

Interner Bericht  
DESY F31-87-04  
Mai 1987

UNTERSUCHUNG DER ENERGIEAUFLÖSUNG EINER  
CsI(Tl)-SZINTILLATIONSZÄHLERMATRIX

von

Volker Stock

Eigentum:	DESY	Bibliothek
Property of:		library
Zugang:	29. Mai 1987	
Accession:		
Leihzeit:	7	ys
Loan period:		

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“

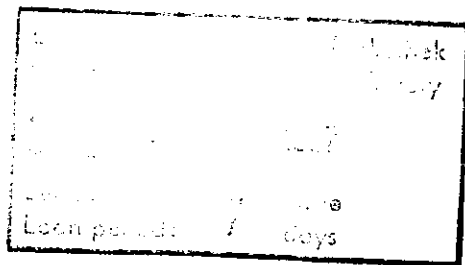
# Untersuchung der Energieauflösung einer CsI(Tl)-Szintillationszählermatrix

Diplomarbeit  
vorgelegt von

Volker Stock

Institut für Experimentalphysik  
Universität Hamburg

15. April 1987



## Abstract

This diploma thesis reports on tests of a matrix of 9 CsI(Tl) crystals. Each crystal was a of size 3x3x30 cm<sup>3</sup> and was read out with photodiodes. The matrix was exposed to an electron beam from the DESY synchrotron with energies from 0.7 to 6.0 GeV. Furthermore the energy resolution and the distribution of the electromagnetic shower particles were calculated by EGS Monte Carlo simulations. The energy resolutions were fitted by the function

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{b^2}{E[\text{GeV}]^2} + c^2}$$

The obtained values are given in the following table:

parameter	single crystal		sum of 9 crystals	
	EGS	test beam studies	EGS	test beam studies
b [%]	3.7	5.1	2.0	2.7
c [%]	1.1	0.6	0.7	0.9

The results from the test beam studies did not agree with the EGS calculated values because the EGS calculation didn't consider the energy spread of the incident particles, and assumed 100% collection of the scintillation light

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Wechselwirkungen in Szintillationskristallen</b>	<b>7</b>
2.1	Wechselwirkungen von geladenen Teilchen mit Materie	8
2.1.1	Prozesse mit Hüllenelektronen	8
2.1.2	Prozesse mit den Atomkernen	9
2.2	Wechselwirkungen von Photonen mit Materie	11
2.3	Schauerentwicklung in einem Szintillationskristall	14
<b>3</b>	<b>Photodiodeauslese von Szintillationszählern</b>	<b>15</b>
3.1	Arbeitsprinzip einer Photodiode	15
3.2	Die Diodenkennlinie	17
3.3	Spektrale Empfindlichkeit	18
3.4	Eigenschaften von Photodiode und Photomultiplier	19
<b>4</b>	<b>Das Teststrahllexperiment</b>	<b>20</b>
4.1	Die Kristalle	20
4.1.1	Eigenschaften der Kristalle	21
4.2	Aufbau der einzelnen Komponenten	24
4.2.1	Die Anordnung der Kristalle in der Matrix	24
4.2.2	Das Triggersystem	24
4.2.3	Justierung der Triggerzähler und der Kristallmatrix	27
4.2.4	Die Ausleseelektronik	27
4.2.5	Weitere Datenverarbeitung	28
<b>5</b>	<b>Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationsrechnung</b>	<b>29</b>
5.1	Berechnete Energieverteilungen in den Kristallen	31
5.1.1	Vorhersagen über die deponierte Energie	31
5.2	Schaueransbreitung und Energieverluste	33
5.2.1	Transversale Schaueransbreitung	34
5.2.2	Longitudinale Schaueransbreitung	34
5.3	Erreichbare Energieauflösung	37

<b>6</b>	<b>Auswertung der Testergebnisse</b>	<b>39</b>
6.1	Die Eichung des Testkalorimeters	39
6.1.1	Kalibrierung und Energieeichung	39
6.1.2	Die Linearität der Einschußenergie	41
6.2	Die Energieverteilungen in den Kristallen	43
6.2.1	Die Energieauflösung der Kristalle	45
6.2.2	Die Auswirkungen der Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute	49
6.3	Eine weitere Eichmöglichkeit	50
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>52</b>
<b>A</b>	<b>Die benutzte Funktion zur Anpassung an die Spektren</b>	<b>53</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>55</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>57</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Der Detektor CRYSTAL BARREL	6
2.1	Energieverlust in BGO	8
2.2	Lineare Abschwächungskoeffizienten für CsI(Tl)	11
2.3	Bereiche der Prozesse elektromagnetischer Strahlung	13
3.1	Aufbau einer PIN Photodiode	15
3.2	Ladungsträgererzeugung in einer PIN Photodiode	16
3.3	Die Kennlinie einer Photodiode	17
3.4	Spektrale Empfindlichkeit einer Photodiode	18
4.1	Aufbau zur Messung der Uniformität	22
4.2	Lichtausbeute der Kristalle in Abhängigkeit vom Einschubort	23
4.3	Standort der Triggerzähler	24
4.4	Lage der Kristalle im Gehäuse	25
4.5	Aufbau der Triggerelektronik	26
4.6	Aufbau der Ausleseelektronik	28
5.1	Kristallanordnung der 3x3 Matrix	30
5.2	EGS Spektrum eines Eckkristalles bei 3.0 GeV Einschubenergie	32
5.3	EGS Spektrum eines Nachbarkristalles bei 3.0 GeV Einschubenergie	32
5.4	EGS Summenspektrum bei 3.0 GeV Einschubenergie	33
5.5	Transversaler Energieverlust bei 3.0 GeV Einschubenergie	34
5.6	Longitudinaler Energieverlust bei 3.0 GeV Einschubenergie	35
5.7	Longitudinaler Schauerverlauf bei 3.0 GeV Einschubenergie	36
5.8	Berechnete Energieauflösung einer 3x3 Matrix	38
6.1	Linearitätsmessung eines CAMAC ADC	40
6.2	Deponierte Energie im Zentralkristall	41
6.3	Linearität der Einschubenergie	42
6.4	Spektrum eines Eckkristalles bei 3.0 GeV Einschubenergie	43
6.5	Spektrum eines Nachbarkristalles bei 3.0 GeV Einschubenergie	44
6.6	Summenspektrum bei 3.0 GeV Einschubenergie	44
6.7	Energieauflösung eines Einzelkristalles	46
6.8	Energieauflösung nach der Summation über 9 Kristalle	46
6.9	Vergleich zweier Eckkristalle bei 3.0 GeV Einschubenergie	47
6.10	Ausgangssignale der Hauptverstärker	48
6.11	Spektren zweier Nachbarkristalle bei 3.0 GeV Einschubenergie	49
A.1	Spektrum und Fitfunktion bei 3.0 GeV Einschubenergie	54

# Tabellenverzeichnis

2.1	Strahlungslänge, kritische Energie und Molière Radius einiger Schauenzähler	10
2.2	Wechselwirkungen von Photonen mit Materie	13
3.1	Eigenschaften von Photomultiplier und Photodiode	19
4.1	Optische Eigenschaften verschiedener Szintillationszähler	21
4.2	Verwendete Kristalle in der Testmatrix	22
5.1	Deponierte Energie nach EGS in der Matrix	31
5.2	Maximum der longitudinalen Schauerausbreitung im Zentralkristall	35
5.3	Erreichbare Energieauflösung nach EGS	38
6.1	Energieauflösung der Kristalle	45

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Hochenergiephysik beschäftigt sich mit der Untersuchung der elementaren Bausteine der Materie. Zum Nachweis der Teilchen werden komplexe Detektorsysteme benötigt. Mit der Steigerung der vorhandenen Energie bei hochenergetischen Stößen durch immer neue Entwicklungen im Bau von Teilchenbeschleunigern wuchsen auch die Dimensionen der Nachweisdetektoren. Während in einem Zyklotron Protonen mit Energien um 20 MeV zur Untersuchung der Kernbausteine erzeugt werden konnten, werden am CERN im SPS Proton-Antiproton Reaktionen bei 540 GeV Schwerpunktsenergie erzeugt und am DESY in PETRA Elektronen und Positronen mit über 40 GeV aufeinander geschossen. Detektoren zum Nachweis von solch hochenergetischen Reaktionsteilchen haben typische Ausmaße von 10 m in der Länge und bestehen aus mehreren Komponenten.

Ein Hauptbestandteil eines Detektors ist das Kalorimeter zum Nachweis der Energie der entstandenen Teilchen. Der Aufbau dieser Kalorimeter ist unterschiedlich, er hängt von der Art des nachzuweisenden Teilchens ab. Für den Nachweis von elektromagnetischen Schauern aus Elektronen, Positronen und Photonen werden häufig Szintillationszähler benutzt. Szintillatoren sind organische oder anorganische Kristalle, die die durch Ionisation der eintreffenden Teilchen verursachte Anregung in sichtbares Licht konvertieren.

Das emittierte Licht wird meistens mit Hilfe von Photomultipliern nachgewiesen. Da Photomultiplier aber einige konstruktionsbedingte Nachteile aufweisen, werden in jüngster Zeit verstärkt Ausleseversuche mit Photodioden unternommen. Diese Auslesetechnik ist durch die Neuentwicklung von großflächigen Photodioden in den letzten Jahren ermöglicht worden. Die Photodioden sind in einem höheren Wellenlängenbereich empfindlich als Photomultiplier. Da man eine optimale Anpassung an das Absorptionsspektrum einer Photodiode erreichen will, muß ein Szintillationskristall benutzt werden, dessen Emissionsmaximum bei möglichst großen Wellenlängen im sichtbaren Bereich liegt.

Von den üblichen Szintillatoren hat CsI(Tl) mit 550 nm die größte Wellenlänge des Emissionsmaximums. Aus diesem Grund sollen bereits zwei in der Planung befindliche Detektoren (CLEO II am CESR und CRYSTAL BARREL am LEAR) mit einem elektromagnetischen Kalorimeter aus CsI(Tl)-Kristallen mit Photodiodenauslese ausgerüstet werden. Abbildung 1.1 zeigt die verschiedenen Komponenten des CRYSTAL BARREL-Detektors.

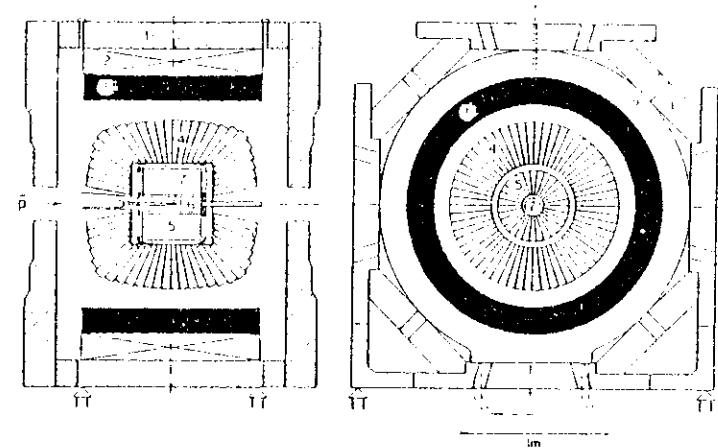


Abbildung 1.1: Der Detektor CRYSTAL BARREL [Ake85]

- 1) Halterung
- 2) alter Spulenker
- 3) neuer Spulenker
- 4) CsI(Tl)-Kristalle
- 5) Jet-Driftkammer
- 6) Röntgenstrahlrdriftkammer oder Vieldrahtproportionalkammer
- 7) Target

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Eignung von CsI(Tl)-Kristallen als Nachweismedium für elektromagnetische Schauer untersucht. Dazu wurden Rechnungen mit EGS Monte Carlo-Simulationsprogrammen und Messungen in einem Teststrahllexperiment bei Einschubenergien zwischen 0,7 und 6,0 GeV durchgeführt.

In Zusammenhang mit dieser Arbeit entstand eine weitere Diplomarbeit [Krü87], die sich mit grundlegenden Untersuchungen an CsI(Tl)-Kristallen befaßt.

# Kapitel 2

## Wechselwirkungen in Szintillationskristallen

In diesem Kapitel soll auf die Prozesse eingegangen werden, die beim Durchgang von Elektronen, Positronen und Photonen durch Materie angeregt werden. Weiterhin wird ein einfaches Modell der Seherenausbreitung in einem Szintillationskristall vorgestellt.

Geladene Teilchen können ihre Energie durch Wechselwirkungen mit den Hüllenelektronen über

- Ionisationsverluste (geringer Energieübertrag)
- Bhabha- oder Møllerstreuung (großer Energieübertrag)
- Elektron-Positron-Annihilation

oder durch Wechselwirkungen mit den Atomkernen über

- Bremsstrahlung
- Coulombstreuung

abgeben. Für Photonen sind

- Photoeffekt
- Comptoneffekt
- Paarbildung

als Wechselwirkung mit dem Absorbermaterial von Bedeutung.

## 2.1 Wechselwirkungen von geladenen Teilchen mit Materie

### 2.1.1 Prozesse mit Hüllenelektronen

Der Ionisationsverlust für geladene Teilchen ergibt sich aus der Bethe-Bloch-Formel zu [Fer86]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{N_A Z}{A} \cdot \frac{4\pi z^2 e^4}{m v^2} \cdot \left( \ln \frac{2 m v^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right) \quad (2.1)$$

Hier steht  $I$  für das mittlere Ionisationspotential, das man für  $Z \geq 20$  bestimmen kann aus:  $I \approx Z \cdot 10$  eV.  $N_A$  ist die Avogadro-Konstante,  $A$  und  $Z$  sind die Nukleonenzahl und die Ladung des Absorbermaterials,  $z$  und  $v$  sind die Ladung und die Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens,  $m$  steht für die Elektronenmasse. Außerdem wurden die folgenden Abkürzungen benutzt:  $\beta = \frac{v}{c}$ ;  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ .

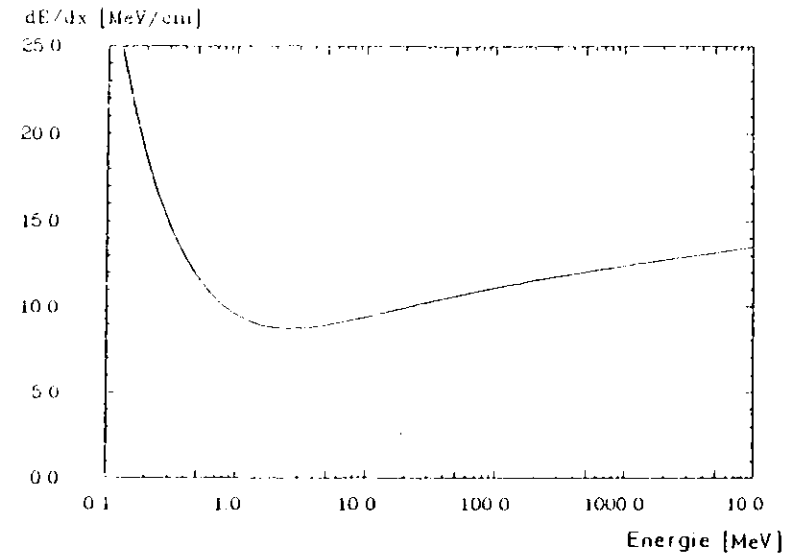


Abbildung 2.1: Energieverlust in BGO [Bie84]

Der in Abbildung 2.1 dargestellte Energieverlust fällt mit  $\frac{1}{\beta^2}$  für nichtrelativistische Geschwindigkeiten, hat ein Minimum bei  $E = 3 m c^2$  und steigt danach wieder etwas an. Teilchen mit einer Einfallsenergie oberhalb des minimalen Energieverlustes werden minimalionisierend genannt.

Für hochenergetische Protonen ( $\beta \rightarrow 1$ ) wird aus Gleichung ( 2.1 ) :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{N_A Z}{A} \cdot \frac{2\pi c^4}{mc^2} \cdot (2 \ln \frac{2mc^2}{I} + 4 \ln \gamma - 2) \quad (2.2)$$

Der Ionisationsverlust für Elektronen bei kleinen Energieüberträgen ist gleich dem Ionisationsverlust für schwere Teilchen. Bei hohen Energieüberträgen hängt der Wechselwirkungsquerschnitt allerdings von der Art des einfallenden Teilchens ab. Møller berechnete den Wirkungsquerschnitt für Elektron-Elektron-Streuung. Hieraus ergibt sich Energieverlust für hochenergetische Elektronen zu :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{N_A Z}{A} \cdot \frac{2\pi c^4}{mc^2} \cdot (2 \ln \frac{2mc^2}{I} + 3 \ln \gamma - 1.95) \quad (2.3)$$

Der Energieverlust für Positronen weicht von dem für Elektronen nur unwesentlich ab. Der Wirkungsquerschnitt hierfür wurde nach Bhabha benannt. Im Vergleich der Gleichungen für Protonen ( 2.2 ) und Elektronen ( 2.3 ) zeigt sich, daß für schwere Teilchen der relativistische Anstieg des Energieverlustes ( ausgedrückt durch den zweiten Term ) etwas größer ist als für Elektronen. Man sieht, daß der Energieverlust durch Ionisation proportional zu  $Z$  ist und mit dem Logarithmus der Einfallsenergie wächst.

