

Interner Bericht
DESY F14-01
September 1984

ORTSAUFLÖSUNG EINER
BGO-SCHAUERZÄHLER-MATRIX MIT PHOTODIODENAUSLESE
IM ENERGIEBEREICH VON 1 BIS 6 GeV

von

Maren Riebesell

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	1 2. OKT. 1984	
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 F14-01
September 1984

ABSTRACT

Ortsauflösung einer
BGO-Schauerzähler-Matrix mit Photodiodenauslese
im Energiebereich von 1 bis 6 GeV

SPATIAL RESOLUTION OF A BGO SHOWER COUNTER MATRIX
WITH PHOTODIODE READOUT

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

von

Maren Riebesell

Hamburg
August 1984

We have tested a matrix of 38 small BGO crystals (1cmx1cmx15cm) with photodiode readout. In order to obtain the spatial resolution of the device, the crystals were exposed to an electron beam at DESY with energies ranging from 1 up to 6 GeV.

Using an improved centre of gravity method, a spatial resolution of $\sigma \leq 1$ mm was measured for beam energies above 3 GeV. The results agree with EGS Monte Carlo calculations.

INHALT

EINLEITUNG	1	4.0 ERGEBNISSE	49
1.0 ARBEITSWEISE VON SCHAUERZÄHLERN UND PHOTODIODEN	4	4.1 Ortsauflösung bei senkrechtem Einschub auf die Matrixmitte	49
1.1 Elektromagnetische Schauerzähler	4	4.2 Fehlerbetrachtung	49
1.1.1 Durchgang von Elektronen durch Materie	4	4.3 Ortsauflösung am Rand einer Matrix bei senkrechtem Einschuss	58
1.1.2 Entwicklung eines Schauers	5	4.4 Ortsauflösung in der Mitte der Matrix bei schrägem Einschub	59
1.1.3 Einige wichtige Größen zur Schauerentwicklung	7	5.0 ZUSAMMENFASSUNG	66
1.1.3.1 Die Strahlungslänge	7	ANHANG	67
1.1.3.2 Die kritische Energie	8	A.0 Mathematische Verfahren zur Korrektur der Schwerpunktmethode	67
1.1.3.3 Der Moliere-Radius	8	A.1.1 Fit zur Bestimmung von a	67
1.1.4 Kalorimetrie	9	A.1.2 Das Newton-Verfahren	67
1.2 Funktionsweise von Photodioden	10	A.2 Winkelverteilung des Teststahls	68
1.2.1 Allgemeines	10	DANKSAGUNG	69
1.2.2 Der p-n-Übergang	11	LITERATUR- UND QUELLENVERZEICHNIS	70
1.2.3 Einfall von Photonen	12	VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN	71
1.3 BGO Schauerzähler	12	VERZEICHNIS DER TABELLEN	72
1.3.1 Eigenschaften von BGO	12		
1.3.2 Auslese von BGO mit Photodioden	13		
2.0 EXPERIMENTELLER TEIL	15		
2.1 Zielsetzung	15		
2.2 Versuchsaufbau	15		
2.2.1 Die Matrix	15		
2.2.2 Der Teststrahl Aufbau	20		
2.2.3 Elektronik und Verarbeitung der Daten	23		
2.3 Durchführung der Teststrahlungsmessungen	26		
2.3.1 Der Elektronenstrahl	26		
2.3.2 Zum Aufbau	26		
2.3.3 Durchführung der Messungen	26		
3.0 AUSWERTUNG	28		
3.1 Die Driftkammern	28		
3.1.1 Aufbau und Funktionsweise	28		
3.1.2 Kalibration der Driftkammern	30		
3.1.3 Auswahl der Kammerdrähte	33		
3.1.4 Ortsbestimmung durch die Driftkammern	35		
3.2 Messung des Auftreffortes durch den BGO-Zähler	40		
3.2.1 Die Schwerpunktmethode (SPM)	41		
3.2.2 Kalibration der Kristalle	41		
3.2.3 Die Ortsauflösung	42		
3.2.4 Die Anzahl der verwendeten Kristalle	43		
3.2.5 Der systematische Gang der Ortsbestimmung	44		
3.2.6 Ausgleich des systematischen Gangs	44		

Beim e^+e^- Speicherring PETRA werden Hochenergieexperimente bis zu Schwerpunktsenergien von 46.1 GeV durchgeführt. Von besonderem Interesse sind neben der Annihilation die 2-Photon-Prozesse. Bei diesen Prozessen streuen ein Elektron und ein Positron unter sehr kleinen Winkeln zur Strahlachse aneinander und strahlen dabei je ein virtuelles Photon ab. Die beiden Photonen können wechselwirken und Leptonen- oder Hadronensysteme erzeugen. (Siehe Abbildung 1)

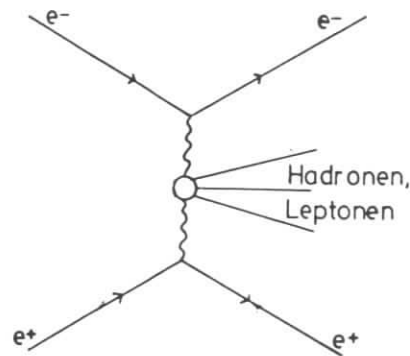


Abbildung 1. Zwei-Photon-Prozesse

Sowohl die gestreuten Elektronen und Positronen als auch die erzeugten Teilchensysteme treten unter kleinen Winkeln auf. Um auf die Masse der virtuellen Photonen schließen zu können, muß man die Energie und den Streuwinkel des Elektrons und Positrons bestimmen (Taggen). Beim CELLO-Detektor ist geplant, für diesen Zweck ein Tagging-System, bestehend aus einem SAF (Small Angle Forward Tagger) und einem LAF (Large Angle Forward Tagger), zu entwickeln. Wie aus Abbildung 2 auf Seite 3 ersichtlich, befindet sich der Platz für den LAF direkt am Strahlrohr hinter dem Innendetektor, ca. 1.50 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. An dieser Stelle sind zum einen Driftrohrkammern zur Ortsmessung von Elektronen und zum anderen ein elektromagnetisches Kalorimeter zur Energie- und Ortsmessung von Elektronen und Photonen geplant. Die

Kombination aus Driftkammern und Schauerzähler erlaubt auch eine Unterscheidung von geladenen und neutralen Teilchen. Der Detektor muß auf folgende Randbedingungen abgestimmt sein:

1. Es steht nur ein Raum von 10 cm Höhe um das Strahlrohr und 45 cm Länge zur Verfügung.
2. Es werden starke Streufelder vom supraleitenden Magneten vorhanden sein (das bedeutet Schwierigkeiten bei Photomultiplierauslese).
3. Die Strahlenbelastung wird verhältnismäßig hoch sein (zwischen 100 und 1000 rad pro Monat)

Der Bau kleiner Driftkammern ist bereits gelöst. Mehr Probleme bereitet der Schauerzähler. Er muß klein und strahlenresistent sein und dabei eine gute Energieauflösung und Lichtausbeute haben, damit zur Auslese Photodioden statt Photomultiplier verwendet werden können. Das Material, welches bei Beginn der Arbeit als aussichtsreichster Kandidat galt, ist $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, kurz BGO genannt. BGO hat mit 1.12 cm eine sehr kurze Strahlungslänge, was den Bau besonders kleiner Zähler ermöglicht. Die Lichtausbeute ist groß genug, um den Zähler mit Photodioden auszulesen.

In der DESY-Gruppe F14 wurde daher im Jahre 1982 eine BGO-Matrix aus 38 BGO-Kristallen der Größe $1 \times 1 \times 15 \text{ cm}^3$ für eine Durchführbarkeitsstudie angeschafft. Es sollten insbesondere Energie- und Ortsauflösung unter realistischen Detektorbedingungen gemessen werden. Der Test lief im Rahmen einer Voruntersuchung auf Eignung eines solchen Zählers für ein Taggingssystem bei CELLO.

In dieser Arbeit wird die Ortsauflösung der BGO-Matrix untersucht. Die Auswertung der Energieauflösung wurde von Christian Bieler [BIE84] durchgeführt.

Im ersten Kapitel werden Eigenschaften und Funktionsweise von Schauerzählern und Photodioden beschrieben. Kapitel 2 beschäftigt sich mit dem Bau einer Testmatrix aus BGO-Kristallen mit Photodiodenauslese und deren Aufbau im Teststrahl. Kapitel 3 behandelt die Auswertung der Ortsauflösung, die mit Hilfe von Driftkammern vorgenommen wurde. Ein Teil dieses Kapitels ist deshalb der Kalibration der Driftkammern gewidmet. Im letzten Kapitel werden Ergebnisse vorgestellt.

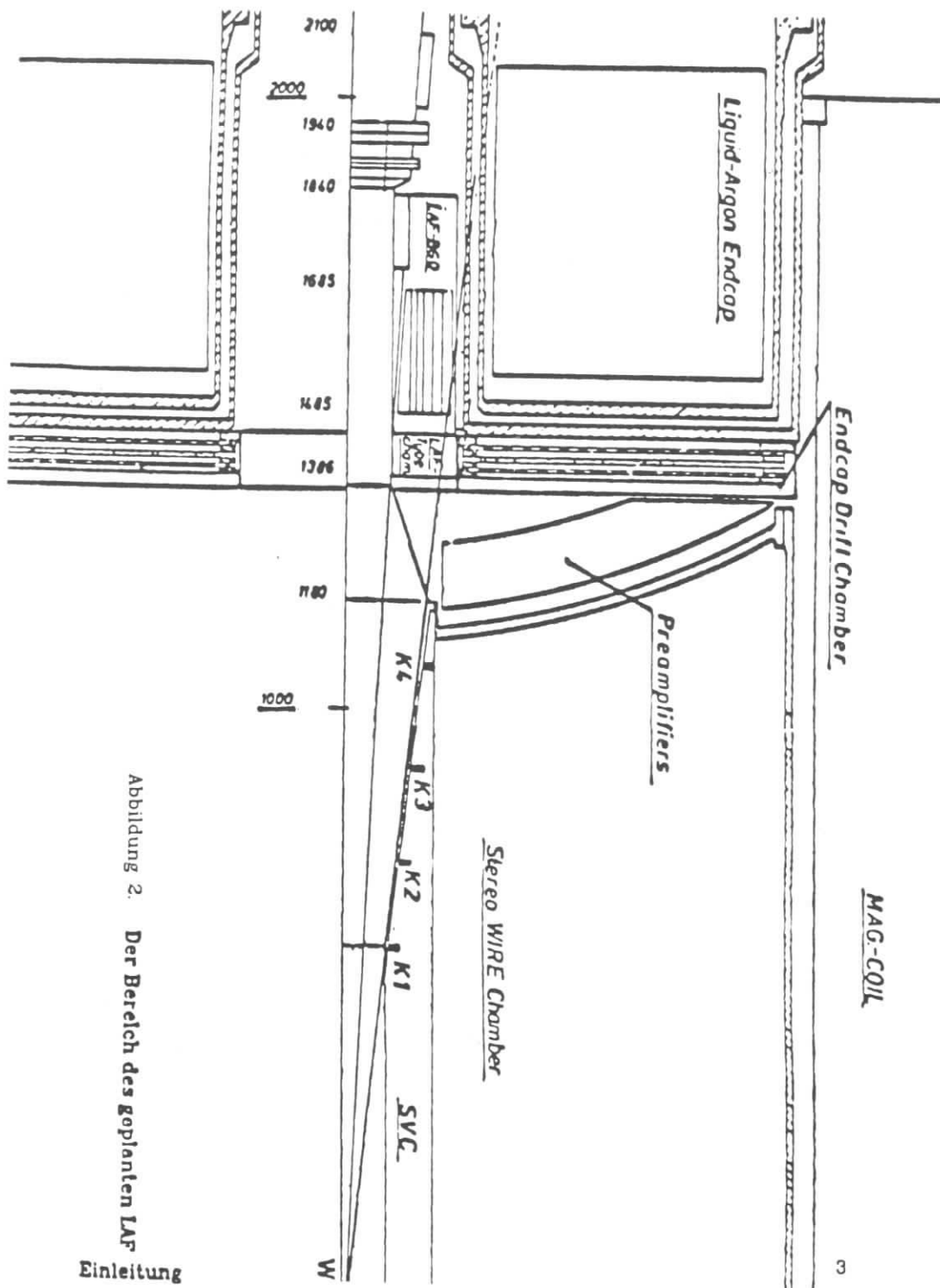


Abbildung 2. Der Bereich des geplanten LAr

Einleitung

1.0 ARBEITSWEISE VON SCHAUERZÄHLERN UND PHOTODIODEN

Im folgenden Kapitel wird eine allgemeine Beschreibung der Funktionsweise von Schauerzählern und Photodioden gegeben werden.

1.1 ELEKTROMAGNETISCHE SCHAUERZÄHLER

Wenn im Laufe der Arbeit von Elektronen die Rede ist, sind damit im Allgemeinen sowohl Elektronen als auch Positronen gemeint.

1.1.1 Durchgang von Elektronen durch Materie

Beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie verlieren diese Energie durch Anregungs- und Ionisationsprozesse. Für Elektronen beträgt der Energieverlust:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4}{m_0 v^2} NZ \left[\ln \frac{m_0 v^2 T}{2 I^2 (1-\beta^2)} - \ln 2 (2 \sqrt{1-\beta^2} + 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 \right]$$

- e = Elementarladung
- m₀ = Ruhemasse des Elektrons
- v = Geschwindigkeit des Elektrons
- β = v/c
- T = (relativistische) kinetische Energie
- Z = Kernladungszahl des Absorbers
- N = Elektronendichte des Absorbers (cm⁻³)
- I = mittleres Ionisationspotential

Abbildung 3 auf Seite 5 zeigt den Energieverlust von Elektronen in BGO als Funktion der Energie [JAK84].

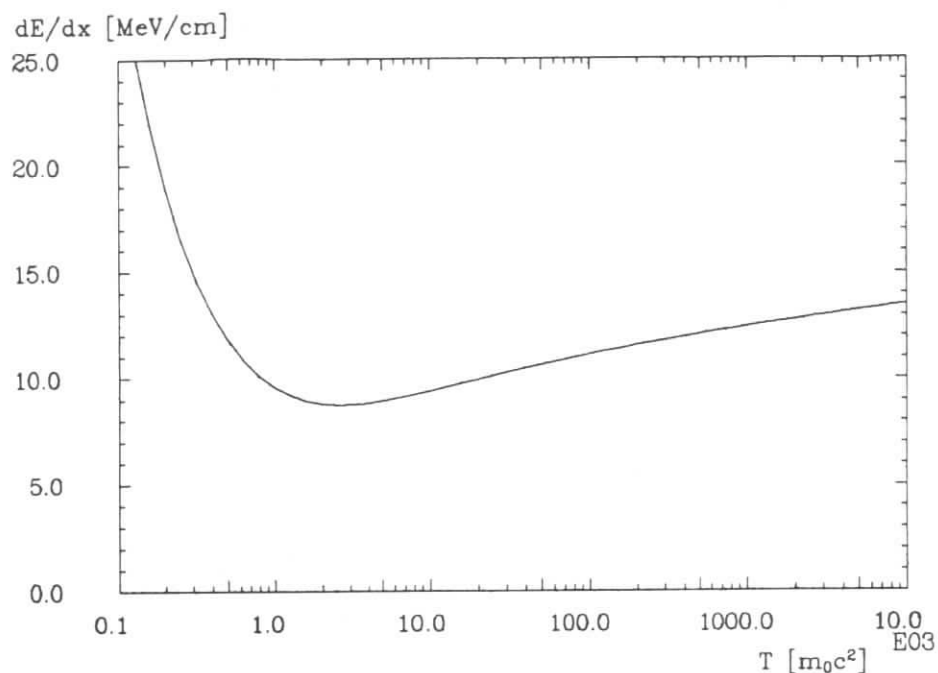


Abbildung 3. Energieverlust von Elektronen in Materie (BGO)

Der Energieverlust wird zunächst mit steigender Energie geringer, durchläuft bei $E = 3m_0c^2$ ein Minimum und steigt dann auf Grund relativistischer Effekte wieder leicht an. Teilchen im Minimum der Ionisation werden minimalionisierend genannt.

1.1.2 Entwicklung eines Schauers

Bei hohen Teilchenenergien spielen andere Effekte, die für eine Schauerentwicklung verantwortlich sind, eine größere Rolle:

Wird ein Elektron in einem Kernfeld abgelenkt, so strahlt es Energie in Form von γ -Quanten ab (Bremsstrahlung). Ein γ -Quant, dessen Energie $E \geq 2m_0c^2$ ist, kann ein e^+e^- -Paar bilden (Paarerzeugung). Elektron und

Positron können wiederum Bremsstrahlung aussenden, so daß sich der oben beschriebene Prozess fortsetzt. Durch die beiden Vorgänge (Bremsstrahlung und Paarerzeugung) wird lawinenartig eine Kaskade von Elektronen, Positronen und Photonen erzeugt und die Anfangsenergie E_0 des einfallenden Teilchens auf viele Sekundärteilchen verteilt. Haben die Sekundärteilchen nicht mehr genügend Energie, weitere Teilchen zu erzeugen, werden sie durch Anregungs- und Ionisationsprozesse gestoppt und der Schauer "stirbt aus".

Neben Bremsstrahlung und Paarerzeugung spielen noch andere Prozesse im Kalorimeter eine Rolle:

Für Elektronen

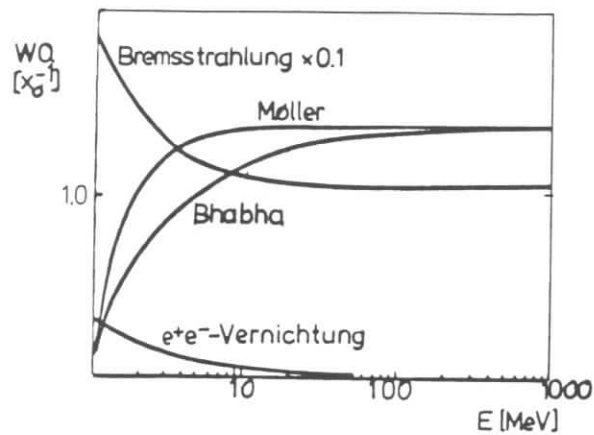
1. Bei MOLLERSTREUUNG streut ein Schauerelektron an einem Hüllenelektron ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-$)
2. Bei der BHABHASTREUUNG streut ein Schauerpositron an einem Hüllenelektron ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$)
3. Bei der ANNIHILATION vernichten sich ein Schauerpositron und ein Hüllenelektron zu zwei Photonen ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$).

Für Photonen

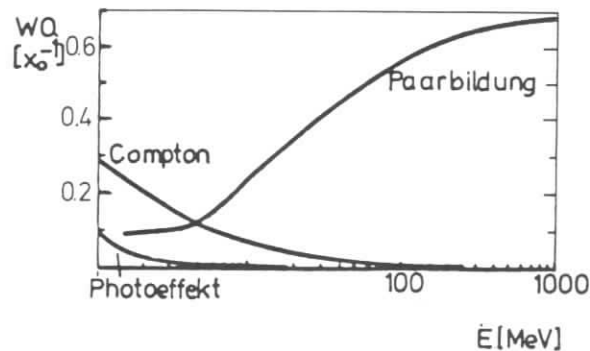
1. Der COMPTON-EFFEKT ist die elastische Streuung eines Photons an einem Hüllenelektron ($\gamma e^- \rightarrow \gamma e^-$)
2. Beim PHOTOEFFEKT wird ein Photon absorbiert und ein Elektron aus der Atomhülle freigesetzt. ($\gamma + \text{Atom} \rightarrow \text{Atom}^+ + e^-$)

In allen Fällen können die aus dem Material herausgeschlagenen Elektronen bzw. die Photonen zum Schauer beitragen, wenn deren Energie dazu ausreicht (sonst Energieverlust durch Anregung und Ionisation).

