

Interner Bericht
DESY F14-02
Dezember 1985

AUFBAU UND TEST EINES BLEI-SZINTILLATOR KALORIMETERS
MIT PHOTODIODENAUSLESE FÜR DEN EINSATZ ALS KLEINWINKELSCHAUERZÄHLER

von

Johannes Ahme

| | | |
|----------------------------|--------------|-----------------------|
| Eigentümer Property of | DESY | Bibliothek library |
| Zugang: Accessions: | 21. FEB 1986 | |
| Leihfrist: Loan period: | 7 | Tage days |

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“

Interner Bericht
DESY F14-02
Dezember 1985

Aufbau und Test eines Blei-Szintillator Kalorimeters
mit Photodiodenauslese
für den Einsatz als Kleinwinkelschauerzähler

Experimentell physikalische Diplomarbeit
an der Universität Hamburg
durchgeführt in der DESY Gruppe F14

von

Johannes Ahme

Hamburg
4. Dezember 1985

Abstract

The construction and performance of a tower structured lead-scintillator calorimeter is described. The calorimeter consists of 144 shower counter modules and has been designed as a tagging system for PETRA. Each of the modules consists of 43 layers of 2.5 mm lead and 4 mm scintillator and is read out by a wavelength shifter and a silicon photodiode. Test results from the exposure to an electron beam in the energy range 0.7-6 GeV are presented. The light yield was measured to be 18600 - 27600 e_0/GeV , depending on the shape of the modules. An energy resolution of $11\%/\sqrt{E}$ was observed for energies above 1 GeV, the contribution of diode and amplifier noise being 36 MeV per module. The position resolution was determined to be $\sigma_x=5.6 \text{ mm}/\sqrt{E}$. The observed resolutions are in good agreement with EGS simulations.

INHALT

| | | | | | |
|---------|--|----|-----------------------------|---|----|
| 1.0 | EINLEITUNG | 1 | 6.2 | Abschätzung der Auflösung des LAF | 63 |
| 2.0 | ELEKTROMAGNETISCHE SCHAUER UND KALORIMETER | 5 | A.0 | ANHANG: LONGITUDINALE UNIFORMITÄT DER LICHTAUSBEUTE | 65 |
| 2.1 | Durchgang von Elektronen durch Materie | 5 | LITERATURVERZEICHNIS | 67 | |
| 2.1.1 | Wechselwirkung mit Atomkernen | 5 | VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN | 69 | |
| 2.1.2 | Wechselwirkung mit Hüllenelektronen | 6 | VERZEICHNIS DER TABELLEN | 70 | |
| 2.2 | Wechselwirkungen von Photonen mit Materie | 8 | DANKSAGUNG | 71 | |
| 2.3 | Schauerentwicklung | 9 | | | |
| 2.4 | Monte-Carlo-Schauersimulation | 11 | | | |
| 2.5 | Kalorimeter | 12 | | | |
| 2.5.1 | Einfluß von Fluktuationen | 14 | | | |
| 2.5.2 | Szintillatoren | 15 | | | |
| 2.5.3 | Photodioden | 17 | | | |
| 2.5.3.1 | Aufbau und Funktion von Si-Photodioden | 18 | | | |
| 2.5.3.2 | Signalverarbeitung und Photodiodenrauschen | 20 | | | |
| 3.0 | AUFBAU DER LAF-SCHAUERZÄHLER | 21 | | | |
| 3.1 | Aufbau der Einzelsegmente | 24 | | | |
| 4.0 | TESTSTRAHLMESSUNG | 26 | | | |
| 4.1 | Zielsetzung | 26 | | | |
| 4.2 | Versuchsaufbau | 26 | | | |
| 4.2.1 | Elektronik und Datenverarbeitung | 28 | | | |
| 4.3 | Durchführung der Messungen | 28 | | | |
| 5.0 | AUSWERTUNG UND ERGEBNISSE DER TESTSTRAHLMESSUNG | 30 | | | |
| 5.1 | Kalibration der Ausleseelektronik | 30 | | | |
| 5.2 | Interkalibration und Lichtausbeute | 32 | | | |
| 5.3 | Photodiodenrauschen und Rauschäquivalent | 34 | | | |
| 5.4 | Linearität und Energieauflösung | 36 | | | |
| 5.5 | Untergrund durch Halbleiterzählereffekt | 41 | | | |
| 5.6 | Ortsabhängigkeit von Energiedeposition und Auflösung | 45 | | | |
| 5.6.1 | Radiale Uniformität | 46 | | | |
| 5.6.2 | Uniformität in φ | 48 | | | |
| 5.6.3 | Ortsabhängigkeit der Energieauflösung | 50 | | | |
| 5.7 | Ortsauflösung | 52 | | | |
| 5.7.1 | Schwerpunktmethode | 52 | | | |
| 5.7.2 | Radiale Ortsauflösung | 53 | | | |
| 5.7.2.1 | Korrektur der Schwerpunktsorte | 53 | | | |
| 5.7.2.2 | Energieabhängigkeit der radialen Ortsauflösung | 56 | | | |
| 5.7.3 | Ortsauflösung in φ | 60 | | | |
| 6.0 | ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSSFOLGERUNGEN | 62 | | | |
| 6.1 | Zusammenfassung der Meßergebnisse | 62 | | | |

1.0 EINLEITUNG

Am Speicherring PETRA des Deutschen Elektronen Synchrotrons werden seit 1978 Experimente zur e^+e^- -Streuung mit Schwerpunktsenergien bis 46 GeV durchgeführt. An vier Wechselwirkungspunkten werden Elektronen und Positronen zur Kollision gebracht und die Endzustände der Reaktionen mit Detektoren analysiert. Zunehmende Bedeutung hat dabei die Untersuchung von sogenannten 2-Photon Wechselwirkungen erlangt. Bei dieser Reaktion wechselwirken zwei vom einlaufenden Elektron und Positron abgestrahlte virtuelle Photonen und bilden einen hadronischen oder leptonicen Endzustand; der Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ ist schematisch in Abbildung 1 dargestellt. Der Nachweis des gestreuten Elektrons (Positrons) ist aus zwei Gründen wichtig: Erstens kann die Information zum Triggern benutzt werden, wodurch sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für 2-Photon Ereignisse erhöht. Zweitens kann aus Energie und Winkel des gestreuten Elektrons der Impulsübertrag q und damit das invariante Massenquadrat q^2 des virtuellen Photons bestimmt werden. Falls in einem Ereignis sowohl das gestreute Elektron als auch das Positron gemessen werden können, so ist damit die invariante Masse des 2γ Systems festgelegt. Die Winkelverteilung der gestreuten Elektronen (Positronen) steigt zu kleinen Winkeln hin stark an ($dN/d\cos\vartheta \sim \vartheta^{-2}$). Zur Analyse von 2-Photon Ereignissen benötigt ein Detektor daher Komponenten mit guter Energie- und Ortsauflösung im Vorwärtsbereich; dies macht eine Winkelüberdeckung mit Schauerzählern und Spurkammern bis zu sehr kleinen Winkeln erforderlich.

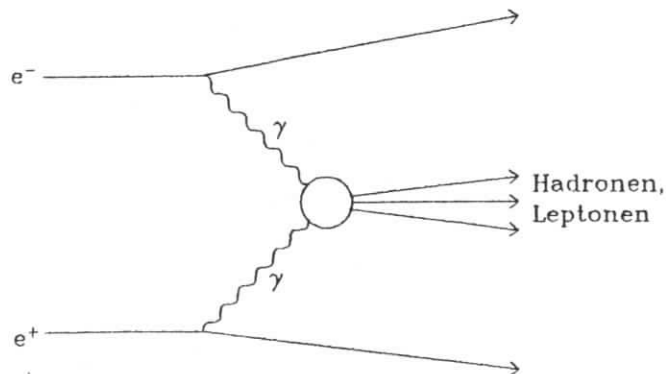


Abbildung 1. Feynman Graph zum 2-Photon Prozeß

Für den Detektor CELLO wurde 1983 ein Ausbauprogramm vorgeschlagen, das Eigenschaften und Möglichkeiten des Detektors durch Einsatz neuer Komponenten verbessern und erweitern soll [CEL83]. Dabei sind unter anderem Modifikationen im Vorwärtsbereich geplant, die eine verbesserte Analyse von 2-Photon Prozessen ermöglichen sollen. Dafür sind zwei Detektorkomponenten vorgesehen, die zusammen den Winkelbereich 26-110 mrad abdecken. Im Bereich 26-55 mrad liegt der SAT (Small Angle Tagger); für diese Komponente wird auf ein System des ehemaligen PLUTO-SAT zurückgegriffen. Der LAF (Large Angle Forward detector) befindet sich näher am Wechselwirkungspunkt und überdeckt den Winkelbereich 55-110 mrad.

Abbildung 2 auf Seite 3 zeigt die Lage des LAF im CELLO Vorwärtsbereich. Der LAF setzt sich aus zwei Teilsystemen zusammen: Zur genauen Ortsbestimmung für geladene Teilchen dienen drei gekreuzte Lagen von Röhrendriftkammern. Dahinter sind zur Energiemessung von Elektronen und Photonen Schauerzähler ringförmig um das Strahlrohr angeordnet. Die Anforderung an die Auflösung des LAF wird durch eine angestrebte q^2 -Auflösung von $\sigma(q^2)/q^2 \approx 6\%$ festgelegt. Für die Konzeption der Schauerzähler setzt die Lage am Strahlrohr schwierige Randbedingungen:

- Die Länge ist auf 35 cm beschränkt
- Es treten magnetische Streufelder von 0,5 bis 1 T auf
- Die Strahlenbelastung ist hoch (ca. 10^4 rad/Jahr)

Als mögliche Lösung wurde eine Anordnung von BGO Kristallen untersucht ([BIE84, RIE84, WES86]). BGO ist ein Szintillationsmaterial mit sehr kleiner Strahlungslänge, dessen hohe Lichtausbeute die Auslese mit Photodioden gestattet. Die Untersuchungen ergaben sehr gute Energie- und Ortsauflösungen einer BGO-Matrix; als Nachteil erwies sich neben den hohen Kosten eine deutliche Strahlungsschädigung der Kristalle [WIT84].

Letztlich wurde zugunsten einer anderen Konzeption entschieden, die in dieser Arbeit beschrieben wird. Die für das LAF Kalorimeter gewählte Lösung basiert auf einem Aufbau mit Blei-Szintillator Schauerzählern, deren Szintillationslicht mit Silizium-Photodioden nachgewiesen wird. Blei-Szintillator Schauerzähler haben eine wesentlich geringere Lichtausbeute als Kristallszintillatoren und werden üblicherweise mit Photomultipliern ausgelesen. Für den LAF verbietet sich jedoch der Einsatz von Photomultipliern aufgrund der begrenzten Platzverhältnisse und der Magnetfelder. Dagegen ermöglichen Photodioden in Kombination mit Wellenlängenschiebern sehr kompakte und magnetfeldunempfindliche Ausleseanordnungen. In Voruntersuchungen wurden erstmals Blei-Szintillator Zähler erfolgreich mit Si-Photodioden ausgelesen und dabei akzeptable Signal/Rausch Verhältnisse erzielt [AHM84, MAR85]. In weiteren Messungen mit einer auf die LAF Bedingungen abgestimmten Anordnung

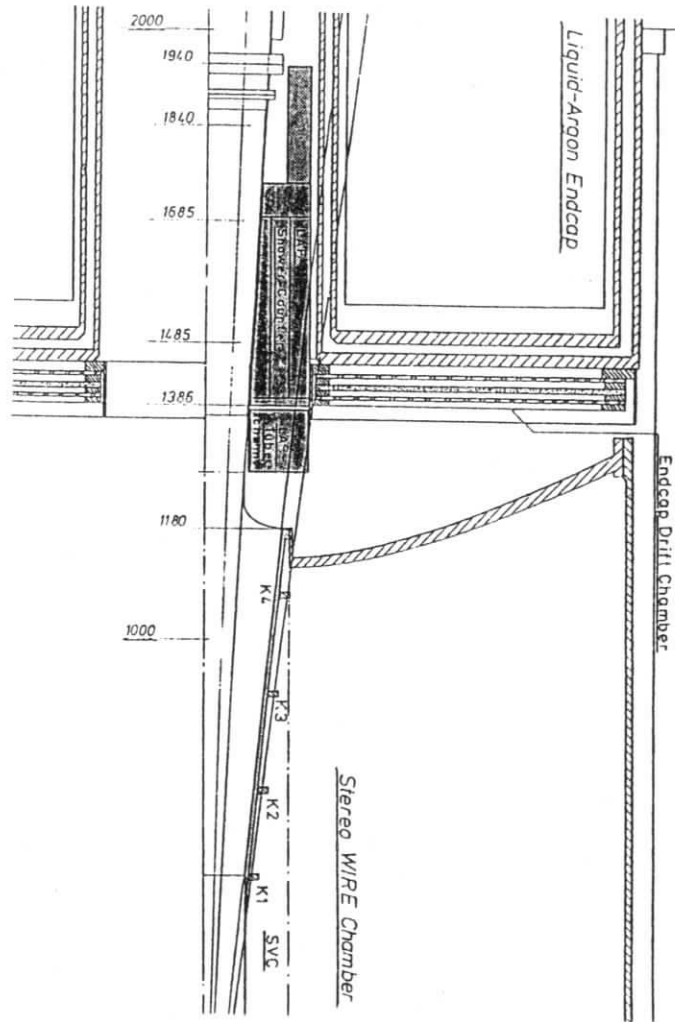


Abbildung 2. Anordnung des LAF im CELLO Vorwärtsbereich.

von neun Prototypsegmenten konnte die Durchführbarkeit des Konzepts gezeigt werden [MAR85, WIN85].

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau des LAF Kalorimeters und Testmessungen, die mit einem Teilabschnitt des Kalorimeters durchgeführt wurden. Dabei stellten sich insbesondere folgende Aufgaben: Für den LAF waren insgesamt 144 Schauerzählersegmente aufzubauen. Die Sammlung des Szintillationslichts mit Wellenlängenschiebern mußte optimiert werden, um durch eine hohe Lichtausbeute den Einfluß des Diodenrauschens klein zu halten. Zur Bestimmung der Eigenschaften des Kalorimeters waren Teststrahlmessungen mit einem Aufbau aus 36 Schauerzählersegmenten durchzuführen und auszuwerten. Um die Meßergebnisse kontrollieren zu können, wurde das Schauerprogramm EGS auf die spezielle Geometrie des Kalorimeters abgestimmt.

An die Einleitung schließt ein Kapitel an, das allgemeine Eigenschaften von Kalorimetern und Photodioden erläutert. Das dritte Kapitel gibt eine Übersicht über das LAF Kalorimeter und den Aufbau der einzelnen Schauerzählersegmente. Im vierten und fünften Kapitel werden Durchführung, Auswertung und Ergebnisse der Teststrahlmessung beschrieben. Das letzte Kapitel gibt eine kurze Zusammenfassung und Diskussion der Meßergebnisse.

2.0 ELEKTROMAGNETISCHE SCHAUER UND KALORIMETER

Elektromagnetische Schauer entstehen beim Auftreffen hochenergetischer Elektronen und Photonen auf Materie (wenn hier und im folgenden von Elektronen die Rede ist, gilt Entsprechendes auch für Positronen). Die Dissipation der einfallenden Teilchenenergie erfolgt über Teilchenvervielfachung und Abgabe der Energie an die Absorbermaterie. Die Wirkungsweise von Kalorimetern beruht darauf, daß die Energie des primären Teilchens auf eine große Zahl von vergleichsweise niederenergetischen atomaren Anregungen übertragen wird. Der Nachweis dieser Anregungen (z.B. Szintillationslicht, Ionisationsladung) gestattet im Prinzip den Rückschluß auf die Energie des einfallenden Teilchens.

In diesem Abschnitt sollen kurz die der Schauerbildung zugrundeliegenden physikalischen Prozesse sowie einige Eigenschaften elektromagnetischer Kalorimeter beschrieben werden.

2.1 DURCHGANG VON ELEKTRONEN DURCH MATERIE

Die Wechselwirkungen von Elektronen mit der Absorbermaterie lassen sich folgendermaßen einteilen:

1. Wechselwirkung mit Atomkernen
 - Bremsstrahlung
 - Coulombstreuung
2. Wechselwirkung mit Hüllenelektronen
 - Ionisationsverluste
 - Bhabhastreuung
 - Møllerstreuung
 - Elektron Positron Annihilation

2.1.1 Wechselwirkung mit Atomkernen

Die für die Teilchenvervielfachung entscheidende Wechselwirkung von Elektronen mit Materie ist die Bremsstrahlung. Dabei emittiert ein Elektron bei Ablenkung im Kernfeld ein γ -Quant. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess ist groß gegen die konkurrierenden Wechselwirkungen und für hohe Energien ($E \gg m_e c^2$) näherungsweise energieunabhängig. Das Bremsspektrum, d.h. die Verteilung der Photonenimpulse k , verläuft annähernd wie $1/k$ bis zur Energie E des einlaufenden Elektrons. Damit

ergibt sich, daß der mittlere Energieverlust pro Weglänge durch Bremsstrahlung proportional zur Energie des Elektrons ist:

$$\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{brems}} = - \frac{E}{X_0}$$

Die Proportionalitätskonstante X_0 wird als Strahlungslänge bezeichnet und enthält die Abhängigkeit vom Absorbermaterial:

$$\frac{1}{X_0} \approx 4\alpha r_0^2 Z^2 \frac{N_0 \rho}{A} \ln(183 Z^{-1/3})$$

mit α = Feinstrukturkonstante, r_0 = Klassischer Elektronenradius, N_0 = Loschmidt Zahl, A = Atomgewicht, Z = Kernladungszahl, ρ = Dichte.

Die Strahlungslänge X_0 kann als die Strecke aufgefasst werden, auf der im Mittel die Elektronenenergie durch Bremsstrahlung auf den Bruchteil $1/e$ abfällt.

Die Streuung an Atomkernen ohne Abstrahlung eines Photons, die Coulombstreuung, hat für den Energieverlust von Elektronen in Materie keine Bedeutung; wegen der gegen die Kernmasse kleinen Masse des Elektrons sind die Energieüberträge bei Streuungen klein. Die Impulsüberträge und damit die Ablenkungen können dagegen groß sein. Viele einzelne Streuprozesse führen zu einer statistischen Richtungsänderung und die Vielfachstreuung trägt dadurch wesentlich zur lateralen Aufweitung eines Schauers bei (siehe "Schauerentwicklung").

2.1.2 Wechselwirkung mit Hüllenelektronen

Bewegte Ladungen verlieren beim Durchgang durch Materie Energie durch Anregung und Ionisation der Elektronenhüllen. Der Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben, die für Elektronen lautet [PRE84]:

$$\frac{dE}{dx} \approx 2\pi r_0^2 N_0 \frac{Z m_e c^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{\pi^2 m_e^2 c^4}{I^2 (1-\beta^2)^{3/2}} \right) - 2.9 \right]$$

wobei: I = Mittleres Ionisationspotential, $I \approx 13 \cdot Z$ [eV].

Hier ist der Energieverlust pro Weglänge in Einheiten der Flächendichte des Absorbers gegeben und weist mit dem Verhältnis Z/A nur eine schwache Materialabhängigkeit auf.

Im nichtrelativistischen Bereich fällt dE/dx mit $1/\beta^2$ ab und wird bei $E=3.5m_e c^2$ minimal. Für noch höhere Teilchenenergien führt der logarithmische Term zum Wiederanwachsen des Energieverlustes, dem relativistischen Anstieg. In dichten Medien ist der relativistische Anstieg durch Polarisationsseffekte unterdrückt und der Energieverlust erreicht bei hohen Energien ($E \gg m_e c^2$) ein Plateau, das etwa 40% über dem Minimum liegt. Die Bethe-Bloch Formel berücksichtigt die häufig auftretenden Streuungen mit kleinen Energiüberträgen; daneben kommt es sehr selten auch zu Stößen mit hohem Energieübertrag. Man unterscheidet Møllerstreuung ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-$) und Bhabbastreuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$). Durch Erzeugung hochenergetischer Sekundärelektronen tragen Møller- und Bhabbastreuung zur Teilchenvervielfachung im Schauer bei. Die Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse sind zusammen mit denen für Bremsstrahlung und e^+e^- Annihilation in Abbildung 3 dargestellt.

Die e^+e^- Annihilation spielt erst bei niedrigen Energien eine Rolle. Nach Abbremsen im Absorber vernichtet sich dabei ein Schauerpositron mit einem Hüllenelektron unter Emission zweier Photonen.

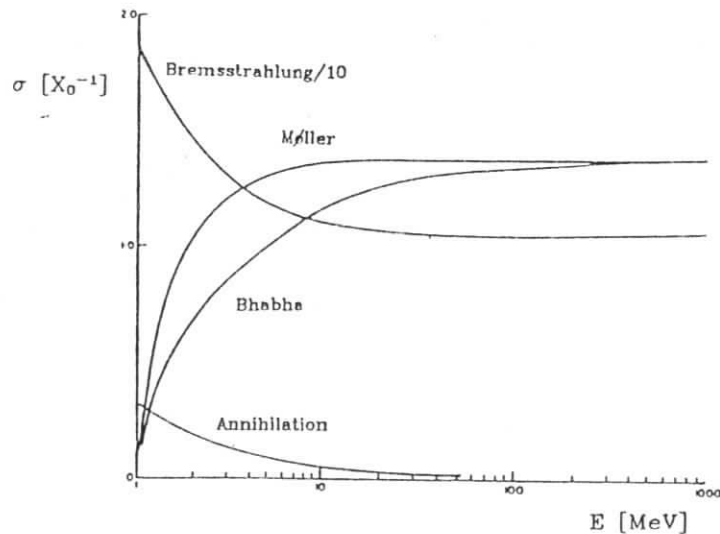


Abbildung 3. Wechselwirkungen von Elektronen: Angegeben ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit pro Strahlungslänge in Blei [MES70].

2.2 WECHSELWIRKUNGEN VON PHOTONEN MIT MATERIE

Photonen treten durch folgende Reaktionen mit Materie in Wechselwirkung:

- Paarerzeugung
- Comptonstreuung
- Photoeffekt

Photonen können im Feld geladener Teilchen e^+e^- Paare erzeugen; wie im Fall der Bremsstrahlung ist die Kopplung an ein geladenes Teilchen notwendig, um gleichzeitig Energie- und Impulserhaltung zu gewährleisten. Für hohe Photonenenergien ist der Wirkungsquerschnitt nur schwach energieabhängig und groß gegen die konkurrierenden Prozesse. Abbildung 4 zeigt den Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung im Vergleich mit denen für Comptonstreuung und Photoeffekt.

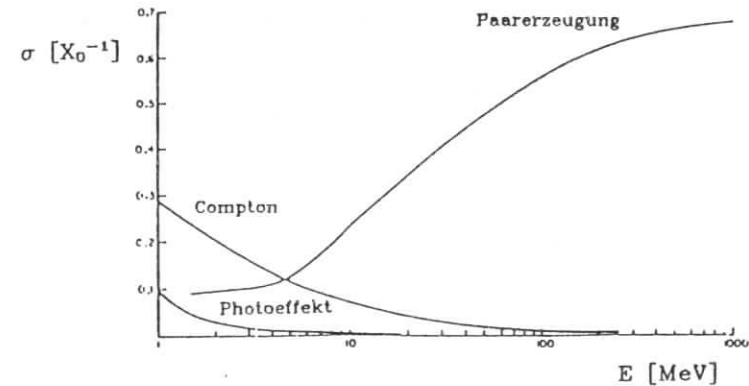


Abbildung 4. Wechselwirkungen von Photonen: Aufgetragen ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit pro Strahlungslänge in Blei [MES70].

Die Paarerzeugung kann mit der gleichen Längenskala beschrieben werden wie die Bremsstrahlung, der Zusammenhang zwischen Strahlungslänge und Abschwächungslänge (Konversionslänge) ist:

$$\lambda_{\text{paar}} = \frac{9}{7} X_0$$

Der Comptoneffekt, die elastische Streuung eines Photons an einem Elektron, dominiert im Bereich mittlerer Photonenenergien, d.h. zwischen Paarerzeugungsschwelle und typischen atomaren Anregungsenergien; in diesem Bereich erreicht der Gesamtwirkungsquerschnitt ein Minimum, das besonders in Materialien hoher Kernladungszahl ausgeprägt ist. Die Absorption eines Photons unter Freisetzung eines Elektrons beim Photoeffekt überwiegt bei kleinen Photonenenergien (in der Größenordnung der Ionisationsenergie für K-Elektronen, z.B. 88 KeV in Blei). Der Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung ist proportional zur Kernladungszahl Z , der für Photoeffekt etwa proportional zu Z^3 , so daß sich die Abschwächungslängen nicht durch die Strahlungslänge ausdrücken lassen.

2.3 SCHAUERENTWICKLUNG

Am Anfang der Schauerentwicklung steht die Teilchenvervielfachung durch Bremsstrahlung und nachfolgende Paarerzeugung. Dies führt zum schnellen Anwachsen der Teilchenzahl bis zum Schauermaximum. Die Längenskala wird für beide Prozesse durch die Strahlungslänge X_0 festgelegt, so daß die Schauerentwicklung näherungsweise materialunabhängig mit Längenangaben in X_0 beschrieben werden kann. Abbildung 5 auf Seite 10 zeigt die longitudinale Schauerentwicklung mit der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen und geladenen Teilchen aus einer Monte Carlo Simulation.

