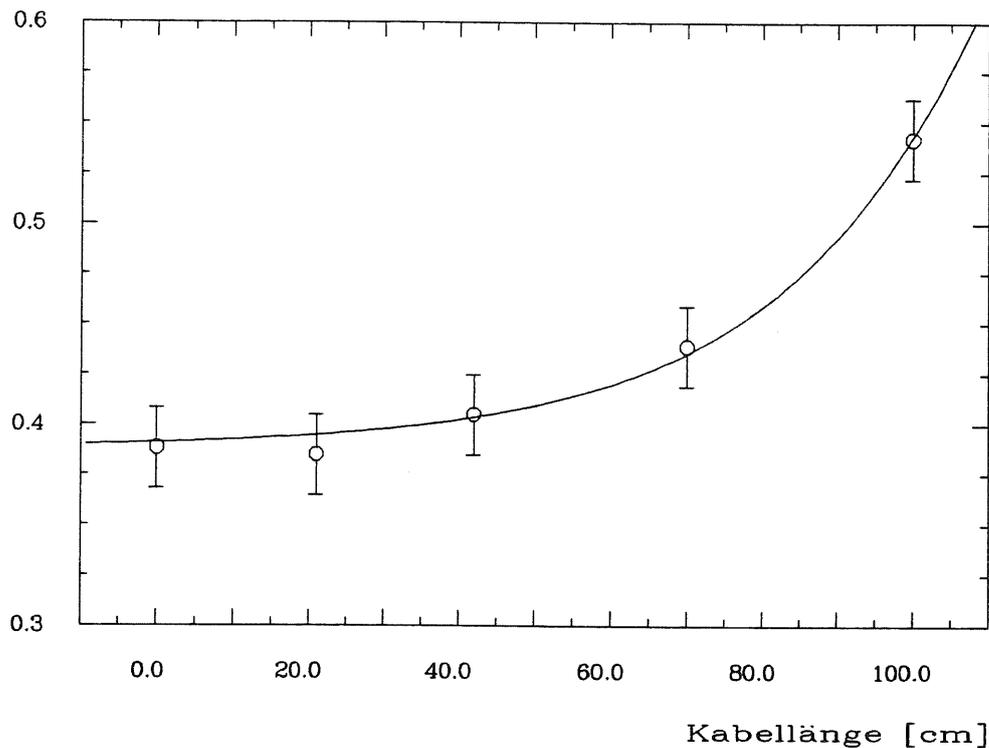


Abbildung 4.4: Einfluß der Kabellänge auf die relative Auflösung

4.2.2 Lichtsammlung im Szintillator

Für alle nachfolgenden Experimente wurde der Testaufbau benutzt, der in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Wie man aus der Geometrie des Szintillators leicht ersehen kann, gelangt nur ein geringer Teil des Lichts direkt zum WLS. Der überwiegende Teil trifft vorher auf die Oberflächen des Szintillators. Die Beschaffenheit der Oberflächen ist daher von großer Bedeutung für die Lichtsammlung innerhalb des Szintillators. Bei glatten Oberflächen werden diejenigen Lichtstrahlen, die mit einem Winkel größer als der Grenzwinkel der Totalreflexion α_{gr} auf die Grenzfläche treffen, verlustfrei zurückreflektiert. Um dieses zu erreichen, wurden Ober- und Unterseite des Szintillators möglichst gut poliert. Der hier verwendete Szintillator SCSN38 hat einen Brechungsindex von 1.59, womit sich der Grenzwinkel $\alpha_{gr} = \arcsin \frac{1}{1.59} = 38.97^\circ$ ergibt.

Im Gegensatz zur Behandlung der Ober- und Unterseite des Szintillators ist die Entscheidung, wie die Kanten des Szintillators behandelt werden müssen, nicht so einfach zu treffen. Die Abschwächungslänge von SCSN38 ist mit über 90 cm [KAM83] so groß, daß nicht nur das direkt auftreffende Licht, sondern auch einmal oder mehrfach reflektierte Strahlen zur austretenden Gesamtlichtintensität beitragen. Durch unterschiedliche Bearbeitung der Szintillatorkanten, die das Reflexionsverhalten beeinflussen, kann man daher die Charakteristik der Abhängigkeit des austretenden Lichts vom Anregungsort innerhalb des Szintillators beeinflussen. Abbildung 4.5 zeigt für eine Position des WLS die jeweilige Abhängigkeit der

gemessenen Pulshöhe vom Einstrahlungsort für unterschiedlich bearbeitete Kanten.

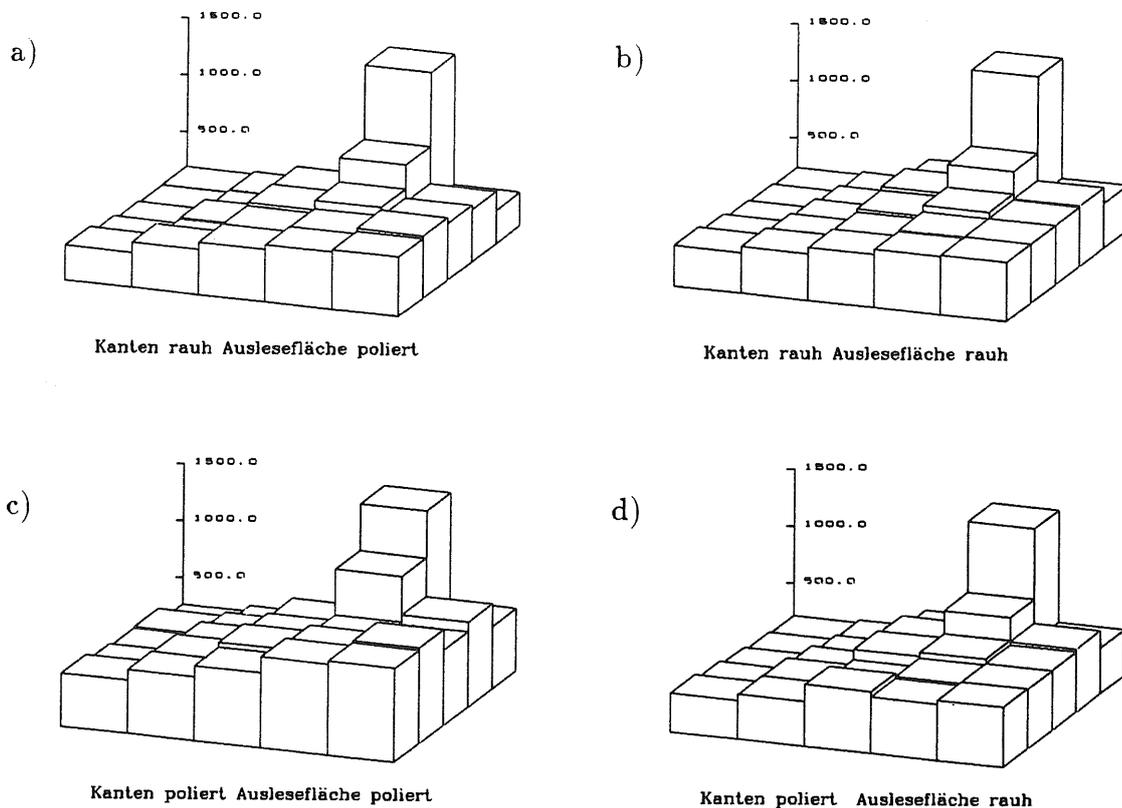


Abbildung 4.5: Einfluß der Bearbeitung der Szintillatorkanten auf die Lichtausbeute

Die Ortsabhängigkeit der Pulshöhe für die aufgerauhten Kanten ist erkennbar geringer als für die polierten Kanten (vergl. a,c und b,d). Der Grund dafür, daß sich die Geometrie des Szintillators bei den rauhen Kanten nicht so stark auswirkt, ist, daß bei einer diffusen Reflexion die Richtung der reflektierten Welle näherungsweise unabhängig von der Einfallrichtung des Lichts ist. Da dies auch für das den Szintillator verlassende Licht gilt, vermindert auch das alleinige Aufrauen der Auslekante die Ortsabhängigkeit.

Das Aufrauen der Kanten hat allerdings auch eine Abnahme der mittleren Pulshöhe zur Folge, wie man aus Tabelle 4.1 entnehmen kann. Ideal wäre es, wenn man innerhalb des Szintillators keine Abhängigkeit der Pulshöhe vom Einschubort hätte, denn dann wäre es innerhalb eines Kalorimetermoduls nicht nötig, das Signal auf den Ort der Szintillationsanregung zu korrigieren. Tatsächlich jedoch ist auch bei den aufgerauhten Kanten noch eine starke Ortsabhängigkeit vorhanden, so daß die gemessene Pulshöhe auf jeden Fall korrigiert werden muß. Da die mittlere Pulshöhe bei polierten Kanten am größten ist, wurden bei den Testmodulen alle Kanten des Szintillators poliert.

Kante	Auslesekannte	mittlere Pulshöhe
rauh	rauh	470
rauh	poliert	433
poliert	rauh	465
poliert	poliert	550

Tabelle 4.1: mittlere Pulshöhe bei verschiedenen Szintillatorkanten

Strahlen mit einem Winkel $\alpha < \alpha_{gr}$ verlassen den Szintillator. Damit dieser Anteil des Lichts nicht vollständig verlorengelht, werden über und unter dem Szintillator Reflektoren angebracht, die das ausgetretene Licht in den Szintillator zurückreflektieren. Es wurden drei verschiedene Reflektoren getestet:

- aluminisierte Mylarfolie
- Mylarfolie, die dünn mit TiO_2 -Farbe bedeckt war
- weißer Zeichenkarton.

Im Fall eines optischen Kontakts zwischen dem Szintillator und dem Reflektor würde bei allen Reflektoren die Totalreflexion innerhalb des Szintillators verlorengelhen. Es darf daher zu keinem optischen Kontakt zwischen Szintillator und Reflektor kommen. Diffuse Reflektoren reflektieren bevorzugt unter kleinen Winkeln (\cos^2 -Abhängigkeit), was die mittlere Anzahl der Reflexionen und den mittleren Weg, den das Licht bis zum WLS zurücklegen muß, erhöht, wodurch die Lichtausbeute erniedrigt wird. Aluminisierte Mylarfolie dagegen, die eine spiegelnde, glatte Oberfläche hat, wäre der ideale Reflektor, wenn ein Luftspalt dafür sorgen würde, daß es zu keinem optischen Kontakt mit dem Szintillator kommen kann. Innerhalb der Kalorimetermodule wird jedoch der Reflektor an den Szintillator angepreßt, so daß die glatten Oberflächen in großen Bereichen in optischen Kontakt treten würden.

Obwohl TiO_2 -Farbe ein diffuser Reflektor mit einer mikroskopisch rauhen Oberfläche ist, behält die Farbe auch getrocknet eine gewisse Elastizität, so daß sie beim Andruck an den Szintillator haften bleibt. Daher würde auch bei Verwendung dieser Farbe die Totalreflexion innerhalb des Szintillators an den Andruckstellen verlorengelhen.

Das weiße, rauhe Papier dagegen beeinträchtigt auch bei starkem Andruck an den Szintillator die Totalreflexion kaum. Aus diesem Grund wurde an allen Oberflächen des Szintillators weißes Papier als Reflektor verwendet.

Selbstverständlich ist die gesamte Charakteristik der Lichtsammlung im Szintillator davon abhängig, an welcher Position sich der WLS befindet. In Abbildung 4.6 ist diese Abhängigkeit für drei verschiedene Positionen dargestellt. Beim Einsatz von vier WLS ergibt sich die jeweils rechts dargestellte Ortsabhängigkeit. In der WLS-Position A ist die Lichtintensität in der Mitte eines Moduls am geringsten, in der Position B ergibt sich ein relativ ausgeglichenes Bild, in Position C dagegen ist die Lichtausbeute in den Ecken des Szintillators sehr gering. Außerdem würden bei den Positionen A bzw. C Wellenlängenschieber benachbarter Module

direkt aneinanderliegen. Im Gesamtkalorimeter würden Lücken entstehen, in denen die Energie der Elektronen nicht genau genug gemessen werden könnte. Aus diesen Gründen wurde für die Lage der WLS an den Kanten der Module die Position B gewählt.

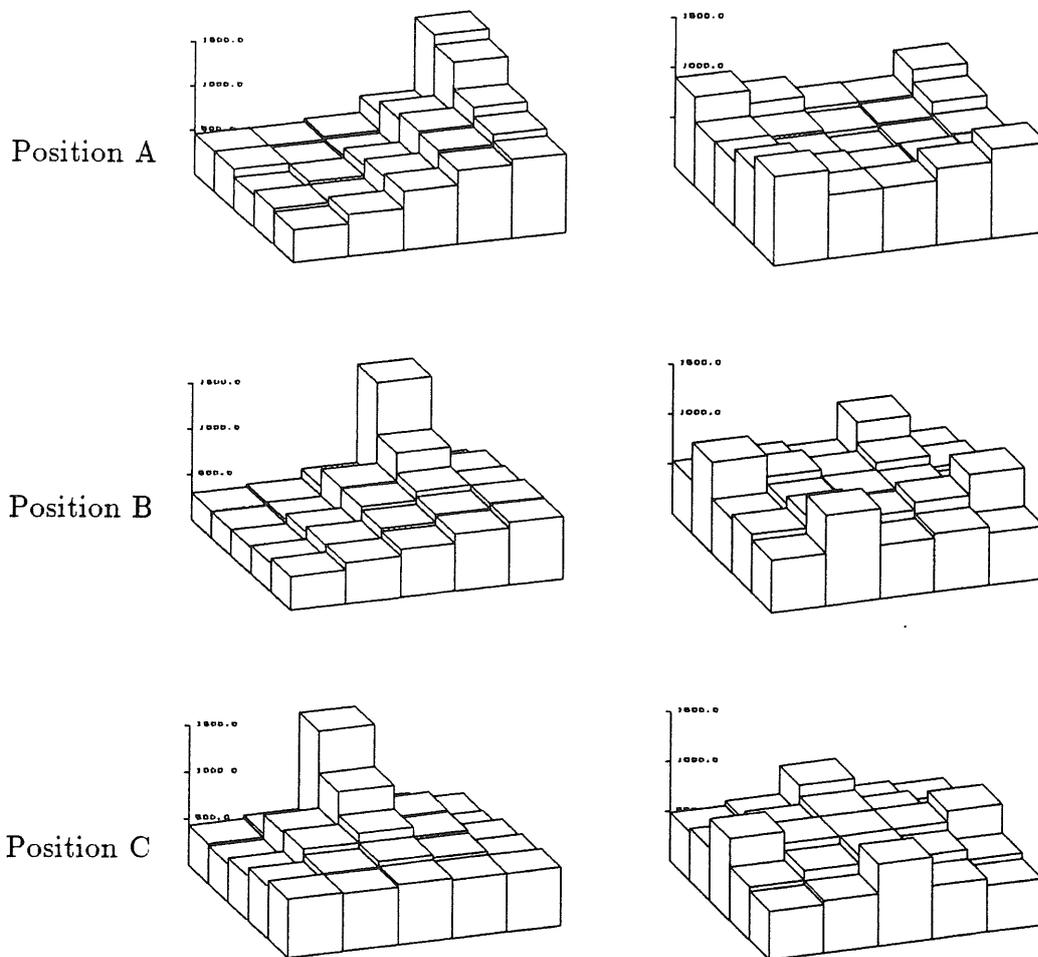


Abbildung 4.6: Die Lichtauslese bei verschiedenen Positionen des WLS
(links für einen einzelnen WLS, rechts für Auslese mit vier WLS)

4.2.3 Lichtsammlung im Wellenlängenschieber

Um festzustellen, wie genau die WLS in die Nuten der Module eingepaßt werden müssen, wurde die Lichtausbeute in Abhängigkeit vom Abstand zwischen WLS und Szintillator gemessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Man erkennt, daß schon relativ kleine Abstände zu einer merklichen Verringerung der Lichtausbeute führen. Die Nuten in den Testmodulen hatten eine Tiefe von 3.5 mm. Da die WLS ohne Abstandshalter lose in die Nuten gelegt wurden, ergibt sich ein Abstand zwischen 0 mm und 0.5 mm.

Lichtausbeute

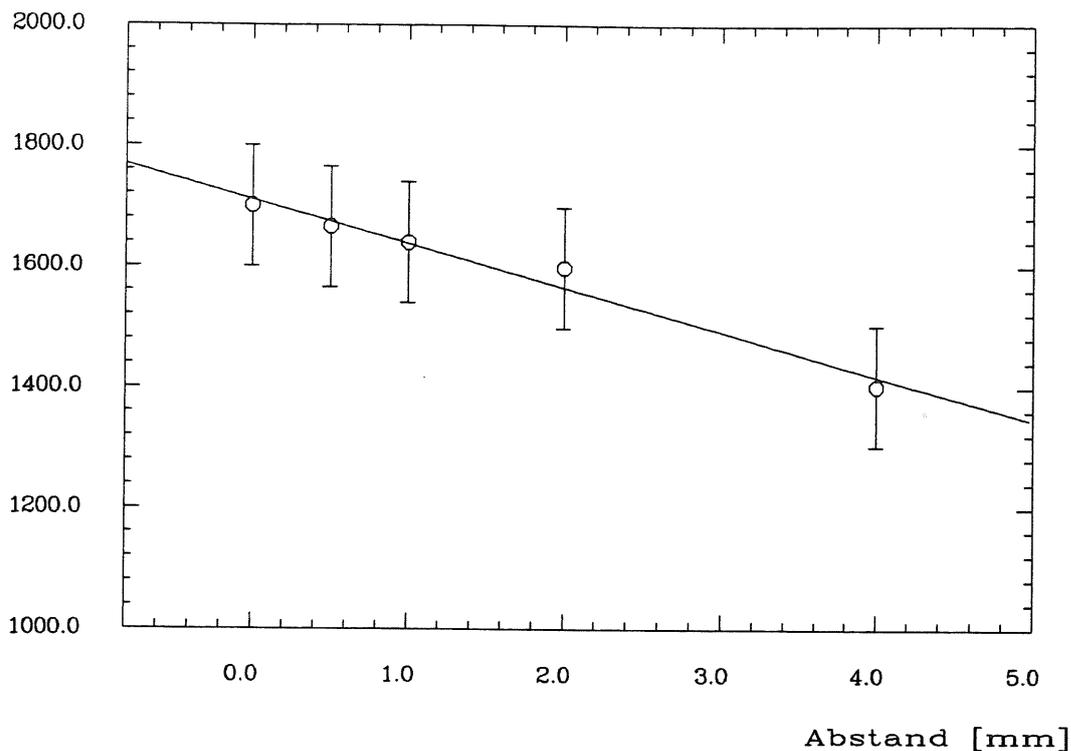


Abbildung 4.7: Einfluß des Abstands zwischen WLS und Szintillator auf die Lichtausbeute

Reflektoren werden am WLS an zwei Seiten benötigt:

1. An der Rückseite des WLS, gegenüber den Szintillatorkanten.
Dieser Reflektor hat die Aufgabe, das blaue Licht des Szintillators, welches beim einmaligen Durchgang durch den WLS noch nicht absorbiert wurde, in den WLS zurückzereflektieren. Um die Totalreflexion im WLS nicht zu beeinträchtigen, wurde auch hier das weiße Papier verwendet.
2. Am Ende des WLS, gegenüber der Photodiode.
Die Hälfte des Lichts, das durch Totalreflexion im WLS geleitet wird, läuft nicht in Richtung Photodiode. Damit ein möglichst großer Anteil dieses Lichts dennoch die Photodiode erreicht, sollte man gegenüber der Photodiode einen diffusen Reflektor einsetzen, der im optischen Kontakt mit dem WLS steht [FIS85]. Teflonband ist der für diese Zwecke beste Reflektor, doch auch TiO_2 -Farbe liefert gute Ergebnisse.