Hochenergetische Positronen verhalten sich wie Elektronen, sie verlieren Energie durch Ionisation und Bremsstrahlung. Mit abnehmender Energie wächst der Wirkungsquerschnitt für die Annihilation. Der Hauptprozeß bei der Vernichtung eines Elektron-Positron-Paares ist :

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$$

Ebenso ist aber eine Annihilation in ein einzelnes Photon möglich, wenn es sich um ein gebundenes Elektron handelt. Der Wechselwirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist aber wesentlich kleiner als die Vernichtung in zwei Photonen.

### 2.1.2 Prozesse mit den Atomkernen

Bei höheren Teilchenenergien tritt als Wechselwirkung mit den Atomkernen vornehmlich Bremsstrahlung auf. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist gegeben durch [Fer86] :

$$\frac{dE}{dx} = E \cdot \frac{N_A Z^2}{A} \cdot \frac{4\pi c^4}{m^2 c^3} \cdot \left[ \ln \frac{183}{\sqrt{Z}} + \frac{1}{18} \right] \quad (2.4)$$

Wenn man diese Gleichung umschreibt zu

$$\frac{dE}{E} = \frac{dx}{X_0}$$

sieht man, daß mit dem Energieverlust durch Bremsstrahlung eine Konstante, die sogenannte Strahlungslänge, definiert ist. Unter Vernachlässigung des Termes  $\frac{1}{18}$  erhält man :

$$\frac{1}{X_0} = \frac{N_A Z^2}{A} \cdot \frac{4\pi c^4}{m^2 c^3} \cdot \left[ \ln \frac{183}{\sqrt{Z}} \right] \quad (2.5)$$

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist proportional zu  $Z^2$  und wächst linear mit der Energie des einfallenden Teilchens. Außerdem ist er von der Masse des einfallenden Teilchens mit  $\frac{1}{m^2}$  abhängig, somit hat Bremsstrahlung für schwerere Teilchen nur einen geringen Energieverlust zur Folge. Aus der Energieabhängigkeit der Wechselwirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung und Ionisation ist ersichtlich, daß bei höheren Energien Bremsstrahlung die Hauptwechselwirkung ist. Diejenige Energie, bei der der Energieverlust durch Ionisation gleich dem Energieverlust durch Bremsstrahlung ist, wird kritische Energie ( $E_k$ ) genannt. Man kann die kritische Energie berechnen gemäß [Fer86] :

$$E_k = \frac{1600}{Z} \cdot mc^2 \quad (2.6)$$

Hochenergetische Teilchen ändern ihre Richtung bei der Abgabe von Bremsstrahlungsquanten nur sehr wenig. Zu einer größeren seitlichen Schauerenausbreitung kommt es erst durch elastische Coulomb-Streuung niederenergetischer Elektronen und Positronen. Ein Maß für diese laterale Ausbreitung ist der materialabhängige Molière-Radius. Der Molière-Radius beschreibt die seitliche Schauerenausbreitung nach einer Strahlungslänge und ist gegeben durch [Fer86] :

$$R_m = 21 \cdot \frac{X_0}{E_k [\text{MeV}]} \quad (2.7)$$

Material	$X_0$ [cm]	$E_k$ [MeV]	$R_m$ [cm]
BaF <sub>2</sub>	2.05	13.2	3.21
Bi <sub>4</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>12</sub> [BGO]	1.12	10.1	2.32
CSl(Tl)	1.86	10.2	3.83
NaI(Tl)	2.59	12.5	4.32

Tabelle 2.1: Strahlungslänge, kritische Energie und Molière-Radius einiger Schauerzähler [Par86]



## 2.2 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie

Bei Photonenwechselwirkungen besteht im Gegensatz zu Elektronen eine große Wahrscheinlichkeit, daß das Photon vernichtet wird. Die Anzahl der Photonen nach einer Schichtdicke  $dx$  ist gegeben durch

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (2.8)$$

Den linearen Abschwächungskoeffizienten  $\mu$  erhält man aus

$$\mu = \frac{N_A}{A} \cdot \sigma_{tot} \approx \frac{N_A}{A} \cdot (\sigma_{Photo} + Z \cdot \sigma_{Compton} + \sigma_{Paar}) \quad (2.9)$$

Oft wird auch anstatt des linearen Abschwächungskoeffizienten der Massenabschwächungskoeffizient  $\frac{\mu}{\rho}$  angegeben.

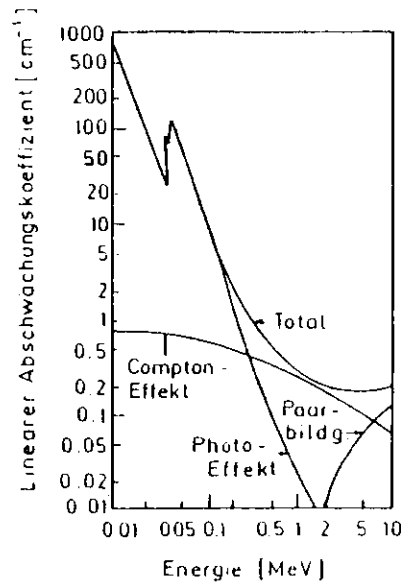


Abbildung 2.2: Lineare Abschwächungskoeffizienten für CsI(Tl) [Har84]

### Photoeffekt

Der Photoeffekt ist eine Wechselwirkung zwischen dem einfallenden Photon und den Hüllenelektronen eines Atomes. Wenn die Energie  $E_\gamma$  des Photons die Bindungsenergie  $E_B$  des Elektrons erreicht, kann es vom Atom absorbiert werden und es wird ein Elektron mit der kinetischen Energie  $T = E_\gamma - E_B$  emittiert. Für niedrige Einfallenergien wird das Elektron fast senkrecht zum einfallenden Photon emittiert, bei höheren Einfallenergien wird es zunehmend in Vorwärtsrichtung emittiert. Da der Wechselwirkungsquerschnitt  $\sigma_{Photo}$  für Energien bis 511 keV mit  $\frac{1}{E^3}$ , und mit  $\frac{1}{E}$  bei höheren Energien fällt, ist der Photoeffekt bei größeren Einfallenergien ( $E_\gamma > 1$  MeV) vernachlässigbar.

### Comptoneffekt

Beim Comptoneffekt handelt es sich um einen Stoßprozeß des Photons mit einem Hüllenelektron. Das einfallende Photon verliert dabei Energie, die als kinetische Energie dem Elektron übertragen wird. Der Wechselwirkungsquerschnitt  $\sigma_{Compton}$  fällt mit  $\frac{1}{E}$ . Der Comptoneffekt ist nur wichtig bei Energien um 1 MeV.

### Paarbildung

Paarbildung ist der wahrscheinlichste Prozeß für hochenergetische Photonen, da der Wirkungsquerschnitt ab einer Schwellenenergie von  $2m_0c^2$  mit ungefähr  $\ln E$  wächst. Für hohe Einfallenergien ist der Wechselwirkungsquerschnitt  $\sigma_{Paar}$  energiemabhängig und strebt gegen den Grenzwert [Fer86]:

$$\sigma_{Paar} = \frac{Z^2 4\pi r_e^2}{m_0^2 c^4} \cdot \left[ \frac{7}{9} \ln \frac{183}{\sqrt{Z}} - \frac{1}{54} \right] \quad (2.10)$$

Unter Vernachlässigung des zweiten Termes findet man hier wiederum die Strahlungslänge  $\lambda_0$

$$\mu_{Paar} = \frac{N_A}{A} \cdot \sigma_{Paar} = \frac{7}{9} \cdot \frac{1}{\lambda_0} \quad (2.11)$$

Die Wirkungsquerschnitte für Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung hängen verschieden stark von der Energie des  $\gamma$ -Quantes und der Ladungszahl des Absorbers ab. Ihre Abhängigkeit ist in Tabelle 2.2 zusammengefaßt. In Abbildung 2.3 sind die Bereiche der Vorherrschaft der einzelnen Wechselwirkungen dargestellt.

Wechselwirkung	Ladungsabhängigkeit	Energieabhängigkeit
Photoeffekt	$Z^4$ bis $Z^5$	$E^{-1}$ bis $E^{-1}$
Comptoneffekt	$Z$	näherungsweise $E^{-1}$
Paarbildung	$Z^2$	$\ln E$

Tabelle 2.2: Wechselwirkungen von Photonen mit Materie [Har84]

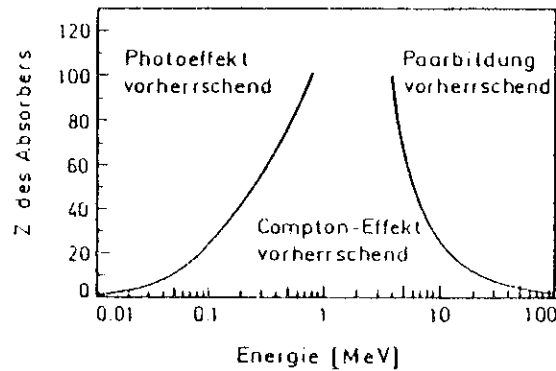


Abbildung 2.3: Bereiche der Prozesse elektromagnetischer Strahlung [Har84]

## 2.3 Schauarentwicklung in einem Szintillationskristall

Die Schauarentwicklung kann durch die im Bereich höherer Energien vorherrschenden Effekte der Bremsstrahlung und der Paarbildung in einem einfachen Modell beschrieben werden [Ros56],[Fer83], das von folgenden Annahmen ausgeht :

Ein Elektron oder Positron gibt die Hälfte seiner Energie nach einer Strahlungslänge durch ein Bremsstrahlquant ab

Ein Photon erzeugt innerhalb einer Strahlungslänge ein Elektron Positron Paar mit jeweils der halben Photonenergie.

Die Vervielfachung der Schauerteilchen endet bei der kritischen Energie .

Ausgehend von einem einfallenden Elektron der Energie  $E_0$  entwickelt sich unter diesen Annahmen ein elektromagnetischer Schauer. Nach einer Strahlungslänge hat das einfallende Elektron die Hälfte seiner Energie an ein Bremsstrahlungsquant abgegeben. Innerhalb einer weiteren Strahlungslänge gibt das Elektron wiederum ein Bremsstrahlungsquant ab, beide haben die Energie  $\frac{E_0}{4}$ . Das in der ersten Strahlungslänge erzeugte Photon erzeugt innerhalb der zweiten Strahlungslänge ein Elektron Positron Paar mit einer Energie von ebenfalls je  $\frac{E_0}{4}$ . Wenn sich der Schauer weiter ausbreitet, erhält man nach  $n$  Strahlungslängen insgesamt  $N = 2^n$  Teilchen ( Elektronen, Positronen und Photonen ). Die Energie pro Teilchen ist nach  $n$  Strahlungslängen  $E(n) = \frac{E_0}{2^n}$ . In diesem einfachen Modell stoppt der elektromagnetische Schauer abrupt, wenn die Energie pro Teilchen unter die kritische Energie fällt. Die maximale Anzahl der Schauerteilchen tritt also nach

$$n_{max} = \frac{\ln \frac{E_0}{E_k}}{\ln 2} \quad (2.12)$$

Strahlungslängen auf. Die Anzahl der Schauerteilchen beträgt an diesem Ort

$$N_{max} = 2^{n_{max}} = \frac{E_0}{E_k} \quad (2.13)$$

In der Realität zeigt der Schauerverlauf keinen abrupten Abfall, sondern ein Maximum und einen allmählichen Abfall. Trotzdem kann man mit diesem einfachen Schauersmodell qualitative Aussagen machen :

- Das Maximum der Schauertiefe wächst logarithmisch mit der Eintrittsenergie  $E_0$
- Die Anzahl der Schauerteilchen wächst proportional mit  $E_0$

# Kapitel 3

## Photodiодenauslese von Szintillationszählern

Bisher gebaute Detektorsysteme mit Szintillationskristallen verwenden fast ausschließlich Photomultiplier zur Lichtsammlung. Ihre Betriebsmöglichkeit wird allerdings eingeschränkt durch den großen Platzbedarf, die Notwendigkeit einer gut stabilisierten Hochspannung und der empfindlichen Reaktion auf Magnetfelder. Als Ersatz werden bei der Lichtauslese zunehmend neuentwickelte großblächige Photodioden mit kleiner Kapazität und geringem Dunkelstrom eingesetzt. Die bei der Photodiode fehlende Eigenverstärkung muß durch ladungsempfindliche Vorverstärker erreicht werden.

Auf den folgenden Seiten werden Aufbau und Arbeitsweise einer PIN-Photodiode beschrieben und die Eigenschaften von Photomultiplier und Photodiode gegenübergestellt.

### 3.1 Arbeitsprinzip einer Photodiode

In einer Photodiode erfolgt eine Wandlung optischer Energie in ein elektrisches Signal mittels des Photosperrschichteffektes. Dabei werden die optisch erzeugten Elektronen-Loch-Paare durch das lokale elektrische Feld der Raumladungszone räumlich getrennt, so daß ein Photostrom (Sperrstromerhöhung) an den Diodenklemmen auftritt [Pau85].

Bei der Auslese der Szintillationskristalle wurden Silizium-PIN-Photodioden benutzt. Eine PIN-Photodiode besteht aus einem P-N-Übergang mit einer dazwischenliegenden I-Schicht (Intrinsic: eigenleitend). Auf den lichtempfindlichen Teil der Diode ist zusätzlich eine Antireflexschicht aufgebracht.

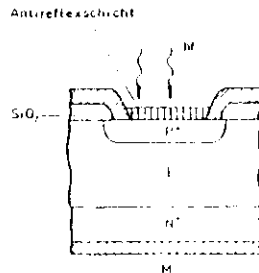


Abbildung 3.1: Aufbau einer PIN-Photodiode [Pau85]

In einer Photodiode entsteht ein Photostrom  $I_{ph}$  aus Elektronen-Loch-Paaren, der von der einfallenden Strahlungsintensität abhängig ist. Die Ladungsträgererzeugung in einer PIN-Photodiode ist in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Einfallende Photonen heben ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband, falls ihre Energie größer als die Energielücke des Halbleiters ist. Diese Elektronenanregung kann in der gesamten Diode stattfinden. Elektronen und Löcher, die in der I-Schicht oder innerhalb einiger Diffusionslängen zur I-Schicht erzeugt werden, driften, angezogen durch das elektrische Feld, zur N-Schicht bzw. zur P-Schicht. Außerhalb der I-Schicht rekombinieren diese Elektronen-Loch-Paare innerhalb einiger Diffusionslängen. Bei einer PIN-Photodiode erfolgt der Hauptteil der Ladungsträgergeneration in der breiten eigenleitenden Schicht. Die Dicke der Intrinsic-Schicht kann durch Anlegen einer Sperrspannung noch vergrößert werden, wodurch die Ansprechwahrscheinlichkeit erhöht wird.

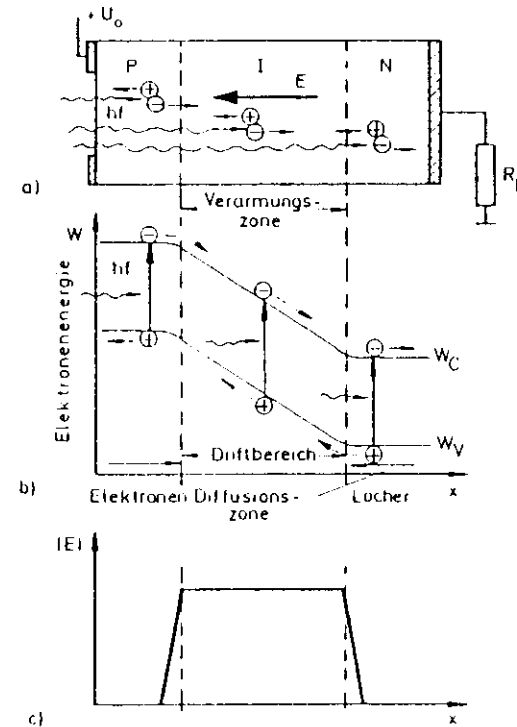


Abbildung 3.2: Ladungsträgererzeugung in einer PIN-Photodiode [Pau85]

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

### 3.2 Die Diodenkennlinie

Für die Auslese von Szintillatoren betreibt man die Photodiode im Sperrbereich (Sektor III in Abbildung 3.3). Dort sind zwei Kennlinien einer Photodiode eingezeichnet. Die durchgezogene Kurve stellt die übliche Diodenkennlinie

$$I = I_0 \cdot (e^{\frac{U}{U_T}} - 1)$$

dar. Bei einer Photodiode ist dies die Kennlinie des unbeleuchteten Zustandes. Sie wird deshalb Dunkelkennlinie genannt, und der stark temperaturabhängige Sättigungsstrom  $I_0$  wird als Dunkelstrom bezeichnet. Ausgelöst durch eine einfallende Strahlungsleistung  $\phi_e$  addiert sich zum Dunkelstrom der Photostrom  $I_{ph}$ , so daß sich der Diodenstrom im Sperrbereich ergibt zu:

$$I \approx -I_0 - I_{ph}(\phi_e)$$

Die Diode arbeitet als Stromquelle. Der eingeprägte Photostrom  $I_{phmax}$  verursacht am Lastwiderstand  $R_L = \frac{U_0}{I_{phmax}}$  eine Spannungsänderung, die bis zur Sperrspannung  $U_0$  reichen kann und über mehrere Zehnerpotenzen der Beleuchtungsstärke proportional ist.

