

Justus Liebig Universität Gießen
II. Physikalisches Institut

**Ansprechverhalten von
PbWO₄ Szintillationskristallen auf
monochromatische Photonen im Bereich
zwischen 50 und 790 MeV**

vorgelegt von

Kai Ingo Mengel
aus
Schotten

Gießen, September 1997

Grundlagenforschung ist, was ich tue, wenn ich nicht weiß, was ich tue.

Wernher v. Braun

Nichts ist leichter als so zu schreiben, daß kein Mensch etwas versteht; wie hingegen nichts schwerer ist als bedeutende Gedanken so auszudrücken, daß jeder sie verstehen muß.

Schopenhauer

Inhaltsverzeichnis

ZUSAMMENFASSUNG	I
MOTIVATION	III
1. KRISTALLEIGENSCHAFTEN	1
1.1. ALLGEMEINE EIGENSCHAFTEN	3
1.1.1. <i>Szintillationsmechanismus</i>	4
1.1.2. <i>Strahlungslänge</i>	5
1.1.3. <i>Molière-Radius</i>	5
1.1.4. <i>Energie- und Zeitauflösung</i>	6
1.2. OPTISCHES TRANSMISSIONSVERHALTEN	7
1.3. LUMINESZENZAUSBEUTE	10
1.3.1. <i>Hybrider Photomultiplier</i>	11
1.3.2. <i>Experimenteller Aufbau zur Qualitätskontrolle</i>	12
1.3.3. <i>Ergebnisse der Messungen</i>	13
1.4. ERGEBNISSE MIT HERKÖMMLICHEN PHOTOMULTIPLIERN	15
2. TESTEXPERIMENT AM MAMI	17
2.1. DER ELEKTRONENBESCHLEUNIGER MAMI	19
2.1.1. <i>Produktion monochromatischer Photonen</i>	20
2.1.2. <i>Der Glasgow-Mainz-Tagger</i>	21
2.2. EXPERIMENTELLER AUFBAU	23
2.2.1. <i>Positionierung der Kristalle</i>	23
2.2.2. <i>Der 5x5 Detektorblock</i>	24
2.2.3. <i>Die Schrittmotorsteuerung</i>	26
2.2.4. <i>Die Hochspannungversorgung</i>	27
2.2.5. <i>Elektronik und Trigger Logik</i>	27
2.2.6. <i>Datenaufnahme</i>	28
2.3. DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS	29
3. DATENANALYSE	31
3.1. KALIBRIERUNGEN	33
3.1.1. <i>Energieeichung</i>	33
3.1.2. <i>Zeiteichung</i>	36
3.2. AUFLÖSUNGEN	37
3.2.1. <i>Parametrisierung der Ansprechfunktion</i>	37
3.2.1. <i>Energieauflösung</i>	40
3.2.2. <i>Zeitauflösung</i>	46
3.2.3. <i>Ortsauflösung</i>	47
3.2.4. <i>Strahlfleck</i>	51
4. GEANT-SIMULATION	53
4.1. SIMULATIONSPARAMETER	55
4.1.1. <i>Geometrie des Aufbaus</i>	55
4.1.2. <i>Strahlprofil</i>	56
4.1.3. <i>Weitere Details</i>	56
4.2. VERGLEICH MIT DEM EXPERIMENT	57
4.2.1. <i>Form der Ansprechfunktion</i>	57

4.2.2. <i>Simulierte Energieauflösung</i>	57
4.2.3. <i>Simulierte Ortsauflösung</i>	60
5. DISKUSSION	63
5.1. VERGLEICH MIT DEM PHOTONENSPEKTROMETER TAPS	65
5.2. ANSPRECHFUNKTION FÜR MONOENERGETISCHE ELEKTRONEN	67
5.3. AUSBLICK	69
ANHANG	A
LITERATURVERZEICHNIS	E
ABBILDUNGSVERZEICHNIS	I
TABELLENVERZEICHNIS	K
DANKSAGUNG	M

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Ansprechfunktion langer Bleiwolframat-Szintillationskristalle ($2 \times 2 \times 15\text{-}21 \text{ cm}^3$) für monochromatische Photonen untersucht. Die Qualität der Kristalle wurde anhand der optischen Transmissionseigenschaften und der Lumineszenzausbeute, welche durch den Einsatz eines hybriden Photomultipliers mit einer niederenergetischen γ -Quelle gemessen werden konnte, näher charakterisiert. Die Kristalle zeigten bezüglich dieser beiden Parameter ein sehr unterschiedliches Verhalten, es war aber aufgrund der limitierten Anzahl der Kristalle und der daraus resultierenden geringen Statistik nicht möglich, Korrelationen in den aufgenommenen Daten zu finden.

Zur Messung des Ansprechverhaltens auf hochenergetische Photonen und Elektronen wurden die Kristalle in einer 5×5 Detektoreinheit angeordnet, die in einem Experiment am Mainzer Microtron mit energiemarkierten Photonen in einem Energieintervall zwischen 50 und 790 MeV bestrahlt wurde. Die Energie-, Zeit- und Ortsauflösung wurden für verschiedene Detektoruntereinheiten bestimmt. Trotz der geringen Lichtausbeute von PbWO_4 konnten Energieauflösungen von unter 5 % für Energien ab 100 MeV erzielt werden. Die Kristalle wurden während des Experiments konstant auf einer Temperatur von 8 Grad gehalten. Alle Messungen erfolgten mit einem Integrationsintervall sowohl von 240 als auch von 160 ns.

Die Analyse der Daten ergab eine Energieauflösung von unter 2 % bei 1 GeV :

$$\frac{\sigma(E)}{E_{peak}} = \frac{1.54 \%}{\sqrt{E_{\gamma} [GeV]}} + 0.30 \%$$

Die erzielte Zeitauflösung von $\sigma_{time} = 239 \text{ ps}$ stellt lediglich eine obere Grenze dar, da der experimentelle Aufbau nicht hinsichtlich dieses Parameters optimiert war. Es läßt sich aber dennoch festhalten, daß mit diesem Auflösungsvermögen eine Diskriminierung zwischen Teilchen und Photonen anhand von Flugzeitmessungen mit einer Genauigkeit realisierbar ist, wie sie z.B. bei relativistischen Schwerionenstößen benötigt wird, wenn bei einem kompakten Detektor nur eine effektive Flugstrecke unter einem Meter zur Verfügung steht. Die Ortsauflösung des Detektors konnte aufgrund des relativ großen Strahlflecks und dessen nicht genau bekannter Intensitätsverteilung nur auf einen Wert $\sigma_{pos} < 1 \text{ cm}$ abgeschätzt werden, was der Größe des eigentlichen Strahlflecks gleichzusetzen ist.

Alle erzielten Daten wurden durch Simulationen mit dem Programmpaket GEANT 3.21 reproduziert.

Motivation

Das Wesen der modernen Physik wird durch die Beschreibung aller Naturerscheinungen anhand weniger fundamentaler Wechselwirkungen und einer begrenzten Anzahl sehr kleiner Konstituenten, den eigentlichen Elementarteilchen, dargestellt. Die experimentelle Erforschung dieser elementaren Bestandteile der Materie und der Eigenschaften der Wechselwirkung zwischen diesen hat in den letzten Jahrzehnten bedeutende Fortschritte gemacht und sukzessive zum Standardmodell geführt. Da die gesamte Kern- und Atomphysik auf dieser Theorie aufbaut, spielt sie eine wesentliche Rolle zum Verständnis unserer Welt.

Die vier fundamentalen Wechselwirkungen, Gravitation, elektrische, starke und schwache Wechselwirkung, werden im Rahmen dieser Modellvorstellung durch den Austausch von Bosonen beschrieben. Die Austauscheteilchen der elektrischen Wechselwirkung sind masselose Photonen (γ).

Im Rahmen der Vereinheitlichung der fundamentalen Wechselwirkungen zu einer umfassenden Theorie wird die Masse der schweren Vektorbosonen W^+ und Z^0 ($M_W = 80.33 \pm 0.15 \text{ GeV}/c^2$, $M_Z = 91.187 \pm 0.007 \text{ GeV}/c^2$ [Par96]) der schwachen Wechselwirkung über eine spontane Symmetriebrechung, also einen unsymmetrischen Grundzustand des Vakuums, beschrieben. Dies kann mit einem Isospindublett von skalaren Bosonen erreicht werden, sogenannte Higgs-Skalare, die über ihre Selbstwechselwirkung eine Masse für die Eichbosonen erzeugen. Da die Massen der W^+ und Z^0 -Bosonen von Ort und Orientierung im Universum unabhängig sein sollen, müssen die Higgs-Felder skalar sein. In der Theorie der elektroschwachen Vereinheitlichung gibt es daher 4 Higgs-Felder, für jedes Boson eins (γ , W^+ , W^- und Z^0).

Bei Abkühlung des Systems werden 3 Higgs-Bosonen, die Quanten des Higgs-Feldes, von W^+ , W^- und Z^0 absorbiert, wodurch diese ihre Masse erhalten. Das Photon bleibt masselos, was die Existenz eines freien Higgs-Bosons bedeutet.

Das Vorhandensein des Higgs-Feldes ist fundamental für die Interpretation der heutigen Elementarteilchenphysik, und die Suche nach dem nicht absorbierten Higgs-Boson kann durchaus mit der Situation am Ende des neunzehnten Jahrhundert verglichen werden, als die Frage nach der Existenz des Äthers eine ähnliche Bedeutung für die Interpretation der Physik hatte.

Die Hauptmotivation für den Bau eines neuen Beschleunigers und Speicherrings am CERN¹, des Large Hadron Colliders (LHC), beruht auf der Suche nach dem Higgs-Boson in der intermediären Massenregion [Gem91],[Let90],[Let92],[L3P92].

Der Nachweis des Higgs-Bosons soll u.a. über seinen Zerfall in Photonen bzw. Leptonen erfolgen, der von einem neuen elektromagnetischen Kalorimeter, dem CMS² Kalorimeter, registriert werden soll, für welches Bleiwolframat als Szintillatormaterial ausgewählt wurde.

¹ Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

² Compact Muon Solenoid

Obwohl die Szintillationseigenschaften von Bleiwolframat-Kristallen bereits seit 1948 bekannt sind und auch näher untersucht wurden [Krö48], spielten sie über Jahre hinweg, aufgrund ihrer geringen Lumineszenzausbeute, als Szintillatormaterial keine entscheidende Rolle. Die Gruppe der Wolframate, zu der es neben den langsameren Szintillatoren CdWO_4 , SrWO_4 und CaWO_4 gehört, zeichnet sich zwar ansonsten durch eine relativ hohe Lichtausbeute aus, die jedoch beim PbWO_4 durch das thermische Quenching und die Energie-Transfer-Mechanismen bei Raumtemperatur verloren geht [Lec95], [Kor96]. Es handelt sich aber um ein Material mit einer sehr hohen Dichte und damit verbunden mit einer sehr kurzen Strahlungslänge. Diese physikalischen Eigenschaften führen nun dazu, daß es in einem Kompromiß aus Leistungsfähigkeit und Anschaffungskosten zu einem sehr interessanten Kandidaten für hoch auflösende elektromagnetische Kalorimeter an Hadronen-Collidern der neuesten Generation wurde [Bar92], [Der90], [Kat93]. Es geht bei diesen Experimenten darum, hochenergetische Teilchen und Photonen bis zu 100 GeV zu detektieren. Die relativ kleine Lumineszenzausbeute spielt in diesen Energiebereichen keine Rolle mehr. Viel bedeutender für ein möglichst kompaktes Kalorimeter, mit dem eine gute Energieauflösung erzielt werden soll, wird es, die Energie, bei einem noch zu bewältigenden Kostenaufwand, möglichst vollständig zu deponieren. Aufgrund der hohen Dichte ($\rho = 8.28 \text{ g/cm}^3$), der kurzen Strahlungslänge ($X_0 = 0.87 \text{ cm}$), des geringen Molière-Radius ($R = 2.2 \text{ cm}$) und einer schnellen Abklingzeit ($\tau = 2/10/30\text{ns}$) [Dro94], wurde Bleiwolframat schließlich als Material für die 110.000 Kristalle des CMS Kalorimeters ausgewählt [Com94].

Das elektromagnetische Kalorimeter TAPS, welches in einer Kollaboration von 7 europäischen Instituten [TAPS] auch hier in Gießen entwickelt wurde, um in relativistischen Schwerionenstößen oder photonuklearen Reaktionen hochenergetische Photonen, sowie neutrale Mesonen (π^0, η) über ihren Zerfall in zwei Photonen nachzuweisen, verwendet als Detektormaterial Bariumfluorid. Diese Kristalle, mit denen Photonen bis zu Energien meist unter einem GeV nachgewiesen werden müssen, haben eine hexagonale Querschnittsfläche mit einem Innendurchmesser von 5.9 cm bei einer Länge von 25 cm. Es stellt sich nun die Frage, inwieweit PbWO_4 auch für den Einsatzbereich des TAPS Spektrometers eine Alternative zu dem verwendeten BaF_2 sein könnte.

Hinsichtlich der zu bestimmenden Observablen spielt das Energieauflösungsvermögen eines solchen Detektors eine essentielle Rolle. Es ist hierbei unbedingt notwendig, Messungen mit einem kleineren Prototyp unter realen Bedingungen durchzuführen, um die Anforderungen im vorhinein zu verifizieren. Es genügt dabei durchaus, mit einem relativ kleinen Aufbau zu arbeiten, solange die longitudinale und laterale Schauerbreitungen nicht wesentlich über die Begrenzungen des Detektorsystems hinausgeht.

Um nun eine homogene Qualitätsverteilung der Kristalle und damit einen optimalen Aufbau zu erlangen, ist es von Bedeutung, in einem reproduzierbaren Verfahren die maßgeblichen Eigenschaften der Kristalle zu bestimmen.

Kapitel 1

Kristalleigenschaften

*Die Dinge haben nur den Wert, den
man ihnen verleiht.*

Molière

Kapitel 1

1. Kristalleigenschaften

In diesem Kapitel sollen die allgemeinen Merkmale von Bleiwolframat dargestellt und grundlegende Begriffe erläutert werden. Auf Eigenschaften, die für den Einsatz als Szintillator besonders wichtig sind, wird detailliert eingegangen und Meßmethoden zur Bestimmung dieser Parameter werden vorgestellt [Nov97].

1.1. Allgemeine Eigenschaften

Szintillationskristalle aus Bleiwolframat werden nach der Czochalski-Methode aus Platin-Tiegeln bei einer Temperatur von etwa 1000 °C unter normalem atmosphärischen Druck gezogen. Die für die Arbeit vorliegenden Kristalle hatten nach der mechanischen Bearbeitung eine Querschnittsfläche von $2 \times 2 \text{ cm}^2$ und eine Länge zwischen 15 und 21 cm. Sie wurden von unterschiedlichen Herstellerfirmen aus China³, Weißrußland⁴ und Rußland⁵ geliefert, wobei keine näheren Informationen über den Produktionsprozeß bekannt waren. PbWO_4 ist ein sehr dichtes Material mit einer der kürzesten Strahlungslängen X_0 unter allen bekannten Szintillationskristallen und einem sehr kleinen Molière-Radius R_m . Die Photoemission der Lumineszenz-Zentren erfolgt im blauen und grünen Wellenlängenbereich, mit einer schnellen blauen Komponente und einer langsameren grünen. Der Zusammenhang zwischen diesem Verhalten und der stöchiometrischen Zusammensetzung des Kristalls wurde erst in den letzten Jahren näher verstanden und eine direkte Einflußnahme auf die Intensitäten der einzelnen Komponenten sollte bei der Entwicklung der Kristallzucht auch großtechnisch realisierbar sein [Kor94], [Kor96].

Neben den bisher genannten positiven Eigenschaften besitzt Bleiwolframat allerdings auch einen großen Nachteil, der es über Jahre hinweg als wenig interessant erschienen ließ. Es hat im Vergleich zu anderen Materialien nur eine sehr geringe Lumineszenzausbeute (vgl. Tabelle 2), welche aufgrund der Photonenstatistik ein schlechtes Auflösungsvermögen bei niedrigen Energien bedeutet. Bei einigen der Kristalle konnte man Doppelbrechungsphänomene beobachten. Der hohe Brechungsindex mit 2.16 stellt zudem ein weiteres Problem dar, da er bei der Ankopplung an Photomultiplier, deren Eintrittsfenster im allgemeinen einen geringeren Brechungsindex aufweisen ($\sim 1.5 - 1.6$), stets für Verluste durch Reflexionen an den Übergangsflächen sorgt. Die bedeutendsten Charakteristiken einiger in der Kern- und Hochenergiephysik am häufigsten eingesetzten Szintillatormaterialien sind in Tabelle 1 im Vergleich zusammengefaßt.

³ Shanghai Institute of Ceramics, China (Chen Gang)

⁴ RI&NC - Minsk, Weißrußland (M.Korzhih et al.)

⁵ Bogoroditsk Techno Chemical Plant, Rußland

Szintillator	Dichte [g/cm ³]	Strahlungslänge [cm]	Molière-Radius [cm]	Lichtausbeute [% von BGO]	Emissionswellenlänge [nm]	Abklingzeit [ns]	Brechungsindex
BaF ₂	4.89	2.05	4.4	40	210/320	0.9/630	1.49
CeF ₂	6.16	1.68	2.6	45	300/340	5/20	1.62
BGO	7.13	1.12	2.3	100	480	300	2.15
NaJ(Tl)	3.67	2.59	4.8	800	415	230	1.85
PbWO ₄	8.28	0.87	2.2	5	440-530	2/10/30	2.16

Tabelle 1 Charakteristische Parameter einiger Szintillatoren [Dro94]

1.1.1. Szintillationsmechanismus

Die Lumineszenzeigenschaften des Bleiwolframats sind nicht nur in regulären Strahlungszentren begründet, sondern rühren zusätzlich von punktförmigen Defekten her. Die spektroskopische Untersuchung des Bleiwolframats wurde von mehreren Arbeitsgruppen verfolgt [Lec95], Diskrepanzen in der Interpretation der äußerst komplexen Daten konnten aber bis zum heutigen Zeitpunkt nicht behoben werden. Im Rahmen dieser Arbeit ist es ausreichend, auf die unterschiedlichen Szintillationskomponenten hinzuweisen. Die blaue Komponente ist mit einer Abklingzeit von $\tau < 10$ ns sehr schnell, liefert aber eine recht geringe Lichtausbeute, wohingegen die Emission im grünen langsamer verläuft, $\tau \approx 20\text{--}50$ ns, aber eine höhere Lichtausbeute mit sich bringt. In der folgenden Abbildung sind die einzelnen Komponenten nochmals mit den dazugehörigen Aktivatorzentren aufgeführt.

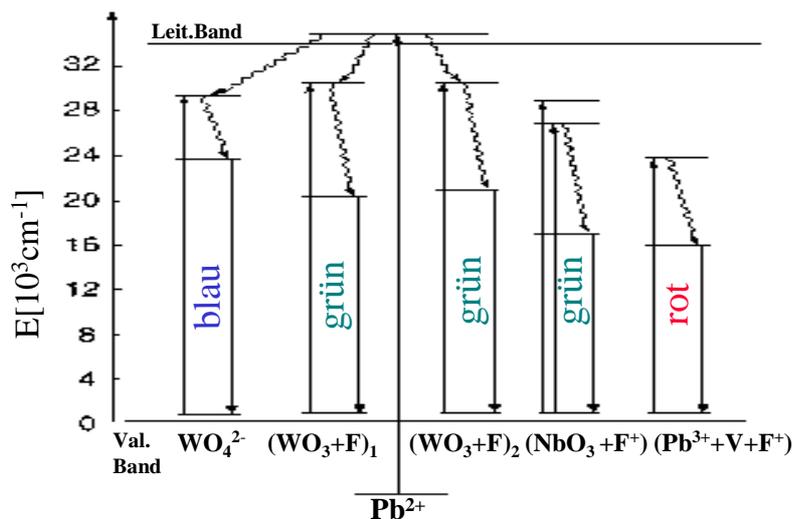


Abb. 1.1 Szintillationsmechanismen beim PbWO₄ [Fyo96].