Reflektor	Lichtausbeute (Y7)	Lichtausbeute (Lor)
keiner	100 %	100 %
weiße Pappe	130 %	125 %
Teflonband	140 %	130 %

Tabelle 4.2: Einfluß des Endreflektors am WLS auf die Lichtausbeute

Bei den Testmodulen wurde Teflonband als Reflektor eingesetzt. Da Teflonband jedoch sehr weich ist, leicht reißt, und es nicht möglich ist, das Band auf den WLS aufzukleben ¹, wird für die Module des BEMC weiße TiO₂-Farbe verwendet werden, die direkt auf die Kanten der WLS aufgebracht wird.

¹Das Teflonband wurde in die Nuten eingelegt und die WLS durch Metallfedern angedrückt. Späteres Aus- und Einbauen der WLS führte zum Einreißen des Teflonbands, wodurch die Lichtausbeute stark herabgesetzt wurde.

Kapitel 5

Test der Prototypmodule

Parallel zu den Voruntersuchungen wurden zwei Prototypmodule hergestellt. Um das Verhalten der einzelnen Module und das Zusammenspiel beider Module zu untersuchen, wurde ein Teststrahl experiment am Teststrahl 22 des DESY2-Synchrotrons in Hamburg durchgeführt. Der Strahl bestand aus Elektronen mit Impulsen zwischen 1 GeV/c und 6 GeV/c.

5.1 Testaufbau

Beide Module bestanden jeweils aus 40 Bleiplatten (Dicke 3.0 mm) und 40 Platten des Szintillators SCSN38 (Dicke 4.0 mm), zwischen denen sich zur Erhöhung der Lichtausbeute weiße Pappe (Dicke 0.2 mm) befand. An den Seiten der Module waren Nuten (32×3.5 mm) eingefräst, in denen die Wellenlängenschieber lagen (siehe Abbildung 5.1). Außen waren die Module von weißer Pappe umgeben.

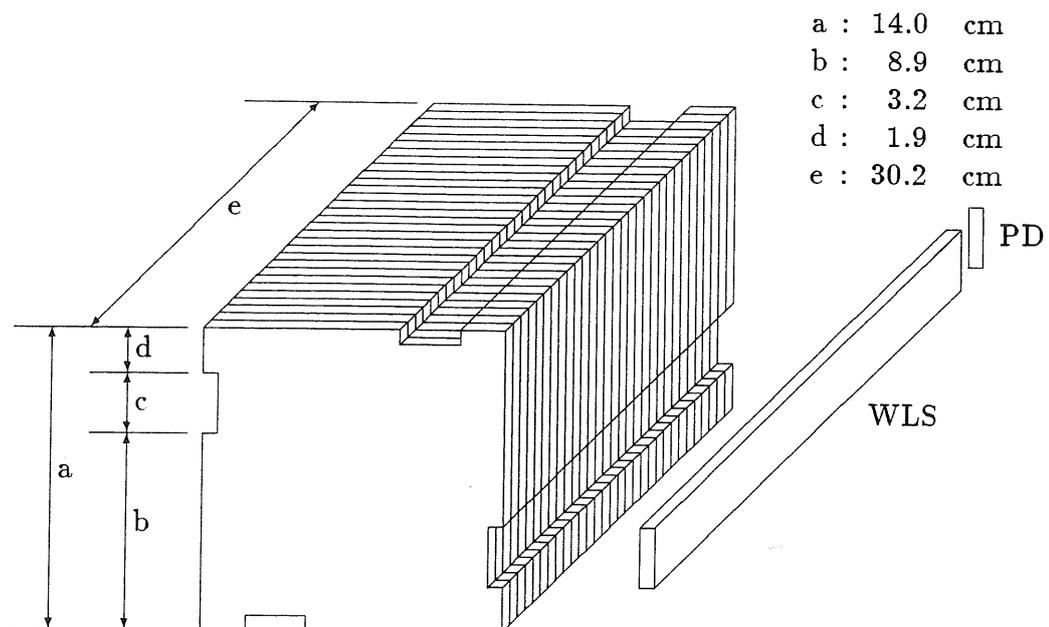


Abbildung 5.1: Aufbau des Testmoduls

Ein Modul, im folgenden Modul A genannt, wurde mit Y7-WLS, das andere (Modul B) mit Lor-Wellenlängenschiebern ausgerüstet. An das vordere Ende der WLS wurde als Reflektor Teflonband angedrückt. Die Photodioden wurden am anderen Ende mit dem optischen Kleber RTV 615 der Firma General Electric auf die WLS aufgeklebt. Die Module standen nebeneinander auf einem Drehtisch und wurden gemeinsam von einem Kupfergehäuse umschlossen, das sowohl für die Lichtdichtigkeit als auch für die Abschirmung gegen elektromagnetische Störungen sorgte. Der Drehtisch erlaubte eine horizontale Drehung der Module gegenüber der Strahlachse um einen beliebigen Winkel φ mit einer Genauigkeit von $\pm 0.5^\circ$. Es wurden Messungen bei $\varphi = 0^\circ, 15^\circ$ und 25° durchgeführt. Der Drehtisch war auf einem sogenannten X-Y-Fahrtisch montiert, der ferngesteuert werden konnte. Er erlaubte es, die Module mit einer Genauigkeit von ca. ± 0.5 mm in der x- bzw. y-Richtung zu verfahren (siehe Abbildung 5.2).

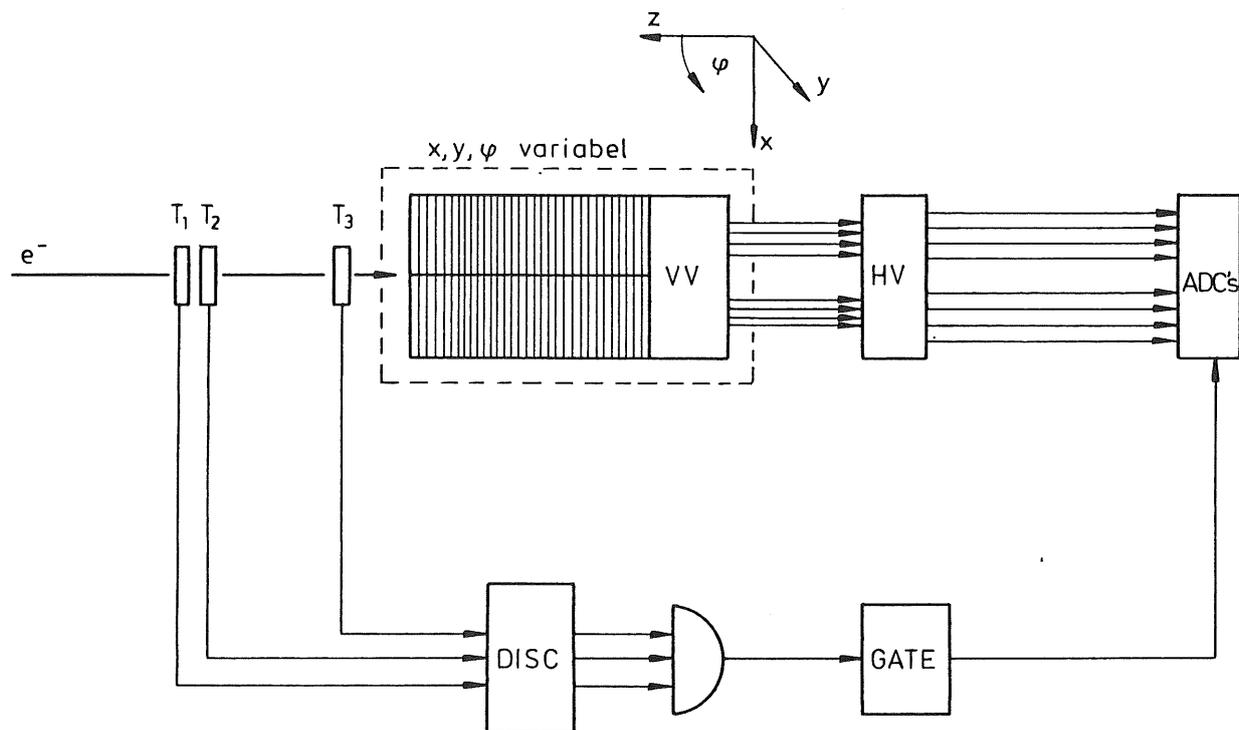


Abbildung 5.2: Versuchsaufbau des Teststrahlexperiments

In Abbildung 5.3 ist eine Frontansicht der beiden Module zusammen mit dem Koordinatensystem, auf das sich die Angaben des Einschußorts beziehen, dargestellt. Der Bezugspunkt des Koordinatensystems ist der Mittelpunkt der Frontfläche der Module.

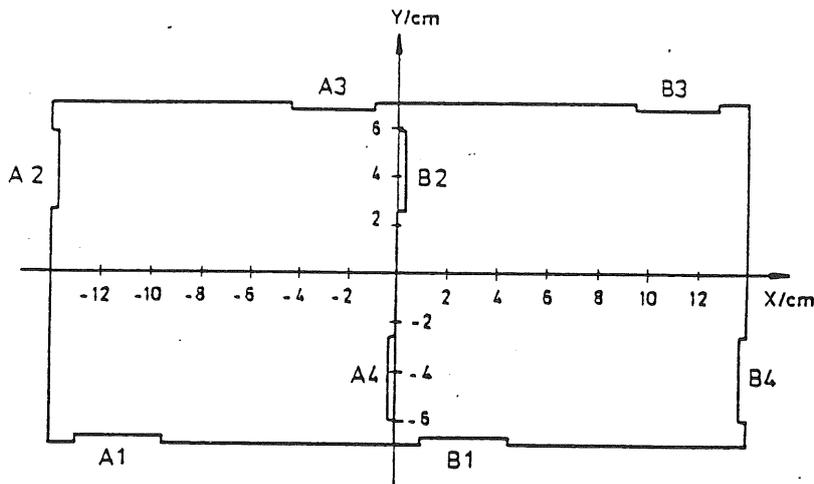


Abbildung 5.3: Geometrie des Doppelmoduls

5.1.1 Trigger

Um Aussagen über das Verhalten der Module machen zu können, durfte der Elektronenstrahl nur einen sehr begrenzten Querschnitt haben, und der Auftreffpunkt des Strahls auf das Modul mußte auf ca. 5 mm genau bekannt sein. Als Trigger wurden ein Szintillatorkreuz, bestehend aus zwei senkrecht zueinander stehenden schmalen Szintillatoren, und ein Szintillatorfinger unmittelbar vor den Modulen verwendet. Der Szintillatorfinger schränkte den Strahlquerschnitt auf $1 \times 1 \text{ cm}^2$ ein. Zur Bestimmung der Strahlachse und des Auftreffpunkts wurde wie folgt vorgegangen:

- Das Szintillatorkreuz und der Szintillatorfinger wurden auf Fahrtische montiert, die von der Meßhütte aus verfahren werden konnten.
- Das Szintillatorkreuz wurde durch Vergleich der Zählraten an verschiedenen Positionen in das Maximum des Strahls gefahren.
- Durch Vergleich der Zählraten des Szintillatorfingers in Koinzidenz mit dem Szintillatorkreuz wurde der Finger auf das Strahlmaximum eingerichtet.
- Ein Laser wurde so einjustiert, daß der Laserstrahl der so definierten Strahlachse folgte.
- Mit Hilfe von Markierungen auf den Modulen, die mit dem Laserstrahl zur Deckung gebracht wurden, wurde die Position der Module relativ zur Strahlachse bestimmt.

Die Trigger-Szintillatoren wurden mit Photomultipliern ausgelesen, deren Signale über Diskriminatoren in eine Logikeinheit eingespeist wurden. Hier wurden die Triggersignale durch ein logisches \wedge verknüpft (siehe Abbildung 5.2). Dieser logische Puls wurde in einen Gate-Generator eingespeist, der das Gatesignal von $3 \mu\text{sec}$ Länge für die ADC's erzeugte.

5.1.2 Elektronische Signalverarbeitung und Datennahme

An der Rückseite der Module waren die 8 Vorverstärker auf einer Platine innerhalb des Kupfergehäuses angebracht. Das Gehäuse besaß Anschlüsse für die 8 Signalleitungen (Lemo-Koaxialkabel), für einen externen Testpulseingang sowie Eingänge für die Versorgungsspannungen der Vorverstärker und die Bias-Spannung.

Die Signale der Vorverstärker wurden über 2 m lange Lemo-Koaxialkabel zu den Hauptverstärkern (Ortec 572) geführt. Die Verstärker waren auf eine Zeitkonstante von $2 \mu\text{sec}$ eingestellt, und die interne Zeitverzögerung von $2 \mu\text{sec}$ für den unipolaren Ausgang war eingeschaltet¹. Als ADC's wurden peaksensitive ADC's der Firma LeCroy, Typ 2259B, verwendet. Da die ADC's im Bereich kleiner Kanäle starke Nichtlinearitäten aufwiesen, wurde an den Ausgängen der Verstärker eine Gleichspannung von ca. -95 mV eingestellt. Eine Pulshöhe von Null am Eingang der Hauptverstärker wurde daher in einen von Null verschiedenen Wert, den sogenannten Pedestalwert, digitalisiert. Die Daten wurden mit einem von [STR88] entwickelten Acquisitionssystem aufgezeichnet. Es bestand aus einer Micro-J11 und einer LSI11, beides Erzeugnisse der Firma DEC. Die Daten eines Runs wurden jeweils auf eine Festplatte geschrieben und nach Beendigung des Runs auf ein Magnetband umkopiert. Nach der Meßzeit wurden die Magnetbänder dann auf Massenspeicher des IBM-Computers beim DESY übertragen und dort ausgewertet.

5.2 Kalibration und Eichung

5.2.1 Testpulseichung

Obwohl die Pedestals mit ca. 95 ADC-Kanälen recht groß gewählt wurden, verhielten sich die verwendeten ADC's im Bereich kleiner Signale nicht linear, was eine nachträgliche Korrektur nötig machte. Um die Parameter dieser Korrektur zu erhalten und die Konstanz der Elektronik während der zweiwöchigen Meßzeit zu überwachen, wurden an verschiedenen Tagen insgesamt 12 Testpulsmessungen durchgeführt. Das von [GEN87] entwickelte Eichverfahren mit Hilfe von Testpulsmessungen ist bei [HAR88] beschrieben. Hier werden daher nur die für die Auswertung relevanten Ergebnisse der Eichmessungen vorgestellt:

- Durch fehlende Meßpunkte im Bereich kleiner Pulshöhen sind Ungenauigkeiten der Eichung in diesem Bereich nicht auszuschließen.
- Die Pedestals sowie die Testpulsmessungen von 7 der 8 Kanäle zeigen Schwankungen von maximal ± 2 Kanälen innerhalb der gesamten Meßzeit, was einen systematischen Fehler der gemessenen Energie in der Größenordnung von $\pm 10 \text{ MeV}$ erwarten läßt.
- Der achte Kanal, es handelt sich um den vierten Kanal des Moduls B, zeigt Sprünge in der Verstärkung von 5 % bzw. 2 % . Beide Sprünge fallen zeitlich mit dem Ausfall der Stromversorgung der Vorverstärker zusammen, der während der Meßzeit nur diese zwei Mal auftrat. Durch neue Eichungen jeweils nach den Stromausfällen konnte dieser Fehler korrigiert werden.

Mit der nun linearisierten Skala wurden Energiescans durchgeführt. In den Zentralpositionen der Module (nicht gedreht) wurden die Signale so in GeV-Elektronenenergie geeicht.

¹Die Zeitverzögerung ist für den zeitlichen Abgleich der Triggersignale mit den Diodensignalen bei den Messungen mit γ -Quellen notwendig.

5.2.2 Eichung mit radioaktiven Quellen

Es wurden Messungen mit γ -Quellen durchgeführt, um zu erfahren, wievielen Elementarladungen das Signal einer einzelnen Photodiode entspricht.

Einträge

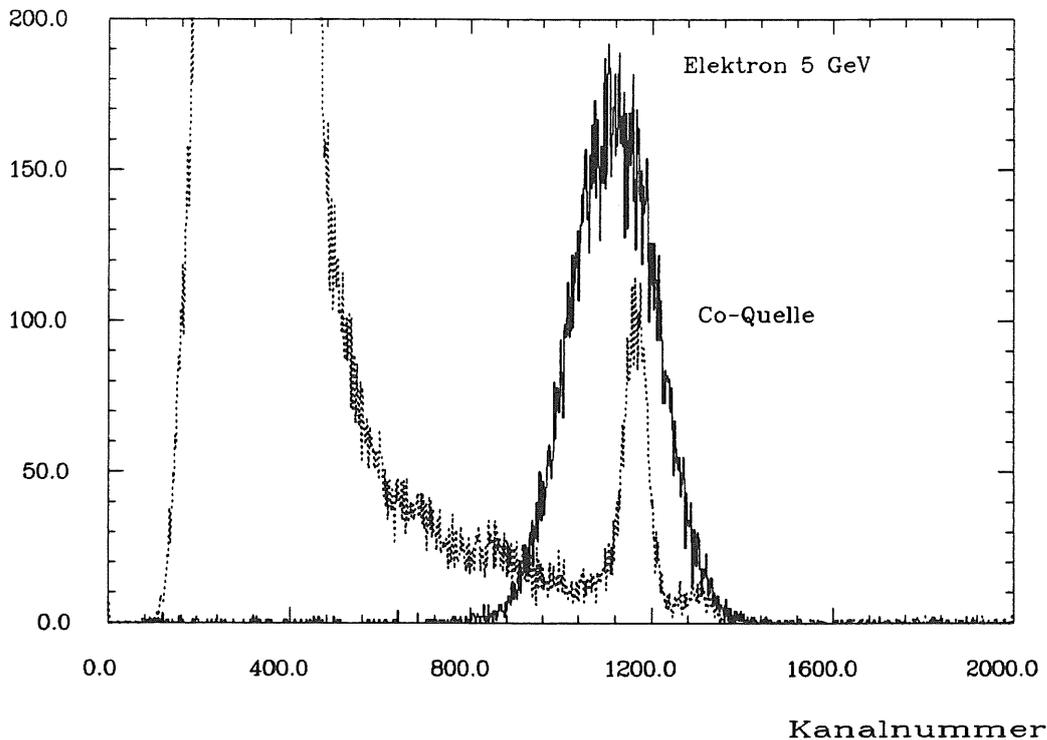


Abbildung 5.4: Vergleich der Spektren von ^{57}Co und 5 GeV Elektronen

Die Photodioden wurden als Halbleiterzähler verwendet (siehe Kapitel 3.2.3). Durch Vergleich des Photopeaks der γ -Quelle mit dem Signal des Elektronenstrahls bekannter Energie (siehe Abbildung 5.4) läßt sich ermitteln, wieviele Elementarladungen dem Elektronensignal entsprechen. Außerdem entspricht die Breite des Photopeaks dem Rauschen der Elektronik. Das Gatesignal wurde für diese Messungen mit dem unverzögerten, bipolaren Signal der Hauptverstärker erzeugt, das über einen Diskriminator und den Gategenerator in das Gatesignal umgewandelt wurde (siehe Abbildung 5.5).