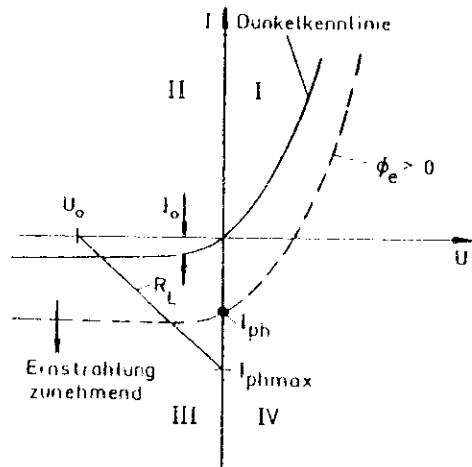


Abbildung 3.3: Die Kennlinie einer Photodiode [Pau85]

### 3.3 Spektrale Empfindlichkeit

Eine wichtige Größe einer Photodiode ist ihre spektrale Empfindlichkeit  $\kappa(\lambda)$ . Sie wird bestimmt durch die Änderung des Photostromes mit der einfallenden Strahlungsleistung:

$$\kappa(\lambda) = \frac{dI_{ph}}{d\phi}$$

Im Fall einer PIN-Diode ergibt sich:

$$\kappa(\lambda) = \eta \cdot \frac{q\lambda}{hc}$$

Die spektrale Empfindlichkeit ist direkt proportional zur Quantenausbeute  $\eta$ , die wiederum vom Reflexionsfaktor, vom wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  ( $\frac{1}{a}$ : mittlere Eindringtiefe) und von der Dicke der Verarmungszone abhängig ist. Folgende Punkte tragen zu einer maximalen Quantenausbeute bei:

- Auf der Lichteintrittsseite muß eine Antireflexionsschicht aufgebracht sein.
- Das p-dotierte Gebiet auf der Lichteintrittsseite sollte möglichst dünn sein.
- Die Intrinsic-Schicht muß sehr dick sein.

In Abbildung 3.4 ist die spektrale Empfindlichkeit der bei den Messungen verwendeten Photodioden aufgetragen. Ebenfalls eingezeichnet sind die berechneten Empfindlichkeiten, die bei Quantenausbeuten von 50% und 100% erreicht werden.

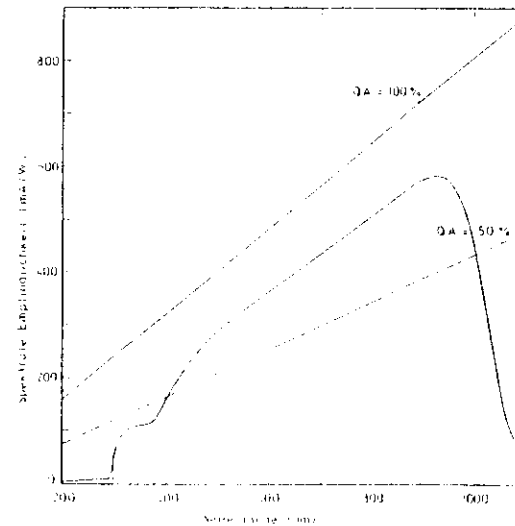


Abbildung 3.4: Spektrale Empfindlichkeit einer Photodiode vom Typ Hamamatsu S1790 [Lor85] (QA = Quantenausbeute)

### 3.4 Eigenschaften von Photodiode und Photomultiplier

Bisher wurden meist Photomultiplier zum Nachweis von Szintillationslicht benutzt. In jüngster Zeit ist allerdings durch Neuentwicklungen auch eine Auslese mit Photodioden möglich geworden. Die Photodiode hat im Vergleich zum Photomultiplier einige Vorteile .

- kleinere Bauform
- problemloser Einsatz im Magnetfeld ohne aufwendige Abschirmung
- keine sehr gut stabilisierte Hochspannung erforderlich
- hohe Quantenausbeute im Wellenlängenbereich üblicher Szintillatoren
- sehr großer linearer Bereich
- sehr gute Kurz- und Langzeitstabilität

Demgegenüber steht jedoch das große Problem der fehlenden Eigenverstärkung der Photodiode. Während Photomultiplier durch ihre Dynodenstruktur bereits eine Verstärkung des Signales erzielen, muß bei der Photodiodenauslese diese Verstärkung durch einen ladungsempfindlichen Vorverstärker erreicht werden. Das Rauschen dieser Vorverstärker hängt sehr stark von der Kapazität und dem Dunkelstrom der Diode ab. Die Kapazität und den Dunkelstrom kann man durch Veränderung der Sperrspannung beeinflussen. Eine Erhöhung der Sperrspannung erniedrigt zwar die Kapazität der Diode durch Vergrößerung der Verarmungszone, erhöht aber deren Dunkelstrom. Einfluß auf die Kapazität einer Photodiode hat auch ihre empfindliche Fläche. Eine größere Fläche liefert wiederum eine höhere Kapazität, man benötigt aber für eine hohe Lichtausbeute eine möglichst große Ausselefläche. In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Eigenschaften von herkömmlichen Photomultipliern und Photodioden gegenübergestellt.

Für die Messungen im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Photodioden vom Typ Hamamatsu S1790-02 mit einer empfindlichen Fläche von  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  verwendet. Diese Diode hat bei einer Sperrspannung von 30 V laut Herstellerangaben eine Kapazität von 80 pF und einen Dunkelstrom von maximal 5 nA.

Eigenschaft	Photomultiplier	Photodiode
Quantenausbeute bei 550 nm	12%	60%
spektrale Empfindlichkeit Maximum	300-650 nm 420 nm	320-1150 nm 900 nm
Eigenverstärkung	ja	nein
Rauschanfälligkeit	gering	groß
stabile Hochspannung erforderlich	ja	nein
Magnetfeldabhängigkeit	ja	nein

Tabelle 3.1: Eigenschaften von Photomultiplier und Photodiode

## Kapitel 4

### Das Teststrahlexperiment

Im April 1986 wurden Testmessungen mit einer Matrix aus neuen CsI(Tl)-Kristallen am Teststrahl 26 beim Deutschen Elektronen Synchrotron durchgeführt. Diese Messungen hatten das Ziel, die Energieauflösung der Szintillationszähler im GeV-Bereich zu bestimmen und den Einsatz von Photodiodenauslese als Nachweisteknik zu testen.

Im Synchrotron DESY werden Elektronen und Positronen auf eine Energie von 7.8 GeV beschleunigt. An einem Kohlefaden, der etwas außerhalb der optimalen Teilchenbahn installiert ist, erzeugen die nicht ganz auf der Sollbahn umlaufenden Teilchen Bremsstrahlung. In einem Metalltarget, in unserem Fall ein 4 mm Kupferplättchen, erzeugen die Bremsstrahlungsquanten  $e^+e^-$  Paare verschiedener Energien. Über einen vom Teststrahlbenutzer regelbaren Magneten werden die Teilchen mit der gewünschten Energie herausselektiert und gelangen durch ein Vakuumrohr in den Testbereich.

Im folgenden Abschnitt sollen die Kristalle, die Ausleseelektronik und die Datenaufnahme beschrieben werden.

#### 4.1 Die Kristalle

Ein wesentlicher Gedanke bei der Aufgabenstellung zu dieser Diplomarbeit war der mögliche Aufbau eines Detektorsystemes aus Szintillationskristallen in einem Magnetfeld. Ein platzsparender Aufbau ohne besondere Abschirmung ist dort nur mit Photodiodenauslese zu erreichen. Aufgrund der spektralen Empfindlichkeit im Bereich von 320 - 1150 nm und der fehlenden Eigenverstärkung einer Photodiode muß ein Szintillationsmaterial benutzt werden, das eine hohe Lichtausbeute liefert und dessen Emissionsspektrum bei möglichst großen Wellenlängen liegt.

Aus diesen Gründen wurde bei den Messungen CsI(Tl) als Szintillator verwendet. Es hat von den üblichen Schauerzählern mit 550 nm die größte Wellenlänge des Emissionsmaximums und eine hohe Lichtausbeute. Die in Tabelle 4.1 angegebene Lichtausbeute von 45 % im Vergleich zu NaI(Tl) wurde mit einem Photomultiplier vom Typ S11 bestimmt, dessen Maximum der spektralen Empfindlichkeit bei etwa 450 nm liegt. Bei der Auslese mit Photodioden ist die Lichtausbeute von CsI(Tl) und NaI(Tl) etwa gleich groß, da die Diode auch bei wesentlich höheren Wellenlängen empfindlich ist.

Eigenschaften	CsI(Tl)	NaI(Tl)	BGO	BaF <sub>2</sub>
Brechungsindex	1.80	1.85	2.13	1.49
Emissionmaximum [nm]	550	415	480	225 fast 310 slow
relative Lichtausbeute mit Photomultiplier [%]	45	100	13	3 fast 20 slow
Abklingzeit [µsec]	1065	230	300	0.8 fast 620 slow

Tabelle 4.1: Optische Eigenschaften verschiedener Szintillationszähler

#### 4.1.1 Eigenschaften der Kristalle

In der Testmatrix wurden 9 CsI(Tl)-Kristalle von 3 verschiedenen Herstellern verwendet. Benutzt wurden 6 Kristalle der Firma Biron, 2 Kristalle der Firma Harshaw und ein Kristall der Firma BDH. Jeder Kristall hatte eine Größe von 30x30x300 mm<sup>3</sup>, so daß die gesamte Testmatrix eine longitudinale Ausdehnung von 16.1 Strahlungslängen und eine Transversale Ausdehnung von 4.8 Strahlungslängen hatte.

Die Kristalle wurden von den Herstellern mit einer Verpackung aus weißer Teß-anfolie unter einer Mylarfolie geliefert. Mit dieser Verpackung waren die Kristalle an 5 Seiten unabweckbar, lediglich eine Stirnseite war zur Lichtausbeute freigeblieben worden. Diese Kristalloberfläche war auch als einzige zur besseren Lichtausbeutemöglichkeit poliert. Das Aussehen der Kristalle war sehr verschieden, es reichte von klar über milchig bis zu leicht färbig und ist in Tabelle 4.2 aufgeführt.

Von allen Kristallen wurde vor Beginn der Messungen am Teststrahl die Energieauflösung eines <sup>137</sup>Cs-Präparates (662 keV  $\gamma$ -Linie) und die Uniformität der Lichtausbeute bestimmt. Diese Messungen wurden mit einem Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R268 durchgeführt. Bei der Messung der Energieauflösung wurde mit der radioaktiven Quelle an der Frontseite gegenüber dem Photomultiplier eingestrahlt und die Breite des Photopeaks bei der halben Zahlrate des Maximums bestimmt ( Full Width Half Maximum ). Die gemessenen Werte sind ebenfalls in Tabelle 4.2 eingetragen.

Kristall	Aussehen	Position in der Matrix (siehe Abbildung 4.1)	Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}(\text{FWHM})$ [%]	Uniformität [%]
Har #1	matt, weiß	#1	15.1	88.0
BDH	matt, gelblich	#2	14.0	6.3
Bie #6	matt, weiß	#3	13.0	16.7
Har #2	klar, leicht gelblich	#4	16.7	69.0
Bie #2	klar, farblos	#5	12.1	5.6
Bie #5	matt, weiß	#6	13.1	7.7
Bie #1	klar, farblos	#7	11.9	3.5
Bie #3	matt, weiß	#8	12.6	8.0
Bie #4	matt, weiß	#9	12.3	5.5

Tabelle 4.2: Verwendete Kristalle in der Testmatrix

Für die Bestimmung der Uniformität wurde ebenfalls eine <sup>137</sup>Cs-Quelle benutzt. Zur Kollimierung befand sich das Präparat in einem Bleiziegel mit einer 5 mm starken Bohrung. Es wurde die Lichtausbeute bei Einschuß an der Frontseite ( L<sub>0</sub> ) und bei Einschuß an einer Längsseite des Kristalls gemessen. An der Längsseite wurden 9 Meßpunkte im Abstand von 3 cm aufgenommen, deren Lichtausbeute mit L<sub>x</sub> bezeichnet wird.

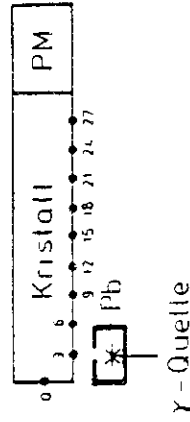


Abbildung 4.1: Aufbau zur Messung der Uniformität

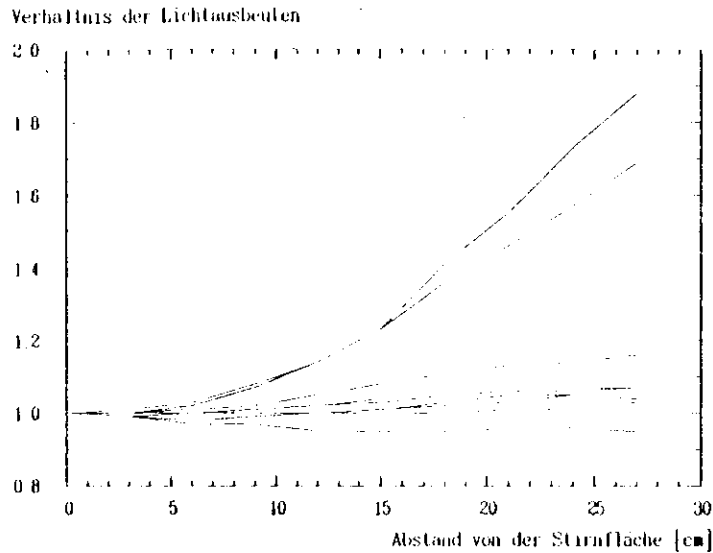


Abbildung 4.2: Lichtausbeute der Kristalle in Abhängigkeit vom Einschub

In Abbildung 4.2 ist die auf Einschub an der Frontseite normierte Lichtausbeute  $\frac{L}{L_0}$  aufgetragen. Man erkennt, daß zwei Kristalle eine wesentlich höhere Lichtmenge liefern, wenn mit der Quelle in der Nähe des Photomultipliers eingeschossen wird. Auf die Auswirkungen dieser Nichtlinearität wird noch bei der Auswertung der Testmessungen eingegangen. Um die Linearität der Lichtausbeute durch einen Zahlenwert ausdrücken zu können, wird die Uniformität folgendermaßen definiert:

$$U = \frac{L_{max} - L_{min}}{L_0}$$

Dieser Wert ist auch in Tabelle 4.2 eingetragen.

Eine genaue Untersuchung der bei dieser Arbeit verwendeten Kristalle wurde im Rahmen einer zweiten Diplomarbeit durchgeführt [Krü87]. Neben den hier vorgestellten Eigenschaften wurden die relative Lichtausbeute, die Energieauflösung im niederenergetischen Bereich und Strahlenschäden untersucht. Außerdem befaßt sich diese Arbeit mit dem Test verschiedener Verpackungen und mehrerer optischer Koppler.

## 4.2 Aufbau der einzelnen Komponenten

### 4.2.1 Die Anordnung der Kristalle in der Matrix

Die Kristalle wurden während der Messungen am Teststrahl in einem Kasten aus 8 mm starken Aluminium gelagert und durch Epoxy-Platten und Federn an ihrer Position gehalten. An der Stirnseite des Kastens bestand die Wand aus einer nur 1 mm dicken Aluminium-Platte, um die Energieabsorption beim Durchgang möglichst gering zu halten. Zum Schutz gegen Lichteintritt wurden die Kanten zusätzlich noch mit schwarzem Klebeband abgedichtet. Die Durchführung der Signalkabel von den Dioden zu den Vorverstärkern erfolgte mit Lemo-Buchsen. Die Kristallanordnung ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

### 4.2.2 Das Triggersystem

Das von uns benutzte Triggersystem bestand aus vier Plastikszintillatoren mit Photomultiplierauslese. Der erste Triggerzähler (T1) war ganz am Anfang des Teststrahlgebietes noch innerhalb des Vakuumrohres angebracht. Es kann deshalb auch keine Ausdehnung des Triggers angegeben werden. Am Ende des Vakuumrohres war auf einem Fahrtisch ein Triggerkreuz aus den Zählern T2 und T3 aufgebaut. In Koinzidenz hatten die beiden Szintillatoren eine empfindliche Fläche von  $12 \times 15 \text{ mm}^2$ . Auf einem zweiten Fahrtisch war ein weiterer Fingertrigger mit einer empfindlichen Fläche von  $7 \times 7 \text{ mm}^2$  installiert.