In Abbildung 4 auf Seite 7 sind die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse gegen die Teilchenenergie aufgetragen. Man sieht, daß bei Elektronen die Bremsstrahlung stark dominiert. Für Photonen dominiert bei hohen Energien die Paarerzeugung.



a)



b)

Abbildung 4. Wirkungsquerschnitte der zur Schauerentwicklung beitragenden Prozesse [MES70] : a) Für Elektronen b) für Photonen

1.1.3 Einige wichtige Größen zur Schauerentwicklung

1.1.3.1 Die Strahlungslänge

Die räumliche Entwicklung eines Schauers ist abhängig von der Kernladungszahl des Absorbermaterials und dessen Dichte. Eine Materialkonstante zur Beschreibung der longitudinalen Schauerausbreitung ist die Strahlungslänge X_0 . Sie gibt an, nach welcher mittleren Weglänge in einem

Material die Anfangsenergie E_0 eines hochenergetischen Elektrons auf den e -ten Teil E_0/e gesunken ist.

Es gilt:

$$X_0^{-1} = N \cdot 4 \cdot \alpha \cdot Z^2 \cdot r_0^2 \cdot \ln(183 \cdot Z^{-1/3})$$

mit

$$\alpha = \frac{e^2}{hc^2} = \frac{1}{137} \quad (\text{Feinstrukturkonstante})$$

$$r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} \quad (\text{klassischer Elektronenradius})$$

Für die mittlere freie Weglänge von γ 's bezüglich Paarbildung gilt:

$$\lambda_\gamma = \frac{9}{7} X_0$$

1.1.3.2 Die kritische Energie

Oberhalb der kritischen Energie E_k geben Elektronen ihre Energie hauptsächlich durch Strahlungsverluste ab, unterhalb durch Ionisation und Anregung. E_k ist gerade die Energie, die ein minimalionisierendes Elektron auf einer Strahlungslänge verliert.

$$E_k = \frac{dE}{dx_{\min}} \cdot X_0$$

1.1.3.3 Der Moliere-Radius

Die Breite eines Schauers wird durch zwei Effekte beeinflusst:

1) Bei Bremsstrahlung und Paarbildung werden die Sekundärteilchen unter sehr kleinen Winkeln zur Richtung des auslösenden Teilchens erzeugt.

$$\langle \theta \rangle \approx \frac{m_0 c^2}{E}$$

Erst bei sehr niedrigen Energien wirken sich Bremsstrahlung und Paarbildung auf die Schauerbreite aus.

2) Wichtiger für die Schauerbreite ist die elastische Coulomb-Streuung von Kaskadenelektronen an den Feldern der Atomkerne. Die Elektronen ändern hierbei nicht ihre Energie, sondern ihre Richtung.

Für den Streuwinkel, abhängig von der Dicke x des Materials, gilt:

$$\langle \theta \rangle = \frac{21 \text{ MeV}}{E} \sqrt{\frac{x}{X_0}}$$

Auch dieser Effekt spielt erst bei niedrigen Energien ($< 1 \text{ MeV}$) eine nennenswerte Rolle, so daß man in größerer Entfernung von der Schauerachse hauptsächlich niederenergetische und nahe der Schauerachse hochenergetische Teilchen findet.

Die Zahl der niederenergetischen Teilchen nimmt mit zunehmender Eindringtiefe des Schauers in das Material zu, so daß sich der Schauer erst an seinem Ende verbreitert (Keulenform).

Die Breite eines Schauers wird ebenfalls durch eine Materialkonstante beschrieben, den Moliere-Radius:

$$r_m = \frac{21 \text{ MeV}}{E_k} \cdot X_0$$

Innerhalb des Moliere-Radius liegen rund 90% des Schauers.

1.1.4 Kalorimetrie

In einem (elektromagnetischen) Kalorimeter wird die Anfangsenergie E_0 (eines Elektrons/ γ 's) auf eine Kaskade von Sekundärteilchen verteilt, deren Anzahl proportional zu E_0 ist. Die Sekundärteilchen müssen entlang ihres Weges meßbare Größen wie z.B. Ladung oder Licht erzeugen können. Entsprechend der Zahl der Teilchen ist dann auch die Meßgröße (Licht) proportional zu E_0 .

Voraussetzung dafür ist, daß das Kalorimeter so groß ist, daß möglichst der gesamte Schauer im Kalorimeter absorbiert wird. Dieser Forderung kommt entgegen, daß sich die Lage des Schauermaximums logarithmisch mit der Einschubenergie ändert, so daß mit einem Kalorimeter über weite Energiebereiche gemessen werden kann.

Die Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung und Paarbildung sind proportional zu Z^2 , so daß der Schauer um so kürzer ist, je größer die Kernla-

dungszahl des Materials ist. Um Kalorimeter von kleinen Ausmaßen zu bauen, wählt man Materialien mit hohem Z .

Die Zahl der bei einer Energie erzeugten Teilchen schwankt um ΔN . Bei hohen Energien (Teilchenzahlen) gilt:

$$\Delta N \sim \sqrt{N}$$

Daher gilt für die Energieauflösung:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\text{const.}}{\sqrt{E}}$$

1.2 FUNKTIONSWEISE VON PHOTODIODEN

Silikonphotodioden wurden im Jahre 1982 erstmalig zur Auslese von BGO Szintillatoren verwendet (MPI/Lorentz). Im Folgenden wird die Wirkungsweise solcher Photodioden beschrieben.

1.2.1 Allgemeines

Photodioden bestehen aus zwei Schichten von p- und n-dotierten Halbleitermaterialien (z.B. Silizium).

1.) n-dotierte Halbleiter:

Das Halbleitermaterial wird mit Fremdatomen dotiert, die ein überschüssiges Elektron in ihrer äußeren Schale haben ¹. Das überschüssige Elektron bleibt lose an das (positive) Donatoratom gebunden. Die Bindungsenergien sind aber so schwach, daß sich die Elektronen meist schon bei Zimmertemperatur frei im Material bewegen können. Zurück bleiben ortsfest positiv geladene Ionenrümpfe. Auf Grund des Überschusses an freien negativen Ladungsträgern wird das Material n-leitend genannt.

Im Bändermodell bedeutet das, daß neue Donatorniveaus geschaffen werden, die nahe dem Leitungsband liegen, so daß die Elektronen schon durch kleine Anregungsenergien (Zimmertemperatur) ins Leitungsband gehoben werden.

¹ Beispiel: Silizium hat 4 Elektronen in seiner äußeren Schale. Jedes dieser Elektronen geht mit einem Elektron von einem Nachbaratom eine kovalente Bindung ein. Arsen wirkt hier mit 5 Elektronen in der äußeren Schale als Donator.

2.) p-dotierte Halbleiter:

Der Halbleiter (Si) wird mit Akzeptoratomen dotiert, denen ein Elektron in der äußeren Schale fehlt (z.B. Bor). Sie füllen ihr Niveau mit einem Halbleiterelektron auf und sind damit negativ ionisiert. Das fehlende Elektron (Loch) ist bereits bei Zimmertemperatur frei beweglich.

Im Bändermodell bedeutet das, daß Akzeptorniveaus in der Nähe des Valenzbandes entstehen, in die schon bei Zimmertemperatur fast alle Elektronen übergehen. Es entstehen Löcher im Valenzband, die als freie Ladungsträger fungieren.

1.2.2 Der p-n-Übergang

Photodioden werden aus p- und n-leitenden Halbleitern aufgebaut. An der Grenzschicht gelangen zunächst durch thermische Bewegung die freien Ladungsträger (Elektronen und Löcher) in das jeweils benachbarte Gebiet, wo sie miteinander rekombinieren. Es entsteht an der Grenzschicht eine Region, in der keine freien Ladungsträger mehr vorhanden sind. Zurück bleiben die ortsfesten Ionenrümpfe: Auf der n-leitenden Seite die positiven, auf der p-leitenden die negativen.

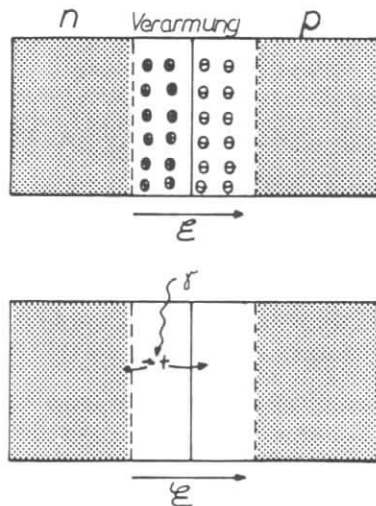


Abbildung 5. Übergang zwischen p- und n-Halbleitern

Die Ionenrümpfe erzeugen ein elektrisches Feld, welches der Diffusion der freien Ladungsträger entgegen gerichtet ist, so daß es zu einem Gleichge-

wichtszustand kommt. Die ladungsträgerfreie Zone wird Verarmungsschicht genannt.

Durch Anlegen einer sogenannten Vorspannung in Sperrrichtung werden die freien Ladungen weiter von der Grenzschicht weggezogen, können den Halbleiter aber wegen der entgegengesetzt geladenen Gitterionen nicht verlassen. Die Verarmungsschicht wird breiter.

1.2.3 Einfall von Photonen

Ein Photon erzeugt beim Eindringen in den Halbleiter ein Elektron-Loch-Paar, das normalerweise rekombiniert und damit verschwunden ist. Tritt es jedoch in die Verarmungsschicht ein, so folgen Elektron und Loch dem Potentialgefälle. Das Elektron wandert zur n-Seite, das Loch zur p-Seite. Dort erscheinen sie als überschüssige bewegliche Ladung, die über eine Leitung abgeführt werden kann, so daß ein meßbarer Strom fließt. Durch Anlegen einer Vorspannung in Sperrrichtung wird die Verarmungsschicht vergrößert und damit Trefferwahrscheinlichkeit und Potentialdifferenz erhöht.

1.3 BGO SCHAUERZÄHLER

Wie schon eingangs erwähnt, ist BGO als Material für lichtstarke Schauerzähler besonders gut geeignet. In diesem Kapitel sollen seine wichtigsten Eigenschaften beschrieben werden.

1.3.1 Eigenschaften von BGO

BGO ist ein natürlicher Szintillator. Das erzeugte Licht hat eine Wellenlänge von 480 nm (grün). Das bisher häufig verwendete Material mit ähnlichen Eigenschaften ist Natriumjodid (NaJ). BGO hat gegenüber NaJ einige entscheidende Vorteile:

1. BGO ist wesentlich dichter als NaJ und hat eine um den Faktor 2.3 geringere Strahlungslänge. Um denselben Effekt zu erzielen, kann das Kalorimeter entsprechend kleinere Dimensionen haben. Auch auf die Ortsauflösung wirkt sich eine kleinere Strahlungslänge positiv aus.
2. BGO ist im Gegensatz zu NaJ nicht hygroskopisch. Damit braucht der Zähler nicht vor Feuchtigkeit geschützt zu werden.

- Die mechanischen Eigenschaften von BGO sind wesentlich besser als die von NaJ. BGO verhält sich ähnlich wie Glas und ist dementsprechend einfach zu handhaben.
- BGO wird durch Strahlung weniger geschädigt als NaJ. Untersuchungen hierzu sind [BOB83] und [WIT84].

Der Nachteil gegenüber NaJ liegt in der um den Faktor 10 geringeren Lichtausbeute und der damit verbundenen schlechteren Energieauflösung. Die Lichtausbeute ist aber noch so groß, daß ein BGO Zähler mit Photodioden ausgelesen werden kann.

Die wichtigsten Eigenschaften von BGO, NaJ und Bleiglas SF5 zum weiteren Vergleich sind in Tab.1 zusammengefaßt.

Eigenschaften	BGO	NaJ	SF5
Dichte	7.13 g/cm ³	3.67 g/cm ³	4.08 g/cm ³
Strahlungslänge	1.12 cm	2.56 cm	2.38 cm
Moliere-Radius	2.24 cm	4.4 cm	3.26 cm
Kritische Energie	10.5 MeV	12.5 MeV	15.5 MeV
dE/dx(min)	≈8 MeV/cm	4.8 MeV/cm	--
Energieauflösung ²	≥10%	≥6%	≥60%
Wellenlänge	480 nm	420 nm	--
Lichtausbeute, relat.	≈10 %	100 %	5 · 10 ⁻³ %
Brechungsindex	2.13	1.85	--
Temperaturkoeff.	-1.2%/°C	-0.6%/°C	--
Wasserlöslichkeit	nein	hygroskop.	nein
Stabilität	wie Glas	spröde	wie Glas
Strahlenresistenz	besser	schlecht	schlecht

Tab.1 Eigenschaften von BGO, NaJ und Bleiglas (SF5)

1.3.2 Auslese von BGO mit Photodioden

Ein wichtiger Punkt ist die Möglichkeit, BGO mit Photodioden an Stelle von Photomultipliern auszulesen. Zwei wichtige Vorteile bei Einsatz von Photodioden sind:

² Energieauflösung ($\Delta E/E$) für Photonen aus einer Cs ¹³⁷-Quelle (660 keV)

- Photodioden benötigen wenig Platz
- Photodioden sind auch im Magnetfeld zu betreiben

Der Nachteil der Photodiodenauslese liegt darin, daß kleine Lichtsignale im Rauschen von Photodiode und Verstärker untergehen:

Um das Photodiodensignal zu verstärken, wird ein ladungsempfindlicher Verstärker benötigt. Das Eigenrauschen des Verstärkers muß möglichst gering gehalten werden, um auch kleine Signale nachweisen zu können. Diese Forderung wird von einem Verstärker der Firma Canberra (Modell 2003 BT) momentan am besten erfüllt. Aus Kostengründen wurde allerdings auf einen für PLUTO entwickelten Liquid-Argon-Verstärker zurückgegriffen [ZIM80].

Das Verstärkerrauschen vergrößert sich durch Dunkelströme und auch durch eine Kapazität an seinem Signaleingang. Die zur Auslese von Schauerzählern benötigten großflächigen Photodioden (Fläche >0.5 cm²) haben eine recht große Kapazität. Die Firma HAMAMATSU hat in den letzten Jahren großflächige Dioden mit geringerer Kapazität entwickelt (≈ 100 pF). Durch Anlegen der Vorspannung wird die Kapazität der Dioden verringert (Kapazität ~ Fläche / Dicke der Verarmungsschicht) aber gleichzeitig steigt der Dunkelstrom. Das heißt, es gibt eine optimale Vorspannung. In Tab.2 werden die Eigenschaften von Photodiode und Photomultiplier miteinander verglichen.

Eigenschaften	Photodiode	Photomultiplier
Empfindliche Fläche	< 3cm ²	beliebig
Stabile Hochspannung	nein	ja
Nachverstärkung	ja	nicht notwendig
Anstiegszeit ³	> 100 nsec	5-50 nsec
Bauhöhe	< 1 cm	> 6 cm
Magnetfeldabhängigkeit	nein	ja
Rauschen ³	0.3-3 MeV	20-50 keV

Tab.2 Vergleich zwischen Photomultiplier und Photodiode

³ Anstiegszeit und Diodenrauschen sind abhängig von der Größe der empfindlichen Fläche

2.0 EXPERIMENTELLER TEIL

2.1 ZIELSETZUNG

Es sollte die Eignung einer BGO-Schauerzählermatrix mit Photodiodeauslese zum Nachweis von gestreuten Elektronen in Zwei-Photon-Prozessen beim Petra-Detektor CELLO untersucht werden. Dabei bestand die Hauptzielsetzung nicht darin, die bestmögliche Energie- und Ortsauflösung zu erreichen, sondern unter realistischen Bedingungen einen solchen Aufbau zu testen.

2.2 VERSUCHSAUFBAU

2.2.1 Die Matrix

Es standen insgesamt 38 BGO-Kristalle der Firma HARSHAW von der Größe $1 \times 1 \times 15 \text{ cm}^3$ zur Verfügung.

Die BGO-Kristalle waren von sehr unterschiedlicher Qualität, was zum großen Teil auch in Form von Trübungen und Einschlüssen zu sehen war. Eine quantitative Auskunft über die Kristallqualität gibt die Energieauflösung für ein Cs^{137} -Präparat (mit Photomultiplier ausgelesen). In Abbildung 9 auf Seite 19 ist die BGO-Matrix dargestellt. In jedem Kristall ist die in dieser Arbeit benutzte Kristallnumerierung (von den Photodioden aus gesehen) und die vom Werk angegebene Cs^{137} -Auflösung eingetragen. Die deutlichen Qualitätsunterschiede werden im Laufe der Arbeit eine große Bedeutung haben. (Siehe Kapitel AUSWERTUNG).

Die einzelnen Kristalle waren ab Werk in eine sehr gut reflektierende weiße Folie und Aluminium verpackt (Dicke ca. 0.35 mm). Die Verpackung hatte zwei Aufgaben:

1. Lichtdichte Abschirmung der Kristalle gegeneinander.
2. Möglichst viel des im BGO entstandenen Lichtes soll die Photodiode erreichen. Auf Grund des hohen Brechungsindex' wird das Licht an der Kristalloberfläche für Winkel $> 28^\circ$ total reflektiert. Dies macht den größten Teil der Lichtführung aus. Um das Licht, welches den Kristall verläßt, nicht ganz zu verlieren, wird er in eine möglichst gut diffus reflektierende Folie verpackt. Untersuchungen hierzu sind bei [WIT84] nachzulesen.

Die Kristalle wurden zu einer 6×7 Matrix angeordnet, wobei die vier Eckkristalle der Matrix durch Aluminiumstäbe der gleichen Größe ersetzt wurden.

Dieser Aufbau entspricht in seiner Länge 13.4 und in seiner Breite 8.9 Strahlungslängen.

Die BGO-Matrix wurde in einer Abschirmung aus Aluminium untergebracht (Siehe Abbildung 8 auf Seite 18). Die Wände hatten eine Dicke von 10 mm . Nur die Stirnseiten waren 2 mm dick, um Vielfachstreuung der Elektronen gering zu halten. Abbildung 7 auf Seite 17 zeigt ein Photo der offenen Box mit einigen aufgeschichteten BGO-Kristallen. Rechts neben der Box sind die Verstärker zu sehen. Der Aluminiumkasten hatte zwei Aufgaben: Zum einen gewährleistete er einen lichtdichten Raum für die Kristalle und zum anderen wurde der Aufbau (Dioden) gegen elektrische Störungen abgeschirmt.

Starke Federn und Epoxyplatten gewährleisteten eine feste und parallele Lage der Kristalle und sorgten für möglichst kleine und gleichmäßige Lücken zwischen den Kristallen. Die Breite der einzelnen Lücken betrug ca. 0.8 mm . Dies ist zu einem kleinen Teil auf nicht exakt gearbeitete Kristalle zurückzuführen, hauptsächlich aber auf die sehr dicke Verpackung der Kristalle ($2 \times 0.35 \text{ mm}$). Inzwischen wird nach dünneren und ebensogut reflektierenden Folien gesucht.

Jeder Kristall wurde mit einer Photodiode der Firma HAMAMATSU Typ 'S1337 BR' [HAM82] versehen, die eine empfindliche Fläche von $7 \times 7 \text{ mm}^2$ hatten. Die Dioden wurden mit einem festen Klebeband an den Kristallen befestigt. Die optische Kopplung zwischen Diode und BGO wurde durch eine Schicht aus dem optischen Fett RHODORSIL HUILE 47 V bewirkt.

Die Dioden waren über Lemokabel mit integrierenden ladungsempfindlichen und pulsformenden Verstärkern [ZIM82] außerhalb der Box und der Spannungsversorgung (+12 Volt Bias) verbunden.