Die Ergebnisse dieser Messungen zeigt Tabelle 5.1. Man sieht deutlich, daß das mittlere Signal von Modul B größer ist als das von A. Dies ist auf die höhere Lichtausbeute der LOR-WLS zurückzuführen. Außerdem wird deutlich, daß die Lichtausbeute, von der die Zahl der Elektronen pro GeV abhängt, auch innerhalb einer Sorte WLS von Diode zu Diode stark unterschiedlich war. Der Grund hierfür ist neben den unvermeidbaren Toleranzen in der Fertigung vor allem die Tatsache, daß der Teflon-Reflektor nicht bei allen WLS optimal angebracht war.

Das Rauschäquivalent ist sowohl vom elektronischen Rauschen als auch von der individuellen Lichtausbeute abhängig. Daher zeigten die Photodiode A2 (erhöhtes Rauschen) und B1 (kleinere Lichtausbeute) erhöhte Werte.

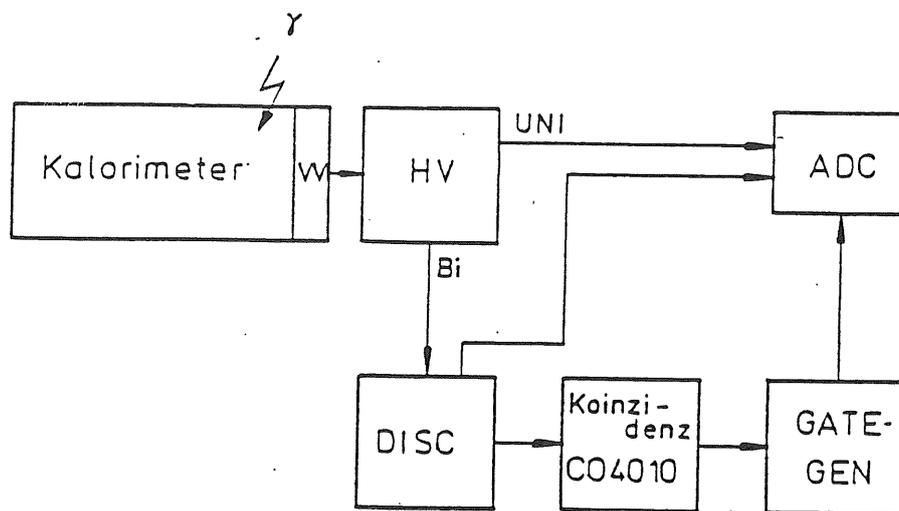


Abbildung 5.5: Meßaufbau für die Messungen mit radioaktiven Quellen

Kanal	e_0 pro GeV	Rauschen [e_0]	Rauschäquivalent [MeV]
A1	4390	732	165
A2	4778	998	207
A3	4565	742	160
A4	5161	795	154
B1	4169	760	181
B2	5400	809	150
B3	6391	823	126
B4	6185	683	110

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Messungen mit radioaktiven Quellen

5.3 Signale, die nicht von der Einschußenergie abhängen

Bevor auf die "guten" Signale der Photodiode eingegangen wird, werden in diesem Kapitel Sondereffekte diskutiert, die die eigentlichen Meßergebnisse verfälschen würden. Effekte dieser Art treten in größerem Umfang nur dann auf, wenn sich der elektromagnetische Schauer in der Nähe eines Wellenlängenschiebers entwickelt.

Abbildung 5.6.a zeigt ein Spektrum, wie es in der Position $-0.5/-4$ bei $\varphi = 0^\circ$ aufgenommen wurde. Es sind 4 verschiedene Peaks zu erkennen, wovon nur der Peak Nr. 4 dem an dieser Stelle zu erwartenden Energiesignal entspricht.

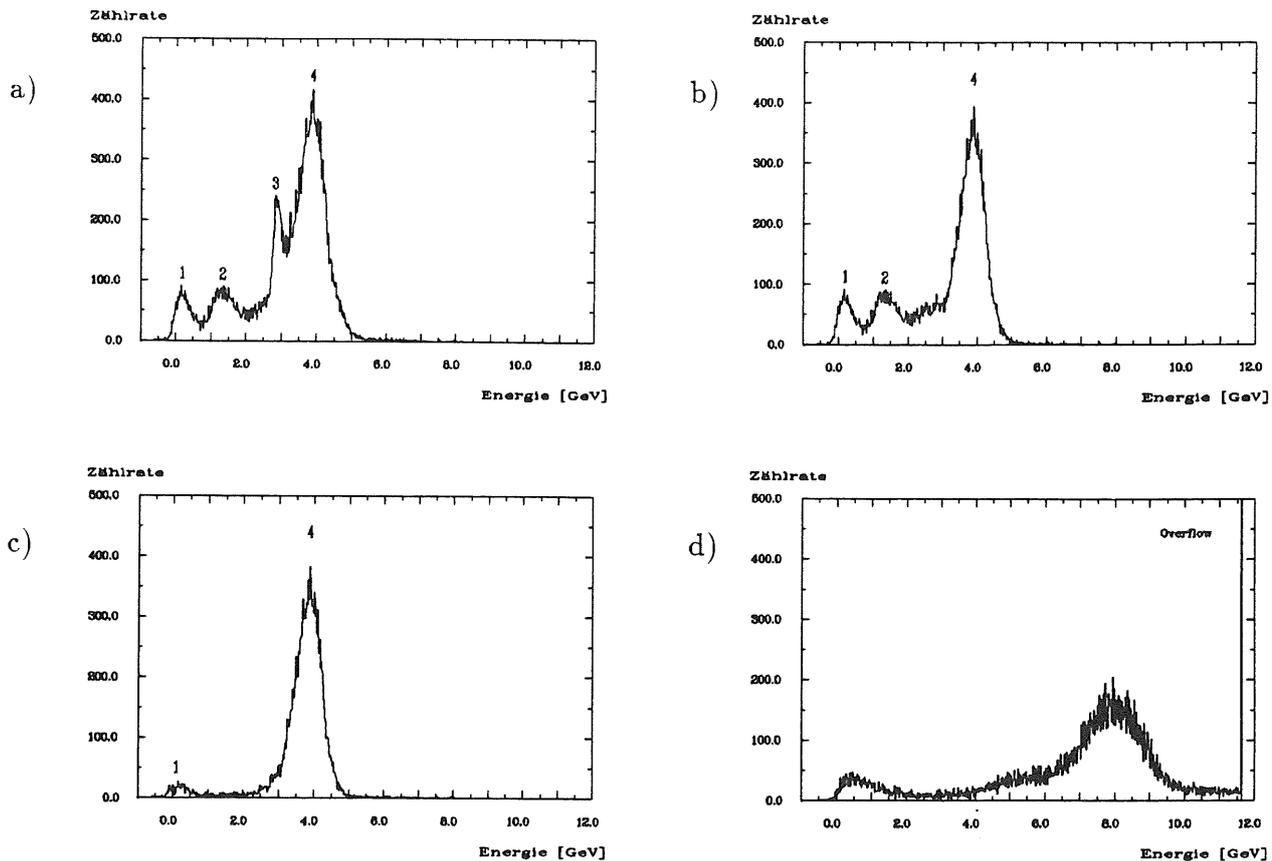


Abbildung 5.6: Spektren in Position -0.5/-4 bei $\varphi = 0^\circ$
 a) bis c) = Summensignal für verschiedene Cuts
 d) = Signal der Diode A4

Woher kommen nun die drei anderen Peaks ?

Peak Nr. 3 :

Die Hauptverstärker der einzelnen Kanäle wurden so eingestellt, daß der größte ADC-Kanal einer Einschußenergie von ca. 12 GeV beim zentralen Einschuß entspricht. Alle größeren Signale werden von den ADC's in den sogenannten Overflow-Kanal (Kanal 2048) einsortiert. Wie man nun in Abbildung 5.6.d erkennt, gibt es in dieser Einschußposition viele Ereignisse, bei denen für Diode A4 ein Overflow angezeigt wird. Da in diesen Fällen auch das Summensignal nicht mehr die richtige Energie zeigt, dürfen Ereignisse dieser Art in der Auswertung nicht berücksichtigt werden. Abbildung 5.6.b zeigt ein Spektrum, in dem nur Ereignisse eingetragen sind, bei denen Kanal A4 keinen Overflow angezeigt hat. In diesem Spektrum ist der Peak Nr. 3 von Abbildung 5.6.a nicht mehr zu erkennen. Dieser Peak resultierte also offensichtlich aus dem Overflow von Kanal A4.

Peak Nr. 2

Um eine Erklärung für diesen Peak zu finden, ist in Abbildung 5.7 die Korrelation des Signals von Diode A4 mit der Summe der 4 Dioden von Modul A dargestellt.

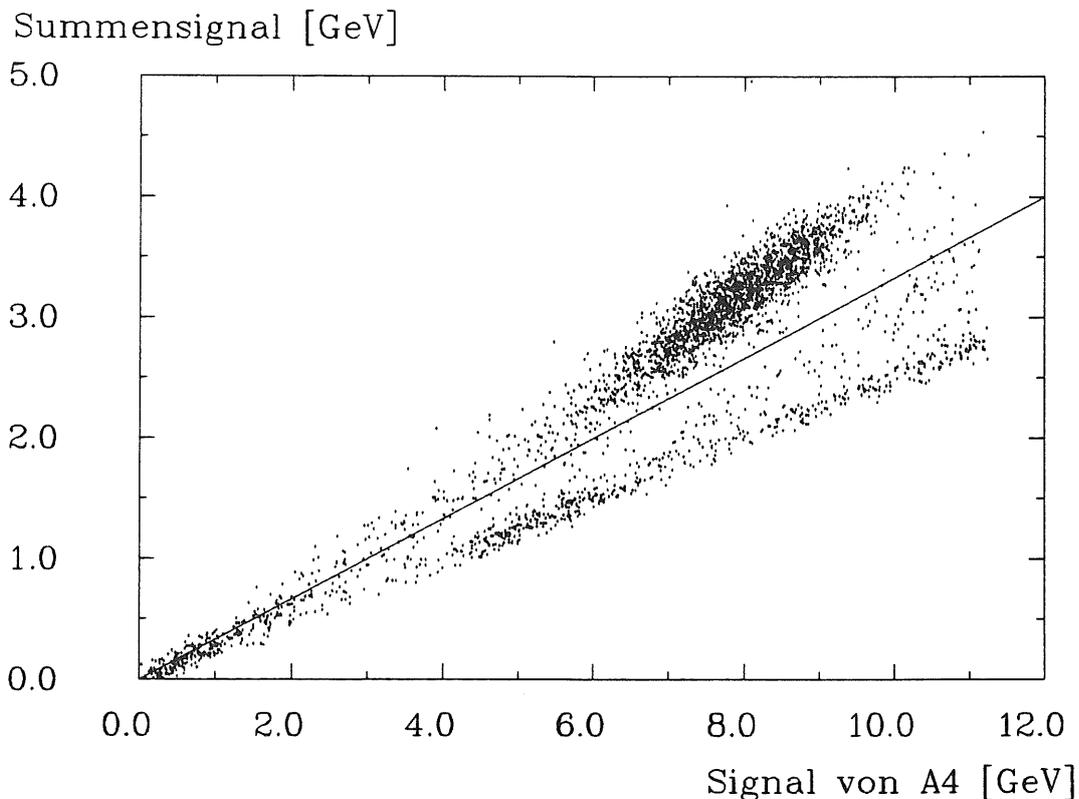


Abbildung 5.7: Korrelation der Signale von Diode A4 und der Summe der Signale in Position -0.5/-4 bei $\varphi = 0^\circ$

Man erkennt, daß es eine Vielzahl von Ereignissen gibt, bei denen das Signal der Diode A4 überproportional groß ist. Die möglichen Erklärungen für diesen Effekt sind :

1. Direkte Diodentreffer

- Ein Photon aus dem elektromagnetischen Schauer mit einer Energie im keV-Bereich deponiert entweder seine gesamte Energie (Photoeffekt) oder einen Teil seiner Energie (Comptoneffekt) in der Photodiode (siehe Kapitel 3.2.3). EGS-Simulationsrechnungen ergeben, daß eine große Zahl von Photonen mit unterschiedlichen Energien längs des WLS das Kalorimeter verläßt, wie in Abbildung 5.8 erkennbar ist.
- Ein Elektron deponiert durch Ionisation Energie in der Photodiode. Das Energiespektrum der in der Diode deponierten Energie zeigt eine Landau-Verteilung. Bei einer Dicke des Siliziums von $100 \mu\text{m}$ liegt das Maximum dieser Verteilung nach [SCH88] bei ca. 40 keV, was dem Signal eines 2 GeV Elektrons entspricht.

2. Zusätzliches Licht im WLS

- Elektronen aus dem Schauer laufen eine längere Strecke entlang des WLS und regen ihn zur Szintillation an.
- Elektronen hoher Energie erzeugen Čerenkov-Licht im WLS.

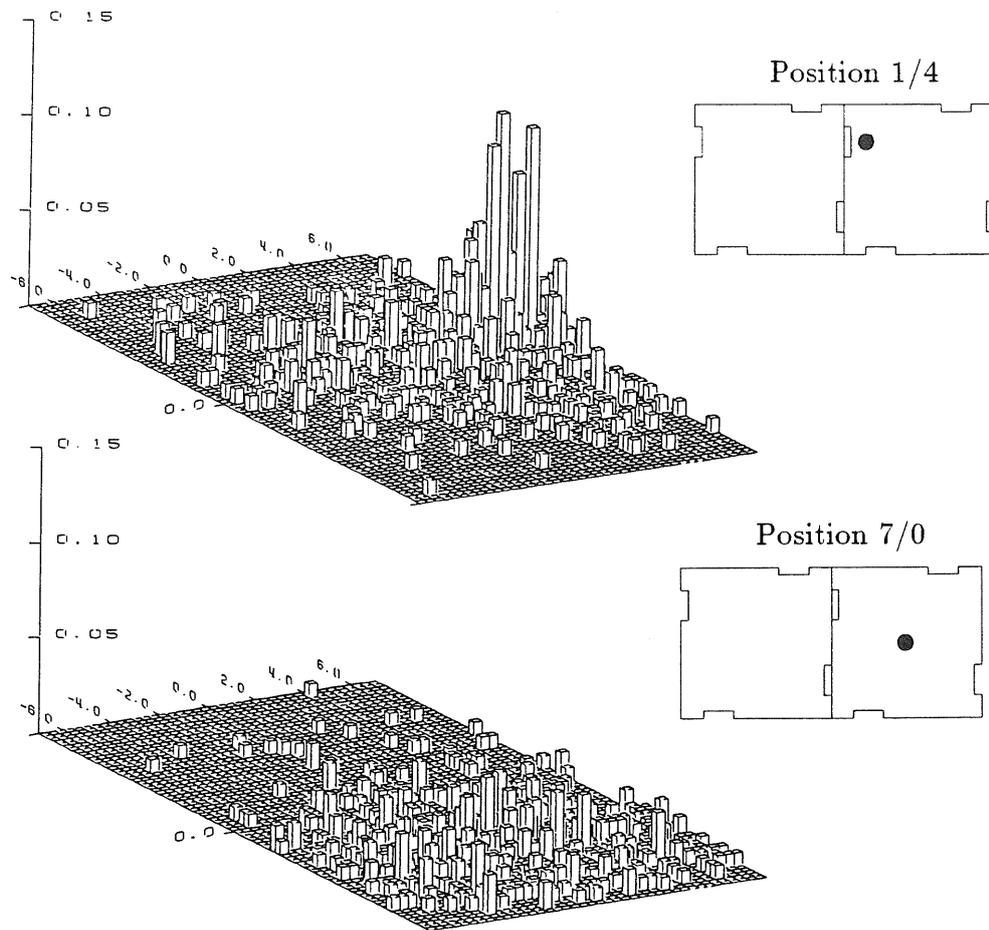


Abbildung 5.8: Aus dem Modul austretende Teilchen für verschiedene Einschußpositionen [BAU87*]

Da sich die betreffenden Signale der Diode A4 aus einer Überlagerung dieser Effekte zusammensetzen, ist es nicht möglich, zu klären, in welchem Maß jeder einzelne Effekt zu dem dargestellten Verhalten beiträgt.

Die meisten Ereignisse dieser Art kann man erkennen, indem man das Signal der Diode mit der jeweils größten Pulshöhe mit dem Summensignal vergleicht. Die in Abbildung 5.7 eingezeichnete Gerade zeigt die Grenze an, ab der das Einzelsignal mehr als drei mal so groß ist wie das Summensignal. Fügt man eine Abfrage auf dieses Verhältnis, einen sogenannten Cut, in das Auswerteprogramm ein, wobei nur diejenigen Ereignisse berücksichtigt werden, bei denen die größte Pulshöhe einer Einzeldiode kleiner als das Dreifache des Durchschnitts aller vier Photodioden ist, ergibt sich das Spektrum von Abbildung 5.6.c. Ein Vergleich mit Abbildung 5.6.b zeigt, daß die meisten Ereignisse, bei denen nur noch ein Bruchteil der Energie des Primärelektrons im Kalorimeter deponiert wurde, durch diesen Cut erkannt und verworfen werden können.

Zu beachten ist, daß diese Betrachtungen nur für den geraden Einschuß gelten. Je schräger die Elektronen auf das Kalorimeter treffen, desto weniger spielen die genannten Effekte eine Rolle. Andererseits nimmt die Wahrscheinlichkeit, mit der diese Effekte auftreten, mit zunehmender Einschußenergie zu (Elektronen mit Energien bis 30 GeV werden das BEMC treffen).

5.4 Energieauflösung

Die gemessenen Energieverteilungen lassen sich, wie man in Abbildung 5.9 erkennen kann, in guter Näherung durch eine Gaußverteilung beschreiben. Als Maß für die Energieauflösung wird daher das σ der an die Daten angepaßten Gaußverteilung angegeben.