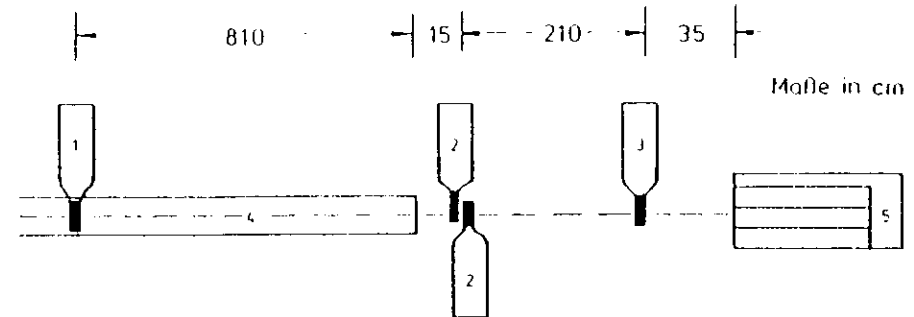


Abbildung 4.3: Standort der Triggerzähler

- 1) Triggerzähler T1
- 2) Triggerzähler T2 und T3
- 3) Triggerzähler T4
- 4) Vakuumrohr
- 5) Kristallmatrix

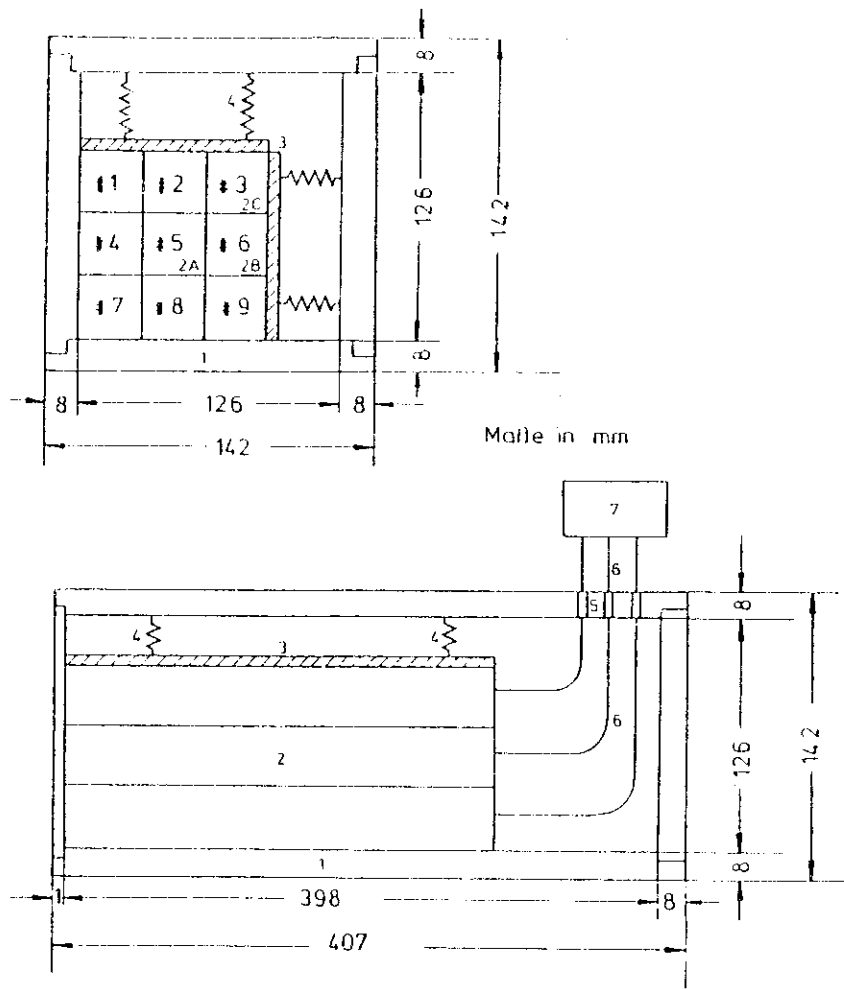


Abbildung 4.4: Lage der Kristalle im Gehäuse; Ansicht von hinten bzw. oben

- 1) Gehäuse
- 2) Kristalle: 2A) Zentralkristall  
2B) Nachbarkristall  
2C) Eckkristall
- 3) Epoxy-Platten
- 4) Federn
- 5) Leuko-Durchführungen
- 6) Kabel
- 7) Vorverstärker

Im Testexperiment wurde dann eine Koinzidenzschaltung aus allen vier Szintillatoren aufgebaut. Das Signal der Photomultiplier wurde in einem Shaping Time Amplifier mit einer Zeitkonstanten von 1  $\mu$ sec verstärkt und anschließend auf einen TSCA ( Timing Single Channel Analyzer ) gegeben. Die untere Schwelle des TSCA wurde so eingestellt, daß man eine Rauschfrequenz von etwa 2 Hz für einen einzelnen Photomultiplier erhielt. Durch die im TSCA eingebaute variable Verzögerungsschaltung konnte man auch die Ausgangssignale der vier verschiedenen Trigger zeitlich sehr gut aufeinander abstimmen.

Die vier Triggersignale wurden dann auf ihre zeitliche Übereinstimmung in einem Koinzidenzbaustein überprüft. Trotz der Rauschfrequenz jedes Multipliers wurde über einen Zeitraum von 10 Stunden nicht eine zufällige Koinzidenz gemessen. An diesem Koinzidenzgerät konnte man die Anzahl der benötigten gleichzeitigen Eingangssignale zur Erzeugung eines Koinzidenzsignales wählen. Somit bestand auch eine gute Möglichkeit zur Bestimmung des Elektroniknullpunktes. Diese sogenannten Pedestals konnte man dadurch erhalten, daß man ohne Teilchenstrahl die Anzahl der benötigten Eingangsimpulse auf eins stellte, das heißt, die Koinzidenzbedingung abschaltete. Dann wurde durch das Rauschen der Photomultiplier immer wieder ein Ausleseimpuls ausgelöst. Da in den Kristallen durch den fehlenden Teilchenstrahl keine Energie deponiert wurde, konnte man so auf einfache Weise den Energiemullpunkt der Elektronik bestimmen. Im Anschluß an den Koinzidenzbaustein folgten noch eine Verzögerungseinheit und ein Level-Adapter, der eine Wandlung von TTL-Signalen auf NIM-Signalen durchführte. Dieser so erzielte Ausleseimpuls wurde dann auf den Strobe-Eingang der CAMAC-ADCs gegeben.

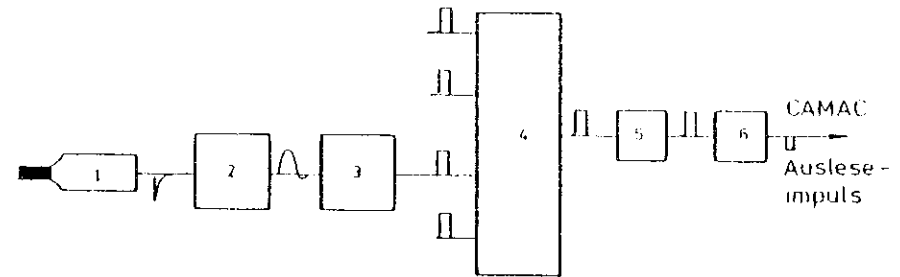


Abbildung 4.5: Aufbau der Triggerelektronik

- 1) Photomultiplier
- 2) Shaping Time Amplifier
- 3) TSCA
- 4) Universal Koinzidenz
- 5) Delay Amplifier
- 6) Level Adapter



### 4.2.3 Justierung der Triggerzähler und der Kristallmatrix

Vor Beginn der Testmessungen wurde der Teilchenstrahl mit den vorhandenen Triggerzählern vermessen. Dabei wurden sämtliche Zählraten auf die Anzahl der Impulse des ersten Triggers normiert. Diese Normierung mußte vorgenommen werden, da die gemessenen Zählraten stark schwankten.

Die erste Justierung konnte mit den Triggern T2 und T3 vorgenommen werden, die sich als Kreuz auf dem Fahrtisch 1 befanden und eine empfindliche Fläche von  $12 \times 15 \text{ mm}^2$  hatten. Durch Verfahren der Triggerzähler konnte man sehr gut das horizontale und das vertikale Strahlprofil erkennen und die maximale Zählrate einstellen. Ebenso wurde dann der vierte Triggerzähler, der auf dem zweiten Fahrtisch aufgebaut war, mit einer empfindlichen Fläche von  $7 \times 7 \text{ mm}^2$  genau mit dem Teststrahl einjustiert.

Auf die so durch die Triggerzähler T2, T3 und T4 gebildete Gerade wurde mit Hilfe eines Nivelliergerätes der Mittelpunkt des Zentralkristalles der Matrix ausgerichtet. Der genaue Mittelpunkt wurde dann wiederum mit dem Teilchenstrahl auf folgende Art ermittelt. Wenn man in etwa den Mittelpunkt der Kristallmatrix als Einschubpunkt gewählt hat, sehen die Spektren der Nachbarkristalle sehr ähnlich aus. Führt man die Kristalle (sie befanden sich auf Fahrtisch 3) nun in eine solche Position, daß der Einschubpunkt mehr am Rand des Zentralkristalles liegt, erhält man in den Nachbarkristallen ein unsymmetrisches Spektrum. Wird der Tisch noch weiter in Richtung eines Nachbarkristalles bewegt, erhält man im Zentral- und im Nachbarkristall zwei Peaks, den Peak, der die Energie des Druckeinschusses darstellt und den Peak von der Energie deponierung als Nachbarkristall. Wenn die Verteilung in beiden Kristallen identisch ist, hat man die Kante des Zentralkristalles ermittelt. Auf diese Weise wurden die vier Kanten des Zentralkristalles bestimmt und hieraus der Mittelpunkt der Kristallmatrix berechnet.

### 4.2.4 Die Ausleseelektronik

Zur Lichtauslese wurden je Kristall drei Photodioden vom Typ Hamamatsu S1790 02 benutzt, deren Eigenschaften in Kapitel 3 beschrieben worden sind. Zur Kopplung zwischen Kristall und Photodiode diente das optische Fett Rhodorsil Hmb 47V. Die Dioden wurden mit einer Sperrspannung von 24 V betrieben. Die Kabellänge zwischen Photodiode und Vorverstärker wurde mit 20 cm möglichst kurz gewählt, um die Eingangskapazität des Vorverstärkers gering zu halten. Die Durchführung der Signalkabel von den Dioden zu den Vorverstärkern durch die Wand des Aluminiumkastens erfolgte mit Lemo Buchsen. Von diesen Buchsen wurden am Anfang zwei Ausführungen benutzt, einmal ein Chassis-Verbindungsstück mit beidseitiger Buchse und zweitens Gerätebuchsen, bei denen das Signalkabel auf der Gehäuseinnenseite direkt angelötet wurde. Bei unseren Messungen fanden wir dann bei den Verbindungsstücken mit beidseitiger Buchse ein erhöhtes Rauschen nach dem Vorverstärker. Nach dem Austausch gegen Gerätebuchsen mit einseitiger Lotbefestigung war dieses zusätzliche Rauschen verschwunden. Das Rauschen wird wohl dadurch verursacht worden sein, daß der Massekontakt bei den doppelseitigen Steckbuchsen zwischen den Kabeln und der Box, die die Photodioden ja auch gegen Störeinstrahlung abschirmte, nicht gut genug war.

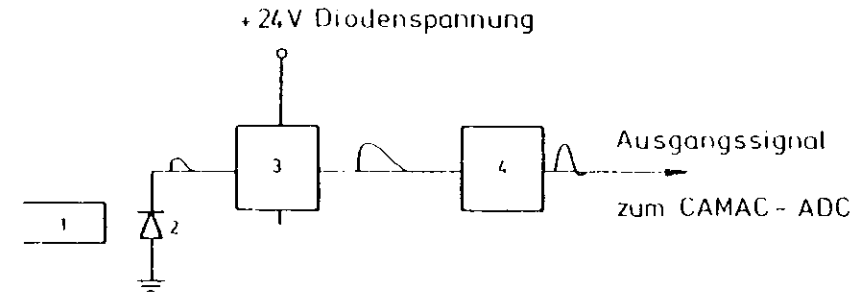


Abbildung 4.6: Aufbau der Ausleseelektronik

- 1) Kristall
- 2) Photodiode
- 3) Vorverstärker
- 4) Hauptverstärker

Als Vorverstärker wurden Hybrid Bausteine verwendet, die vom MPI in München entwickelt wurden [Lor85]. Die Ausgangssignale der Vorverstärker wurden über 30 m lange Kabel zu den Hauptverstärkern in der Meßhütte geleitet. Als Hauptverstärker wurden verschiedene Fabrikate der Firmen Ortec und Canberra benutzt, die mit einer Zeitkonstanten von  $2 \mu\text{sec}$  betrieben wurden. Das Ausgangssignal aus dem Hauptverstärker wurde aus dem unipolaren Ausgang entnommen und von den CAMAC ADC's ausgelesen. Eine Skizze der Ausleseelektronik ist in Abbildung 4.6 dargestellt.

### 4.2.5 Weitere Datenverarbeitung

Zur Auslese der Hauptverstärkersignale dienten CAMAC-ADC's der Marke Ortec AD 811. Den Strobe Impuls zur Ausleseanforderung lieferte das Trigger-System. Jeder ADC hat eine Auflösung von 11 bit ( 2048 Kanäle ) und ein zusätzliches Overflowbit. Es sind spannungsempfindliche Geräte mit einer maximalen Signaleingangsspannung von 2 V. Innerhalb der Gate Öffnungszeit von maximal 350 nsec suchen die ADC's selbsttätig das Maximum.

Die Daten der ADC's wurden über einen Schlumberger JLSI 10-CAMAC-Controller auf eine LSI 11 übertragen. Die Ausleseanforderung durch den Controller wurde interruptgesteuert verarbeitet, die Auslese der ADC's mit Unterprogrammen vorgenommen. Diese Unterprogramme sind in Fortran geschrieben und wurden am HASYLAB entwickelt [Bei83]. Durch die Erstellung des Programmes in einer höheren Programmiersprache ist naturgemäß nur eine recht langsame Datenauslese möglich. Dies spielt aber bei den niedrigen Zählraten am Teststrahl ( kleiner  $10 \text{ Hz}$  ) keine Rolle. Die Meßwerte wurden dann auf eine Diskette geschrieben, auf Band unkopiert und auf der Recheneinlage des DESY ausgewertet.

Au dem LSI 11 Rechner war außerdem noch ein Digital-Analog-Wandler angeschlossen, der ein X-Y Sichtgerät ansteuerte. Somit konnte man während der Messung die Spektren der einzelnen Kristalle verfolgen.

# Kapitel 5

## Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationsrechnung

Die theoretischen Berechnungen der Schauerprozesse wurden für eine 3x3 Matrix aus CsI(Tl)-Kristallen der Größe 30x30x300 mm<sup>3</sup> durchgeführt. Dies entspricht der später im Teststrahl verwendeten Anordnung. Außerdem wurden für einen Energiepunkt (3.0 GeV) auch Simulationen mit einer Matrix aus 25 Kristallen durchgeführt, um die Auswirkungen einer weiteren Kristallschicht um den Zentralkristall auf die Auflösung zu untersuchen.

Es wurde das Programmpaket EGS3 (Electron Gamma Shower, Version 3) benutzt, das am SLAC entwickelt [For78] wurde. In dem Programm wird mit Hilfe der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Wechselwirkungen und eines Zufallsgenerators diejenige Reaktion bestimmt, die das Teilchen (Teilchen steht hier für Elektron, Positron oder Photon) mit dem Detektormedium emittiert. Falls hierbei ein neues Teilchen erzeugt wird, werden die Informationen (Ort, Richtung, Geschwindigkeit, Ladung, Energie, ...) über ein Teilchen abgespeichert und das andere Teilchen wird weiterverfolgt. Die Teilchen werden so lange im Detektor verfolgt, bis sie ihn verlassen oder ihre Energie unter eine Abschneideenergie  $E_{cut}$  gesunken ist. Von Teilchen mit kleinerer Energie nimmt man an, daß sie auf kürzester Distanz ihre Energie an das Detektormedium abgeben, daß also ihre gesamte Restenergie nachgewiesen wird. Die Abschneideenergien wurden auf 1.5 MeV für Elektronen und Positronen und auf 0.5 MeV für Photonen festgesetzt.