Bei Erreichen des Schauermaximums ist die mittlere Energie der geladenen Teilchen soweit abgesunken, daß mehr Teilchen durch Abstoppen verlorengehen als neu erzeugt werden. Als Maß dafür dient die kritische Energie ε , definiert als Energieverlust pro Strahlungslänge eines minimalionisierenden Teilchens:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x_{\min}} = \frac{\varepsilon}{X_0}$$

Die kritische Energie ist neben der Strahlungslänge die zweite wichtige Materialkonstante des Absorbers. Erreicht die mittlere Teilchenenergie die kritische Energie, sind Verluste durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich groß; entsprechend werden weniger Bremsstrahlungsphotonen abgestrahlt, deren Energie zur Erzeugung hochenergetischer e^+e^- Paare ausreicht. Folglich werden die erzeugten geladenen Schauerteilchen innerhalb kurzer Strecken durch Ionisationsverluste abgebremst und die Teilchenzahl fällt exponentiell ab. Der Zerfall des Schauers ist weiterhin gekennzeichnet durch einen hohen Anteil an niederenergetischen Photonen mit großer Abschwächungslänge, die über Comptonstreuung und Photoeffekt wechselwirken.

Wechselwirkungen/ X_0

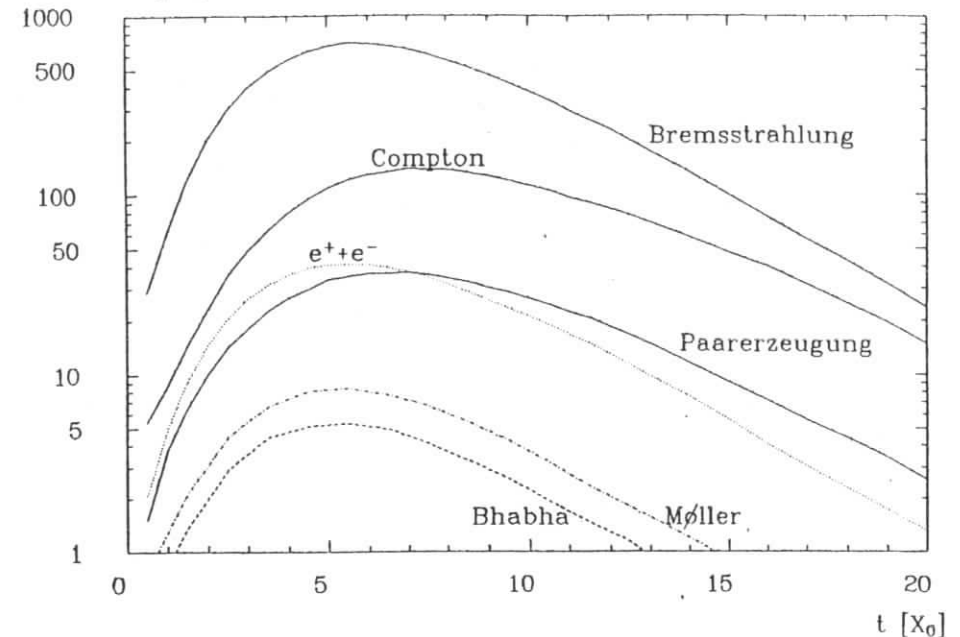


Abbildung 5. Longitudinale Schauerentwicklung: Aufgetragen ist die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen pro Strahlungslänge für 6-GeV Schauer in Blei aus einer EGS Simulation. Die gepunktete Kurve zeigt die Anzahl der geladenen Teilchen. Im hinteren Teil sinkt die Zahl der geladenen Teilchen unter die Zahl der Paarerzeugungen ab, da nur Teilchen mit Energie größer als 1.5 MeV verfolgt werden.

Wichtige Folgerungen aus Untersuchungen der longitudinalen Schauerentwicklung sind:

- Die Anzahl und die totale Weglänge geladener Schauerteilchen ist proportional zur Energie E des einfallenden Teilchens.
- Die Lage des Schauermaximums t_{\max} hängt logarithmisch von E ab:

$$t_{\max} = \ln(E/\varepsilon) - \alpha$$

mit: $\alpha=1.1$ für Elektronen, $\alpha=0.3$ für Photonen [AMA81].

Ebenso wächst die Länge, bis zu der ein bestimmter Prozentsatz der Schauerenergie deponiert wird, nur logarithmisch mit E ; z.B. reichen $30 X_0$ aus, um mehr als 99% eines 300 GeV Schauers zu absorbieren [KON84].

Für die laterale Schauerentwicklung ergibt sich aus der Winkelabhängigkeit der Schauerprozesse folgendes Bild:

Die am Anfang des Schauers erzeugten hochenergetischen Sekundärteilchen sind scharf gebündelt. Der mittlere Streuwinkel für Paarerzeugung und Bremsstrahlung beträgt:

$$\theta_{rms} \approx \frac{m_e}{E} \ln \left(\frac{E}{m_e} \right)$$

Auch die Vielfachstreuung verursacht für hochenergetische Elektronen nur eine geringe Winkeldivergenz. Der mittlere Ablenkwinkel durch Coulombstreuung nach Durchqueren einer Schichtdicke t ist:

$$\theta_{rms} = \frac{21 \text{ MeV}}{\varepsilon} \sqrt{t}$$

D.h. der Schauer besteht bis zum Schauermaximum aus einem gut kollimierten hochenergetischen Kern begleitet von einem Schwanz niederenergetischer Teilchen. Mit zunehmender Tiefe sinkt die mittlere Energie der Elektronen und die Vielfachstreuung verursacht eine stärkere Aufweitung des Schauers.

Als Maß für die laterale Aufweitung des Schauers dient der Molière-Radius:

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{\varepsilon} X_0$$

Anschaulich ist das der rms-Radius eines Elektronenstrahls der Energie ε nach Passieren einer Strahlungslänge. Innerhalb von zwei Molière-Radien werden 95% der Schauerenergie deponiert.

2.4 MONTE-CARLO-SCHAUERSIMULATION

Elektromagnetische Schauer entstehen durch Zusammenwirken einer großen Zahl elementarer Prozesse, deren komplizierte Abfolge eine exakte Berechnung unmöglich macht. Obwohl mit Näherungen die Berechnung allgemeiner Eigenschaften von Schauern möglich ist, so reicht dies nicht aus zur Vorhersage der Schauerentwicklung in Detektoren komplexer Geometrie und Zusammensetzung. Außerdem liefern Näherungs-

rechnungen nur Mittelwerte, von ebenso großem Interesse sind aber die auftretenden Fluktuationen. Da die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Schauerprozesse bekannt sind, bieten Monte-Carlo-Programme die Möglichkeit, die statistische Abfolge der Einzelprozesse nachzuvollziehen und einzelne Schauer zu simulieren; so lassen sich bei Simulation einer grösseren Zahl von Schauern Informationen über Mittelwerte und Fluktuationen gewinnen.

In dieser Arbeit wurde das Monte Carlo Programm EGS 3 verwendet [FOR78]. Darin sind alle in den ersten Abschnitten beschriebenen Wechselwirkungen von Elektronen und Photonen berücksichtigt. Die Wirkungsquerschnitte werden in einem Vorprogramm (PEGS) materialabhängig bestimmt, wobei empirische und theoretische Parametrisierungen verwendet werden. Material und Geometrie der Detektorkomponenten werden vom Benutzer in einem Unterprogramm definiert. Die eigentliche Schauersimulation läßt sich dann auf den Transport einzelner Schauerpartikelchen reduzieren. Die Schrittweite wird unter Berücksichtigung des totalen Wirkungsquerschnitts mit einem Zufallszahlengenerator "ausgewürfelt". Ebenso wird anhand der Verzweigungsverhältnisse über Art der auftretenden Wechselwirkung und Eigenschaften der Sekundärteilchen entschieden. Beim Transport von Elektronen werden Energieverlust durch Ionisation und Abstrahlung weicher Photonen sowie die Ablenkung durch Vielfachstreuung als kontinuierliche Wechselwirkungen behandelt. Auf diese Weise werden alle Schauerpartikelchen verfolgt, bis sie das Detektorvolumen verlassen oder ihre Energie unter eine vorher gesetzte Schwelle fällt. Das Festsetzen einer unteren Schwellenenergie beruht auf der Annahme, daß die Teilchen ihre restliche Energie innerhalb einer kurzen Strecke ($x < X_0$) im Medium deponieren. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen betragen die Schwellenenergien meist $E_{cut} = 1.5 \text{ MeV}$ für Elektronen und $E_{cut} = 0.5 \text{ MeV}$ für Photonen. Am Ende der Simulation kann der Benutzer Informationen über die Energiedeposition in den Detektorkomponenten, herausleckende Energie usw. entnehmen.

2.5 KALORIMETER

Die Energiemessung in elektromagnetischen Kalorimetern basiert auf der Tatsache, daß die totale Weglänge geladener Teilchen im Schauer proportional zur Energie des einfallenden Elektrons oder Photons ist. Der Energieverlust der geladenen Schauerpartikelchen kann zur Erzeugung eines nachweisbaren Signals benutzt werden, das dann ebenfalls proportional zur einfallenden Energie ist. Um den Schauer in einem praktikablen Detektorvolumen zu absorbieren, müssen Materialien mit kleiner Strahlungslänge verwendet werden. Beispiele für Substanzen, die kurze Strahlungslänge und Sensitivität auf den Durchgang geladener Teilchen aufweisen, sind Kristallszintillatoren wie Natriumjodid und Wismut-

Germanat (BGO) und Čerenkovzähler wie Bleiglas. In Tab.1 sind Strahlungslänge und kritische Energie einiger Materialien aufgeführt.

| Material | X_0 [cm] | ϵ [MeV] |
|----------------|------------|------------------|
| NaJ | 2.6 | 12.5 |
| BGO | 1.12 | 8.8 |
| Pb | 0.56 | 6.9 |
| W | 0.35 | 7.6 |
| U | 0.32 | 6.0 |
| Bleiglas (SF6) | 1.7 | 11.8 |
| Szintillator | 42.4 | 85.4 |

Tab.1 Strahlungslängen und kritische Energien.

Neben diesen sogenannten homogenen Schauerzählern werden Anordnungen benutzt, in denen Lagen von dichtem Absorber und sensitive Lagen abwechselnd aufgeschichtet sind. Der Teilchenvervielfachungsprozeß läuft beinahe ausschließlich in den Absorberplatten ab, da ihre Strahlungslänge und kritische Energie in der Regel klein gegen die des Nachweismediums sind. In solchen Kalorimetern erfolgt die Erzeugung des Nachweissignals nicht kontinuierlich, sondern nur in den diskreten Abschnitten der Nachweisschichten; man erhält somit nur eine repräsentative Auswahl der deponierten Schauerenergie und spricht deshalb von Sampling-Kalorimetern. Als Absorber eignen sich Materialien mit hoher Kernladungszahl ($X_0 \sim Z^{-2}$) und typische Beispiele sind Blei und Wolfram. Für die sensitiven Schichten werden häufig Plastiksintillatoren, flüssiges Argon oder Proportionalzähler verwendet.

Um die unterschiedlichen Strahlungslängen von Absorber und Nachweismedium zu berücksichtigen, wird die effektive Strahlungslänge X_{eff} eingeführt, definiert durch:

$$\frac{d_{Abs} + d_{sens}}{X_{eff}} = \frac{d_{Abs}}{X_{Abs}} + \frac{d_{sens}}{X_{sens}}$$

wobei d und X Dicke und Strahlungslänge von Absorber resp. Nachweisschicht sind. Die effektive Strahlungslänge charakterisiert die Schauerentwicklung in Sampling-Kalorimetern und ist darüber hinaus ein Maß für die Kompaktheit der Kombination aus Absorber und Nachweismedium. Auf analoge Weise wird durch gewichtete Mittelung eine effektive kritische Energie und ein effektiver Molière-Radius definiert.

2.5.1 Einfluß von Fluktuationen

Bei Einschub von monoenergetischen Elektronen der Energie E in ein Kalorimeter ist die gemessene Energie grundsätzlich Schwankungen unterworfen; auch bei vollständiger Absorption der Schauerenergie in einem homogenen Kalorimeter fluktuiert die Anzahl der zum Nachweis benutzten Anregungen (z.B. Szintillationsphotonen). Aufgrund der statistischen Natur dieser Prozesse wächst der Fehler der gemessenen Energie mit \sqrt{E} , so daß der relative Fehler mit $1/\sqrt{E}$ abnimmt.

Der Beitrag der intrinsischen Fluktuationen zur Energieauflösung ist jedoch in Sampling-Kalorimetern vernachlässigbar. Weitaus größere Fluktuationen werden dadurch verursacht, daß in den sensitiven Schichten nur ein Bruchteil der Schauerenergie deponiert wird. Der gemessene Bruchteil ist im Mittel proportional zur Schauerenergie, unterliegt aber Schwankungen, die man als Sampling-Fluktuationen bezeichnet. Wiederum ist der statistische Fehler der gemessenen Energie proportional zu \sqrt{E} . Der Wert der Proportionalitätskonstanten hängt von der Nachweisrate ab, d.h. von der Dicke der Absorberplatten. Eine Parametrisierung des Zusammenhangs lautet [IWA79]:

$$\sigma_{smp}[\%] = 2.0 \frac{\sqrt{\epsilon[\text{MeV}] \cdot t[\text{g/cm}^2]}}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$$

wobei t und ϵ Schichtdicke und kritische Energie des Absorbers sind. Für eine Schichtung mit 2.5 mm Pb würde man z.B. Sampling-Fluktuationen von $9\%/\sqrt{E}$ erwarten.

Weitere Fluktuationen ergeben sich, wenn der Schauer nicht vollständig im Kalorimeter absorbiert wird, sondern ein Teil der Energie unbeobachtet herausleckt (Leakage). Das bei ungenügender Länge des Kalorimeters auftretende hintere Leakage geht wesentlich stärker in die Energieauflösung ein als das seitliche. Abbildung 6 auf Seite 15 zeigt die Energieauflösung als Funktion der seitlich bzw. hinten herausgeleckten Energie. Der geringe Einfluß des seitlichen Leakage zeigt die Stabilität des lateralen Schauerprofils. Die laterale Aufweitung des Schauers ist verursacht durch niederenergetische Elektronen, die sich durch Vielfachstreuung weit von der Schauerachse entfernen können; die hohe Statistik dieser Prozesse sorgt dafür, daß die Fluktuationen in den seitlichen Ausläufern des Schauerprofils klein sind.

Die starke Abhängigkeit der Energieauflösung vom hinteren Leakage ist auf Fluktuationen in der longitudinalen Schauerentwicklung zurückzuführen. Insbesondere sind die Orte der ersten Wechselwirkungen wegen der kleinen Zahl beteiligter Teilchen großen statistischen Schwankungen unterworfen; dadurch ist der Beginn der Kaskadenbildung nicht gut definiert.

In der Praxis beeinflussen weiterhin instrumentelle Effekte die Energieauflösung wie z.B. elektronisches Rauschen im Nachweisystem. Unter der

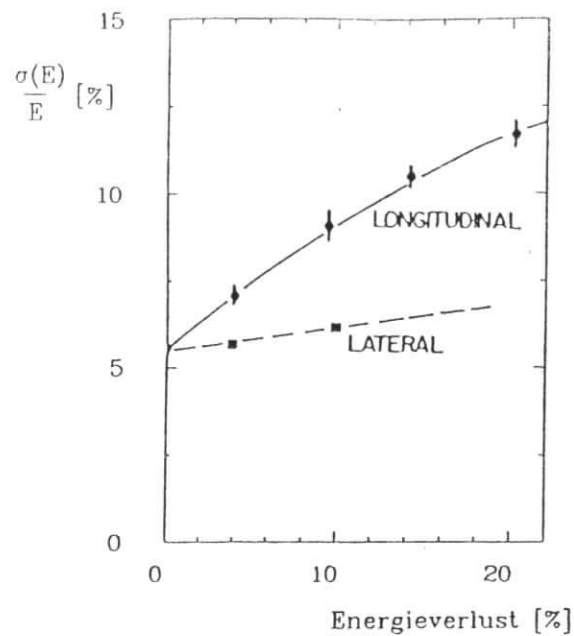


Abbildung 6. Einfluß von Leakage auf die Energieauflösung:
Für 15 GeV Elektronen (CHARM-Kollaboration, aus
[AMA81])

Annahme, daß die einzelnen Beiträge zur Energieauflösung unabhängig sind, ergibt sich die Gesamtauflösung aus quadratischer Addition der Einzelbeiträge.

2.5.2 Szintillatoren

In Szintillatoren wird ein Teil der beim Durchgang geladener Teilchen erzeugten Anregungen in sichtbares Licht umgewandelt. Neben der Effektivität des Umwandlungsprozesses ist die Durchsichtigkeit für das eigene Szintillationslicht entscheidend für die Eignung eines Materials als Nachweismedium. Da die angeregten Zustände einen Teil ihrer Energie durch nichtstrahlende Übergänge abgeben, ist in vielen Materialien das Emissionsspektrum gegenüber der Absorption zu höheren Wellenlängen verschoben (Stokes-shift). Dadurch kann sich eine geringe Absorption im Bereich des Szintillationslichts ergeben. Beispiele für sehr effektive Szintillatoren sind Alkalihalogenid Kristalle wie NaI oder CsI.

Daneben weisen viele organische Substanzen Szintillationsfähigkeit auf; insbesondere sind die konjugierten Bindungen in aromatischen Kohlenwasserstoffen für deren Lumineszenzeigenschaften verantwortlich. Solche

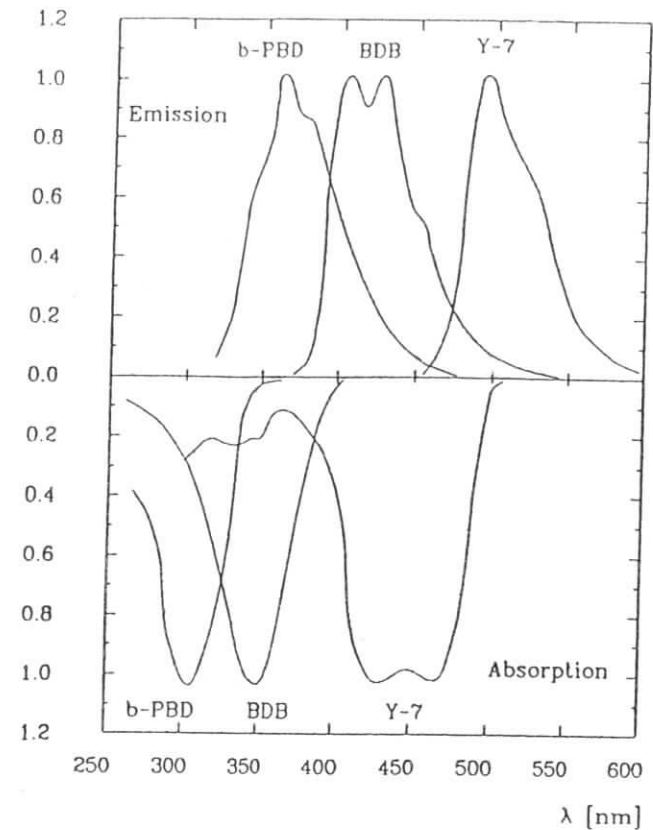


Abbildung 7. Absorption und Emission von Fluoreszenzgruppen: Für den Szintillator SCSN-38 und den WLS Y-7.

Substanzen werden in flüssiger Form oder polymerisiert als Plastikszintillatoren verwendet. Das primäre Szintillationslicht liegt dabei im UV-Bereich, in dem auch die Abschwächungslänge klein ist. Daher werden fluoreszierende Stoffgruppen beigemischt, die die primären Anregungen zu höheren Wellenlängen hin übertragen. Die Auswahl der Fluoreszenzgruppen und ihre Konzentration bestimmt die Eigenschaften des Szintillators; so können Lichtausbeute, Abschwächungslänge und zeitliches Verhalten beeinflusst werden.

Im Szintillator SCSN-38 sind in eine Polystyrolbasis zwei sekundäre fluoreszierende Stoffgruppen eingemischt; das primäre Szintillationslicht wird aus dem UV-Bereich durch zweifache Absorption und Reemission in den sekundären Substanzen zu einer Wellenlänge von 430 nm verschoben. Dadurch vergrößert sich die Abschwächungslänge von weniger als 1 mm bei 360 nm auf etwa einen Meter. Abbildung 7 zeigt die Absorptions- und Emissionsspektren der fluoreszierenden Stoffe in SCSN-38 [KAM83].

Wegen ihrer einfachen Handhabbarkeit sind Plastikszintillatoren als aktives Medium in Sampling-Kalorimetern weit verbreitet. Zur Lichtsamm- lung und Auslese können Wellenlängenschieber verwendet werden; in ihnen sind fluoreszierende Stoffe eingebaut, die das Licht der einzelnen Szintillatorplatten absorbieren und bei einer grösseren Wellenlänge reemittieren. Anschließend wird das Licht durch den Wellenlängenschieber (WLS) zu einem Nachweissystem transportiert. Um Verluste beim wellenlängenschiebenden Prozeß möglichst klein zu halten, muß der WLS auf das Emmissionsspektrum des Szintillators abgestimmt sein. Abbildung 7 auf Seite 16 zeigt die Anpassung des WLS-Materials Y-7 an den Szintillator SCSN-38. Die Auslese über Wellenlängenschieber hat den Vor- teil, daß das Szintillationslicht auf eine kleine Auslesefläche konzentriert werden kann; die Verschiebung zu höheren Wellenlängen ist bei Auslese mit Silizium-Photodioden auch deswegen vorteilhaft, da deren Nachweiswah- scheinlichkeit (Quantum Efficiency) zu größeren Wellenlängen hin ansteigt.

2.5.3 Photodioden

Die konventionelle Auslesetechnik von Szintillationszählern besteht im Lichtnachweis mit Photomultipliern. In Experimenten der Hochenergiephysik ist die Anwendung dieser Technik jedoch oft durch den großen Platzbedarf und die Magnetfeldempfindlichkeit konventioneller Photomultiplier erschwert.

Durch die Entwicklung von großflächigen, rauscharmen Si-Photodioden bietet sich für einige Anwendungen eine Alternative zur Auslese mit Photomultipliern. Wesentlichen Vorteile des Einsatzes von Si-Photodioden sind:

- Geringer Platzbedarf
- Keine Beeinflussung durch Magnetfelder
- Hohe zeitliche Stabilität der Photodiodensignale

Im Gegensatz zu Photomultipliern findet in Photodioden keine Signalverstärkung statt; sie können daher nur in Verbindung mit ladungs- integrierenden Vorverstärkern eingesetzt werden.

In diesem Abschnitt sollen der Aufbau und die wesentlichen Eigenschaften von Si-Photodioden beschrieben werden.

2.5.3.1 Aufbau und Funktion von Si-Photodioden

Si-Photodioden bestehen aus einem Übergang von p- und n-dotiertem Silizium. An dem p-n Übergang bildet sich eine elektrostatische Potential- differenz aus (Kontaktpotential); im Übergangsbereich entsteht eine an freien Ladungsträgern verarmte Schicht (Verarmungszone). Wegen dieser Schichtfolge spricht man von PIN-Photodioden. Abbildung 8 zeigt schematisch den Aufbau einer PIN-Diode.

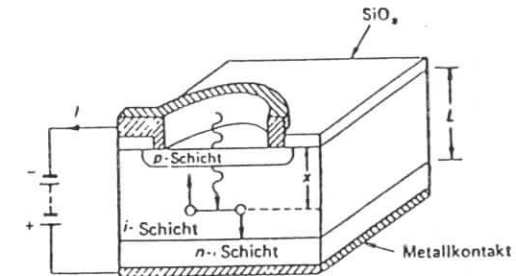


Abbildung 8. Schematischer Aufbau einer PIN-Photodiode

Zum Schutz der Photodiode ist die obere, lichtzugewandte Seite mit einer dünnen SiO₂-Schicht bedeckt. Zusätzlich sind oben an der p-Schicht und unten an der n-Schicht Metallschichten aufgebracht, von denen die Signale abgegriffen werden.

Die Funktion einer Photodiode beruht auf dem photovoltaischen Effekt. Bringt man n- und p-dotierte Halbleiter in Kontakt, so diffundieren Elek- tron (Löcher) aus der n-(p-) Zone in die gegenüberliegende Zone. Die zurückbleibenden ortsfesten Ionenrümpfe verursachen den Aufbau eines elektrischen Feldes, das der weiteren Ladungsträgerdiffusion entgegen- wirkt. Die Absorption von Photonen, deren Energie größer als die Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband ist, führt zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren. Außerhalb der Verarmungszone rekombinieren die Elektron-Loch-Paare wieder; treten sie jedoch in die Verarmungszone, so wandern die Elektronen (Löcher) entlang des Potentialgefälles in die n-(p-) Schicht. Die Ladungstrennung verursacht eine Änderung der Poten- tialdifferenz zwischen n- und p-Schicht und damit an den Kontakten der Photodiode.

Durch Anlegen einer Vorspannung in Sperrichtung wird die Verarmungszone vergrößert. Dies hat für den Betrieb der Diode folgende Vorteile:

1. Der sensitive Bereich der Diode vergrößert sich; dadurch steigt die Nachweiswahrscheinlichkeit an.
2. Die Vorspannung erzeugt ein zusätzliches elektrisches Feld; dadurch werden Elektronen (Löcher) am p-n Übergang stärker beschleunigt und die Signalanstiegszeit verkürzt sich.
3. Die Kapazität der Diode verringert sich; dadurch wird das Rauschen des Systems Photodiode-Vorverstärker vermindert.

Ein Maß für die Empfindlichkeit einer Photodiode ist die Quantenausbeute; damit ist die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Elektron-Loch Paares pro einfallendem Photon bezeichnet. Die Quantenausbeute einer Si-Photodiode ist in Abbildung 9 gezeigt; ihre spektrale Empfindlichkeit reicht von etwa 400 nm bis 1100 nm. Die obere Grenze ist durch die Bandlücke von Silizium gesetzt (1.14 eV), nach unten wird die Empfindlichkeit durch zunehmende Absorption in der p-Schicht begrenzt. Im Emissionsmaximum des WLS Y-7 beträgt die Quantenausbeute 64%.