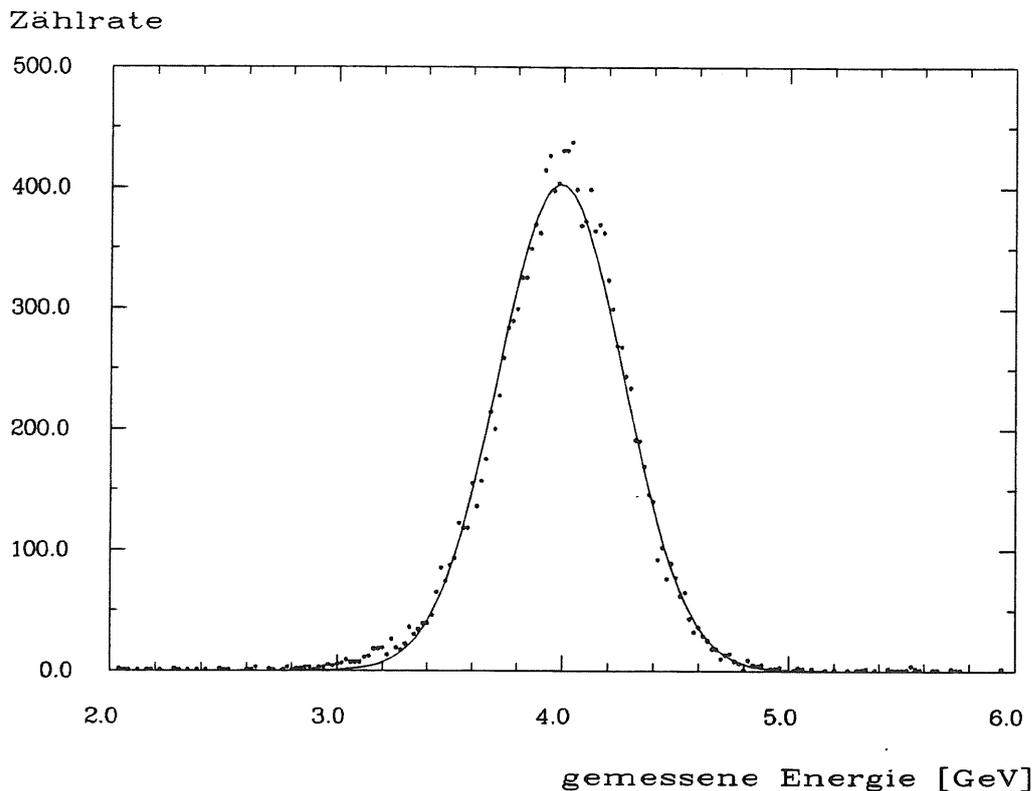


Abbildung 5.9: Gemessene Energieverteilung eines 5 GeV-Elektrons

Abbildung 5.10 zeigt die relative Breite σ/E der Verteilungen in Abhängigkeit von der Einschußenergie für die Summen aller vier Signale von Modul A bzw. B, sowie, zum Vergleich, die relative Breite des Signals eines einzelnen Kanals. Zu beachten ist, daß diese relative Breite nur dann der Energieauflösung des Kalorimeters entspricht, wenn die Impulsunschärfe des Teststrahls zu vernachlässigen ist. Leider war die Impulsunschärfe des Teststrahls 22, an dem die Messungen durchgeführt wurden, nicht bekannt. Es existieren jedoch Messungen von dem Teststrahl 21 [KAU88], der den gleichen Elektronen-Ablenkwinkel hat wie der Strahl 22 und daher in etwa die gleiche Impulsunschärfe aufweisen sollte. Die relative Breite der Energieverteilung des Teststrahls wird wie folgt parametrisiert:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{beam}^2 = \left(\frac{\sigma_{b1}}{\sqrt{E}}\right)^2 + \sigma_{b2}^2 \quad (5.1)$$

Abbildung 5.11 zeigt die Meßwerte der Energieunschärfe von Teststrahl 21 sowie die angepaßte Funktion 5.1 mit den Werten $\sigma_{b1} = 8.0\%$ und $\sigma_{b2} = 0.5\%$. Im folgenden werden diese Werte für die Energieunschärfe des Teststrahls 22 angenommen.

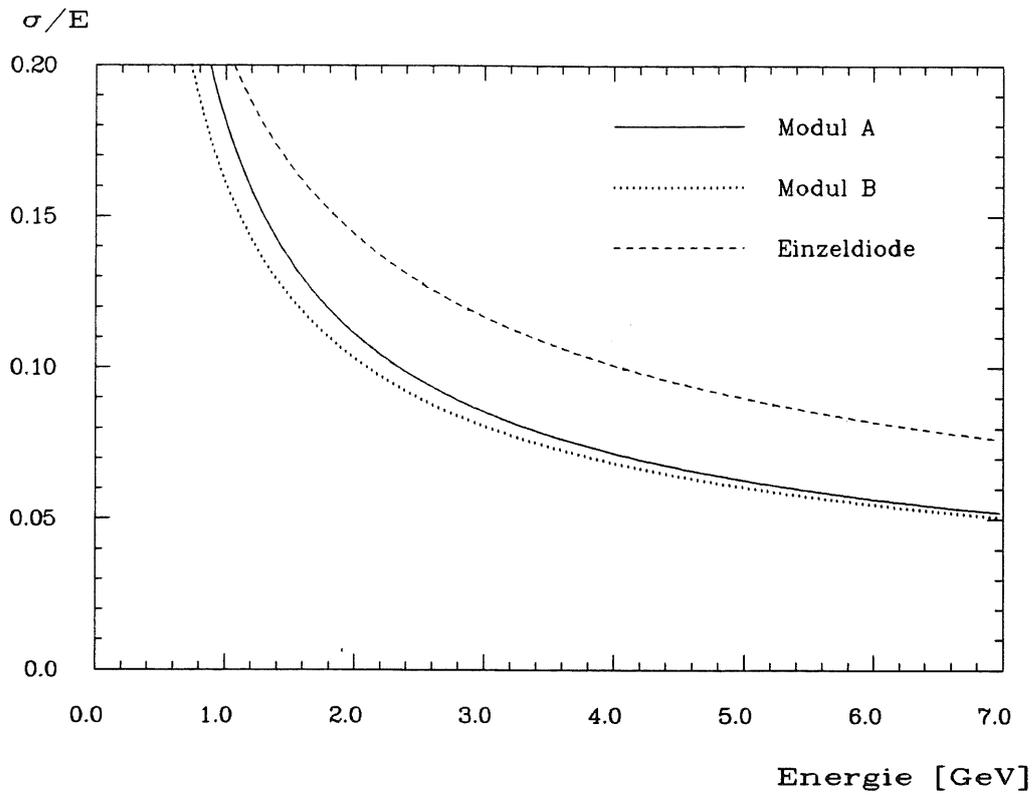


Abbildung 5.10: Relative Breiten der Signale der Module und eines einzelnen Kanals in Abhängigkeit von der Energie

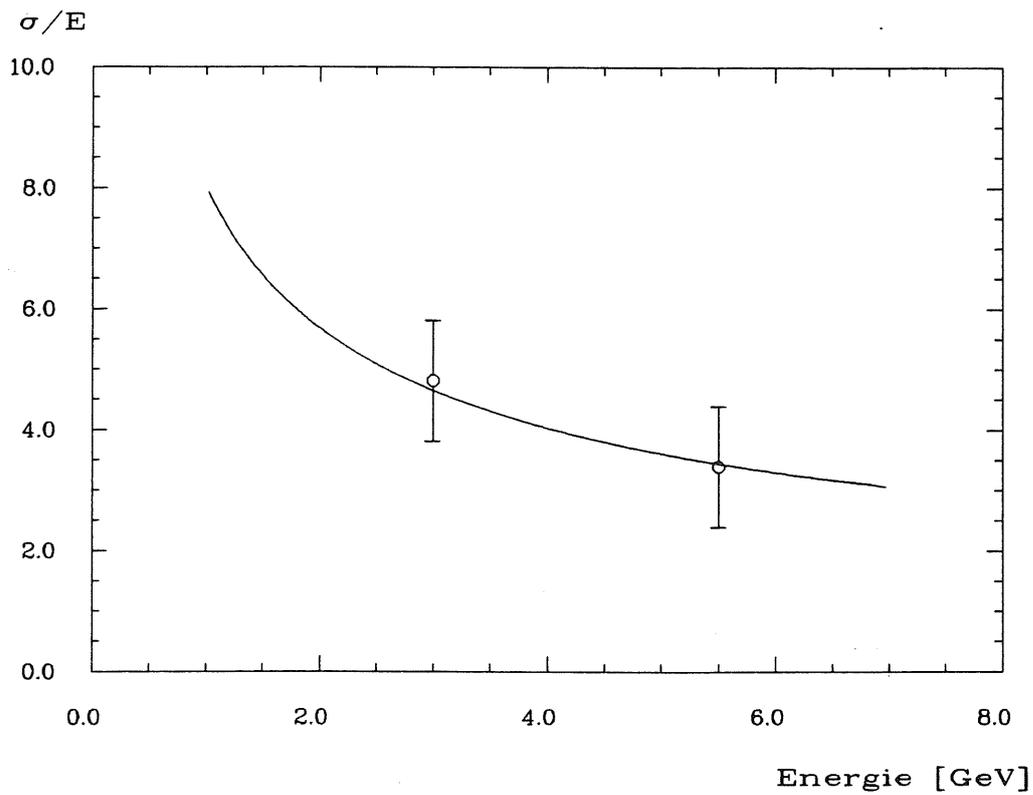


Abbildung 5.11: Energieunschärfe des Teststrahls 21

Eine allgemein übliche Parametrisierung für die Energieauflösung eines Kalorimeters ist:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{kalo}^2 = \left(\frac{\sigma_d}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_s}{\sqrt{E}}\right)^2 \quad (5.2)$$

mit σ_d = Rauschen der Photodioden und σ_s = Sampling- Fluktuationen (siehe Kapitel 3.1). Die gemessene relative Breite der Energiesignale setzt sich nun aus diesen Termen zusammen:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{gemessen}^2 = \left(\frac{\sigma}{E}\right)_{beam}^2 + \left(\frac{\sigma}{E}\right)_{kalo}^2 = \left(\frac{\sigma_d}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_s}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{b1}}{\sqrt{E}}\right)^2 + \sigma_{b2}^2 \quad (5.3)$$

σ_s wurde von [GEN87] mit einem Kalorimeter, das die gleiche Blei-Szintillator-Struktur wie die Testmodule hatte, bestimmt. Es ergab sich ein Wert von 10%. Das Maß für das Rauschen der Summe der Dioden eines Moduls σ_d wurde durch Anpassen der Funktion 5.3 an die Meßwerte bestimmt. Die Werte sind in Tabelle 5.2 eingetragen. Unter der Voraussetzung, daß das Rauschen der Photodioden untereinander nicht korreliert ist, läßt sich das Rauschen aber auch mit Hilfe der Quellenmessungen bestimmen. In diesem Fall gilt nämlich:

$$\sigma_d^2 = \sum_{i=1}^4 \left(\frac{\sigma_i}{4}\right)^2 \quad (5.4)$$

wobei σ_i die Breite des Rauschens der i-ten Diode ist. Aus der Tabelle 5.2 ist nun zu entnehmen, daß beide Messungen von σ_d für die Module deutlich verschiedene Werte liefern.

	σ_d aus dem Fit	σ_d aus den Quellenmessungen	σ_s
Modul A Position -7/0	12.8±1.6	8.6 ± 0.2	10.0 ± 0.2
Modul B Position 7/0	9.8 ± 1.9	7.2 ± 0.2	10.0 ± 0.2

Tabelle 5.2: Parameter der Energieauflösung der Module beim Zentraleinschuß

Um festzustellen, ob das Rauschen der Photodioden tatsächlich unkorreliert ist, ist in Abbildung 5.12 das Rauschen zweier Kanäle gegeneinander aufgetragen. Entgegen der ersten Annahme existiert eine erkennbare Korrelation zwischen dem Rauschen verschiedener Dioden eines Moduls. Woher diese Korrelation kommt, konnte nicht geklärt werden. Anzunehmen ist, daß die Vorverstärker, die ja alle auf einer gemeinsamen Platine angebracht waren, über ihre Spannungsversorgungen miteinander gekoppelt waren. Für diese Annahme spricht die Tatsache, daß auch das Rauschen der Signale der beiden Module miteinander korreliert ist, wie man aus Abbildung 5.13 entnehmen kann.

Durch zusätzliche Filterung der Spannungsversorgung der Vorverstärker erscheint es möglich, σ_d für die Module bis auf den Wert, der sich aus den Quellenmessungen ergibt, zu reduzieren.

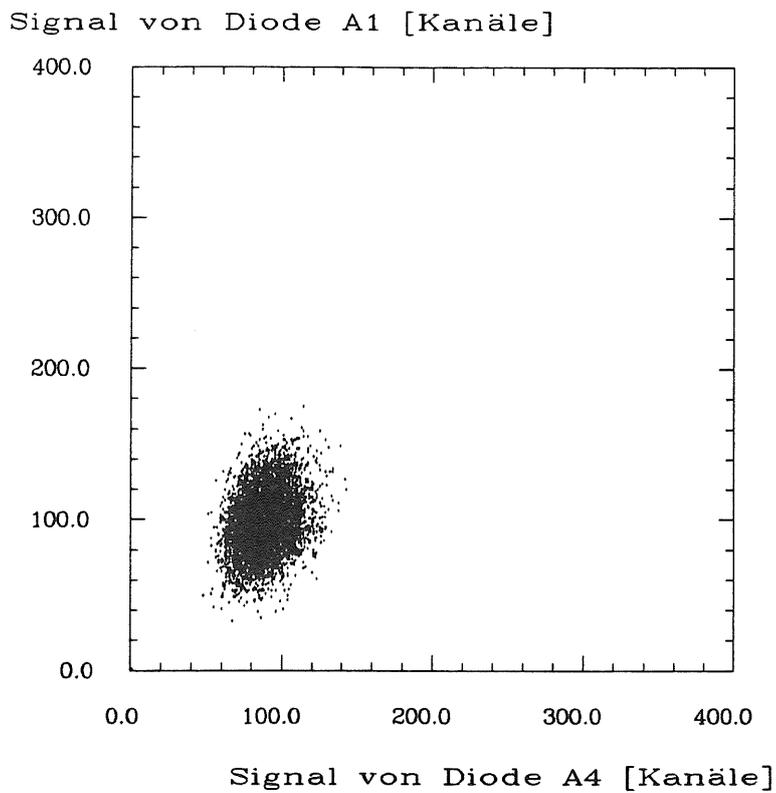


Abbildung 5.12: Korrelation des Rauschens von zwei Photodioden eines Moduls

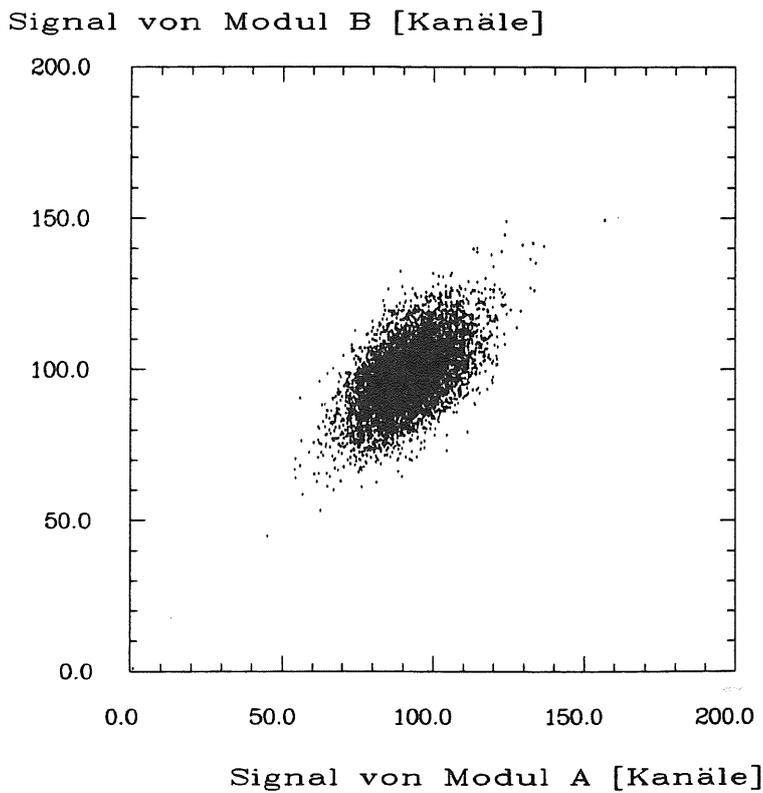


Abbildung 5.13: Korrelation des Rauschens beider Module

Die bisherigen Betrachtungen gelten für den senkrechten Einschuß in das Zentrum eines Moduls. Mit $14 \times 14 \text{ cm}^2$ sind die Module so groß, daß dort der elektromagnetische Schauer in transversaler Richtung völlig eingeschlossen ist. Dies ändert sich selbstverständlich, wenn man Einschußpositionen in der Nähe des Randes betrachtet. In den Abbildungen 5.14 ($\varphi = 0^\circ$) und 5.15 ($\varphi = 15^\circ$) ist die Energieauflösung als Funktion der x-Koordinate dargestellt (φ ist der Winkel zwischen der Trennfläche der Module und der Strahlachse). An den Rändern der Module schwankt der Anteil der deponierten Energie, der in dem Modul ein Signal erzeugt, da die transversale Ausdehnung des Schauers starken Fluktuationen unterliegt. Links und rechts, wo kein Nachbarmodul ist, verschlechtert sich daher die Energieauflösung. Im Grenzbereich der Module wird der Anteil, der das eine Modul verläßt, im anderen nachgewiesen, so daß die Energieauflösung der Summe der beiden Module annähernd konstant bleibt, während sich die Auflösung des einzelnen Moduls stark verschlechtert.

relative Auflösung

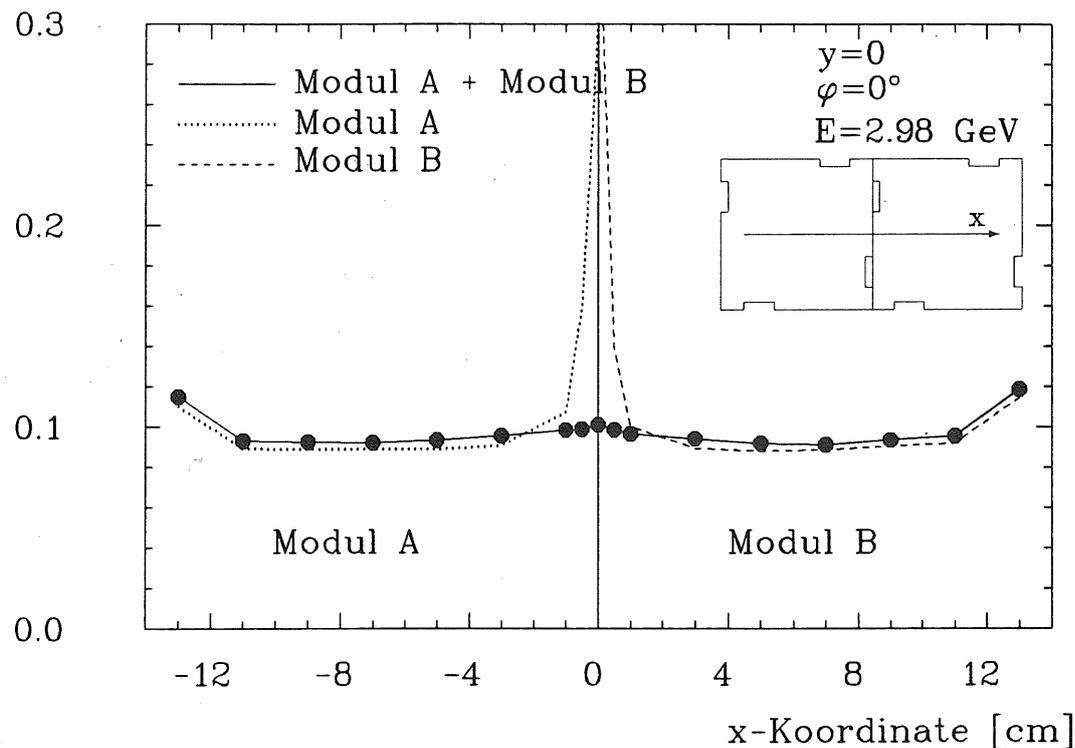


Abbildung 5.14: Energieauflösung in Abhängigkeit vom Einschußort bei $\varphi = 0^\circ$

Die gleiche Überlegung gilt auch bei schrägem Einschuß, nur daß hier auch die Fluktuationen in der Schauertiefe eine Rolle spielen, was den Bereich, in dem sich der Schauer auf beide Module erstreckt, vergrößert (siehe Abbildung 5.15).