Mit dem EGS Programm wurden folgende Ergebnisse ermittelt :

1. deponierte Energie in jedem Kristall
2. seitliches Leakage
3. hinteres Leakage
4. longitudinale Energieverteilung in den Kristallen

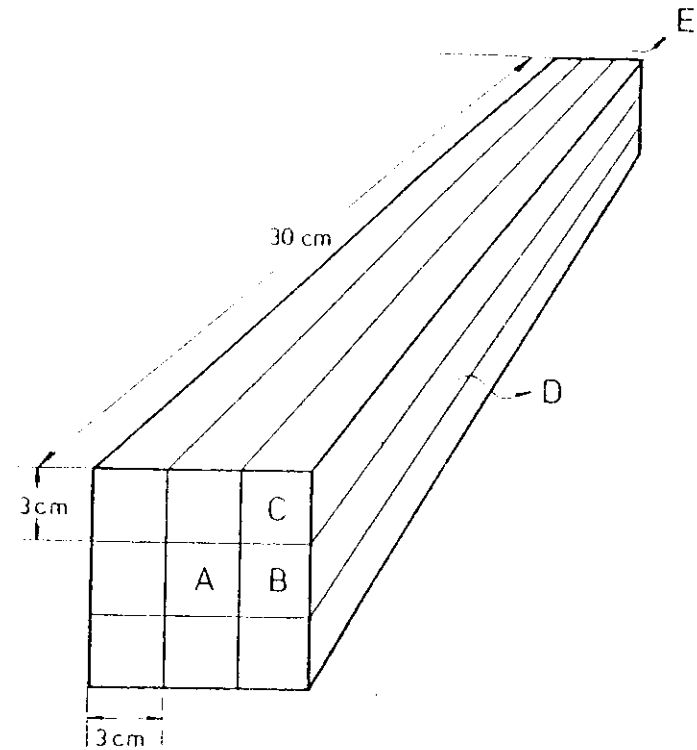


Abbildung 5.1: Kristallanordnung der Matrix

- A) Zentralkristall
- B) Nachbarkristall
- C) Eckkristall
- D) Seitliches Leakage
- E) Hinteres Leakage

Aus Abbildung 5.1 wird ersichtlich, daß man bei der verwendeten Anordnung der Kristalle nur drei verschiedene Positionen unterscheiden kann, wenn als Einschußpunkt des ersten Teilchens der Mittelpunkt der Matrix gewählt wird :

- A : Zentralkristall
- B : Nachbarkristall
- C : Eckkristall

Bei genügend großer Statistik müssen die Spektren in allen vier Nachbar- und Eckkristallen identisch sein. Das war auch bei den etwa 10000 erzeugten Ereignissen pro Energiepunkt der Fall.

## 5.1 Berechnete Energieverteilungen in den Kristallen

### 5.1.1 Vorhersagen über die deponierte Energie

Es wurden Spektren für eine Einschußenergie des Elektrons von 0,7, 1, 1,5, 2, 3, 4, 5, und 6 GeV erzeugt. An diesen Energiepunkten wurde auch während des Teststrahl experimentes gemessen. Für die Nachbar- und Eckkristalle wurde die durchschnittlich deponierte Energie durch einfache Mittelwertbildung ermittelt, während das Spektrum für den Zentralkristall durch eine Funktion (siehe Anhang) ausgedrückt wurde. Aus Tabelle 5.1 sieht man, daß die deponierte Energie in den einzelnen Kristallen und in der Gesamtmatrix nahezu konstant ist. Die nachgewiesene Energie fällt leicht mit zunehmender Einschußenergie, da das hintere Leakage größer wird. Das seitliche Leakage wird mit zunehmender Einschußenergie kleiner.

Einschuß- energie [ MeV ]	Zentral- kristall	Nachbar- kristall	Eck- kristall	% der Einschußenergie			Summe über 9 Kristalle	Summe über 25 Kristalle
				seitliches Leakage	hinteres Leakage			
700	71.9	3.3	1.2	9.5	0.9	89.8		
1000	71.5	3.3	1.2	9.5	1.2	89.4		
1500	71.1	3.3	1.2	9.4	1.5	89.1		
2000	71.0	3.3	1.2	9.3	1.7	89.0		
3000	70.8	3.3	1.2	9.2	2.2	88.8	93.7	
4000	70.7	3.2	1.2	9.1	2.6	88.5		
5000	70.6	3.2	1.2	9.0	2.9	88.4		
6000	70.4	3.2	1.2	9.0	3.3	88.3		

Tabelle 5.1: Deponierte Energie nach EGS in der Matrix

In den folgenden Abbildungen sind die Energieverteilungen für einen Eckkristall (Abb. 5.2), einen Nachbarkristall (Abb. 5.3) sowie den Zentralkristall (Abb. 5.4) gezeigt. In Abbildung 5.4 sind ebenfalls die Spektren nach Summation über 9 bzw. 25 Kristalle dargestellt. Bei allen Energieverteilungen betrug die Einschußenergie des ersten Teilchens 3 GeV.

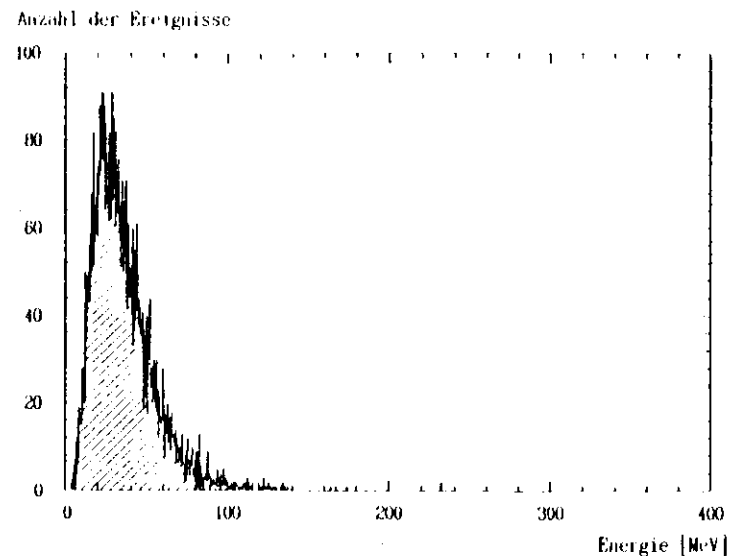


Abbildung 5.2: EGS Spektrum eines Eckkristalles bei 3.0 GeV Einschußenergie

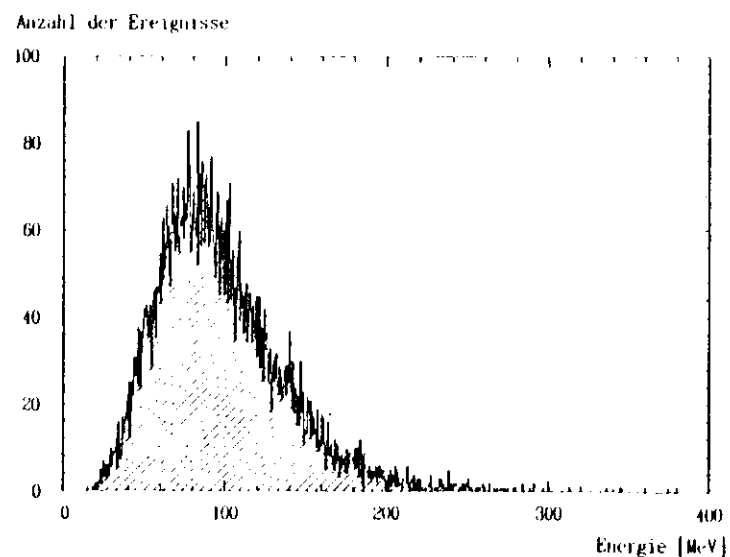


Abbildung 5.3: EGS Spektrum eines Nachbarkristalles bei 3.0 GeV Einschußenergie

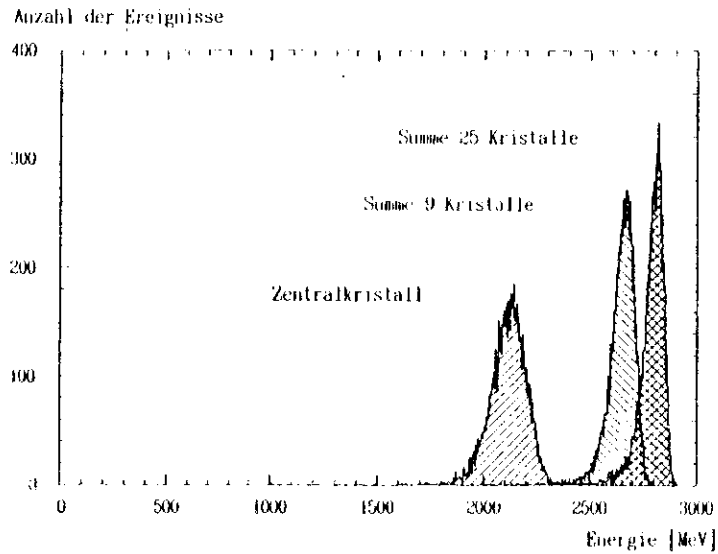


Abbildung 5.4: EGS Summenspektrum bei 3.0 GeV Einschubenergie

## 5.2 Schauerausbreitung und Energieverluste

Ein einfallendes Teilchen löst in einem Szintillationskristall einen Schauer aus, der sich in zwei Ausbreitungsrichtungen unterteilen läßt. In eine longitudinale Schauerichtung, die durch den Impuls des einfallenden Teilchens ausgelöst wird und in eine transversale Schauerichtung. Die Ausbreitung des Schauers in die transversale Richtung ist bei höheren Energien sehr gering, da die in diesem Energiebereich vorherrschenden Wechselwirkungen fast ausschließlich Teilchen in Richtung des einfallenden Teilchens produzieren. Erst bei niedrigen Energien kommt es durch einen Anstieg der Coulomb Vielfachstreuung der Elektronen und Positronen zu einer stärkeren seitlichen Ausbreitung des Schauers. Qualitativ kann man aussagen, daß sich um die Einschubachse ein kleiner Kegel mit hochenergetischen Teilchen befindet, um den sich ein zweiter, wesentlich größerer Kegel mit Teilchen von geringer Energie legt [Dre82].

### 5.2.1 Transversale Schauerausbreitung

Wie aus Tabelle 4.1 ersichtlich, fällt der prozentuale Anteil der seitlich entweichenden Teilchen mit zunehmender Energie. Dies kommt daher, daß die beiden Schauergegel bei höheren Einschubenergien schmaler werden. Das Spektrum vom seitlichen Leakage einer 3x3 Matrix zeigt einen fast gaussförmigen Verlauf mit einer kleinen Verschiebung zu höheren Energien. Man kann also ohne größeren Fehler einen mittleren transversalen Energienachweisverlust angeben. Abweichungen hiervon sind dann rein statistischer Natur.

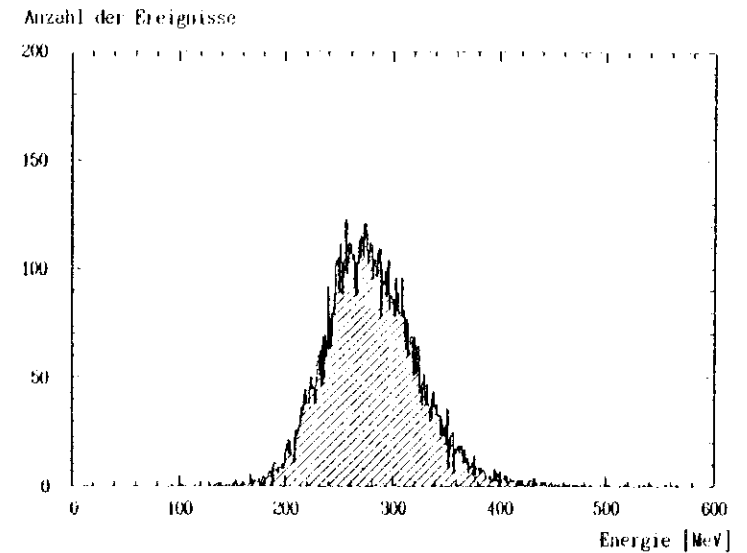


Abbildung 5.5: Transversaler Energieverlust bei 3.0 GeV Einschubenergie

### 5.2.2 Longitudinale Schauerausbreitung

Aus der Verteilung des hinteren Energieverlustes (Abbildung 5.6) kann man erkennen, daß es sich hier nicht um eine gaussförmige Verteilung handelt. Die Abweichungen hiervon sind bei höheren Energien beträchtlich. Es gibt allerdings eine, wenn auch kleine, endliche Wahrscheinlichkeit, daß Teilchen die Schauerzählernmatrix mit Energien nahe der Einschubenergie verlassen. Obwohl der mittlere transversale Energieverlust größer ist als das mittlere longitudinale Leakage, kann also bei einem Ereignis ein Großteil der Einschubenergie am hinteren Ende des Detektors entweichen.

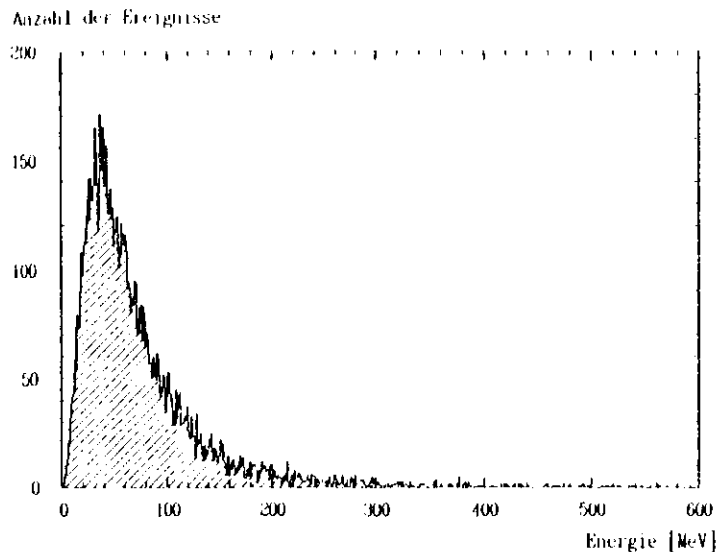


Abbildung 5.6: Longitudinaler Energieverlust bei 3.0 GeV Einschubenergie

Aus dem einfachen Schauernmodell in Abschnitt 2.3 leitete sich die Aussage ab, daß die Eindringtiefe des Ortes der maximalen Anzahl von Schauerteilchen logarithmisch mit der Einschubenergie wächst. Dieses Resultat erhält man auch aus den Monte Carlo Simulationen, die Eindringtiefe ist in Tabelle 5.2 in Einheiten der Strahlungslänge aufgelistet.

Einschubenergie [ MeV ]	Ort der maximalen Anzahl von Schauerteilchen [ $X_0$ ]
700	3.0
1000	3.3
1500	3.7
2000	4.0
3000	4.5
4000	4.8
5000	5.0
6000	5.1

Tabelle 5.2: Maximum der longitudinalen Schauerausbreitung im Zentralkristall

In den drei verschiedenen Kristallpositionen, Zentral-, Nachbar- und Eckkristall, ist der longitudinale Schauerverlauf unterschiedlich. Man kann den Verlauf des Schauers auf eine recht einfache Formel bringen: Je weiter der Kristall vom Einschubort entfernt ist, desto tiefer im Kristall entwickelt sich der Schauer. Diese physikalische Eigenschaft erzwingt aber ein Qualitätskriterium, daß von den Kristallen gefordert werden muß: Die Lichtausbeute darf nicht vom Ort der Teilcheneinstrahlung abhängen, das heißt, die Kristalle müssen uniform sein. Falls dies nicht der Fall wäre, würden Teilchen gleicher Energie, wenn sie an unterschiedlichen longitudinalen Orten eingeschossen werden, verschiedene Ausgangssignale hervorrufen. Ebenso würde ein Schauer in einem nicht uniformen Kristall trotz gleicher einfallender Energie ein unterschiedliches Signal erzeugen, abhängig davon, ob es sich um einen Zentral-, Nachbar- oder Eckkristall handelt. Da man aber in einem realen Detektor nicht den Ort festlegen kann, an dem ein Teilchen einfällt, ist die Uniformität der Kristalle eine ihrer wichtigsten Qualitätsanforderungen.