1.1.2. Strahlungslänge

Durchqueren geladene Teilchen Materie, so geben sie durch Stöße mit dem Medium Energie ab. Zu einem großen Teil sind dies Wechselwirkungen mit Elektronen der Hülle, die zu Anregungen oder Ionisation führen. Der Energieverlust durch Ionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel [Bet30], [Blo33] beschrieben. Für Elektronen (Positronen) kommt aufgrund der geringen Masse neben dem Ionisationsenergieverlust mit der Bremsstrahlung noch ein weiterer wichtiger Prozeß hinzu. Dabei strahlt das Elektron beim Abbremsen im Feld eines Kernes Energie in Form von Photonen ab. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist stark material- und energieabhängig und wächst annähernd linear mit der Energie und quadratisch mit der Ladungszahl Z des Mediums. Oberhalb einer kritischen Energie E_c , die grob mit $E_c \approx 600 \text{ MeV}/Z$ parametrisiert werden kann, überwiegt für ein Elektron der Energieverlust durch Bremsstrahlung gegenüber dem durch Ionisation. Für solch hochenergetische Elektronen läßt sich eine wichtige Materialgröße einführen, die Strahlungslänge X_0 . Sie beschreibt die Wegstrecke, nach deren Durchqueren sich die Energie des Elektrons aufgrund von Bremsstrahlungsprozessen um den Faktor e reduziert hat. Sie ist durch folgende Formel definiert, wobei A und Z das Atomgewicht und die Ladungszahl des Absorbers darstellen.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad \text{mit} \quad X_0 \approx \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \cdot \ln\left(183 \cdot Z^{-\frac{1}{3}}\right)} \quad [1]$$

1.1.3. Molière-Radius

Wenn ein geladenes Teilchen ein Medium durchsetzt, wird es am Coulomb-Potential der Kerne und Elektronen gestreut. Es kommt dabei zu Vielfachstreuungen mit geringfügigen Ablenkungen. Die Streuwinkelverteilung aufgrund der Coulomb-Streuung wird durch die Molière-Theorie [Bet53] beschrieben. Für kleine Ablenkwinkel ist diese Verteilung um den mittleren Streuwinkel $\Theta = 0^\circ$ normalverteilt. Größere Streuwinkel, die durch Kerntreffer bedingt sind, treten jedoch häufiger auf als es einer Gaußverteilung entspräche. Für ein in ein Detektorvolumen eindringendes hochenergetisches Photon besteht der wahrscheinlichste Wechselwirkungsprozeß darin, Elektron-Positron-Paare zu erzeugen. Diese produzieren durch sekundäre Streuprozesse Bremsstrahlungsphotonen, welche, solange die Energie der Elektronen oberhalb der kritischen Energie liegt, die sich ausbreitende Schauerentwicklung aufrecht erhalten. Die transversale Ausdehnung dieses elektromagnetischen Schauers wird also hauptsächlich durch Vielfachstreuung hervorgerufen und kann am besten durch den Molière-Radius charakterisiert werden, der durch folgende Gleichung parametrisiert ist. :

$$R_m = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} \cdot X_0 \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right] \quad [2]$$

Man kann dadurch allgemein für alle Materialien abschätzen, daß 95 % der Schauerenergie in einem Zylinder um die Schauerachse enthalten sind, dessen Radius dem doppelten Molière-Radius entspricht [Gru93].

1.1.4. Energie- und Zeitauflösung

Das Energieauflösungsvermögen eines Kalorimeters kann in erster Näherung durch folgende Formel parametrisiert werden :

$$[3] \quad \frac{o(E)}{E} \propto \frac{a}{\sqrt{E}} + b$$

Der energieabhängige Term a wird für die Energien der nachzuweisenden Teilchen oder Photonen, für die das Detektorvolumen ausreichend groß ist, um sie vollständig in ihm zu deponieren, von der Photonenstatistik bestimmt. Sie ist in einer direkten Proportionalität zwischen der deponierten Energie und der Anzahl der produzierten Photonen begründet und liefert eine $(\sqrt{E})^{-1}$ -Abhängigkeit. Dies bedeutet eine stetige Verbesserung des Energieauflösungsvermögens mit steigender Energie.

Wenn die Schauerausbreitung bei höheren Energien allerdings über die Begrenzungen des Detektors hinausgeht und ein Teil der Energie dadurch verloren geht, kommt aufgrund der statistischen Fluktuationen dieses Prozesses ein zusätzlicher Beitrag hinzu, der bei extrem hohen Energien sogar zu einer Verschlechterungen des Auflösungsvermögens führen kann.

Der konstante Term b beinhaltet Effekte, die durch die zur Auslese verwendete Elektronik (Rauschen) hervorgerufen werden, systematische Fehler, Eichfehler oder Fehler, die aufgrund von Temperaturschwankungen zustande kommen. Darüberhinaus können weitere Terme mit höheren Ordnungen für zusätzliche Berücksichtigungen eingeführt werden.

Der Lichtimpuls eines Szintillators ist charakterisiert durch seine Anstiegszeit und die Abklingzeit τ . Um die Zeitauflösung zu beschreiben, müssen verschiedene Parameter berücksichtigt werden, wobei man folgende Formel verwenden kann :

$$[4] \quad \Delta\tau = 2.36 \cdot \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot H \cdot K$$

Die intrinsischen Eigenschaften des Photomultipliers werden durch die Funktion H wiedergegeben, N gibt die Zahl der primären Photoelektronen an und K beschreibt die Zeitauflösung der Konvertierung in elektronische Signale.

Die in dieser Arbeit benutzte Breite einer Verteilung $FWHM$ ⁶ ist mit der Breite einer Gaußverteilung σ durch folgenden Zusammenhang verknüpft:

$$[5] \quad FWHM = \sigma \cdot 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln(2)}$$

⁶ Full Width at Half Maximum

1.2. Optisches Transmissionsverhalten

Die vorliegenden Kristalle wurden mit Hilfe eines Hitachi U-3200 Spektrometers hinsichtlich ihrer optische Transparenz und ihrer Homogenität untersucht. Es handelt sich bei dem verwendeten Instrument um ein Zweistrahl-Spektrometer, welches die Transmissionseigenschaften des Mediums durch den Vergleich eines von einem Monochromator erzeugten Lichtstrahls durch das jeweilige Medium mit einem daran vorbeilaufenden Referenzstrahl ermittelt. Aufgrund der Größe des Probenraumes waren nur Messungen senkrecht zur Kristallachse möglich, jedoch keine entlang der vollen Länge des Kristalls. In der folgenden Abbildung ist der Strahlengang schematisch skizziert.

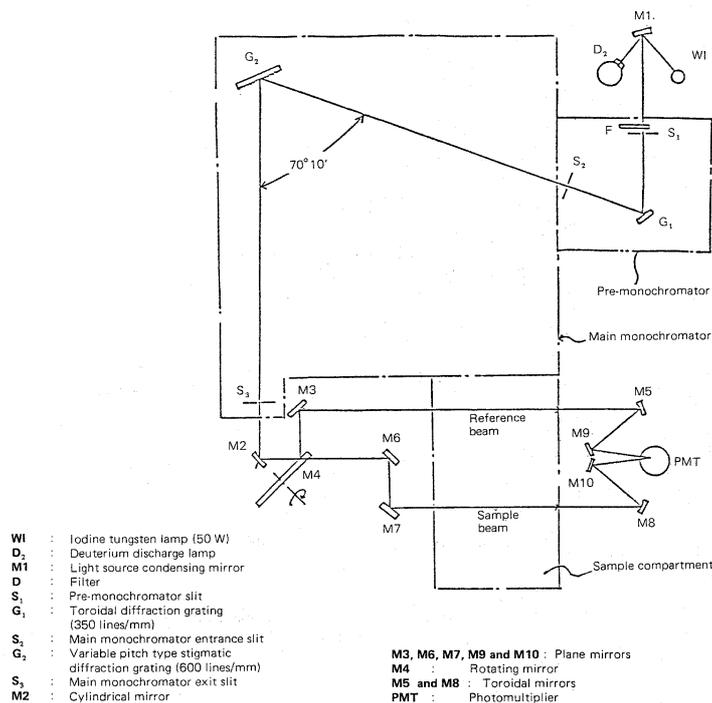


Abb. 1.2 Strahlengang im Hitachi U-3200 Spektrometer.

Die ausgelesenen Daten wurden bis zu diesem Zeitpunkt lediglich über einen Thermoplotter ausgegeben, was eine weitere Auswertung mit computergestützten Analyseprogrammen, wie z.B. Excel, Origin oder PAW sehr erschwerte. Aus diesem Grund wurde im Rahmen der ausgedehnten Testmessungen die Anbindung des Spektrometers an einen PC über die serielle Schnittstelle realisiert und so eine Übertragung sämtlicher gewonnenen Daten in ASCII-Code ermöglicht. Die Eigenschaften der Kristalle konnten von nun an viel detaillierter und vor allen Dingen auch wesentlich schneller mit extra dafür konzipierter Auslesesoftware untersucht werden.

Die vorliegenden PbWO_4 -Kristalle wurden in aufrechter Position in dem Probenbereich aufgestellt und dieser mit einem lichtdichten Aluminiumzylinder verschlossen.

Mit Hilfe einer verstellbaren Stativanordnung, deren Spindel mit einem Zähler versehen war, wurde es ermöglicht, unterschiedliche vertikale Positionen des Kristalls in den Strahlengang zu bringen (s. Abb. 1.3). Die Transmissionseigenschaft wurde an mehreren Punkten in Abständen von 2.0 cm entlang der longitudinalen Kristallachse bestimmt, um auch eine Aussage über die Homogenität machen zu können. Gemessen wurde in dem relevanten Wellenlängenbereich von 300 – 700 nm mit einer Schrittweite von 2 nm.

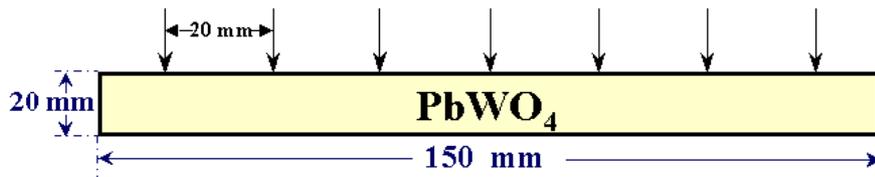


Abb. 1.3 Anordnung der Messungen entlang der longitudinalen Kristallachse.

Es zeigte sich, daß die Transmission stark mit dem jeweiligen Winkel, den der Strahl in einer Ebene senkrecht zur Hauptachse des Kristalls hatte, variierte, was in erster Linie darauf zurückzuführen ist, daß die geometrische Achse der Kristalle nicht mit der Symmetrieachse der Elementarzelle zusammenfällt. Darin sind auch die Doppelbrechungen begründet. Vor Beginn der Messung wurde der Kristall so zum Strahl orientiert, daß die Transmission ein Maximum erreichte.

Die gemessenen absoluten Transmissionswerte wurden außerdem auf den Wert bei 500 nm normiert ($T=100\%$), um einen relativen Vergleich zwischen verschiedenen Kristallen möglich zu machen.

Die Messungen ergaben eine Einteilung der Kristalle in drei unterschiedliche Gruppen: Während man bei einigen keine merkliche Änderung der optischen Transmission entlang ihrer Achse feststellen konnte (homogene Kristalle), wurde bei anderen ein deutlicher Gradient verzeichnet (inhomogene Kristalle). Des weiteren gab es Kristalle, die eine breite Absorptionsbande im Bereich von 380 – 440 nm aufzeigten, ansonsten aber recht homogen waren. Es konnten damit die experimentellen Ergebnisse einer Arbeitsgruppe am California Institute of Technology in Pasadena bestätigt werden [Zhu96].

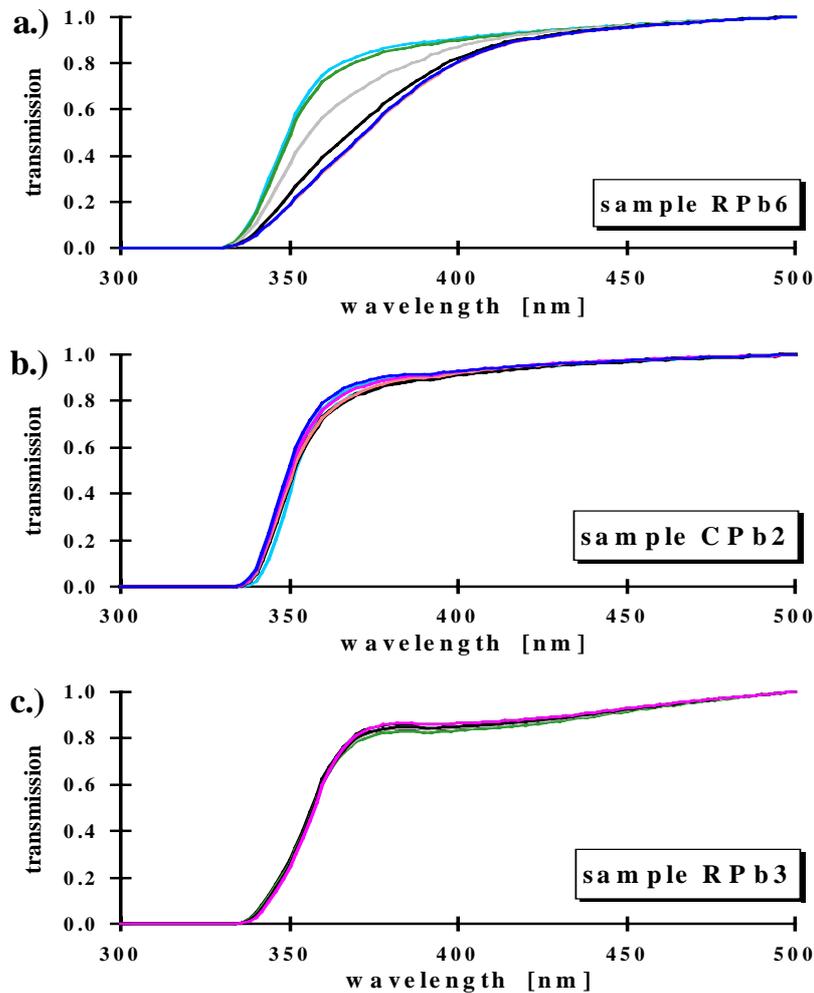


Abb. 1.4 Transmissionsmessungen von PbWO_4 -Kristallen. Die unterschiedlichen spektralen Verläufe innerhalb eines Diagramms beruhen auf den verschiedenen Meßpositionen. Die untersuchten Kristalle können in drei Gruppen eingeteilt werden. In a.) inhomogene Kristalle, b.) homogene Kristalle und c.) Kristalle mit breiter, flacher Absorptionsbande zwischen 380 - 440 nm.

Man kann allgemein festhalten, daß die Transmission zwischen 345 und 375 nm auf ihren halben Wert absinkt. Die Steigung der Absorptionskante wird durch die Differenz der korrespondierenden Wellenlängen bei einer Transmission von 30 % und 70 % definiert. Der Parameter $\Delta\lambda = \lambda_{70\%} - \lambda_{30\%}$ variiert zwischen 10 und 30 nm.

Der spektrale Verlauf des Transmissionsverhaltens zeigt bei einigen homogenen Proben eine breite, jedoch sehr flache Absorptionsbande im Bereich zwischen 380 nm und 440 nm, die im Bereich des Emissionsspektrums des Szintillationslichtes liegt (vgl. Abb. 1.4.c). Etwa ein Viertel aller untersuchten Kristalle ist in ihren optischen Eigenschaften äußerst inhomogen (vgl. Abb. 1.4.a).

1.3. Lumineszenzausbeute

Für Experimente in der Mittel- und Hochenergiephysik ist eines der Auswahlkriterien für Szintillationsmaterialien die Anzahl der Photonen, die bei einer bestimmten deponierten Energiemenge erzeugt werden, da die Anzahl der Photonen direkt über die Photonenzahlstatistik in das Energieauflösungsvermögen eingeht. Da die Lumineszenzausbeute für verschiedene Exemplare ein und desselben Kristalltyps durchaus größere Unterschiede zeigen kann, ist es wichtig, genauere Kenntnisse über diesen Parameter zu erlangen. Die Messung mit einer niederenergetischen γ -Quelle ist eine gebräuchliche und praktische Methode, um dieses Kriterium ohne größere Beschleunigeranlagen im Labor überprüfen zu können. Im Gegensatz zu vielen anderen Szintillationsmaterialien wie z.B. BaF_2 , welche relativ viel Licht pro MeV deponierter Energie emittieren, handelt es sich bei Bleiwolframat allerdings um einen Szintillator, der nur sehr wenig Licht aussendet (s. Tabelle 2).

Szintillator	NaJ(Tl)	LiJ(Eu)	CsJ(Tl)	$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	BaF_2	CeF_3	PbWO_4
Photonen pro MeV	$4 \cdot 10^4$	$1.4 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^4$	$2.8 \cdot 10^3$	$6.5 \cdot 10^3$	$\approx 5 \cdot 10^3$	≈ 120

Tabelle 2 Lichtausbeute einiger anorganischer Szintillatoren.

Für die Lichtkonvertierung in ein elektrisches Signal benötigt man deshalb einen Sensor, der auch bei sehr wenigen Photonen noch ein ausreichendes Auflösungsvermögen für den Nachweis der Photoelektronen besitzt. Diese Eigenschaften bringt der erst vor einigen Jahren wieder entdeckte hybride Photomultiplier [Anz95], [Arn94], [Sal92] mit sich, der im folgenden näher erläutert werden soll.

1.3.1. Hybrider Photomultiplier

Hybride Photomultiplier bestehen aus einer herkömmlichen Photokathode, die sich vor einer planaren Halbleiterdiode befindet. In dem wenige Zentimeter großen evakuierten Bereich zwischen der Photokathode und der Diode befindet sich aufgrund der Potentialdifferenz von einigen Kilovolt ein starkes elektromagnetisches Feld. An der Halbleiterdiode selbst wird eine Bias-Spannung (Reverse Bias) zur besseren Ladungssammlung angelegt (s. Abb. 1.5).

Ein eindringendes Photon wird an der Photokathode aufgrund des Photoeffekts in ein Photoelektron konvertiert. Danach wird es beschleunigt und von einigen zwischengeschalteten Elektroden fokussiert. Die Diode ist so plziert, daß sie sich im Brennpunkt des sphärischen elektrischen Feldes befindet. Die eintreffenden Elektronen verteilen sich über einen Bereich von wenigen mm^2 auf dem Chip. In der ladungsträgerverarmten Zone werden die Elektronen gestoppt und erzeugen dort Elektron-Loch-Paare. Die Verstärkung, die hierbei erzielt wird, ist proportional zu der Beschleunigungsspannung der Elektronen. Die Akkumulation der getrennten Ladungen führt dann zu den weiterzuverarbeitenden Ladungsimpulsen.

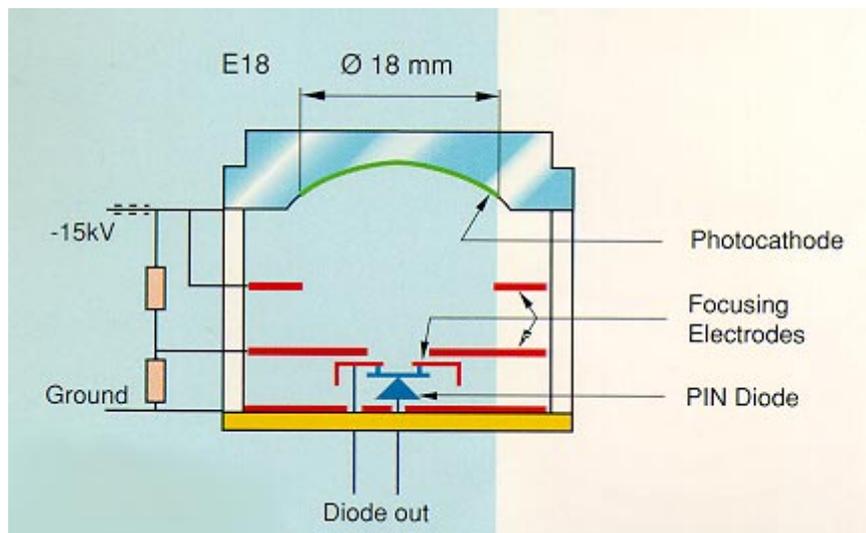


Abb. 1.5 Schematischer Aufbau eines hybriden Photomultipliers [DEP].

1.3.2. Experimenteller Aufbau zur Qualitätskontrolle

Es handelte sich bei dem verwendeten Aufbau um eine Koinzidenzmessung zwischen den Signalen des an einen hybriden Photomultiplier angekoppelten PbWO_4 -Kristalls und einem sich darüber befindlichen Plastikszintillator, der mit einem herkömmlichen Photomultiplier ausgelesen wurde (s. Abb. 1.6). Die dabei detektierten koinzidenten

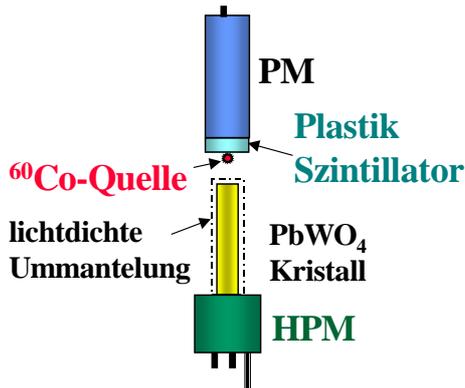


Abb. 1.6 Experimenteller Aufbau zur Bestimmung der Lumineszenzausbeute von PbWO_4 -Kristallen.