Die Kabellängen zwischen Photodiode und Verstärker betragen maximal 20 cm . Es ist sehr wichtig, die Kabel an dieser Stelle kurz zu halten, weil das Rauschen des Verstärkers mit der Kapazität an seinem Signaleingang steigt (1 m Lemokabel entspricht 100 pF). Abbildung 6 auf Seite 17 zeigt, wie die Dioden geschaltet waren:

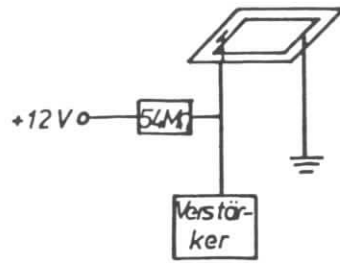


Abbildung 6. Diodenschaltung

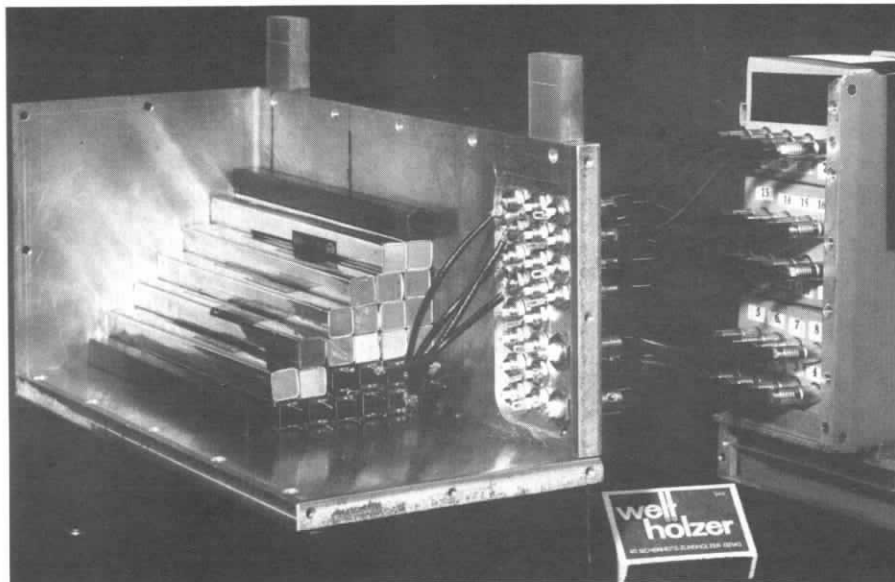


Abbildung 7. Photo der Aluminiumkiste mit einigen Kristallen

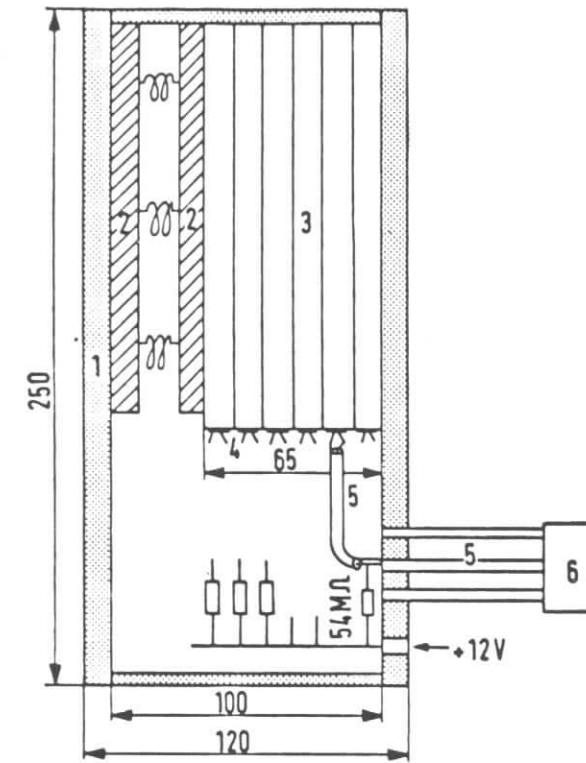
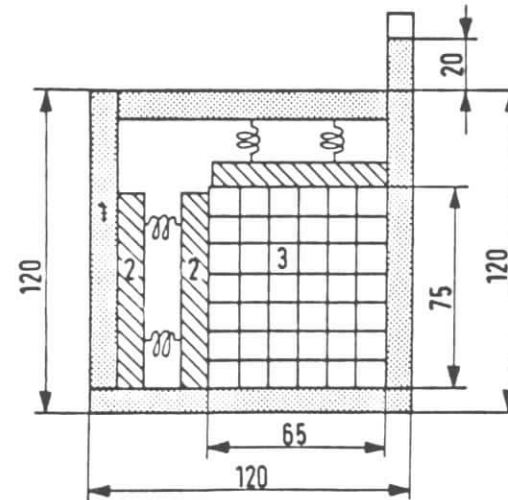


Abbildung 8. Aufbau der Matrix



	#38 25.5%	#39 24.0%	#40 17.3%	#41 21.5%	
#31 24.4%	#32 19.0%	#33 19.5%	#34 18.9%	#35 19.2%	#36 23.2%
#25 22.7%	#26 18.2%	#27 17.2%	#28 26.1%	#29 22.2%	#30 22.9%
#19 21.0%	#20 17.8%	#21 16.9%	#22 28.7%	#23 20.8%	#24 22.0%
#13 22.7%	#14 21.0%	#15 17.3%	#16 27.7%	#17 21.0%	#18 22.6%
#7 23.0%	#8 19.2%	#9 19.5%	#10 20.9%	#11 19.2%	#12 22.1%
	#2 22.0%	#3 21.4%	#4 24.3%	#5 20.3%	

Abbildung 9. Matrix mit Numerierung und Cs¹³⁷-Auflösung

2.2.2 Der Teststrahl Aufbau

Um Energie- und Ortsauflösung der Matrix im Teststrahl zu bestimmen, wurde der in Abbildung 10 auf Seite 22 gezeigte Aufbau gewählt. Dabei haben die einzelnen Elemente folgende Bedeutung:

1. Abschirmkasten mit BGO-Matrix
2. Blei-Szintillator-Schauerzähler
3. Verstärker für die Photodioden
4. Tisch, auf dem das Experiment in zwei Richtungen verfahren werden konnte.
5. Vier Szintillations-Zähler(5a-5d)
6. Zwei Driftkammerhälften aus dem PLUTO-Vorwärtsspektrometer
7. Vakuumrohr

Es folgt eine kurze Beschreibung der einzelnen Elemente.

Die Matrix

Die Matrix wurde für fast alle Messungen senkrecht zum Strahl aufgestellt. Einige wenige Messungen wurden auch bei schrägem Einschub durchgeführt (Siehe Kapitel ERGEBNISSE).

Der Schauerzähler

Da die BGO-Kristalle nur eine Länge von 15 cm (13.5 Strahlungslängen) hatten, war ein starkes Lecken des Schauers nach hinten aus dem Kristall zu erwarten. Um die Energieauflösung durch diesen Effekt nicht stark zu verschlechtern, wurde hinter dem BGO-Zähler ein Blei-Szintillator-Sandwich Schauerzähler aufgestellt. Der Sandwich wurde über einen Wellenlängenschieber mit einem Photomultiplier ausgelesen. Er hatte eine Länge von 17 X₀ und eine Frontfläche von 10x10 cm².

Die Verstärker

Zur Auslese der Photodiodensignale diente ein ladungsempfindlicher, rauscharmer Verstärker, der im nächsten Kapitel beschrieben wird.

Die Szintillationszähler

Als Triggerzähler und zur Einschränkung des Strahls wurden drei Szintillationzähler benutzt (5a - 5d). Der Erste (5d) war ca. 12 m vom BGO entfernt am Eintrittsort des Strahls in den Experimentierbereich. Der

zweite und dritte Zähler (5c, 5b oder 5a) standen jeweils vor und hinter der Driftkammer 2 (6a). Die Zähler waren von verschiedener Größe:

- 5a : 7x7 mm²
- 5b : 30x30 mm²
- 5c : 30x30 mm²
- 5d : 10x10 mm²

Zur Untersuchung der Energieauflösung wurden die Zähler 5a,5c und 5d benutzt. Für die Ortsauflösung wurde der kleine Trigger 5a gegen den großen Trigger 5b vertauscht. Der Aufbau war so geschaltet, daß nur dann Daten genommen wurden, wenn alle drei im Betrieb befindlichen Zähler in Koinzidenz angesprochen hatten.

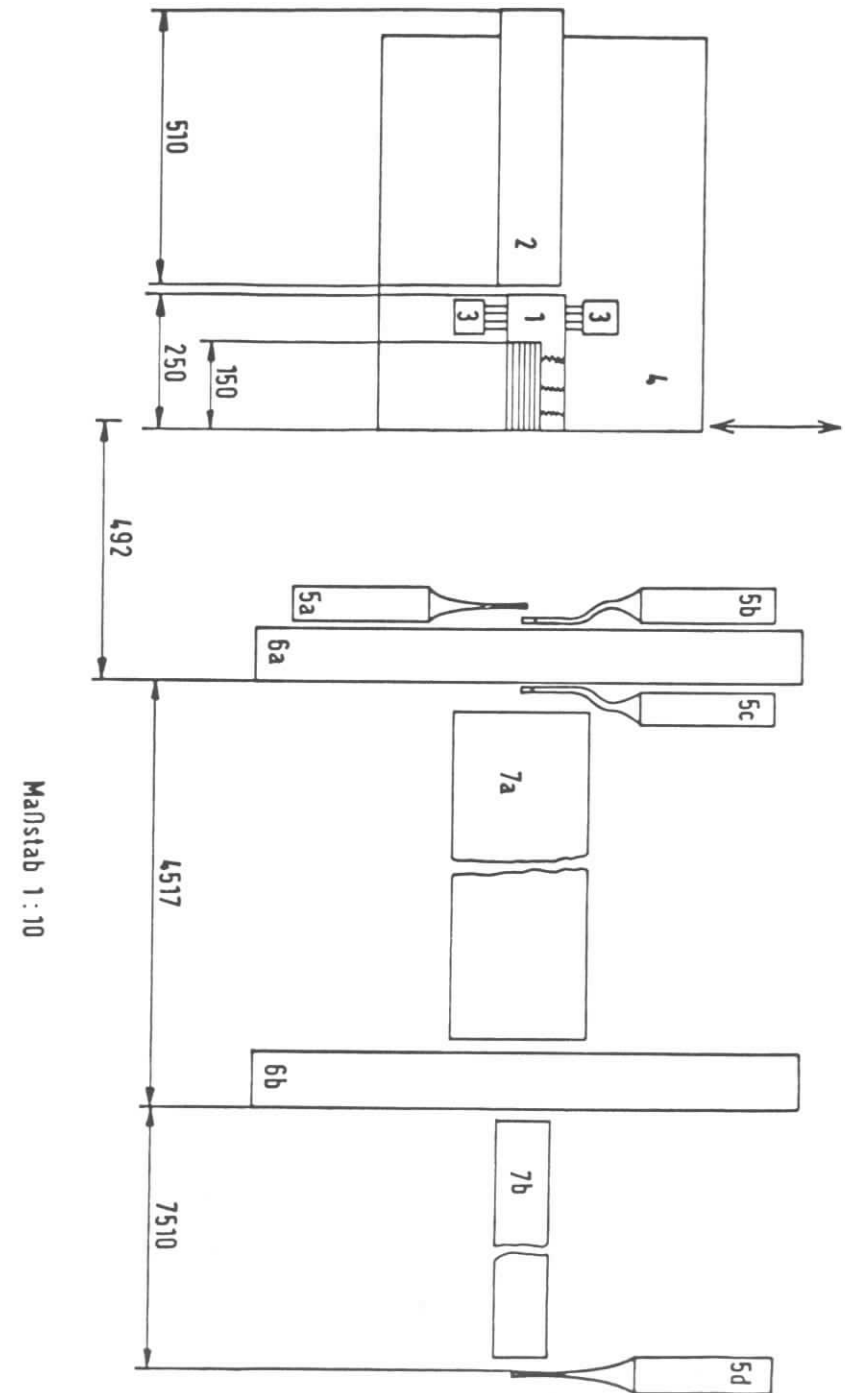
Die Driftkammern

Zur genauen Ortsbestimmung einzelner Elektronen standen zwei Driftkammern des PLUTO-Vorwärts-Spektrometers vor dem BGO. Außerdem ermöglichten sie nachträglich am Rechner eine Einschränkung des Strahlprofils auf beliebige Maße.

Das Vakuumrohr

Um Vielfachstreuung der Elektronen an Luftmolekülen so gut wie möglich zu vermeiden, wurde der Strahl zum größten Teil in einem Vakuumrohr geführt.

Abbildung 10 Versuchsaufbau im Teststrahl



2.2.3 Elektronik und Verarbeitung der Daten

Die Elektronik bestand aus folgenden Hauptelementen:

1. Triggerelektronik
2. Verarbeitung der Signale zu digitalen Informationen
 - für den BGO-Zähler
 - für den Sandwich-Schauerzähler
 - für die Driftkammern
3. Auslese der digitalisierten Signale und ihre Zwischenspeicherung auf einer PDP 11; Übertragung der Daten zum IBM-Großrechner.

Zur Triggerelektronik:

Zur Triggerung dienten die Signale der drei im Strahl befindlichen Szintillationszähler. Ihre Koinzidenz nach entsprechenden Delays (Signalverzögerung) war Voraussetzung für das Einschalten der Elektronik.

Das Triggersignal gelangte zuerst in die Verriegelungseinheit. Sie diente dazu, die Anlage während der Bearbeitung eines Ereignisses für weitere Ereignisse zu sperren. Das war notwendig, weil die Auslesefrequenz der Elektronik 60 Hz und die Triggerfrequenz einige kHz betrug. Entriegelt wurde durch ein Signal von der PDP.

Das durchgelassene Signal wurde nach der Verriegelungseinheit aufgeteilt in ein STROBE Signal (Gate) für den Hauptverstärker, ein STOP-Signal für die TDCs der Driftkammern und zwei Gate-Signale für die ADCs. Jedes dieser Signale mußte einzeln verzögert werden.

Zur Signalverarbeitung

a) Driftkammern:

Die Driftkammern wurden mit ihrer originalen PLUTO-Elektronik (Verstärker, TDCs) betrieben (Siehe [PLU79]). Die Kammersignale wurden über 10 cm lange Kabel auf 8-fach verstärkende analoge Vorverstärker gegeben. Die vorverstärkten Signale gelangten über 22 m lange Koaxialkabel auf die Hauptverstärker und die Zeit-Digital-Wandler (TDCs), die die Zeit zwischen einem START und einem STOP-Signal messen und die Information in digitaler Form weitergeben.

Als START diente das Kammersignal und als STOP das entsprechend verzögerte Triggersignal⁴. Die Zeitauflösung der TDCs betrug 0.5 ns, der Meßbereich 512 ns.

b) BGO-Zähler

Das Photodiodensignal wurde auf einen ladungsempfindlichen, rauscharmen, integrierenden, pulsformenden Verstärker gegeben [ZIM80]. Die Kabelverbindung Photodiode-Verstärker war maximal 20 cm lang. Das verstärkte analoge Signal wurde dann, ebenfalls über ein 22 m langes Koaxialkabel, auf einen Analog-Digital-Wandler (ADC)[ZIM80] gegeben und in ein digitales Signal umgewandelt. Eine ADC-Karte konnte 16 Kanäle verarbeiten.

Weiterverarbeitung und Speicherung

Die Verbindung zwischen den TDCs (bzw. ADCs) und der CAMAC-Elektronik, die für den Datentransfer zum Kleinrechner verantwortlich war, übernahm der Crate Controller.

Die Daten wurden über ein CAMAC-Input-Register auf einen Kleinrechner vom Typ PDP 11/05 gegeben und dort vorläufig abgespeichert. (Der Sandwich Schauerzähler wurde mit einem CAMAC-ADC ausgelesen, so daß eine Systemverbindung überflüssig war). Die PDP erzeugte bereits erste Histogramme, die online auf einem Bildschirm abgefragt werden konnten. Von der PDP wurden die Daten über einen PADAC-Controller zur IBM Großrechenanlage geschickt, auf der auch die entgeltliche Auswertung der Ergebnisse durchgeführt wurde.

Der Schaltplan für die Signalverarbeitung ist in Abbildung 11 auf Seite 25 zu sehen.

⁴ Es gilt also, Große Zeiten entsprechen kleinen TDC-Kanalnummern und umgekehrt.

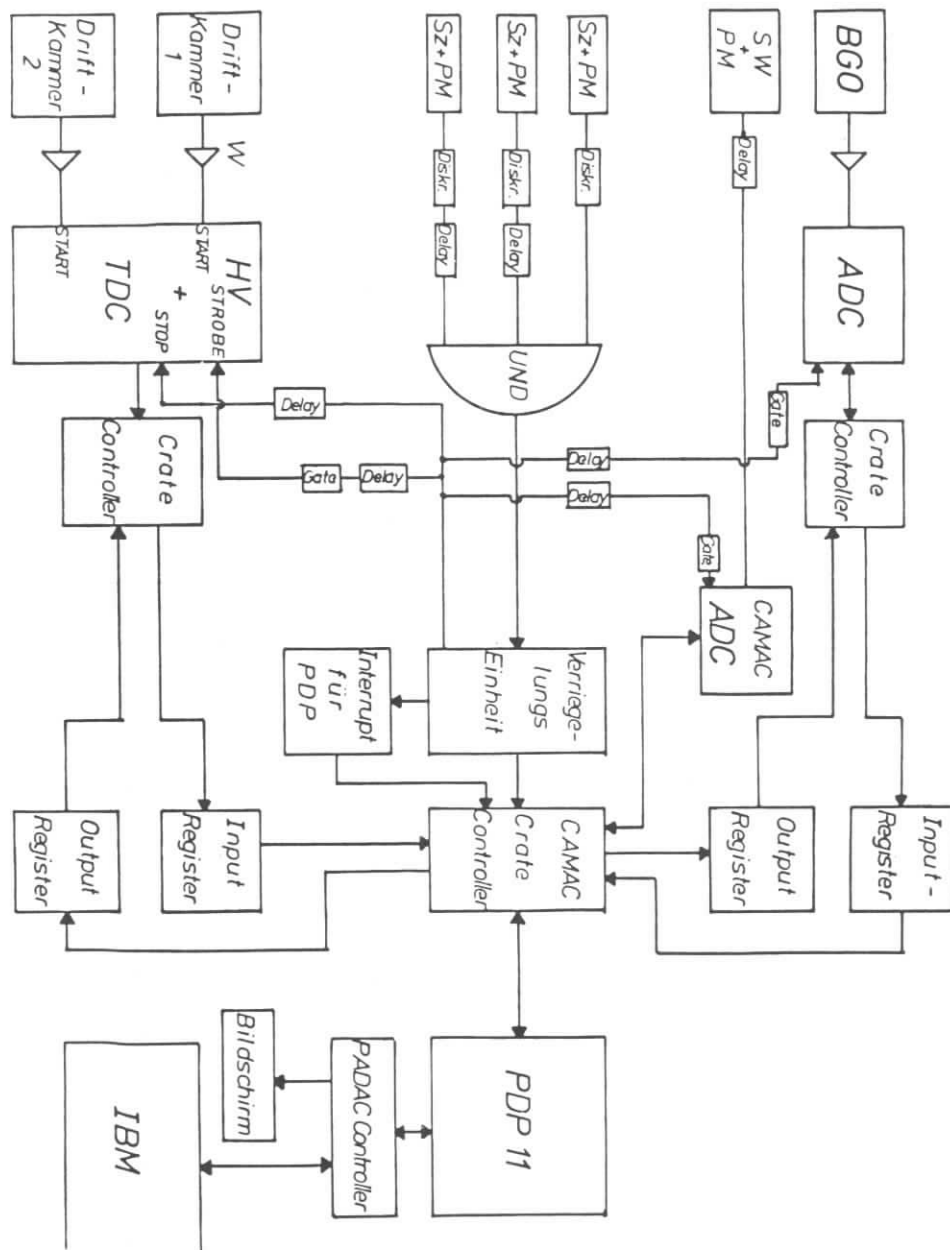


Abbildung 11. Elektronik des Teststrahlaufbaus

2.3 DURCHFÜHRUNG DER TESTSTRAHLMESSUNGEN

Der oben beschriebene Aufbau wurde im Elektronenstrahl Nr.26 beim DESY bei Energien von 0.7 bis 6 GeV getestet.