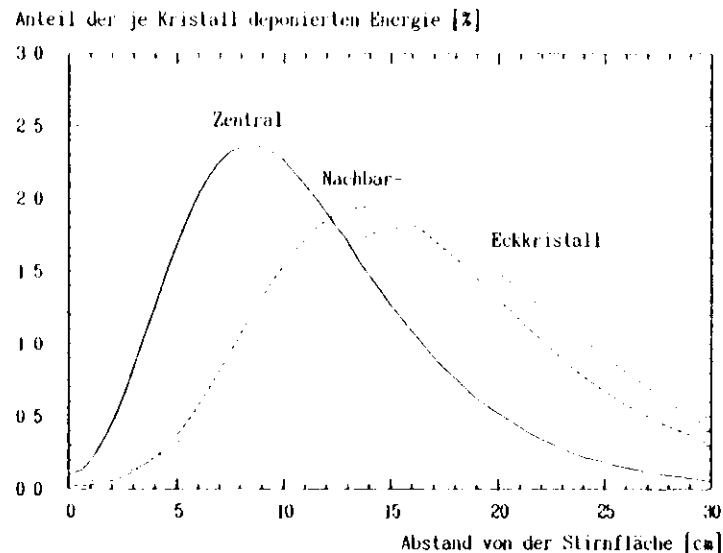


Abbildung 5.7: Longitudinaler Schauerverlauf bei 3.0 GeV Einschubenergie

### 5.3 Erreichbare Energieauflösung

An die ermittelten Werte der Energieauflösungen wurde folgende Funktion angepaßt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E^2} + \frac{b^2}{E} + c^2} \quad (5.1)$$

Die einzelnen Parameter haben folgende Bedeutung:

$a$  ist ein Maß für den Einfluß des Elektronkrauschens auf die Energieauflösung. Dieser Beitrag ist energieunabhängig. Da bei den MC-Berechnungen keine Elektronikabhängigkeit berücksichtigt wurde, verschwindet dieser Term in den angegebenen Energieauflösungen.

$b$  berücksichtigt die Fluktuationen, die dadurch zustandekommen, daß die Emissions- und Absorptionsprozesse statistischer Natur sind. Dies ist der wichtigste Term bei der Energieauflösung.

$c$  beinhaltet die Energieunschärfe der einfallenden Strahlung. Außerdem werden mit diesem Term die Leakageverluste ausgedrückt.

Für einen Einzelkristall kann man eine erwartete Energieauflösung angeben. Sie beträgt bei der vorgegebenen Kristallgeometrie:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{(3.7 \pm 0.2)^2}{E[\text{GeV}]^2} + (1.1 \pm 0.2)^2} \quad (5.2)$$

Diese Energieauflösung beinhaltet allerdings nur Fluktuationen der Energieabgabe beim Nachweisprozeß im Kristall. Sie kann nur erreicht werden, wenn das gesamte im Kristall entstandene Szintillationslicht auch nachgewiesen wird. In der Realität wird aber durch Absorption innerhalb des Kristalles und durch die Ankopplung der Photodiode nur ein gewisser Anteil nachgewiesen. Ebenso wird durch statistisches Rauschen in der Nachweiselektronik die Auflösung verschlechtert.

Eine Anpassung an die gleiche Funktion wie beim Zentralkristall liefert für die Matrix aus 9 Kristallen eine Energieauflösung von:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{(2.0 \pm 0.1)^2}{E[\text{GeV}]^2} + (0.7 \pm 0.1)^2} \quad (5.3)$$

Die erhaltenen Kurven sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Durch eine Vergrößerung der Matrix auf 25 Kristalle erhält man nochmals eine Verbesserung der Energieauflösung und eine weitere Steigerung der nachgewiesenen Energie, obwohl in den Kristallen der äußersten Schicht nur jeweils 0.1% bis 0.4% der Einschußenergie deponiert wird. Bei einem realen Detektor mit einer größeren seitlichen Ausdehnung wird durch die Summation über 25 Kristalle eine gute Annäherung an die Energie des einfallenden Teilchens erreicht. Bei der Summation über noch größere Volumina würde sich auch keine Verbesserung der Auflösung ergeben, da in den weiter am Rand liegenden Kristallen die deponierte Energie so niedrig wäre, daß sie unter der Rauschwelle der Nachweiselektronik läge. Für eine 5x5-Matrix kann aufgrund fehlender Energiepunkte keine Energieauflösung angegeben werden, sie dürfte sich aber im Bereich um  $\frac{1.5\%}{\sqrt{E}}$  befinden.

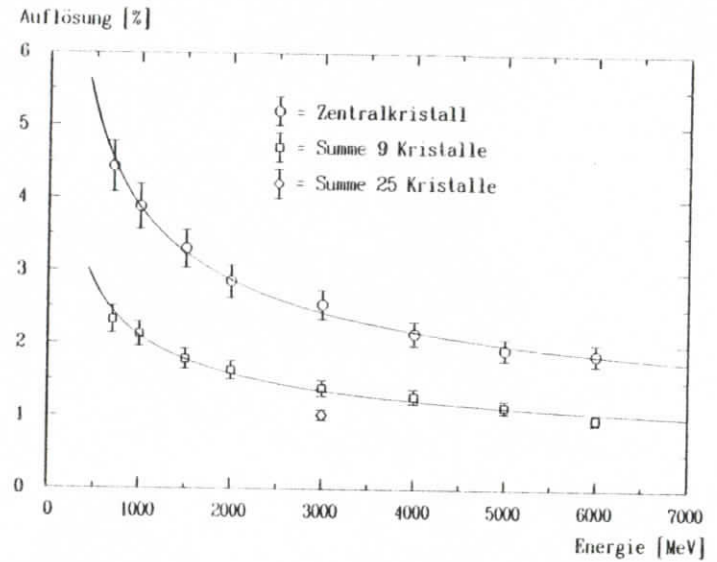


Abbildung 5.8: Berechnete Energieauflösung einer 3x3-Matrix

Energie	Zentral- kristall	Summe 9 Kristalle	Summe 25 Kristalle
MeV	%	%	%
700	4.43	2.33	
1000	3.88	2.13	
1500	3.30	1.79	
2000	2.85	1.64	
3000	2.54	1.39	1.02
4000	2.15	1.28	
5000	1.93	1.14	
6000	1.87	0.98	

Tabelle 5.3: Erreichbare Energieauflösung nach EGS

# Kapitel 6

## Auswertung der Testergebnisse

Für die Testmessungen wurde der Zentralkristall mit Teilchen im Energiebereich von 0.7 bis 6.0 GeV beschossen. Zur Erzielung einer aussagefähigen Statistik wurden für jeden Energiepunkt etwa 1000 Ereignisse gemessen.

In diesem Kapitel wird die Eichung der Testmatrix beschrieben und es werden die erzielten Ergebnisse vorgestellt. Diese werden mit den theoretischen Vorhersagen verglichen.

### 6.1 Die Eichung des Testkalorimeters

#### 6.1.1 Kalibrierung und Energieeichung

Vor Beginn der Testmessungen wurden die verwendeten ADCs abgeglichen, damit ihr Nullpunkt und die Steigung der Eichgeraden möglichst kleine Unterschiede aufwiesen. Außerdem wurde die Linearität von jedem ADC überprüft. Bei dieser Messung wurden die Triggerimpulse durch das Rauschen der Photomultiplier ausgelöst. Die verschiedenen Spannungspunkte wurden durch einen verstellbaren Abschwächer erreicht. Die exakten Spannungswerte wurden während der Messung mit einem Voltmeter ermittelt. Hierbei wurde eine maximale Abweichung von 2 Kanälen von der Geraden festgestellt, so daß eine gute Linearität der verwendeten Geräte über den gesamten Meßbereich gewährleistet war. Die Eichgerade für einen ADC ist in Abbildung 6.1 dargestellt.

Die Verstärkung der Shaping Time Amplifier wurde im Zentralkristall so eingeregelt, daß bei einer Einschußenergie des Teilchens von 6 GeV auch der gesamte Energieinhalt nachgewiesen werden konnte und der ADC nicht übersteuert wurde. Für die 8 Randkristalle konnte man aus EGS-Berechnungen vorhersagen, daß bei der maximalen Einschußenergie von 6 GeV im Mittel etwa 200 MeV in den Nachbarkristallen und etwa 100 MeV in den Eckkristallen deponiert werden würde. Die Energieverteilungen in den Randkristallen sollen nach diesen Berechnungen maximal bis 600 MeV reichen. Zur Energieeichung dieser 8 Kristalle sollten 3 Meßpunkte herangezogen werden, der Energienullpunkt und zwei verschiedene Einschußenergien. Da bei einer Einschußenergie von 700 MeV nur eine sehr kleine Zahlrate erreicht werden konnte, wurden als Eichenergien für die Nachbar- und Eckkristalle 1000 und 1500 MeV gewählt. Unter der Forderung, daß das Signal, das Teilchen mit einer Einschußenergie von 1500 MeV auslösen, noch vollständig im Spektrum erscheint, wurde in den 8 Randkristallen eine Auflösung von ca.  $0.6 \frac{\text{MeV}}{\text{Kanäle}}$  erreicht gegenüber  $2.4 \frac{\text{MeV}}{\text{Kanäle}}$  im Zentralkristall.

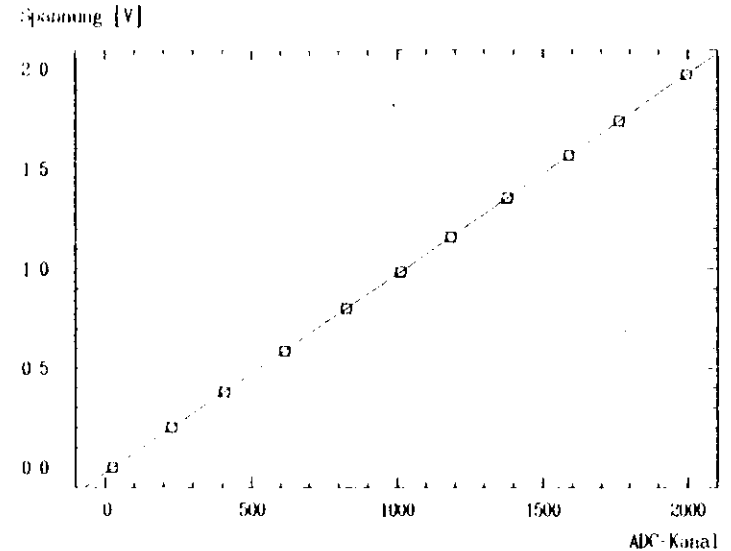


Abbildung 6.1: Linearitätsmessung eines CAMAC-ADC

Zur Eichung wurde jeder Kristall direkt den beiden Einschußenergien ausgesetzt. Es wurden hierbei insgesamt etwa 3500 Ereignisse pro Energiepunkt und Kristall gemessen. Zur Überprüfung der zeitlichen Konstanz wurde jeder Kristall am Ende der Testmessungen nochmals mit Teilchen von 1500 MeV Energie beschossen. Außerdem erfolgte in kleineren Abständen ( etwa alle 12 Stunden ) eine Überprüfung der Elektronenullpunkte. Insgesamt konnte man feststellen, daß sämtliche Eichfaktoren über den Testzeitraum konstant waren.

Die wichtigste Annahme bei der hier beschriebenen Eichung ist, daß der Prozentsatz der im Zentralkristall deponierten Energie (siehe Tabelle 4.1) von den EGS Rechnungen richtig bestimmt wird. Durch diesen Prozentsatz wurde bei der Eichung die bei der jeweiligen Einschußenergie im Kristall deponierte Energie errechnet und somit die Steigung der Eichgeraden ermittelt. Eine weitere Eichmöglichkeit ohne diese Annahme wird in Abschnitt 6.3 beschrieben.

## 6.1.2 Die Linearität der Einschußenergie

Für den Zentralkristall wurden keine zusätzlichen Eichmessungen vorgenommen, sondern die zur Messung der Auflösung erzeugten Spektren gleichfalls zur Energieeichung herangezogen. Neben dem Energienullpunkt wurden noch Einschußenergien von 0.7, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0 und 6.0 GeV gewählt, so daß insgesamt 9 Energiepunkte zur Eichung vorhanden waren. Diese Einschußenergien wurden mit dem jeweiligen Prozentsatz der deponierten Energie multipliziert und in Abbildung 6.2 gegenüber den ADC-Kanälen aufgetragen.

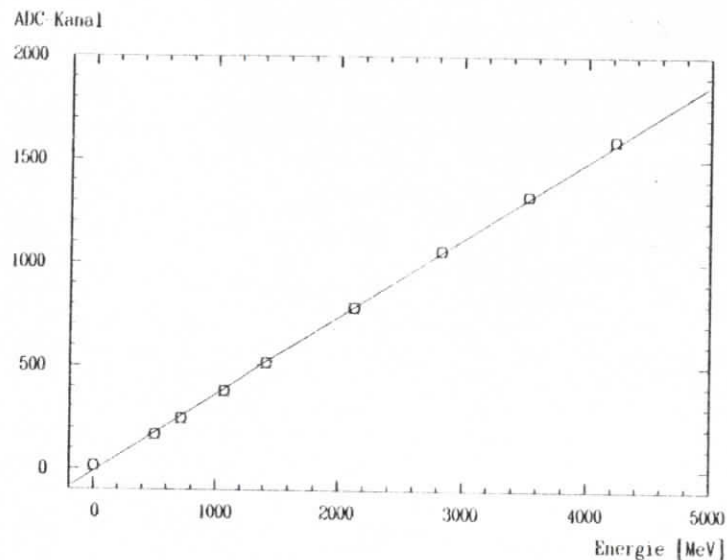


Abbildung 6.2: Deponierte Energie im Zentralkristall

Man erwartet einen linearen Zusammenhang zwischen der deponierten Energie und den ADC-Kanälen. Dieser wird durch die Abbildung allerdings nicht bestätigt. Es ist zu erkennen, daß die Punkte höherer Einschußenergie oberhalb der Geraden liegen, sich die Punkte mit niedrigerer Energie unterhalb der Geraden befinden und daß der Elektronikenullpunkt wiederum zu hoch liegt. Einen langsamen Abfall der Punkte unter die Eichgerade mit steigender Energie hätte man durch Leakage-Verluste oder Sättigung in den Photodioden erklären können. Einen Anstieg kann man aber nicht auf diese Effekte zurückführen. Der Verlauf der Eichgeraden kann auch nicht durch Unlinearitäten der ADCs erklärt werden, da diese bei der Eichung ein sehr gutes lineares Verhalten aufwiesen.

Wenn man nun aber bei der Ermittlung der Eichgeraden das Pedestal unberücksichtigt läßt, erhält man sehr wohl einen linearen Verlauf durch die 8 verschiedenen Energiepunkte ( dargestellt in Abbildung 6.3; gestrichelte Linie ). Dies läßt vermuten, daß die Einschußenergien für sämtliche Energiepunkte um einen konstanten Term verschoben waren. Dieser Unterschied könnte damit erklärt werden, daß der Magnetstrom zur Energiewahl der Teilchen zu klein war. Die Teilchenselektion am Teststrahl 26 beim DESY erfolgt durch Einstellrädchen, woraufhin eine dem Magnetstrom proportionale Spannung zurückgemeldet wird. Für beide Größen, den Nummern auf den Einstellrädchen und der zurückgemeldeten Spannung, existierten Tabellenvorgaben für die verschiedenen auszuwählenden Energien. Bei den hier beschriebenen Testmessungen stimmten die Energieangaben durch die beiden Einstellgrößen nicht überein, wir erreichten die zurückgemeldete Spannung bereits bei kleinerer Einstellung auf den Rädchen. Es besteht die Möglichkeit, daß das verwendete Voltmeter nicht in Ordnung war oder daß der Zusammenhang zwischen den Einstellgrößen nicht mehr genau stimmte.

In dieser Auswertung wurde als Einschußenergie nicht der eingestellte Wert der Sollenergie benutzt. Es wurde mit einer angenommenen Einschußenergie gerechnet, die dadurch ermittelt wurde, daß die Gerade durch die 8 Energiepunkte in den Elektronikenullpunkt verschoben wurde. Die so ermittelte Eichgerade ist ebenfalls in Abbildung 6.3 als durchgezogene Linie dargestellt und bestimmt eine Verringerung der Einschußenergie gegenüber der eingestellten Sollenergie um  $137 \pm 3$  MeV.