relative Auflösung

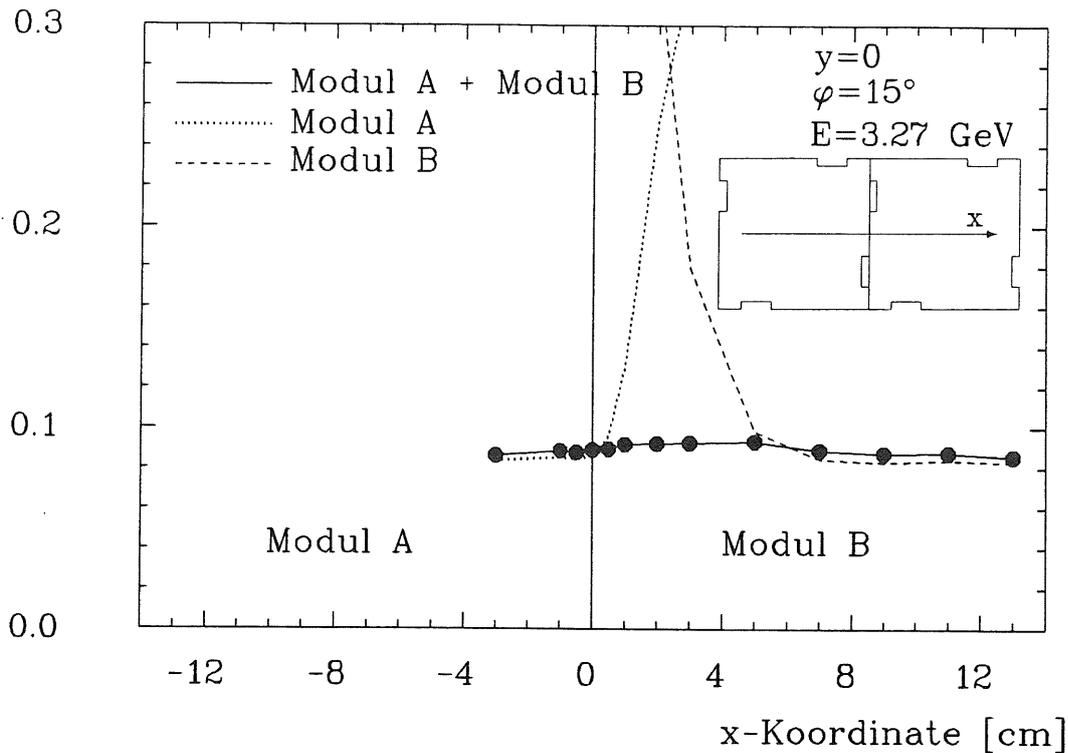


Abbildung 5.15: Energieauflösung in Abhängigkeit vom Einschußort bei $\varphi = 15^\circ$

5.5 Rekonstruktion des Einschußorts

Aufgrund der starken Abhängigkeit der gemessenen Signalhöhe der einzelnen Photodioden von der Lage des Schauerschwerpunkts ist es möglich, diesen Ort innerhalb eines Moduls zu bestimmen. Dies ist für das Gesamtkalorimeter von Interesse, obwohl sich vor dem BEMC eine ortsempfindliche Vieldrahtkammer befindet. Diese Kammer liefert nur den Auftreffpunkt geladener Teilchen auf das BEMC und nicht den für die Korrektur des gemessenen Energiesignals notwendigen Schauerschwerpunkt. Neutrale Teilchen, insbesondere Photonen, werden von diesem Detektor nicht erfaßt. Außerdem ist es durch Vergleich der Ortsinformationen der Kammer und des BEMC möglich, zu erkennen, ob das nachgewiesene Teilchen tatsächlich vom Wechselwirkungspunkt gekommen ist.

Es gibt zwei verschiedene Verfahren der Ortsrekonstruktion. Das erste Verfahren stützt sich auf ein gemessenes Raster, bei dem das gesamte Modul im Teststrahl in Schritten von 2 cm abgefahren wird. Iterativ werden danach die aktuellen Signale der 4 Dioden mit interpolierten Werten zwischen den Stützstellen des Rasters verglichen und die Abweichungen der gemessenen von den interpolierten Werten minimiert. Die genaue Beschreibung dieses Verfahrens sowie die erzielten Ergebnisse sind bei [HAR88] dargestellt. Der Nachteil dieses Verfahrens ist neben dem hohen Rechenaufwand für jede Ortsbestimmung vor allem, daß dieses Verfahren nur arbeitet, wenn genügend Stützstellen bei gegebenen Einschußwinkeln vorhanden sind. Wegen der vielen verschiedenen Einschußwinkel, unter denen die Module des BEMC getroffen werden, würde sich eine sehr große Zahl nötiger Eichmessungen der Module ergeben.

Im folgenden wird ein zweites Ortsrekonstruktionsverfahren vorgestellt, für das keine umfangreichen Eichmessungen nötig sind. Dieses Verfahren gliedert sich in drei Abschnitte, die in den folgenden drei Unterkapiteln beschrieben werden.

5.5.1 Skalierung der Diode mit der größten Pulshöhe

Um das Ortsrekonstruktionsverfahren energieunabhängig zu entwickeln, ist es nötig, die Signale der Einzeldioden auf die Summe der 4 Signale des jeweiligen Moduls zu normieren. Würde man mit der unkorrigierten Summe normieren, würde sich die Ortsrekonstruktion der Summe (bis $\pm 20\%$) mit der der Einzeldiode überlagern, was zu komplizierten Zusammenhängen führen würde. Aus diesem Grund werden die starken Überhöhungen des Summensignals mit Hilfe eines einfachen Verfahrens herunterskaliert. Dieses Verfahren ist in Kapitel 5.6.1 näher beschrieben. Nach dieser Korrektur zeigt das normierte Signal einer Einzeldiode eine Ortscharakteristik, wie sie in Abbildung 5.16 dargestellt ist. Man erkennt, daß es vor dem jeweiligen Wellenlängenschieber starke Abhängigkeiten der Signalhöhe von beiden Koordinaten gibt.

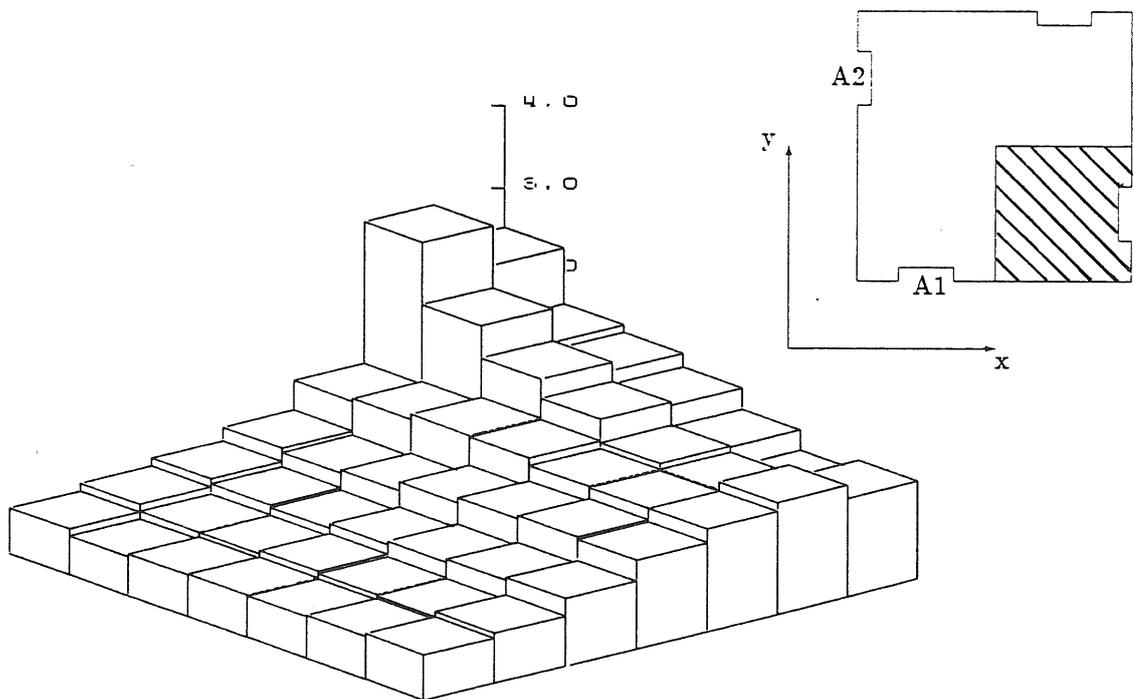


Abbildung 5.16: Ortsabhängigkeit der Signale einer normierten Einzeldiode

5.5.2 Ortsrekonstruktion in einem Modul

Unterteilt man jedoch das Modul in vier Quadranten, so gibt es für jeden dieser Quadranten zwei Photodioden, bei denen die Pulshöhe im wesentlichen nur von je einer Koordinate abhängt (dies sind z.B. die Dioden A1 und A2 für den schraffierten Quadranten in Abbildung 5.16). Die Idee, die dem Ortsrekonstruktionsverfahren zugrundeliegt, ist es nun, für den gegebenen Quadranten diejenigen Dioden auszuwählen, die eine solche Abhängigkeit aufweisen. Die x- und y-Koordinaten werden dann getrennt von je einer dieser Dioden bestimmt.

Verbleibende Fehler durch Abhängigkeiten der Pulshöhe von der jeweils anderen Koordinate werden danach iterativ beseitigt.

Abbildung 5.17 zeigt die normierte Pulshöhe der Diode A1 in Abhängigkeit von der x-Koordinate bei verschiedenen y-Werten in den relevanten Quadranten. Die gestrichelten Kurven zeigen die an die Meßwerte angepaßte Funktion:

$$PH_{rel} = f_{ph}(x) = a_1 \cdot (x - b/2)^2 + a_2 \quad (5.5)$$

mit der Breite der Module $b=14$ cm.

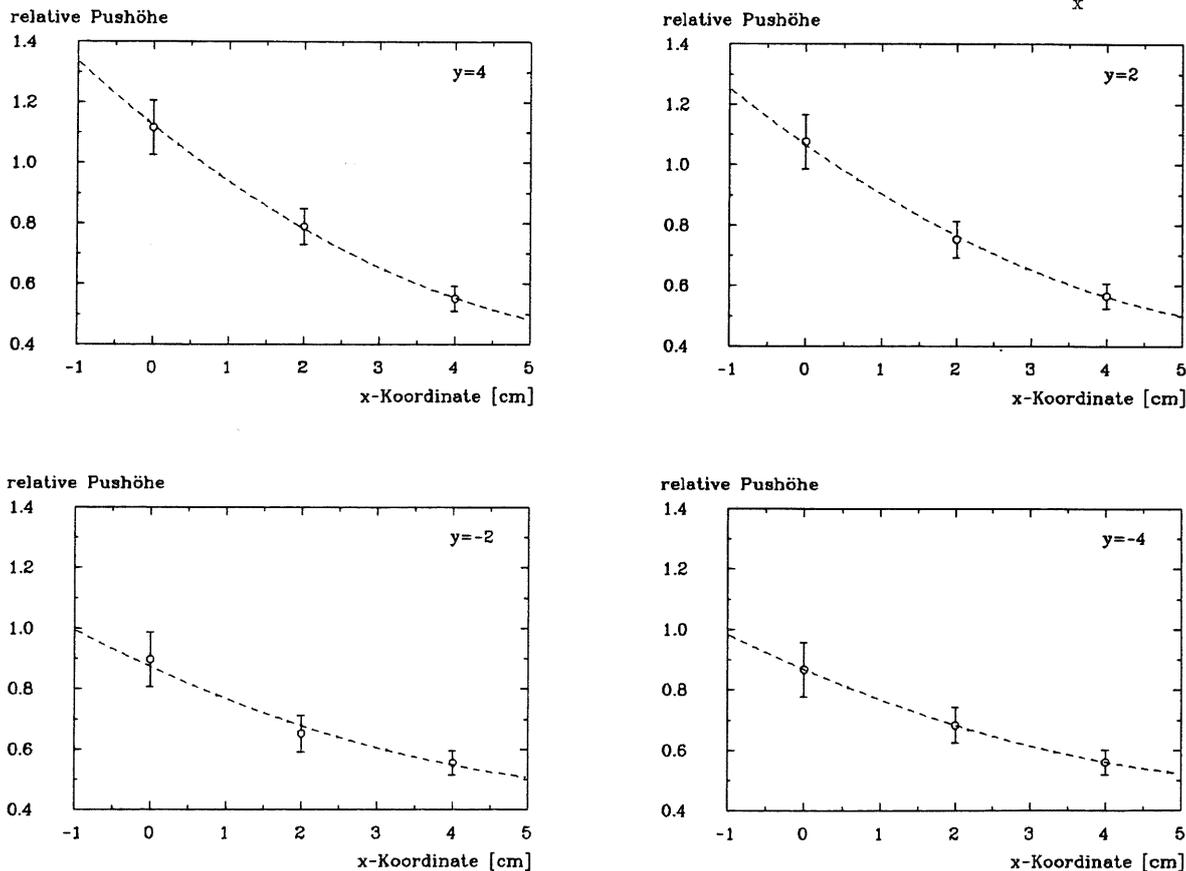
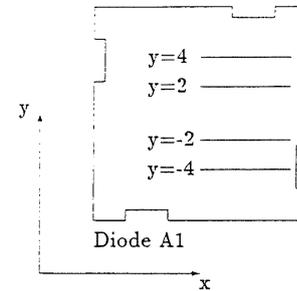


Abbildung 5.17: Anpassung der Funktion zur Ortsrekonstruktion an die Pulshöhen einer Einzeldiode

Die Variationen der Parameter a_1 und a_2 geben die verbleibenden Abhängigkeiten von der y-Koordinate wieder. Sie werden durch die Funktionen $f_{a_1}(y)$ und $f_{a_2}(y)$ beschrieben. Die Funktionsweise des Ortsrekonstruktionsverfahrens in einem Modul geht aus dem Flußdiagramm von Abbildung 5.18 hervor. Mit den Startwerten $a_{x_1}^0$ und $a_{x_2}^0$ wird die vorläufige x-Koordinate bestimmt. Danach werden iterativ die Koordinaten errechnet und korrigiert.

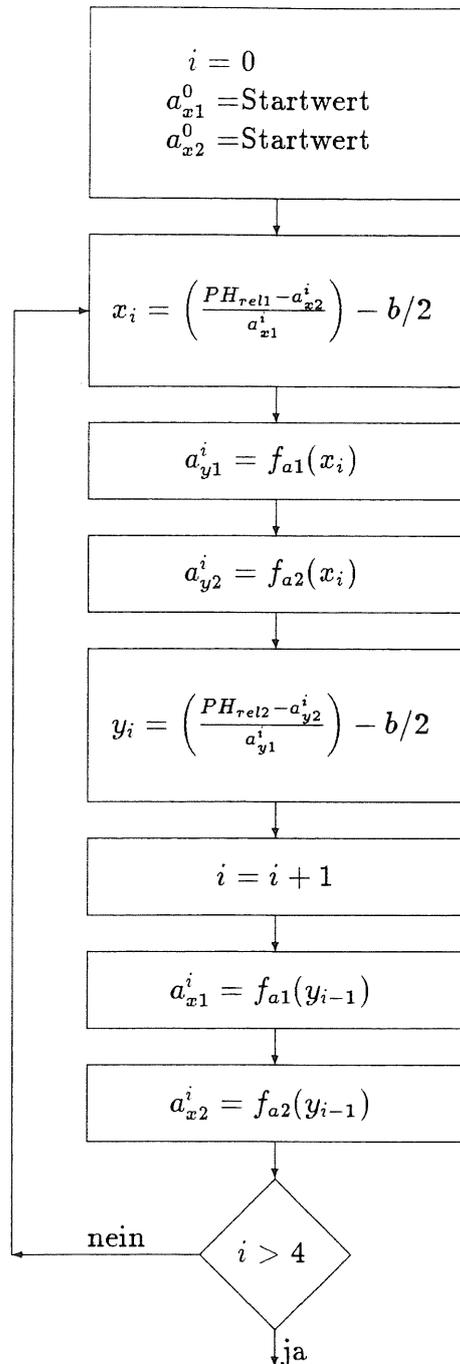


Abbildung 5.18: Flußdiagramm des Ortsrekonstruktionsverfahrens

5.5.3 Ortsrekonstruktion mit beiden Modulen

Das Ortsrekonstruktionsverfahren liefert bei geradem Einschub bis ca. 2 cm Entfernung vom Rand des jeweiligen Moduls gute Resultate (siehe Abbildung 5.19). Bei stärkerer Annäherung

gehen die rekonstruierten Koordinaten gegen konstante Werte. Ab ca. 2 cm ist jedoch der Anteil des Schauers im Nachbarmodul so groß, daß auch hier das Ortsrekonstruktionsverfahren angewendet werden kann. Der Übergang der Ortsrekonstruktion von einem Modul zum nächsten geschieht nun dadurch, daß die rekonstruierten Koordinaten beider Module mit der Größe des jeweiligen Signals des Moduls gewichtet werden:

$$x_{gesamt} = x_{ModulA} \times \frac{PH_A}{PH_A + PH_B} + x_{ModulB} \times \frac{PH_B}{PH_A + PH_B} \quad (5.6)$$

$$y_{gesamt} = y_{ModulA} \times \frac{PH_A}{PH_A + PH_B} + y_{ModulB} \times \frac{PH_B}{PH_A + PH_B} \quad (5.7)$$

In Abbildung 5.19 sind die Ergebnisse des Ortsrekonstruktionsverfahrens unter 0° dargestellt. Die Fehlerbalken geben die Breite σ der Verteilungen an. Man erkennt, daß der Einschußort fast überall mit einer Genauigkeit von ca. ± 0.5 cm rekonstruiert wird. Problematisch ist nur der Bereich unmittelbar vor dem Wellenlängenschieber, wo sowohl die Breiten der Verteilungen als auch die rekonstruierten Koordinaten schlechtere Ergebnisse liefern.

5.5.4 Ortsrekonstruktion bei schrägem Einschuß

Tatsächlich wird beim Ortsrekonstruktionsverfahren nicht die Einschußposition, sondern die Lage des Schwerpunkts des entstandenen Szintillationslichts, der Schauerschwerpunkt, ermittelt. Beim Einschuß unter 0° fallen diese Positionen annähernd zusammen, denn die transversale Lage des Schauerschwerpunkts variiert hierbei nur innerhalb der Ausdehnung des Teststrahls (1 cm). Bei schrägem Einschuß fallen die Lage des Schauerschwerpunkts und der Einschußort nicht mehr zusammen. Die Verschiebung Δx des Schauerschwerpunkts gegenüber dem Einschußort bei schrägem Einschuß verdeutlicht die Abbildung 5.20. Da die Module nur um eine Achse gedreht wurden, unterscheidet sich nur die rekonstruierte x-Koordinate um Δx von der x-Koordinate des Einschußorts. Die y-Koordinate bleibt unverändert. Die Abweichung Δx wurde bei den Einschußwinkeln $\varphi = 15^\circ$ und $\varphi = 25^\circ$ gemessen. Die gemittelten Werte sind in Tabelle 5.3 zusammen mit den durch Simulationsrechnungen [BAU87*] errechneten Werten eingetragen. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung.

φ	Δx_{EGS4} [cm]	$\Delta x_{gemessen}$ [cm]
15°	2.37	2.40
25°	3.93	3.92

Tabelle 5.3: Gemessene und errechnete Verlagerung des Schauerschwerpunkts bei 3 GeV Einschußenergie

Mit Hilfe der Abschätzung für die mittlere Schauertiefe t_{med} (siehe Tabelle 2.1) läßt sich Δx auf einfache Weise berechnen:

$$\Delta x [cm] = t_{med} \sin 25^\circ \frac{30cm}{22X_0} = \left(\ln \frac{E}{\epsilon} + 0.4 \right) \sin \varphi \frac{30cm}{22X_0} \quad (5.8)$$

mit E =Einschußenergie [GeV], ϵ =kritische Energie [GeV], φ =Einschußwinkel und X_0 =Strahlungslänge des Kalorimeters in [cm].