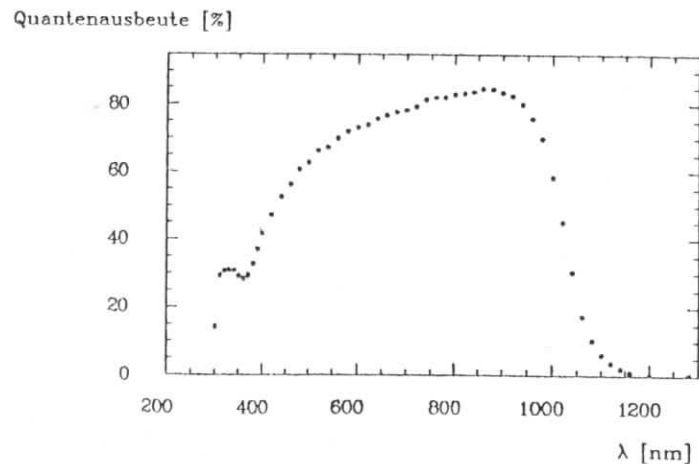


Abbildung 9. Quantenausbeute als Funktion der Wellenlänge: Für die Diode Hamamatsu S1790 [HAM83].

2.5.3.2 Signalverarbeitung und Photodiodenrauschen

Die elektronische Verarbeitung von Photodiodensignalen erfolgt in drei Schritten:

1. Die bei Lichteinfall in der Diode erzeugten Ladungen gelangen auf einen ladungsintegrierenden Vorverstärker. Als Ausgangssignal erhält man einen Spannungspuls, dessen Höhe proportional zur Ladung am Eingang ist.
2. Ein pulsformender Hauptverstärker verarbeitet das Vorverstärkersignal und liefert als Ausgangssignal einen gaußförmigen Spannungspuls. Die zeitliche Breite des Pulses (shaping time) ist einstellbar und hat einen schwachen Einfluß auf das Signal/Rausch Verhältnis des Gesamtsystems.
3. Die Auswertung des Hauptverstärkersignals erfolgt in einem Analog-Digital-Wandler (ADC); dabei wird entweder die Pulshöhe im Maximum digitalisiert oder der Spannungspuls über eine bestimmte Zeit integriert und digitalisiert.

Eine untere Begrenzung der meßbaren Lichtintensität wird durch das Rauschen von Photodiode und Verstärker gesetzt. Der Rauschbeitrag der Photodiode resultiert zum einen aus thermischen Fluktuationen der Ladungsträgerdichte am p-n Übergang, die zu hochfrequenten Schwankungen des Kontaktpotentials führen; zum anderen unterliegt die Absorption von Photonen im p-n Übergang und damit die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch Paare statistischen Fluktuationen.

Den wesentlichen Beitrag zum Verstärkerrauschen leistet der Feldeffekt-Transistor (FET) in der Eingangsstufe; wegen der hohen Verstärkung sind Rauschbeiträge aus den nachfolgenden elektronischen Komponenten vernachlässigbar. In [STR84] wird das Verstärkerrauschen näher untersucht. Es zeigt sich, daß sich das Verstärkerrauschen mit wachsender Kapazität am Signaleingang vergrößert. Da sich die Kapazität einer Photodiode durch Anlegen einer Sperrspannung vermindert, verbessert die Vorspannung das Rauschverhalten des Systems. Andererseits erhöht sich mit wachsender Sperrspannung auch der Leckstrom durch die Diode, der ebenfalls einen Rauschbeitrag liefert. Es gibt daher eine optimale Vorspannung, bei der die Summe beider Beiträge minimal wird.

3.0 AUFBAU DER LAF-SCHAUERZÄHLER

Der CELLO-LAF besteht aus einem System von Schauern und Röhrendriftkammern, die ringförmig um das Strahlrohr angeordnet sind. Drei gekreuzte Lagen von Röhrendriftkammern sind direkt vor den Schauern angebracht und dienen zur genauen Ortsbestimmung geladener Teilchen; die Zuordnung von Driftkammerspuren und Schauern im Kalorimeter ermöglicht so die Unterscheidung von elektron- und photoninduzierten Schauern. Um eine effektive Elektron-Photon Separation zu erreichen und um die Energieauflösung des Kalorimeters nicht zu verschlechtern, ist die Gesamtmateriemenge vor und in den Driftkammern so klein wie möglich gehalten und entspricht 0.1 Strahlungslängen. Aufbau und Eigenschaften der Driftkammern sind in [SCH86] beschrieben.

Die Schauern befinden sich in einer Entfernung von etwa 1.40 m vom Wechselwirkungspunkt zwischen Strahlrohr und dem Kryostat der Liquid-Argon Endcap Schauern (siehe Abbildung 2 auf Seite 3). Der innere Radius beträgt bezogen auf die Strahlachse 74 mm und der äußere 175 mm, so daß ein Winkelbereich von 55 bis 126 mrad abgedeckt wird. Der Winkelbereich wird jedoch durch die Wand des Innendetektors auf maximal 110 mrad eingeschränkt. Der innere Zählerrand ist der konischen Form des Strahlrohres angepaßt und öffnet so einen Winkel von 55 mrad für den SAT (Small Angle Tagger).

In der Länge steht für die Schauern nur ein Bereich von 35 cm zur Verfügung; diese Begrenzung verlangt neben einer kompakten Ausleseanordnung eine kleine effektive Strahlungslänge der Schauern; eine kleine Strahlungslänge ist notwendig, um auf der vorgegebenen Länge Schauer mit Energien bis 23 GeV möglichst vollständig zu absorbieren. Daneben werden dadurch auch die laterale Schauerentwicklung und damit Verluste bei Treffern im Randbereich des Zählers klein gehalten. Eine effektive Strahlungslänge von 14.4 mm wird durch Schichtung mit 2.5 mm Blei und 4 mm dicken Szintillatorplatten erreicht; der sensitive Bereich der Schauern ist auf eine Länge von 28.5 cm beschränkt und entspricht $19.5 X_{eff}$.

Die transversale Ausdehnung der einzelnen Segmente ist mit $2-3 X_{eff}$ so gewählt, daß die Verteilung der Schauerenergie in benachbarten Segmenten die Bestimmung der Koordinaten r und φ des Schauerschwerpunkts erlaubt. Dadurch ergibt sich auch für Photonen die Möglichkeit, eine Ortsrekonstruktion durchzuführen.

Abbildung 10 auf Seite 22 zeigt die Anordnung der Segmente in einer Vorderansicht und in einem seitlichen Schnitt. Ein Ring setzt sich insgesamt aus 72 trapezförmigen Modulen zusammen, die in zwei Aluminiumbehältern zu Halbringen mit je 36 Modulen zusammengefaßt sind; in Abbildung 11 auf Seite 23 ist diese Anordnung in einer Photographie

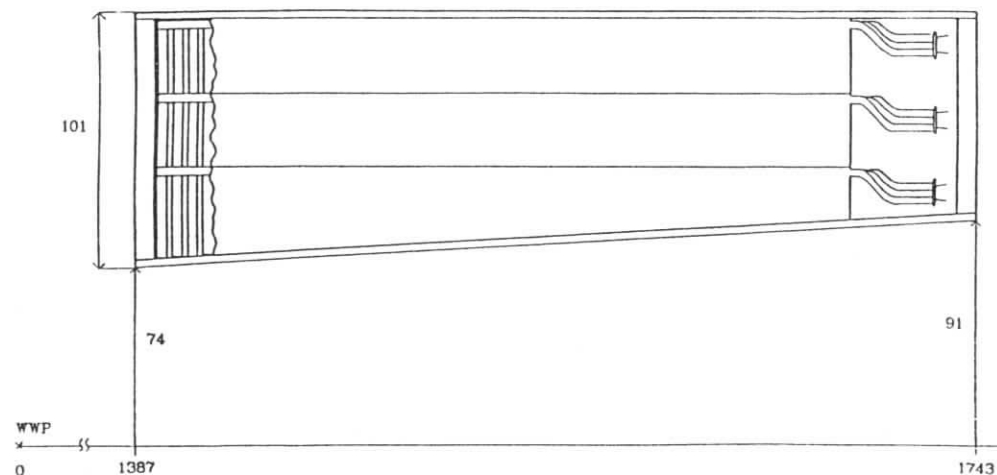
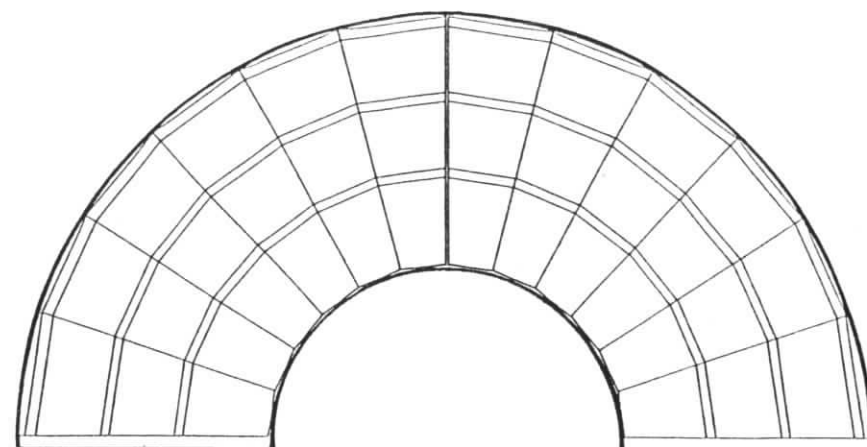


Abbildung 10. Aufbau der LAF-Schauern: Vorderansicht eines Halbrings und ein seitlicher Schnitt; Längen sind in mm gegeben.

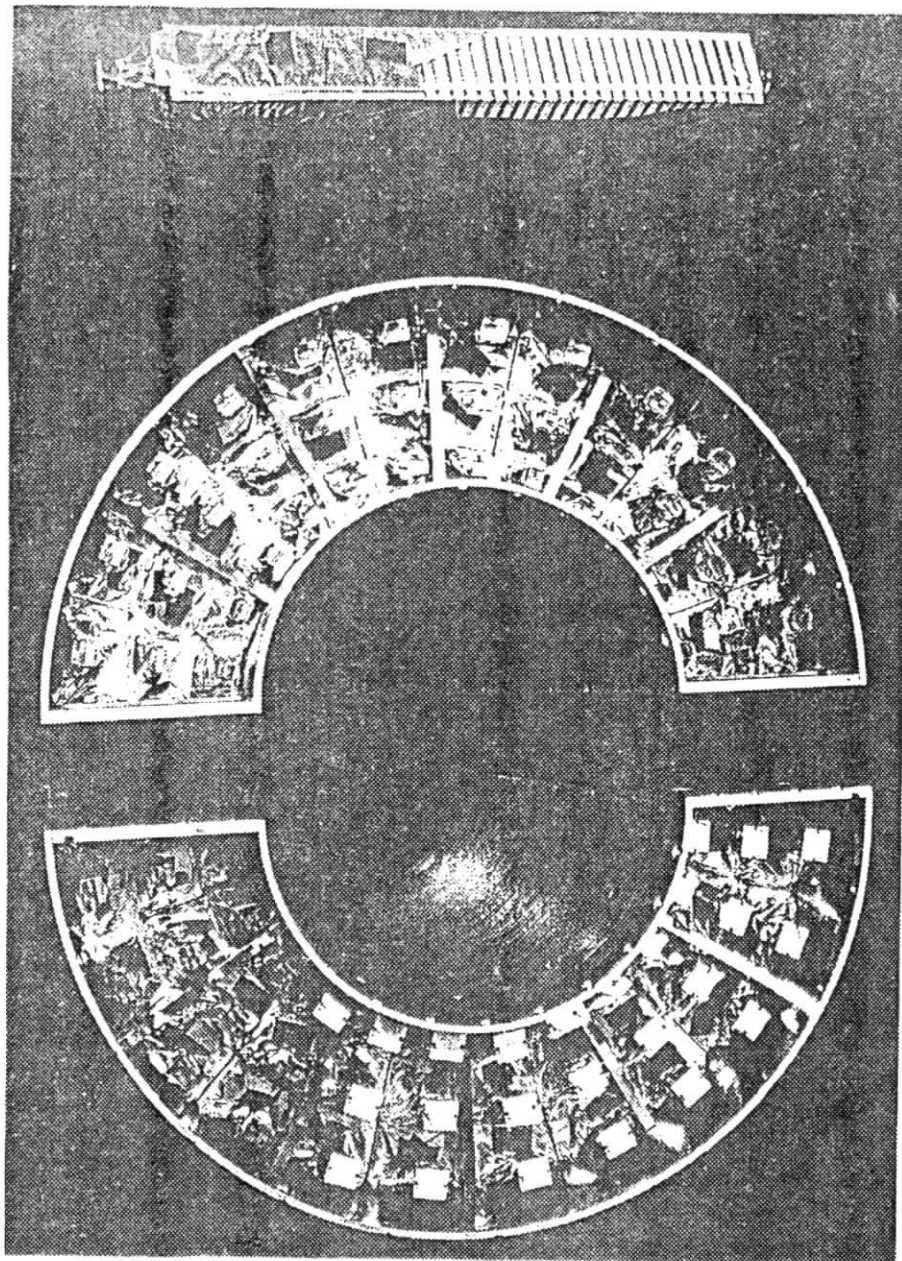


Abbildung 11. Aufsicht auf das LAF-Kalorimeter: Zwei Halbringe, teilweise mit Dioden bestückt und ein Einzelmodul.

gezeigt. Aufgrund ihrer Geometrie lassen sich die Module in drei Gruppen einteilen: Als Typ A werden im folgenden die Module des äußeren Ringes, als Typ B die des mittleren und als Typ C die des inneren Ringes bezeichnet. Lediglich die Segmente, die der Behälterwand an der Schnittstelle der beiden Halbringe zugewandt sind, weichen in ihren Abmessungen leicht von den übrigen ab.

Beim Aneinanderfügen der Halbringe entsteht durch die Behälterwände eine 1 cm breite Sensitivitätslücke zwischen den Halbringen. Um weitere nicht-sensitive Bereiche klein zu halten, befindet sich zur Stabilisierung der Einzelmodule nur eine 1 mm breite Zwischenwand aus Edelstahl in den Behältern.

Jedes Modul wird von einem Wellenlängenschieber ausgelesen, der das Licht auf eine Si-Photodiode führt. Die zur Verarbeitung der Diodensignale notwendigen Verstärker sind an der Rückwand des Behälters montiert. Die Ausleseelektronik für jeweils neun Dioden ist zu einer Verstärkerbox zusammengefaßt. Eine Box enthält jeweils neun hybridisierte Vorverstärker und pulsformende Verstärker. Die rauscharmen Verstärker wurden am MPI München entwickelt und sind speziell für die Verarbeitung von Photodiodensignalen ausgelegt.

3.1 AUFBAU DER EINZELSEGMENTE

Der schematische Aufbau und die Abmessungen der einzelnen Schauerzählermodule sind in Abbildung 12 auf Seite 25 gezeigt. Bedingt durch die konische Form des Strahlrohres nimmt die Höhe der Typ C Module in Längsrichtung ab; in der Abbildung ist die Höhe der ersten und der letzten Platte angegeben.

Jedes Modul ist aus 43 Lagen von 2.5 mm dicken Blei- und 4 mm dicken Szintillatorplatten aufgeschichtet. Zwischen Blei- und Szintillatorplatten sind weiße, diffus reflektierende Folien gelegt, um diffuse Rückstreuung von heraustretendem Licht in den Szintillator zu erreichen. Die Reflektorfolien wurden durch Aufbringen einer dünnen Titanoxid-Schicht auf eine aluminisierte Mylarfolie hergestellt.

Als Szintillator wird SCSN-38 in Kombination mit dem Wellenlängenschieber Y-7 verwendet, da in Voruntersuchungen mit dieser Kombination die höchste Lichtausbeute erzielt wurde; die Vergleichsmessungen sind in [MAR85] beschrieben.

Der Wellenlängenschieber (WLS) sammelt das Szintillationslicht auf der breiteren Seite der trapezförmigen Module. Um Totalreflexion im WLS zu ermöglichen, sind Szintillator und WLS durch einen Luftspalt optisch entkoppelt; als Abstandhalter dienen zwei 0.3 mm dicke Nylonfäden.

Die Uniformität der Lichtsammlung längs des WLS wird durch einen Reflektor aus Aluminiumfolie verbessert, der am Ende des WLS angebracht ist. Der Endreflektor kompensiert weitgehend die durch Abschwächung im

WLS verursachte Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Ort der Lichtsamm- lung. Die Messung der longitudinalen Uniformität ist im Anhang beschrie- ben.

Die Breite der WLS ist auf die der Module abgestimmt und beträgt 30, 27 bzw. 21 mm für Typ A, B bzw. C. Die Dicke der WLS beträgt 3 mm, um eine Anpassung an die sensitive Diodenfläche (1 cm^2) zu erreichen: Dazu ist der WLS am Ende zu drei 4 cm langen Streifen aufgeschnitten, die zu einer rechteckigen Auslesefläche zusammenlaufen. Die Photodioden (Hamamatsu S1790) sind mit einem Kunstharzkleber auf die Ausleseflächen geklebt.

Um optisches Übersprechen zwischen benachbarten Modulen zu verhindern und die Reflexion zu verbessern, ist jedes Modul mit der oben beschrie- benen Titanoxid-Folie eingehüllt. Für mechanische Stabilität sorgen zwei Aluminiumstäbe, die neben dem WLS auf die Oberseite der Module aufgelegt sind. Zusätzlich ist jedes Modul in einen Folienschlauch [HOEB4] verpackt, der durch Erhitzen eingeschrumpft wurde. Mit dieser Methode wird eine ausreichende Stabilität der Einzelmodule gewährleistet und gleichzeitig die Dicke der Verpackung sehr klein gehalten: Reflektor- und Schrumpffolie weisen zusammen eine Dicke von weniger als $100 \mu\text{m}$ auf.

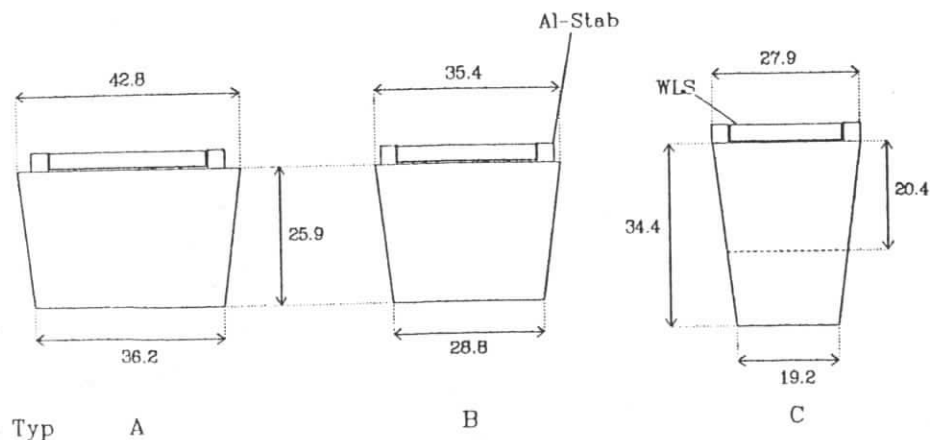


Abbildung 12. Aufbau der Module: Abmessungen der Modultypen A, B und C in mm.

4.0 TESTSTRAHLMESSUNG

4.1 ZIELSETZUNG

Im Teststrahl sollten die LAF-Schauerzähler unter realistischen Beding- ungen untersucht werden und Erfahrungen beim Betrieb einer größeren Anzahl von Blei-Szintillator Zählern mit Photodiodenauslese gesammelt werden. Die Messungen wurden mit einem der im vorigen Kapitel beschrie- benen Halbringe mit 36 Schauerzählermodulen durchgeführt; zur Signal- verarbeitung wurde die für den Detektorbetrieb vorgesehene Auslese- elektronik verwendet.

Die Messungen sollten Aufschluß über die erreichbare Energieauflösung und die Beeinflussung der Auflösung durch das Diodenrauschen geben. Daneben war die Möglichkeit einer Ortsbestimmung durch Vergleich der Energiedeposition in benachbarten Segmenten zu untersuchen. Insbeson- dere sollten Energie- und Ortsauflösung bei verschiedenen Einschub- winkeln bestimmt werden, da im CELLO-LAF Teilchen vom Wechsel- wirkungspunkt unter Winkeln zwischen 55 und 110 mrad einfallen. Eine weitere Fragestellung betraf das Verhalten des Zählers in Randbe- reichen und damit die Einschränkung des Bereiches, in dem Ort und Energie einfallender Elektronen sinnvoll rekonstruiert werden können.

4.2 VERSUCHSAUFBAU

Die Messungen wurden am DESY-Teststrahl 26 durchgeführt. Die Elektronen wurden in einem Ablenkmagneten nach ihrem Impuls selektiert und nach Durchlaufen eines Kollimators in einem Vakuumrohr in das Testgelände geführt. Durch Regeln des Magnetstroms konnte der Impuls der Elektronen mit einer Unschärfe von ca. 1% festgelegt werden [PET71]. Es wurde mit Elektronen mit Energien zwischen 0.7 und 6 GeV gemessen. Der Elektronenstrahl wurde durch vier Szintillationszähler definiert. Ein erster Zähler befand sich am Austrittspunkt des Vakuumrohrs hinter dem Kollimator. Zwei weitere Szintillationszähler waren als Triggerkreuz in 6 m Abstand vor dem Kalorimeter aufgestellt. Zur weiteren Ortsdefinition stand der vierte Zähler mit $1 \times 1 \text{ cm}^2$ sensitiver Fläche 10 cm vor dem Kalo- rimeter. Zur Ereignisdefinition wurde die Koinzidenz der vier Szintil- lationszähler gefordert. Das Triggersystem ist schematisch im oberen Teil von Abbildung 13 auf Seite 27 wiedergegeben. Eine weitere Einschränkung des Strahldurchmessers sollte durch zusätzliche Forderung der Antikoinzidenz eines Lochzähler mit 0.5 cm Durchmesser erfolgen; diese Triggerkomponente fiel jedoch aufgrund eines Fehlers bei der Schaltung der Antikoinzidenz aus.

Das Kalorimeter befand sich auf einem Fahrtisch, dessen horizontale und vertikale Position auf $1/10 \text{ mm}$ eingestellt werden konnte. Bei einem Teil der Messungen war das Kalorimeter parallel zur Strahlachse ausgerichtet;

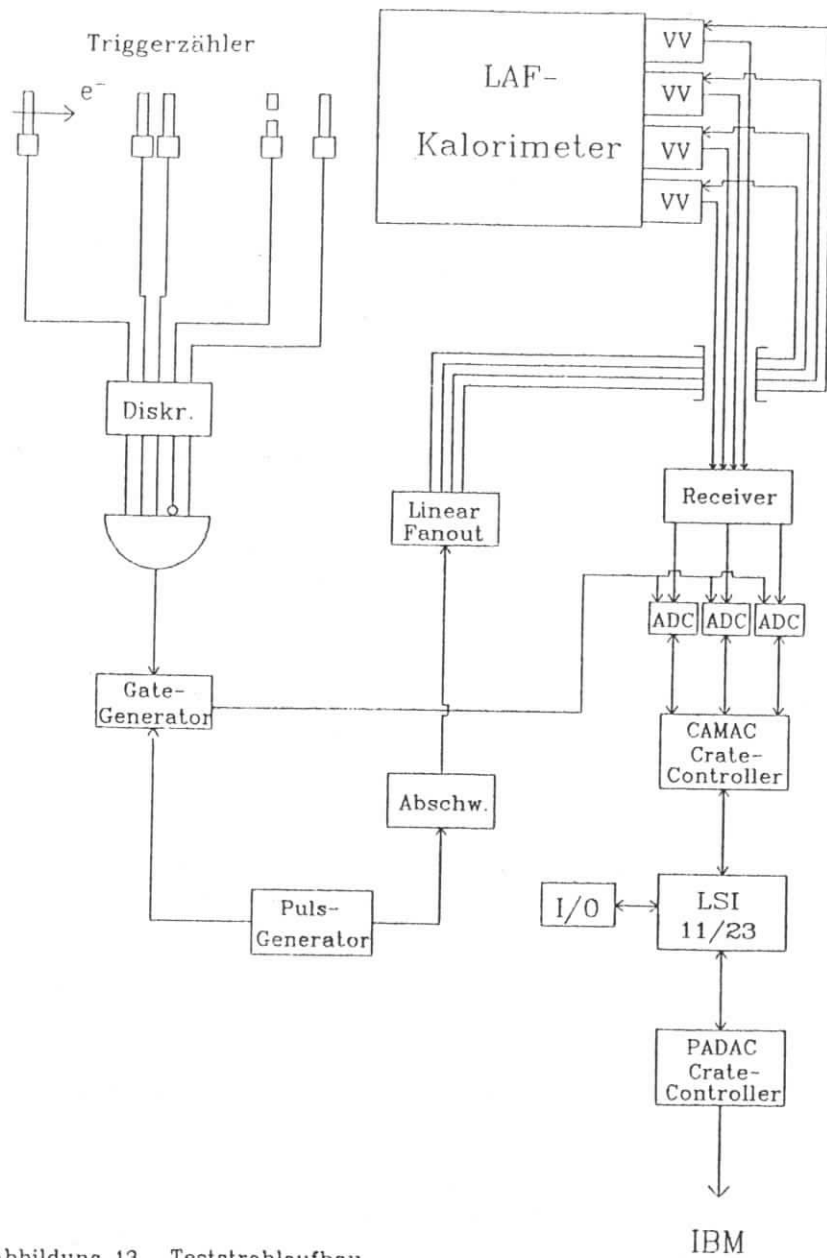


Abbildung 13. Teststrahl Aufbau

durch Schrägstellen wurde das Kalorimeter in weiteren Meßreihen auf Winkel von 70, 80 und 100 mrad relativ zur Strahlachse gebracht.

4.2.1 Elektronik und Datenverarbeitung

Das Blockschaltbild der Signalverarbeitung ist in Abbildung 13 auf Seite 27 dargestellt.