Photonen kamen von einer ^{60}Co -Quelle ($E_{\gamma_1} = 1.17 \text{ MeV}$, $E_{\gamma_2} = 1.32 \text{ MeV}$), die genau dazwischen angebracht war. Die Bleiwolframat-Kristalle wurden zunächst mit Teflon ummantelt und danach in Aluminiumfolie ($d=20 \mu\text{m}$) gewickelt, um die Reflexionsverluste an der Kristalloberfläche möglichst gering zu halten. Mit Hilfe von Baysilone M 300.000 (Bayer) wurden sie an das Quarzfenster des hybriden Photomultipliers angekoppelt und mit einer licht-dichten Ummantelung aus Aluminium umgeben. Alle Kristalle wurden in beiden Orientierungen vermessen, um einen weiteren Hinweis auf mögliche Inhomogenitäten zu erhalten.

Die Auslese der Energie und Zeitinformationen erfolgte durch das Programm DAX [Hej94], wobei kommerzielle ADCs, TDCs⁷, und CFDs⁸ über einen CAMAC-Bus ausgelesen wurden. Nähere Einzelheiten sind dem Schaltbild 1.7 zu entnehmen.

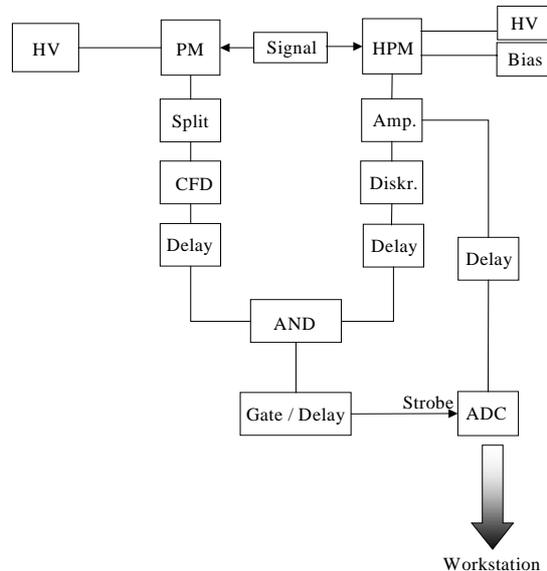


Abb. 1.7 Schematischer Aufbau der Elektronik zur Auslese der Signale bei der Bestimmung der Lumineszenzausbeute von PbWO_4 -Kristallen.

⁷ Analog-To-Digital-Converter / Time-To-Digital-Converter

⁸ Constant-Fraction-Discriminator

1.3.3. Ergebnisse der Messungen

Bei den durchgeführten Messungen ergaben sich zum Teil große Unterschiede zwischen den einzelnen Kristallen, sowie zwischen den verschiedenen Orientierungen einiger Kristalle. In den folgenden beiden Diagrammen sind die Kristalle mit der höchsten (CPb2) und der geringsten Lumineszenzausbeute (RPb3) einander gegenübergestellt.

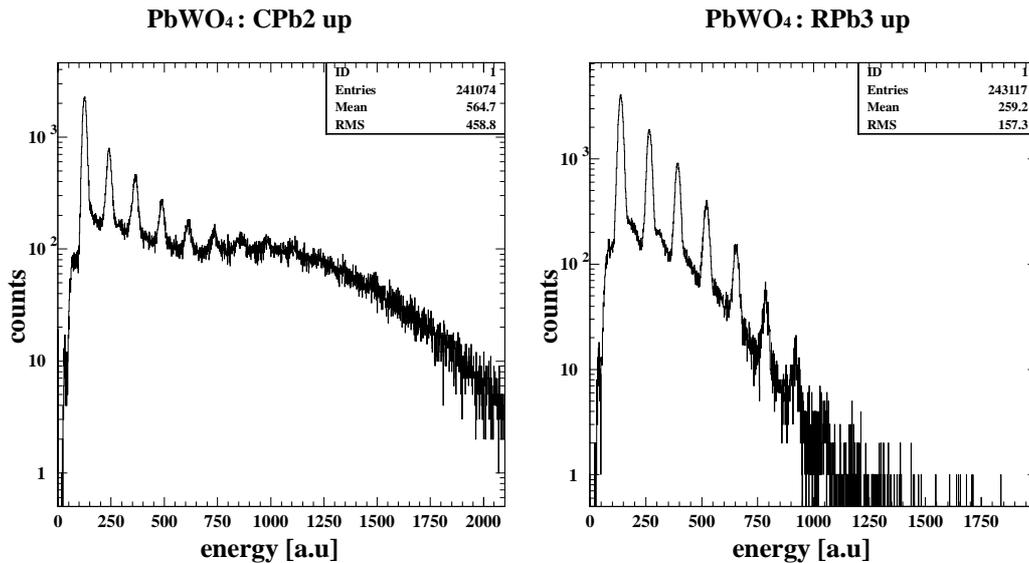


Abb. 1.8 Vergleich des Ansprechverhaltens zweier PbWO_4 -Kristalle auf die γ -Strahlung einer ^{60}Co -Quelle, gemessen mit einem hybriden Photomultiplier.

Es ist die Verteilung der Lichtausbeute in beliebigen Einheiten aufgetragen. Die Strukturen entsprechen der Anzahl der nachgewiesenen Photoelektronen (Beginn des Spektrums bei 1 Photoelektron). Man erkennt hier sehr gut das hervorragende Auflösungsvermögen für einzelne Photoelektronen. Die breite dominierende Verteilung, die man in der linken Abbildung als zusätzliche Überlagerung zu den Photoelektronenpeaks erkennt, stammt vom Compton-Kontinuum, in dem der gewohnte Photopeak, wegen der geringen Auflösung bei wenigen Photoelektronen nur als leichte Schulter andeutungsweise zu sehen ist.

Da die Abstände der einzelnen Photoelektronenpeaks äquidistant sind, kann man die Energieachse direkt in Photoelektronen eichen. Der Schwerpunkt der gemessenen Verteilungen ergibt einen durchschnittlichen Wert von 3.4 Photoelektronen (s. Abb. 1.9, Abb. 1.10), was direkt zu der Zahl der primär erzeugten Photonen führt. Wenn man eine Absorptionslänge des Szintillationslichtes von $\Lambda = 39$ cm und eine Quanteneffizienz der Photokathode von 14 % bei einer Wellenlänge von $\lambda = 480$ nm, eine mittlere Wegstrecke der Photonen zur Photokathode (Mehrfachreflexion) von 30 cm und eine durchschnittliche deponierte Energie von 690 keV zu Grunde legt und berücksichtigt, daß nur 64 % des Kristalls von der Fläche der Photokathode abgedeckt werden, so führt die

mittlere Zahl von 3.4 Photoelektronen zu 120 primären Photonen pro MeV deponierter Energie (s. Gleichung 6).

$$[6] \quad 120 \text{ Photonen /MeV} = 3.4 \text{ Photoelektronen} \cdot \frac{1}{e \frac{30 \text{ cm}}{39 \text{ cm}}} \div 14 \% \div 64 \% \div 69 \%$$

Die chinesischen Kristalle kennzeichneten sich in diesem Test durch die größte Lichtausbeute, waren aber in ihrem Verhalten auch diejenigen, die den größten Unterschied zwischen den beiden Orientierungen zeigten. Man muß außerdem berücksichtigen, das diese Kristalle etwas länger waren ($l = 160 - 201 \text{ mm}$) als die übrigen Kristalle ($l = 150 \text{ mm}$).

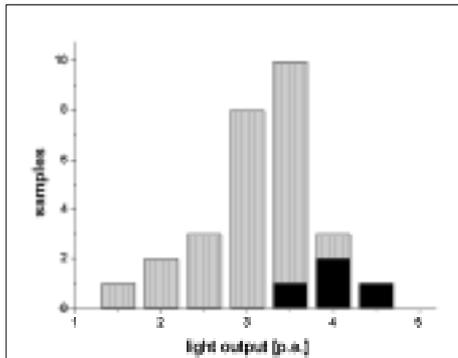


Abb. 1.9 Verteilung der durchschnittlichen Anzahl an Photoelektronen der einzelnen Kristalle gemessen mit einem hybriden Photomultiplier und einer ^{60}Co -Quelle. Die unterschiedlichen Lieferanten sind farblich gekennzeichnet (s. Abb. 1.10.).

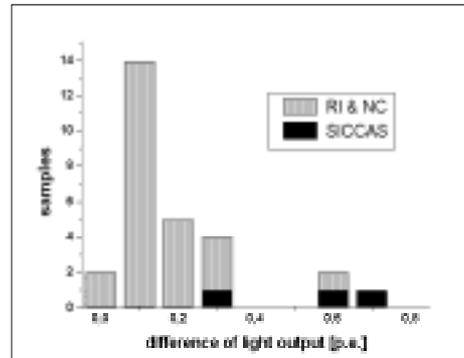


Abb. 1.10 Verteilung der Differenz der Anzahlen der gemessenen Photoelektronen für die jeweiligen Orientierungen der Kristalle. Die Ergebnisse wurden mit einem hybriden Photomultiplier und einer ^{60}Co -Quelle erzielt.

Man kann also zusammenfassend festhalten, daß sich die beschriebene Vorgehensweise zur näheren Klassifizierung der Kristalle als äußerst praktikabel und auch aussagekräftig erwiesen hat. Der Literaturwert für die mittlere Anzahl produzierter Photonen pro MeV deponierter Energiemenge konnte reproduziert werden. Damit ist eine Qualitätsauswahl der Kristalle für einen Experimentaufbau mit einer Untereinheit von 5×5 Kristallen (s. Kapitel 2) möglich.

1.4. Ergebnisse mit herkömmlichen Photomultipliern

Nachdem diese Tests abgeschlossen waren, wurde der Kristall, der sich als der beste erwiesen hatte (der chinesische Kristall CPb2) an einen Hamamatsu R 2059 - 01 Photomultiplier mit Quarzfenster ($\varnothing = 2$ inch) angekoppelt und das Spektrum einer ^{137}Cs - ($E_\gamma = 662$ keV) sowie einer ^{60}Co -Quelle ($E_\gamma \approx 1.25$ MeV) aufgenommen. Man konnte einen deutlichen Unterschied in der Lage der Photopeaks in den beiden aufgenommenen Spektren erkennen (s. Abb. 1.11). Diese Differenzierung ist wegen der schlechten Energieauflösung des herkömmlichen Photomultipliers bei wenigen Photonen durchaus beachtlich. Eine Trennung der beiden Kobalt-Linien ist natürlich mit einem dabei erzielten Auflösungsvermögen von $\sigma/E \approx 35\%$ nicht möglich.

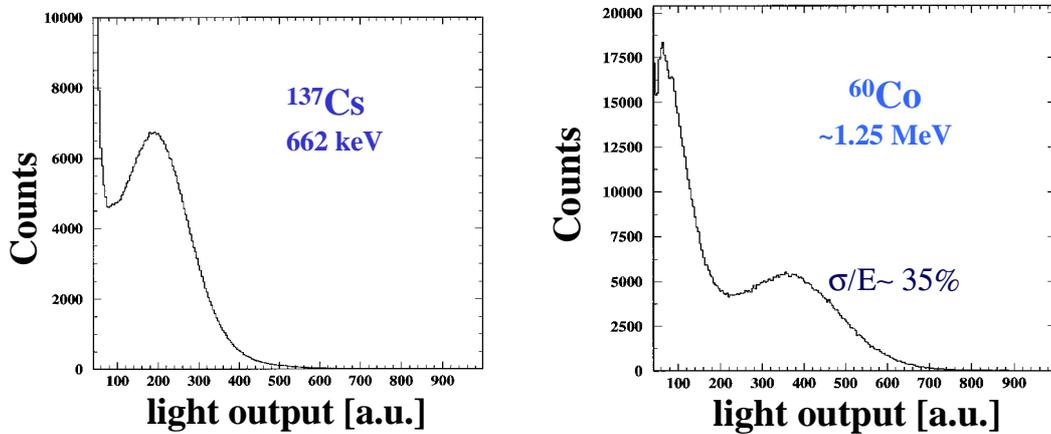


Abb. 1.11 Messungen des Ansprechverhaltens von radioaktiven Standardquellen mit dem besten Kristall, angekoppelt an einen herkömmlichen Photomultiplier (Hamamatsu R 2059-01). Es wurde eine Energieauflösung von $\sigma/E = 35\%$ für ^{60}Co mit einer γ -Energie von $E_\gamma \approx 1.25$ MeV erzielt.

Kapitel 2

Testexperiment am MAMI

*Ergebnisse ! Mein Guter, ich habe
viele Ergebnisse erzielt. Ich kenne
Tausende von Sachen, die nicht
funktionieren.*

Edison

Gut, danke.

*M. Okuda, techn. Berater von
Star Trek auf die Frage wie
Heisenberg-Kompensatoren
funktionieren*

Kapitel 2

2. Testexperiment am MAMI

Die genaueren Kenntnisse über die Kristalleigenschaften wurden verwendet, um einen experimentellen Aufbau am Mainzer Mikrotron zu optimieren und dort Messungen durchzuführen. Zu diesem Experiment standen monochromatische Photonen in einem Energiebereich zwischen 50 und 790 MeV zur Verfügung. Auf die näheren Einzelheiten soll in dem folgenden Kapitel eingegangen werden.

2.1. Der Elektronenbeschleuniger MAMI

Der Elektronenbeschleuniger MAMI (Mainzer Mikrotron) besteht aus drei hintereinander geschalteten *Racetrack Microtrons* (RTM) mit einem 3.46 MeV Linearbeschleuniger als Injektor (s. Abb. 2.1). Das Prinzip des Mikrotron-Beschleunigers sind wiederholte Strahlrückführung und Nachbeschleunigung in einem Linearbeschleuniger. Die

zur Verfügung stehende Endenergie beträgt bei vorzeitiger Extraktion nach der zweiten Stufe 180 MeV und kann in der dritten Stufe in 15 MeV Schritten bis 855 MeV gesteigert werden (zeitweise sogar 882 MeV). Die Linearbeschleuniger der RTMs werden mit einer Hochfrequenz von 2.45 GHz in normalleitenden Strukturen

betrieben. Man erreicht Ströme bis zu 100 μA im Dauerstrich-Modus und damit ein makroskopisches Tastverhältnis⁹ (*duty factor*) von 100 %. Die geringe Emittanz und die hohe Strahlstabilität sind die Basis zur Erzeugung eines gut kollimierten, stabilen Photonstrahls mit bekannter Intensität, der in Kombination mit der Energiemarkierung von Bremsstrahlungsphotonen Präzisionsexperimente zu Photoproduktionsreaktionen im Mittelenergiebereich von 60 bis 850 MeV ermöglicht [Ant91], welche an anderen Forschungseinrichtungen nur beschränkt durchführbar sind. Weitere Beschreibungen zum Mainzer Mikrotron sind beispielsweise in [Her91] zu finden.

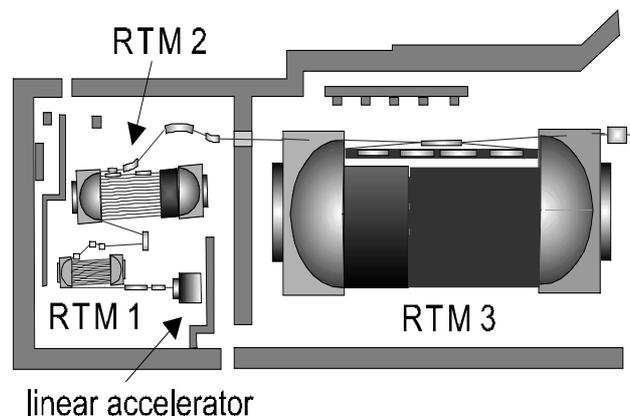


Abb. 2.1 Schematische Zeichnung des Elektronenbeschleunigers MAMI.

⁹ Als Tastverhältnis wird bei gepulsten Strahlen der Zeit-Quotient aus Strahl angeschaltet zu Strahl ausgeschaltet bezeichnet.

2.1.1. Produktion monochromatischer Photonen

Hochenergetische, monochromatische Photonen sind ein ideales und sehr selektives Instrument zur Untersuchung nuklearer Strukturen und ihrer Zusammenhänge und waren die Voraussetzung einiger entscheidender Erfolge in der Kernphysik. Die Produktion ist allerdings nicht trivial, da es keine bekannten natürlichen Quellen reeller Photonen mit einer Energie $E_\gamma \geq 10$ MeV gibt. Die grundsätzliche Idee, die hinter allen Konzepten steht, besteht darin, ein kontinuierliches Spektrum zu produzieren, daraus einzelne Photonen auszuwählen und ihre Energie zu bestimmen (*taggen*). Bei der Entwicklung modernster Elektronen-Beschleuniger in den letzten Jahren in Bonn (Elsa), Mainz (MAMI) und Grenoble (ESRF¹⁰) wurden unterschiedliche Verfahren zur Produktion von getaggeten Photonen realisiert. Drei *tagging*-Methoden sollen im folgenden erläutert werden :

1. Nach der Messung eines Photons aus der Elektron-Positron-Vernichtungsreaktion $e^- e^+ \rightarrow \gamma\gamma$ ist die Energie des zweiten Photons bekannt, wenn ein monochromatischer Positronenstrahl verwendet wird. Nachteile dieser „in-flight“ Annihilation von Positronen sind ein großer Untergrund von e^+ -Bremsstrahlungsereignissen sowie ein relativ geringer Photonenfluß von 10^5 s⁻¹, der durch die kleinen Produktionsquerschnitte von Positronen und den zusätzlichen Photonennachweis limitiert wird.
2. Das gemessene gestreute Elektron aus dem Compton-Streu-Prozeß $\gamma e \rightarrow \gamma' e'$ von Laserlicht an einem hochenergetischen Elektron legt die Energie des rückgestreuten Photons fest. Dieses sogenannte *Laser-Backscattering* wird am BNL¹¹ durchgeführt. Die dortige Laser Electron Gamma Source (LEGS) ist in der Lage, Gammastrahlung bis zu einer Energie von 320 MeV mit einem Quantenfluß von 10^6 s⁻¹ bereit zu stellen. Dieser Strahl wird mit polarisiertem Licht eines Ultraviolett-Lasers erzeugt, welches durch inversen Compton-Effekt an Elektronen gestreut wird, die man aus dem Speicherring der National Synchrotron Light Source (NSLS), worin sie mit einer Energie von 2.6 GeV zirkulieren, extrahiert. Ein Vorteil dieser Methode ist die vollständige Polarisation des Photons, die aus der Polarisation des Laserlichtes und der Helizitätserhaltung bei der Rückstreuung resultiert.
3. In der Bremsstrahlungsreaktion $eZ \rightarrow e'\gamma Z$ bestimmt die Energie des gestreuten Elektrons die Energie des Photons. Diese Methode wird in Mainz angewendet und erreicht einen Photonenfluß von 10^8 s⁻¹. Sie wird im folgenden näher erläutert.

¹⁰ European Synchrotron Radiation Facility

¹¹ Brookhaven National Laboratory

2.1.2. Der Glasgow-Mainz-Tagger

Die mit Hilfe des Mainzer-Mikrotrons beschleunigten monoenergetischen Elektronen treffen auf einen Radiator (s. Abb. 2.4), typischerweise eine dünne Metallfolie (z.B. eine 4 μm Nickelfolie), und erzeugen Bremsstrahlungspotonen (s. Abb. 2.2). Die Bestimmung der Restenergie der monoenergetischen Elektronen nach dem Bremsstrahlungsg-

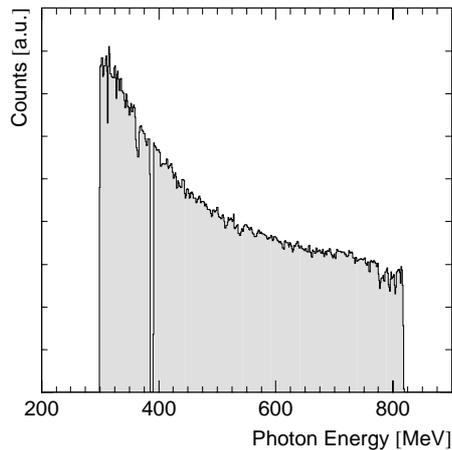


Abb. 2.2 Typischer Verlauf eines gemessenen Bremsstrahlungsspektrums des Tagger-Spektrometers.