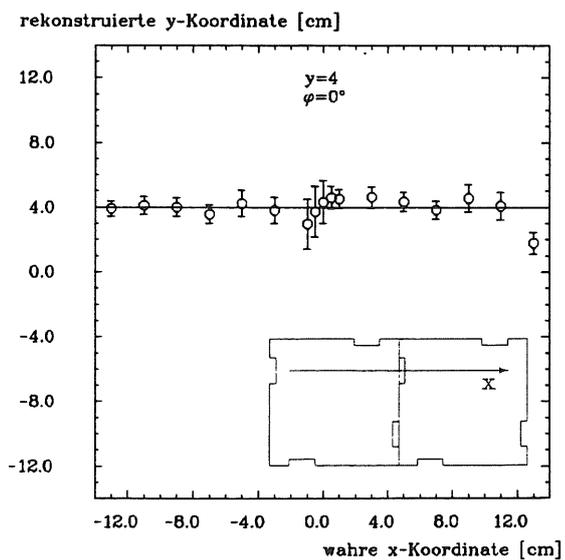
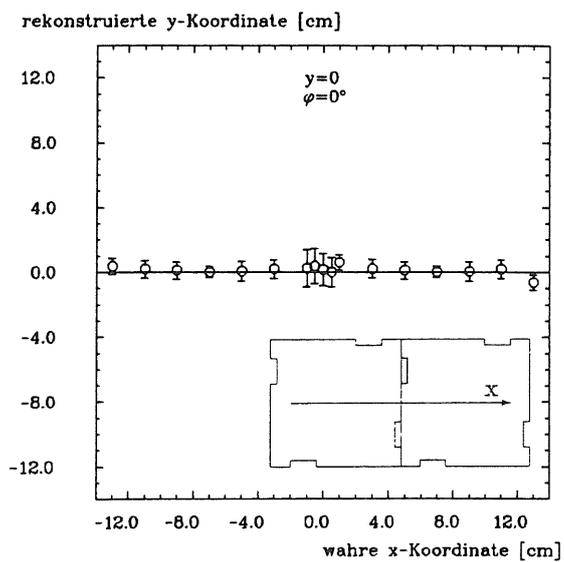
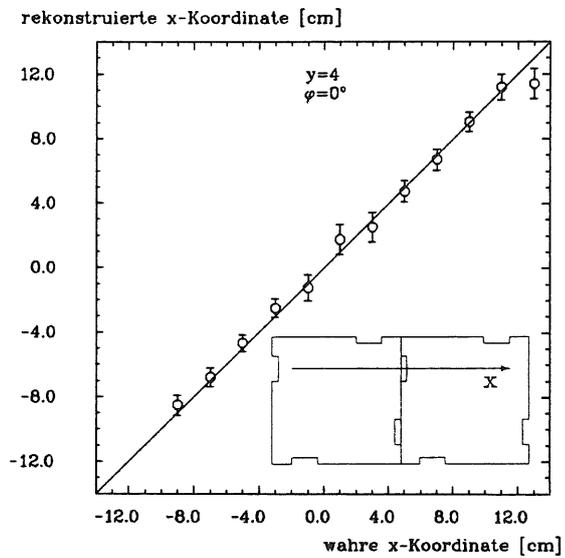
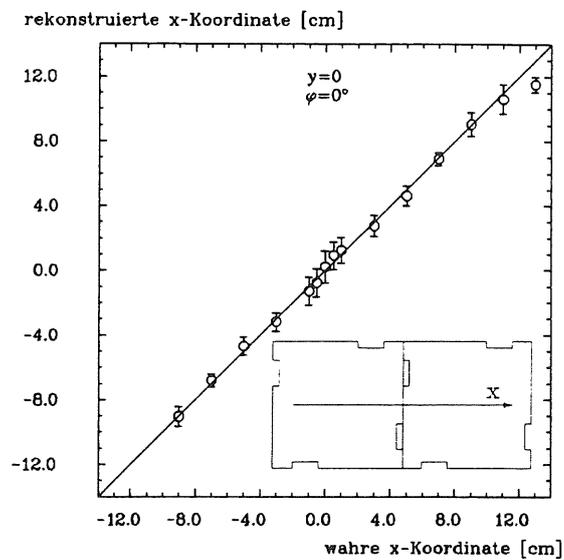


Abbildung 5.19: Rekonstruierter Einschußort beim geraden Einschuß

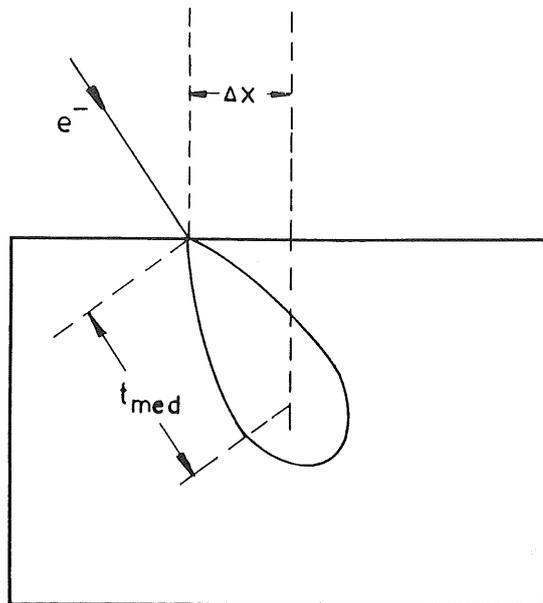


Abbildung 5.20: Verlagerung des Schauerschwerpunkts bei schrägem Einschuss

Da der Einschusswinkel bekannt ist, läßt sich mit dieser Gleichung auch für den schrägen Einschuss mit dem Ortsrekonstruktionsverfahren der Einschussort bestimmen. Bei der Auswertung wurde für die Einschussenergie E die Summe der Signale der Module eingesetzt. Abbildung 5.21 zeigt Δx in Abhängigkeit von der Energie bei Einschuss unter 25° . Die Punkte sind gemessene Werte, wobei die Fehlerbalken das σ der Verteilung angeben, die Kurve zeigt die Funktion 5.8.

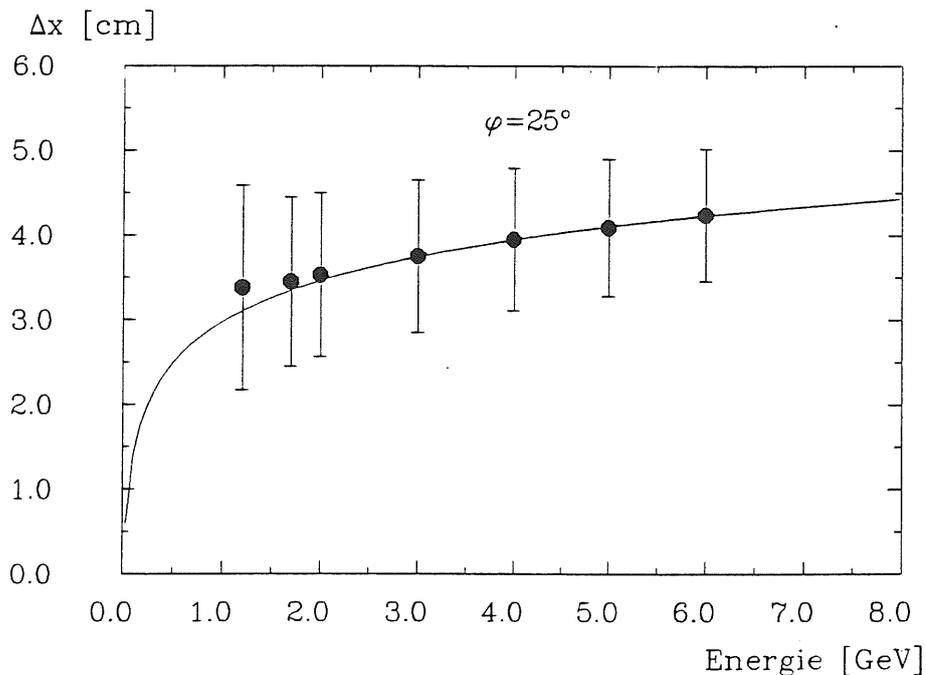


Abbildung 5.21: Verlagerung des Schauerschwerpunkts in Abhängigkeit von der Energie

Man sieht, daß auch bei einer Variation der Einschussenergie das Ortsrekonstruktionsverfahren gute Ergebnisse liefert.

In Abbildung 5.22 sind die rekonstruierten Koordinaten bei Einschuß unter 15° dargestellt, wobei die gemessene x-Koordinate mit Hilfe der Gleichung 5.8 um Δx verschoben wurde (für die Energie wurde zur Berechnung die Summe der Signale beider Module eingesetzt). Auch hier wurde der Einschußort bis auf Ausnahmen dicht vor einem Wellenlängenschieber mit einer Genauigkeit von ± 0.5 cm rekonstruiert.

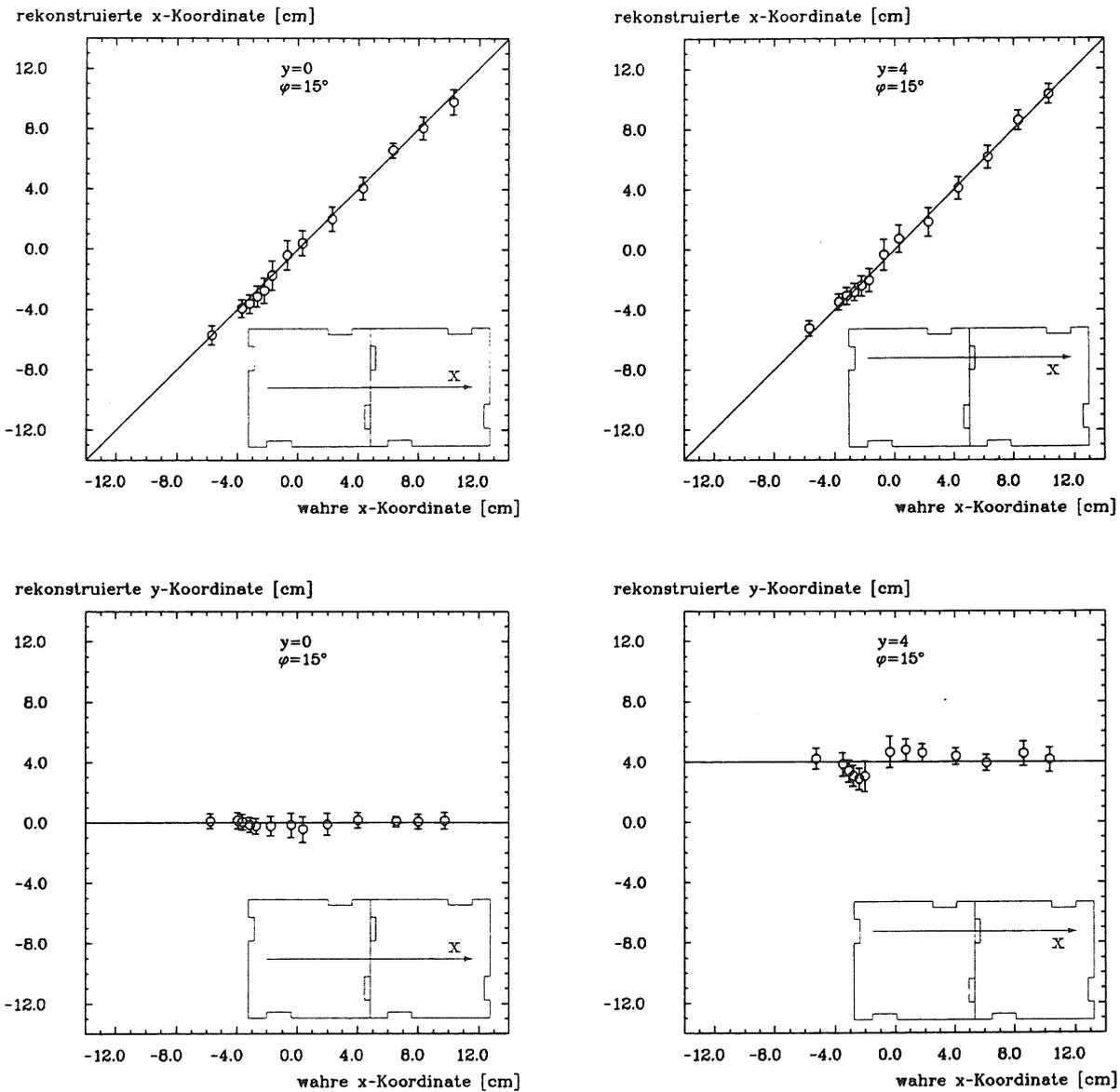


Abbildung 5.22: Rekonstruierter Einschußort bei Einschuß unter $\varphi = 15^\circ$

Die statistischen Fehler der Ortsrekonstruktion bei Einschluß mit 3 GeV sind in Tabelle 5.4 eingetragen. Sie setzen sich aus dem Fehler durch das Rauschen der Dioden und den Fluktuationen in der Lage des Schauerschwerpunkts zusammen. Diese Fluktuationen wurden außerdem durch Simulationsrechnungen bestimmt und sind ebenfalls in der Tabelle aufgeführt. Wie man sieht, sind die Unterschiede zwischen den möglichen und den tatsächlich erreichten statistischen Fehlern klein.

φ	$\sigma_{EGS4}^{\Delta x} [\text{cm}]$	$\sigma_{gemessen}^{\Delta x} [\text{cm}]$
0°	0.18	0.43
15°	0.34	0.48
25°	0.63	0.72

Tabelle 5.4: Gemessene und errechnete Fluktuationen des Schauerschwerpunkts bei 3 GeV Einschlußenergie

Das hier vorgestellte Ortsrekonstruktionsverfahren zeigt, daß es aufgrund der starken Abhängigkeit der gemessenen Signale von der Lage des Schauerschwerpunkts möglich ist, diesen Ort unabhängig vom Einschlußwinkel der Elektronen für Einschlußenergien größer als 3 GeV mit einer Genauigkeit von ca. ± 1 cm zu rekonstruieren.

5.6 Homogenität der Energiesignale

Das Gesamtsignal eines Moduls ergibt sich durch Summierung der Signale der vier einzelnen Dioden. Leider liefert die Summe jedoch nicht bei allen Einschußpositionen den gleichen Wert. In der Nähe des Zentrums der Module und auf der Mittelachse ist die Homogenität recht gut, wie man an Abbildung 5.23 sehen kann. Die gestrichelt eingezeichnete Linie deutet die deponierte Energie in den Modulen an. In der Nähe der Ränder der Module wird wegen der transversalen Ausdehnung des Schauers nur noch ein Teil der Einschußenergie in den Modulen deponiert. Dieser Abfall der deponierten Energie wird durch eine Fermifunktion (siehe Gleichung 5.11 auf Seite 64) beschrieben.

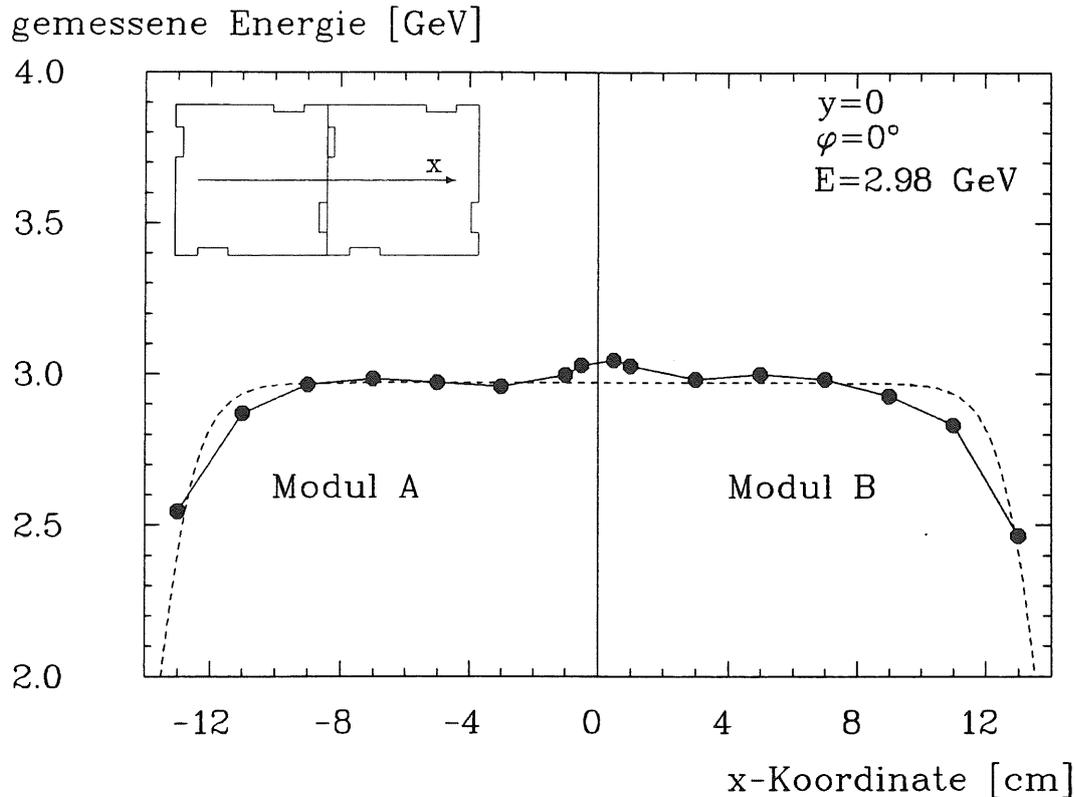


Abbildung 5.23: Homogenität der Signale bei $y=0$

Allerdings zeigen sich in Positionen außerhalb der Mitte ($y \neq 0$) starke Abweichungen der gemessenen Energie von der Nominalenergie. Effekte dieser Art waren schon in den Voruntersuchungen festgestellt worden. Abbildung 5.24 zeigt diese Inhomogenitäten für einen Scan über beide Module bei $y=4$. Man erkennt Überhöhungen der Signale von über 20% in der Nähe der Wellenlängenschieber. Da Inhomogenitäten in dieser Größenordnung nicht akzeptabel sind, muß ein Verfahren gefunden werden, welches die Inhomogenitäten ausgleichen kann. Im folgenden werden drei Verfahren zur Homogenisierung der Energiesignale vorgestellt.