Die Photodioden wurden mit einer Vorspannung von $V_{Bias} = 24 \text{ V}$ betrieben. Die Diodensignale gelangten über maximal 8 cm lange Koaxialkabel zu den Verstärkerboxen an der Rückwand des Behälters. Die Ausleseketten für eine Diode bestand aus einem ladungsintegrierenden Vorverstärker und einem pulsformenden Verstärker; die shaping time des Pulsformers betrug $1.5 \mu\text{s}$. Das Rauschen der Verstärker wurde mit $250 e_0$ angegeben zuzüglich $4.7 e_0$ pro pF Detektorkapazität [MPI84]. Die Verstärkung des Systems wurde so eingestellt, daß einem Eingangssignal von 1000 e_0 eine Ausgangspulshöhe von 6 mV entsprach. Die verstärkten Signale wurden über symmetrische Ausgangstreiber und 45 m twisted-pair Kabel zu Empfängern geleitet, die auf asymmetrische Signalführung transformierten. Die gaußförmigen Spannungspulse wurden anschließend in pulshöhenempfindlichen 11-bit ADC's (LeCroy 2259B) analysiert. Die Signalauswertung der ADC's wurde durch ein Gate der Länge $2 \mu\text{s}$ aus der Triggerelektronik gesteuert. Um den nichtlinearen Bereich der ADC's bei kleinen Eingangssignalen zu umgehen, wurde auf jeden ADC Eingang eine Vorspannung von -200 mV gelegt.

Ein Rechner (LSI 11/23) steuerte die Datennahme und übertrug die Information zur DESY-Rechenanlage, wo sie auf Magnetband gespeichert wurde.

Das gesamte Auslesesystem konnte mit Testpulsen simultan kalibriert werden, indem über Testpuls-kapazitäten definierte Ladungsmengen auf die Verstärkereingänge gebracht wurden. Bei Testpulsmessungen wurde allerdings jeweils nur jeder zweite Kanal angesteuert, um die Messungen nicht durch elektronisches Übersprechen benachbarter Verstärker in den Verstärkerboxen zu verfälschen. Als Testpulse dienten Rechtecksignale, deren Pulshöhe über Abschwächer (Hewlett-Packard 355C und 355D) einstellbar war.

4.3 DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN

Zur Kalibration der Ausleseelektronik wurden Messungen mit einer Reihe von Testpulsspannungen durchgeführt. Testpulsreihen wurden im Verlauf der Meßzeit mehrfach wiederholt, um die zeitliche Stabilität der Ausleseelektronik zu kontrollieren. Die Stabilität des Testpuls-generators wurde überwacht, indem gleichzeitig Testpulssignale direkt auf einen ADC gegeben wurden.

Das Meßprogramm umfaßte folgende Punkte:

1. Zur Interkalibration und zur Bestimmung der Lichtausbeuten der Einzelsegmente wurde mit Energien 1, 2 und 4 GeV zentral in jedes Segment eingeschossen.
2. Um die Energieabhängigkeit der Energieauflösung zu bestimmen, wurde in ein Segment mit Energien von 0.7 bis 6 GeV zentral eingeschossen. Die Messungen wurden unter Einschubwinkeln von 0 und 70 mrad durchgeführt.
3. Zur Untersuchung der Ortsauflösung und der Ortsabhängigkeit der Energiedeposition wurde die Einschubposition in radialer Richtung variiert. Als Radialscan wird im folgenden die Variation des Einschubortes entlang eines Radiusvektors des Halbrings bezeichnet. Radialscans wurden bei einer Energie von 3 GeV unter Einschubwinkeln von 0, 80 und 100 mrad durchgeführt; unter dem Einschubwinkel 80 mrad wurde zusätzlich mit den Energien 1 und 5 GeV gemessen.
4. Zur weiteren Untersuchung der Ortsauflösung wurde die Einschubposition entlang einer Linie mit konstantem Radius variiert. Solche Winkelscans wurden bei einer Energie von 3 GeV unter Einschubwinkeln von 0 und 70 mrad ausgeführt.

5.0 AUSWERTUNG UND ERGEBNISSE DER TESTSTRAHLMESSUNG

5.1 KALIBRATION DER AUSLESEELEKTRONIK

Die Testpulsmessungen können zur Eichung des Systems Verstärker-ADC benutzt werden. Um den Zusammenhang zwischen der Ladung am Verstärkereingang und der im ADC registrierten Pulshöhe herstellen zu können, müssen zunächst die Kapazitäten in den Testpulsingängen der Verstärker bestimmt werden.

Zu diesem Zweck wurden zwei Meßreihen mit Testpulsen durchgeführt. Als Testpulse dienten Rechtecksignale, deren Pulshöhe mit einem Abschwächer variiert wurde. In der ersten Meßreihe wurden Testpulse über die Testpulskapazitäten C_{TP} auf die Verstärker gegeben. Zur Referenz wurden in der zweiten Meßreihe Testpulse über eine bekannte Normkapazität mit $C_{Norm}=10\pm 0.1\text{pF}$ direkt auf die Eingänge der einzelnen Verstärker gegeben. Trägt man für beide Meßreihen die im ADC registrierten Pulshöhen gegen die Abschwächerstellung auf, so erhält man Geraden, deren Steigungen proportional zu C_{TP} bzw. C_{Norm} sind. Durch Geradenanpassungen ergeben sich die Steigungen und durch Verhältnisbildung die Testpulskapazitäten in Einheiten von C_{Norm} . Die so bestimmten Testpulskapazitäten liegen für die einzelnen Verstärker zwischen 0.3 und 0.4 pF.

Zur absoluten Eichung und zur Überprüfung der Linearität des Systems Verstärker-ADC wurden mit Testpulsen definierte Ladungsmengen auf die Verstärker gebracht. Ein Pulsgenerator erzeugte Rechtecksignale mit der Pulshöhe 0.8 V, die am Oszilloskop abgelesen wurde. Mit Abschwächungen zwischen 18 und 52 dB wurden die Rechteckpulse auf die Testpulsingänge gegeben. Da Testpulshöhe und -kapazitäten bekannt sind, kann die jeweils aufgebrachte Ladung bestimmt werden. Man erhält so eine Eichung der im ADC digitalisierten Pulshöhe in Einheiten der auf den Verstärker aufgetragenen Ladung.

Die Abhängigkeit der ADC-Pulshöhe von der Eingangsladung wird für Eingangsladungen größer als $q_0 = 7 \text{ fC}$ gut durch eine Gerade beschrieben; Abweichungen von der Linearität sind kleiner als 1%. Bei kleineren Eingangsladungen zeigt sich jedoch ein nichtlinearer Verlauf; Abbildung 14 auf Seite 31 zeigt als Beispiel den unteren Bereich einer Kennlinie. Um das nichtlineare Verhalten des Zusammenhangs zwischen ADC-Kanälen K_{ADC} und aufgetragener Ladung q zu beschreiben, wurde für kleine Pulshöhen ein quadratischer Term hinzugefügt; die angepaßte Funktion lautet:

$$K_{ADC} = a + b \cdot q + c \cdot (q - q_0)^2 \cdot \theta(q_0 - q)$$

wobei θ die Sprungfunktion ist und die Schwelle q_0 für alle Verstärker auf 7 fC gesetzt wurde. Die angepaßte Kurve ist in Abbildung 14 eingezeichnet. Der nichtlineare Bereich umfaßt etwa 15% des dynamischen ADC-Bereiches.

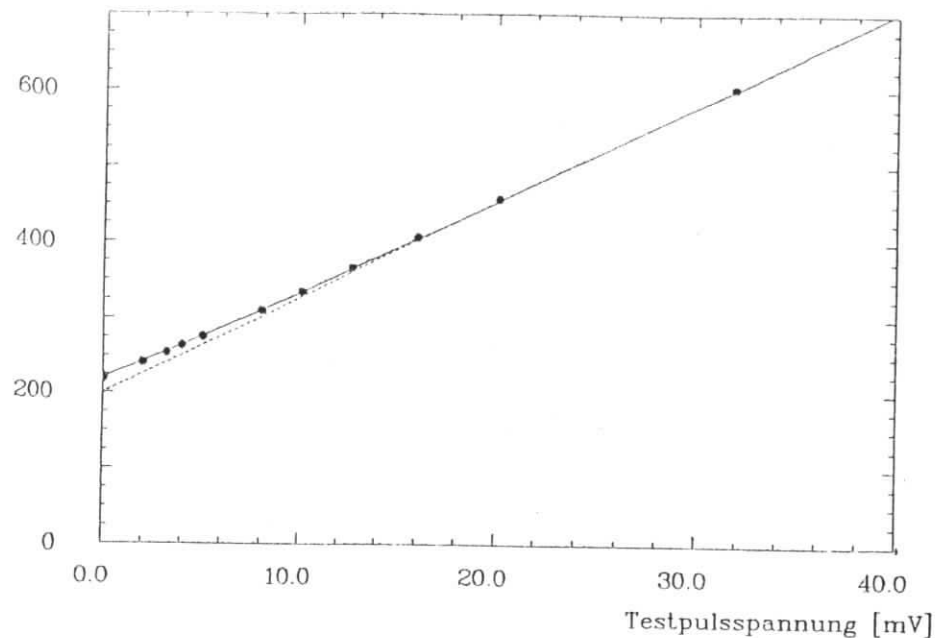


Abbildung 14. ADC Kennlinie: Die durchgezogene Kurve ist die angepaßte Kennlinie; in der gestrichelten Linie ist der quadratische Term vernachlässigt.

Die Bestimmung des Zusammenhangs $K_{ADC}(q)$ erlaubt später, die Diodensignale in Elementarladungen anzugeben, d.h. die Anzahl der Photoelektronen zu bestimmen.

Der Hauptbeitrag zum Fehler der beschriebenen Eichung rührt von der Bestimmung der Testpulsspannung her. Für die am Oszilloskop abgelesene Ausgangspulshöhe von 0.8 V ist ein Ablesefehler und eine systematische Unsicherheit von 5% anzunehmen. Der zusätzliche Fehler durch Unsicherheit in der Abschwächung wird mit maximal 4% angegeben [HEP80]. Der Fehler der Testpulskapazitäten wird durch die Präzision der Abschwächer (4%) und der Normkapazität (1%) bestimmt. Die Fehler addieren sich zu einer Gesamtunsicherheit von 8% für absolute Ladungsangaben.

Eine zeitliche Änderung der Eichung kann mit den während der Meßzeit wiederholt durchgeführten Testpulsmessungen ausgeschlossen werden; die damit beobachteten Änderungen der Verstärkungen und ADC Empfindlichkeiten sind kleiner als 1% und werden im folgenden vernachlässigt.

5.2 INTERKALIBRATION UND LICHTAUSBEUTE

Die Interkalibration der Einzelsegmente erfolgt in zwei Schritten:

1. Bestimmung der Lichtausbeuten der Einzelsegmente und Normierung auf einen einheitlichen Wert. Als Maß für die Lichtausbeute dient hier die Anzahl der Photoelektronen pro GeV Strahlenergie bei zentralem Einschub.
2. Berücksichtigung der unterschiedlichen Abmessungen der drei Modultypen. Aufgrund der unterschiedlichen Größe ist bei gegebener Einschubenergie die Energiedeposition in den drei Modultypen verschieden. Daher muß jeweils das Verhältnis von Einschubenergie zu deponierter Energie bestimmt werden und die im ersten Kalibrationschritt korrigierte Lichtausbeute mit diesem Verhältnis gewichtet werden.

Zur Bestimmung der Lichtausbeute wurde in jedes Segment mit Strahlenergien von 1, 2 und 4 GeV zentral eingeschossen. Mit der elektronischen Kalibration ergeben sich die gemessenen Pulshöhen in Photoelektronen; in Abbildung 16 auf Seite 35 ist ein Beispiel gezeigt. Trägt man die Maxima der Verteilungen gegen die Strahlenergie auf, so erhält man aus der Steigung der entstehenden Geraden die Lichtausbeute in e_0/GeV . Die für die einzelnen Segmente resultierenden Lichtausbeuten sind in Abbildung 15 auf Seite 33 aufgeführt. Im ersten Kalibrationschritt werden die Lichtausbeuten willkürlich auf 25000 e_0/GeV normiert. Schwankungen in der Lichtausbeute innerhalb eines Modultyps betragen typisch 10% und zeigen die Auswirkungen von unterschiedlichen Diodensensitivitäten und Fluktuationen in der Fertigung der Module. Die mittleren Lichtausbeuten sind für die drei Modultypen in Tab.2 (S. 33) angegeben.

Um die Energiedeposition in den Modulen bestimmen zu können, wurde die Geometrie des Kalorimeters im EGS-Monte-Carlo programmiert und der Zentraleinschub in die drei Modultypen simuliert. Für die Energiedeposition im Szintillator ergeben sich danach für die Typen A, B und C die Werte 101, 98 und 95 MeV pro GeV Einschubenergie. Für das Verhältnis der Energiedepositionen gilt also: $E_A \cdot E_B \cdot E_C = 1.0 : 0.97 : 0.94$. Diese Korrekturen liefern zusammen mit der Normierung der Lichtausbeute eine Interkalibration der Einzelsegmente auf gleiche Pulshöhe bei gleicher Energiedeposition. Die Interkalibrationsfaktoren lauten:

$$C_{Int}^i = K \cdot \frac{25000 \text{ } e_0/\text{GeV}}{L_i[e_0/\text{GeV}]} \cdot E_{A,B,C}$$

wobei L_i die Lichtausbeute des i -ten Segments und $E_{A,B,C}$ die Energiedeposition im i -ten Segment vom Typ A, B oder C ist. Die gemeinsame

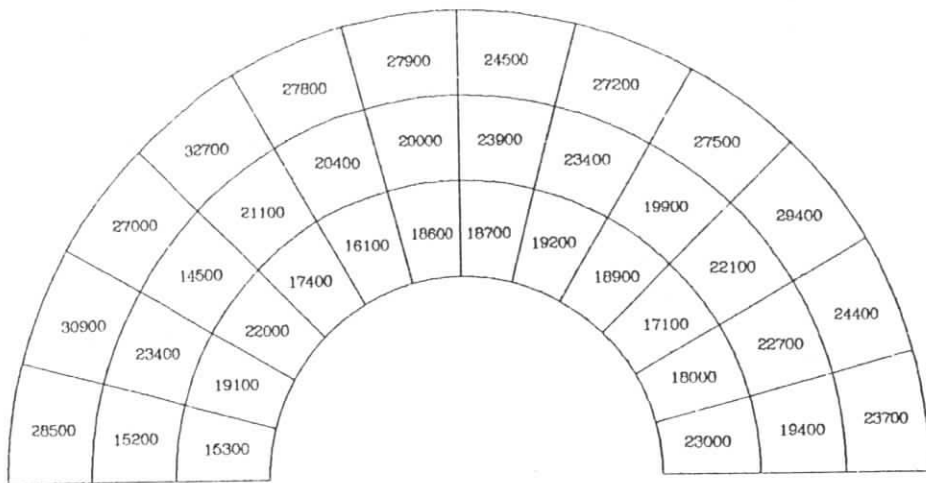


Abbildung 15. Lichtausbeute der Einzelsegmente: Anzahl der Photoelektronen pro GeV Strahlenergie.

Eichkonstante K wird mit folgender Forderung festgelegt: Bei Einschub in ein mittleres Segment soll die Summe der im Zentralsegment und in den acht Nachbarsegmenten gemessenen Pulshöhen die Einschubenergie ergeben.

In Tab.2 sind unter l die mittleren Lichtausbeuten pro MeV im Szintillator deponierter Energie angegeben. In den Verhältnissen $l_A:l_B:l_C=1.0:0.77:0.72$

| Modultyp | L[e./GeV] | l[e./MeV] |
|----------|-----------|-----------|
| A | 27600 | 274 |
| B | 20500 | 210 |
| C | 18600 | 196 |

Tab.2 Mittlere Lichtausbeuten: Lichtausbeute L pro GeV Strahlenergie und l pro MeV deponierte Energie.

zeigt sich die starke Abhängigkeit der Lichtsammlung von der Geometrie der Module. Ein in dieser Hinsicht wesentlicher Unterschied betrifft die Breite der WLS (30, 27 bzw. 21 mm für Typ A, B bzw. C). Mit abnehmender Breite unterliegt das Licht durch häufigere Reflexion auf dem Weg zur Photodiode einer stärkeren Abschwächung. Dieser Effekt trägt zur Abnahme der Lichtausbeute in der Reihe Typ A,B,C bei. Daneben hat der Grad der Überdeckung der ausgelesenen Modulseite durch den WLS großen Einfluß auf die Lichtsammlung. Das wird besonders deutlich beim Vergleich der obigen Lichtausbeuten mit der eines Schauerzählermoduls mit 50x50 mm² Querschnittsfläche und 30 mm breitem WLS. Bei ansonsten gleichem Aufbau wurde mit 131 e₀/MeV eine um einen Faktor 0.5 geringere Lichtausbeute als für die vergleichbaren Typ A Module gemessen.

Der Fehler der angegebenen Lichtausbeuten resultiert hauptsächlich aus der Unsicherheit in der Definition der Ladungseinheit. Wie bei der Beschreibung der elektronischen Kalibration angegeben beträgt die Unsicherheit in der Ladungsdefinition etwa 8%. Diese Unsicherheit betrifft jedoch nicht die Interkalibration, die unabhängig von der absoluten Ladungsdefinition ist. In die Bestimmung der Lichtausbeuten gingen für jedes Segment 5000 Ereignisse ein; der statistische Fehler der Kalibration ist damit sehr klein. Um die Interkalibration zu testen, wurde folgende Messung durchgeführt: An zehn Punkten des Kalorimeters wurde jeweils in den Eckbereich eines Segments eingeschossen, so daß zur Rekonstruktion der Einschubenergie über vier Segmente summiert werden muß. Die Schwankungen der in den verschiedenen Kalorimeterbereichen gemessenen Energie geben dann ein Maß für den Interkalibrationsfehler. Die Mittelwerte der gemessenen Energie schwanken um maximal 2% bei einer mittleren quadratischen Abweichung von weniger als 1%.

5.3 PHOTODIODENRAUSCHEN UND RAUSCHÄQUIVALENT

Das Rauschen des Systems Photodiode-Verstärker wird im folgenden kurz als Diodenrauschen bezeichnet. Das Diodenrauschen bewirkt eine Verbreiterung aller gemessenen Pulshöhenverteilungen und kann insbesondere an den Testpulsverteilungen untersucht werden. Unter der Voraussetzung, daß Pulshöhenschwankungen des Pulsgenerators vernachlässigbar sind, wird die Breite der Testpulsverteilungen allein durch das Diodenrauschen bestimmt. Die Voraussetzung ist zumindest bei kleinen Testpulsspannungen gut erfüllt und die rms-Werte der Testpulsverteilungen können somit als Maß für das Diodenrauschen dienen. Für die einzelnen Kanäle ergeben sich danach Werte zwischen 800 und 1100 e₀. Abbildung 16 auf Seite 35 vergleicht eine typische Verteilung mit $\sigma_{\text{diode}}=950e_0$ mit dem Pulshöhenspektrum bei 2 GeV Zentralschub in das Segment. Entscheidend für die Beeinflussung der Energieauflösung ist das Signal/Rausch Verhältnis und damit das Verhältnis von Lichtausbeute und

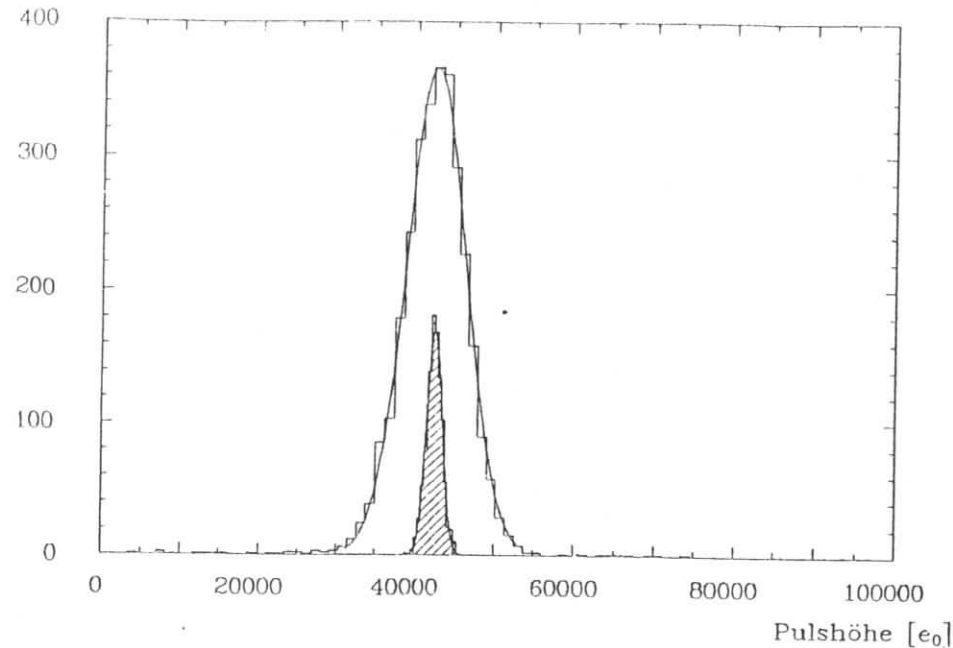


Abbildung 16. Pulshöhenspektrum: Pulshöhenverteilung für ein Einzelsegment bei 2 GeV Einschub im Vergleich mit einer Testpulsverteilung (schraffiert).

Diodenrauschen. Dies wird durch Angabe des Rauschäquivalents berücksichtigt, das die Breite σ der Rauschverteilung in einem Äquivalent gemessener Energie ausdrückt. Mit der oben beschriebenen Kalibration können die Rauschäquivalente der einzelnen Kanäle direkt aus ihren Testpulsverteilungen bestimmt werden. Die mittleren Rauschäquivalente der drei Modultypen unterscheiden aufgrund der verschiedenen Lichtausbeuten und betragen 29, 38 bzw. 42 MeV für Typ A, B bzw. C. Folglich ergibt sich für das über alle Segmente gemittelte Rauschäquivalent ein Wert von 36 MeV.

Das Diodenrauschen leistet einen energieunabhängigen Beitrag zur Energieauflösung, der durch quadratische Addition des Rauschäquivalents zur intrinsischen Auflösung des Kalorimeters beschrieben werden kann. Bei Energien deutlich oberhalb des Rauschäquivalents dominieren Schauerfluktuationen und der Beitrag des Diodenrauschens ist gering wie aus Abbildung 16 deutlich wird. Für Einschubenergien in der Größenordnung des Rauschäquivalents ist dagegen eine wesentliche Verschlechterung der Energieauflösung zu erwarten.

5.4 LINEARITÄT UND ENERGIEAUFLÖSUNG

Zur Untersuchung von Linearität und Energieauflösung wurde in ein mittleres Segment (Typ B) mit Energien zwischen 0.7 und 6 GeV zentral eingeschossen.

Neben dem Zentralsegment werden zur Energierekonstruktion zwei Summationen über mehrere Segmente betrachtet: Eine Summe über fünf Segmente, die das Zentralsegment und die vier nächsten Nachbarsegmente einschließt, und eine Summation über neun Segmente, die das Zentralsegment und die acht umgebenden Segmente umfaßt. Die Pulshöhenspektren für die Summe über fünf Segmente sind für Einschubenergien von 1 bis 6 GeV in Abbildung 17 auf Seite 37 gezeigt. Die Mittelwerte der Verteilungen wurden jeweils durch Anpassen einer Gaußfunktion bestimmt und sind im unteren Teil von Abbildung 17 als Funktion der Strahlenergie aufgetragen. Wie oben erwähnt ist die absolute Kalibration so gesetzt, daß sich bei der Summation über neun Segmente die Einschubenergie ergibt. Im betrachteten Energiebereich zeigt sich keine Abweichung von der Proportionalität der gemessenen Energie zur Einschubenergie; die Anpassungsgeraden sind in Abbildung 17 eingezeichnet. Die Geradensteigungen entsprechen der Energiedeposition relativ zur Energiedeposition in neun Segmenten; danach werden im Zentralsegment 80.9% (81.0%) und in fünf Segmenten 95.3% (95.2%) der Energie deponiert. Die in Klammern angegebenen Verhältnisse stammen aus einer EGS Simulation und zeigen gute Übereinstimmung mit den beobachteten Werten.

Die aus der Anpassung der Gaußfunktionen gewonnenen Werte für das σ der Verteilungen wurden benutzt, um die Energieauflösung zu bestimmen. Die resultierenden Auflösungen sind als σ/\sqrt{E} in Abbildung 18 auf Seite 38 gegen die Strahlenergie aufgetragen. Zur Beschreibung der Daten wurde eine Parametrisierung der Energieauflösung vorgenommen:

$$\frac{\sigma}{E} \cdot \sqrt{E} = \left(\frac{\sigma_D^2}{E} + s^2 + b^2 \cdot E \right)^{1/2}$$

mit folgenden Bedeutungen der Parameter: σ_D ist das Rauschäquivalent; die Konstante s beschreibt die Samplingfluktuationen σ_{SAMP} und die Fluktuationen im seitlichen Herauslecken von Energie σ_{LEAK} , für deren Energieabhängigkeit $\sigma_{\text{SAMP}}^2(E) + \sigma_{\text{LEAK}}^2(E) = s^2 \cdot E$ angesetzt wurde; daß auch σ_{LEAK} sich im betrachteten Energiebereich wie \sqrt{E} verhält, wird durch EGS Simulation bestätigt. Ein Beitrag des longitudinalen Leakage zur Energieauflösung ist vernachlässigt, da bei einer Einschubenergie von 5 GeV nur 0.8% der Energie hinten herauslecken. Der b^2 Term berücksichtigt die Energieunschärfe des Elektronenstrahls, für die ein Wert von 1% angenommen wurde.