2.3.1 Der Elektronenstrahl

Das Synchrotron DESY beschleunigt Elektronen auf 7.5 GeV. An einem im Strahlrohr befindlichen Kohlefaden entsteht Bremsstrahlung in einem weiten Energiebereich. In einem Metalltarget konvertieren die Bremsstrahlungs-Quanten zu e^+e^- -Paaren. Ein Magnet, dessen Magnetstrom von der Meßhütte aus steuerbar ist, selektiert die erzeugten Teilchen nach Ladungsvorzeichen und Impuls. Vor Eintritt in den Teststrahlbereich wird der Strahl kollimiert. Die hiermit erreichte Energiedefinition ist auf ca. 1% genau. [PET71].

2.3.2 Zum Aufbau

Nach dem Kollimator wurde der Strahl durch die verschiedenen Triggerzähler definiert, die ebenso wie die Driftkammern unbeweglich im Teststrahlgebiet montiert waren. Im Gegensatz dazu befanden sich die BGO-Kristalle und der Sandwich auf einem in zwei Richtungen fahrbaren Tisch. Die Tischposition konnte in x- und y-Richtung auf 0.1mm genau eingestellt werden.

2.3.3 Durchführung der Messungen

Als erstes wurden die Triggerzähler in Strahlrichtung gebracht. Anschließend wurde der Tisch mit dem BGO-Zähler so eingestellt, daß Kristall #21 vom Strahl getroffen wurde. Durch Verfahren der Matrix in 1mm-Schritten, erst in x- und dann in y-Richtung, wurden die Koordinaten der Kristallmitte aus der gemessenen maximalen Amplitude ermittelt. Siehe Abbildung 12 auf Seite 27. Die Koordinaten der übrigen Kristalle wurden errechnet und stichprobenweise überprüft.

Es folgte eine Messung zur Eichung der Kristalle: Jeder Kristall wurde einzeln zentral mit 3 GeV Elektronen beschossen (7x7mm Trigger). Pro Kristall wurden 5000 Ereignisse aufgenommen. Die Energieauflösung wurde (ebenfalls mit dem 7x7mm Trigger) für den Kristall mit der besten (#21) und den mit der schlechtesten Cs¹³⁷ Auflösung (#22) untersucht. Dazu wurden die Kristalle mit Elektronen mit Energien von 0.7-6 GeV beschossen. Pro Meßpunkt wurden 5000 Ereignisse genommen.

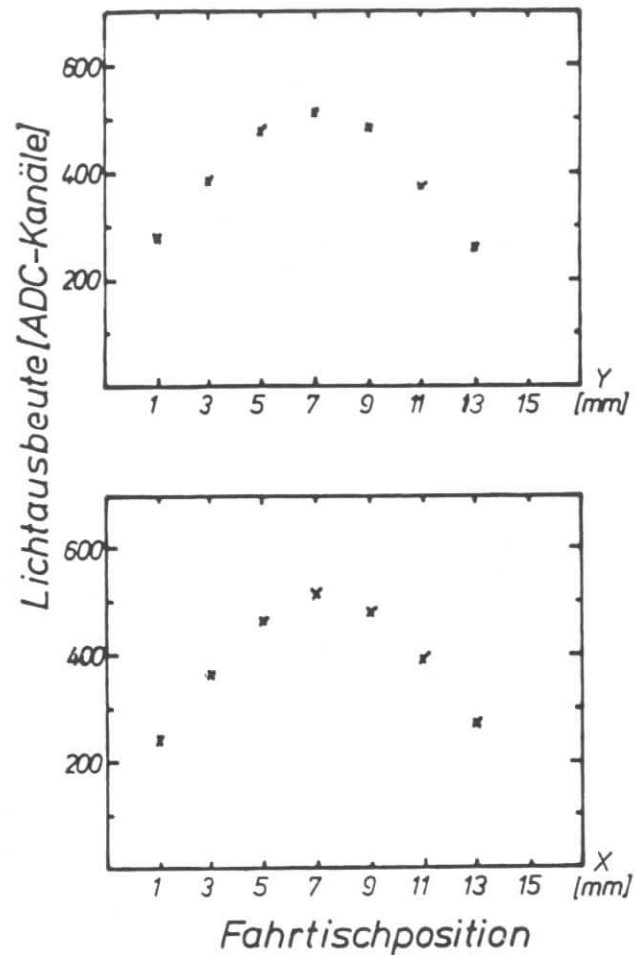


Abbildung 12 Ermittlung der Kristallmitte von BGO #21

Zur Bestimmung der Ortsauflösung wurde der $7 \times 7 \text{ mm}^2$ Trigger durch den größeren Zähler mit einer Fläche von $30 \times 30 \text{ mm}^2$ ersetzt. Es wurden Runs mit 10000 und 20000 Ereignissen genommen. Kristall #21 wurde mit Elektronen zwischen 1 und 6 GeV Energie beschossen. Zusätzlich wurde noch ein Randkristall mit großem und kleinem Trigger und die um 80 mrad gedrehte Matrix bei 4 GeV untersucht.

3.0 AUSWERTUNG

Der Auftreffort eines Elektrons auf die BGO-Matrix wurde mit Hilfe der zwei Driftkammern bestimmt. Die Driftkammern ermöglichten es weiterhin, den benutzten Strahlquerschnitt in der Auswertung beliebig einzuschränken.

Am Teststrahl wurden zwei Möglichkeiten gewählt, den Auftreffort der Elektronen zu variieren:

1. Durch Verwendung der Driftkammern (Triggerzähler $30 \times 30 \text{ mm}^2$)
2. Durch Verfahren des BGO-Tisches in 1-mm-Schritten in eine Richtung. (Kleiner Trigger: $0.7 \times 0.7 \text{ mm}^2$)

Es wurden dann ereignisweise der mit den Driftkammern gemessene Ort und der mit dem BGO gemessene Ort verglichen. Außerdem wurden EGS (Electron-Gamma-Simulation) Monte-Carlo Rechnungen zur Überprüfung der Ergebnisse durchgeführt [FOR78, DRE83].

3.1 DIE DRIFTKAMMERN

Aufbau, Eigenschaften und Kalibration der Driftkammern sind ausführlich in den Arbeiten [LEW81], [KRU82] und [DIE83] nachzulesen. Hier werden nur die für diese Arbeit wichtigen Punkte angesprochen.

3.1.1 Aufbau und Funktionsweise

Die verwendeten Driftkammern sind zwei Hälften der Kammer1 aus dem PLUTO Vorwärtsspektrometer. Die Kammern wurden mit einer Gas Mischung aus 70% Argon und 30% Äthan betrieben. In den Kammern sind Signal-, Potential- und Kathodendrähte in mehreren Ebenen angeordnet, wie Abbildung 13 auf Seite 29 zeigt.

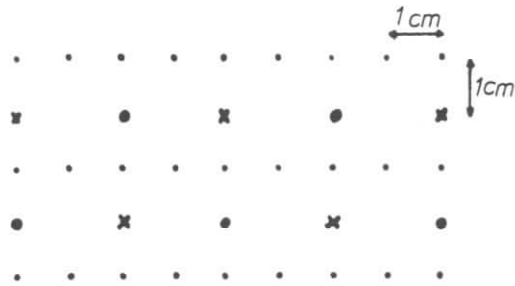


Abbildung 13. Anordnung der Drahtebenen in der Driftkammer

An den Drähten lagen folgende Spannungen an:

- × Signaldrähte : Massepotential
- Potentialdrähte : - 2300 V
- Kathodendrähte : - 2100 V

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Kammer wird das Gas ionisiert. Die Ionen driften auf Grund des elektrischen Feldes zu den Kathodendrähten, die Elektronen zum nächstgelegenen Signaldraht. In der Nähe des Signaldrahtes wird die elektrische Feldstärke so groß, daß die Driftelektronen weitere Gasatome ionisieren können. Am Draht kommt eine Elektronenlawine an und erzeugt ein Signal, welches verstärkt und auf TDCs gegeben wird. Die Potentialdrähte sind notwendig, um verschiedene Driftzellen sauber voneinander zu trennen.

In den hier verwendeten Driftkammern gibt es 2 horizontale Signalebenen (bestehend aus Signal- und Potentialdrähten), wobei die Ebenen um 1 cm gegeneinander versetzt sind. Dadurch ist es möglich zu entscheiden, an welcher Seite ein Teilchen an einem Draht vorbei gegangen ist. Dasselbe gilt für die zwei vertikalen Signalebenen.

Insgesamt hat die Kammer:

- 2 horizontale Signalebenen
- 2 vertikale Signalebenen
- 1 45 Grad Ebene (wurde hier nicht benutzt)
- 6 Kathodenebenen

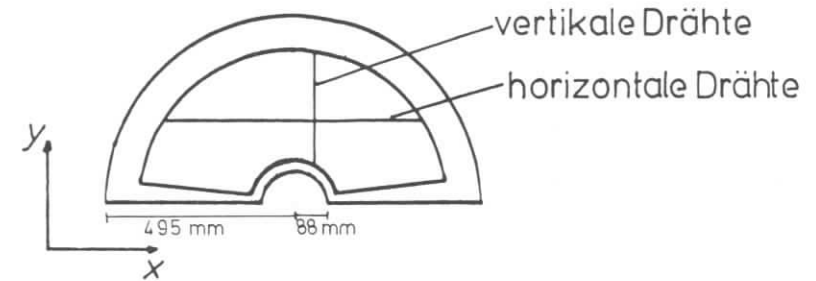


Abbildung 14. Die Driftkammer

Mit Hilfe der TDCs kann die Driftzeit der Elektronen gemessen werden (Zeit zwischen Driftkammersignal und Stoppsignal, siehe Teststrahl Aufbau). Die gemessene Zeit wird mit Hilfe einer sogenannten "Driftkurve" in eine Ortsinformation umgesetzt. (Die Driftkurve gibt einen funktionalen Zusammenhang zwischen Ort und Zeit).

Für jeden Versuchsaufbau muß im Prinzip eine eigene Driftkurve erstellt werden, da unterschiedliche Versuchsanordnungen andere Driftkurven bewirken. Zur Erzeugung einer Driftkurve sind 3 Driftkammern notwendig. Aus Platzgründen konnten wir nur zwei Kammern verwenden, so daß auf bereits vorhandene Driftkurven zurückgegriffen werden mußte. Deswegen wurden zwei Driftkammerhälften des PLUTO-Vorwärtsspektrometers mit einer Gasmischung und einer Spannung betrieben (s.o.), für die bereits Driftkurven existierten.

3.1.2 Kalibration der Driftkammern

Für diesen speziellen Aufbau mußten aber noch einige Größen bestimmt werden:

1. Der Zusammenhang zwischen Zeit und Kanalnummeranzeige der verwendeten TDCs.

Hierzu wurden Testpulse, die in definierten Abständen START und STOP Signale lieferten, auf die TDCs gegeben und der Zusammenhang zwischen

TDC-Kanalnummer und Zeitdifferenz $T_{\text{START}} - T_{\text{STOP}}$ aufgetragen [DIE83].
Abbildung 15 auf Seite 31 zeigt den linearen Zusammenhang zwischen Zeit und TDC-Kanälen. Die Steigung der Geraden beträgt 0.5 ns/Kanal.

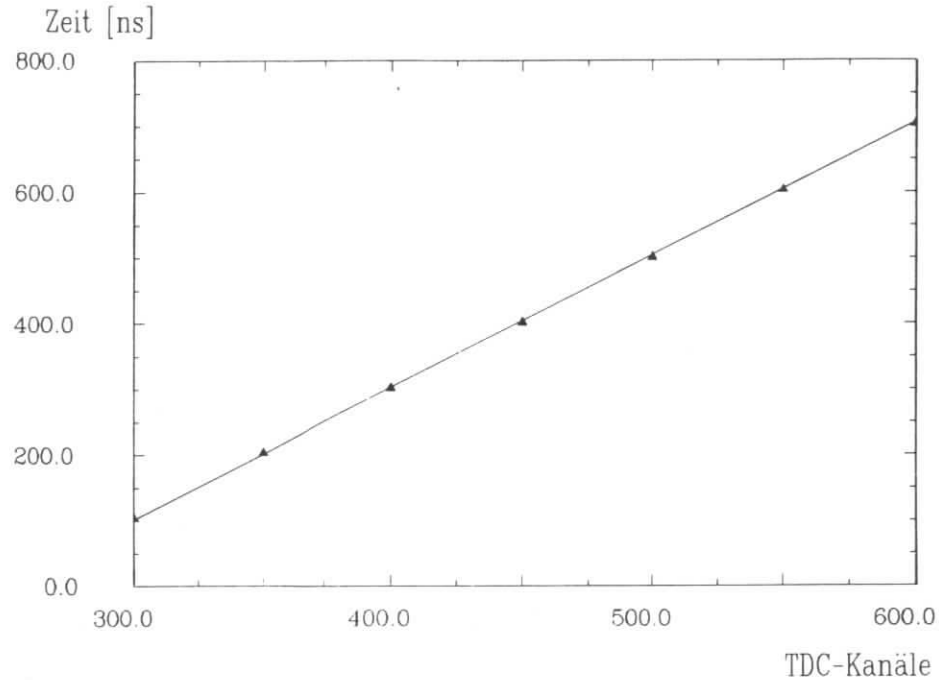


Abbildung 15 TDC-Testpulse

2. Bestimmung des PEDESTALS

Das TDC-Signal, welches der Driftzeit "null" entspricht, wird als Pedestal bezeichnet.

Es läßt sich für das Gesamtsystem "Kammer plus TDC" nicht aus den Testpulsmessungen bestimmen, weil der Testpuls nur durch den TDC geschickt wird. Die Signalwege durch die verschiedenen Drähte, Platinen

und Kabel werden nicht erfaßt [DIE83]. Das Gesamt-Pedestal muß aus TDC-Spektren von Daten bestimmt werden. Dazu muß jede interessierende Driftzelle gleichmäßig durch den Elektronenstrahl ausgeleuchtet sein. Für jeden Draht wird das TDC-Spektrum betrachtet. Im Idealfall sollte es eine Rechteckverteilung über einer Driftzelle geben. Der Anstieg am Signaldraht würde die Driftzeit null anzeigen. Es handelt sich aber nicht um eine Rechteckverteilung, sondern der Anstieg der Flanke ist gaussförmig, wie in Abbildung 16 zu sehen ist.

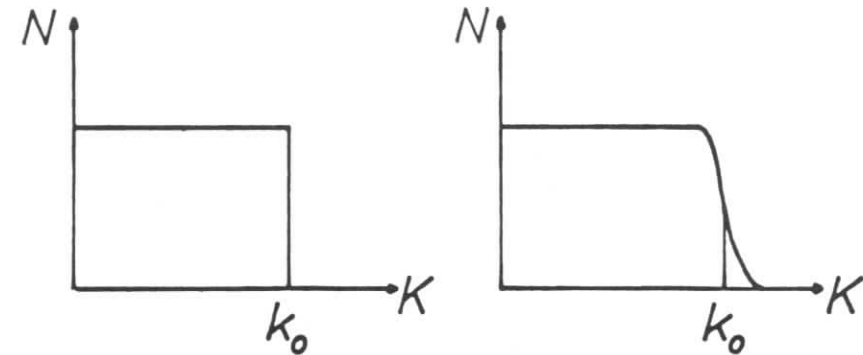


Abbildung 16. TDC-Spektren: a) ideal b) real

Im hier vorliegenden Fall entspricht die rechte Flanke der Verteilung der Driftzeit null, weil das Kammer-signal den TDC startet und das verzögerte Triggersignal den TDC stoppt.

Das Pedestal (=Driftzeit null) wird dort gewählt, wo die Flanke auf die Hälfte des Plateauwertes abgefallen ist. Das Pedestal wird für jeden Signaldraht direkt aus den Histogrammen abgeschätzt (in Einheiten von TDC-Kanälen). Die Differenz

$$K_0 - K$$

gibt die Driftzeit in Einheiten von TDC-Kanälen an. Aus den Testpulsgeraden wird dieser Wert in nsec umgerechnet.

Mit Hilfe der übernommenen Driftkurve (Siehe Abbildung 17) konnte die Zeitinformation in eine Ortsinformation umgewandelt werden.

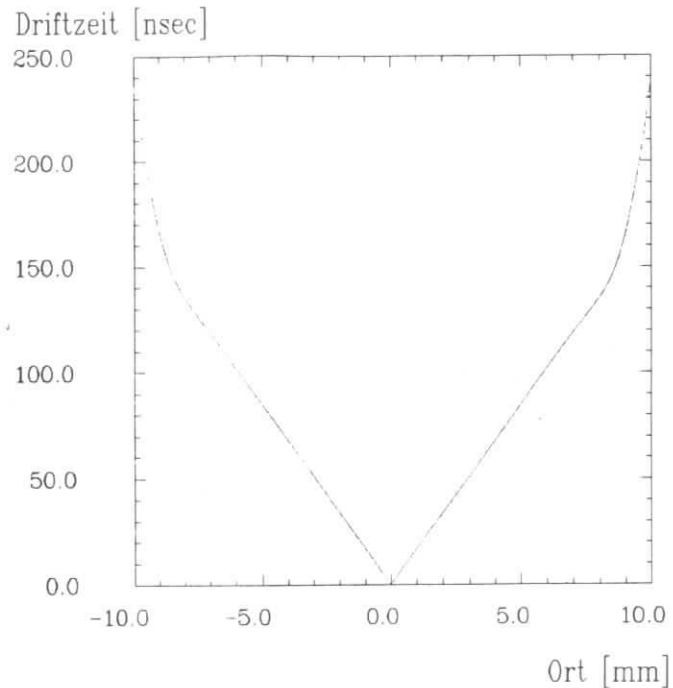


Abbildung 17. Verwendete Driftkurve

3.1.3 Auswahl der Kammerdrähte

Da der Strahl eine maximale Ausdehnung von $3 \times 3 \text{ cm}^2$ hatte (Trigger), und die Kammern nicht bewegt wurden, trafen ein großer Teil (90%) des Strahls nur wenige Drähte in den Kammern. Auf Grund mangelnder Statistik konnte deshalb für die meisten Drähte kein Pedestal bestimmt werden, so daß es sinnvoll war, sie aus der Auswertung herauszunehmen.

Es wurde ein Datensatz mit großem Triggerzähler und 10000 Ereignissen verwendet. Nach der Häufigkeit der Treffer wurden die Drähte für die weitere Arbeit ausgewählt. (Siehe Tab.3) Nur die in der Tabelle durch einen Pfeil gekennzeichneten Drähte wurden für die Auswertung berücksichtigt. Dadurch gehen ca.20% der Ereignisse verloren, wenn der $3 \times 3 \text{ cm}^2$ Trigger benutzt wurde. Abbildung 18 auf Seite 35 zeigt die Anordnung der Kammerdrähte. Die ausgewählten Drähte sind durch Kreuze gekennzeichnet.