5.6.1 Homogenisierung des Energiesignals durch Skalierung des größten Signals eines Moduls

Vergleicht man die Pulshöhen der vier Photodioden eines Moduls beim Einschuß in der Nähe einer Diode, so sieht man, daß die Überhöhung des Summensignals hauptsächlich aus dem

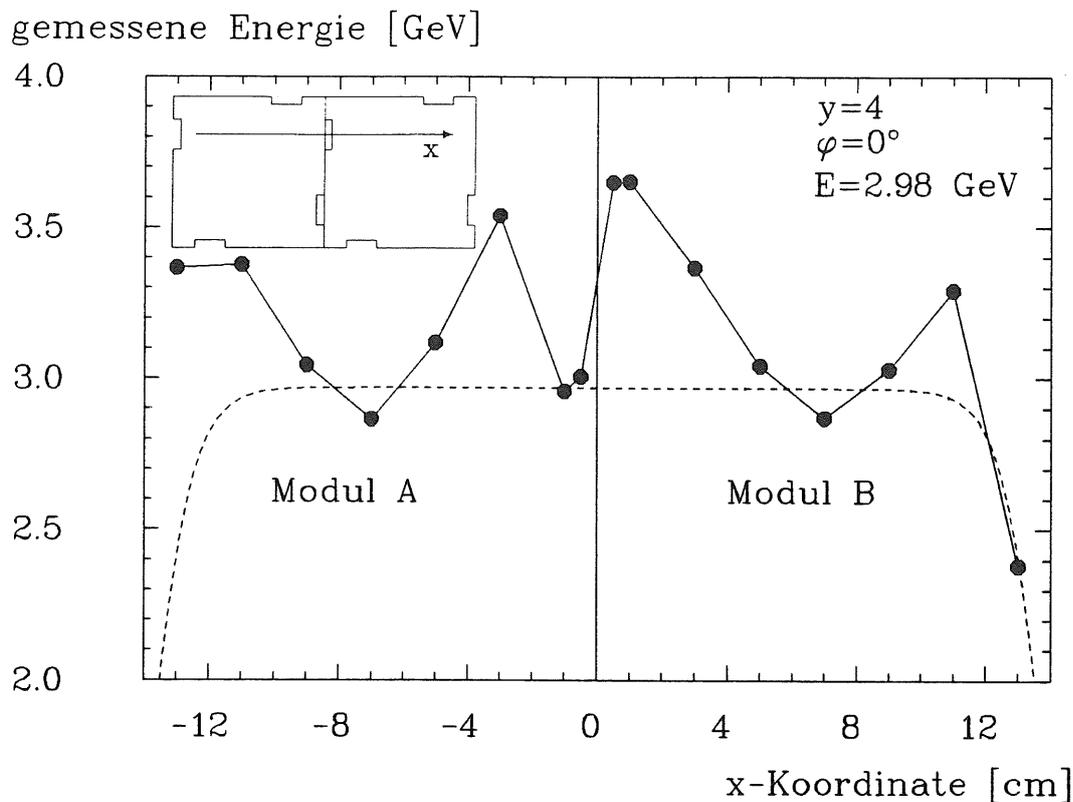


Abbildung 5.24: Homogenität der Signale bei $y=4$

überproportionalen Ansteigen der Pulshöhe einer Diode resultiert. Der Grund für diesen Anstieg ist die Zunahme des Raumwinkels, innerhalb dessen das entstandene Szintillationslicht den Wellenlängenschieber auf direktem Weg erreicht. Da diese Überhöhung immer nur eine Diode betrifft, gibt es einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Größe des Pulses der betreffenden Diode und der Überhöhung des Summensignals. Um diese Überhöhung zu unterdrücken, wurde das Signal der Diode mit der jeweils größten Pulshöhe mit Hilfe eines Gewichtungsfaktors α_g herunterskaliert. α_g wird durch das Verhältnis des größten Signals zur Summe aller vier Signale bestimmt.

$$\alpha_g = \frac{PH_{rel}}{a_1} - a_2 \quad (5.9)$$

mit $PH_{rel} = \text{Einzelsignal}/\text{Summensignal}$.

Im Auswerteprogramm wurde erst die Diode mit der größten Pulshöhe gesucht. Bis zu einem Wert von α_g von 1.4, d. h. im mittleren Bereich des Moduls, zeigte sich keine Überhöhung des Summensignals. Daher wurde nur für den Fall, daß die relative Pulshöhe größer als 1.4 war, mit der Funktion 5.9 der Gewichtungsfaktor bestimmt und das Signal entsprechend herunterskaliert. Der skalierte Wert wurde dann mit den anderen drei Signalen summiert, woraus sich die gemessene Energie ergibt. Abbildung 5.25 zeigt die Ortsabhängigkeit der Signale mit und ohne Korrektur für einen Ortsscan bei $y=4$ für $\varphi=0^\circ$, Abbildung 5.26 den gleichen Scan bei $\varphi = 15^\circ$. Man erkennt, daß dieses relativ einfache Verfahren zu einer deutlichen Verbesserung der Homogenität führt. Die Überhöhungen von ca. 20% sind gut unterdrückt, so daß die verbleibenden Inhomogenitäten nur ca. $\pm 5\%$ ausmachen. Vergleicht man jedoch diesen Wert mit der Energieauflösung des Kalorimeters von ca. 3.5% bei 10 GeV, so sieht man, daß trotz der Verbesserung der Homogenität die erreichbare En-

ergieauflösung durch diesen systematischen Fehler begrenzt wird. Es ist daher nötig, ein Verfahren zu finden, das in der Lage ist, die Inhomogenitäten besser auszugleichen als es mit dem vorgestellten Verfahren möglich ist.

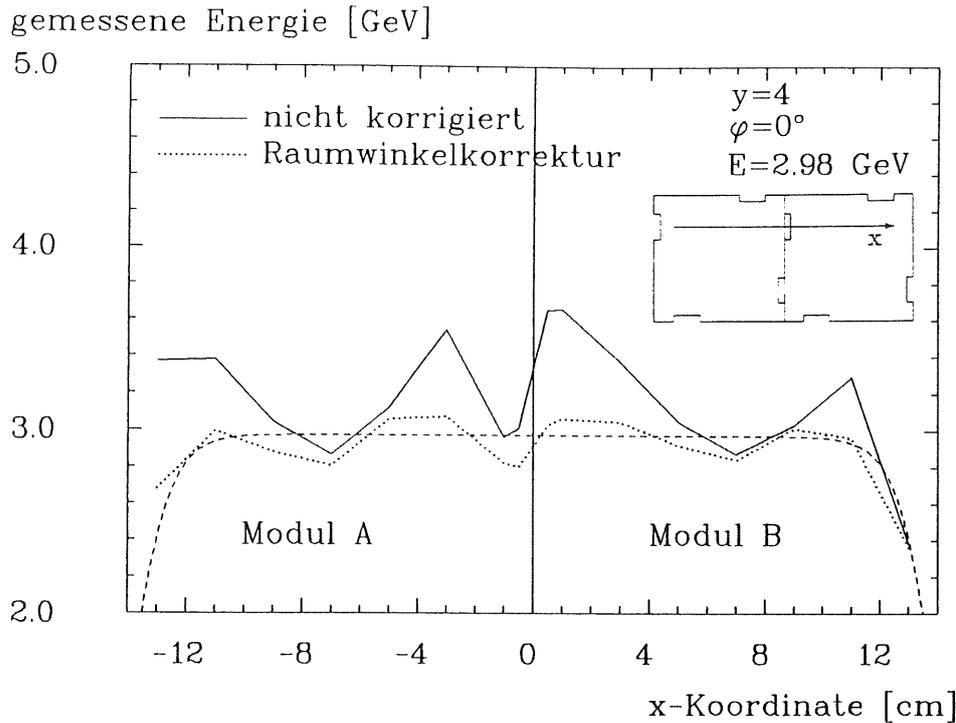


Abbildung 5.25: Homogenität der Energiesignale nach der Skalierung des größten Signale bei einem Ortsscan bei $y=4$ für $\phi = 0^\circ$

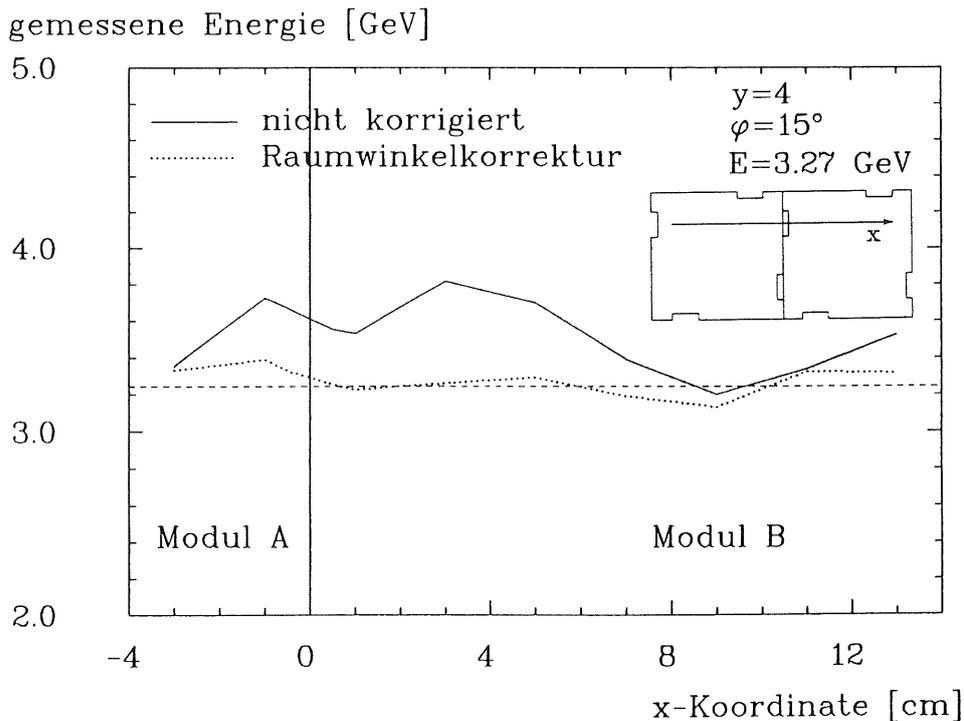


Abbildung 5.26: Homogenität der Energiesignale nach der Skalierung des größten Signale bei einem Ortsscan bei $y=4$ für $\phi = 15^\circ$

5.6.2 Homogenisierung des Energiesignals durch Korrektur aller Einzelsignale auf den Einschußort

Da die Pulshöhen der Dioden in eindeutiger Weise vom Einschußort der Teilchen abhängen, wie schon wiederholt festgestellt wurde, liegt es nahe, die Ortsinformation für ein Homogenisierungsverfahren zu nutzen. Die Ortskoordinaten wurden zu diesem Zweck auf zwei verschiedene Arten bestimmt:

explizite Koordinaten:

Der tatsächliche Einschußort, der sich aus der Position der Module zu dem Szintillatorfinger ergibt, wurde eingesetzt ². Die Verlagerung des Schauerschwerpunkts bei schrägem Einschuß wurde mit Hilfe der Gleichung 5.8 berechnet.

implizite Koordinaten:

Die Lage des Schauerschwerpunkts wurde durch das Ortsrekonstruktionsverfahren (Kapitel 5.5) bestimmt.

Es wurde eine Funktion bestimmt, die die Abhängigkeit der Pulshöhe einer Diode beschreibt. In Abbildung 5.27 sind die Pulshöhen für verschiedene Einschußpositionen sowie die angepaßte Funktion 5.10 dargestellt.

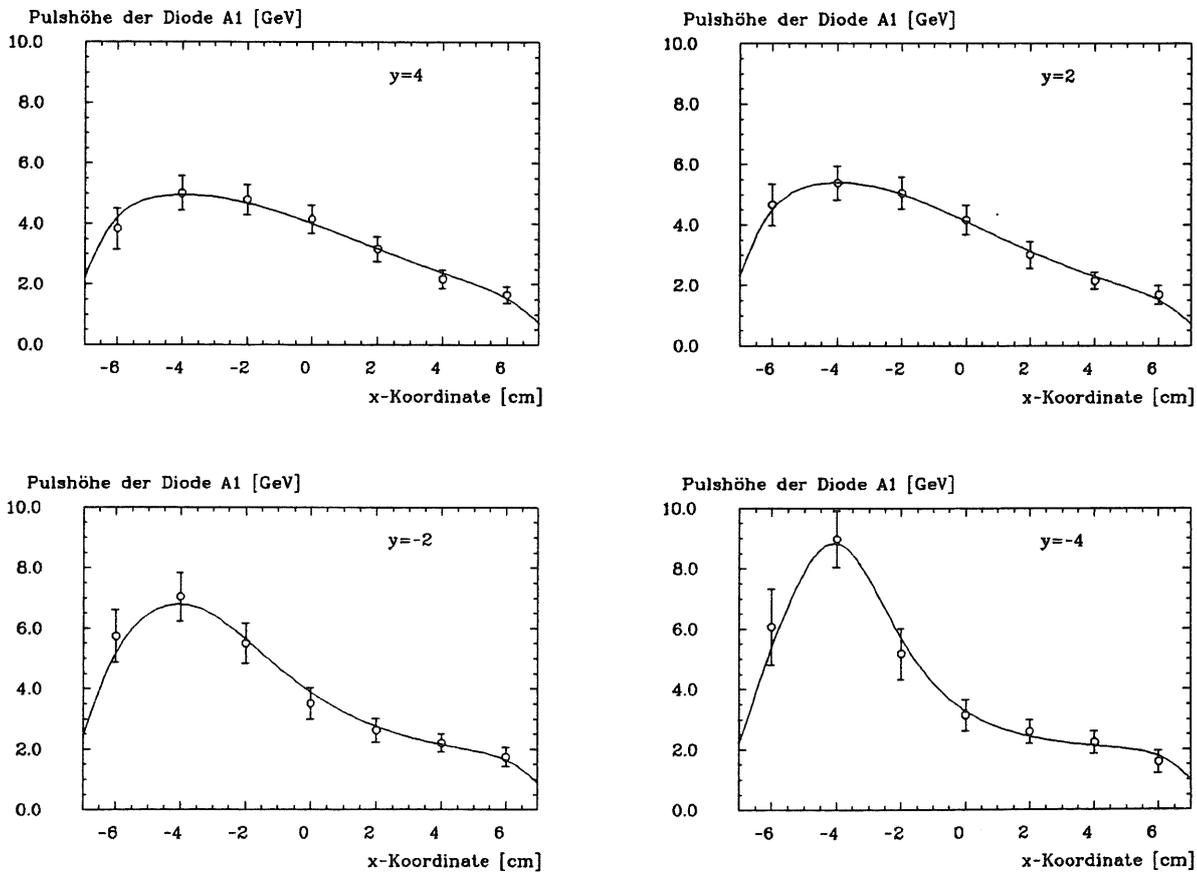


Abbildung 5.27: Anpassung der Pulshöhenfunktion an die Ortsabhängigkeit des Signals einer Diode

²Im H1-Detektor wird sich vor dem BEMC eine ortsempfindliche Proportionaldriftkammer befinden, durch die der Auftreffpunkt von geladenen Teilchen auf das BEMC auf $\pm 1\text{mm}$ genau bestimmt werden kann.

$$\frac{Ph(x,y)}{E} = F(x) F(y) \left[\left(\frac{y}{\sqrt{x^2+y^2}} \right)^3 \left(\frac{c_1}{y+10} + c_2y + c_3 \right) + c_4y + c_5 \right] \quad (5.10)$$

mit E = Einschußenergie und c_i = Anpassungsparameter.
 $F(x)$ und $F(y)$ bezeichnen die Fermifunktionen ³.

$$F(x,y) = \frac{1}{1 + \exp \frac{(x,y)-7}{c_6}} \quad (5.11)$$

Mit Hilfe der Funktion 5.10 kann man aus der Einschußposition Gewichtungsfaktoren $\alpha_i = 1/PH_i(x,y)$ berechnen. Diese Faktoren dienen dann zur Normierung jedes einzelnen Diodensignals auf die Pulshöhe beim zentralen Einschuß. Bei der Anwendung der Funktion 5.10 im Auswerteprogramm wurde statt der Einschußenergie E die Summe der Diodensignale des jeweiligen Moduls eingesetzt. Abbildung 5.28 zeigt die Ergebnisse der Homogenisierung für den Scan bei $y=4$ für $\varphi = 0^\circ$. Man sieht, daß dieses Verfahren keine deutliche Verbesserung der Homogenität gegenüber dem Verfahren von Kapitel 5.6.1 ergibt.

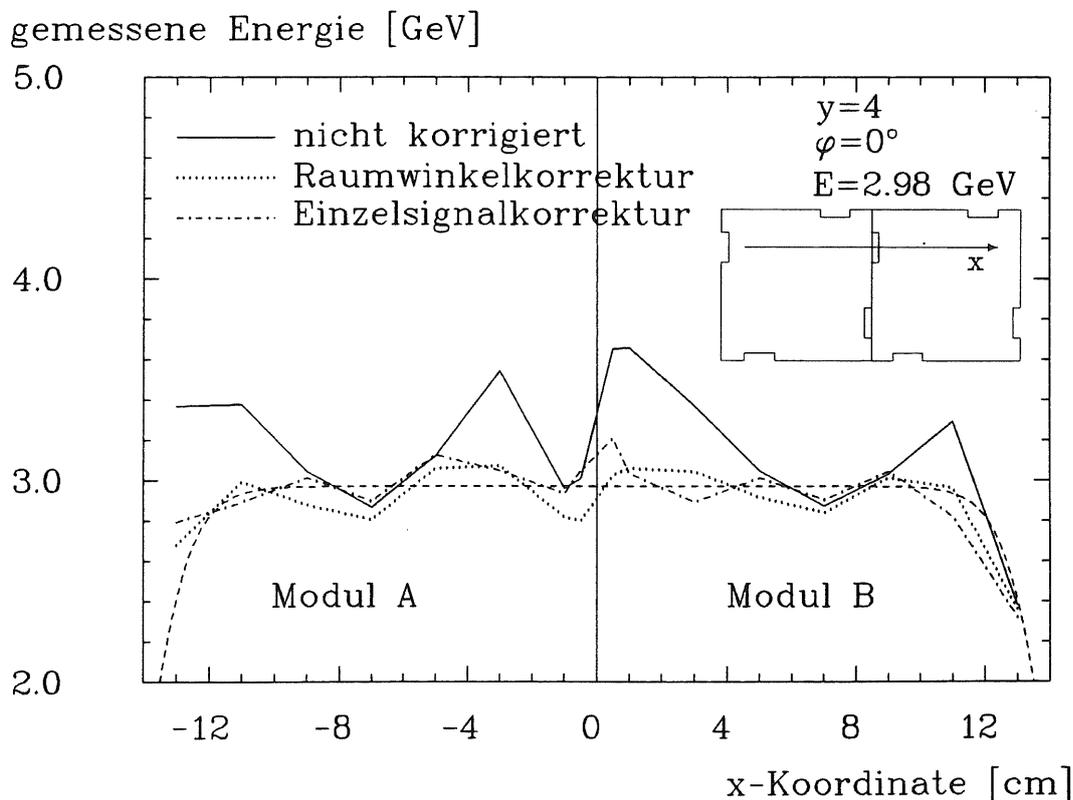


Abbildung 5.28: Homogenität der Energiesignale nach Skalierung aller Signale eines Moduls bei einem Ortsscan bei $y=4$

³Die Fermifunktionen beschreiben die Tatsache, daß durch die transversale Ausdehnung des Schauers in der Nähe des Randes eines Moduls nur noch ein Teil der Gesamtenergie in dem jeweiligen Modul deponiert wird, und sind daher zur richtigen Beschreibung der gemessenen Pulshöhe notwendig. Bei der Gewichtung der gemessenen Signale zum Zweck der Homogenisierung werden sie jedoch nicht berücksichtigt, da ja die tatsächlich deponierte Energie innerhalb eines Moduls und nicht die daraus berechenbare Einschußenergie ermittelt werden soll.

Der Grund hierfür ist, daß es Bereiche gibt, in denen sich die Abweichungen der Funktionswerte von Funktion 5.10 von den tatsächlichen Pulshöhen der einzelnen Dioden gerade addieren, was zu einem großen Fehler des korrigierten Summensignals führt. Wenn man für jede einzelne Diode die Parameter der Funktion bestimmen würde, könnte man die Inhomogenität durch diesen Effekt reduzieren. Da dies jedoch eine sehr große Zahl von Eichmessungen für sämtliche Module des BEMC erfordern würde, erscheint diese Möglichkeit der Verbesserung der Homogenität nicht praktikabel.