Nach Festlegung von b bleiben als unbekannte Parameter σ_D und s . Das Rauschäquivalent σ_D könnte zwar mit den aus den Testpulsmessungen

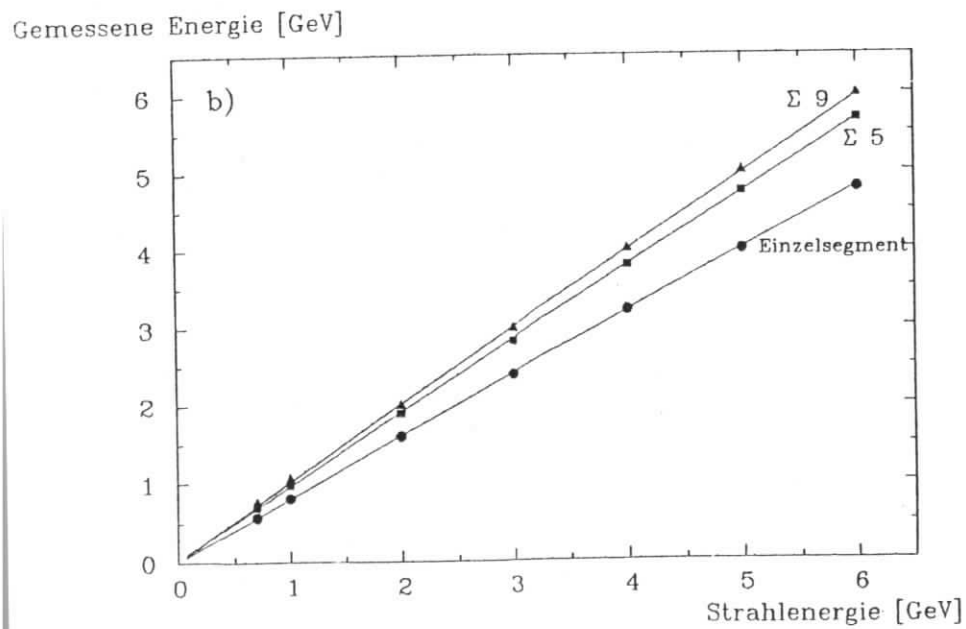
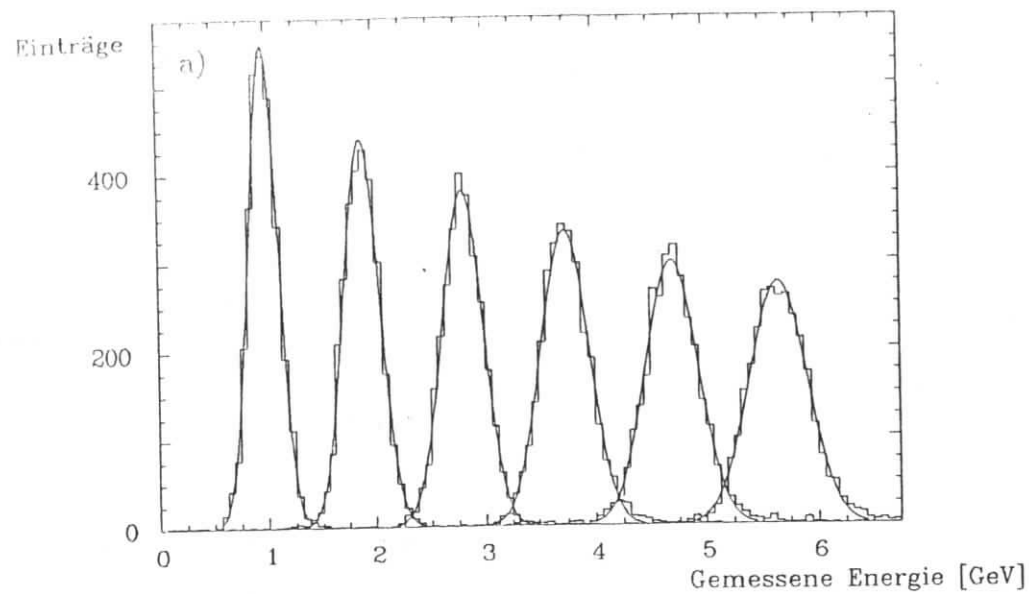


Abbildung 17. a) Pulshöhenspektren: Summe über 5 Segmente;
b) Gemessene Energien als Funktion der Strahlenergie.

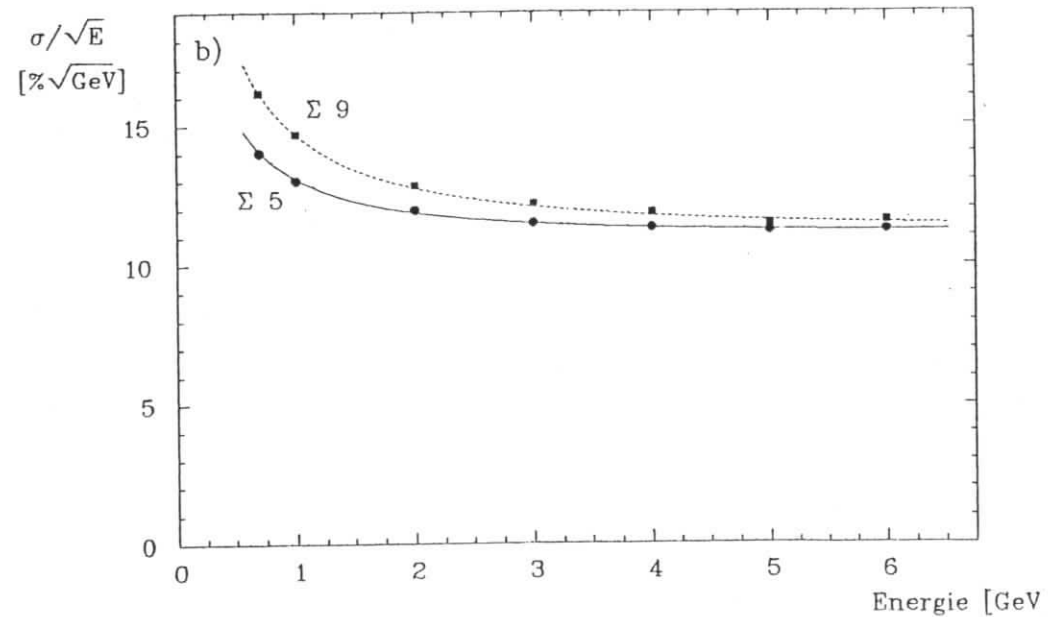
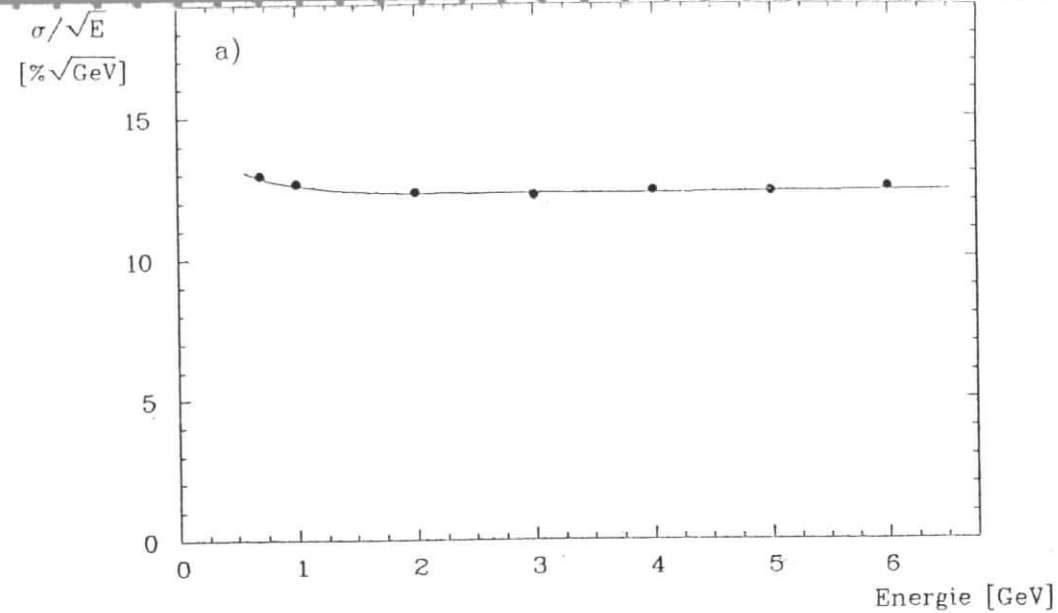


Abbildung 18. Energieauflösung: a) Einzelsegment b) Summe über 5 und 9 Segmente.

ermittelten Rauschäquivalenten der einzelnen Kanäle festgesetzt werden; um jedoch das Eingehen des Diodenrauschens in die Energieauflösung zu prüfen, wurde der Parameter σ_D frei gelassen. Die sich aus der Anpassung an die Datenpunkte ergebenden Parameterwerte sind in Tab.3 aufgelistet; die entsprechenden Anpassungskurven sind in Abbildung 18 eingezeichnet. Neben den Fit-Resultaten für die Rauschäquivalente σ_D sind in Tab.3 die aus den Testpulsmessungen mit $R^2 = \sum \sigma_{\text{diode}}^2$ berechneten angegeben. Der Vergleich zwischen R und σ_D zeigt, daß das Diodenrauschen in der erwarteten Weise in die Energieauflösung eingeht. Die Rauschäquivalente von 81 und 107 MeV für fünf und neun Segmente sind konsistent mit dem mittleren Rauschäquivalent von 36 MeV pro Segment.

EGS Simulationen liefern eine Vorhersage für den Beitrag der Schauerfluktuationen zur Energieauflösung. Die resultierenden Auflösungen sind in Tab.3 als s(EGS) mit den aus der Anpassung gewonnenen Werten für s verglichen; die Simulation reproduziert gut die beobachteten Werte. In der EGS Simulation wurde die Ortsunschärfe des einfallenden Elektronenstrahls berücksichtigt.

| | s [%/GeV] | s(EGS)[%/GeV] | σ_e [MeV] | R [MeV] |
|-----------------|-----------|---------------|------------------|---------|
| Einzelmodul | 11.9 | 11.5 | 38 | 36 |
| \sum 5 Module | 10.3 | 10.1 | 81 | 86 |
| \sum 9 Module | 10.1 | 9.8 | 107 | 112 |

Tab.3 Parameter zur Energieauflösung.

Das Diodenrauschen zeigt sich durch einen Anstieg der Energieauflösung σ/\sqrt{E} bei kleinen Energien. Aus Abbildung 18 wird deutlich, daß für das Einzelsegment der Rauschbeitrag schon bei 1 GeV vernachlässigbar gegen die Schauerfluktuationen ist. Dagegen ist das Rauschen für die Summen über fünf und neun Segmente im Anstieg von σ/\sqrt{E} klar zu erkennen. Andererseits reduziert sich bei Summation über mehrere Segmente der Leakageanteil der Schauerfluktuationen, wie aus der Abnahme von s ersichtlich ist. Aus neun Segmenten lecken etwa 9% der Energie seitlich heraus und die Auflösung s wird vornehmlich durch die Samplingfluktuationen bestimmt. Die niedrigeren Schauerfluktuationen bei Summation gleichen mit zunehmender Energie den höheren Rauschanteil aus: Bei der Summe über fünf Segmente fällt die Energieauflösung auf $11\%/\sqrt{E}$ ab, während sie für das Einzelsegment oberhalb von $12\%/\sqrt{E}$ bleibt. Um ein niedriges Rauschniveau und eine möglichst vollständige Information über die Energiedeposition zu kombinieren, ist eine Summation über fest vorgegebene Segmente nicht geeignet. Eine verbesserte Auflösung wird erzielt, wenn anhand der Verteilung der in den Segmenten gemessenen Energien entschieden wird, über wieviele und welche Segmente zur Energierekon-

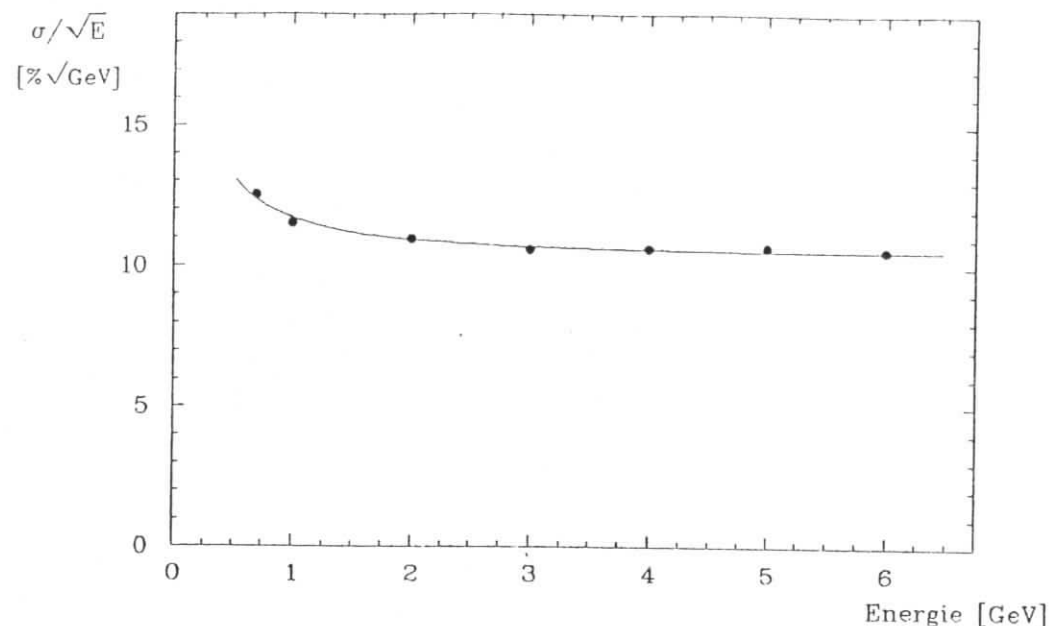


Abbildung 19. Energieauflösung: Summation über eine variable Anzahl von Segmenten.

struktion summiert werden soll. Folgendes Verfahren wurde verwendet: Von neun Segmenten, die den Schauer enthalten, wurden die drei mit den höchsten gemessenen Energien aufsummiert und mit der Energiesumme aus den neun Segmenten verglichen; ein viertes Segment wurde nur in die Summation einbezogen, wenn die drei Segmente weniger als 90% der insgesamt registrierten Energie enthalten. Man erhält so eine rekonstruierte Energie, die proportional zur Einschubenergie ist und vermeidet die Aufsummation von Rauschen aus Segmenten mit sehr kleiner Energiedeposition. Die Energieauflösung ist in Abbildung 19 aufgetragen; zu erkennen ist ein niedrigerer Rauschanteil bei kleinen Energien und ein Abfallen der Energieauflösung auf $10.5\%/\sqrt{E}$. Aus der Anpassung ergibt sich ein Rauschäquivalent von etwa 60 MeV. Mit dem obigen Summationsverfahren kann die Energie unabhängig vom Einschubort rekonstruiert werden und es wird im folgenden auch bei nichtzentralem Einschub verwendet; das angegebene Rauschäquivalent kann somit als der effektive Rauschbeitrag zur Auflösung des Kalorimeters angesehen werden. Die Ortsabhängigkeit der Energieauflösung wird in "Ortsabhängigkeit von Energiedeposition und Auflösung" auf Seite 45 untersucht.

Die Auswertung des Energiescans bei zentralem Einschub unter einem Winkel von 70 mrad zeigt keine Veränderung gegenüber dem geraden

Einschuß; die Parameter zur Energieauflösung bei 0 und 70 mrad Einschuwinkel sind in Tab.4 angegeben.

| ψ [mrad] | s [%/GeV] | σ_e [MeV] |
|---------------|-------------|------------------|
| 0 | 9.9 | 61 |
| 70 | 9.9 | 65 |

Tab.4 Energieauflösung für 0 und 70 mrad.

5.5 UNTERGRUND DURCH HALBLEITERZÄHLEREFFEKT

Geladene Teilchen erzeugen beim Durchqueren einer Si-Photodiode Elektron-Loch (e-h) Paare im Silizium. In der Verarmungszone der Diode erfolgt keine Rekombination der e-h Paare und es entsteht ein Ladungspuls genauso wie durch Photoionisation bei Lichteinfall. Die Photodiode verhält sich also wie ein Halbleiterdetektor und der Durchgang geladener Teilchen täuscht Lichteinfall vor. Bei einem Energieverlust eines minimalionisierenden Teilchens von 3.36 MeV/cm in Silizium und einem Energieaufwand von 3.61 eV pro e-h Paar erwartet man ein Signal von etwa $10^4 e_0$ pro 100 μm Verarmungszone. Abbildung 20 auf Seite 42 zeigt die Pulshöhe bei Teilchendurchgang als Funktion der Sperrspannung über die Diode, gemessen mit einer Ruthenium β -Quelle. Da die Breite der Verarmungszone mit steigender Sperrspannung anwächst, verstärkt sich entsprechend das Signal bei Teilchendurchgang. Eine zur Unterdrückung des Diodenrauschens notwendige hohe Sperrspannung hat folglich den unerwünschten Nebeneffekt, die Sensitivität für geladene Teilchen zu erhöhen. Bei $V_{\text{Bias}} = 24 \text{ V}$ wurde eine Pulshöhe von 11500 e_0 gemessen; der Vergleich mit der Messung von 12500 e_0 beim Durchgang von 1 GeV Elektronen [MAR85] zeigt, daß die Pulshöhe näherungsweise unabhängig von der Elektronenenergie ist.

Wird ein Schauer nicht vollständig im Kalorimeter absorbiert, so können herausleckende Elektronen, falls sie auf eine Diode treffen, die Energiemessung verfälschen. Ein Diodentreffer simuliert abhängig von den Lichtausbeuten der Segmente eine Energiedeposition zwischen 400 und 600 MeV. Ein solcher zusätzlicher Beitrag führt zur Überschätzung der Schauerenergie und zeigt sich in einem hochenergetischen Schwanz in den Verteilungen der gemessenen Energien; in Abbildung 17 auf Seite 37 ist dies im Überschuß an hochenergetischen Einträgen in den Verteilungen zu erkennen. Mit zunehmender Energie wächst die longitudinale Schauerenausdehnung und damit die Wahrscheinlichkeit für das Herauslecken von Elektronen an. Bei 5 GeV Einschuwenergie befinden sich 3% der Einträge oberhalb der 3σ Umgebung des Mittelwertes, während es bei 1 GeV nur 0.5%

Pulshöhe [$10^3 e_0$]

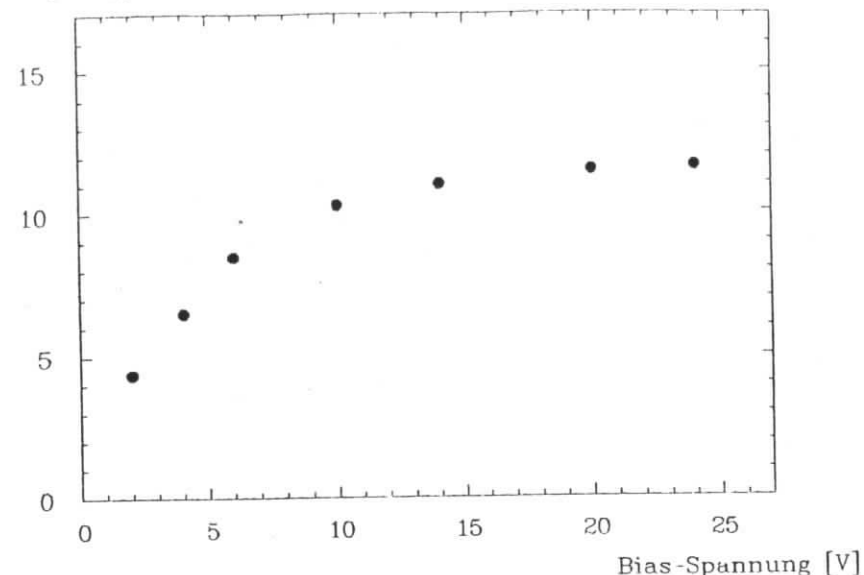
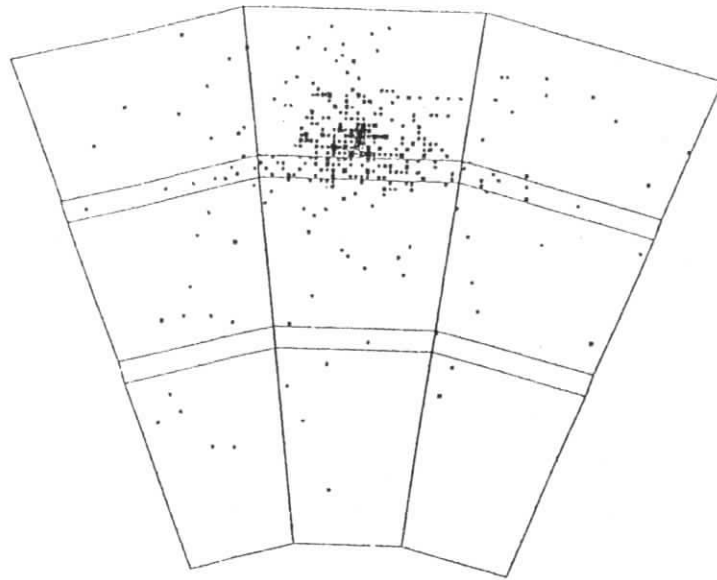


Abbildung 20. Halbleiterzählereffekt: Pulshöhe der Photodiode beim Durchgang minimalionisierender Teilchen als Funktion der Sperrspannung (für Hamamatsu S1790).

sind. Die Deutung der hochenergetischen Einträge durch Diodentreffer läßt sich durch EGS Simulation unterstützen; mit Einbeziehung der Dioden in die Geometrie des Kalorimeters kann für jeden simulierten Schauer bestimmt werden, ob Elektronen herauslecken und auf die Dioden treffen. Danach sind bei 5 GeV Einschuwenergie 3.5% der Ereignisse von Diodentreffern begleitet, in guter Übereinstimmung mit der beobachteten Häufigkeit von hochenergetischen Einträgen.

Bei höheren Energien ist eine Zunahme des Untergrundes durch Diodentreffer und damit eine Verschlechterung der Energieauflösung zu erwarten. Um den Einfluß der Diodentreffer abzuschätzen, wurde eine EGS Simulation mit 20 GeV Einschuwenergie durchgeführt. Abbildung 21 auf Seite 43 zeigt die Positionen der herausleckenden Elektronen von 100 Schauern bei Einschuwinkel unter 70 mrad in das Zentralsegment. Bei 25% der Ereignisse treffen ein oder mehrere Elektronen auf Dioden. Die Auswirkung der Diodentreffer auf die Verteilung der gemessenen Energien gibt der untere Teil von Abbildung 21 wieder; darin sind Diodentreffer mit einem Äquivalent von je 500 MeV gemessener Energie bewertet und jeweils zu der im Kalorimeter nachgewiesenen Energie addiert. Die schraffiert eingezeichneten Ereignisse mit Diodentreffern bewirken eine Aufweitung der Verteilung zu höheren Energien. Mit Berücksichtigung der Diodentreffer verschlechtert sich hier die Energieauflösung σ/E von 2.4% auf 2.8%. Obwohl mit abnehmender Energie die Häufigkeit von Diodentreffern stark



Einträge

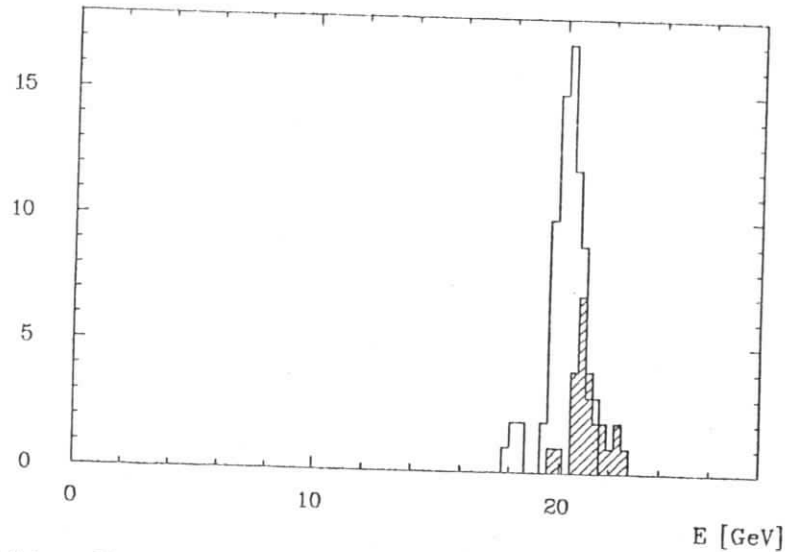


Abbildung 21. Diodentreffer: MC-Simulation für 20 GeV. Oberer Teil: Herausleckende geladene Teilchen. Histogramm: Auswirkung der Diodentreffer (schraffiert) auf die Verteilung der gemessenen Energien.

Anzahl

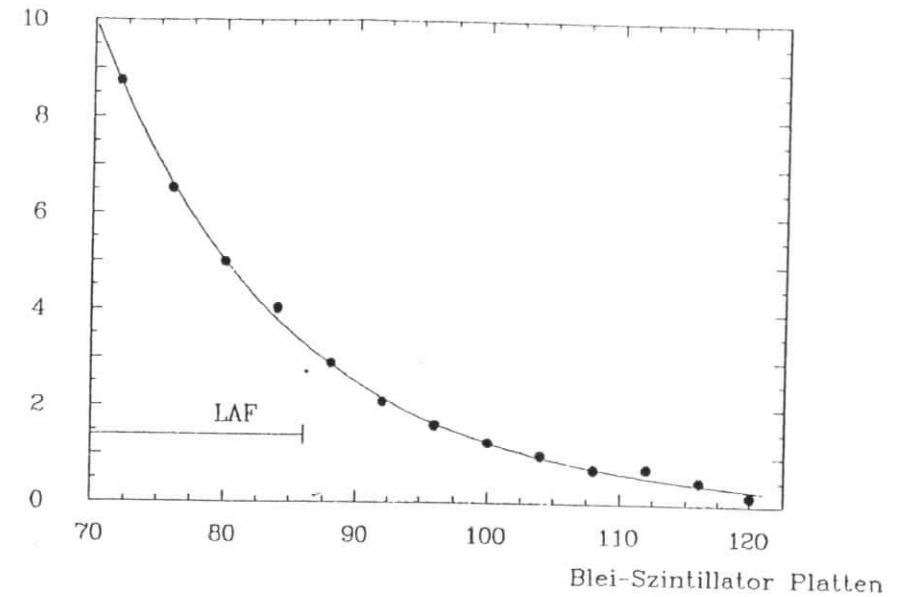


Abbildung 22. Herauslecken von Elektronen: MC-Simulation für 20 GeV; mittlere Anzahl herausleckender Elektronen als Funktion der Kalorimeterlänge (10 Blei Szintillatorplatten entsprechen $2.3 X_0$).

zurückgeht, nimmt der Einfluß auf die Energieauflösung nur langsam ab; bei kleineren Energien verursacht ein Diodentreffer mit einem Energieäquivalent von 500 MeV einen größeren relativen Fehler der Energiemessung. Bei 5 GeV Einschubenergie geht die Auflösung von 4.5% auf 5% mit Diodentreffern. Zusammenfassend kann man für den Untergrund durch Diodentreffer abschätzen, daß die Energieauflösung von $11\%/\sqrt{E}$ bei 5 GeV auf $12.5\%/\sqrt{E}$ bei 20 GeV ansteigt.