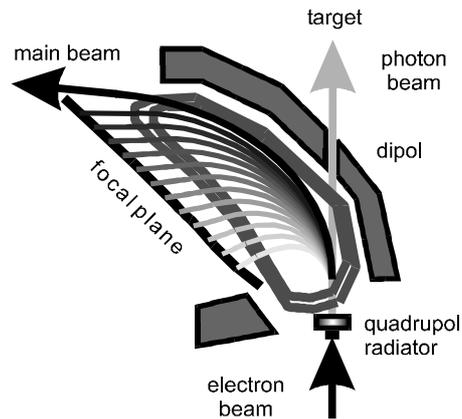


Abb. 2.3 Schemazeichnung des Tagger-Spektrometers; die Trajektorien gestreuter Elektronen sind angedeutet.

prozeß im Feld eines Atomkerns ist dann Voraussetzung für die Bestimmung der γ -Energie. In einem Dipolfeld von ca. 1 Tesla Feldstärke wird das gestreute Elektron analysiert, indem es in der Fokalebene in einer Anordnung von 352 Plastikszintillatorstreifen detektiert wird (s. Abb. 2.3, 2.5). Die Energie- und Impulsbilanz dieses Prozesses lassen verlässliche Aussagen über einzelne Photonen im Strahl zu. Die Energie des Photons beträgt $E_\gamma = E_{\text{Strahl}} - E_{e^-}$, wenn man in erster Näherung den Energieübertrag auf den Stoßkern vernachlässigt, was gewährleistet wird, indem man relativ schwere Elemente (Nickel) im Radiator verwendet. Der Energieübertrag beträgt nach [Kru95] zu 99% weniger als 2.5 keV.

Essentiell ist es nun, durch die Wahl eines Zeitfensters eine präzise Korrelation zwischen dem detektierten Elektron und dem koinzidenten Photon zu erreichen. Diese Zuordnung verläuft eindeutig bei Zählraten bis zu 10^6 Photonen pro Taggerkanal. Durch eine überlappende Anordnung der 2.4 cm breiten und 2 mm dünnen Szintillatorstreifen wird eine Energieauflösung von 2.4 MeV für die niedrigsten und 1.1 MeV für die höchsten Elektronenenergien erreicht [Ahr89]. Wird die Elektronenenergie sehr klein, liegen die Zähler nicht mehr senkrecht zu den Trajektorien der Elektronen, was zu einer Verschlechterung der Energieauflösung im Bereich von $E_\gamma = 750$ MeV führt, die dann wieder auf 1.8 MeV ansteigt. Die überlappende geometrische Anordnung bedingt außerdem, daß alle Ereignisse immer von einem Paar von Szintillatoren detektiert werden, wodurch man den Untergrund in hohem Maße unterdrücken kann.



Abb. 2.4 Verlauf der Führung des Elektronenstrahls in einem Vakuumrohr bis zum Bremsstrahltarget.



Abb. 2.5 Ansicht der Rückseite der Tagger-Detektoren. Die Mittelachse entspricht der Fokalebene

Zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte muß der Photonenfluß auf das Target sehr genau bekannt sein. Dies wird durch separate Messung des Bruchteils der Photonen erreicht, die den Kollimator passieren und die zu den im Tagger nachgewiesenen Elektronen korreliert sind. Diese *tagging efficiency* wird mit Hilfe eines Bleiglas-Detektors (PbO) bei niedrigerer Strahlintensität direkt gemessen und ist typisch bei einem Wert von 60 % markierter Photonen. Der Photonenfluß wird neben den Tagging-Effizienz-Messungen auch über einen Strahlfluß-Monitor überwacht und ermöglicht so zusammen mit den experimentellen Erfahrungswerten die Kontrolle über den Photonenstrahl. Eine bei allen Beschleunigerexperimenten wichtige Größe ist die Luminosität \mathcal{L} , die sich aus dem Fluß Ψ_γ und der Dichte der Targetteilchen ergibt. Aus ihr und dem Wirkungsquerschnitt σ resultiert die Reaktionsrate N_R eines Prozesses :

$$[7] \quad N_R = \mathcal{L} \cdot \sigma$$

Die Dicke des Radiators liegt in der Regel bei einer Größenordnung von $10 \mu\text{m}$, was ungefähr 0.1% der Strahlungslänge X_0 entspricht. Der Winkel des Öffnungskegels des Strahls beträgt annähernd $\Theta = m_e/E_e$, mit m_e und E_e als Ruhemasse und Energie des produzierenden Elektrons. Dieses Verhältnis geht bei den relativistischen Elektronen im Beschleuniger schnell auf einen Wert unter einem Tausendstel herunter. Es handelt sich also um einen sehr kollimierten Strahl, der dann das Target des Experiments trifft. Eine ausführlichere Beschreibung des Tagger-Spektrometers findet sich in [Ant91].

Im Rahmen dieses Experiments wurde der Photonenstrahl durch einen 250.9 cm vom Radiator entfernten Kollimator mit einem Durchmesser von 2 mm geleitet, woraus sich ein Strahlfleck von 12.76 mm Durchmesser auf dem 13.495 m entfernten Target ergab (vgl. Abb. 2.6).

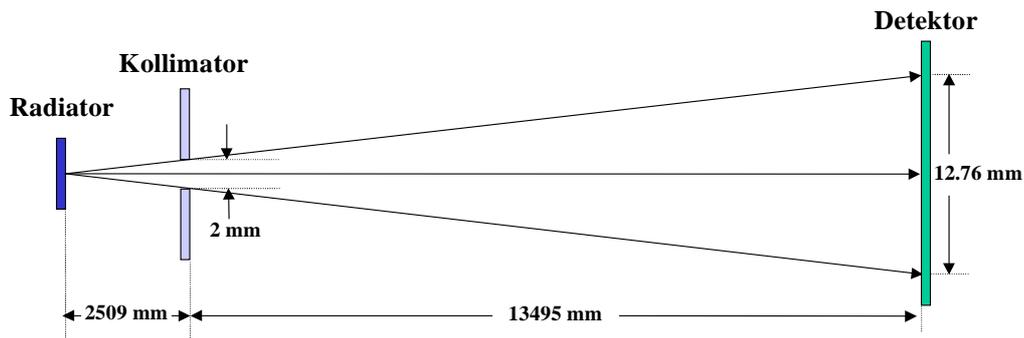


Abb. 2.6 Konstruktion der Strahlfleckgröße beim Experiment am MAMI.

2.2. Experimenteller Aufbau

Aufbauend auf den Erfahrungen, die man bereits bei einer ähnlichen Messung in Mainz mit Elektronen gemacht hatte, wurde ein verbesserter Aufbau, diesmal für monochromatische Photonen, konzipiert. Während damals lediglich ein 3x3 Block zur Verfügung stand, hatte man diesmal die Möglichkeit, ein System aus 5x5 Detektoren zu bestücken.

2.2.1. Positionierung der Kristalle

Die besten 25 Kristalle wurden einzeln in drei Schichten Teflon eingewickelt (Dicke $\approx 15\mu\text{m}$) und jeweils mit Baysylone M300.000 an einen Philips XP1911 Photomultiplier angekoppelt. (Die Photomultiplier wurden mit einem Spannungsteiler versehen, dessen Signal- und Hochspannungskabel durch eine runde Metallhülse geführt waren.)

Bei der Anordnung dieser so aufgebauten Detektorkomponenten (s. Abb. 2.7) in dem 5x5 Array wurden die Ergebnisse der im Kapitel 1 beschriebenen Messungen dahingehend verwendet, daß die Qualität der Kristalle von der Mitte hin zu den außen positionierten Modulen immer weiter abnahm.

Die Qualität der eingesetzten Photomultiplier wurde ebenfalls bestimmt und aufgrund dessen, analog zu den Auswahlkriterien der Kristalle, an die entsprechenden Partner gekoppelt. Bei der Qualitätsmessung handelte es sich um einen relativ einfachen Aufbau, bei dem ein CsJ Kristall an den zu untersuchenden Photomultiplier angekoppelt wurde und das Photonenspektrum einer ^{137}Cs Quelle untersucht wurde, um die relative Verstärkung und das Auflösungsvermögen der einzelnen Photomultiplier zu bestimmen.

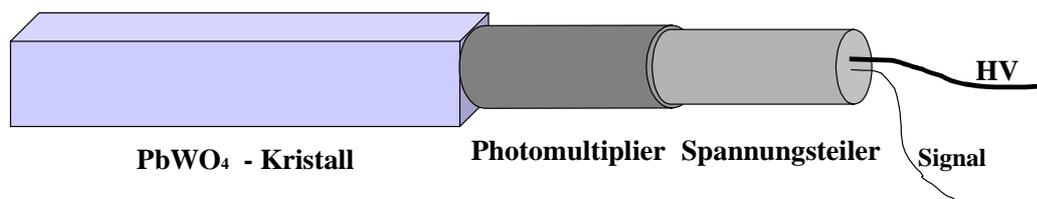


Abb. 2.7 Aufbau eines Detektormoduls.

2.2.2. Der 5x5 Detektorblock

Die Anordnung der 25 verpackten und angekoppelten Kristalle erfolgte nun in einem etwa 40 cm langen zylindrischen Aluminiumaufbau, in dessen Inneren sich ein kubischer Hohlraum mit einer vorderen Querschnittsfläche von 10.5 cm x 10.5 cm befand. Die Kristalle wurden nacheinander an ihrer Stelle positioniert und ihre Lage durch ein, von der Rückseite der Aluminiumhülle her einschraubbares Gewinderohr fixiert, das auf die Metallhülse, durch die die Kabel des Spannungsteilers geführt waren, drückte (s. Abb. 2.8). Dies ermöglichte auch den problemlosen Einbau von Kristallen mit unterschiedlicher Gesamtlänge.

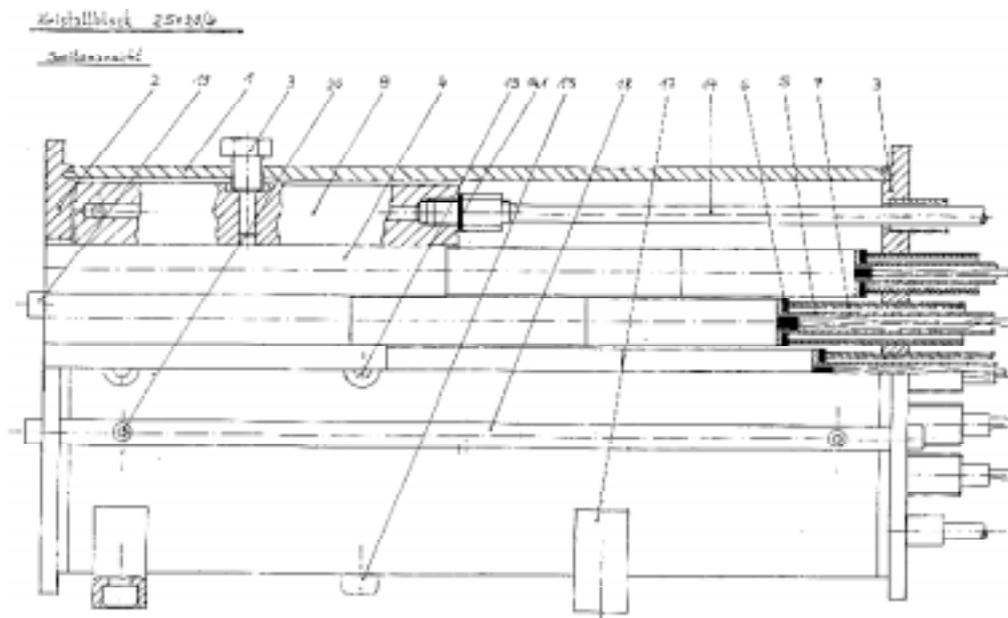


Abb. 2.8 Technische Zeichnung der Seitenansicht des Detektorgehäuses. Man erkennt dunkel schraffiert die einschraubbaren Gewindestücke.

Zwischen den einzelnen Kristallagen wurden drei Platin-Folien-Tempersensoren angebracht (Firma Juchheim, 21 mm x 50 mm x 0.3 mm), mit denen man über eine Widerstandsänderung eine korrelierte Temperaturänderung im Bereich zwischen -80°C und 180°C messen konnte. Die Auslese erfolgte mit herkömmlichen digitalen Multimetern, deren Genauigkeit für einen Fehler der absoluten Temperaturmessung von $\pm 1^{\circ}\text{C}$ verantwortlich ist.

Das Experiment wurde später bei einer innerhalb des Kristallblocks nahezu konstanten Temperatur von 8°C durchgeführt.

An den vier Außenflächen der inneren Detektorkammer wurden abgerundete Aluminiumplatten angebracht, durch die sich jeweils zwei lange Bohrungen zogen, welche an den Enden mit PVC Schläuchen miteinander zu einem geschlossenen System verbunden waren. Durch diesen Kreislauf pumpte später das Kühlaggregat Ultra Kryomat TK30D die Kühlflüssigkeit, um eine möglichst konstante Temperatur innerhalb des Aufbaus sicherzustellen. Die einzelnen Schritte des Aufbaus der Detektoruntereinheit sind in den Abbildungen 2.9 und 2.10 nochmals zu sehen. Weitere Details des Aufbaus sind den technischen Zeichnungen im Anhang zu entnehmen



Abb. 2.9 Ansicht eines Bleiwolframat-Kristalls, vor und nach der Ankopplung an einen Photomultiplier mit Spannungsteiler.

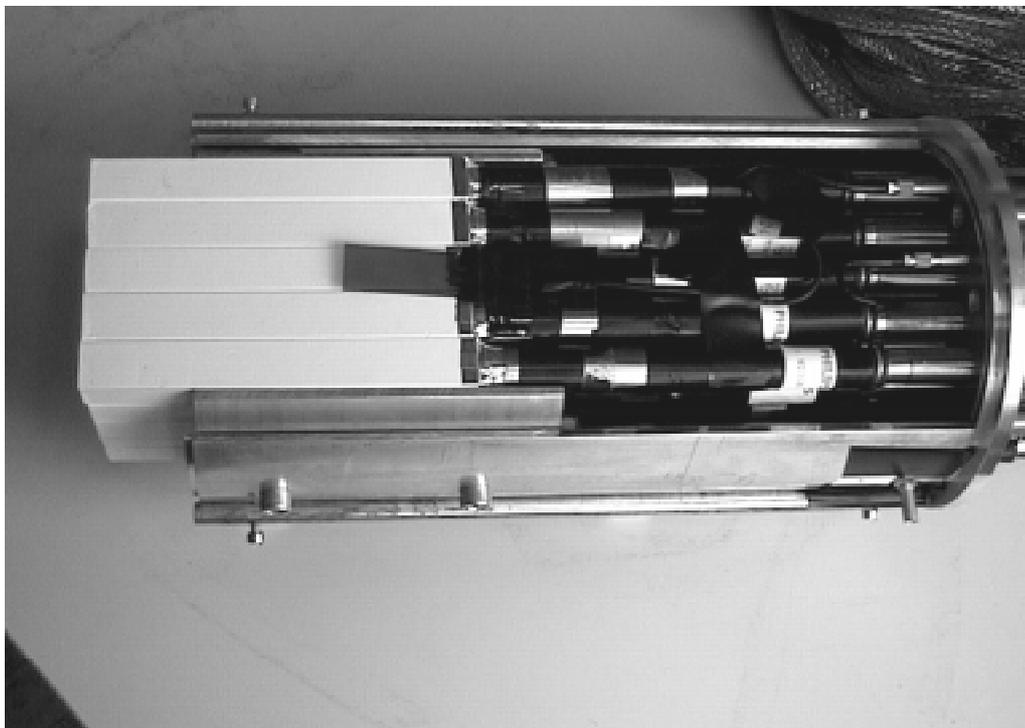


Abb. 2.10 Blick in den bestückten Detektorblock (obere Abdeckung entfernt).

2.2.3. Die Schrittmotorsteuerung

Der 5x5 Detektorblock wurde nach seiner Bestückung auf einem Experimentiertisch verschraubt, auf dessen Rückseite sich eine senkrecht angebrachte Aluminiumplatte mit Signal- und Hochspannungsdurchführungen befand. Ausgehend von dieser Platte erfolgte die Weiterführung der Verkabelung des Detektoraufbaus. Vor dem Detektor wurde ein Plastiksintillator mit einer Fläche von 15 cm x 15 cm als Vetodetektor zur Selektion geladener Teilchen angebracht. Der Experimentiertisch wurde auf einer Vorrichtung angebracht, die dazu diente, ihn in x- und y-Richtung im Strahl verschieben zu können. Es handelte sich hierbei um zwei senkrecht aufeinander sitzende Rahmen, die jeweils durch einen Schrittmotor in einer Richtung bewegt werden konnten. Die beiden innen sitzenden, durch eine Spindel bewegten kleineren Rahmen, waren miteinander verschraubt und ermöglichten somit eine freie Beweglichkeit innerhalb eines Hubs von etwa 50 cm für beide Richtungen. Die Schrittmotoren wurden von einer darunter befindlichen Steuerelektronik geregelt, welche deren aktuelle Position auf LED-Displays anzeigte (s. Abb. 2.11).

Während des Experiments wurde der Aufbau mit Hilfe einer nach außen geführten zusätzlichen elektronischen Steuereinheit bewegt, wobei man mit einer Videokamera die LED-Displays beobachten konnte. Nähere Details sind den technischen Zeichnung im Anhang zu entnehmen (s. Abb. D)

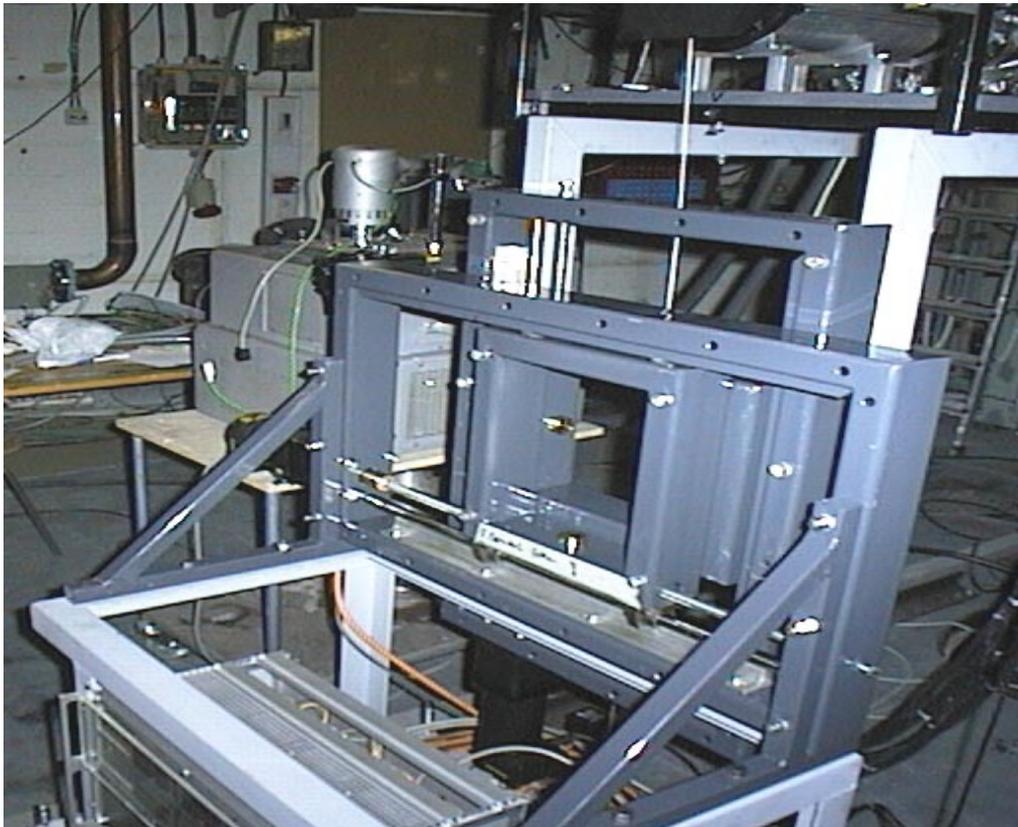


Abb. 2.11 Die Schrittmotorsteuerung diente zur Positionierung des Blocks im Photonenstrahl.

2.2.4. Die Hochspannungversorgung

Für die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier wurde ein LeCroy 1454 High Voltage Main Frame eingesetzt, der mit einem negativen und drei positiven Einschüben von jeweils 12 Kanälen, bestückt war. Die Philips XP 1911 Photomultiplier benötigten positive Hochspannung von etwa 1000 Volt, der des Vetodetektors hingegen negative. Um das Hochspannungsgerät in der Experimentierhalle zu betreiben, erfolgte die Steuerung über die serielle Schnittstelle eines PCs. Aufgrund der Entfernung von etwa 50 m wurden zwei speziell dafür entwickelte Twisted-Pair-Konverter eingesetzt.