Kammer	Ebene	Drahtbez.	#Ereignisse
1	vertikal	A 35	915
1	"	A 36	8056 <----
1	"	A 37	1069
1	"	B 43	5257 <----
1	"	B 44	4785 <----
2	"	A 4	4194 <----
2	"	A 5	5622 <----
2	"	E 11	114
2	"	E 12	9374 <----
2	"	E 13	688
1	horizont.	C 50	131
1	"	C 51	6679 <----
1	"	C 52	3312 <----
1	"	D 59	2149 <----
1	"	D 60	7358 <----
2	"	C 19	3814 <----
2	"	C 20	6322 <----
2	"	D 27	148
2	"	D 28	8985 <----
2	"	D 29	1035

Tab.3 Auswahl der Kammerdrähte

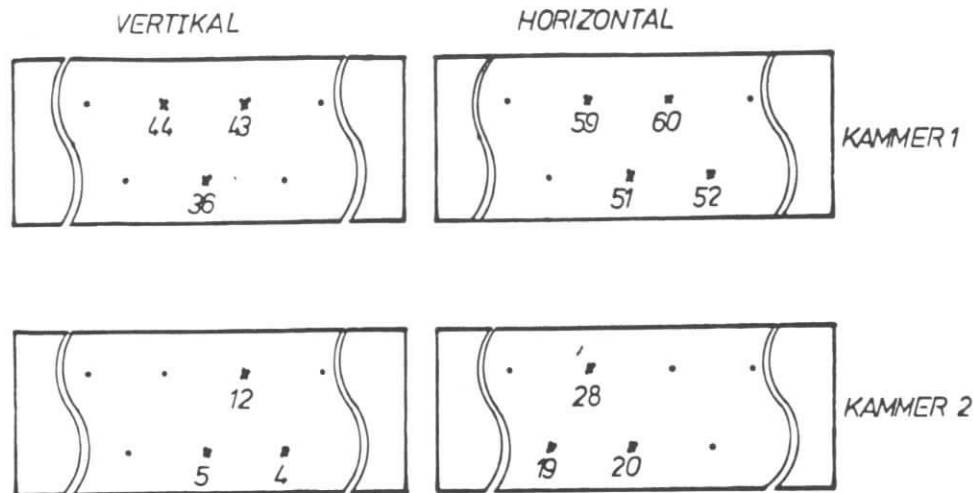


Abbildung 18. Ausgewählte Signaldrähte

3.1.4 Ortsbestimmung durch die Driftkammern

Das Koordinatensystem:

Die Lage der Kammern zu einem Bodenriß und einer Höhenmarke wurde am Teststrahl vom Vermessungsdienst auf 0.1mm genau bestimmt.

Das Koordinatensystem für die Auswertung auf einem Rechner wurde parallel zu den Vermessungslinien wie folgt gewählt: Die z-Achse wurde in Strahlrichtung gelegt, die x-Achse in horizontaler, und die y-Achse in vertikaler Richtung (siehe Abbildung 19 auf Seite 36).

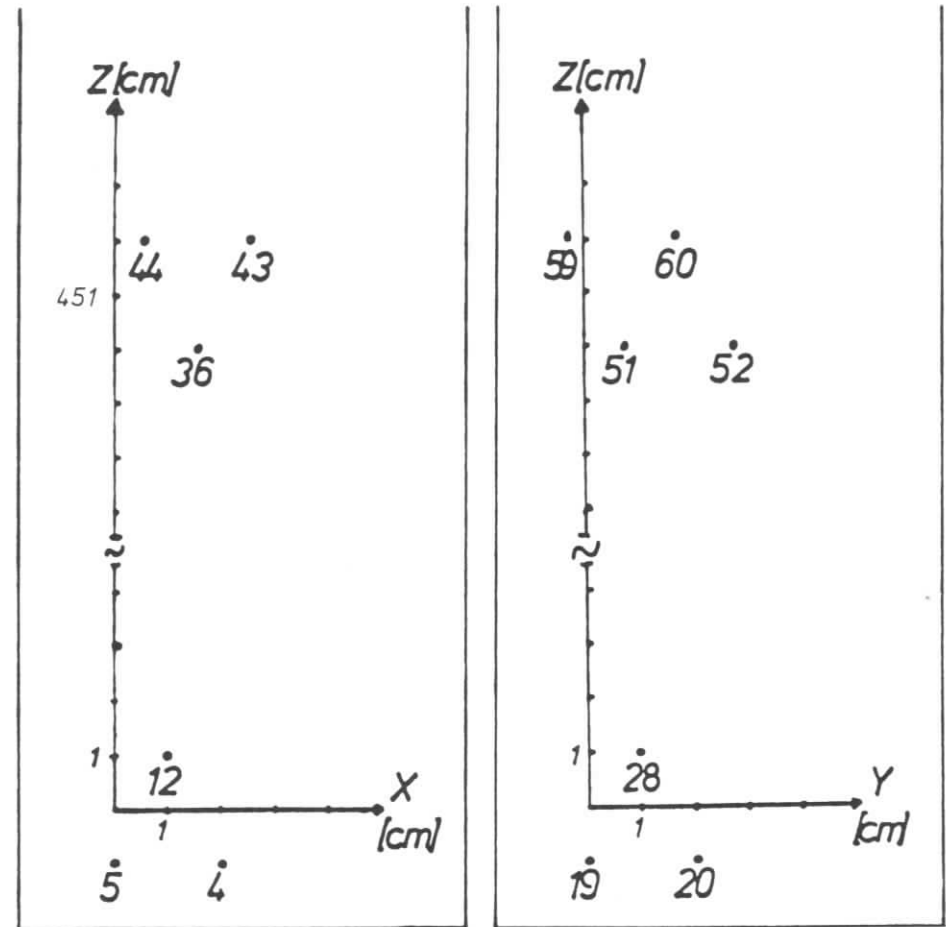


Abbildung 19. Das Koordinatensystem

Bestimmung des Ortes:

Durchquert ein Teilchen die Kammer, so spricht in jeder Drahtebene ein Draht an, wenn ein Teilchen durch die Mitte geht, sprechen auch 2 Drähte an. Jedes so entstandene Signal gibt eine Driftzeit und damit einen Ort an. Im ersten Schritt wurden Bedingungen an das Ansprechen der Drähte gestellt:

1. In jeder Ebene muß mindestens ein Draht ansprechen.
2. Mehr als 2 Drähte in einer Ebene dürfen nicht ansprechen.
3. Wenn in einer Kammer in einer Ebene 2 Drähte angesprochen haben, darf in der benachbarten Ebene nur ein Draht ansprechen (vergleiche Abbildung 20 auf Seite 37)

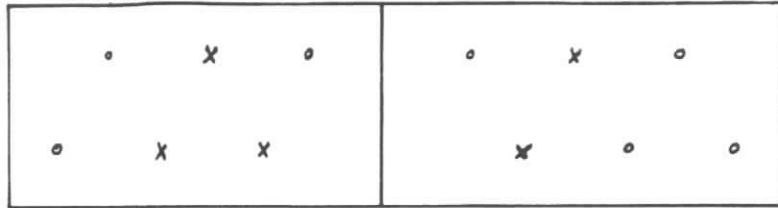


Abbildung 20. Erlaubte Drahtkombinationen

Der Ort wird aus dem Mittelwert der Driftwege von zwei benachbarten Ebenen bestimmt:

$$X_{K1} = \frac{X_{36} + X_{44}}{2} \quad \text{oder} \quad X_{K1} = \frac{X_{36} + X_{43}}{2}$$

$$X_{K2} = \frac{X_4 + X_{12}}{2} \quad \text{oder} \quad X_{K2} = \frac{X_5 + X_{12}}{2}$$

usw.

Der Auftreffort der Elektronen auf dem BGO wird durch die Gerade gegeben, die durch die Punkte X_{K1} und X_{K2} verläuft⁵:

⁵ Hierbei ist anzumerken, daß $X(BGO)$ und $X(K1)$ praktisch übereinstimmen, da die vordere Kammer nahe am BGO stand.

$$X_{BGO} = Z_{BGO} \cdot \frac{X_{K1} + X_{K2}}{Z_{K1}} + X_{K2}$$

Die hiermit erreichte Ortsauflösung betrug $280 \mu\text{m}$. Sie wurde aus der Differenz des vom Einzeldraht gemessenen Ortes und des durch die Gerade gegebenen Ortes bestimmt (σ der Verteilung). Abbildung 22 auf Seite 39 zeigt eine solche Verteilung.

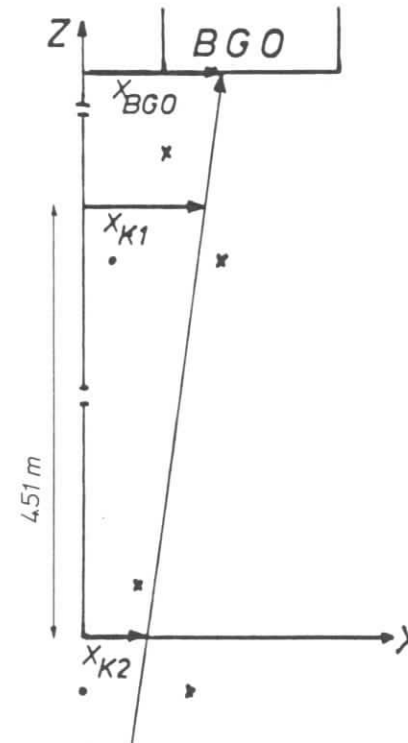


Abbildung 21 Elektronenbahn

3.2 MESSUNG DES AUFTREFFORTES DURCH DEN BGO-ZÄHLER

Die durch die seitliche Ausbreitung eines Schauers im Kristall deponierte Energie kann zur Ortsbestimmung benutzt werden. Laut EGS-Rechnungen werden in einem zentral getroffenen BGO-Kristall von der Größe $1 \times 1 \times 15 \text{ cm}^3$ 55% der Gesamtenergie deponiert. Die nächsten Nachbarn "sehen" noch 4.3% und die übernächsten Nachbarn nur noch 0.7% des herausleckenden Schauers. Abbildung 23 zeigt die Amplitudenverteilung in zwei benachbarten Kristallen abhängig vom Einschubort. Die in der Verteilung durchgezogene Linie markiert die Amplitudenverteilung von Kristall 21, die gestrichelte Linie die von Kristall 20.

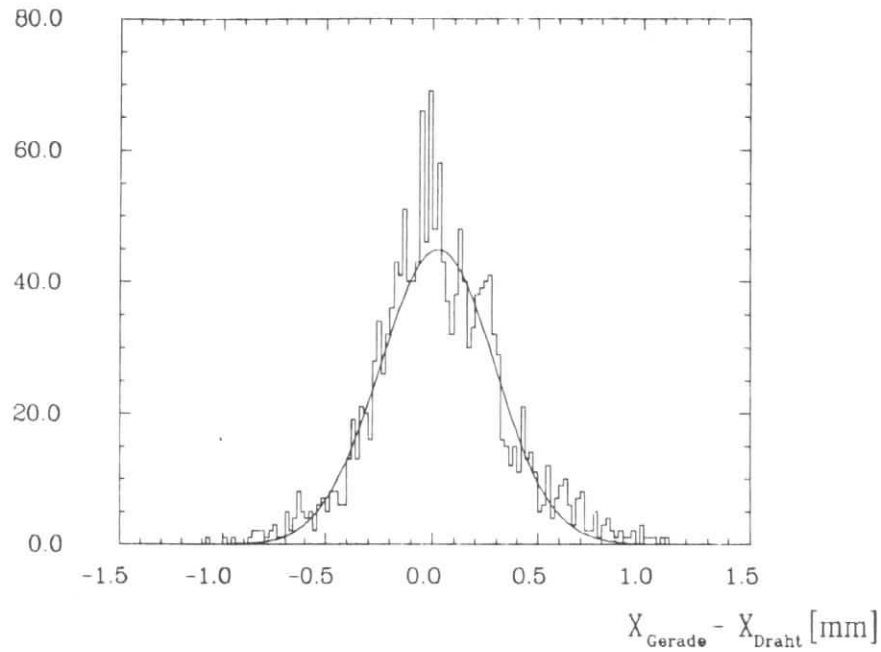


Abbildung 22. Ortsauflösungsverteilung (Driftkammer)

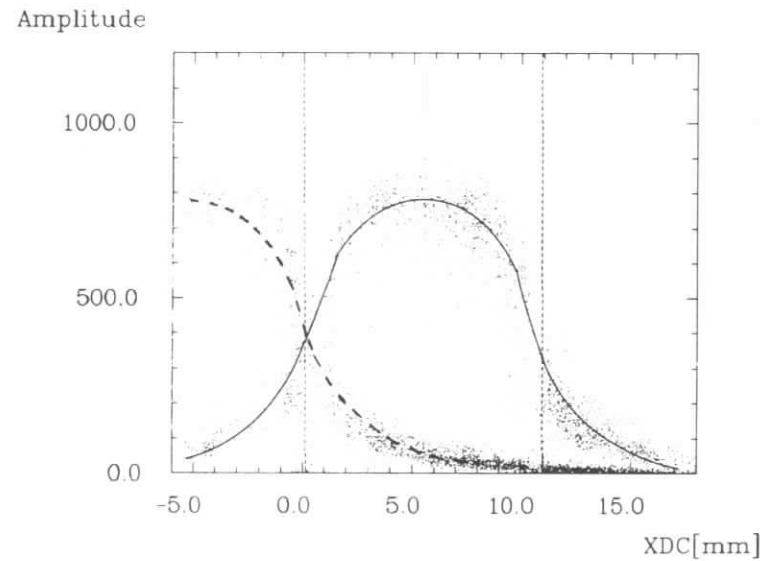


Abbildung 23. Amplituden von zwei benachbarten Kristallen über dem Ort

Im Bereich der Kristallmitte ist die Amplitude weitgehend unabhängig vom Einschubort, wohingegen sie am Rand des Kristalls schnell steil abfällt. Bei größeren Kristallen wird das Plateau noch deutlicher. Da der Ort über die Veränderung der Amplitude bestimmt wird, wird die Ortsauflösung mit zunehmender Kristallgröße schlechter. Eine bessere Ortsbestimmung lässt sich durch Einbeziehung der Amplituden in den Nachbarkristallen erreichen.

3.2.1 Die Schwerpunktmethode (SPM)

Die Schwerpunktmethode vergleicht die Amplituden in verschiedenen Kristallen. Die Kristallorte x_i werden mit den Amplituden A_i gewichtet.

$$x_{SP} = \frac{\sum A_i \cdot x_i}{\sum A_i}$$

3.2.2 Kalibration der Kristalle

Um Amplituden benachbarter Kristalle vergleichen zu können, ist Voraussetzung, daß alle Kristalle bei gleicher Energie auch gleich viel Licht erzeugen. Weiterhin muß gewährleistet sein, daß auch die Ausleseelektronik für jeden Kanal gleich ist. Diese Voraussetzungen sind aber in der Realität nicht erfüllt. Die Kristalle sind von sehr unterschiedlicher Qualität, die Verstärker und die ADC's sind nicht exakt gleich. Das führt bei Einschub von Elektronen der gleichen Energie zu verschiedenen ADC-Anzeigen bei unterschiedlichen Kristallen. Der Mittelwert der Einträge für 3 GeV und 5000 Ereignisse lag bei den verschiedenen Kristallen nach Abzug des Nullpunktes (Pedestal) zwischen 160 und 480 ADC-Kanälen. Zum Ausgleich dieser Unterschiede wurde eine Kalibration vorgenommen:

Im Teststrahl wurde jeder Kristall in der Matrix mit 3 GeV Elektronen und 5000 Ereignissen beschossen (7x7 mm² Trigger). In der Auswertung wurde dann mit Hilfe eines Korrekturfaktors der Mittelwert des Eintrags für jeden Kristall auf 500 ADC-Kanäle normiert.

$$\text{Mean}(K) \cdot x(K) = 500$$

Mit den so erhaltenen Werten wurden alle weiteren Auswertungen durchgeführt. (Vergleiche auch [BIE84])

3.2.3 Die Ortsauflösung

Zur Bestimmung der Ortsauflösung wurden zunächst für jedes Ereignis die Differenz von x_{SP} und $x_{\text{Driftkammer}}$ gebildet. Trägt man diese in ein Histogramm ein, so erhält man eine Gaussverteilung. Das σ dieser Verteilung in [mm] gibt die Ortsauflösung nach der Schwerpunktmethode an. (Abbildung 24)

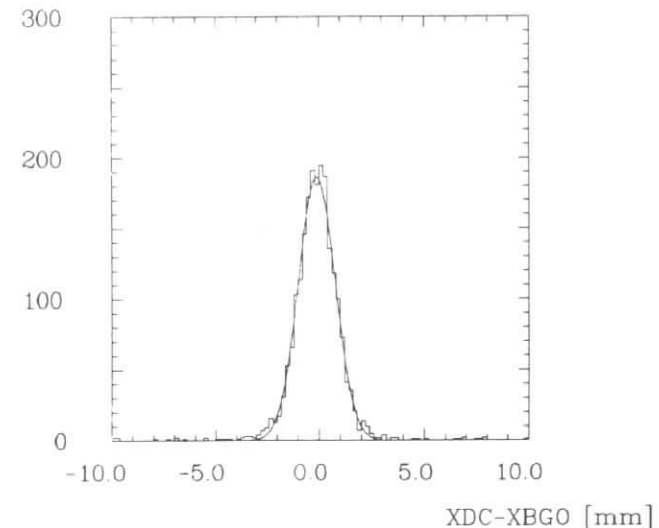


Abbildung 24: Ortsauflösung von Kristall #21 bei einer Energie von 4 GeV

3.2.4 Die Anzahl der verwendeten Kristalle

Für die Auswertung dieser Messungen wurden jeweils drei BGO Kristalle in die Schwerpunktmethode einbezogen. Mehr als drei benachbarte Kristalle sind aus zwei Gründen nicht benutzt worden:

1. In Hinblick auf einen späteren Betrieb in einem Hochenergiedetektor ist es besser, wenig Kristalle zu verwenden, weil möglichst nahe beieinanderliegende Spuren noch aufgelöst werden sollen.
2. Die Schwerpunktmethode wird bei Verwendung von mehr als drei Kristallen fehlerhaft. Der Grund dafür liegt in den verwendeten ADC's. Sie hatten nur eine Auflösung zwischen 4.5 und 12.8 MeV pro Kanal. Die Energieeinträge in den einzelnen BGO-Kristallen bei 3 GeV sehen laut EGS folgendermaßen aus:

20	128	1650	128	20
MeV	MeV	MeV	MeV	MeV

Das zeigt, daß der übernächste Nachbar des zentral getroffenen Kristalls bereits in der Nähe des ADC-Auflösungsvermögens liegt und damit eine unzuverlässige Anzeige liefert. (Vergleiche [BIE84])

Die hier benutzten drei BGO-Kristalle wurden folgendermaßen ausgewählt: Zunächst wurde mit Hilfe der Driftkammer festgestellt, welchen Kristall das Elektron getroffen hatte. Dieser und seine linken und rechten (oberen und unteren) Nachbarn wurden verwendet.

$$X_{\text{BGO}} = \frac{x_l A_l + x_m A_m + x_r A_r}{A_l + A_m + A_r}$$

3.2.5 Der systematische Gang der Ortsbestimmung

Die Amplitudenverteilung im BGO-Zähler ist nicht linear vom Ort abhängig. Abbildung 25 auf Seite 45 zeigt die Amplitudenverläufe von drei benachbarten Kristallen in Abhängigkeit vom Auftreffort der Elektronen. Weiterhin eingezeichnet ist die Lage der Kristalle.

Zwei wichtige Dinge sind hier bereits zu erkennen:

1. Tritt ein Elektron in die 0.8mm breite Lücke ein, so werden Amplituden zwischen Null und der Sollamplitude angezeigt. Damit ist eine Ortsbestimmung in den Lücken nicht möglich. Ziel in einem Detektor muß es also sein, die Lücken so schmal wie möglich zu halten.
2. Amplitude und Einschubort hängen nicht linear voneinander ab (vergleiche [RM83]). Nur ein linearer Zusammenhang zwischen Amplitude und Ort würde bei Verwendung der Schwerpunktmethode auch zu einem linearen Zusammenhang zwischen wahren Ort und Schwerpunktsort führen.

Abbildung 26 auf Seite 46 zeigt den Verlauf des mit dem BGO bestimmten Schwerpunktsortes über dem mit der Driftkammer bestimmten Ort. Die Abweichung der Schwerpunktsorte von der Sollgeraden verschlechtert die Ortsauflösung. Der hier beschriebene Effekt ist sowohl bei EGS als auch bei Meßdaten zu beobachten.