Die EGS Simulation für die LAF-Schauerzähler zeigt, daß bei 20 GeV weniger als 2% der Energie hinten herauslecken, aber im Mittel mehr als drei Elektronen pro Schauer. Für die Benutzung von Photodioden ist von Interesse, welche Länge eines Kalorimeters erforderlich ist, um das Herauslecken von Elektronen zu unterdrücken. In Abbildung 22 ist für 20 GeV die mittlere Anzahl herausleckender Elektronen gegen die Kalorimeterlänge aufgetragen. Die Abhängigkeit wird gut durch eine Exponentialfunktion beschrieben, die in Abbildung 22 eingezeichnet ist. Für die Abschwächungslänge ergibt eine Anpassung den Wert $3.3 X_0$. Um das Herauslecken von Elektronen z.B. um einen Faktor 10 zu reduzieren, benötigt man also zusätzlich acht Strahlungslängen! Die Energie der Elek-

tronen ist klein und liegt in der Größenordnung der kritischen Energie; ihre mittlere Reichweite ist daher deutlich kleiner als die auftretende Abschwächung mit $3.3 X_0$. Die langsam abfallende Komponente geladener Teilchen am Schauerende ist begleitet von einem hohen Anteil an niederenergetischen Photonen. Aus Abbildung 4 auf Seite 8 ist ersichtlich, daß der totale Wirkungsquerschnitt für Photonen im Energiebereich zwischen 1 und 100 MeV ein Minimum durchläuft. Die mithin große Abschwächungs- und Konversionslänge niederenergetischer Photonen ist verantwortlich für die langsame Abnahme herausleckender Elektronen mit der Kalorimeterlänge. Als Konsequenz für weitere Anwendungen ergibt sich, daß eine Abschirmung der Dioden durch Absorber mit mehreren Strahlungslängen nötig ist, sofern die Dioden direkt hinter dem Kalorimeter liegen. Ein anderer Ausweg wäre, hinter jeder Diode eine zweite anzubringen, die lediglich zur Korrektur von Diodentreffern dient.

5.6 ORTSABHÄNGIGKEIT VON ENERGIEDEPOSITION UND AUFLÖSUNG

Eine Abhängigkeit der in den Schauerzählern gemessenen Energie vom Einschubort entsteht durch Unterschiede in der Energiedeposition und in der Lichtsammlung. Die Energiedeposition hängt von der Position des Schauers ab, da in Randbereichen größere Verluste durch Herauslecken von Energie auftreten. Daneben kann ebenfalls die Effektivität der Lichtsammlung ortsabhängig sein. Zur Untersuchung von Sensitivitätsunterschieden wurde die Einschubposition in verschiedener Weise variiert. Die Bedeutung der Koordinaten zur Definition des Einschubortes (R, φ) und -winkels (ϑ) gibt Abbildung 23 wieder. Der erste Teil dieses Abschnitts beschreibt die radiale Uniformität der Pulshöhe, d.h. bei Variation von R mit konstantem φ ; im zweiten wird die Uniformität in φ bei konstantem R untersucht. Die Ortsabhängigkeit der Energieauflösung ist Gegenstand des dritten Teils.

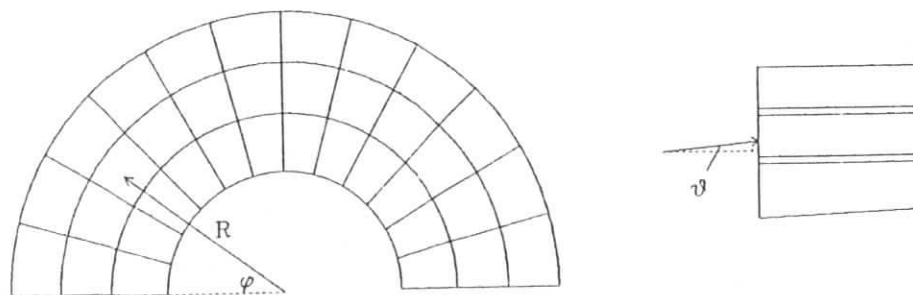


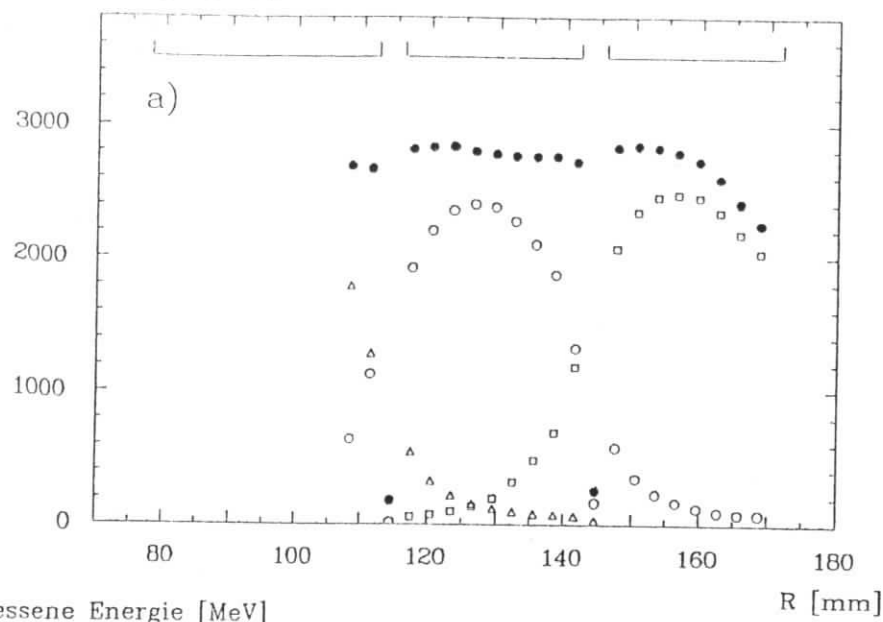
Abbildung 23. Koordinaten R, φ und ϑ

5.6.1 Radiale Uniformität

Bei den Radialscans wurde die Strahlposition in Schritten von $\Delta R=3$ mm entlang der Zentrallinie durch drei Segmente verändert. In Abbildung 24 auf Seite 47 sind die in den drei Segmenten gemessenen Energien bei einer Einschubenergie von 3 GeV gegen R aufgetragen; die Positionen der drei Segmente sind oben in den Zeichnungen angedeutet. Die vollen Punkte ergeben sich aus der Summation über drei bzw. vier Segmente mit dem in "Linearität und Energieauflösung" auf Seite 36 beschriebenen Verfahren. In Abbildung 24 a) beträgt der Einschubwinkel 0 mrad; es ist deutlich zu erkennen, daß im Bereich der WLS bei $R=114$ mm und $R=144$ mm Sensitivitätslücken auftreten. Durch die WLS können Teilchen das Kalorimeter durchdringen ohne aufzuschauern und dadurch dem Nachweis entgehen. Dieser Effekt verschwindet bei Schrägeinschuß, wie aus Abbildung 24 b) ersichtlich ist. Teilchen, die unter einem Winkel zur WLS-Ebene auftreffen, gelangen zwangsläufig in den sensitiven Kalorimeterbereich und schauen auf. Folglich ist der nicht-sensitive Raum der WLS unproblematisch, da im CELLO-LAF Elektronen unter Winkeln von 80 bzw. 100 mrad auf die WLS treffen.

Darüber hinaus hat der Einschubwinkel Einfluß auf das Verhalten des Zählers im Randbereich. Abhängig von ϑ ist der longitudinale Schauer-schwerpunkt gegenüber dem Einschubort an der Kalorimeterfront zu größeren R hin versetzt. Dies zeigt sich für die Einzelsegmente in Abbildung 24 b) in einer Verschiebung der Energiedeposition gegenüber dem geraden Einschub; für die Summe ergibt sich daraus, daß das seitliche Herauslecken von Energie am äußeren Zählerrand früher einsetzt, während der Energieverlust am inneren Rand reduziert ist. Die Nichtuniformität am äußeren Zählerrand ist jedoch für den Detektorbetrieb nicht relevant, da der äußere Bereich durch die Wand des Innendetektors auf $R_{\max} = 153$ mm eingeschränkt ist. Mit dieser Einschränkung ist die Pulshöhe in R auf $\pm 3\%$ uniform, ausgenommen ein Bereich von 5 mm Entfernung vom inneren Zählerrand. Entsprechende Resultate ergeben sich bei der Auswertung der Radialscans bei Energien von 1 und 5 GeV mit $\vartheta=80$ mrad und bei 3 GeV mit $\vartheta=100$ mrad. Beim Vergleich der Einschubenergien 1, 3 und 5 GeV zeigt sich aber, daß die Nichtuniformität am äußeren Zählerrand mit steigender Energie zunimmt, wie aufgrund der wachsenden longitudinalen Schauer-ausdehnung zu erwarten. Eine EGS Simulation zeigt, daß für 20 GeV bei Einschub bei R_{\max} die Energiedeposition um 17% gegenüber der maximalen reduziert ist. Folglich ist im äußeren Zählerbereich eine energieabhängige Korrektur der gemessenen Energie erforderlich. Ein solches Verhalten ist am inneren Zählerrand nicht zu beobachten, worin sich die annähernde Energieunabhängigkeit des lateralen Schauerprofils zeigt.

Im Detektorbetrieb können die Nichtuniformitäten mit der genauen Ortsinformation der Driftkammern für Elektronen korrigiert werden. Für Photonen wird die Energierekonstruktion in Randbereichen ($R \leq 85$ mm und $R \geq 150$ mm) unsicherer, da die notwendige genaue Ortsinformation fehlt.



Gemessene Energie [MeV]

R [mm]

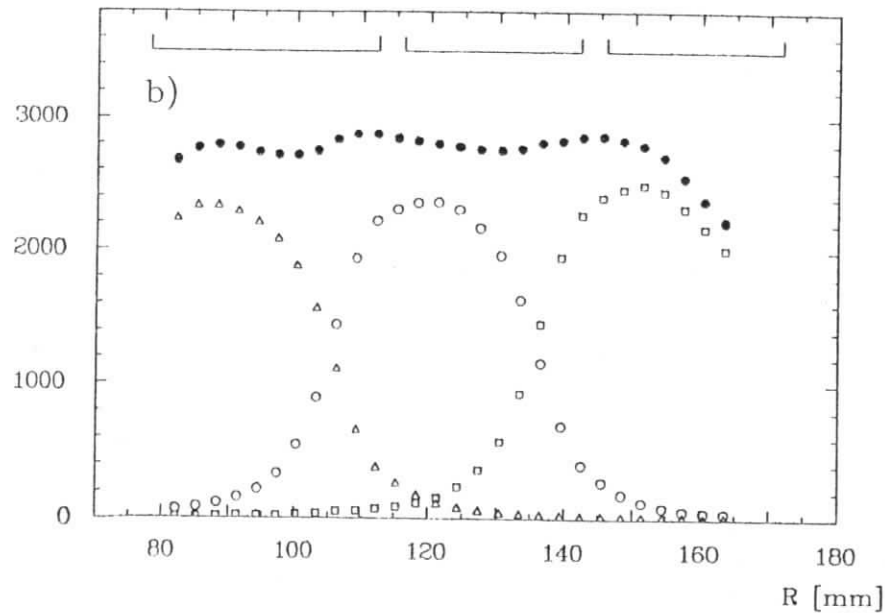


Abbildung 24. Radiale Uniformität: Für 0 mrad (a) und 80 mrad (b) Einschußwinkel.

5.6.2 Uniformität in φ

Die Uniformität in φ wurde untersucht, indem die Strahlposition in Schritten von $\Delta\varphi=1.3^\circ$ bei konstantem $R=128$ mm verändert wurde. In Abbildung 25 sind die Mittelwerte der in den Segmenten gemessenen Energien und die Summe als Funktion von φ aufgetragen; der Einschußwinkel war dabei $\vartheta=0$ mrad und die Energie betrug 3 GeV. Die Positionen der drei Segmente, über die der Ort variiert wurde, sind oben in der Zeichnung angegeben. Bei $\varphi=\pi/2$ sind die Segmente durch eine 1 mm dicke Stahlwand getrennt. In dieser Region geht ein Teil der Energie durch Absorption in der Stahlwand verloren; in der Summe entspricht dies einem Abfall der Pulshöhe um 8% verglichen mit dem Wert im Zentrum eines Segments. Diese Abnahme ist jedoch nur teilweise durch die Stahlwand verursacht, denn auch an der anderen Segmentgrenze ist ein Abfall um 5% zu beobachten. Die Abnahme der Pulshöhe bei Annäherung an Segmentgrenzen deutet darauf hin, daß die Lichtsammlung im Zentrum effektiver ist als an den Seiten der Segmente. Darüber hinaus sorgt die Verpackung für einen Zwischenraum ($\approx 200\mu\text{m}$) und damit für einen Bereich verminderter Sensitivität zwischen den Segmenten. Die Uniformität über Segmente, die

Gemessene Energie [MeV]

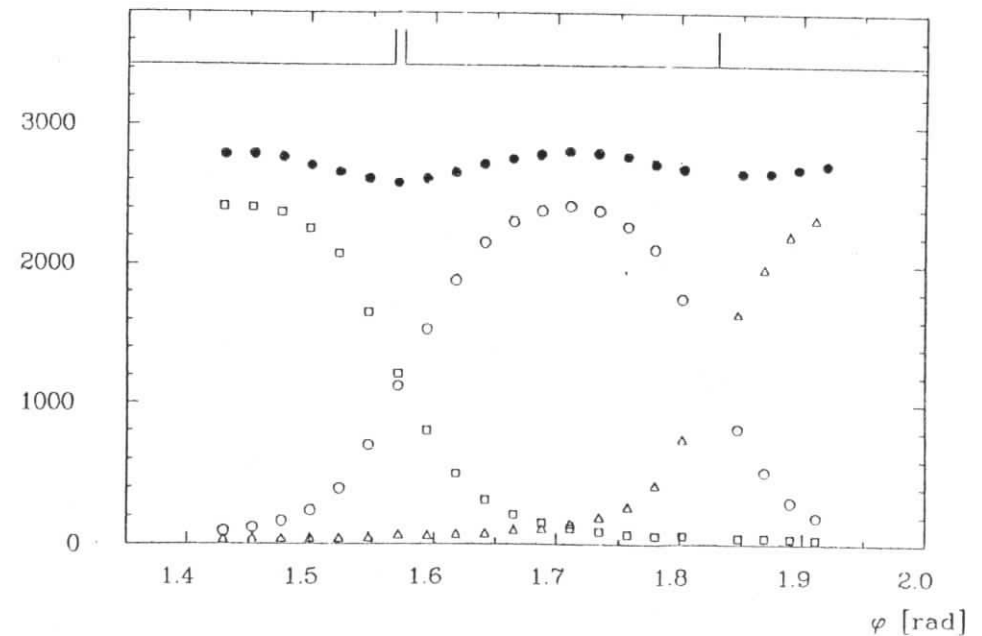


Abbildung 25. Uniformität in φ : In den Segmenten gemessene Energien und Summe als Funktion von φ .

nicht durch die Stahlwand getrennt sind, entspricht mit etwa $\pm 3\%$ der Uniformität in R.

Der gleiche Scan in φ wurde unter Schrägeinschuß ($\vartheta=70$ mrad) durchgeführt; es zeigt sich dabei keine Veränderung der Uniformität und des Verhaltens an Segmentgrenzen und in der Nähe der Stahlwand.

Eine kritische Region des Detektors tritt im Bereich von $\varphi=0$ und $\varphi=\pi$ auf; hier entsteht beim Aneinanderfügen der beiden Halbringe ein 1 cm breiter Zwischenraum durch die Behälterwände. Abbildung 26 zeigt die gemessene Energie als Funktion von φ bei Annäherung an die Aluminiumwand; dabei bezieht sich die rekonstruierte Energie natürlich nur auf Segmente auf der einen Seite der Wand, da nur mit einem Halbring gemessen wurde. Es ist ein deutlicher Abfall der gemessenen Energie im Bereich der Alu-Wand zu erkennen. Teilchen, die in diesem Bereich auftreffen, passieren den Detektor in der Ebene der Alu-Wand. Aufgrund der großen Strahlungslänge von Aluminium (8.9 cm) bildet sich hier kein vollständiger Schauer aus und es gelangen nur wenige Schauerteilchen in den sensitiven Detektorbereich. Bei Einschuß mit 3 GeV werden in den angrenzenden Segmenten nur 250 MeV nachgewiesen. Die Sensitivität ist also in der Alu-Wand drastisch reduziert und eine Rekonstruktion der Einschußenergie unmöglich. Dadurch entsteht ein nichtsensitiver Bereich, dessen Fläche 1.4% der gesamten Frontfläche des Kalorimeters entspricht.

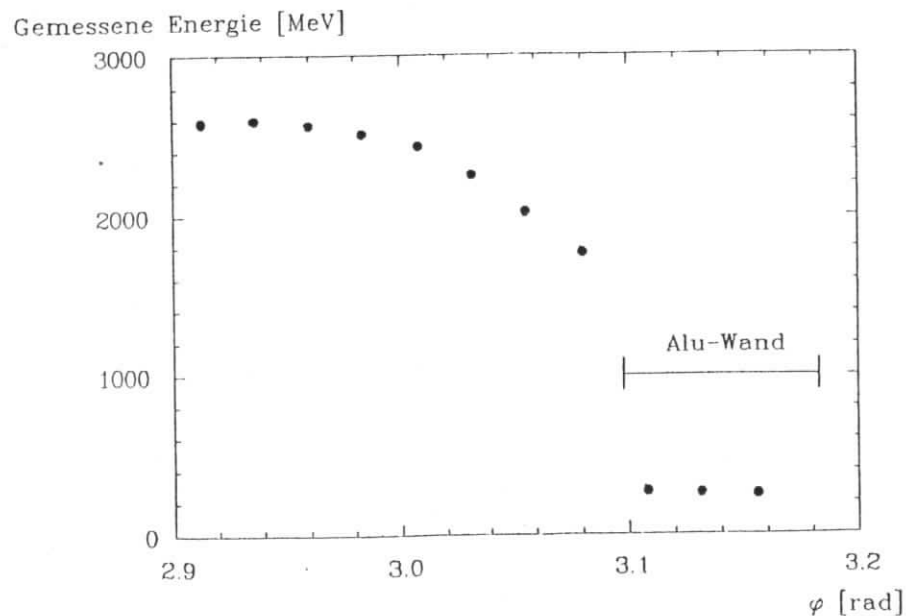


Abbildung 26. Sensitivität im Bereich der Aluminiumwand

5.6.3 Ortsabhängigkeit der Energieauflösung

Mit der Abhängigkeit der im Kalorimeter nachgewiesenen Energie vom Einschubort ist eine Ortsabhängigkeit der Energieauflösung verbunden. Gelangt durch Herauslecken nämlich weniger Schauerenergie zum Nachweis, so wachsen die Fluktuationen in der gemessenen Energie und der relative Fehler der Messung an.

Bei Variation des Einschubortes in φ tritt keine deutliche Ortsabhängigkeit der Auflösung auf; die Auflösung beträgt $11\%/\sqrt{E}$, lediglich im Bereich der Stahlwand verstärken sich die Schauerfluktuationen und verursachen einen Anstieg auf $13\%/\sqrt{E}$.

Für den oben beschriebenen Radialscan ist in Abbildung 27 die Auflösung gegen R aufgetragen. Wiederum ist das unterschiedliche Verhalten am inneren und äußeren Zählerrand durch den Einschubwinkel bedingt: Die Schauer entwickeln sich longitudinal zu größeren R hin, was zu höheren Leakagefluktuationen am äußeren Zählerrand führt. Unter Berücksichtigung der Einschränkung auf $R_{\max}=153$ mm läßt sich im Zentralbereich eine Auflösung von $11-12\%/\sqrt{E}$ feststellen; auffällig ist jedoch ein Anstieg der

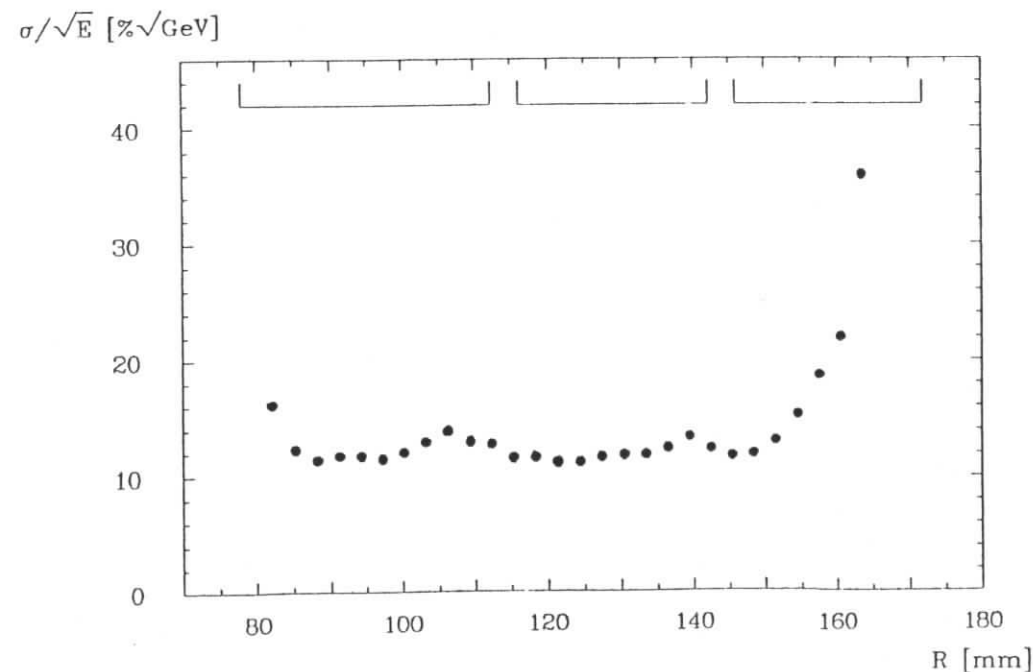


Abbildung 27. Ortsabhängigkeit der Energieauflösung: σ/\sqrt{E} als Funktion von R bei 3 GeV Einschub unter 80 mrad.

Auflösung auf $14\%/\sqrt{E}$ bei $R_1 \approx 108$ mm und $R_2 \approx 140$ mm. In diesen Bereichen liegt das Schauermaximum in den WLS; viele Schauerteilchen passieren die WLS unter kleinen Winkeln und können so große Wegstrecken im WLS zurücklegen bevor sie wieder in das dichtere Detektormaterial gelangen. Das hat zur Konsequenz, daß der Detektor hier in Strahlungslängen effektiv kürzer ist und folglich das hintere Leakage ansteigt. Daß sich der Energieverlust in diesen Bereichen nicht in einem Abfall der Pulshöhe bemerkbar macht (vergleiche Abbildung 24 auf Seite 47), deutet auf die Erzeugung von Čerenkov Licht durch die geladenen Teilchen im WLS hin. In der EGS Simulation findet man bei R_1 und R_2 einen Anstieg des hinteren Leakage um etwa einen Faktor 3 verglichen mit dem Wert im Zentrum eines Segments (z.B. Anstieg auf 25% bei 3 GeV). Die Verschlechterung der Energieauflösung ist daher auf stärkere Leakagefluktuationen zurückzuführen außerdem ist mit einem erhöhten Untergrund durch Diodentreffer zu rechnen. Mit wachsender longitudinaler Schauerausdehnung verstärkt sich das Leakage im Bereich der WLS und entsprechend die Beeinflussung der Energieauflösung. Bei 5 GeV Einschubenergie steigt die Auflösung im WLS Bereich auf $15\%/\sqrt{E}$, während die Auflösung in Zentralbereichen der Segmente mit $11-12\%/\sqrt{E}$ unverändert ist. Bei höheren Energien ist in den Bereichen bei R_1 und R_2 ein Anstieg der Auflösung über $15\%/\sqrt{E}$ zu erwarten; entsprechendes gilt für Einschuborte mit Entfernungen ≤ 5 mm vom inneren Zählerrand und bei R_{max} , wo zunehmende Energieverluste die Auflösung beeinträchtigen.