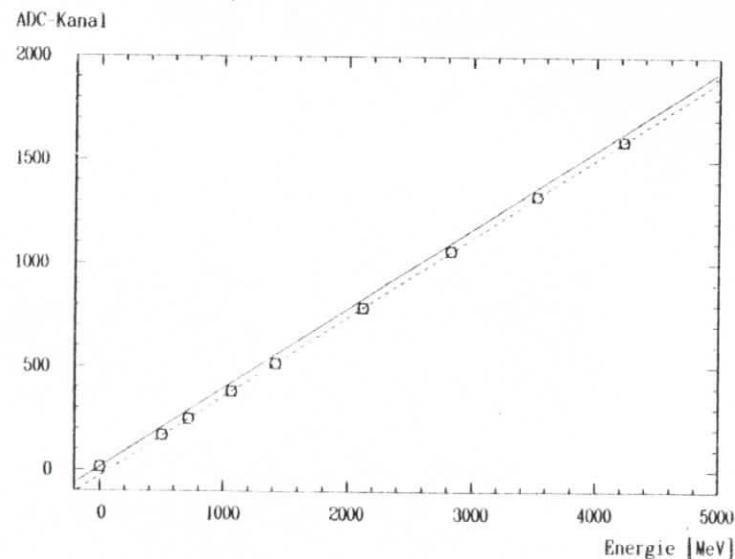


Abbildung 6.3: Linearität der Einschußenergie



## 6.2 Die Energieverteilungen in den Kristallen

Die gemessenen Energiespektren zeigen für die drei verschiedenen Kristallpositionen (Eck-, Nachbar-, und Zentralkristall) eine gute Übereinstimmung mit den durch Simulation erzeugten Verteilungen. In den Abbildungen 6.4, 6.5 und 6.6 sind die gemessenen Energieverteilungen dargestellt. In Abbildung 6.6 ist zusätzlich noch die Verteilung der deponierten Energie in allen Kristallen eingezeichnet. Sämtliche Spektren zeigen die Verteilungen bei einer eingestellten Einschußenergie von 3.0 GeV.

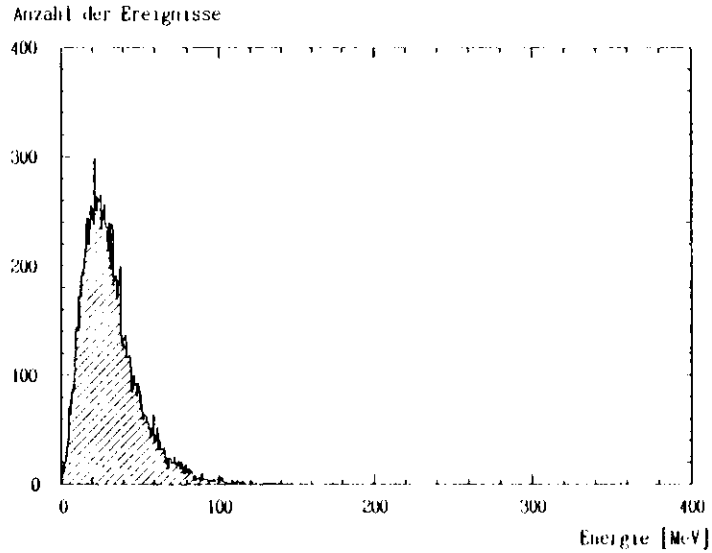


Abbildung 6.4: Spektrum eines Eckkristalles bei 3.0 GeV Einschußenergie

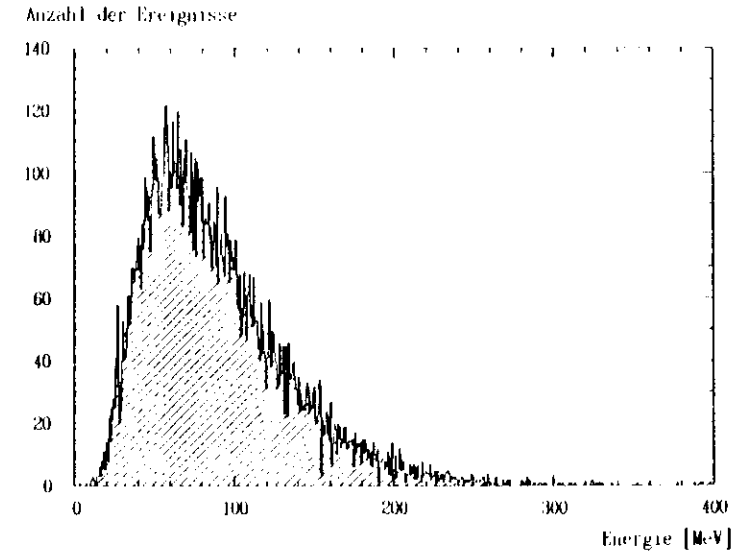


Abbildung 6.5: Spektrum eines Nachbarkristalles bei 3.0 GeV Einschußenergie

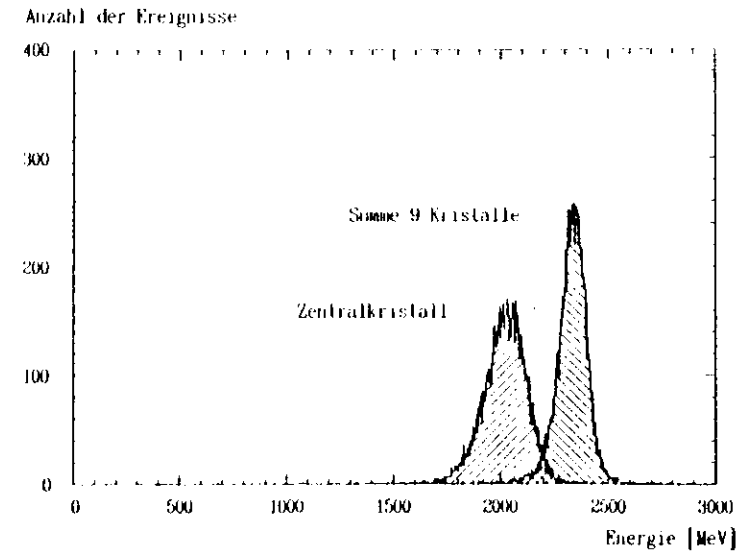


Abbildung 6.6: Summenspektrum bei 3.0 GeV Einschußenergie

## 6.2.1 Die Energieauflösung der Kristalle

Den Energieverteilungen im Zentralkristall und im Summenspektrum wurden wiederum die im Anhang angegebene Funktion angepaßt. Mit dieser Funktion wurden sowohl die Lage des Maximums als auch die Breite der Verteilung bestimmt. In Tabelle 6.1 sind die erreichten Energieauflösungen und die durch EGS berechneten Energieauflösungen eingetragen. In der Tabelle sind die Testauflösungen dem Sollwert der Einschußenergie zugeordnet, obwohl die korrekten Teilchenenergien geringer waren.

Zur Bestimmung der Energieabhängigkeit der Auflösung wurde wiederum folgende Funktion gewählt

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E^2} + \frac{b^2}{E} + c^2}$$

Der Parameter  $a$  bestimmt wieder das energieunabhängige Rauschen der Elektronik, das bei der Messung etwa 0.5 MeV betrug. Dieser geringe Beitrag verschlechtert die Energieauflösung im Bereich der benutzten Einschußenergien nicht, so daß dieser Wert auf null gesetzt wurde. Die ermittelte Energieauflösung ergibt für den Zentralkristall zu

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{(5.1 \pm 0.3)^2}{E[\text{GeV}]} + (0.6 \pm 0.6)^2}$$

und für die Summe über 9 Kristalle zu

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{(2.7 \pm 0.2)^2}{E[\text{GeV}]} + (0.9 \pm 0.2)^2}$$

Energie [MeV]	Zentralkristall		Summe über 9 Kristalle	
	EGS [%]	Testmessungen [%]	EGS [%]	Testmessungen [%]
700	4.43	7.07	2.33	3.89
1000	3.88	5.46	2.13	3.05
1500	3.30	4.40	1.79	2.43
2000	2.85	3.79	1.64	2.22
3000	2.54	3.13	1.39	1.91
4000	2.15	2.63	1.28	1.67
5000	1.93	2.44	1.14	1.57
6000	1.87	2.21	0.98	1.45

Tabelle 6.1: Energieauflösung der Kristalle

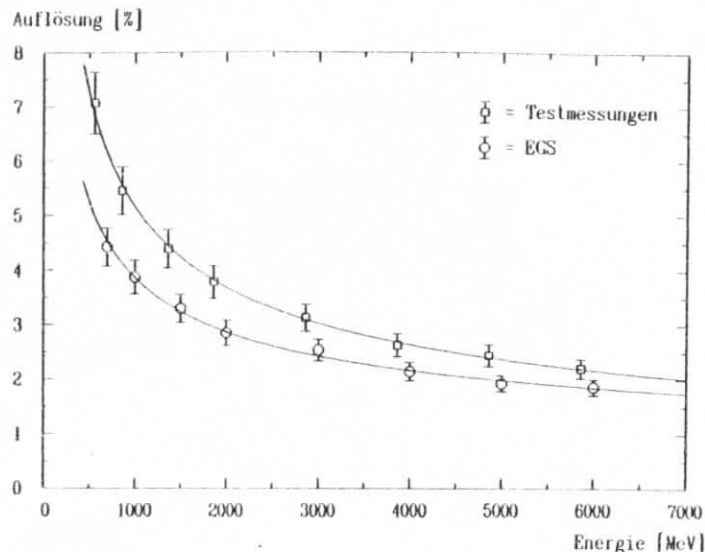


Abbildung 6.7: Energieauflösung eines Einzelkristalles

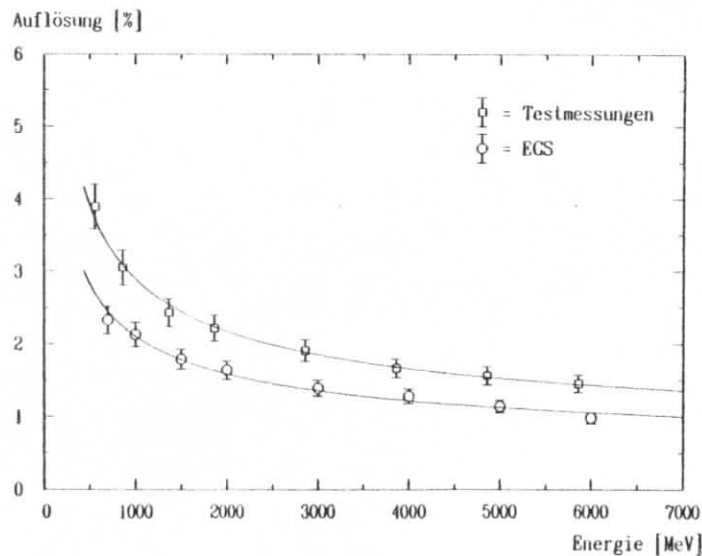


Abbildung 6.8: Energieauflösung nach der Summation über 9 Kristalle

Daß die erreichte Auflösung schlechter ist als die durch Simulation ermittelte hat seine Ursache darin, daß von dem EGS Programm keine Strahlenschärfe und auch keine Nachweis-schwankungen berücksichtigt werden. Wenn man diese zusätzlichen Fehlerquellen hinzu-rechnet, kann man von einer zufriedenstellenden Übereinstimmung von Experiment und Monte Carlo Vorhersagen sprechen. Außerdem trägt zur Verschlechterung der Auflösung noch die Tatsache bei, daß die in der Matrix deponierte Energie nicht vollständig nachgewiesen worden ist. Es zeigt sich, daß die nachgewiesene Energie in der Matrix etwa 5% unter der durch Simulation vorhergesagten deponierten Energie liegt. In Abbildung 6.9 sind die Spektren zweier Eckkristalle abgebildet. In einem Eckkristall wurde wesentlich weniger Energie deponiert und außerdem findet man dort auch nur die Hälfte der Einträge im Verhältnis zum anderen Eckkristall. Die andere Hälfte der Einträge versammelt sich im Pedestal oder sogar bei ADC Kanälen links davon.

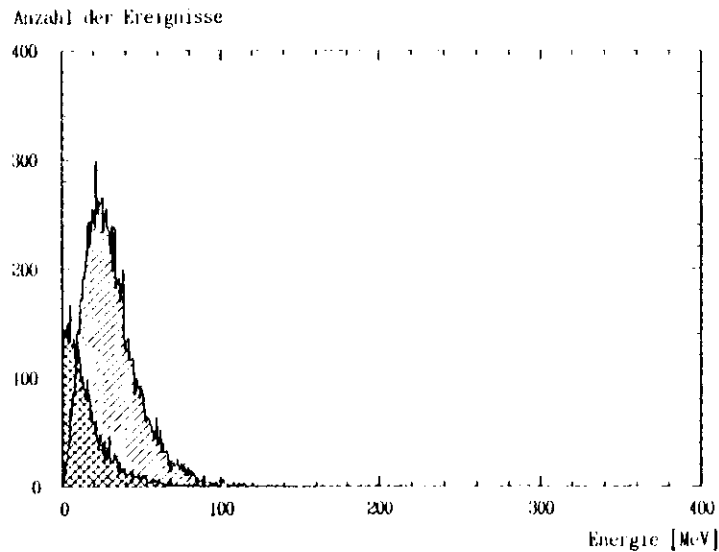


Abbildung 6.9: Vergleich zweier Eckkristalle bei 3.0 GeV Einschußenergie

Die Frage, wie ein solches Spektrum erklärt werden kann, läßt sich dadurch beantworten, daß das gewählte Timing des Triggersignales nicht auf alle Kristalle abgestimmt war. Dieses Problem ist durch das Zusammenwirken zweier Faktoren verursacht worden. Der erste Grund ist, daß Hauptverstärker verschiedener Fabrikate verwendet wurden. Die Ausgangssignale dieser Geräte hatten trotz gleicher Zeitkonstanten unterschiedliche Anstiegs- und Abfallzeiten. Auch kann man nicht sicher sein, ob die Anstiegszeit des Signales bei verschiedenen Signallhöhen gleich ist. Die Auswirkungen dieser beiden Punkte auf das Ausgangssignal ist in Abbildung 6.10 dargestellt.

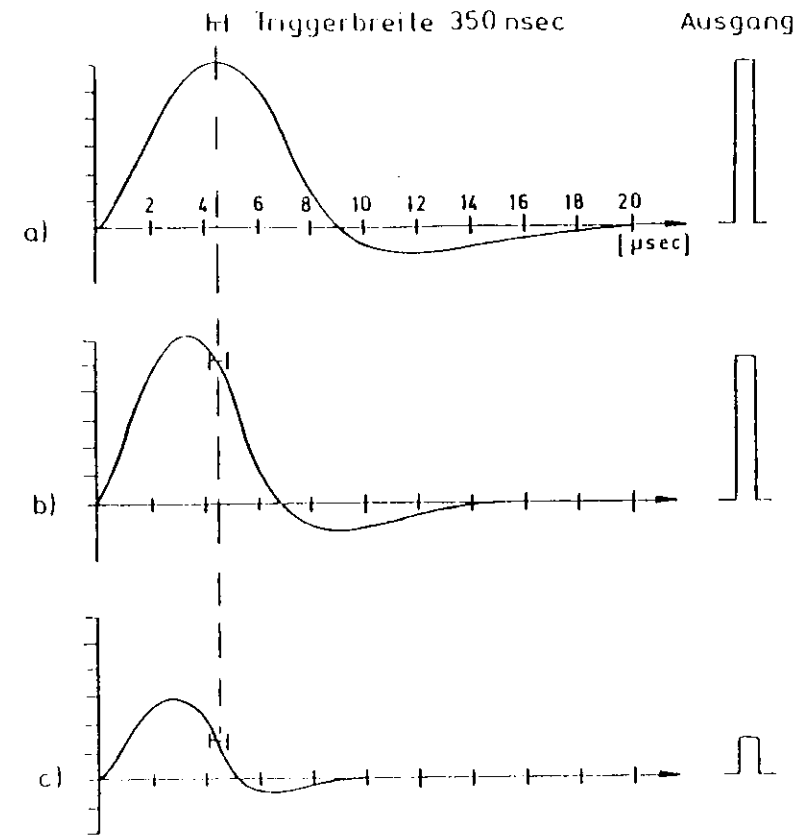


Abbildung 6.10: Ausgangssignale der Hauptverstärker  
a) korrektes Signal  
b) Anstiegs- und Abfallzeit zu kurz  
c) Anstiegszeit amplitudenabhängig

Der zweite Faktor ist die geringe Gate Öffnungszeit von maximal 350 nsec. Da bei einer Zeitkonstanten von  $2 \mu\text{sec}$  die Ausgangssignale eine Länge von etwa  $10 \mu\text{sec}$  haben, muß bei dieser kurzen Gate Öffnungszeit das Maximum zeitlich gut mit dem Triggersignal übereinstimmen. Wenn nun einerseits dieses Timing nicht stimmte und andererseits die Anstiegszeit des Hauptverstärkers bei kleinen Signalen geringer war, kann man sogar negative Einträge (im Durchschwingteil des unipolaren Ausgangs) erklären.

Die Spektren der Eckkristalle wiesen in 3 Fällen eine zu geringe Energie auf. Ebenso wurde in zwei Nachbarkristallen eine etwas zu kleine Energiedeposition festgestellt. Der Unterschied war hier aber nicht so gravierend wie in den Eckkristallen. Durch dieses Fehlen von Energie in den Nachbar- und Eckkristallen läßt sich die geringere Gesamtenergie in der Matrix im Verhältnis zur Simulationsrechnung erklären.