3.2.6 Ausgleich des systematischen Ganges

Der Verlauf von $X_{\text{SP}}(x)$ läßt sich darstellen als eine Funktion 3. Grades [BLO83]:

$$X_{\text{SP}} = x + ax(x^2 - 1) \quad (1)$$

wobei

$$0 \leq a < 1$$

Der Faktor a kann entweder aus dem Kurvenverlauf in Abbildung 27 auf Seite 47 als

$$a = \Delta \cdot 8/3$$

abgelesen oder mit Hilfe eines Fits (siehe ANHANG 1.1) berechnet werden. In Gleichung (1) ist x die zu bestimmende und X_{SP} die gemessene Größe. Die Gleichung wird nach dem Newton-Verfahren (siehe ANHANG 1.2) nach x

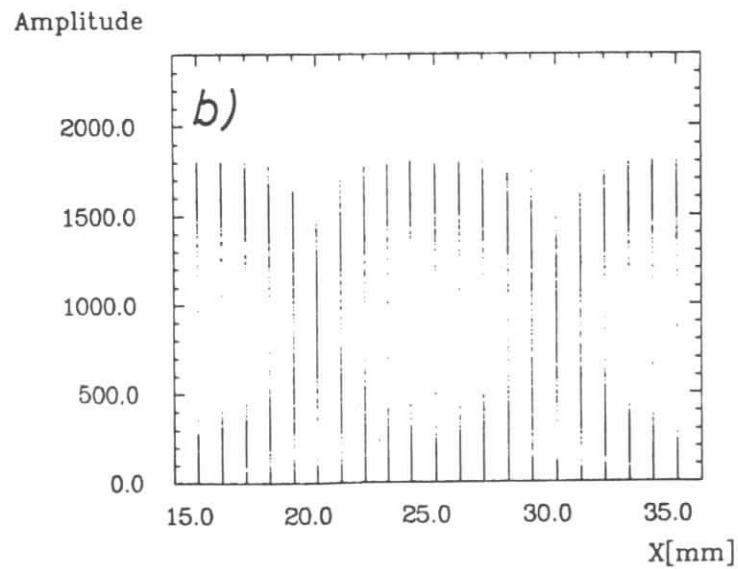
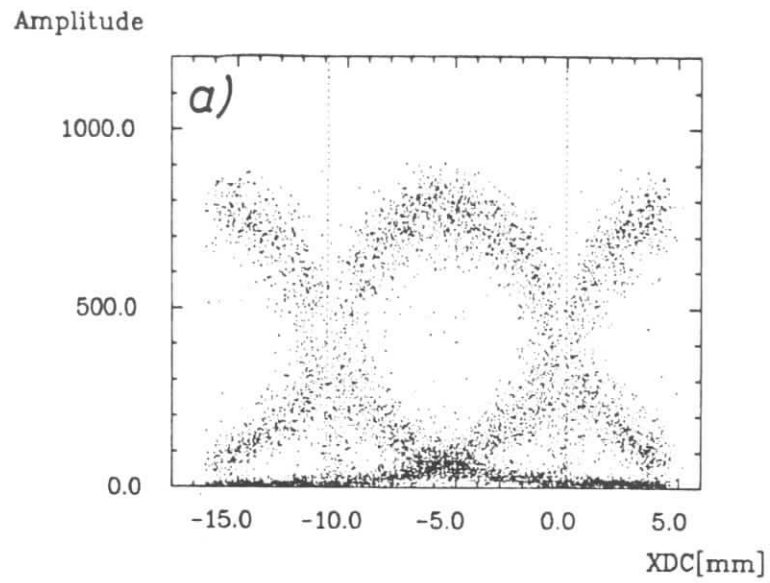


Abbildung 25. Amplitudenverteilung in drei benachbarten Kristallen: a) Meßdaten b)EGS

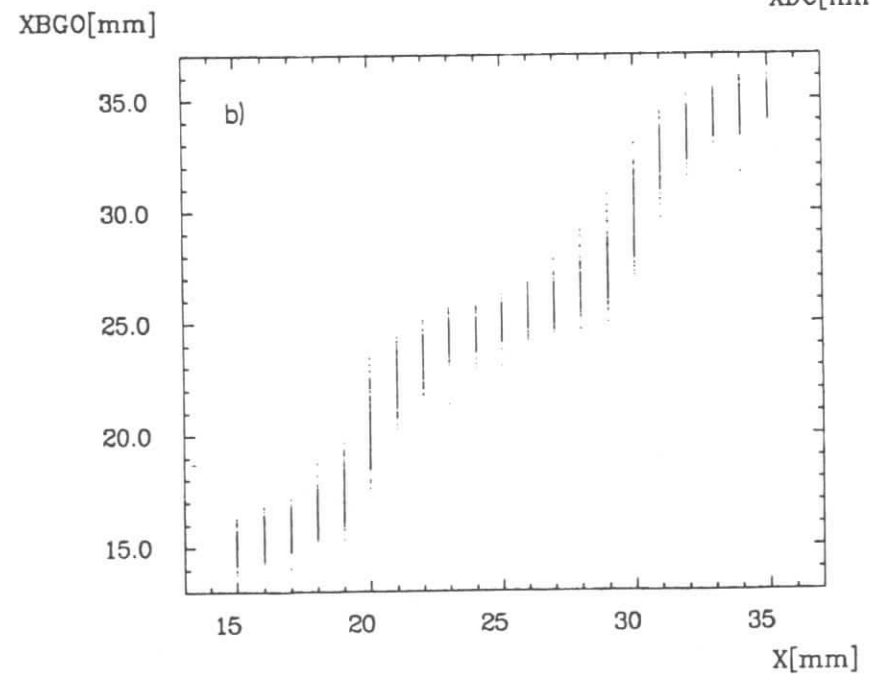
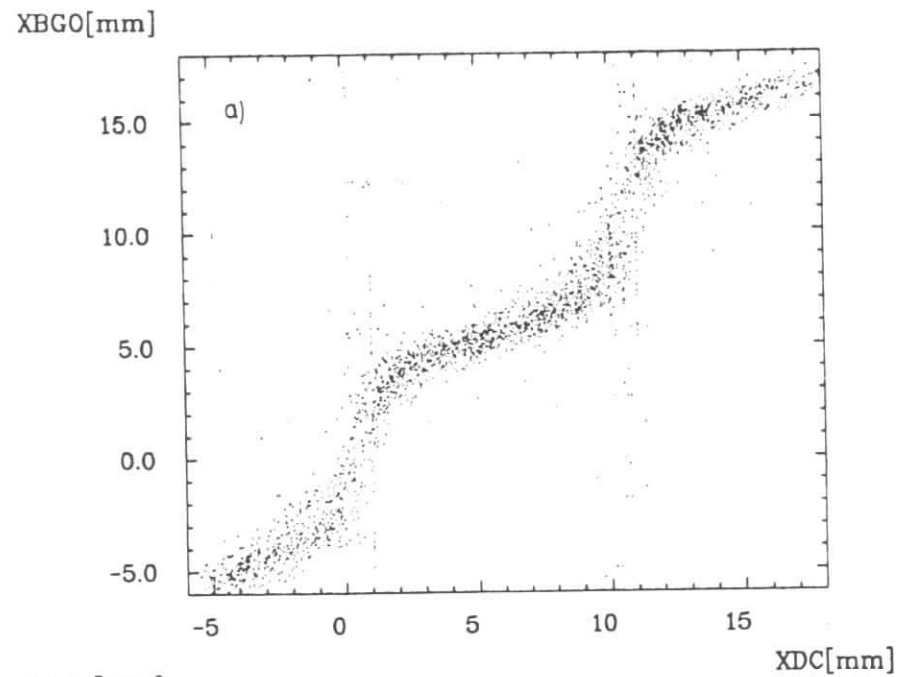


Abbildung 26. Schwerpunktsort über dem wahren Ort: a) Meßdaten b)EGS

aufgelöst. Das so erhaltene x liegt im wesentlichen auf der "Sollgeraden", so daß eine bessere Ortsauflösung erreicht wird (siehe Tabelle für $E=3$ GeV)

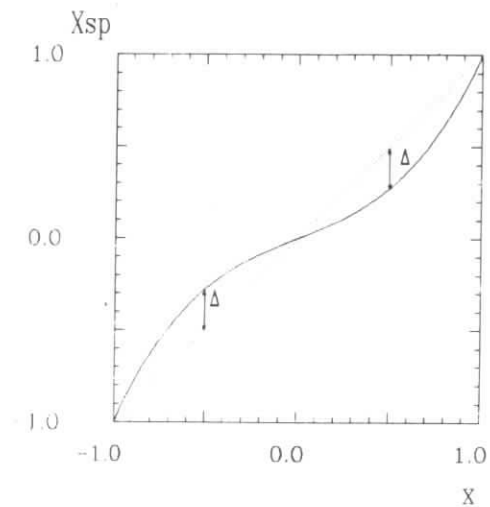


Abbildung 27. Ausgleichsfunktion

	σ_x [mm]	σ_x [mm] korr.
EGS-Daten	1.26	0.86
Messung	1.32	1.00

Tab.4 Vergleich der Ortsauflösung mit und ohne Korrektur ($E = 3$ GeV)

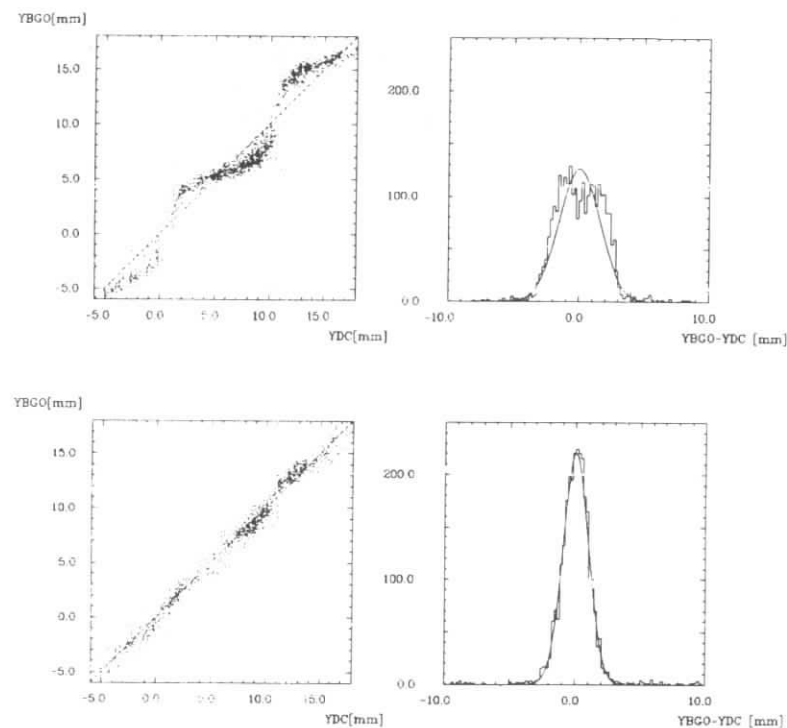


Abbildung 28. Ortsauflösung a) ohne und b) mit Korrektur

4.0 ERGEBNISSE

4.1 ORTSAUFLÖSUNG BEI SENKRECHTEM EINSCHUSS AUF DIE MATRIXMITTE

Die hier betrachtete Ortsauflösung bezieht sich auf eine Projektion in eine Richtung (x- oder y). Der Strahl wurde dafür mit den Driftkammern auf eine Fläche von $4 \times 20 \text{ mm}^2$ eingeschränkt. Siehe hierzu Abbildung 29.

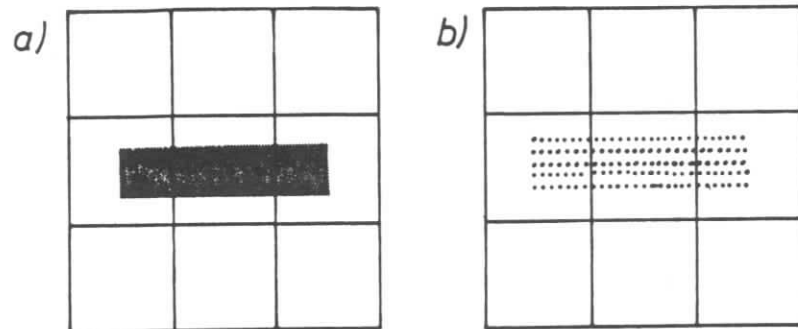


Abbildung 29. Elektroneneinschubort für die Ortsauflösung in x-Richtung: a) Messung b) EGS

Die Auflösung wird, z.B. in x-Richtung, für jedes Ereignis aus der Differenz von Driftkammer-x-Koordinate und BGO-x-Koordinate bestimmt (siehe hierzu auch Kapitel zur Ortsbestimmung).

Zum Vergleich wurden Daten mit EGS-Monte-Carlo Simulationsrechnungen für 0,7, 3 und 6 GeV erzeugt. Dabei wurden Programme der ARGUS-Gruppe verwendet [DRE82, DRE83]. Um einen direkten Vergleich mit EGS-Daten durchführen zu können, wurden die EGS-Schauer so erzeugt, daß der Auftreffort der Elektronen gleichmäßig auf eine Fläche von $4 \times 20 \text{ mm}^2$ verteilt wurde. (Siehe Abbildung 29b).

4.2 FEHLERBETRACHTUNG

Für die Meßdaten gibt es eine Reihe von Fehlerquellen, die die Auflösung verschlechtern.

Für den statistischen Fehler von σ gilt (sowohl für EGS- als auch für Meßdaten):

$$\Delta\sigma = \frac{\sigma}{\sqrt{2N}}$$

wobei N die Zahl der Ereignisse ist. Mit $\sigma = 1 \text{ mm}$ und $N = 4000$ liegt der statistische Fehler bei $\Delta\sigma = 0,01 \text{ mm}$.

Das bedeutet, daß er kaum eine Rolle spielt.

Wesentlich größer sind die systematischen Verschlechterungen durch:

- Unterschiedliche Kombination von BGO-Qualität, Photodiode, Verstärker und ADC und daraus resultierend unterschiedlich empfindliche ADC-Kanäle.
- Inhomogenitäten der einzelnen Kristalle.
- Ungenauigkeit in der Ortsbestimmung durch die Driftkammern

Im Monte-Carlo-Programm wurden zwei Fehlerquellen simuliert:

1) Unterschiedlich breite ADC-Kanäle

Im EGS wurden für die bisherigen Ergebnisse 1 MeV pro Kanal gezählt. Die von uns verwendeten ADCs zählten nicht 1 MeV sondern zwischen 4,5 und 10,7 MeV in einen Kanal. Eine detaillierte Aufstellung über die für die Ortsauflösung verwendeten ADC-Kanäle zeigt Tab.3.

Kristallnr.	MeV/ADC-Kanal
9	6.60
15	5.22
19	6.04
20	6.82
21	4.50
22	10.71
23	8.29
27	7.67
33	5.36

Tab.3 Auflösungsvermögen der ADC-Kanäle

Die ADC-Empfindlichkeit wurde in die EGS-Vergleichsrechnungen eingebracht. Dadurch verschlechterte sich die Ortsauflösung um im Mittel 6% (Siehe Tab.5 (S. 50)).

2) Pedestal und Rauschen

Weitere Fehlerquellen im Experiment sind falsche Pedestalbestimmung für die ADC-Kanäle und das Rauschen. Beides konnte um ± 1 Kanal falsch sein. Berücksichtigung des Rauschens brachte nur noch 0.001% Verschlechterung und falsche Pedestals im ungünstigsten Fall 0.005%. Diese beiden Effekte sind also zu vernachlässigen. Die Ergebnisse der EGS-Rechnungen sind in Tab 5 (S. 50) und Tab.6 (S. 50) aufgeführt.

Durch die endliche Ortsauflösung der Driftkammern ($\sigma \approx 0.28$ mm) wird die gemessene Ortsauflösung verschlechtert. Die Driftkammerauflösung wurde dementsprechend quadratisch von der gemessenen Auflösung abgezogen:

$$\sigma_{\text{BGO}}^2 = \sigma_{\text{gemessen}}^2 - \sigma_{\text{Driftkammer}}^2$$

In Tab.4 sind die Ortsauflösungen der Meßdaten aufgeführt: Zum einen nach der Schwerpunktmethode und zum anderen nach der korrigierten Schwerpunktmethode, jeweils in x- und y-Richtung.

Tab.5 (S. 50) zeigt die mit EGS-Rechnungen nach der Schwerpunktmethode erhaltenen Ortsauflösungen a) ohne Berücksichtigung der ADC-Auflösung, b) mit Berücksichtigung der ADC-Auflösung. Tab.6 (S. 50) zeigt dasselbe für die korrigierte Schwerpunktmethode.

E [GeV]	Zentral-Kristall	σ_x [mm] SPM	σ_y [mm] SPM	σ_x [mm] Korr.	σ_y [mm] Korr.	#Ereignisse
1	21	1.82	2.15	1.73	1.87	4200
3	21	1.29	1.63	0.96	1.06	5000
4	21	1.11	1.51	0.88	0.92	17200
4	40	1.11		0.88		9183
5	21	1.16	1.50	0.75	0.80	5200
6	21	1.09	1.40	0.65	0.73	4200

Tab.4 Ortsauflösung für die Meßdaten

E [GeV]	σ_x [mm]	σ_x [mm] mit ADC	#Ereignisse
0.7	1.78	1.78	3930
3	1.26	1.30	3900
6	1.14	1.21	4980

Tab.7 Ortsauflösung EGS, Schwerpunktmethode

E [GeV]	σ_{xk} [mm]	σ_{xk} [mm] mit ADC	#Ereignisse
0.7	1.48	1.59	3930
3	0.86	0.90	3900
6	0.64	0.68	4980

Tab.8 Ortsauflösung EGS, korrigierte Schwerpunktmethode

Nach Berücksichtigung der oben genannten Fehlerquellen ergibt sich folgendes Bild. EGS-Simulation und Daten stimmen gut überein, wobei allerdings die Auflösung in y-Richtung nach der SPM schlechter ist, als in x-Richtung. Diese Abweichung wird bei der korrigierten Schwerpunktmethode geringer.

Zu den bisher genannten Fehlerquellen kommen Inhomogenitäten der Kristalle hinzu. Die von uns verwendeten Kristalle waren zum Teil extrem inhomogen, was auch an Einschlüssen im Kristallinnern zu sehen war. Dies muß auch zur Verschlechterung der Ergebnisse führen, weil die Lichtausbeute (Lichtmenge, die der Kristall erzeugt) bei einem inhomogenen Kristall sehr stark von dem Ort abhängt, von dem der Schauer ausgeht.

Der Unterschied zwischen den Messungen in x- und y-Richtung muß als Folge der Kombination von Kristallen mit verschiedenen Inhomogenitäten verstanden werden. Systematische Unterschiede in der Driftkammerauflösung oder im Elektronenstrahl wurden nicht festgestellt (Siehe ANHANG 2).

Ein Vergleich mit anderen Kristallen der Matrix ist nicht möglich, da alle Meßreihen mit breitem Trigger auf Kristall #21 gerichtet waren. Die einzige Ausnahme bildet ein Run mit Einschub auf den Randkristall #40, bei dem eine vergleichbare Auflösung in y-Richtung nicht betrachtet werden kann,

weil der Nachbarkristall fehlt. Die bei ihm erreichte Auflösung in x-Richtung stimmt exakt mit der von Kristall #21 überein.

In Abbildung 30 auf Seite 54 ist die Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Energie für die Schwerpunktmethode aufgetragen, in Abbildung 31 auf Seite 55 für die korrigierte Schwerpunktmethode. Beim Vergleich von Abbildung 30 und Abbildung 31 ist zu sehen, daß die Differenz zwischen x- und y-Richtung durch die Korrektur kleiner wird.

Abbildung 32 auf Seite 56 zeigt die Amplitude in Kristall #21 über dem Driftkammerort in x- und y-Richtung. Hier ist bereits eine unterschiedliche Form in der Verteilung zu erkennen: In y-Richtung ist das Plateau deutlicher ausgeprägt, was zur Folge hat, daß auch die Sinusform der Funktion $X_{Sp}(X_{DC})$ für den selben Kristall in y-Richtung stärker ausgeprägt ist, als in x-Richtung (siehe Abbildung 33 auf Seite 57). Das führt zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung. Durch die Korrektur wird der Formunterschied ausgeglichen, so daß der Unterschied im σ kleiner wird.