5.7 ORTSAUFLÖSUNG

5.7.1 Schwerpunktmethode

In einem seitlich segmentierten Kalorimeter bewirkt die Aufweitung eines Schauers die Verteilung der Energie auf mehrere benachbarte Segmente. Betrachtet man z.B. Abbildung 25 auf Seite 48 so ist klar, daß die Verhältnisse der in den Segmenten registrierten Energien Information über die Position des Schauers enthalten. Eine Methode, die Lage eines Schauers zu ermitteln, beruht auf der Bestimmung des Schauerschwerpunkts x_{CG} :

$$x_{CG} = 2\Delta \frac{\sum i \cdot E_i}{\sum E_i} ,$$

wobei E_i die Energiedeposition im i -ten Segment und 2Δ die Zählerbreite ist. Die Abhängigkeit der Energiedepositionen E_i vom Einschubort und damit der Zusammenhang zwischen x_{CG} und wahren Ort wird durch das laterale Schauerprofil bestimmt. Eine einfache Parametrisierung des Schauerprofils lautet [BUS73]:

$$E(x-x_0) = E(0) \cdot \exp(-|x-x_0|/b)$$

Dabei liegt die Schauerachse bei x_0 und die seitliche Abschwächung wird durch den Parameter b festgelegt; genaugenommen hängt die Abschwächungslänge vom Stadium der Schauerentwicklung und damit von der Tiefe im Kalorimeter ab. In der angegebenen Parametrisierung ist b als über die Tiefe gemittelte Abschwächungslänge aufzufassen.

Da in der Schwerpunktmethode die Energiedepositionen E_i einfach mit den Entfernungen der Segmente gewichtet werden, das laterale Schauerprofil aber stark nichtlinear ist, liefert der Schwerpunktsort nicht direkt den wahren Ort. Legt man den exponentiellen Ansatz zugrunde, so ergibt sich für den Zusammenhang von Schwerpunktsort x_{CG} und wahren Ort x_0 :

$$x_{CG} = \Delta \frac{\sinh(x_0/b)}{\sinh(\Delta/b)} ,$$

wobei $x_0=0$ dem Zentrum eines Segments zugeordnet ist und die Funktion an Segmentgrenzen $x_0=\pm\Delta$ periodisch fortzusetzen ist. Dieses Verhalten ist z.B. in Abbildung 33 auf Seite 60 zu sehen. Für eine Ortsrekonstruktion ist die Kenntnis des Zusammenhangs $x_{CG}(x_0)$ erforderlich, um durch Umkehrung vom Schwerpunktsort auf den wahren Ort zurückschließen zu können.

5.7.2 Radiale Ortsauflösung

5.7.2.1 Korrektur der Schwerpunktsorte

Zur Bestimmung der radialen Position eines Schauers werden die Energie-depositionen in drei übereinanderliegenden Segmenten benutzt, um zunächst den Schauerschwerpunkt zu berechnen. In Abbildung 28 sind für einen Radialscan die mittleren Schwerpunktsorte gegen die Strahlposition aufgetragen. Da am inneren und äußeren Zählerrand die zur Ausbalancierung des Schwerpunkts nötigen Nachbarsegmente fehlen, wird dort die Abhängigkeit vom Einschubort sehr schwach. Daher liefert der Schwerpunktsort für $R < 90$ mm und $R > 150$ mm keine ausreichende Information, um den wahren Ort rekonstruieren zu können. Innerhalb der Randbereiche läßt sich die beobachtete Abhängigkeit gut durch sinh-Funktionen beschreiben; eine Anpassung liefert für die Abschwächungslänge $b=6.0$ mm und ist als durchgezogene Linie in Abbil-

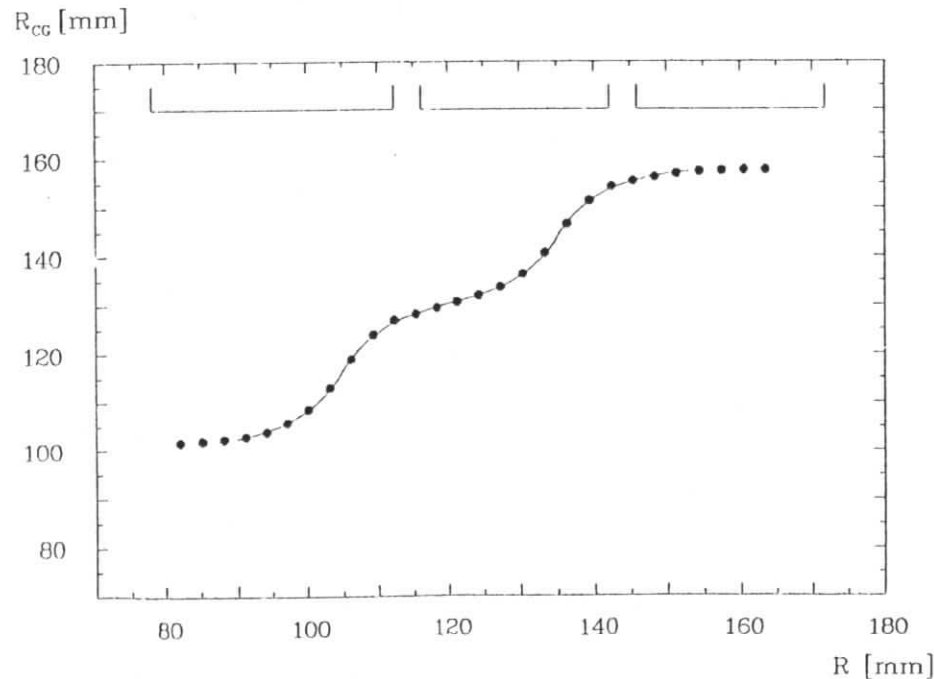


Abbildung 28. Schwerpunktsorte gegen Strahlposition: Die durchgezogene Linie ist die angepaßte sinh Funktion; die Energie betrug 5 GeV mit $\vartheta=80$ mrad.

dung 28 eingezeichnet. Zu beachten ist, daß die Schwerpunktsmethode auf die Lage des longitudinalen Schauerschwerpunkts empfindlich ist, die nicht unbedingt mit dem Auftreffpunkt des Teilchens auf das Kalorimeter übereinstimmen muß. Liegt nämlich die Schauerachse nicht parallel zu den Segmenten, so ist der longitudinale Schauerschwerpunkt gegenüber dem Auftreffpunkt radial versetzt. Diese Versetzung wird aus dem oberen Teil von Abbildung 29 auf Seite 55 deutlich, worin die durch die mittleren Schwerpunktsorte durchgezogenen Kurven für Einschubwinkel $\vartheta=0$ und 80 mrad verglichen sind. Bezeichnet man die Verschiebung als δ , so läßt sich Zusammenhang zwischen Schwerpunkts- und Einschubort bei schrägem Einfall beschreiben durch:

$$x_{CG} = \Delta \frac{\sinh((x_0 + \delta)/b)}{\sinh(\Delta/b)}$$

Damit kann die Korrektur der Schwerpunktsorte für verschiedene Einschubwinkel ϑ und Energien E durchgeführt werden, sofern die Abhängigkeit $\delta = \delta(E, \vartheta)$ bekannt ist. Ein naheliegender Ansatz ist: $\delta = t_{CG}(E) \cdot \sin \vartheta$, wobei t_{CG} die Tiefe des longitudinalen Schauerschwerpunkts im Kalorimeter bedeutet. Da Schauermaximum und -schwerpunkt logarithmisch von der Energie abhängen, ist die Änderung von δ mit der Energie entsprechend schwach; dies ist in Abbildung 29 b) zu sehen, wo die Schwerpunktsorte für verschiedene Energien bei konstantem Einschubwinkel aufgetragen sind. Es stellt sich heraus, daß die beobachteten Verschiebungen δ mit der einfachen Annahme $t_{CG}[X_{eff}] = t_{max}[X_{eff}] + 1.0$ gut beschrieben werden. In Tab.5 sind neben den aus Anpassungen an die Daten gewonnenen Werten für δ die mit obiger Annahme für t_{CG} berechneten Werte δ' eingetragen; dabei wurde t_{max} aus EGS Simulationen bestimmt und eine zusätzliche Verschiebung um 3.5 mm durch die WLS berücksichtigt.

| E [GeV] | ϑ [mrad] | δ [mm] | δ' [mm] |
|---------|--------------------|---------------|----------------|
| 1 | 80 | 7.8 | 8.0 |
| 3 | 80 | 9.3 | 9.4 |
| 5 | 80 | 10.2 | 10.2 |
| 3 | 100 | 11.2 | 10.9 |

Tab.5 Parameter zur Ortskorrektur.

Mit der angegebenen Methode kann also δ aus Energie und Einschubwinkel berechnet werden und anschließend mit der oben gegebenen Funktion $x_{CG}(x_0)$ der Einschubort aus dem Schwerpunktsort rekonstruiert werden. Im betrachteten Energiebereich von 1 bis 5 GeV tritt keine signifikante

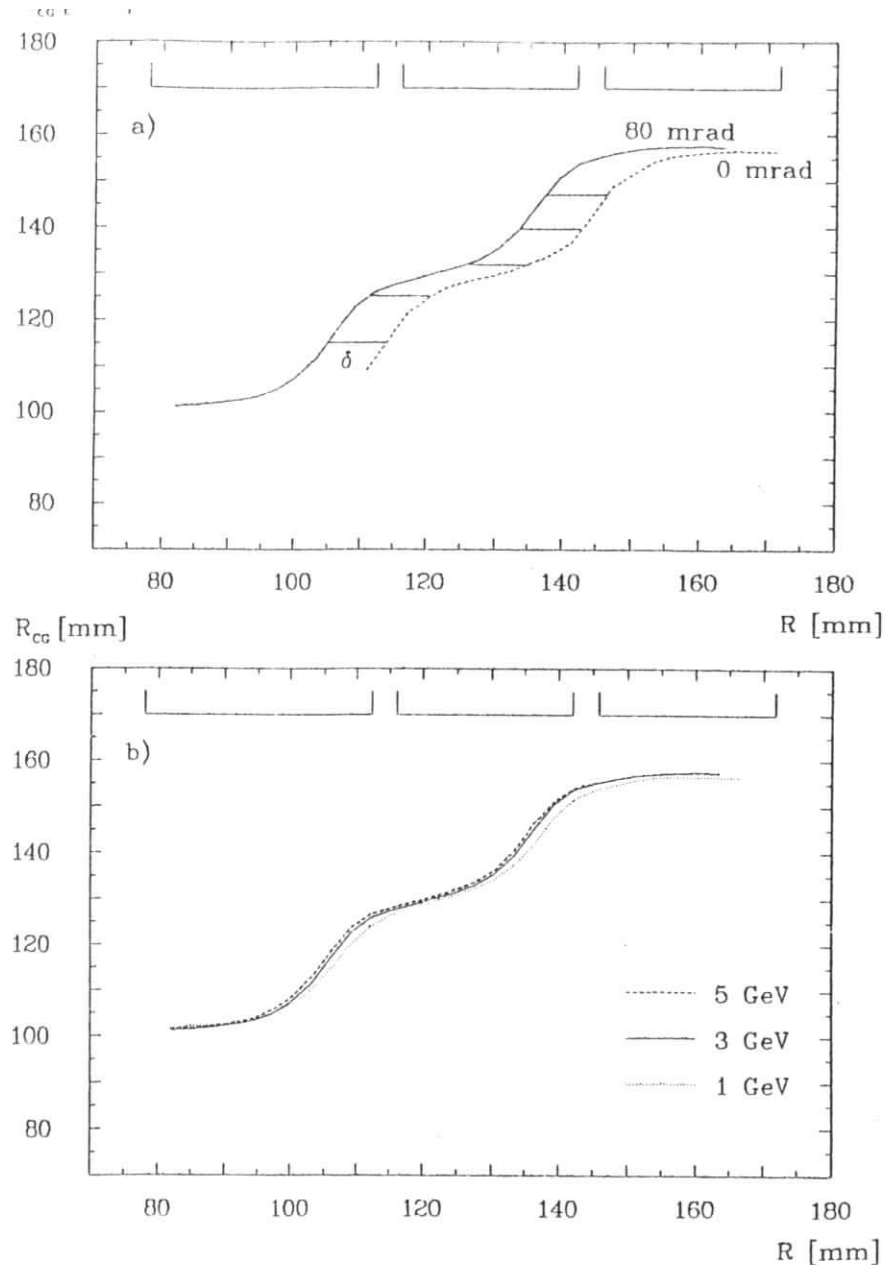


Abbildung 29. Winkel- und Energieabhängigkeit von $R_{cc}(R)$: a) $\vartheta=0$ und 80 mrad bei 3 GeV; b) 1-5 GeV bei $\vartheta=80$ mrad.

Energieabhängigkeit der lateralen Abschwächungslänge b auf und es wurde $b=6$ mm festgesetzt.

Das Verfahren der Ortsrekonstruktion im CELLO-LAF ist aus folgendem Grund etwas komplizierter: Die Bestimmung des Parameters δ setzt die Kenntnis des Einfallswinkels voraus; der Einfallswinkel ist aber Funktion des zu bestimmenden Ortes und folglich muß die Ortskorrektur iterativ durchgeführt werden. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß für einfallende Photonen der longitudinale Schwerschwerpunkt tiefer im Kalorimeter liegt als für Elektronen; es sind daher verschiedene Parameter δ für Elektronen und Photonen zu verwenden.

5.7.2.2 Energieabhängigkeit der radialen Ortsauflösung

Im oberen Teil von Abbildung 30 auf Seite 57 sind die mittleren Schwerpunktsorte für einen Radialscan bei einer Energie von 5 GeV und $\vartheta=80$ mrad gegen die Strahlposition aufgetragen; die durchgezogene Kurve stammt aus einer EGS Simulation und reproduziert gut die beobachtete Abhängigkeit. Als vertikale Fehlerbalken sind jeweils die σ Werte der Verteilungen oberhalb und unterhalb des Mittelwertes eingezeichnet. Die horizontalen Fehlerbalken deuten die Strahlbreite an, d.h. das σ der Verteilung der Einschuborte bei gegebener Triggerposition; die Bestimmung der Strahlbreite wird weiter unten beschrieben. Es ist eine deutliche Ortsabhängigkeit von Breite und Symmetrie der Schwerpunktsverteilungen zu beobachten. Im Übergangsbereich zweier Segmente beträgt die Breite der Verteilungen $\sigma_{cc}=6$ mm; der Schwerpunktsort hängt in diesem Bereich empfindlich vom Einschubort ab und daher wirken sich Strahlbreite und Schauerfluktuationen hier am stärksten auf die Breite der Verteilung aus. Umgekehrt wird die Steigung der Funktion $R_{cc}(R)$ im Zentrum eines Segments und in Randbereichen klein. Die mithin geringe Empfindlichkeit des Schwerpunktsorts vermindert den Einfluß von Strahlbreite und Schauerfluktuationen und zeigt sich in sehr schmalen Verteilungen ($\sigma_{cc}\approx 1.5$ mm). Asymmetrische Verteilungen treten in Bereichen auf, wo die Funktion $R_{cc}(R)$ stark nichtlinear ist, d.h. wenn die 2. Ableitung von $R_{cc}(R)$ groß ist. Dann wird eine symmetrische Verteilung von Einschuborten durch den nichtlinearen Zusammenhang auf eine asymmetrische Verteilung von Schwerpunktsorten abgebildet. Diese Verzerrung ist daher hauptsächlich auf die endliche Strahlbreite zurückzuführen. In ähnlicher Weise verursachen aber auch Schauerfluktuationen eine leichte Asymmetrie, die auch bei exakter Definition des Einschubortes in der EGS Simulation festzustellen ist.

Mit der im vorigen Abschnitt beschriebenen Korrekturfunktion kann für jedes Ereignis aus dem Schwerpunktsort der Einschubort bestimmt werden. Im unteren Teil von Abbildung 30 sind Mittelwert und σ der Verteilungen der rekonstruierten Orte gegen die Strahlposition aufgetragen.

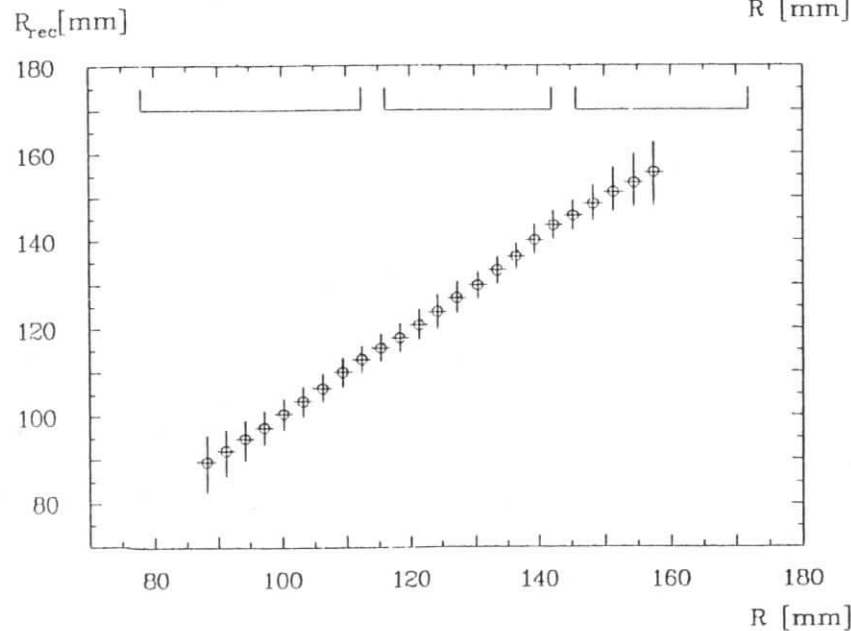
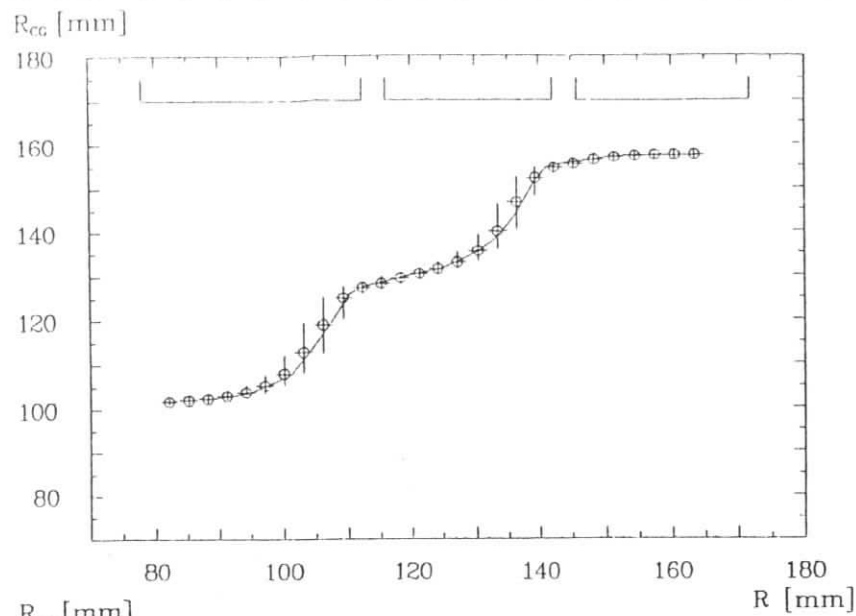


Abbildung 30 Korrektur der Schwerpunktsorte: Mittelwerte und σ der Verteilungen (Energie: 5 GeV, $\vartheta=80$ mrad); die durchgezogene Kurve im oberen Teil stammt aus einer EGS Simulation.

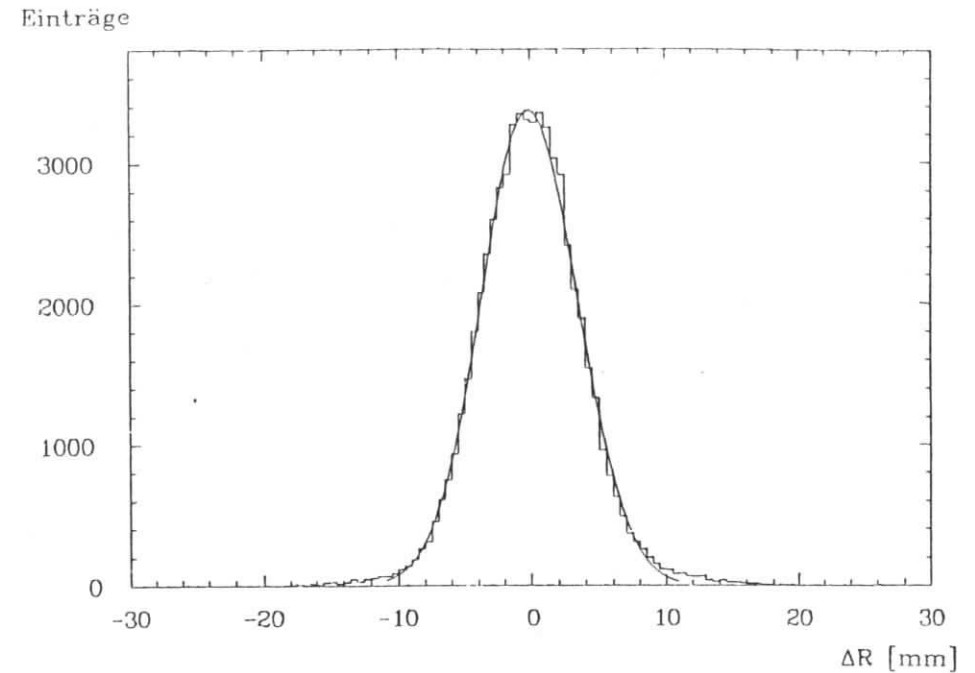


Abbildung 31. Verteilung der gemessenen Orte: Eingezeichnet sind die Differenzen zwischen rekonstruiertem Ort und Strahlposition für den 5 GeV Radialscan.

Durch die Korrektur wird die Ortsabhängigkeit der Breite und die Asymmetrie der Verteilungen weitgehend ausgeglichen. Die Auflösung ändert sich von $\sigma_R=3$ mm im Übergangsbereich zweier Segmente auf $\sigma_R=4$ mm im Zentrum. Die Schwerpunktmethode ist im Zentrum eines Segments unempfindlicher, da ein Großteil der Energie im Zentralsegment deponiert wird; die zur Schwerpunktbildung benutzten Energiedepositionen in den Nachbarsegmenten sind dann sehr klein und unterliegen großen Fluktuationen, die zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung führen.

In Abbildung 30 ist zu erkennen, daß sich die Ortsrekonstruktion im Randbereich ($R<90$ mm und $R>150$ mm) zunehmend verschlechtert; bei $R=155$ mm beträgt die Auflösung ~ 8 mm und bei weiterer Annäherung an den Zählerrand wird die Ortsrekonstruktion sinnlos.

Ein Maß für die mittlere Ortsauflösung erhält man, indem man für jedes Ereignis die Differenz aus Strahlposition und rekonstruiertem Ort in ein Histogramm einträgt. Abbildung 31 zeigt dieses Histogramm für den 5 GeV Radialscan bei Einschränkung auf $90 \text{ mm} < R < 150 \text{ mm}$. Die Anpassung einer Gaußkurve ergibt ein σ von 3.7 mm. Die analogen Verteilungen für die 1 und 3 GeV Radialscans haben ein σ von 6.2 und 4.2 mm. Diese Verteilungen entstehen durch Faltung der Ortsauflösung des Zählers mit dem Strahlpro-

fil, d.h. der Verteilung der Einschuborte bei gegebener Triggerposition. Wie bei der Beschreibung des Testaufbaus erwähnt wurde der Elektronenstrahl durch vier Triggerzähler definiert, wobei der direkt vor dem Kalorimeter angebrachte eine sensitive Fläche von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ hatte. Die Bestimmung der rms-Breite des Strahls basiert auf folgender Überlegung: Da die Ortsbestimmung auf Messung von Energiedepositionen beruht, ist wie für die Energieauflösung ein $1/\sqrt{E}$ Verhalten der Ortsauflösung zu erwarten. Um dies für den betrachteten Energiebereich zu überprüfen, wurden die Radialscans bei 1, 3 und 5 GeV mit EGS simuliert. Die daraus resultierenden mittleren Ortsauflösungen sind als offene Punkte in Abbildung 32 eingezeichnet; die Energieabhängigkeit wird sehr gut durch ein reines Wurzelverhalten beschrieben (gepunktete Kurve: $4.6 \text{ mm}/\sqrt{E}$). Der statistische Fehler der mit EGS bestimmten Auflösungen ist klein und beträgt 1.5%; in den Meßdaten ist der statistische Fehler $\delta\sigma = \sigma/\sqrt{N}$ vernachlässigbar, da jeweils ~ 50000 Ereignisse eingingen. Die Energieabhängigkeit kann ausgenutzt werden, um in den Daten Ortsauflösung und Strahlbreite zu separieren. Unter der Voraussetzung, daß sich beide Beiträge quadratisch addieren, gilt für die beobachteten Verteilungen: $\sigma^2 = \sigma_x(E)^2 + \sigma_{str}^2$; dabei ist $\sigma_x = \text{const}/\sqrt{E}$ die Ortsauflösung des Zählers und σ_{str} eine Konstante. Eine Anpassung des Ansatzes an die Daten liefert für die Strahlbreite $\sigma_{str} = 2.8 \text{ mm}$. Die resultierenden Auflösungen σ_x sind als

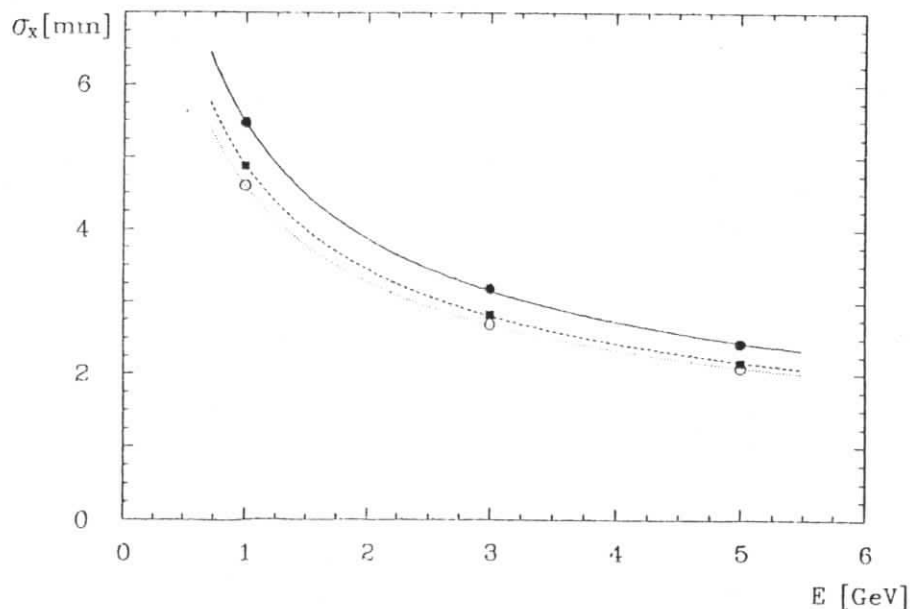


Abbildung 32. Energieabhängigkeit der Ortsauflösung: Mittlere Auflösung nach Abzug der Ortsunschärfe des Strahls.

volle Punkte in Abbildung 32 eingetragen und die durchgezogene Kurve entspricht $5.6 \text{ mm}/\sqrt{E}$. Im Zentralbereich des Zählers ($100 \text{ mm} < R < 140 \text{ mm}$) kann eine etwas bessere Auflösung erreicht werden; die über diesen Bereich gemittelte Ortsauflösung beträgt $4.9 \text{ mm}/\sqrt{E}$ und wird durch die Quadrate in Abbildung 32 wiedergegeben.