2.2.5. Elektronik und Trigger Logik

Die in diesem experimentellen Aufbau verwendete Elektronik bestand aus kommerziellen CAMAC-Modulen. Der wesentliche Punkt der Trigger-Logik war eine dreifache Koinzidenz aus dem Signal des zentralen Detektors (Det. 13), der ausgewählten Tagger-Kanäle und dem logisch invertierten Signal des Veto-Detektors (s. Abb. 2.12). Der Zeitpunkt eines so definierten Ereignisses (Events) wurde durch das Trigger-Signal des zentralen PbWO₄-Moduls vorgegeben. Es fungierte als Common-Start-Signal für die relative Zeitmessung im TDC- und als Gate für die ADC-Kanäle zur Digitalisierung der PM-Signale. Das Stop-Signal kam dann von den individuellen Kanälen. Es wurden zusätzlich auch Messungen ohne Selektion der Tagger-Kanäle durchgeführt, um somit das komplette Bremspektrum aufnehmen zu können.

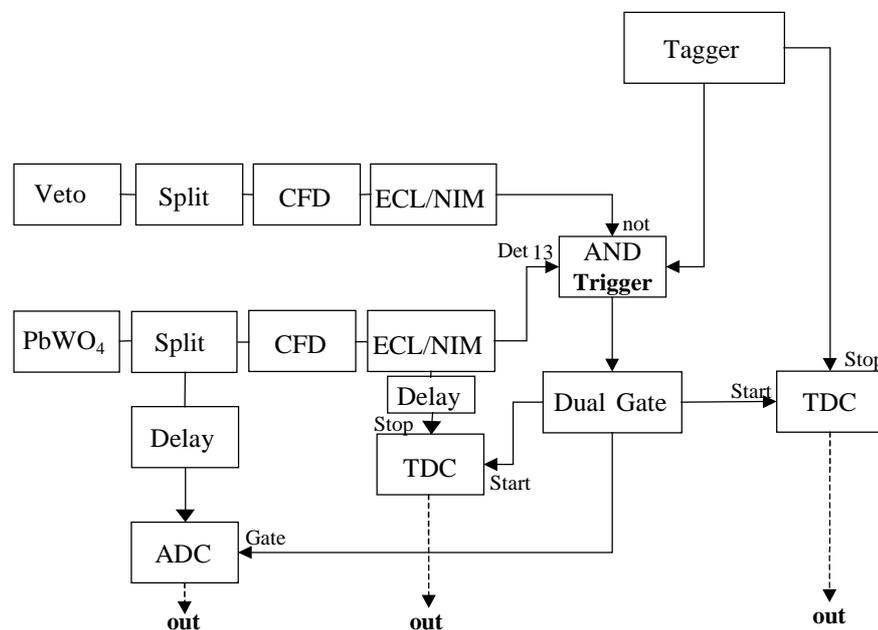


Abb. 2.12 Schematischer Aufbau der verwendeten Auslese-Elektronik. Es handelte sich um eine dreifache Koinzidenz zwischen den Signalen des zentralen Detektors und dem der Taggerkanäle, bei gleichzeitigem Nichtansprechen des Veto-Detektors.

2.2.6. Datenaufnahme

Aufgabe eines Datenaufnahmesystems ist es, bei jedem Ereignis, das durch einen Hardware-Trigger definiert wird, die digitalen Werte aus den Elektronikmodulen auszulesen und auf einen Massenspeicher zu schreiben. Darüber hinaus soll es auch möglich sein, die Daten in aufbereiteter Form zu überwachen (Online Analyse). Die wesentlichen Kriterien, nach denen man ein solches Datenaufnahmesystem beurteilt, sind daher seine Totzeit, also die Zeit, die im Mittel vergeht, bis nach einem Ereignis die Elektronik bereit ist, das nächste zu verarbeiten, damit verbunden die maximale Datenrate und die Flexibilität der Online-Analyse. Die folgenden Hardwarekomponenten wurden eingesetzt :

DECstation 3300 : Dies ist eine Workstation mit einem 100 MHz Alpha Prozessor, 48 MB Hauptspeicher und 2 GB Festplattenspeicher. Das installierte Betriebssystem war UNIX.

Exabyte : Ein Exabyte-Laufwerk schreibt bis zu 5 GB Daten mit einer Übertragungsgeschwindigkeit von ca. 500 kB pro Sekunde auf Band. Es wird an der Workstation über den SCSI-Bus angeschlossen.

Über einen CVC STR-612 CAMAC-Crate-Controller wurden die einzelnen CAMAC-Module ausgelesen und die Daten über Ethernet an die Workstation übertragen. Der CAMAC-Crate-Controller wurde über das Programm DAX [Hej94] initialisiert und gesteuert. Das Programm steuert auch die Speicherung der Daten auf dem Exabyte-Laufwerk. In Abbildung 2.13 ist die kompakte Datenaufnahmeeinheit zu sehen.



Abb. 2.13 Blick auf die Datenaufnahmeeinheit, die bei der Messung am MAMI eingesetzt wurde.

2.3. Durchführung des Experiments

Eine homogene Temperaturverteilung der Detektoren verlangte eine mehrstündige Vorlaufzeit der Kühlung. Die absolute Zentralposition des kollimierten Photonenstrahls wurde nach optischer Justierung mit dem Strahl selbst feinjustiert, durch Optimierung der Pulshöhe im zentralen Detektor. Die typische Strahlintensität betrug ≤ 5000 Photonen/s im zentralen Detektor. Durch direkten Beschuß jedes einzelnen Moduls wurde die Verstärkung durch Anpassung der Hochspannung der Photomultiplier abgeglichen. Es wurde ein Eichspektrum für die selektierten Tagger-Kanäle sowie das gesamte Bremspektrum aufgenommen. Am Ende der Messungen erfolgte die Zeiteichung der TDCs durch Zuschalten von bekannten Verzögerungen zu deren Start-Signalen.

Als die Eichmessungen beendet waren, wurde mit großer Statistik unter zentralem Einschuß das Ansprechverhalten bestimmt. In weiteren Messungen wurde die Strahlposition geringfügig variiert, um später eine Ortsrekonstruktion durchführen zu können. Eine zweite Messreihe erfolgte mit weiteren 7 Tagger-Kanälen, die besonders niedrigen Photonenenergien entsprachen (50 MeV – 129 MeV). Alle Messungen erfolgten bei Integrationszeiten von 160 ns, als auch von 240 ns, bei der Digitalisierung der Detektorsignale. Der Aufbau der gesamten Detektoreinheit in der Experimentierhalle ist in Abbildung 2.14 zu sehen.

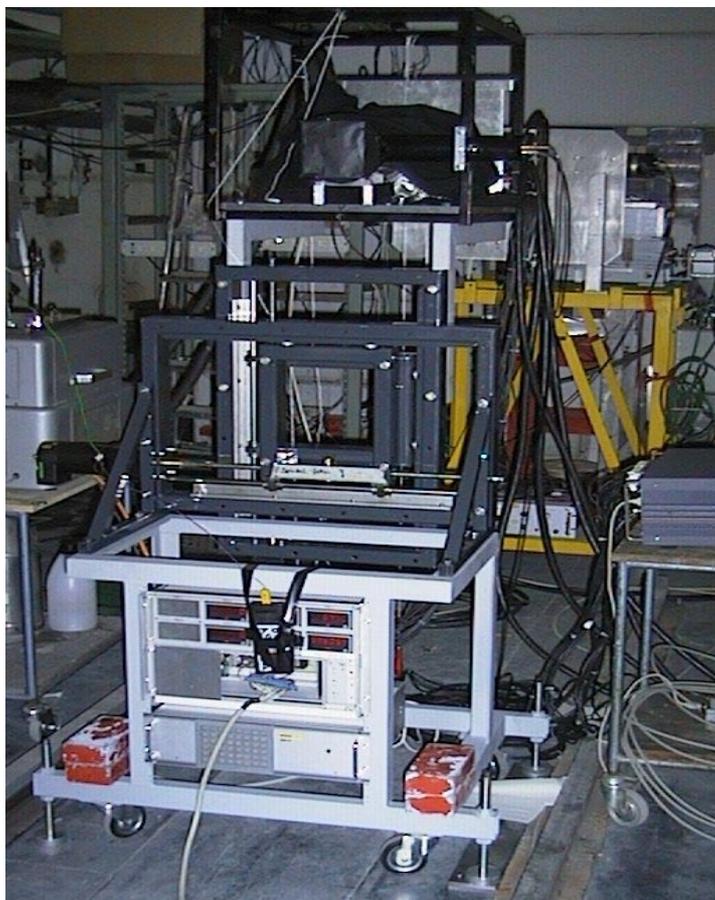


Abb. 2.14 Vorderansicht des experimenteller Aufbaus bei der Messung von monochromatischen Photonen am MAMI.

Kapitel 3

Datenanalyse

*Die Menschen verdrießt's, daß das
Wahre so einfach ist; sie sollten
bedenken, daß sie noch Mühe genug
haben, es praktisch zu ihrem
Nutzen anzuwenden.*

Goethe

*Ich möchte, daß auch das Unmögliche
untersucht wird.*

J.T.Kirk

Kapitel 3

3. Datenanalyse

Die bei den Messungen in Mainz gewonnenen Daten befanden sich zunächst auf Exabyte-Bändern und es stellte sich nun die Frage, mit welcher Analyse-Software die Auswertung der Rohdaten erfolgen sollte. Da man bei der Analyse der mit TAPS erzielten Daten eine ähnliche Form des Datenformats zu verarbeiten hat, lag es nahe, die dort verwendeten Programme zu benutzen und sie den speziellen Gegebenheiten anzupassen.

3.1. Kalibrierungen

Um eine quantitative Analyse der Daten durchführen zu können, bedarf es zunächst einer Eichung der Energie- und Ortsinformationen der einzelnen Detektoren, was mit Hilfe der aufgenommenen Eichspektren erfolgte.

3.1.1. Energieeichung

Die relative Energieeichung basiert auf den Energiespektren, die bei zentralem Einschuss in den jeweiligen Detektor aufgenommen wurden. Verlangt man nur das Ansprechen des direkt getroffenen Detektormoduls auf ein neutrales Ereignis (Veto-Detektor spricht nicht an), so erhält man das komplette Bremsstrahlungsspektrum der beschleunigten Elektronen (s. Abb. 3.1).

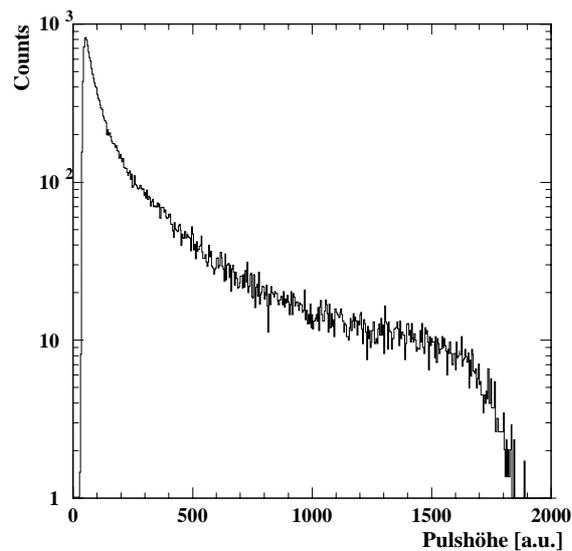


Abb. 3.1 Unkalibriertes Bremsstrahlungsspektrum der beschleunigten Elektronen, gemessen im zentralen Detektor.

Aus diesem Spektrum wurden bestimmte Energien mit Hilfe des Tagger-Spektrometers ausgewählt (Tagger-Kanäle), für die später die Ansprechfunktion bestimmt werden sollte. Unter der Koinzidenzbedingung mit den ausgewählten Tagger-Kanälen ergibt sich das Spektrum, das in Abbildung 3.2 zu sehen ist.

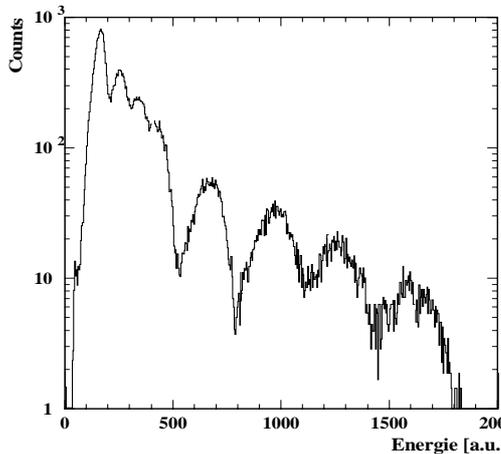


Abb. 3.2 Energiespektrum eines Detektormoduls bei zentralem Einschuss in Koinzidenz mit einem der 8 Tagger Kanäle.

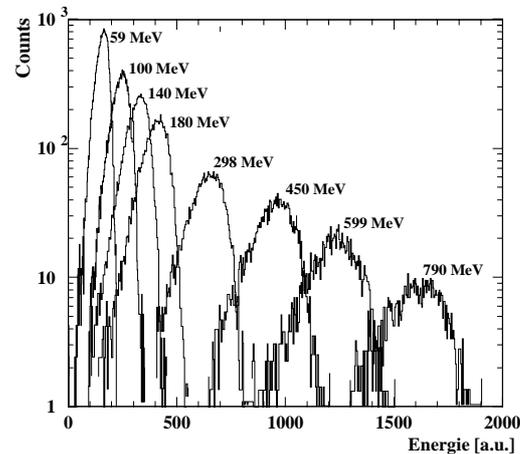


Abb. 3.3 Zerlegung des Energiespektrums aus Abb. 3.2 entsprechend den einzelnen angesprochenen Tagger-Kanälen.

Als zusätzliche Information wurden die Zeitsignale der Tagger-Kanäle aufgezeichnet. Da aufgrund der geringen Ereignisrate sog. Pile-up vernachlässigt werden konnte, d.h. Ereignisse, bei denen zwei oder mehr Photonen der selektierten Energie gleichzeitig den Detektor treffen, ermöglichte das Setzen eines Fensters in den Zeitspektren der Tagger-Kanäle (s. Abb. 3.4) eine Sortierung des Energiespektrums nach den jeweiligen Energien (s. Abb. 3.3).

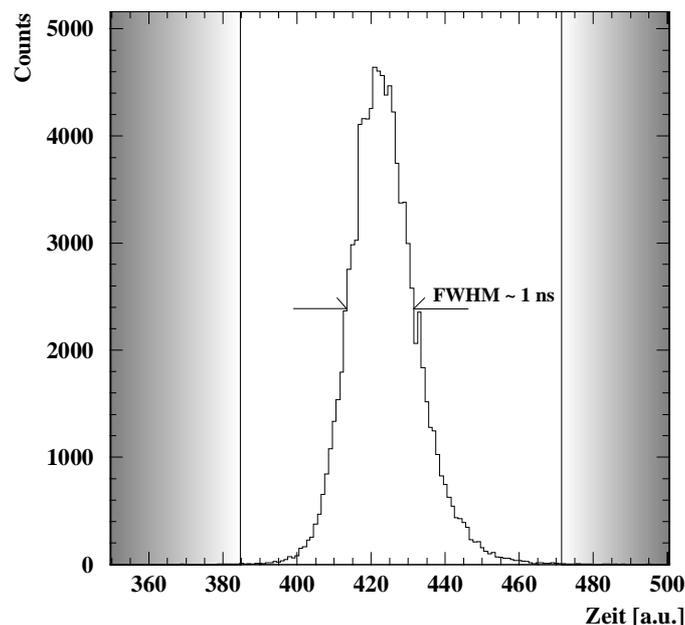


Abb. 3.4 Zeitspektrum eines Tagger-Kanals, das zur Selektion der Ereignisse in die einzelnen Energiespektren verwendet wurde. Das Zeitfenster ist schattiert angedeutet.

Nach Korrektur des Nullpunktes (pedestal) wurde das Maximum der nahezu gaußförmigen Pulshöhenverteilung des jeweils im Strahl befindlichen Detektors durch die Anpassung mit einer Gauß-Funktion bestimmt. Eine Normierung der Verteilungen auf die des zentralen Detektors erfolgte durch die Multiplikation mit einem Eichfaktor. Die 8 separierten Eichspektren lieferten somit 8 Parameter pro Detektor (s. Abb. 3.5). Zur relativen Eichung eines Detektors wurde der Mittelwert dieser Werte verwendet.

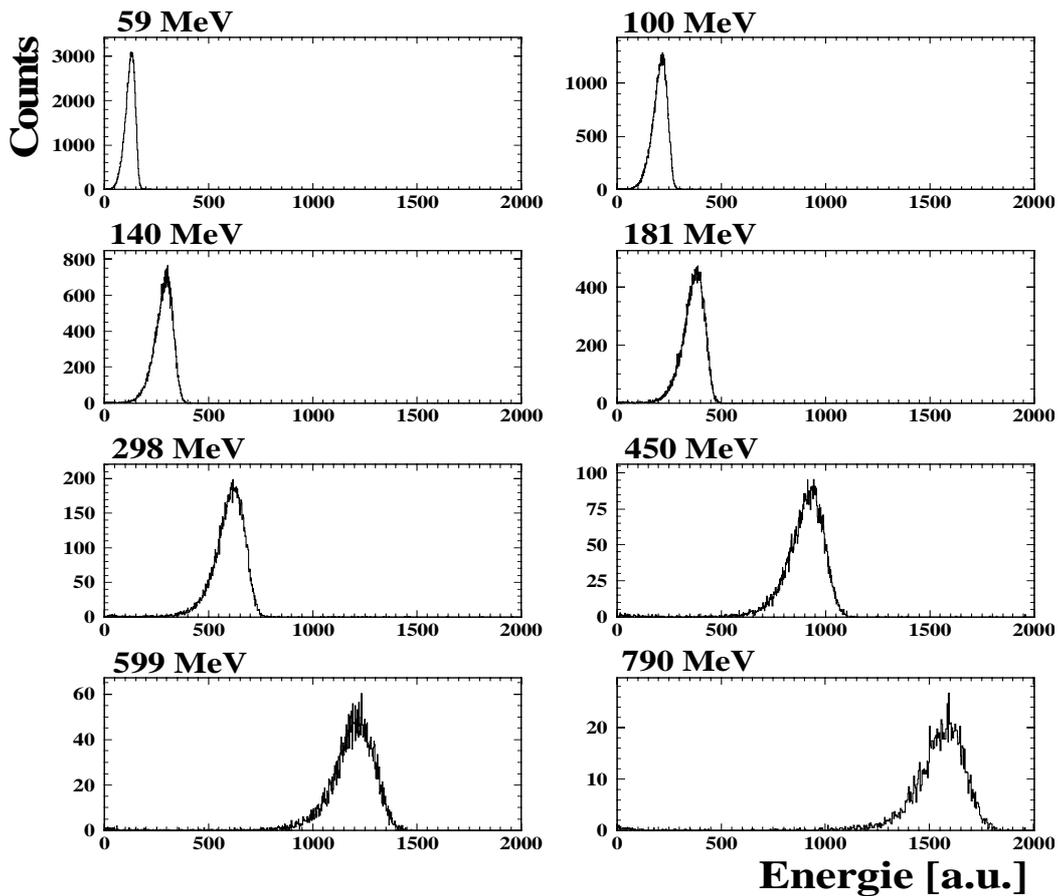


Abb. 3.5 Energiespektren zu den korrelierten Tagger-Kanälen eines einzelnen Detektors in Strahlposition.

Nachdem die Detektoren nun relativ zueinander geeicht waren, konnte man durch Summation über alle ansprechenden Detektoren die Energiedeposition in der gesamten Matrix bestimmen. Die absolute Eichung der Energieskala hinsichtlich der deponierten Energie erfolgte später mit Hilfe der GEANT-Simulation.

3.1.2. Zeiteichung

Zur Zeiteichung der TDC Kanäle wurde das Start-Signal durch zusätzliche bekannte Delays, mit den Längen 1ns, 3ns, 7ns, 10ns und 15 ns, verschoben. Die Position der Zeitspektren wurde trotz einer leicht unsymmetrischen Form erneut aus der Anpassung mit einer Gauß-Verteilung bestimmt (s. Abb. 3.6). Die so ermittelten sechs Punkte wurden gegen den Betrag der Verzögerung aufgetragen und eine Ausgleichsgerade bestimmt.