Ein weiterer Nachteil dieser Art von Homogenisierung liegt in der Verschlechterung der relativen Energieauflösung. Durch die Skalierung werden die Dioden mit großer Pulshöhe weniger stark gewichtet, während die kleineren und damit stärker verrauschten Signale einen größeren Anteil am Gesamtsignal haben. Verschlechterungen der Energieauflösung von bis zu 5% wurden beobachtet.

5.6.3 Homogenisierung des Energiesignals durch Korrektur des Summensignals auf den Einschubort

Ein Teil der Probleme, die sich bei der Skalierung der Einzelsignale ergeben, läßt sich vermeiden, indem man die unkorrigierten Signale der vier Dioden eines Moduls addiert und dann diese Summe auf den Einschubort korrigiert. In Abbildung 5.29 ist die Ortsabhängigkeit des Summensignals dargestellt.

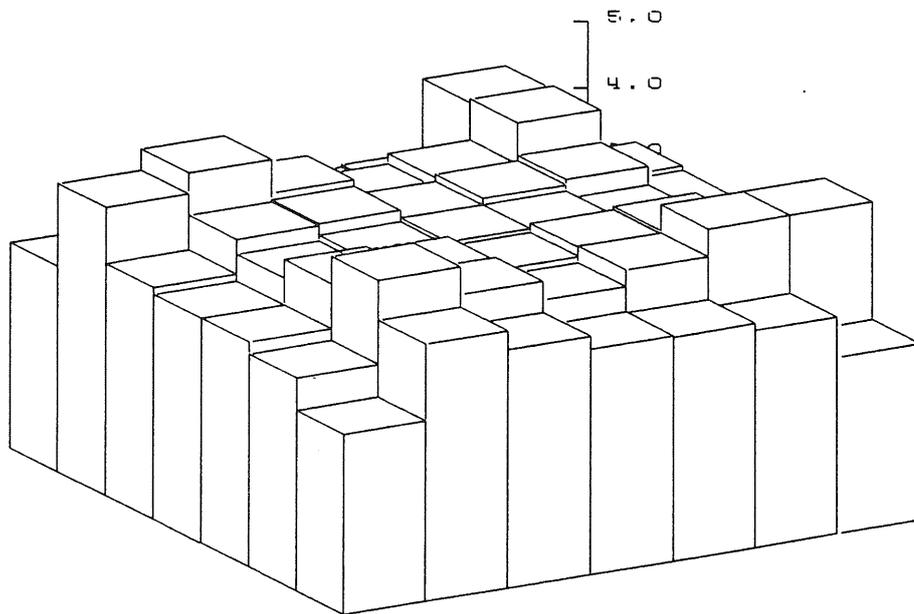


Abbildung 5.29: Ortsabhängigkeit des Summensignals

Man erkennt gut die schon in Kapitel 5.6.1 beschriebene Überhöhung des Signals in der Nähe der Wellenlängenschieber. In Kapitel 5.5 wurde schon auf die Möglichkeit eingegangen, innerhalb eines Moduls den Quadranten, in dem der Schauerschwerpunkt liegt, durch Vergleich der Pulshöhen der vier Dioden zu ermitteln. Es genügt daher, die Ortsabhängigkeit

des Summensignals in einem Quadranten zu erfassen. Zur Beschreibung der Abhängigkeit wurde die Funktion 5.12 benutzt.

$$\frac{Ph_{sum}(x, y)}{E} = F(x) F(y) \left[\left(\frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right)^3 \left(\frac{c_1}{y + 10} + c_2 y + c_3 \right) + c_4 y + c_5 \right] \quad (5.12)$$

mit c_i = Anpassungsparameter und $F(x, y)$ = Fermifunktionen (siehe Gleichung 5.11). Die x- und y-Koordinaten beziehen sich hier auf den Mittelpunkt des Moduls bei Verwendung der Diode A1. Für die anderen Dioden muß das Koordinatensystem entsprechend gedreht werden. Die Lage des Schauerschwerpunkts wurde, wie bei dem anderen Homogenisierungsverfahren, für die expliziten Koordinaten mit Hilfe der Gleichung 5.8 berechnet. Die impliziten Koordinaten geben die Lage des Schauerschwerpunkts direkt an. In den Abbildungen 5.30 und 5.31 ist die erzielte Homogenität dargestellt.

gemessene Energie [GeV]

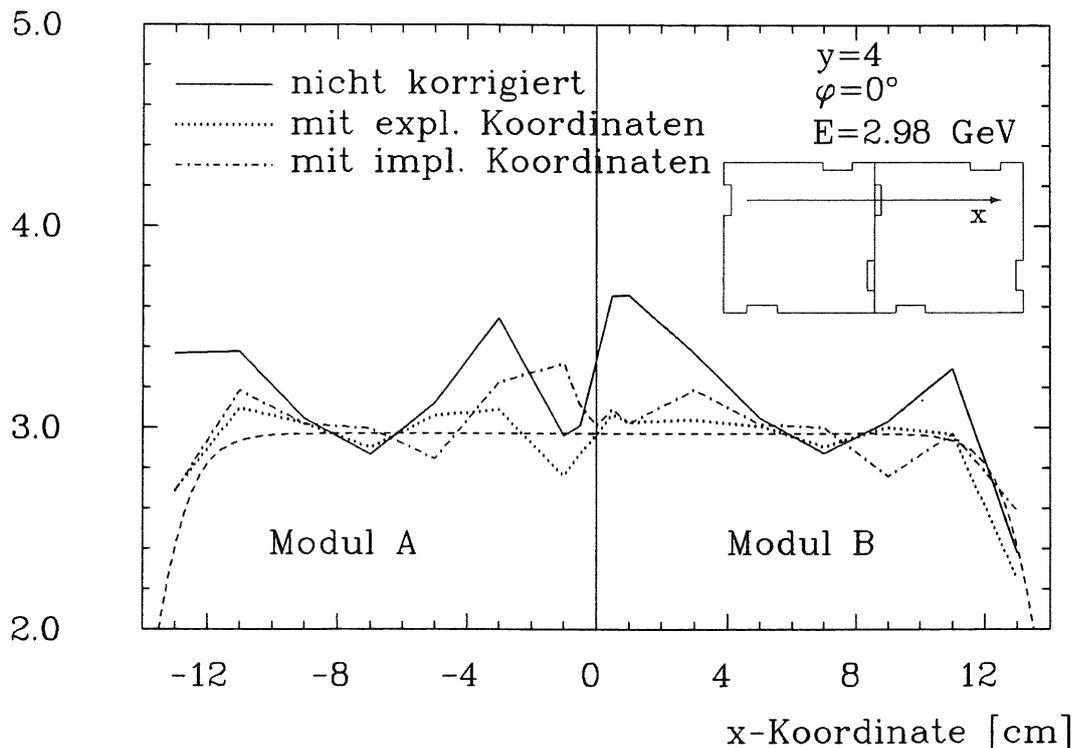


Abbildung 5.30: Homogenität der Energiesignale nach der Skalierung der Summe der Signale bei einem Ortsscan bei $y=4$ für $\varphi = 0^\circ$

Der Fehler bei Verwendung der durch das Ortsrekonstruktionsverfahren bestimmten Koordinaten ist mit $\pm 8\%$ recht groß. Diese großen Fehler treten beim Einschuß in der Nähe eines WLS auf, wo die Ortsrekonstruktion große systematische Fehler aufweist. Durch eine Verbesserung der Ortsrekonstruktion in diesen Bereichen ließe sich die Homogenität des Energiesignals bei Verwendung der impliziten Koordinaten noch verbessern.

Die verbleibenden Inhomogenitäten bei Verwendung der expliziten Koordinaten betragen $\pm 3\%$. Der Hauptgrund für diesen verbleibenden Fehler bei geradem Einschuß liegt in der Annahme, daß die Ortsabhängigkeit für alle Diodensignale gleich ist, so daß man eine für alle Quadranten gültige funktionale Beschreibung zur Homogenisierung verwenden kann. Tatsächlich weisen die Signale der Dioden Unterschiede in der Größenordnung des verblei-

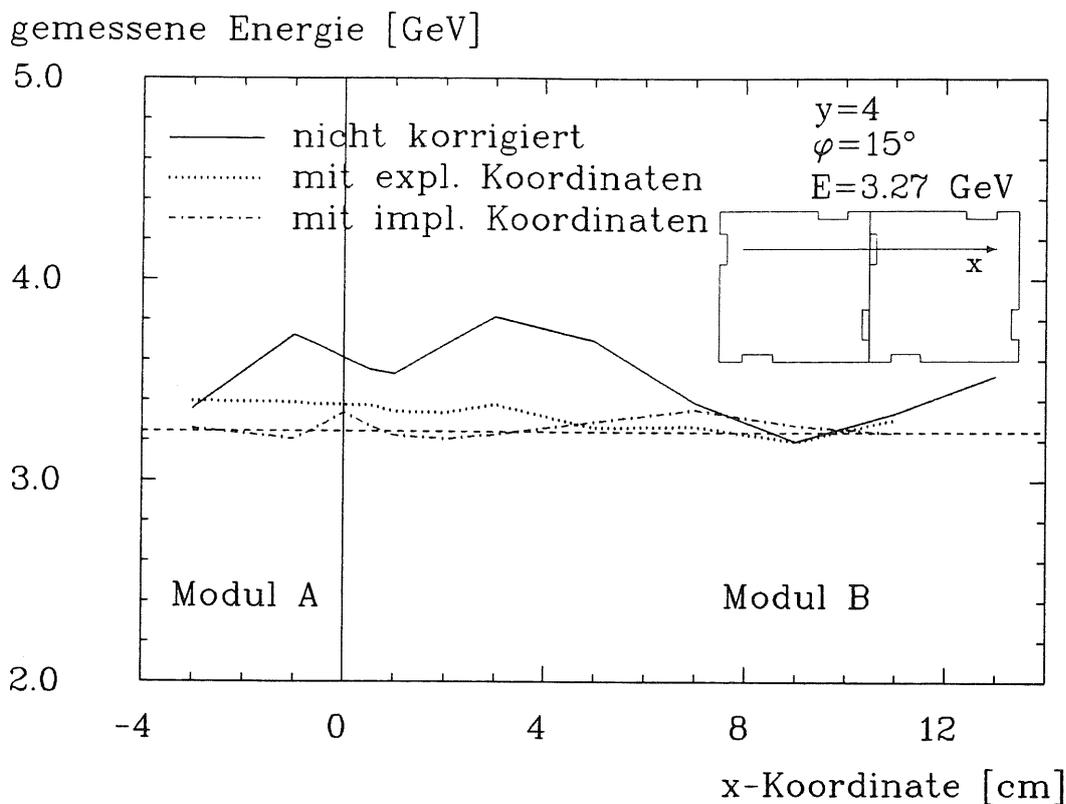


Abbildung 5.31: Homogenität der Energiesignale nach der Skalierung der Summe der Signale bei einem Ortsscan bei $y=4$ für $\varphi = 15^\circ$

benden Fehlers auf. Eine weitere Verbesserung der Homogenität mit diesem Verfahren erscheint daher nur möglich, wenn die Parameter der Korrekturfunktion an die individuellen Ortsabhängigkeiten der Signale der einzelnen Dioden angepaßt werden.

Diese Möglichkeit der Verbesserung erscheint wegen der Vielzahl der nötigen Eichpunkte, die durch Teststrahlungsmessungen ermittelt werden müßten, für die Module des BEMC nicht praktikabel.

Zusätzliche Schwierigkeiten treten bei schrägem Einschuß auf. Das hier vorgestellte Verfahren geht von der Annahme aus, daß die Signale nur von der Lage des Schauerschwerpunkts und nicht vom Einschußwinkel abhängen. Innerhalb der Meßgenauigkeit ist diese Annahme berechtigt, wie man aus Abbildung 5.31 entnehmen kann. Ob diese Aussage jedoch auch noch bei einer höheren Genauigkeit zutrifft, kann anhand der hier vorgestellten Ergebnisse nicht entschieden werden. Außerdem konnten die Module bei diesen Messungen nur um eine Achse gedreht werden. Es konnte daher auch nicht untersucht werden, ob mit dem Homogenisierungsverfahren bei einer Drehung um beide Achsen die gleiche Homogenität erreicht werden kann.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit Untersuchungen an einem Paar quadratischer Module für das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter des H1-Detektors bei HERA. Die Module bestehen aus 40 Platten Blei (Dicke 2.5 mm) und 40 Platten des Szintillators SCSN38 (Dicke 4 mm). Die Auslese der Szintillatorplatten erfolgt über 3 cm breite Wellenlängenschieber, die seitlich an den Modulen anliegen und an deren Enden Photodioden befestigt sind.

Es wurde ein Teststrahlexperiment beim DESY mit Elektronen im Impulsbereich von 1 bis 6 GeV/c durchgeführt, um das Verhalten dieses Doppel-Moduls kennenzulernen.

Für die Energieauflösung der Module ergaben sich die Werte $\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{kalo}^2 = \left(\frac{12.8\%}{E}\right)^2 + \left(\frac{10.0\%}{\sqrt{E}}\right)^2$. Beim Einschub in der Nähe der Wellenlängenschieber wurden an den entsprechenden Dioden erwartungsgemäß übergroße Signale mit einer strukturierten Amplitudenverteilung beobachtet, die für eine Energiemessung nicht verwendet werden konnten. Durch Vergleich der Signale der einzelnen Dioden konnten Ereignisse dieser Art erkannt und eliminiert werden.

Wegen der deutlichen Abhängigkeit der Pulshöhe der Dioden vom Einschubort war es möglich, die Lage des Schauerschwerpunkts und den Auftreffpunkt der Elektronen auf die Module mit einer Genauigkeit von ± 1 cm sowohl bei geradem als auch bei schrägem Einschub zu rekonstruieren.

Bereits bei den Voruntersuchungen stellte sich heraus, daß die Signale bei der Breite der WLS von 3 cm stark vom Ort der Szintillationsanregung abhängen. Durch eine Variation der Parameter, die die Reflexion beeinflussen, konnten diese Abhängigkeiten nicht zufriedenstellend ausgeglichen werden, so daß eine nachträgliche Korrektur der Signale notwendig wurde. Beim Teststrahlexperiment wurde eine Abhängigkeit der gemessenen Energie vom Einschubort von ± 20 % festgestellt. Daher wurden drei Verfahren zur nachträglichen Homogenisierung der Energiebestimmung entwickelt.

Beim ersten Verfahren wurde das jeweils größte der vier Signale eines Moduls in Abhängigkeit von den anderen Signalen herunterskaliert. Mit dieser Korrektur wurde eine Verbesserung der Homogenität bis auf ± 5 % erreicht.

Beim zweiten Verfahren wurden alle vier Signale eines Moduls in Abhängigkeit vom Einschubort skaliert, wobei vorausgesetzt wurde, daß sich die Signale aller Dioden in gleicher Weise mit dem Einschubort ändern. Da schon kleine Abweichungen von diesem Verhalten zu großen Fehlern bei der Homogenisierung führten, lieferte dieses Verfahren keine befriedigenden Ergebnisse.

Auch bei dem dritten Verfahren wurden die Koordinaten des Einschuborts verwendet, um das Energiesignal zu homogenisieren. Da hier jedoch direkt die Summe der vier Signale eines Moduls korrigiert wurde, machten sich individuelle Abweichungen einzelner Signale vom an-

genommenen Verhalten nicht so stark bemerkbar. Die Abhängigkeit der gemessenen Energie vom Einschußort konnte mit Hilfe dieses Verfahrens bis auf einen Wert von $\pm 3\%$ verbessert werden. Eine noch bessere Homogenität erscheint nur mit sehr umfangreichen Eichmessungen für jedes einzelne Modul möglich.

Insgesamt stellte sich heraus, daß die Prototypen starke Ortsabhängigkeiten der Signale aufwiesen. Dies hat einerseits den Vorteil, daß eine Ortsrekonstruktion der Lage des Schauerschwerpunkts möglich war, was bei einem homogener ansprechenden Kalorimeter nicht der Fall wäre. Andererseits ist der Nachteil dieser Geometrie der Module, daß auch das gemessene Energiesignal Ortsabhängigkeiten aufweist. Diese konnten bis auf $\pm 3\%$ ausgeglichen werden. Weitere Teststrahlmessungen bei höheren Einschußenergien und bei Drehung der Module um beide Achsen müssen folgen.

Literaturverzeichnis

- [AMA81] U. Amaldi
Fluctuations in Calorimetry Measurements
Phys. Scripta 23, 1981
- [BAU87] W. Bauhoff
Private Mitteilung
Universität Hamburg, 1987
- [BAU87*] W. Bauhoff
Simulationsrechnungen mit EGS4
Universität Hamburg, 1987
- [FER86] R. C. Fernow
Introduction to Experimental Particle Physics
Cambridge University Press, 1986
- [FIS85] F. Fischer
Verbesserungen der Wellenlängenschieber - Photodioden - Lichtauslesetechnik für Anwendungen auf dem Gebiet der Teilchenkalorimetrie
Diplomarbeit
Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik
München, 1985
- [GEN87] M. Gennis
Entwurf und Test eines elektromagnetischen Kalorimeters
Diplomarbeit
Universität Hamburg, 1987
- [GRO84] D. E. Groom
Silicon Photodiode Detection Of Bismuth Germanate Scintillation Light
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research
A 219 (1984) 141
- [HAR88] M. Harning
Untersuchung der Energieauflösung und Uniformität an einem Prototyp für das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter des H1-Detektors
Diplomarbeit
Universität Hamburg, 1988

- [KAM83] T. Kamon et al.
A new Scintillator and Wavelength Shifter
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research
A 213 (1983) 261-269
- [KAU88] O. Kaul
Private Mitteilung
DESY Gruppe MEA
Hamburg, 1988
- [KNO79] G. F. Knoll
Radiation Detection and Measurement
New York, 1979
- [LOR85] E. Lorenz
Private Mitteilung
Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik
München, 1985
- [PAR86] Particle Data Group
Review of Particle Properties
Physics Letters 170B, 1986
- [PAU85] R. Paul
Optoelektronische Halbleiterbauelemente
Teubner Studienskripten
Stuttgart, 1985
- [PER82] D. H. Perkins
Introduction to High Energy Physics
University of Oxford, 1982
- [SCH88] C. Schleyer
Private Mitteilung
Universtät Hamburg, 1988
- [STR88] W. Strauss
Dissertation in Vorbereitung
Universität Hamburg, 1988

Danksagung

Diese Diplomarbeit entstand am I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Bereich Teilchenphysik. Die Durchführung der Arbeit hat mir Spaß gemacht, und ich habe viel dabei gelernt. Dazu haben das gute Arbeitsklima und die Hilfsbereitschaft der H1-Gruppe des Instituts viel beigetragen, und ich möchte mich bei allen Mitgliedern dieser Gruppe dafür bedanken.

Besonders bedanken möchte ich mich

bei Herrn Prof. Dr. R. Langkau, Herrn Prof. Dr. W. Scobel und Herrn Prof. Dr. H. H. Duhm für die Aufgabenstellung und die hervorragende Betreuung,

bei Herrn Dipl. Phys. M. Gennis für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und Unterstützung,

bei der Werkstatt des I. Instituts, insbesondere bei Herrn B. Leicht und Herrn H. Wleklinsky für die exakte und schnelle Ausführung aller anfallenden mechanischen Arbeiten,

bei Frau M. Berghaus für das sorgfältige Anfertigen zahlreicher Abbildungen,

beim technischen Stab des I. Instituts, Bereich Teilchenphysik, für die vielfältige Unterstützung bei allen technischen Problemen,

bei Frau Dipl. Phys. S. Krüger für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

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