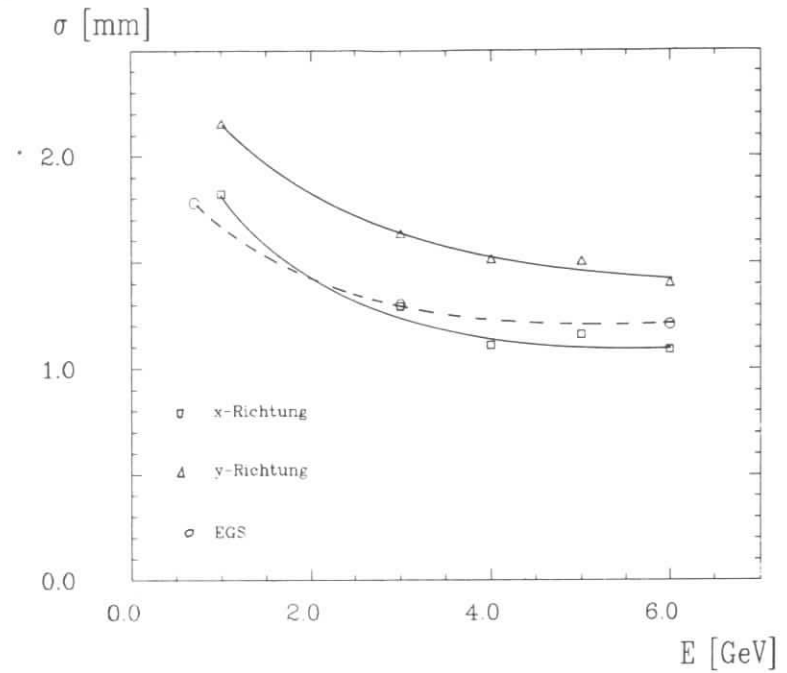


Abbildung 30. Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Energie: Der Ort wurde mit der Schwerpunktmethode bestimmt

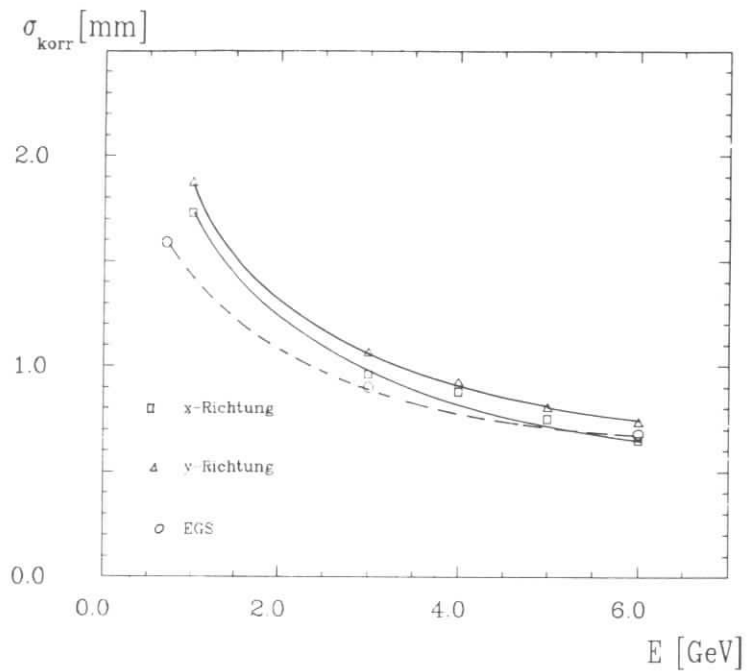


Abbildung 31. Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Energie: Der Ort wurde mit der korrigierten Schwerpunktmethode bestimmt

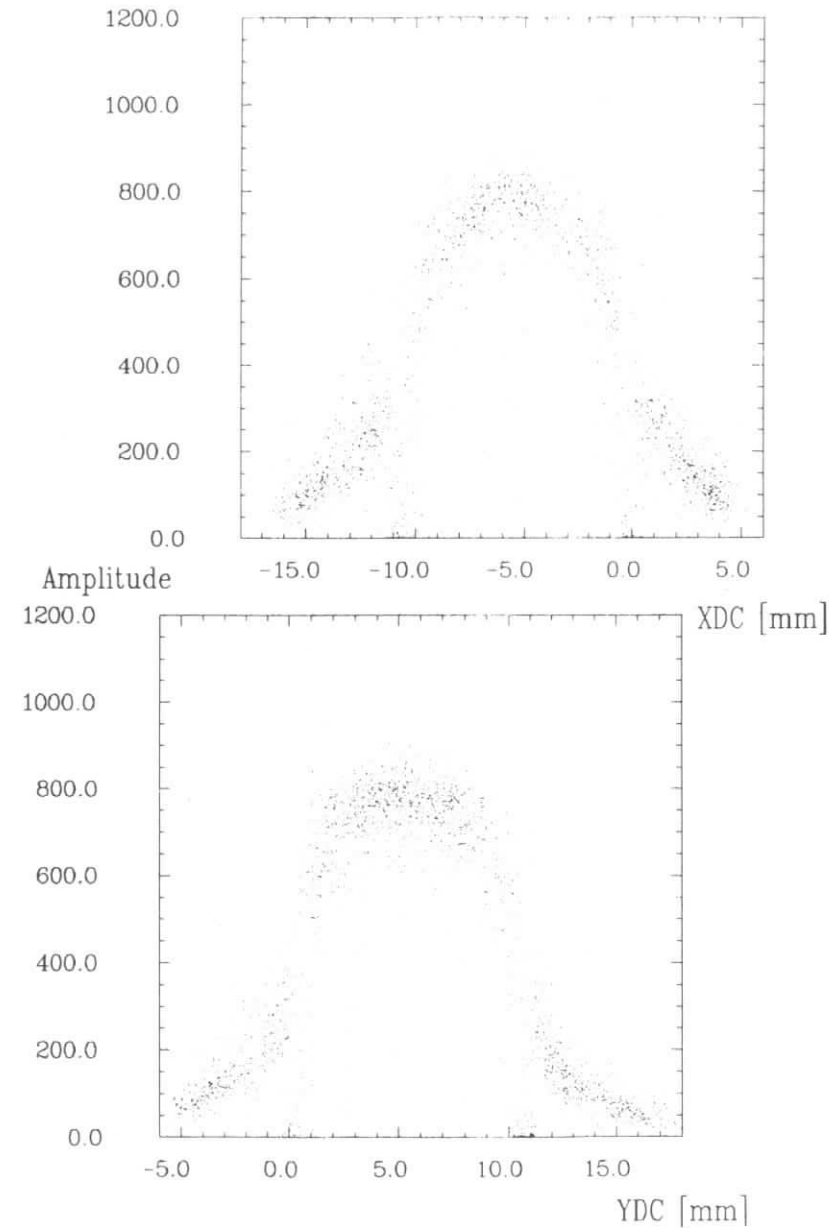


Abbildung 32. Amplitude von Kristall #21 über dem Ort: a) in x-Richtung b) in y-Richtung

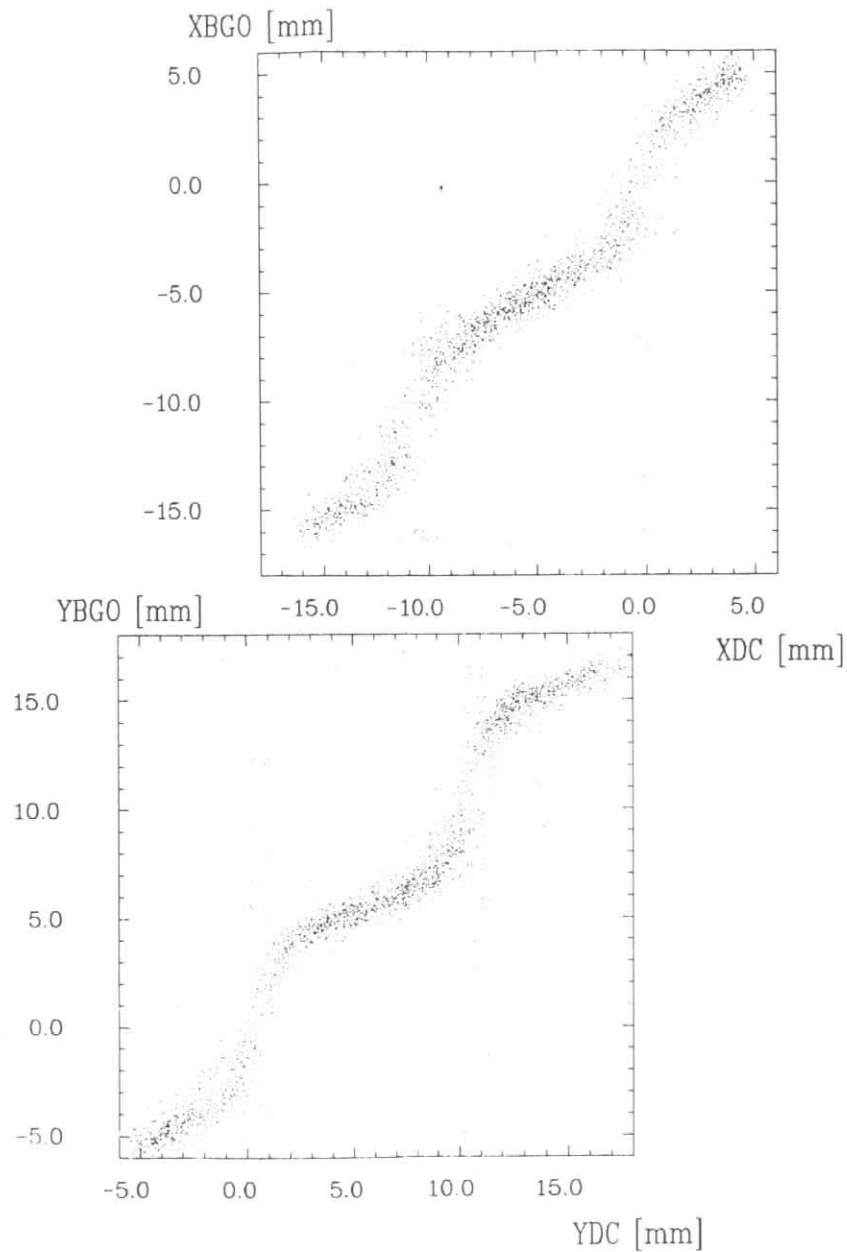


Abbildung 33. Schwerpunktsort über dem Driftkammerort: a) in x-Richtung b) in y-Richtung

4.3 ORTSAUFLÖSUNG AM RAND EINER MATRIX BEI SENKRECHTEM EINSCHUSS

Im geplanten Detektor wird es sehr viele Randkristalle geben. Es ist also von Interesse zu wissen, wie genau der Ort am Rand der Matrix bestimmt werden kann. Bei Einschub in einen Randkristall stehen keine drei Kristalle mehr für die Schwerpunktmethode zur Verfügung. Für Einschüsse zwischen der Kristall-Mitte und dem Kristallrand, an den ein Nachbarkristall angrenzt, gibt es die Möglichkeit, mit zwei Kristallen die Schwerpunktmethode anzuwenden. Dies liefert ebenso gute Ergebnisse wie mit 3 Kristallen. Einschüsse zwischen Randkristall-Mitte und Matrix-Rand sind auf diese Weise nicht zu behandeln.

Der Grund dafür liegt in der Abhängigkeit der Amplitudenverteilung vom Einschubort. In Abbildung 34 sind die Amplituden von zwei benachbarten Kristallen über dem Einschubort aufgetragen.

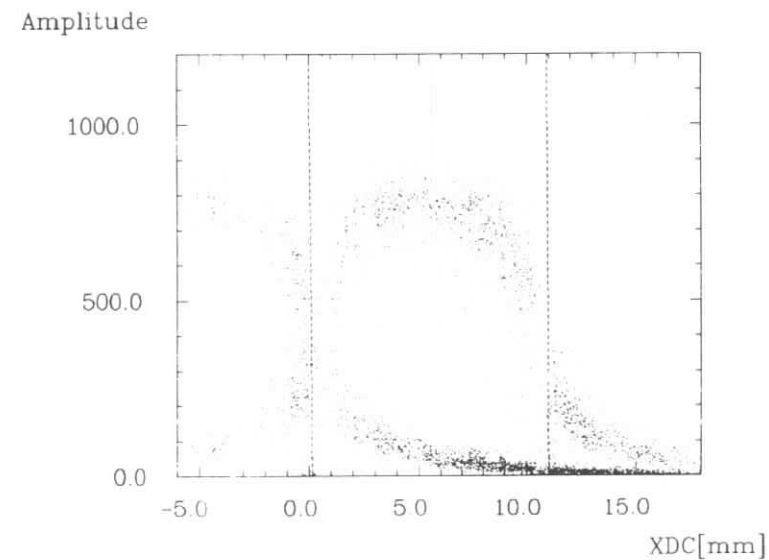


Abbildung 34. Amplituden von zwei benachbarten Kristallen über dem Ort

Zu sehen ist, daß die Amplitude über einen weiten Bereich in der Kristallmitte annähernd konstant bleibt, um dann, ca. 2 mm vom Rand entfernt, schnell steil abzufallen. Aus dem getroffenen Kristall alleine ist also generell in der Kristallmitte wenig Ortsinformation zu erhalten. Die Hauptinformation kann hier der nächste Nachbar liefern, dessen Amplitude sich stark verändert. Fehlt dieser, so steht nur der dem Einschubort fernere Nachbar zur Verfügung. Der zeigt aber nur eine wenig veränderte Amplitude nahe Null an, so daß kaum eine Zusatzinformation zu erhalten ist.

Das heißt, daß man für Einschüsse im Randkristall zwischen Kristallmitte und Matrix-Rand auf den getroffenen Kristall und die von ihm angezeigte Amplitude angewiesen ist. Aus ihr könnte man den Ort rekonstruieren: in der Kristallmitte schlecht, am Rand recht gut.

Eine wichtige Voraussetzung ist dazu aber notwendig:

Die Kenntnis der Energie des eingeschossenen Teilchens.

Dann ist die Amplitudenverteilung abhängig von Ort bekannt, so daß der Ort bestimmt werden kann.

Da aber im Detektor die Energie des einfallenden Teilchens nicht bekannt ist, wird man am Rand der Matrix auf die Driftkammern vor dem BGO zurückgreifen müssen. Wenn das nicht möglich ist, wie z.B. für γ 's, so muß folgender Schluß gezogen werden: Bis zur Kristallmitte heran ist eine normale Ortsbestimmung möglich. Im restlichen Randbereich kann in unserem Fall der Ort mindestens auf 5 mm genau angegeben werden (abhängig von der Kristallgröße).

4.4 ORTSAUFLÖSUNG IN DER MITTE DER MATRIX BEI SCHRÄGEM EINSCHUSS

Im geplanten Detektor werden die Teilchen z.T. unter einem Winkel von 50 bis 100 mrad durch den Schauerzähler gehen. Um diesen Fall zu untersuchen, drehten wir die BGO-Kiste um den Winkel $\alpha = 4.48^\circ = 78 \text{ mrad}$ (siehe Abbildung 35 auf Seite 60) zum Strahl.

Für diese Untersuchung wurde der kleine 7x7mm Triggerzähler verwendet und der Tisch mit dem BGO-Zähler in 1mm Schritten verfahren. Für die Auswertung wurden 3 Runs benutzt, bei denen die Zentren des Triggers 7mm auseinander lagen, so daß auch hier ein vergleichbar breiter Trigger vorlag.

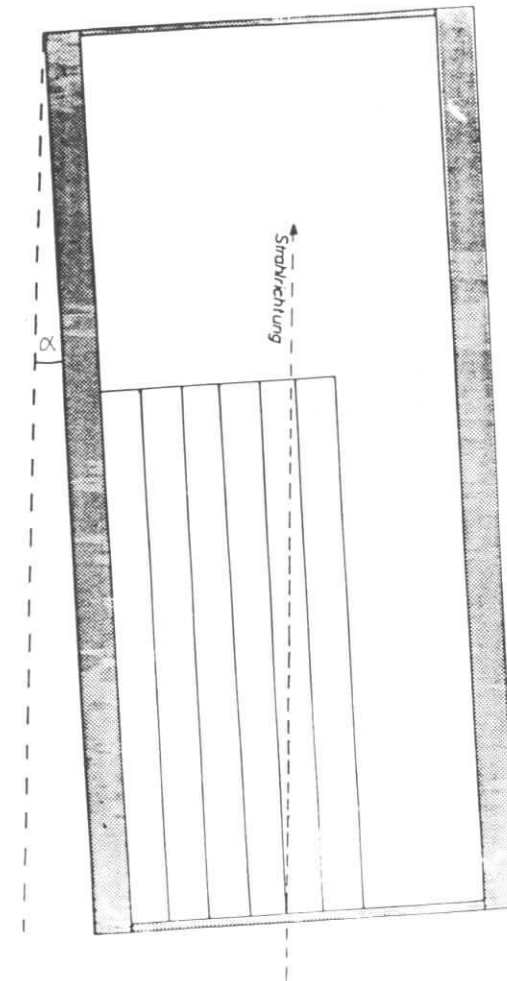


Abbildung 35. Stellung des BGO's zum Strahl bei schrägem Einschub

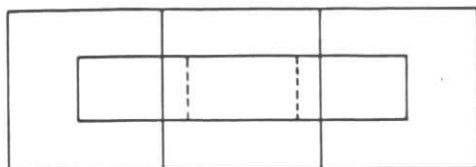


Abbildung 36. Trigger für den Schrägeinschuß

Aus Zeitgründen wurde der Schrägeinschuß nur für 4 GeV untersucht. Der Einschubort war wieder Kristall #21 und es wird hier die Auflösung in x-Richtung betrachtet. Zusätzlich wurde der Schrägeinschuß durch EGS-Rechnungen für 4 GeV bei entsprechender Triggerfläche simuliert.

Hier zunächst die Ergebnisse der EGS-Rechnungen:

1. Auf Grund der Schauerentwicklung wird der Schwerpunkt erst ungefähr in der Mitte der hier verwendeten Kristalle bestimmt. Bei Schrägeinschuß weicht also der Schwerpunktsort winkelabhängig vom bei geradem Einschub bestimmten Ort ab. Im Fall von 1 cm breiten Kristallen bei einem Einschubwinkel von 80 mrad beträgt die Verschiebung des Schwerpunktsortes (laut EGS) 4.8 mm.
2. Für einen festen Einschubort verschlechtert sich die Ortsauflösung und die Verteilungen werden unsymmetrisch
3. Trägt man den Schwerpunktsort über dem wahren Ort auf (breiter Trigger), so ist zu beobachten, daß die systematische Abweichung von der Sollgeraden geringer wird als bei geradem Einschub.

Nach Ausgleich der Schwerpunktsverschiebung (1.) folgt daraus insgesamt, daß die Ortsauflösung mit der Schwerpunktmethode bei schrägem sogar etwas besser ist, als bei geradem Einschub.

Die Korrektur der Schwerpunktmethode durch eine Funktion dritten Grades bringt allerdings nur noch eine geringe Verbesserung (10% bei Schrägeinschuß, 40% bei geradem Einschub). Das ist darauf zurückzuführen, daß sie nur die systematische Abweichung von der Sollgeraden ausgleicht, aber nicht die größere Breite und Asymmetrie der Verteilungen. Nach der Korrektur ist die Ortsauflösung also schlechter als bei geradem Einschub.

Bei den Meßdaten zeigt sich derselbe Effekt. Allerdings ist die Auflösung allgemein schlechter als bei geradem Einschub. Das ist darauf zurückzuführen, daß sich (longitudinale) Nichtuniformitäten des Kristalls stärker auswirken. Lokale Nichtuniformitäten oder Einschlüsse können z.B. eine Änderung der Auflösung gegenüber geradem Einschub bewirken.

[WIT84] untersuchte BGO-Kristalle auf ihre Uniformität und fand, daß diese für verschiedene Kristalle sehr unterschiedlich ist. Die Lichtausbeute hängt teilweise sehr stark davon ab, wo der Schauer im Kristall liegt. Je näher der Schauer am Ausleseinstrument liegt, desto mehr Licht wird ausgelesen.