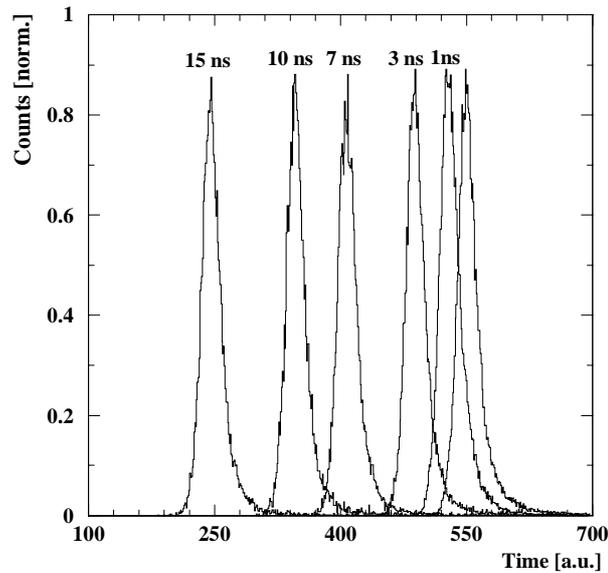


Abb. 3.6 Verschiebung der Peakposition in den Zeitspektren der Detektoren durch Hinzuschalten von bekannten Delays. Die Höhe der einzelnen Peaks wurde zur Verdeutlichung des Shifts normiert.

Die Steigung des linearen Fits ergibt direkt die Eichung der Zeitachse in ns (s. Abb. 3.7). Für die verwendeten unterschiedlichen TDCs wurden Konversionsfaktoren zwischen 50 und 100 ps pro Kanal ermittelt.

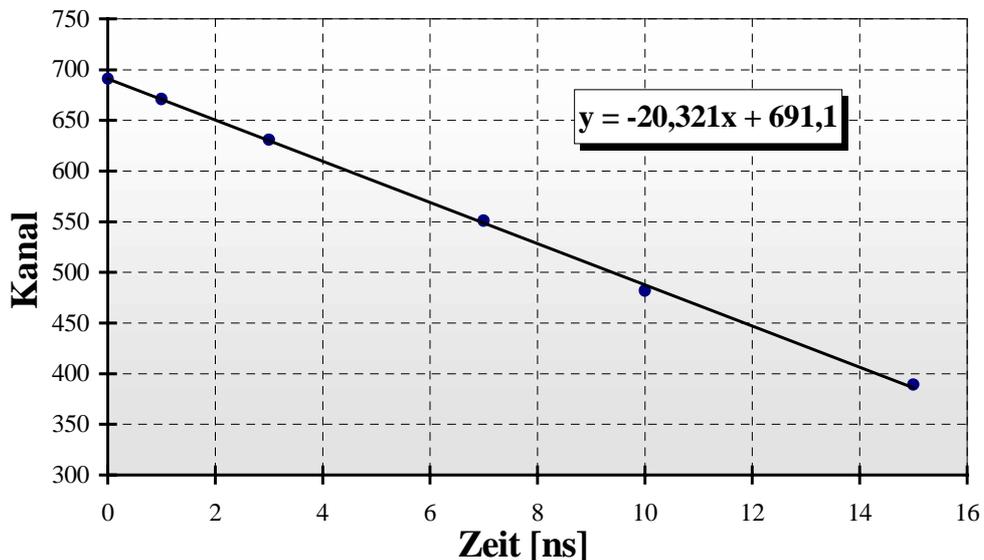


Abb. 3.7 Position der Zeitpeaks in Abhängigkeit des zugeschalteten Delays. Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden ergibt sich die Eichung der Zeitachse.

3.2. Auflösungen

Nachdem die Eichungen der Detektoren beendet waren, konnte die Ansprechfunktion für unterschiedliche Matrixgrößen (3x3 bzw. 5x5 Detektoren) bestimmt werden, indem man die jeweiligen Summenspektren, die sich aus den Energien der einzelnen Detektoren zusammensetzten, analysierte. Dies dient der späteren Diskussion der transversalen Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers, aber bietet auch die Möglichkeit eines direkten Vergleichs mit einer früheren Messung mit Elektronen, bei der nur 3x3 Detektoren zur Verfügung standen. Die Ergebnisse der Untersuchungen hinsichtlich der Energie-, Zeit- und Ortsauflösung werden im folgenden näher erläutert.

3.2.1. Parametrisierung der Ansprechfunktion

Nicht jedes Photon, das in die Detektoreinheit eindringt, gibt seine Energie auch vollständig innerhalb der PbWO_4 – Kristalle ab. Ein Teil der Energie, kann als Folge der Schauerausbreitung über die Grenzen der Matrix hinaus gestreut werden und geht somit für die Energierekonstruktion verloren. Diese Energieverluste führen zu einer charakteristischen Linienform der Energiespektren. Es zeigt sich eine steile Flanke zu hohen Energien und ein flacher Abfall hin zu niedrigeren Energien entsprechend einer Lorentzkurve (s. Abb. 3.8).

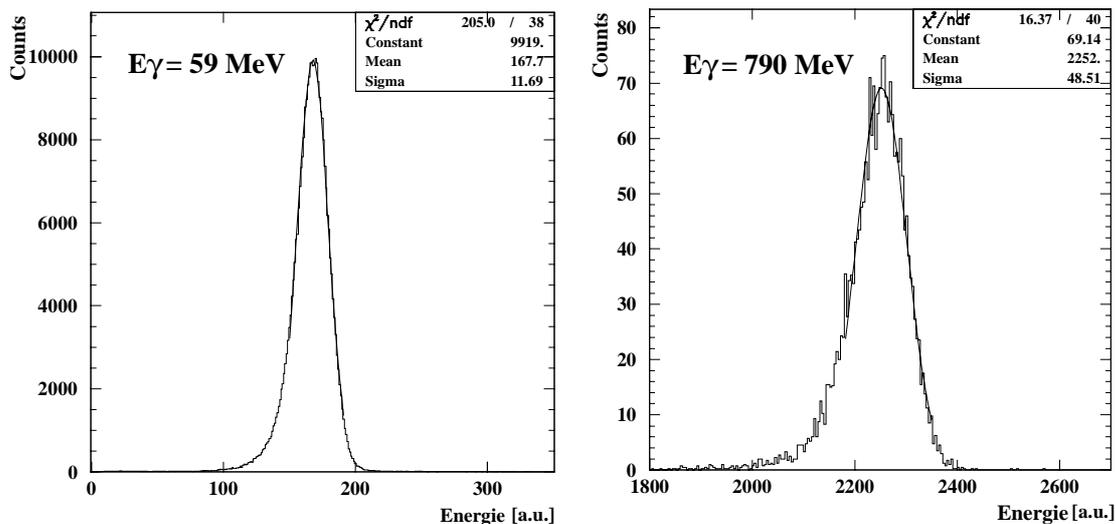


Abb. 3.8 Parametrisierung der Ansprechfunktion durch einen Gauß-Fit.

Um die Form der Ansprechfunktion für unterschiedliche Photonenenergien und Einschußorte vergleichen zu können, bzw. um zukünftige Experimente durch Simulationen zu testen, ist es vorteilhaft, eine Parametrisierung der Linienform einzuführen, welche zur Bestimmung der Auflösung auf einen einfachen Gauß-Fit beschränkt wurde. Eine genauere Anpassung der parametrisierten Funktion war, aufgrund der sich mit der Energie nicht ändernden Symmetrieeigenschaften der Responsefunktion, nicht erforderlich. Der geringe Anteil des asymmetrischen Abfalls hin zu niedrigeren Energien wurde durch eine bezüglich der Peaklage verschobene Wahl der Grenzen des Intervalls, in dem die Funktion gefittet wurde, korrigiert.

Die freien Parameter der Fit-Funktion [8] sind die Peakposition E_{peak} und die Halbwertsbreite Γ .

$$[8] \quad G(E) = \exp\left(\frac{4 \ln 2 (E - E_{\text{peak}})^2}{\Gamma^2}\right)$$

Photonen- energie E_γ [MeV]	240 ns Gate				160 ns Gate			
	9 Detektoren		25 Detektoren		9 Detektoren		25 Detektoren	
	E_{peak}	Γ	E_{peak}	Γ	E_{peak}	Γ	E_{peak}	Γ
50	139,50	11,53	148,00	10,89	124,44	10,34	131,71	9,53
59	165,80	12,33	167,60	11,69	147,50	11,86	149,70	10,39
71	195,22	14,09	207,36	12,75	173,37	12,90	184,81	11,39
80	220,95	15,12	234,12	13,47	195,90	13,78	208,38	12,22
89	245,69	15,70	260,76	14,06	218,33	14,22	232,43	12,64
100	280,30	16,15	304,10	15,16	249,60	15,76	256,80	13,45
110	302,81	17,56	321,76	15,87	269,79	16,21	286,82	14,00
120	327,78	18,00	348,77	16,53	292,10	16,72	310,90	14,70
129	354,01	18,90	376,15	17,30	315,19	17,11	335,21	15,49
140	390,60	19,30	405,40	17,49	348,00	17,73	360,50	15,86
181	501,40	22,31	523,90	19,53	447,90	21,23	465,50	17,99
298	822,10	30,52	864,90	26,23	735,90	27,47	770,60	24,11
450	1233,00	39,32	1301,00	33,77	1104,00	35,57	1162,00	30,92
599	1629,00	46,67	1722,00	40,40	1459,00	42,84	1538,00	37,07
790	2124,00	54,69	2248,00	48,90	1904,00	50,21	2011,00	44,95

Tabelle 3 Peaklagen und Breiten (σ) der Linienform in den zentralen 9 bzw. 25 Detektormodulen für zentralen Einschluß bei Photonenergien zwischen 50 und 790 MeV. Es wurden beide Integrationsgates untersucht.

Die Änderung der Linienform mit der tatsächlichen Photonenergie läßt sich anhand der Energieabhängigkeit der Fitparameter verdeutlichen. In den Abbildungen 3.9 und 3.10 sind die Position E_{peak} und die Breite Γ gegen die Einschußenergie aufgetragen. Die Energiedeposition wurde sowohl für eine Untereinheit von 9 Detektoren als auch für den gesamten Versuchsaufbau mit 25 Detektoren analysiert. Beide Integrationsintervalle des ladungsempfindlichen ADCs (160ns / 240ns) wurden hierbei getrennt behandelt (s. Tabelle 3)

Man erkennt einen linearen Zusammenhang zwischen E_{peak} und der Einschußenergie E_γ (s. Abb. 3.9). Das Gate von 240 ns lieferte eine bei einer höheren Kanalzahl liegende Peakposition als das von 160 ns ($\sim 12\%$), was in einer zusätzliche Berücksichtigung der langsamen Szintillationskomponenten begründet ist. Eine größere Anzahl von Detektormodulen, aus denen die Signale aufsummiert wurden, erbrachte ebenfalls einen Anstieg der Peakposition ($\sim 6\%$), wobei die Dauer des Integrationsgates von größerer Bedeutung war

Aus der nicht linearen Energieabhängigkeit des Parameters Γ , die Breite saturiert geringfügig bei höheren Energien, erkennt man, daß die relative Energieauflösung für hohe Photonenenergien besser wird (s. Abb. 3.10). Die Breite der Energieverteilung bei der Beschränkung auf 9 Detektoren war deutlich größer als für 25 Detektoren.

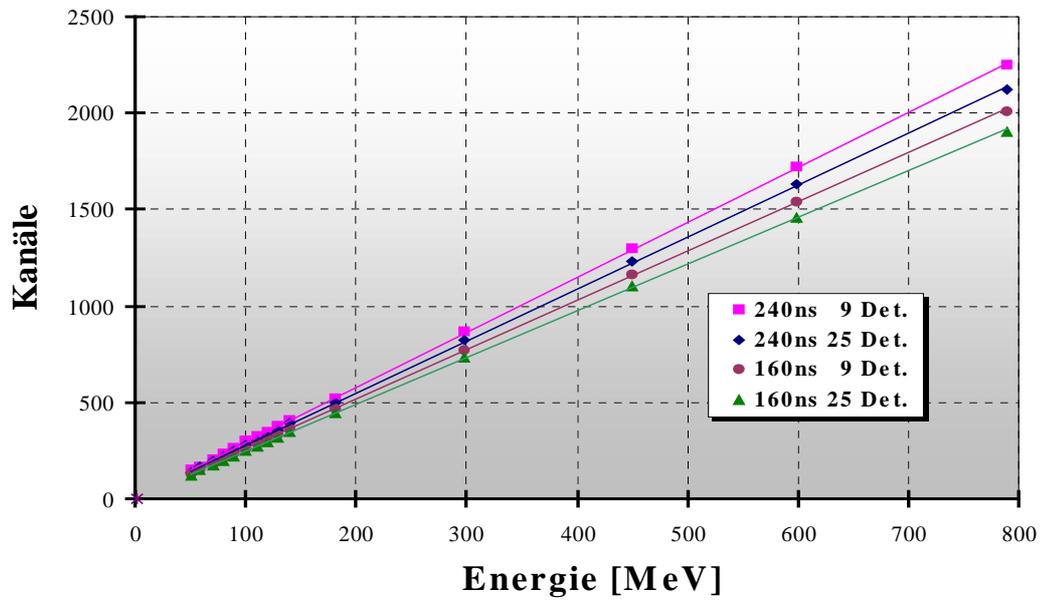


Abb. 3.9 Position E_{peak} der Linienform als Funktion der Photonenenergie E_γ für unterschiedliche Integrationszeiten und für verschiedene Matrixgrößen.

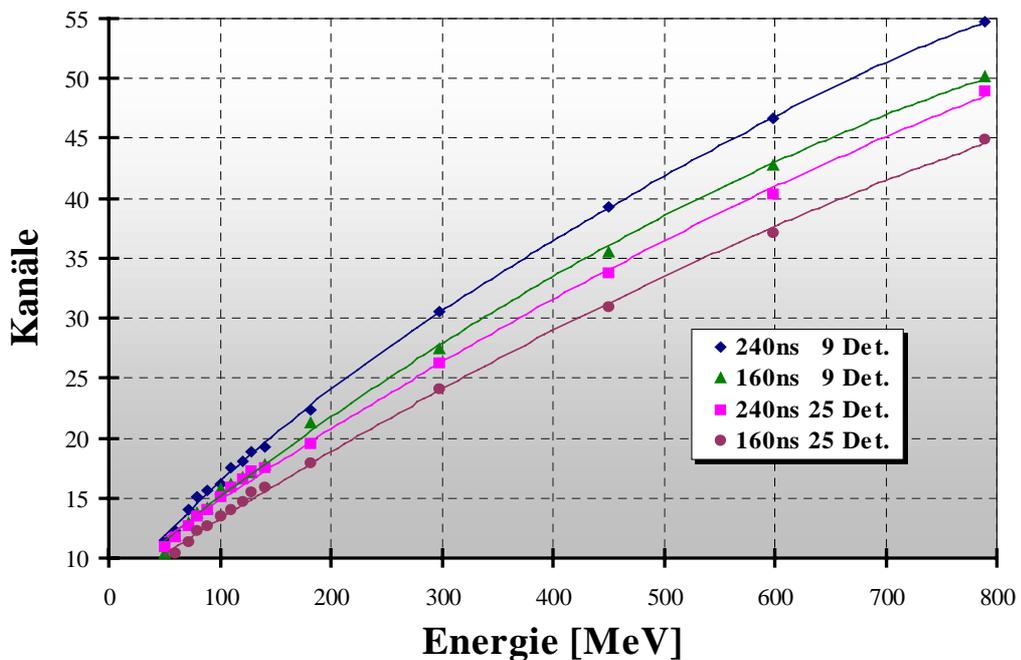


Abb. 3.10 Breite Γ (σ) als Funktion der Photonenenergie E_γ für unterschiedliche Integrationszeiten und für verschiedene Matrixgrößen.

3.2.1. Energieauflösung

Zur Bestimmung der Energieauflösung wurde folgender Ausdruck untersucht :

$$[9] \quad \frac{\sigma(E)}{E_{peak}} = F \left(\frac{1}{\sqrt{E_{\gamma} [GeV]}} \right)$$

Eine Abhängigkeit dieser Form hat sich für homogene Kalorimeter bewährt [Par96]. Der Wert für $\sigma(E)$ ergibt sich, analog zur Gleichung [5], aus dem Parameter Γ (Umrechnung von FWHM in σ), wobei E_{peak} die Lage der Energieverteilung ist.

Photonen- energie E_{γ} [MeV]	240 ns Gate		160 ns Gate	
	9 Detektoren $\sigma(E)/E$ [%]	25 Detektoren $\sigma(E)/E$ [%]	9 Detektoren $\sigma(E)/E$ [%]	25 Detektoren $\sigma(E)/E$ [%]
50	8,27	7,36	8,31	7,24
59	7,44	6,97	8,04	6,94
71	7,22	6,15	7,44	6,16
80	6,84	5,75	7,03	5,86
89	6,39	5,39	6,51	5,44
100	5,76	4,99	6,31	5,24
110	5,80	4,93	6,01	4,88
120	5,49	4,74	5,72	4,73
129	5,34	4,60	5,43	4,62
140	4,94	4,31	5,09	4,40
181	4,45	3,73	4,74	3,86
298	3,71	3,03	3,73	3,13
450	3,19	2,60	3,22	2,66
599	2,86	2,35	2,94	2,41
790	2,57	2,18	2,64	2,24

Tabelle 4 Vergleich der erzielten Energieauflösungen für beide Integrationsgates.

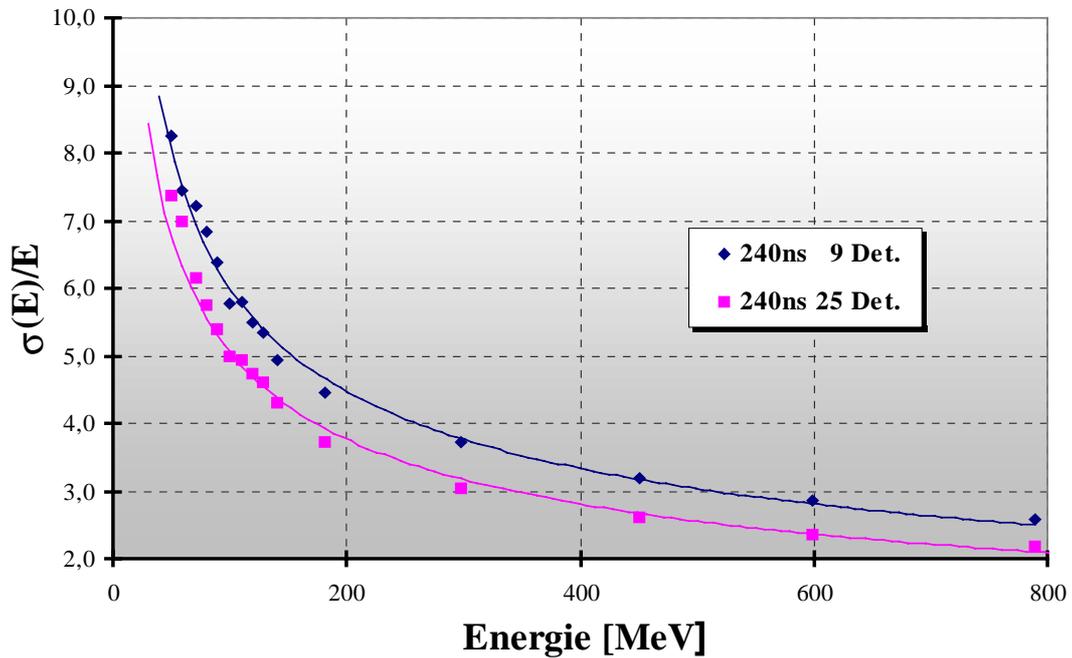


Abb. 3.11 Vergleich von $\sigma(E)/E$ als Funktion der Photonenergie für 9 und 25 Detektoren bei einem Integrationsintervall von 240 ns.