5.7.3 Ortsauflösung in φ

Abbildung 33 zeigt die Schwerpunktsorte und Modulpositionen für einen Scan in φ . Das in den vertikalen Fehlerbalken angedeutete σ der Verteilungen weist eine ähnliche Ortsabhängigkeit auf, wie sie für die Radialscans diskutiert wurde. Zur Beschreibung des periodischen Zusammenhangs $\varphi_{cc}(\varphi)$ wird wieder die oben angegebene sinh-Funktion benutzt. Bei Schrägeinschuß braucht dabei keine Verschiebung berücksichtigt zu werden, da die Koordinate φ des longitudinalen Schauerschwerpunkts unabhängig vom Einschubwinkel ϑ ist. Eine Anpassung der Funktion liefert für die Abschwächungslänge den Wert $b = 5.4 \text{ mm}$. Dieser Wert ist kleiner als die in den Radialscans bestimmte Abschwächungslänge von 6.0 mm .

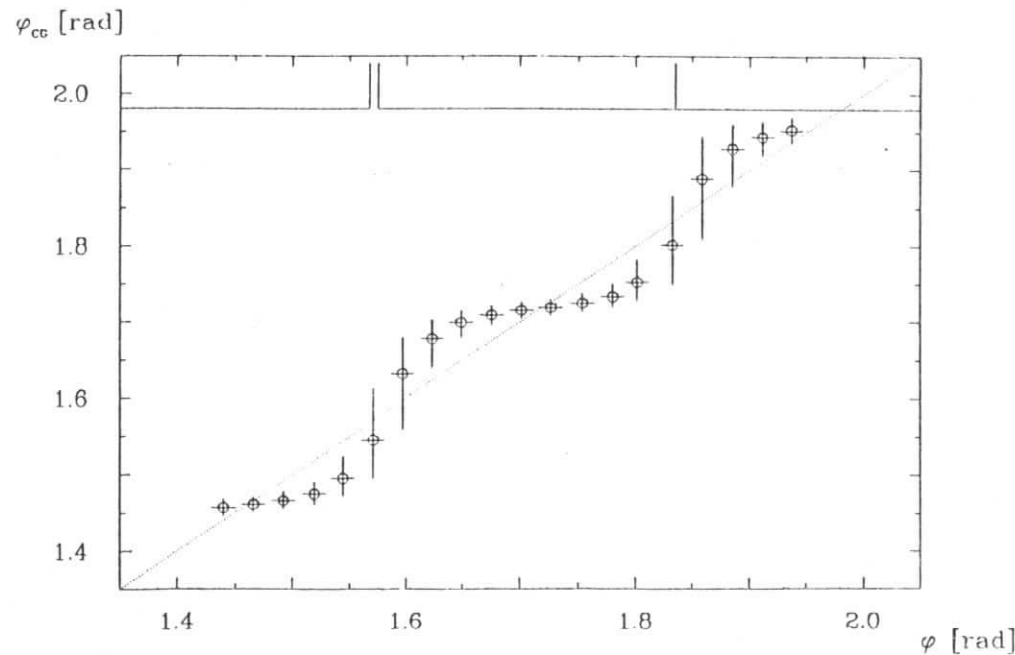


Abbildung 33. Schwerpunktsorte $\varphi_{cc}(\varphi)$: Mittelwerte und σ der Verteilungen bei Einschub mit 3 GeV unter 70 mrad.

Eine mögliche Erklärung besteht darin, daß die Segmente radial durch die WLS getrennt sind; dadurch liegt eine Zone mit großer Strahlungslänge zwischen den Segmenten. Die mittlere effektive Strahlungslänge ist daher in radialer Richtung größer als in φ , wo die Segmente direkt aneinander anschließen. Bei Angabe von b in mm kann der Unterschied somit als Effekt der unterschiedlichen effektiven Strahlungslängen aufgefaßt werden.

Nach Anwenden der Korrekturfunktion ergibt sich die in Abbildung 34 gezeigte Verteilung der Differenzen aus rekonstruiertem Ort und Strahlposition. Die angepaßte Gaußfunktion hat ein σ von 33 mrad. Legt man die in den Radialscans bestimmte Strahlbreite zugrunde, so ergibt sich durch quadratische Subtraktion für die mittlere φ -Auflösung $\sigma_\varphi=25$ mrad. Das entspricht einer Ortsauflösung von 3.3 mm, in guter Übereinstimmung mit der radialen Auflösung von $\sigma_R=3.2$ mm bei 3 GeV. Wie schon bei den Radialscans beobachtet, so weist auch die φ -Auflösung eine Ortsabhängigkeit auf. Unter Berücksichtigung der Strahlbreite ist die Auflösung $\sigma_\varphi=20$ mrad in der Nähe von Segmentgrenzen und steigt auf $\sigma_\varphi=27$ mrad im Zentrum eines Segments.

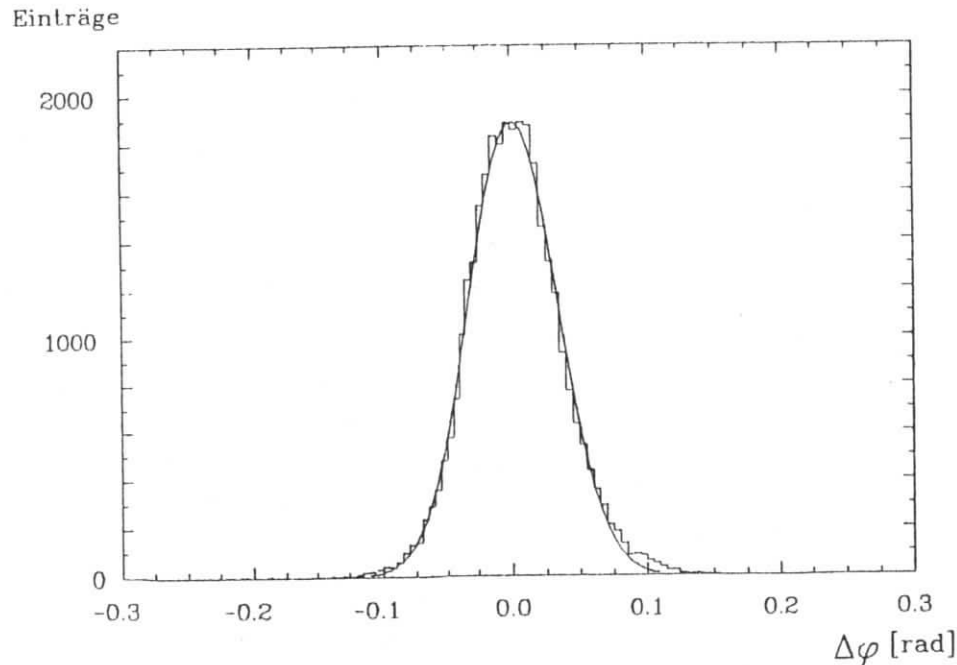


Abbildung 34. Mittlere Ortsauflösung in φ : Differenzen zwischen rekonstruiertem Ort und Strahlposition.

6.0 ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSSFOLGERUNGEN

In der vorliegenden Arbeit wurden die Eigenschaften eines segmentierten Blei-Szintillator Kalorimeters mit Photodiodenauslese untersucht. Ziel der Entwicklung war ein kompaktes, magnetfeldunempfindliches Kalorimeter für den Kleinwinkeldetektor LAF bei CELLO. In diesem Abschnitt soll eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse der Teststrahlungsmessung und ein Ausblick auf die Möglichkeiten des LAF im Detektorbetrieb gegeben werden.

6.1 ZUSAMMENFASSUNG DER MESSERGEBNISSE

Eine Anordnung mit 36 Schauerzählersegmenten wurde im Teststrahl mit Elektronenenergien von 0.7 bis 6 GeV untersucht. Die Segmente haben seitliche Abmessungen zwischen 2.8 und 4.3 cm und eine Länge von 28.5 cm; sie enthalten 43 Lagen von 2.5 mm Blei und 4 mm Szintillator. Für die mittleren Lichtausbeuten ergaben sich Werte zwischen 18600 und 27600 e_0/GeV , abhängig von der Form der Segmente. Das Diodenrauschen erwies sich mit einem mittleren Rauschäquivalent von 36 MeV pro Segment als unproblematisch. Der Einfluß des Diodenrauschens konnte reduziert werden, indem in die Energierekonstruktion nur eine möglichst kleine Anzahl von Segmenten einbezogen wurde, was zu einem effektiven Rauschäquivalent von etwa 60 MeV führte. Das niedrige Rauschen des Systems Photodiode-Verstärker ist durch eine vergleichsweise lange Shaping-Zeit der Verstärker von 1.5 μs bedingt. Beim Übergang zu kürzeren Shaping-Zeiten wäre ein höheres Diodenrauschen zu erwarten. Die Energieauflösung des Kalorimeters liegt bei $11\%/\sqrt{E}$. Sie ist oberhalb von 1 GeV praktisch unbeeinflusst vom Diodenrauschen. Die Auslese mit Photodioden ist in dieser Hinsicht der Auslese mit Photomultipliern gleichwertig.

Als nachteilig wurde der Halbleiterzählereffekt von Photodioden erkannt, der die Auflösung bei hohen Energien stärker beeinträchtigt als das Diodenrauschen. Als Konsequenz für weitere Anwendungen zeigten EGS Simulationen, daß zur Vermeidung von Diodentreffern durch herausleckende Teilchen eine Abschirmung der Dioden erforderlich ist.

Die Möglichkeit einer Ortsrekonstruktion durch Pulshöhenvergleich benachbarter Segmente wurde untersucht; mit einer korrigierten Schwerpunktmethode wurde die mittlere radiale Ortsauflösung zu 5.6 mm/\sqrt{E} bestimmt. Für die mittlere Auflösung des Azimutwinkels wurde bei 3 GeV $\sigma_\varphi=25$ mrad gefunden.

Alle gemessenen Eigenschaften der Zähler befinden sich in guter Übereinstimmung mit EGS Simulationsrechnungen.

Die Messungen haben gezeigt, daß größere Systeme von Blei-Szintillator Zählern mit Photodioden ausgelesen werden können. Die hier verwendete Auslesetechnik mit Wellenlängenschiebern und Photodioden bietet daher

weitere Anwendungsmöglichkeiten in Bereichen, wo Platzmangel oder Magnetfelder den Einsatz von Photomultipliern erschweren.

6.2 ABSCHÄTZUNG DER AUFLÖSUNG DES LAF

Der Kleinwinkeldetektor LAF ist konzipiert zur Energie- und Ortsrekonstruktion von Elektronen und Photonen im CELLO Vorwärtsbereich. Der LAF besteht aus einem System von Schauerzählern und Driftkammern, die den Winkelbereich 55-110 mrad überdecken. Die Driftkammern dienen zur Bestimmung der Koordinaten r und φ von geladenen Teilchen und liefern Auflösungen von $\sigma_r \approx 300 \mu\text{m}$ und $\sigma_\varphi \approx 20 \text{ mrad}$ [SCH85]; zusätzlich wird in Kombination mit den Schauerzählern eine e/γ Separation ermöglicht.

Die Energieauflösung der Schauerzähler ist aus Teststrahlungsmessungen bekannt. Die im Detektor zusätzlich auftretende Materiemenge vor den Schauerzählern ist gering ($\sim 0.1 X_0$), und es ist daher anzunehmen, daß sich die Testergebnisse auf den Detektorbetrieb übertragen lassen. Danach ist für Energien oberhalb von 1 GeV eine mittlere Energieauflösung von $12\%/\sqrt{E}$ zu erwarten. Am inneren Zählerrand (55-60 mrad) verschlechtert sich die Auflösung durch seitliches Leakage. Für Photonen ist eine ortsabhängige Korrektur der Leakage-Verluste im Randbereich nicht möglich, da dort die Ortsbestimmung mit den Schauerzählern zu ungenau ist. Die Ortsrekonstruktion für Photonen wird durch Pulshöhenvergleich benachbarter Schauerzählersegmente durchgeführt; das Verfahren ist effektiv im Winkelbereich 65-105 mrad, wo Auflösungen von $\sigma_r < 3 \text{ mm}$ für Energien oberhalb von 4 GeV und $\sigma_\varphi \approx 25 \text{ mrad}$ erreicht werden können.

Durch die Möglichkeit, gestreute Elektronen mit guter Energieauflösung identifizieren zu können, eignet sich der LAF zur Luminositätsbestimmung durch Nachweis von Bhabhastreuerungen. Die Messung von Bhabha-Ereignissen ist außerdem nützlich, um in Verbindung mit der Ortsbestimmung durch die Driftkammern die Lichtausbeuten der einzelnen Schauerzählersegmente auf zeitliche Stabilität hin kontrollieren zu können.

Für die Q^2 -Auflösung des LAF wurde $\sigma(Q^2)/Q^2 = 6\%$ angestrebt, um die Auflösung an die der LA-Endcap Schauerzähler anzupassen. Ausgedrückt durch Energie- und Ortsauflösung lautet die Q^2 -Auflösung:

$$\sigma(Q^2)/Q^2 = [(\sigma(E)/E)^2 + 4 \cdot (\sigma_r/r)^2]^{1/2}$$

wobei E die Energie des gestreuten Elektrons, r der Abstand von der Strahlachse und σ_r die Auflösung der Driftkammern ist. Da $\sigma_r \approx 300 \mu\text{m}$ und r zwischen 75 und 155 mm liegt, ist im LAF Bereich $\sigma_r/r \approx 1\%$. Die Q^2 -Auflösung wird daher vornehmlich durch die Energieauflösung bestimmt: $\sigma(Q^2)/Q^2 \approx \sigma(E)/E$. Mit der Energieauflösung der Schauerzähler

von $12\%/\sqrt{E}$ ergibt sich, daß die angestrebte Q^2 -Auflösung von 6% erreicht wird, wenn die Energie des gestreuten Elektrons größer als 4 GeV ist.

A.0 ANHANG LONGITUDINALE UNIFORMITÄT DER LICHTAUSBEUTE

Wie in "Aufbau der LAF-Schauerzähler" auf Seite 21 beschrieben wird das Szintillationslicht aus jedem Schauerzählersegment von einem Wellenlängenschieber gesammelt. Ein Teil des im WLS absorbierten und reemittierten Szintillationslichts gelangt durch Totalreflexion bis zur Auslesefläche. Verluste durch Absorption und Oberflächenfehler verursachen eine Abschwächung des Lichts entlang des Weges. Daraus resultiert eine Abhängigkeit der an der Auslesefläche nachgewiesenen Lichtmenge vom Ort der Lichtsammlung. Eine solche Nichtuniformität ist unerwünscht, da die Orte der Lichterzeugung sich von Schauer zu Schauer unterscheiden. Gegenstand des nachfolgend beschriebenen Versuches war die Messung der Abschwächung entlang des WLS und eine mögliche Verbesserung der Uniformität durch einen Reflektor am Ende des WLS.

Versuchsanordnung: Zur Messung wurde ein Schauerzählersegment verwendet, an dem zur Lichteinkopplung seitlich ein 3-mm breiter Schlitz in der Verpackung offengehalten war. Als Lichtquelle diente eine gepulste Xenon-Dampflampe¹, aus deren Spektrum mit einem UV-Filter² ein Wellenlängenbereich zwischen 300 und 350 nm ausgesondert wurde; in diesem Bereich absorbiert die zweite Fluorgruppe von SCSN-38 (siehe Abbildung 7 auf Seite 16) und wird zur Szintillation angeregt. Über einen UV-Lichtleiter³, der an einem Meßschlitten befestigt war, konnte das Licht in jede Szintillatorplatte eingestrahlt werden. Die Diodensignale wurden mit einem Vorverstärker und einem pulsformenden Verstärker (Canberra 2003 BT und Amplifier 2022) verarbeitet und auf einen Vielkanalanalysator gegeben. Die Stabilität der Lichtquelle wurde mit einer zweiten Diode überwacht, an der ein zweiter Lichtleiter fest installiert war. Die Messung wurde nach Aufkleben eines Reflektors aus aluminisierter Mylarfolie am Ende des WLS wiederholt.

Ergebnisse: Die bei Einstrahlung in die einzelnen Szintillatorplatten gemessenen Pulshöhen sind in Abbildung 35 auf Seite 66 aufgetragen. Der Fehler der Messpunkte ist vornehmlich auf Unsicherheiten in der Positionierung des Lichtleiters vor der Szintillatorplatte zurückzuführen; durch mehrfache Wiederholung einer Messung wurde der Fehler abgeschätzt und ist als Fehlerbalken in der Abbildung angedeutet.

Ohne Reflektor nimmt die Lichtausbeute im sensitiven Bereich des Moduls um 20% ab. Die Anpassung einer Exponentialfunktion liefert für die Abschwächungslänge einen Wert von 140 cm. Durch Anbringen des

¹ EG&G Xe-Flashtube FX-200

² Spindler & Hoyer, UV Filter UG1

³ Quarzglas UV-Lichtleiter der Firma Schott

Lichtausbeute (rel. Einheiten)

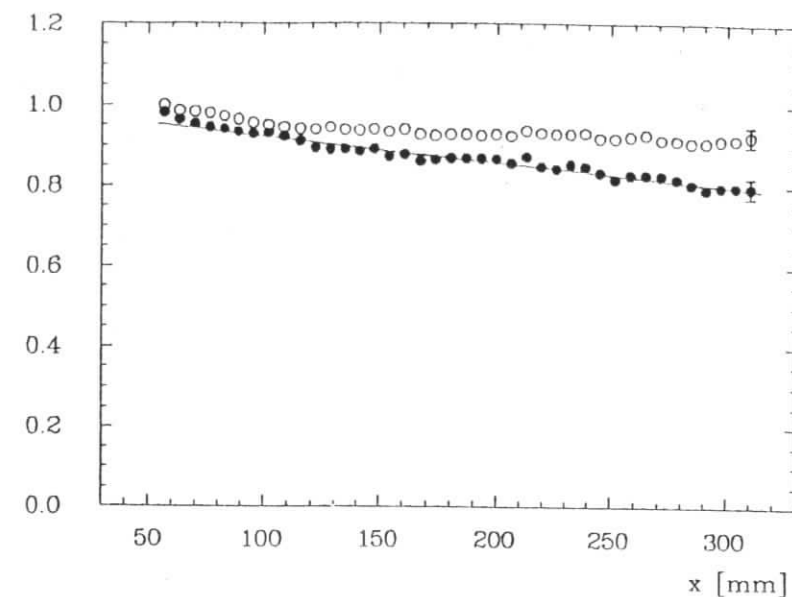


Abbildung 35. Uniformität der Lichtausbeute: Pulshöhe in Abhängigkeit von der Entfernung von der Diode; volle Kreise: ohne Reflektor; offene Kreise: mit Reflektor.

Endreflektors läßt sich die Abnahme der Lichtausbeute teilweise kompensieren. Für kleine Entfernungen von der Diode ist Auswirkung des Reflektors gering; bei zunehmender Entfernung von der Diode liefert die verbesserte Reflexion am Endreflektor eine Steigerung der Lichtausbeute und reduziert dadurch den Abschwächungseffekt. Die verbleibende Nichtuniformität beträgt etwa 8%.

LITERATURVERZEICHNIS

AMA81: U. Amaldi, Fluctuations in Calorimeter measurements, Physica Scripta 23 (1981) 409

AHM84: J. Ahme et al.; Nuclear Instruments and Methods 221 (1984) 543

BIE84: C. Bieler; Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1984

BUS73: Yu. B. Bushnin et al.; Nuclear Instruments and Methods 106 (1973) 493-498

CEL83: Proposal to upgrade the CELLO detector, Internal Report DESY-CELLO-83-01, PRC 83/01, 1983

FOR78: R. L. Ford, W. R. Nelson; EGS code, SLAC Rep. 210 (1978)

HAM83: Hamamatsu silicon photocells, catalog 1983

HEP80: Hewlett&Packard, Manual für VHF Attenuator 355C-F

HOE84: Firma Kalle, Wiesbaden

IWA80: S. Iwata, DPNU 13-80 (1980) Part of the report for the TRISTAN ep working group

KAM83: T. Kamon et al.; Nuclear Instruments and Methods 213 (1983) 125

KON84: T. Kondo, K. Niwa; Contributed paper for the 1984 Summer Study on design and utilization of the SSC, Snowmass, Colorado, June 23-July 12

MAR85: J. Marks, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1985

MES70: H. Messel, D.F. Crawford, Electron-Photon shower distribution, Pergamon Press, Oxford (1970)

MPI84: Die Verstärker wurden von einer Gruppe des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik München entwickelt

PAR84: Particle Data Group; Review of particle properties, 1984

PEI71: F. Peters, H. Haller, Interner Bericht, DESY S1-S2-71/1

PRE84: C.Y. Prescott, SLAC-PUB-3384 (July 1984)

RIE84: M. Riebesell; Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1984

SCH86: D. Schütz; Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1986 (in Vorbereitung)

STR84: L. Strüder; Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1984

WES86: H. Westermann; Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1986 (in Vorbereitung)

WIN85: G.G. Winter et al.; Nuclear Instruments and Methods A238 (1985) 307

WIT84: K. Wittenburg; Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1984

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

| | | |
|---------------|--|----|
| Abbildung 1. | Feynman Graph zum 2-Photon Prozeß | 1 |
| Abbildung 2. | Anordnung des LAF im CELLO Vorwärtsbereich. | 3 |
| Abbildung 3. | Wechselwirkungen von Elektronen | 7 |
| Abbildung 4. | Wechselwirkungen von Photonen | 8 |
| Abbildung 5. | Longitudinale Schauerentwicklung | 10 |
| Abbildung 6. | Einfluß von Leakage auf die Energieauflösung | 15 |
| Abbildung 7. | Absorption und Emission von Fluoreszenzgruppen | 16 |
| Abbildung 8. | Schematischer Aufbau einer PIN-Photodiode | 18 |
| Abbildung 9. | Quantenausbeute als Funktion der Wellenlänge | 19 |
| Abbildung 10. | Aufbau der LAF-Schauerzähler | 22 |
| Abbildung 11. | Aufsicht auf das LAF-Kalorimeter | 23 |
| Abbildung 12. | Aufbau der Module | 25 |
| Abbildung 13. | Teststrahl Aufbau | 27 |
| Abbildung 14. | ADC Kennlinie | 31 |
| Abbildung 15. | Lichtausbeute der Einzelsegmente | 33 |
| Abbildung 16. | Pulshöhenspektrum | 35 |
| Abbildung 17. | a) Pulshöhenspektren | 37 |
| Abbildung 18. | Energieauflösung | 38 |
| Abbildung 19. | Energieauflösung | 40 |
| Abbildung 20. | Halbleiterzählereffekt | 42 |
| Abbildung 21. | Diodentreffer | 43 |
| Abbildung 22. | Herauslecken von Elektronen | 44 |
| Abbildung 23. | Koordinaten R , φ und ϑ | 45 |
| Abbildung 24. | Radiale Uniformität | 47 |
| Abbildung 25. | Uniformität in φ | 48 |
| Abbildung 26. | Sensitivität im Bereich der Aluminiumwand | 49 |
| Abbildung 27. | Ortsabhängigkeit der Energieauflösung | 50 |
| Abbildung 28. | Schwerpunktsorte gegen Strahlposition | 53 |
| Abbildung 29. | Winkel- und Energieabhängigkeit von R | 55 |
| Abbildung 30. | Korrektur der Schwerpunktsorte | 57 |
| Abbildung 31. | Verteilung der gemessenen Orte | 58 |
| Abbildung 32. | Energieabhängigkeit der Ortsauflösung | 59 |
| Abbildung 33. | Schwerpunktsorte φ | 60 |
| Abbildung 34. | Mittlere Ortsauflösung in φ | 61 |
| Abbildung 35. | Uniformität der Lichtausbeute | 66 |

VERZEICHNIS DER TABELLEN

| | | |
|----|--|----|
| 1. | Strahlungslängen und kritische Energien. | 13 |
| 2. | Mittlere Lichtausbeuten | 33 |
| 3. | Parameter zur Energieauflösung. | 39 |
| 4. | Energieauflösung für 0 und 70 mrad. | 41 |
| 5. | Parameter zur Ortskorrektur. | 54 |

DANKSAGUNG

Die vorliegende Arbeit entstand in der Forschungsgruppe F14 des Deutschen Elektronen Synchrotrons in Hamburg. Ich möchte an dieser Stelle allen Gruppenmitgliedern für die Zusammenarbeit und die gute Arbeitsatmosphäre danken.

Besonders bedanken möchte ich mich bei:

Herrn Prof.Dr.H.Spitzer für die Themenstellung und die gute Betreuung der Arbeit,

Herrn Dr.G.G.Winter für Betreuung und Ratschläge bei den Teststrahlungsmessungen,

dem Mitdiplomanden Herrn J.Marks für die gute Zusammenarbeit bei Teststrahlungsmessungen und Auswertung,

Herrn Kath und Herrn Schult für das Zuschneiden von 6192 Szintillatorplatten und Anfertigung von 144 Wellenlängenschiebern.

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