### 6.2.2 Die Auswirkungen der Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute

In Abbildung 6.11 sind die Energieverteilungen in zwei Nachbarkristallen abgebildet. Das gepunktete Spektrum wurde mit einem Kristall mit linearer Lichtausbeute aufgenommen, es entspricht den Vorhersagen des EGS Programmes. In dem durchgezogenen Spektrum kann man sehr gut die Auswirkungen der unlinearen Lichtausbeute erkennen. Die Verteilung ist wesentlich breiter und reicht zu höheren Energien. Diese Verbreiterung wird dadurch verursacht, daß dieser Kristall eine höhere Anzahl von Lichtquanten liefert, wenn die Absorption des Teilchens weiter hinten im Kristall erfolgt. Da aber das Schauermaximum von der Kristallposition und von der Einschußenergie abhängt, ließe sich ein Kristall mit unlinearer Lichtausbeute in einem Detektor nicht verwenden.

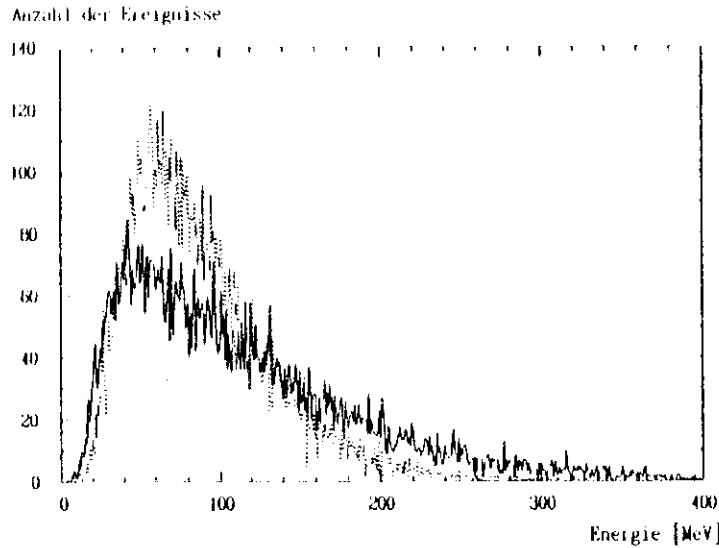


Abbildung 6.11 Spektren zweier Nachbarkristalle bei 3.0 GeV Einschußenergie

### 6.3 Eine weitere Eichmöglichkeit

Bei dieser Art der Detektorrichtung muß nur die Energie des nachzuweisenden Teilchens als bekannt vorausgesetzt werden. Auch in einem realen Detektor laufen viele Reaktionen ab, bei denen bekannte Teilchen mit fester Energie erzeugt werden, so daß die Bedingung erfüllt werden kann.

Die im Detektor nachgewiesene Energie  $e_k$  setzt sich zusammen aus :

$$e_k = \sum_{i=1}^n a_{ik} \cdot c_i$$

Hier bedeuten :

- $k$  : Nummer des Ereignisses
- $e_k$  : nachgewiesene Energie im  $k$  ten Ereignis
- $i$  : Kristallnummer / ADC Nummer
- $n$  : Anzahl der Kristalle
- $a_{ik}$  : Kanaleintrag im ADC  $i$  beim  $k$  ten Ereignis
- $c_i$  : Eichkonstante für den ADC Nummer  $i$
- $E_k$  : Einschußenergie im  $k$  ten Ereignis

Die Eichung beruht auf der Tatsache, daß man versucht, die Auflösung des Detektorsystemes zu optimieren. Dazu muß die Differenz zwischen der Einschußenergie und der nachgewiesenen Energie

$$d = \sum_k (e_k - E_k)^2 = \sum_k \left( \sum_i a_{ik} \cdot c_i - E_k \right)^2$$

möglichst klein werden. Mathematisch erhält man das Minimum dieses Ausdruckes, wenn die erste Ableitung nach den Variablen  $c_i$  null ergibt.

$$0 = \frac{\delta d}{\delta c_i} = \sum_k 2 \left( \sum_i a_{ik} \cdot c_i - E_k \right) \cdot a_{ik}$$

Da der Index  $j$  von 1 bis  $n$  läuft, erhält man durch diese Ableitung  $n$  Gleichungen mit  $n$  Unbekannten. Durch Umschreiben ergibt sich :

$$\sum_k E_k \cdot a_{jk} = \sum_k \sum_i c_i \cdot a_{ik} \cdot a_{jk} = \sum_i c_i \cdot \sum_k a_{ik} \cdot a_{jk}$$

Die gesamte Eichung wird somit durch die Lösung eines  $n$  dimensionalen Gleichungssystemes erledigt. Man kann hierbei sogar Teilchen verschiedener Einschußenergien  $E_k$  zur Eichung benutzen, da dieser Energiewert für jedes Ereignis getrennt in die Gleichungen eingeht.

Diese Eichmöglichkeit wurde auch auf die untersuchte Testmatrix angewendet. Hierbei wurden drei Effekte festgestellt :

1. Das Programm berechnete die Eichkonstanten im Verhältnis zu den benutzten um etwa 5% höher in 5 Kristallen, und zwar dem Zentralkristall, drei Nachbarkristallen und in einem Eckkristall.
2. In den restlichen 3 Eckkristallen wurden die Eichkonstanten etwa verdoppelt.
3. Im vierten Nachbarkristall stimmten die Eichkonstanten aus beiden Verfahren mit geringem Fehler überein.

Alle drei Punkte lassen sich durch die Testergebnisse erklären. Die drei Eckkristalle mit der verdoppelten Eichkonstanten waren jene Kristalle, die im Experiment eine zu geringe Energiedeponierung aufwiesen (siehe Abbildung 6.9). Um dieses Defizit an Energie auszugleichen, berechnete das Programm alle Eichkonstanten etwas höher und vergrößerte die Eichkonstante in den drei Eckkristallen auf das Doppelte. Der Nachbarkristall mit der vergleichsweise richtigen Energie war derjenige mit der unlinearen Lichtausbeute. Da hier die Energiedeponierung im Mittel etwas zu hoch ausfiel, wurde diese Eichkonstante etwas niedriger berechnet und stimmte wohl mehr zufällig mit der durch EGS bestimmten Konstanten überein.

Das Eichprogramm wurde dann nochmals gestartet, allerdings nur mit dem Zentralkristall, den drei Nachbarkristallen mit linearer Lichtausbeute und dem einen guten Eckkristall. Als Einschußenergie wurde von der Energie der Teilchen der Teil abgezogen, der nach EGS in einem Nachbar- und drei Eckkristallen deponiert wird. Daraufhin lagen die Werte der Eichkonstanten nur noch ein bis zwei Prozent über den benutzten Werten. Diese Erhöhung erklärt sich dadurch, daß in unserer Matrix noch ein Teil der Einschußenergie durch das seitliche und das hintere Leakage verschwanden.

In einem realen Detektor, der durch seine Ausdehnung kein seitliches Leakage besitzt, würde diese Methode eine einfache und wirkungsvolle Eichung ermöglichen. Gleichzeitig korrigiert man durch die Annahme der optimalen Auflösung auch noch auf den Mittelwert des hinteren Energieverlustes.

## Kapitel 7

### Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Untersuchungen zur Energieauflösung von CsI(Tl)-Kristallen durchgeführt. Dabei wurden neben den Testmessungen auch umfangreiche theoretische Berechnungen mit Hilfe von EGS-Monte-Carlo-Programmen gemacht.

In letzter Zeit ist CsI(Tl) als Szintillatormaterial wieder zunehmend interessant geworden. Diese Wiederentdeckung als Schauerzähler wurde durch die gute Lichtausbeutemöglichkeit mit Photodioden in Magnetfeldern eingeleitet. Durch seine hohe Lichtausbeute und die Lage des Emissionsmaximums bei großen Wellenlängen ist CsI(Tl) von den üblichen Szintillatoren am besten zur direkten Auslese mit Photodioden geeignet. Außerdem ist es mechanisch sehr stabil und hat eine kurze Strahlungslänge, was einen kompakten Aufbau eines Detektors ermöglicht.

Zur Untersuchung der Energieauflösung wurde eine Matrix aus 9 Kristallen der Größe 30x30x300 mm<sup>3</sup> aufgebaut. Dieses Modul wurde im DESY-Teststrahl bei Energien zwischen 0.7 und 6.0 GeV getestet. Die erreichten Energieauflösungen können durch die Funktion

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{b^2}{E[\text{GeV}]^2} + c^2}$$

ausgedrückt werden und ergaben sich zu

Parameter	Einzelkristall		Summe über 9 Kristalle	
	EGS	Testmessung	EGS	Testmessung
b [%]	3.7	5.1	2.0	2.7
c [%]	1.1	0.6	0.7	0.9

Die EGS-Werte fallen dadurch besser aus, daß sie eine fehlerfreie und vollständige Lichtsammlung annehmen und auch keine Energieunschärfe der einfallenden Teilchen berücksichtigen. Weiterhin wurde durch das Simulationsprogramm ermittelt, daß Kristalle dieser Länge (ca. 16 Strahlungslängen) ausreichend sind, um elektromagnetische Schauer der verwendeten Energien fast vollständig nachzuweisen.

In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß sich mit CsI(Tl)-Kristallen mit Photodiodenauslese gute Energieauflösungen erreichen lassen. Diese Nachweistchnik eignet sich sehr gut zum kompakten Aufbau eines größeren elektromagnetischen Kalorimeters im Magnetfeld.

## Anhang A

### Die benutzte Funktion zur Anpassung an die Spektren

Die Funktion, die den Spektren angepaßt wurde, ist für die Energieverteilungen von NaI(Tl) Kristallen entwickelt worden [Gai82]. Da die Form des Spektrums unabhängig vom Szintillatormaterial ist, kann die Funktion auch zur Anpassung an die in dieser Arbeit gemessenen Verteilungen benutzt werden.

Bis zu einem Anschlußpunkt  $P$  soll das Spektrum durch eine Potenzfunktion ausgedrückt werden, bei höheren Energien durch eine gaussförmige Verteilung. In den folgenden Formeln werden als Abkürzung benutzt:

- A : Amplitude der Gaussverteilung
- D : Differenzabstand des Anschlußpunktes vom Mittelwert
- M : Mittelwert der Gaussverteilung
- E : Exponent der Potenzfunktion
- S : Sigma der Gaussverteilung
- P : Anschlußpunkt

Der Anschlußpunkt wird als Abweichung vom Mittelwert in Einheiten von Sigma ausgedrückt

$$P = M - D \cdot S$$

Als Ansatz für die Potenzfunktion wurde

$$f(x) = A \cdot F_1 \cdot \left( \frac{S}{E_2 - x} \right)^E$$

gewählt. Die beiden Parameter  $F_1$  und  $F_2$  wurden bestimmt zu

$$F_1 = \epsilon^{-\frac{1}{2} D^2} \cdot \left( \frac{E}{D} \right)^E$$

$$F_2 = M + S \cdot \left( \frac{E}{D} - D \right)$$

Diese Wahl der Parameter war notwendig, um die Potenzfunktion stetig und stetig differenzierbar an die Gaussverteilung

$$f(x) = A \cdot \epsilon^{-\frac{1}{2} \left( \frac{x - M}{S} \right)^2}$$

anzupassen.

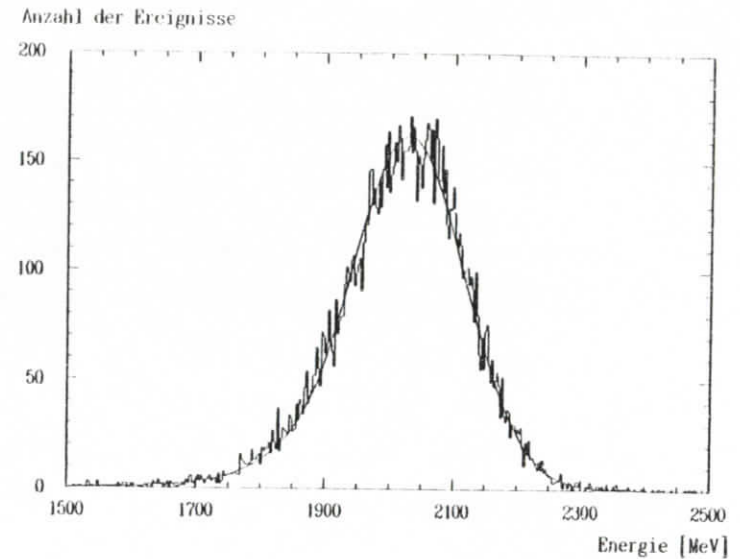


Abbildung A.1: Spektrum und Fitfunktion bei 3.0 GeV Einschußenergie

In Abbildung A.1 ist eine aufgenommene Energieverteilung und die durch Fit angepasste Funktion dargestellt.

# Literaturverzeichnis

- [Ake85] E. Aker et al.; Proposal: The Crystal Barrel  
CERN/PSCC85-56 PSCC/890; 11. Oktober 1985
- [Bei83] O. Beimgraben; Fortran callable Subroutinepackage to Access CAMAC  
via the JLSI 10 Crate-Controller  
HASYLAB, DESY Hamburg
- [Bei84] Ch. Biedler; Energieauflösung einer BGO Schauerzählermatrix mit  
Photodiodenauslese im Energiebereich von 0.7 bis 6.0 GeV  
Diplomarbeit, Universität Hamburg; 14. Mai 1984
- [Dre82] A. Drescher; Untersuchungen an den Schauerzählern des Argus Detektors  
Diplomarbeit, Universität Dortmund; April 1982
- [Fer86] R.C. Fernow; Introduction to Experimental Particle Physics  
Cambridge University Press 1986
- [Gai82] J.E. Gaiser; Charmonium Spectroscopy  
Dissertation: SLAC 255; Stanford 1982
- [For78] R.L. Ford, W.R. Nelson; The EGS Code System Version 3  
SLAC 210 UC 32; 1978
- [Har84] Harshaw; Radiation Detectors  
Harshaw Chemie B.V.; 3454 PK De Meern, Holland
- [Kle84] K. Kleinkecht; Detektoren für Teilchenstrahlung  
Teubner Studienbücher; Stuttgart 1984
- [Kru87] S. Krüger; Untersuchungen an CsI(Tl)-Kristallen mit Photomultiplier und  
Photodiodenauslese  
Diplomarbeit; Universität Hamburg 1987
- [Lor85] E. Lorenz; Private Mitteilungen  
Max-Planck Institut für Physik und Astrophysik; München 1985
- [Par86] Particle Data Group; Review of Particle Properties  
Physics Letters, Volume 170B; 10.04.1986
- [Pau85] R. Paul; Optoelektronische Halbleiterbauelemente  
Teubner Studienskripten; Stuttgart 1985
- [Per83] D.H. Perkins; Introduction to High Energy Physics  
Addison-Wesley 1983
- [Ros56] B. Rossi; High-Energy Particles  
Prentice-Hall, Inc. 1956
- [BDH] BDH Chemicals Ltd; Broom Road  
Poole Dorset; England
- [Bic] Bicon Corporation Marktstraat 27A  
2410 AG Bodegraven, Niederlande
- [Ham] Hamamatsu Photonics K.K.  
vertreten durch : Seefeldler Messtechnik Postfach 1132  
8031 Seefeld
- [Har] Harshaw Chemie GmbH Postfach 1360  
5632 Weiwelskirchen 1

# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand am I-Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg auf dem Gelände des Deutschen-Elektronen-Synchrotrons. Ich danke allen Mitgliedern der DESY-Forschungsgruppe F31, Crystal Ball, für ihre Hilfsbereitschaft. Besonders bedanken möchte ich mich

bei Herrn Prof. Dr. U. Strobbusch für die Aufgabenstellung und die gute Betreuung,

bei Herrn Ch. Bieler für die hilfreiche Anleitung und die vielen Diskussionen über die Problemstellungen,

bei meiner Mitdiplomandin Frau S. Krüger für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung,

bei Herrn R. Lekebusch für die Hilfe bei Software- und Rechnerfragen,

bei der Institutsgruppe von Herrn Prof. Strobbusch für die gute Arbeitsatmosphäre und die vielen Hilfen bei den Problemen des Diplomandenalltages,

bei der Werkstatt des I-Instituts unter Herrn B. Leicht für die exakte und schnelle Ausführung aller auffallenden mechanischen Arbeiten,

bei Frau M. Berghaus für das sorgfältige Aufertigen zahlreicher Abbildungen

und nicht zuletzt bei Herrn H. Krause und Herrn H. Leuzen, bei denen meine vielfältigen Fragen in Bezug auf Elektronik und Meßinstrumente immer eine gute Lösung fanden.

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