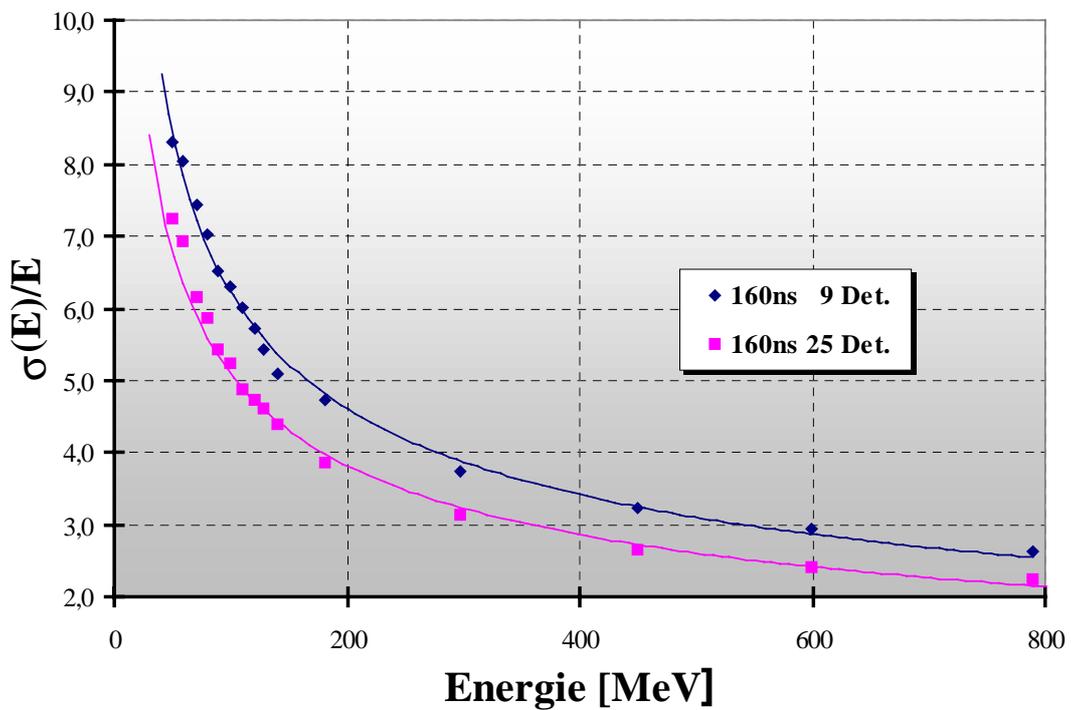


Abb. 3.12 Vergleich von $\sigma(E)/E$ als Funktion der Photonenergie für 9 und 25 Detektoren bei einem Integrationsintervall von 160 ns.

Die folgenden Responsefunktionen wurden durch einen χ^2 -Fit an die Daten ermittelt (s. Abb. 3.11 / 3.12) :

	240 ns Gate		160 ns Gate	
	9 Detektoren	25 Detektoren	9 Detektoren	25 Detektoren
$\sigma(\mathbf{E}) / \mathbf{E}_{\text{peak}} =$	$\frac{1.69 \%}{\sqrt{E_\gamma[\text{GeV}]} + 0.63 \%}$	$\frac{1.54 \%}{\sqrt{E_\gamma[\text{GeV}]} + 0.30 \%}$	$\frac{1.78 \%}{\sqrt{E_\gamma[\text{GeV}]} + 0.58 \%}$	$\frac{1.52 \%}{\sqrt{E_\gamma[\text{GeV}]} + 0.41 \%}$

Tabelle 5 Übersicht der Responsefunktionen für unterschiedliche Integrationsintervalle und verschiedene Matrixanordnungen.

Da es sich bei dem Experiment nicht um monochromatische Photonen handelte, sondern stets ein bestimmter Photonenenergiebereich von dem einzelnen Taggerkanal ausgewählt wurde, müssen weitere Korrekturen durchgeführt werden, um die Detektoraufösungen zu entfalten. In Tabelle 6 sind die Breiten der Tagger-Kanäle angegeben.

Mittlere Photonenenergie E_γ [MeV]	Energiebreite Γ_γ [MeV]	Γ_γ / E_γ [%]
50	2,292	4,58
59	2,299	3,90
71	2,309	3,25
80	2,322	2,90
89	2,321	2,61
100	2,334	2,33
110	2,340	2,13
120	2,347	1,96
129	2,353	1,82
140	2,360	1,69
181	2,381	1,32
298	2,411	0,81
450	2,314	0,51
599	2,037	0,34
790	1,227	0,16

Tabelle 6 Photonenenergien und ihre durch die Geometrie des Taggerkanals vorgegebene Breite.

Um aus den experimentell bestimmten Werten für $\sigma(\mathbf{E})/\mathbf{E}$ zu den Werten für eine scharfe Einschubenergie zu gelangen, wurde der rechteckförmigen Intensitätsverteilung innerhalb der Energiebreite eines Tagger-Kanals eine Gauß-Funktion angepaßt und deren Breite σ , die nach Gleichung [12] durch $\Gamma_\gamma \cdot (\sqrt{12})^{-1}$ abgeschätzt werden kann, aus den Ergebnissen herausgefaltet.

In Abbildung 3.13 sieht man, daß die Korrektur nur bei den niedrigen Energien eine geringfügige Änderung des Auflösungsvermögens bringt. Aufgrund des zu vernachlässigenden kleinen Effekts, wurde eine weitere Auswertung nicht durchgeführt.

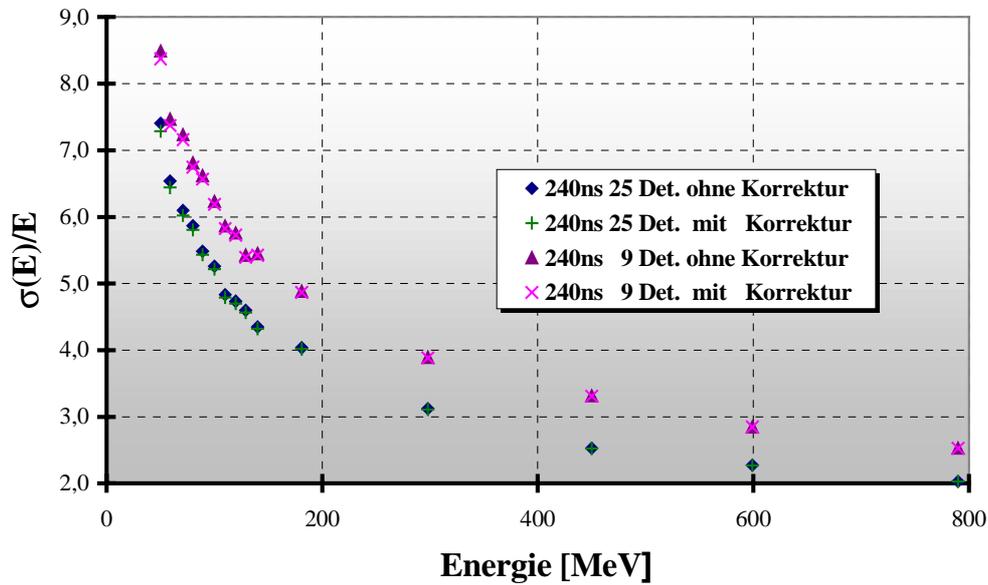


Abb. 3.13 Vergleich der Ansprechfunktionen mit und ohne Korrektur der Energiebreite.

In der folgenden Tabelle sind die Positionen der Linienform E_{peak} und die Breiten σ , die sich nach der absoluten Eichung der Energieskala in MeV anhand der Simulationen mit Geant 3.21 aus Kapitel 4 ergaben, für ein Integrationsintervall von 240 ns nochmals zusammengefaßt.

Photonen- energie E_γ [MeV]	240 ns Gate					
	9 Detektoren			25 Detektoren		
	E_{peak} [MeV]	σ [MeV]	$\sigma(E)/E_{\text{peak}}$	E_{peak} [MeV]	σ [MeV]	$\sigma(E)/E_{\text{peak}}$
50	46,50	3,95	8,49	49,29	3,65	7,41
59	55,41	4,14	7,47	59,30	3,88	6,54
71	65,34	4,73	7,23	69,35	4,23	6,10
80	73,86	5,03	6,81	78,40	4,60	5,87
89	82,09	5,33	6,49	87,35	4,79	5,49
100	93,43	5,50	5,88	99,62	5,24	5,26
110	101,61	5,96	5,86	107,95	5,22	4,83
120	110,04	6,18	5,61	116,94	5,54	4,74
129	118,87	6,45	5,43	126,22	5,80	4,60
140	130,20	6,55	5,03	138,91	6,05	4,35
181	167,38	7,56	4,52	178,06	6,78	3,81
298	275,53	10,32	3,75	292,99	9,14	3,12
450	413,53	13,41	3,24	439,70	11,13	2,53
599	547,02	15,58	2,85	580,43	13,19	2,27
790	713,89	18,55	2,60	757,21	16,37	2,16

Tabelle 7 Übersicht der Energieauflösungen nach der absoluten Eichung der Energieskala in MeV.

Bei Energien unterhalb von 100 MeV erstreckt sich die Schauerausbreitung kaum über den zentralen Detektor hinaus und der größte Teil der Energie wird in ihm deponiert. Der Unterschied zwischen den Auswertungen für eine Untereinheit von 9 Detektoren und eine von 25 Detektoren fällt aus diesem Grund vergleichsweise klein aus (s. Abb. 3.14). In den beiden Ringen, die den zentralen Detektor umgeben, wird kaum Energie deponiert (s. Abb. 3.16).

Für eine Einschußenergie von 790 MeV wird die Ausbreitung des Schauers wesentlich breiter, und es wird mehr Energie in den angrenzenden Detektoren deponiert. Man erkennt deutlich einen Unterschied zwischen den Ansprechfunktionen für die Matrixanordnungen von 9 bzw. 25 Detektoren (s. Abb. 3.15). Der Schauer erstreckt sich nun auch über den inneren Ring hinaus und der Beitrag der außen positionierten Detektoren steigt deutlich an (s. Abb. 3.17).

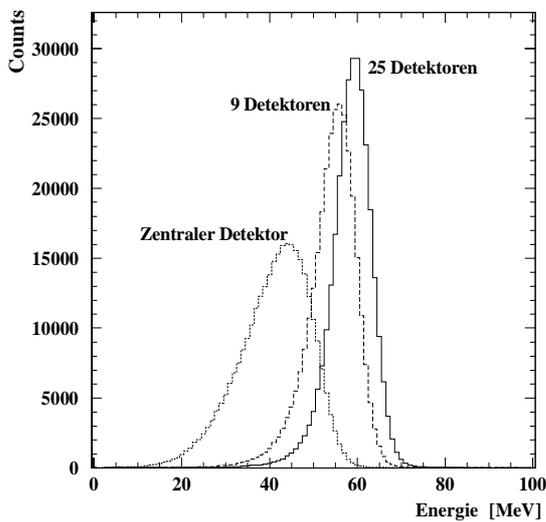


Abb. 3.14 Vergleich der deponierten Energie für unterschiedliche Matrixanordnungen bei einer Einschußenergie von 59 MeV.

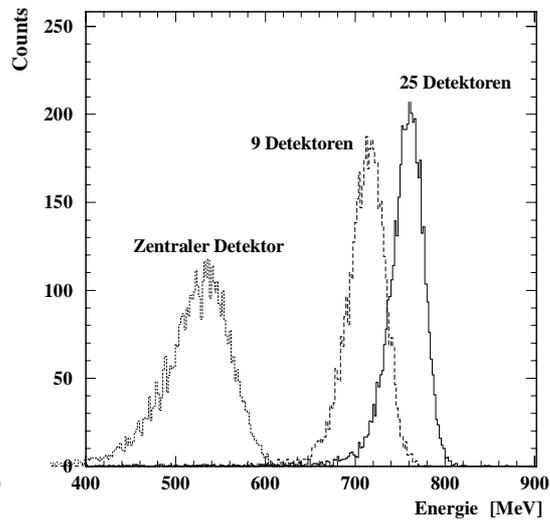


Abb. 3.15 Vergleich der deponierten Energie für unterschiedliche Matrixanordnungen bei einer Einschußenergie von 790 MeV.

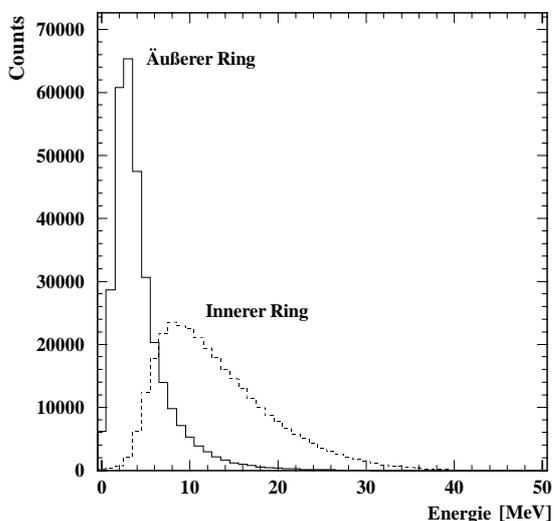


Abb. 3.16 Energiedeposition im inneren und äußeren Detektorring bei 59 MeV Einschußenergie.

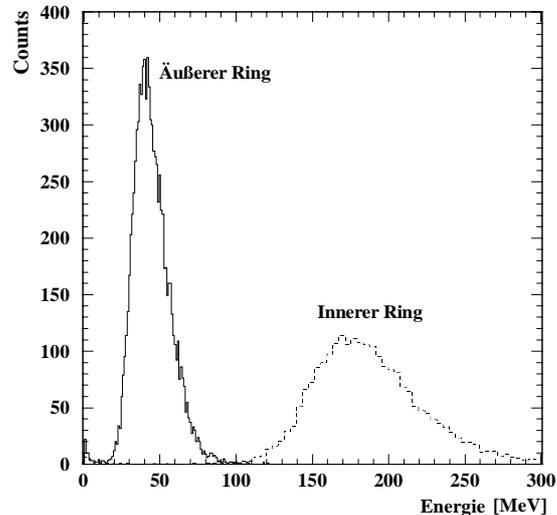


Abb. 3.17 Energiedeposition im inneren und äußeren Detektorring bei 790 MeV Einschußenergie.

Die Position des Energiepeaks ist aufgrund der Herausstreuung von Sekundärteilchen des elektromagnetischen Schauers immer unterhalb der wirklichen Energie des nachzuweisenden Teilchens (Photons) wobei der maximale Auslauf der steilen Flanke hin zu höheren Energien gerade bis zu der wahren Energie reicht (s. Abb. 3.18).

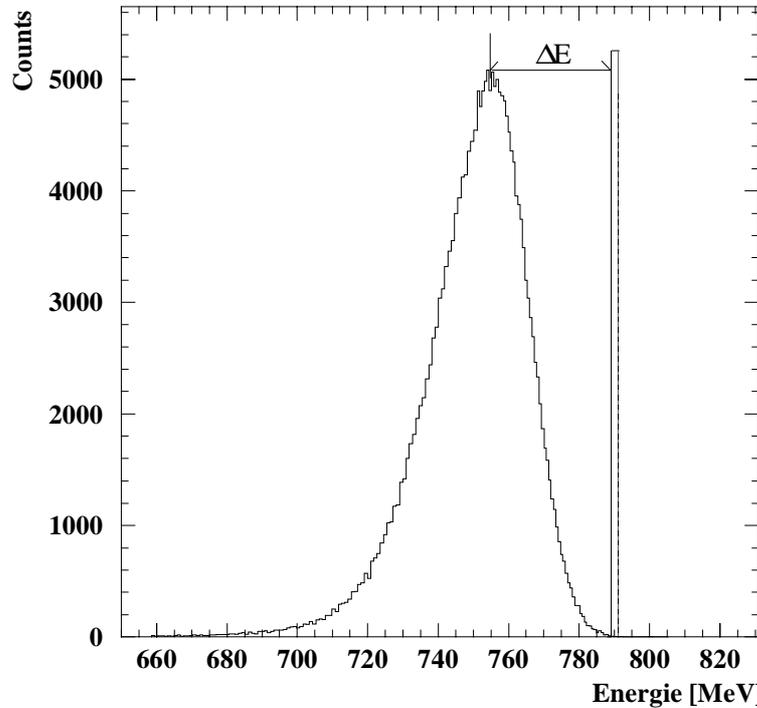


Abb. 3.18 Differenz zwischen der gemessenen Energie und der wahren Einschußenergie.

Im Zuge der Auswertung eines Experiments ist es von Interesse, aus der gemessenen deponierten Energie auf die wahre Energie des Teilchens (Photons) zu schließen.

Für die durchgeführten Analysen ergab sich ein linearer Zusammenhang zwischen der gemessenen Position des Energiepeaks und der wahren Einschußenergie (s. Abb. 3.19). Der Umrechnungsfaktor betrug 1.03.

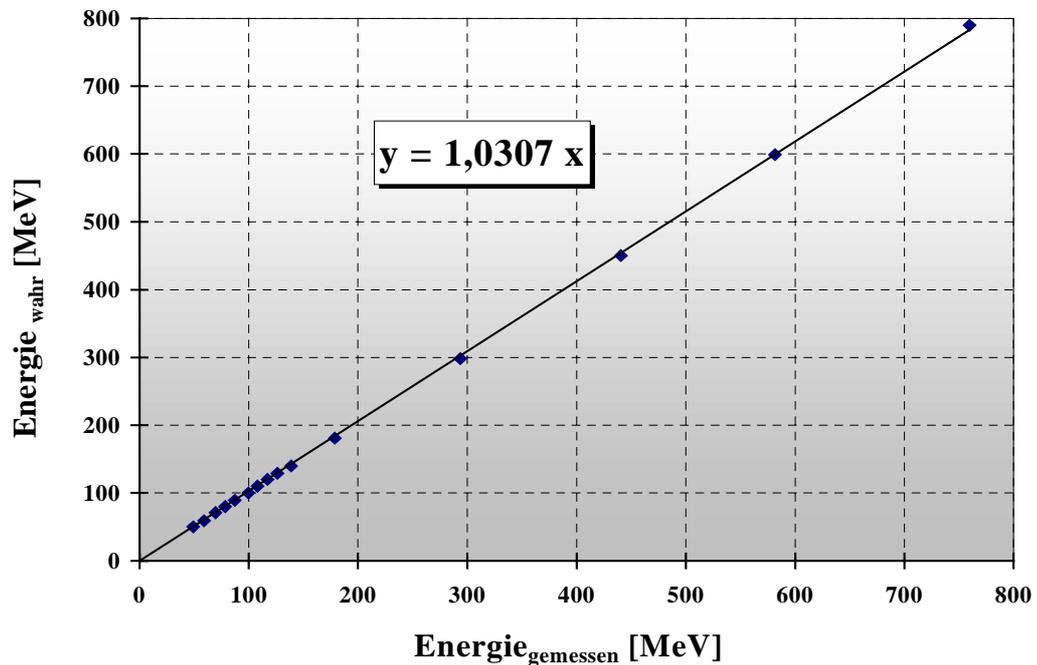


Abb. 3.19 Verhältnis zwischen gemessener Energie und wahrer Einschußenergie.

3.2.2. Zeitauflösung

Der experimentelle Aufbau war nicht dazu konzipiert, besonders gute Zeitauflösungen zu erzielen. Die gesamte Elektronik befand sich außerhalb der Experimentierhalle, weswegen die Analogsignale über eine Strecke von mehr als 50 Metern bis zu den Diskriminatoren übertragen werden mußten, was das Signal zu Rausch Verhältnis und die Anstiegszeit der Signale verschlechterte. Man nahm diesen Umstand trotz der Verschlechterung der Zeitauflösung in Kauf, um die Elektronik ständig kontrollieren zu können. Der Schwerpunkt dieses Experiments lag in der Energiemessung.

Der Trigger der Datenaufnahme bestand, wie bereits im zweiten Kapitel beschrieben, aus einem gemeinsamen Start-Signal des zentralen Detektors. Bei einer Messung wurde der Photonenstrahl direkt zwischen dem zentralen Modul und einem Nachbarn positioniert. Aus dem Zeitdifferenzspektrum der beiden benachbarten Detektoren (s. Abb. 3.20) läßt sich auf einfache Weise die Zeitauflösung abschätzen, da dort auch sichergestellt ist, daß beide Detektoren ein vergleichbares Pulshöhenspektrum aufweisen.

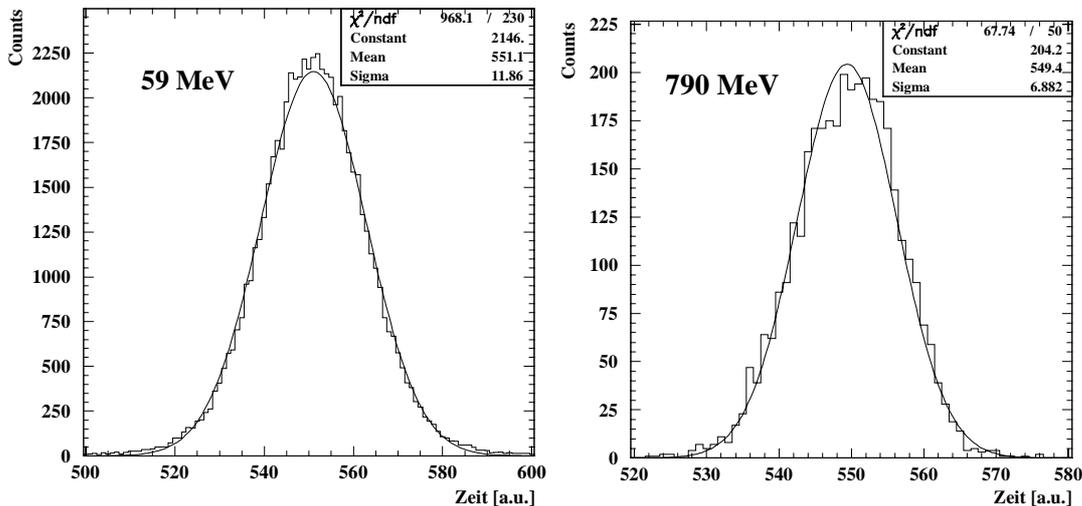


Abb. 3.20 Zeitspektrum des benachbarten Detektormoduls, bei einer Messung, in der der Photonenstrahl zwischen zwei Detektoren gerichtet war. Die Einschußenergien betragen 59 MeV und 790 MeV. Bei höheren Energien ergab sich eine bessere Zeitauflösung.