Nach EGS-Rechnungen von [BIE84] liegt das Schauermaximum im Zentralkristall bei 4 Strahlungslängen und in den beiden Nachbarn bei 5 Strahlungslängen. Bei schrägem Einschub verschieben sich die Maxima, so daß es in einem Nachbarkristall früher und im anderen später liegt. (Das führt u.a. auch zu den asymmetrischen Verteilungen).

Über die Auswirkungen der longitudinalen Inhomogenitäten auf die Ortsauflösung können hier keine quantitativen Aussagen gemacht werden, weil die Uniformitäten der verwendeten Kristalle unbekannt sind. Nachträgliche Messungen waren nicht mehr möglich.

In den nachfolgenden Tabellen sind die Ergebnisse für EGS-Rechnungen und Messungen abzulesen. Abbildung 38 auf Seite 65 und Abbildung 37 auf Seite 64 zeigen die üblichen Ortsverteilungen für EGS- und Meßdaten. Zu bemerken ist noch, daß es keine Teilchen mehr gibt, die komplett durch die Lücke gehen und dadurch kein Signal im BGO erzeugen.

σ_x [mm]	SPM	korr. SPM
senkrecht	1.2	0.75
schräg	1.1	0.97

Tab.9 Ortsauflösung für Schrägeinschuß bei 4 GeV für EGS-Daten

σ_x [mm]	SPM	korr SPM
senkrecht	1.14	0.85
schräg	1.35	1.29

Tab.10 Ortsauflösung für Schrägeinschuß bei 4 GeV für Meßdaten

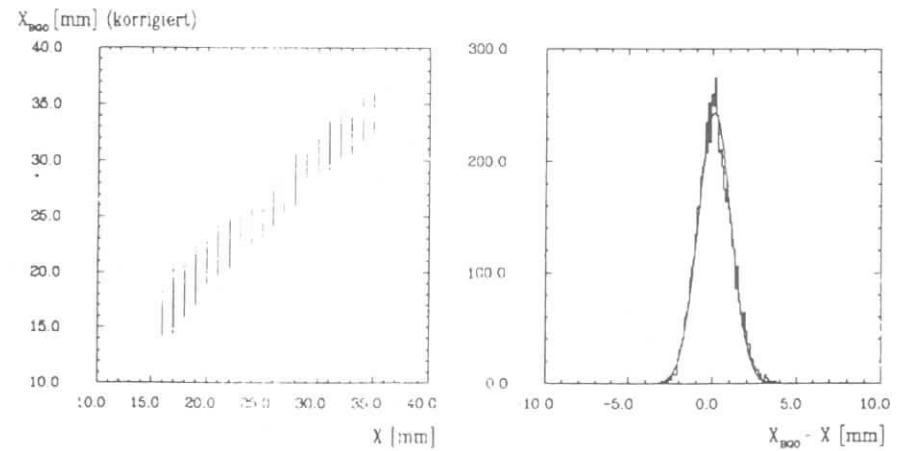
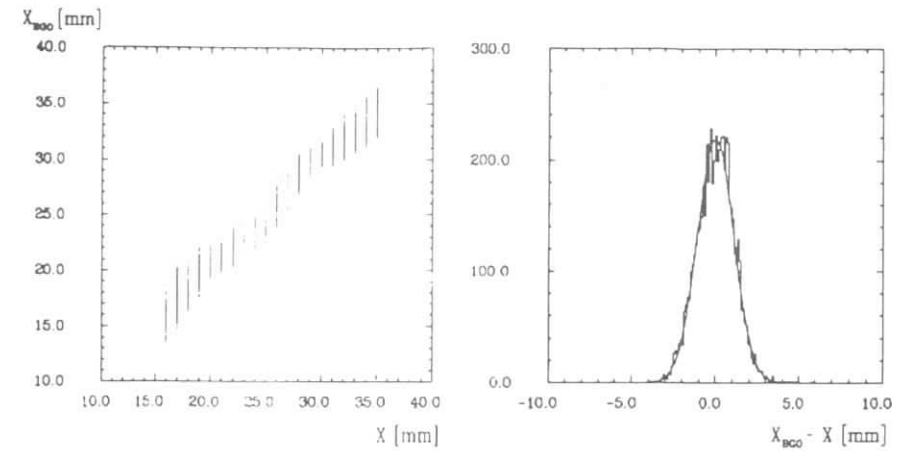


Abbildung 37. Schrägeinschuß für EGS-Daten: a) Schwerpunktmethode b) korrigierte Schwerpunktmethode

5.0 ZUSAMMENFASSUNG

Aufgabe dieser Arbeit war die Untersuchung der Ortsauflösung einer Matrix aus 38 BGO-Kristallen der Größe $1 \times 1 \times 15 \text{ cm}^3$ mit Photodiodenauslese. Die erwartete Ortsauflösung lag bei $\sigma \approx 2\text{-}3 \text{ mm}$ [SPIB2].

Die Ortsauflösung wurde mit der Schwerpunktmethode bestimmt und der so gemessene Ort mit dem von Driftkammern gemessenen Ort verglichen. (Die Ortsauflösung der Driftkammern betrug 0.28 mm). Die so ermittelte Ortsauflösung liegt zwischen $\sigma \approx 2 \text{ mm}$ für 1 GeV und $\sigma \approx 1.25 \text{ mm}$ für 6 GeV (gemittelte Werte, wobei $\sigma^2 = \sigma_{\text{SP}}^2 - \sigma_{\text{DC}}^2$).

Nach einer Korrektur auf den systematischen Gang der Schwerpunktmethode ließ sich die Ortsauflösung um im Mittel ca. 30% verbessern (energieabhängig). Für Energien $\geq 3 \text{ GeV}$ werden Auflösungen von $\sigma \leq 1 \text{ mm}$ erreicht.

Messungen und Monte-Carlo-Rechnungen zeigen eine gute Übereinstimmung.

Am Rand der Matrix sind bis zur Mitte des äußeren Kristalls gute Ortsauflösungen zu erhalten. Von der Mitte des Randkristalls bis zum Rand läßt sich der Ort nur auf 5 mm angeben.

Einschuß des Elektronenstrahls unter einem Winkel von 80 mrad verschlechtert die Ortsauflösung um ca. 16% gegenüber geradem Einschuß. Das ist in der Hauptsache auf Inhomogenitäten der Kristalle zurückzuführen. Bei Schrägeinschuß bringt eine Korrektur auf den systematischen Gang der Schwerpunktmethode nur noch eine geringe Verbesserung der Ergebnisse (bei 4 GeV 10 % gegenüber 40 % bei geradem Einschuß). Ein Vorteil bei Schrägeinschuß ist, daß es keine Teilchen mehr gibt, die in der Lücke zwischen den Kristallen verloren gehen.

Insgesamt ist zu sagen, daß die erwartete Ortsauflösung von $\sigma \approx 2\text{-}3 \text{ mm}$ in allen Fällen weit unterschritten wurde.

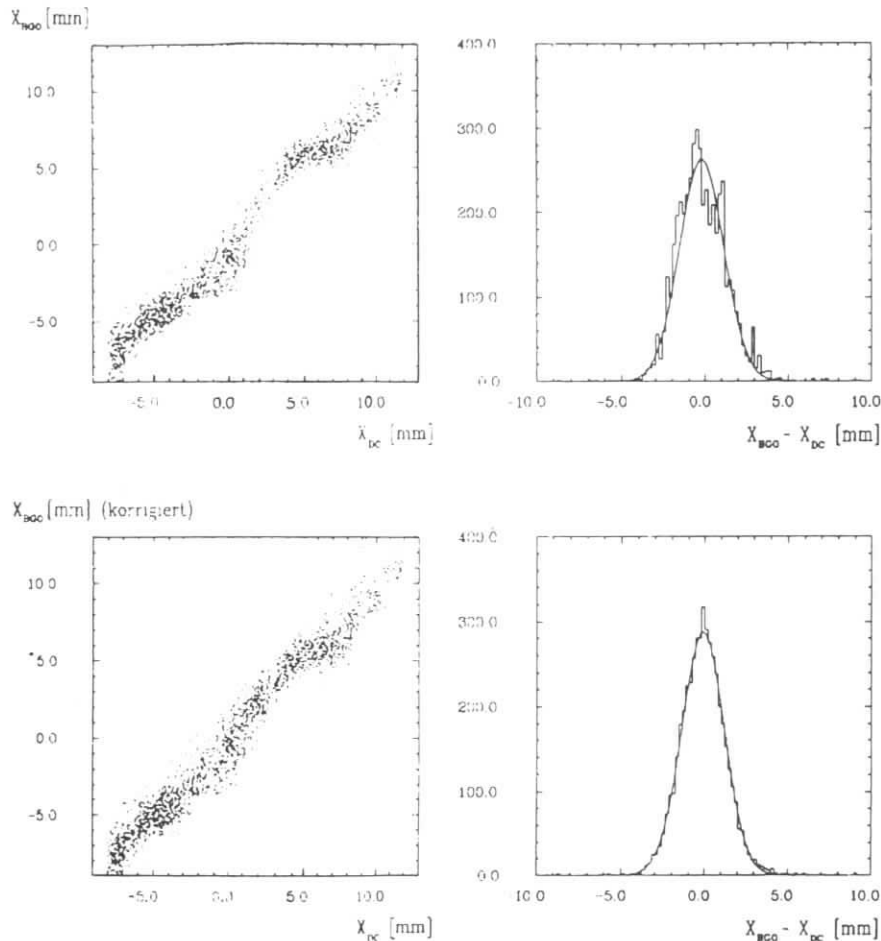


Abbildung 38 Schrägeinschuß für Meßdaten: a) Schwerpunktmethode b) korrigierte Schwerpunktmethode

A.0 MATHEMATISCHE VERFAHREN ZUR KORREKTUR DER SCHWERPUNKTSMETHODE

A.1.1 Fit zur Bestimmung von a

Der Wert von a kann außer durch Ablesen aus dem Plot "BGO-Ort über Driftkammerort" durch folgenden Fit bestimmt werden (y entspricht X_{SP}):

$$S_1 = \sum x_i(x_i^2-1)$$

$$S_2 = \sum (y_i-x_i)$$

$$a = \frac{S_2}{S_1}$$

Es wird über alle Ereignisse einer Meßreihe summiert.

A.1.2 Das Newton-Verfahren

Zur Lösung der Gleichung

$$f(x) = x+ax(x^2-1)-y = 0$$

nach x wurde das Newton-Verfahren angewendet: "Das Newtonsche Verfahren zur Lösung der Gleichung $f(x)=0$ besteht darin, bei einem Näherungswert x_0 den Graphen von f durch die Tangente zu ersetzen und deren Schnittpunkt mit der x-Achse als neuen Näherungswert x_1 zu benutzen und dann das Verfahren zu iterieren. Formelmäßig ausgedrückt bedeutet das:

$$x_{n+1} = x_n - \frac{f(x_n)}{f'(x_n)}$$

(Zitat aus ANALYSIS 1 von Otto Forster).

In unserem Fall wird $x_0=y$ gesetzt. Das Verfahren konvergiert dann bereits nach wenigen (4) Iterationsschritten.

A.2 WINKELVERTEILUNG DES TESTSTAHLS

Eine Möglichkeit, den systematischen Unterschied in der Ortsauflösung zu erklären, liegt in der Winkelverteilung des Strahls. Um diese zu bestimmen, wurde der Winkel betrachtet, um den der Strahl um die "Sollrichtung" streut.

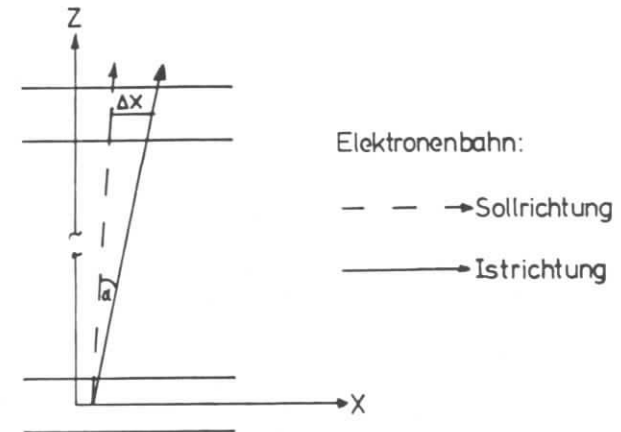


Abbildung 39. Abweichung der Elektronen von der Sollrichtung um den Winkel α

Für alle Ereignisse wird Δx bzw. α in ein Histogramm eingetragen. Aus der sich ergebenden Gaussverteilung wird das σ der Winkelverteilung bestimmt:

E GeV	Richtg.	$\sigma(\Delta x)$ mm	$\sigma(\alpha)$ mrad
0.7	x	5.49	1.20
	y	5.75	1.27
1	x	4.52	0.99
	y	4.84	1.06
3	x	2.57	0.57
	y	2.58	0.57
6	x	1.95	0.43
	y	1.85	0.41

Für 3 GeV ist die Winkelverteilung in beiden Richtungen gleich, oberhalb von 3 GeV schneidet die y-Richtung und unterhalb von 3 GeV die x-Richtung besser ab. Hier gibt es also keinen Hinweis für eine Richtungsabhängigkeit der Ortsauflösung.

DANKSAGUNG

Diese Arbeit entstand bei der Forschungsgruppe F14 des Deutschen Elektronensynchrotrons in Hamburg. Hiermit möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Gruppe für die Hilfsbereitschaft und die gute Arbeitsatmosphäre bedanken.

Mein besonderer Dank gilt:

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

Herrn Dr.G.G.Winter für die gute Betreuung, viele hilfreiche Anregungen und die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Herrn D.Burkart für die Unterstützung bei den Testmessungen, für viele hilfreiche Diskussionen und die Durchsicht des Manuskripts.

Herrn H.Kapitza für die Unterstützung bei Softwareproblemen bei den Teststrahlungsmessungen und insbesondere für die Hilfe bei der Auswertung der Driftkammermessungen.

Herrn A.Maniatis für den Aufbau und Test der Elektronik im Teststrahl.

Herrn Prof.Dr.V.Blobel für die Beratung bei der Ortsauswertung

Frau B.Lewendel für viele hilfreiche Diskussionen über Driftkammern und die kritische Durchsicht des Manuskripts.

den Mit-Diplomanden Herrn Ch.Bieler und Herrn K.Wittenburg für die sehr gute Zusammenarbeit und die entspannte Arbeitsatmosphäre.

meinen Eltern, die mir das Studium ermöglichten.

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

LITERATUR- UND QUELLENVERZEICHNIS

- BIE 84 Ch. Bieler, Diplomarbeit Hamburg 1984
DESY Interner Bericht
- BLO 83 Die Methode zur Korrektur der Schwerpunktmethode
wurde von V.Blobel vorgeschlagen
- BOB 83 G.J.Bobbink, CMU-HEP83-13, Oktober 83
- CEL 83 CELLO-Collaboration, Proposal to upgrade the CELLO-Detector,
DESY Interner Bericht CELLO-83-01
- DIE 83 K.Diehlmann, Diplomarbeit Hamburg 1983,
DESY Interner Bericht PLUTO-83-05
- DRE 82 A.Drescher, Diplomarbeit Dortmund 1982
- FOR 78 R.L.Ford, W.R.Nelson, The EGS Code System,
SLAC-210 UC-32 1978
- HAM 82 HAMAMATSU PHOTONICS K.K. Japan
- HAM 83 HAMAMATSU PHOTONICS K.K. Japan, Katalog 1983
- HAR 82 HARSHAW CHEMIE B.V., De Meern (Holland)
- JAC 84 U.Jacobs, Durchführung der DE/dx-Berechnung
- KRU 79 H.Krüger, Diplomarbeit Hamburg 1982
DESY Interner Bericht PLUTO-82-03
- LEW 81 B.Lewendel, Diplomarbeit Hamburg 1981,
DESY Interner Bericht F14 81/05
- MES 70 H.Messel, D.F.Crawford, Electron-Photon shower distribution
function, Pergamon Press, Oxford (1970)
- PET 71 F.Peters, H.Haller, Interner Bericht, DESY S1/S2-71/1
- PLU 79 PLUTO-Collaboration, Proposal to Study $\gamma\gamma$ -Interactions
with the Detector PLUTO at PETRA, PLUTO-79-01
- RTM 83 J.F.W.Rimkus, Dissertation
RWTH Aachen
- SPI 82 H.Spitzer, Talk given at the International Workshop
on BGO, Princeton, Nov 1982
- ZIM 80 Die Verstärker, ADCs und TDCs wurden von W.Zimmermann
entworfen und gebaut
- WIT 84 K.Wittenburg, Diplomarbeit Hamburg 1984

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abbildung 1.	Zwei-Photon-Prozesse	1
Abbildung 2.	Der CELLO Detektor	3
Abbildung 3.	Energieverlust von Elektronen in Materie (BGO)	5
Abbildung 4.	Wirkungsquerschnitte der zur Schauerentwicklung	7
Abbildung 5.	Übergang zwischen p- und n-Halbleitern	11
Abbildung 6.	Diodenschaltung	17
Abbildung 7.	Photo der Aluminiumkiste mit einigen Kristallen	17
Abbildung 8.	Aufbau der Matrix	18
Abbildung 9.	Matrix mit Numerierung und Cs	19
Abbildung 10.	Versuchsaufbau im Teststrahl	22
Abbildung 11.	Elektronik des Teststrahlaufbaus	25
Abbildung 12.	Ermittlung der Kristallmitte von BGO #21	27
Abbildung 13.	Anordnung der Drahtebenen in der Driftkammer	29
Abbildung 14.	Die Driftkammer	30
Abbildung 15.	TDC-Testpulse	31
Abbildung 16.	TDC-Spektren	32
Abbildung 17.	Verwendete Driftkurve	33
Abbildung 18.	Ausgewählte Signaldrähte	35
Abbildung 19.	Das Koordinatensystem	36
Abbildung 20.	Erlaubte Drahtkombinationen	37
Abbildung 21.	Elektronenbahn	38
Abbildung 22.	Ortsauflösungsverteilung einer Driftkammer	39
Abbildung 23.	Amplituden von zwei benachbarten Kristallen über dem Ort	40
Abbildung 24.	Ortsauflösung von Kristall #21 bei einer Energie von 4 GeV	42
Abbildung 25.	Amplitudenverteilung in drei benachbarten Kristallen	45
Abbildung 26.	Schwerpunktsort über dem wahren Ort	46
Abbildung 27.	Ausgleichsfunktion	47
Abbildung 28.	Ortsauflösung a) ohne und b) mit Korrektur	48
Abbildung 29.	Elektroneneinschußort für die Ortsauflösung in x-Richtung	49
Abbildung 30.	Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Energie	54
Abbildung 31.	Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Energie	55
Abbildung 32.	Amplitude von Kristall #21 über dem Ort	56
Abbildung 33.	Schwerpunktsort über dem Driftkammerort	57
Abbildung 34.	Amplituden von zwei benachbarten Kristallen über dem Ort	58
Abbildung 35.	Stellung des BGO's zum Strahl bei schrägem Einschub	60
Abbildung 36.	Trigger für den Schrägeinschuß	61
Abbildung 37.	Schrägeinschuß für EGS-Daten	64
Abbildung 38.	Schrägeinschuß für Meßdaten	65
Abbildung 39.	Abweichung der Elektronen von der Sollrichtung um den	68

VERZEICHNIS DER TABELLEN

1.	Eigenschaften von BGO, NaJ und Bleiglas (SF5)	13
2.	Vergleich zwischen Photomultiplier und Photodiode	14
3.	Auswahl der Kammerdrähte	34
4.	Vergleich der Ortsauflösung mit und ohne Korrektur (E = 3 GeV)	47
5.	Auflösungsvermögen der ADC-Kanäle	50
6.	Ortsauflösung für die Meßdaten	51
7.	Ortsauflösung EGS, Schwerpunktmethode	52
8.	Ortsauflösung EGS, korrigierte Schwerpunktmethode	52
9.	Ortsauflösung für Schrägeinschuß bei 4 GeV für EGS-Daten	62
10.	Ortsauflösung für Schrägeinschuß bei 4 GeV für Meßdaten	63