Geht man von einem gleichen Verhalten der beiden Detektoren aus, so muß man die Breite des aufgenommenen Spektrums aufgrund der Überlagerung von zwei gleichberechtigten Gauß-Funktionen noch durch $\sqrt{2}$ teilen. Die genaue Analyse ergab für eine Einschußenergie von 790 MeV die folgende Zeitauflösung :

$$\sigma_{\text{time}} = 239 \text{ ps}$$

Bei niedrigeren Energien war die Zeitauflösung etwas schlechter ($\sigma_{\text{time}} = 412 \text{ ps}$), bedingt durch das deutlich kleinere Signal zu Rausch Verhältnis der Detektorsignale. Aufgrund der guten Zeitauflösung, die man mit einer Ausleseelektronik direkt neben dem Detektor noch deutlich verbessern kann, zeigt sich schon, daß sich PbWO_4 durchaus dazu eignet, Teilchenidentifikation über Flugzeitmessungen vorzunehmen.

3.2.3. Ortsauflösung

Zur vollständigen Charakterisierung des Photons durch den Viererimpuls benötigt man neben der Energie- noch die Ortsinformation. Die Ortsauflösung ist im wesentlichen durch die Granularität des Detektors vorgegeben, kann aber durch eine Reihe von Verfahren deutlich unter die Größe der einzelnen Module verbessert werden. Betrachtet man typische Schauerverteilungen wie sie in Abbildung 3.21 bis 3.23 zu sehen sind, so erkennt man sofort, nach welchem Grundprinzip die Algorithmen funktionieren. Man ordnet dem Detektor mit der höchsten Energie den Auftreffort zu, um den sich, abgesehen von statistischen Schwankungen, ein radialsymmetrischer Schauer ausbreiten wird. Daher kann man aus den Energien der benachbarten Detektoren den Schauerschwerpunkt prinzipiell nach den folgenden Formeln bestimmen.

$$x = \frac{\sum E_i x_i}{\sum E_i} \quad y = \frac{\sum E_i y_i}{\sum E_i} \quad [10]$$

Mit x_i, y_i sind hierbei die jeweiligen Ortskoordinaten des Kristalls i und mit E_i die Energiedeposition in diesem Modul bezeichnet. Da aber das Schauerprofil in lateraler Richtung einen exponentiellen Verlauf beschreibt, liegt es nahe, diese lineare Gewichtung in eine logarithmische abzuändern, um die Nachbardetektoren nicht zu gering zu berücksichtigen. Man ersetzt dabei die linearen Faktoren E_i durch den folgenden Ausdruck [Awe92]:

$$W_i = \max \left\{ 0, \left[W_0 + \ln \left(\frac{E_i}{\sum E_i} \right) \right] \right\} \quad [11]$$

Als Wichtungsfaktor W_0 erwies sich 5.2 als optimal für dieses Detektormaterial und die vorgegebene Geometrie (s. 4.2.3). Darüberhinaus wurde auch ein direktes Korrekturverfahren [Aco91] angewendet, welches aber keine entscheidenden Vorteile brachte.

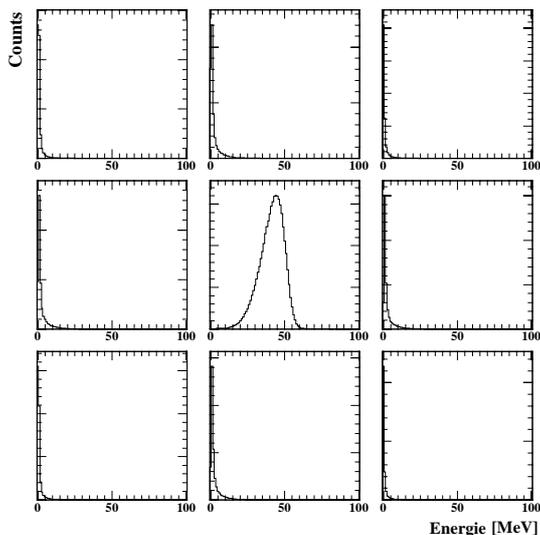


Abb. 3.21 Verteilung der Energie in der Unter-einheit von 9 Detektoren bei einer Einschuss-energie von 59 MeV.

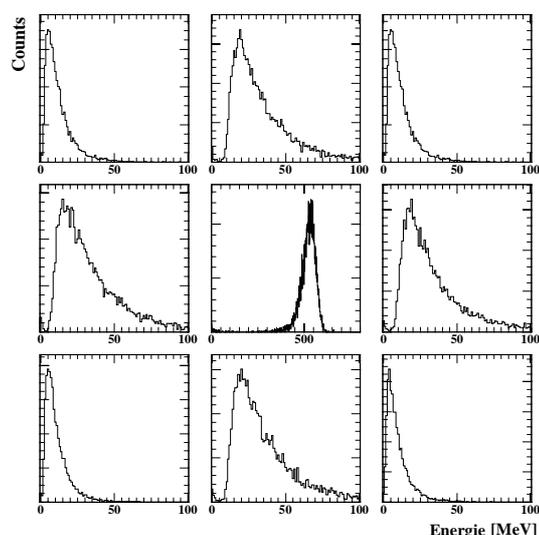


Abb. 3.22 Verteilung der Energie in der Unter-einheit von 9 Detektoren bei einer Einschuss-energie von 790 MeV.

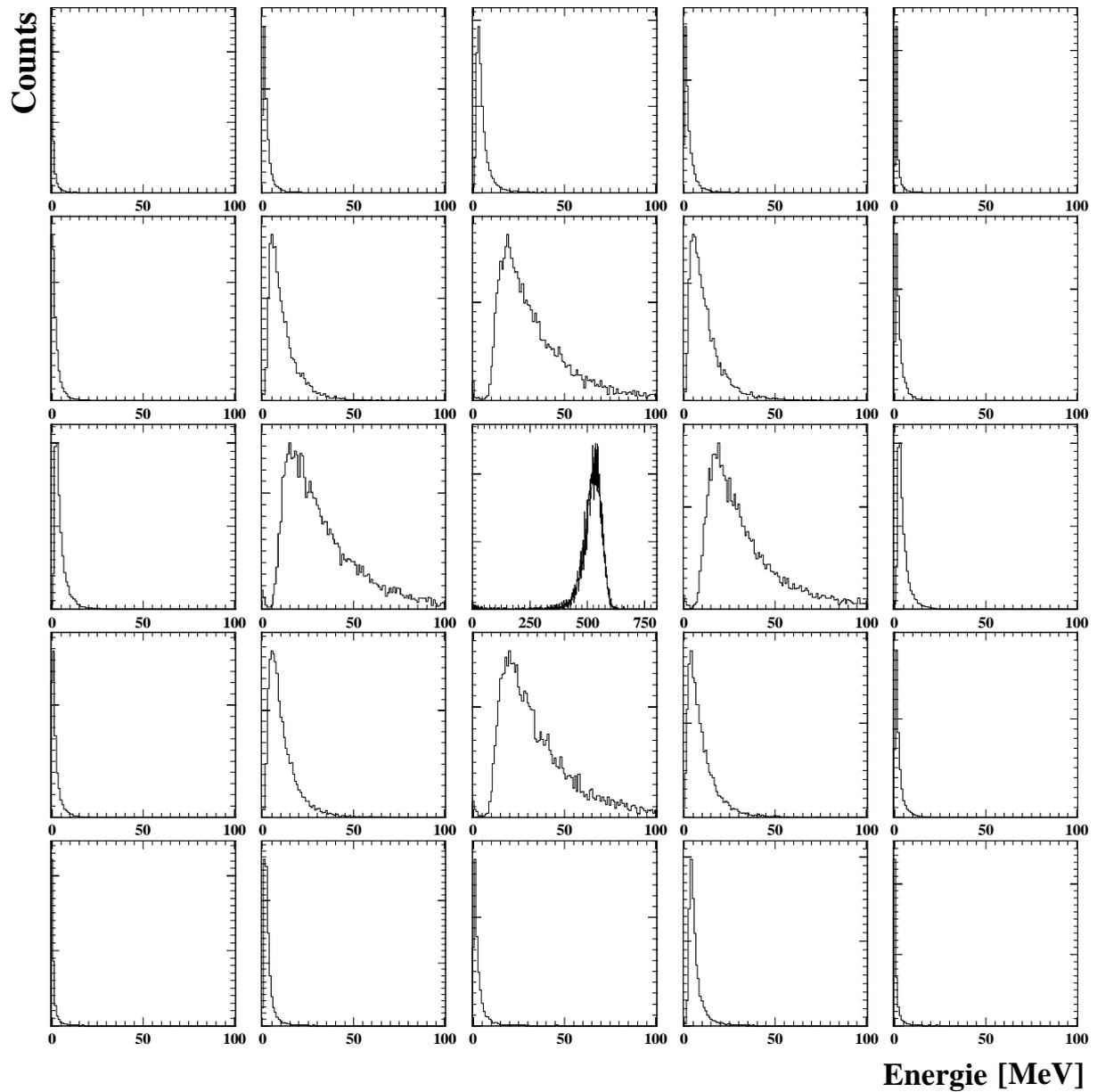


Abb. 3.23 Verteilung der Energie im kompletten Detektorblock aus 25 Detektoren bei einer Einschüßenergie von 790 MeV.

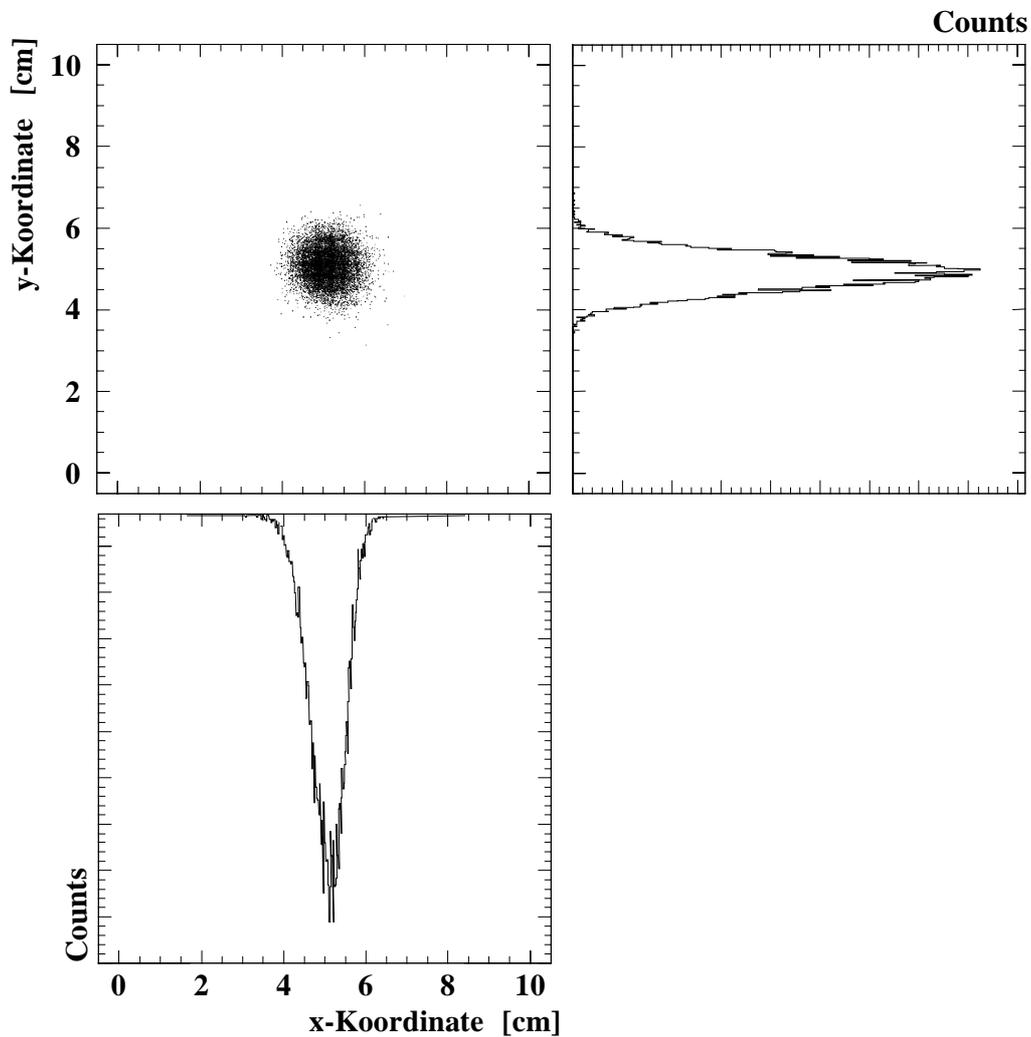


Abb. 3.24 Rekonstruktion des zentralen Einschußortes bei einer Photonenenergie von 790 MeV, mit den Projektionen in x - und y -Richtung.

Die Ortsrekonstruktion erbrachte für die hohen Energien eine gute Übereinstimmung mit der erwarteten Strahlfleckgröße (s. Abb. 3.24). Bei den niedrigen Energien hingegen ist die Methode durch die geringe Ausbreitung eines Schauers nur bedingt anwendbar (s. Abb. 3.25). Die Position des Strahls konnte bei zentralem Einschuß sehr gut reproduziert werden. Es wurden darüber hinaus weitere Messungen analysiert, bei denen die Strahlposition in horizontaler Richtung variiert wurde.

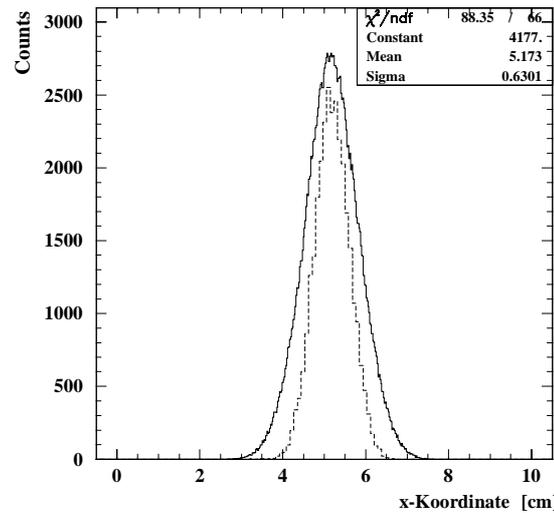


Abb. 3.25 Vergleich der Ortsauflösungen für 59 MeV und 790 MeV. Bei niedrigen Einschubenergien wurde die Ortsauflösung schlechter.

Die maximale Variation des Einschubortes vom geometrischen Mittelpunkt des Detektors betrug einen Zentimeter. Es stellte sich heraus, daß die Koordinaten dieses Einschubortes bei einer Energie unterhalb von 100 MeV nur sehr schlecht reproduziert werden konnten, was wohl wiederum an der fehlenden Statistik in den benachbarten Detektoren liegt. Bei höheren Energien wurden, obwohl das Detektorvolumen nicht mehr symmetrisch zum Auftreffort der Photonen war, noch gute Ergebnisse erzielt (s. Abb. 3.26). Das Ortsauflösungsvermögen kann aufgrund des breiten Strahlflecks und des unbekanntes Strahlprofils nicht genau bestimmt werden. Die Breite beträgt für eine Energie von 790 MeV $\sigma_x \sim \sigma_y \sim 0.96$ cm, was im Rahmen der Fehler mit der Strahlfleckgröße übereinstimmt.

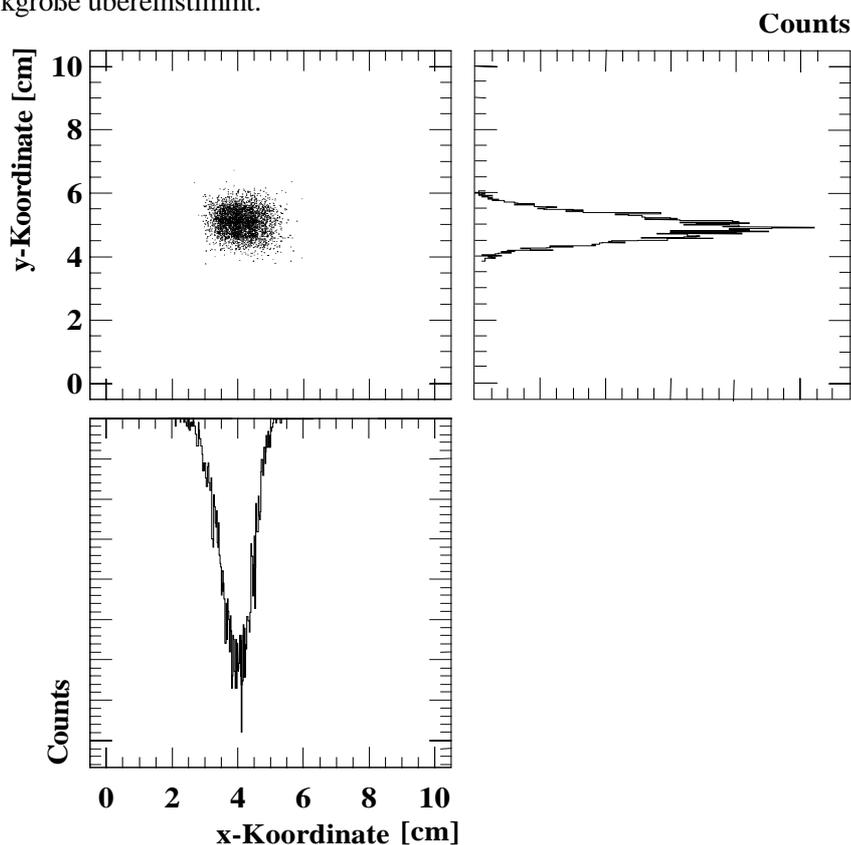


Abb. 3.26 Rekonstruktion des um einen Zentimeter verschobenen Einschubortes bei einer Photonenergie von 790 MeV, mit den Projektionen in x- und y-Richtung.

3.2.4. Strahlfleck

Wenn man für die Intensitätsverteilung des Strahlflecks eine weiße Ausleuchtung eines kreisförmigen Bereichs mit einem Durchmesser von 12.76 mm (vgl. Abb. 2.4) annimmt, ergibt sich für die Projektion dieser Verteilung in eine Richtung folgendes Bild :

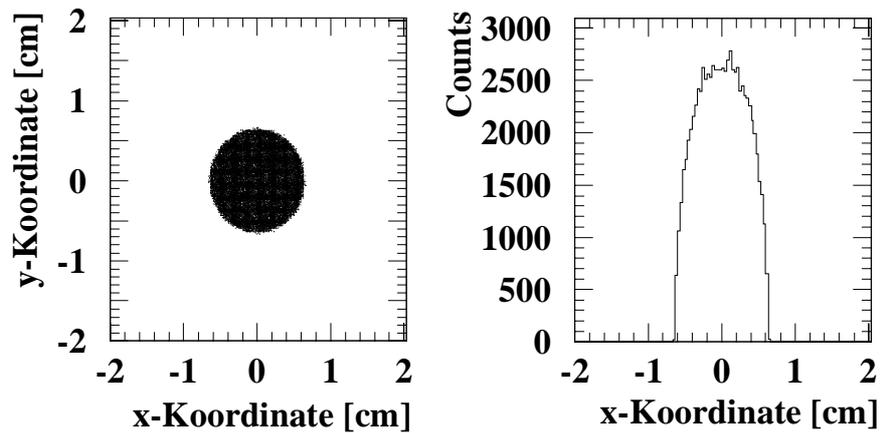


Abb. 3.27 Weiß ausgeleuchtete kreisförmige Verteilung und deren Projektion in x-Richtung.

Die Breite des Gauß-Fits durch diese Verteilung ist bei der im Programmpaket PAW vorgegebenen Root-Mean-Square Bedingung (RMS) für die Fit-Funktion (vgl. Gleichung 12) noch geringer als die der projizierten Verteilung (s. Abb. 3.28). Dieser Zusammenhang erklärt die geringe Breite des rekonstruierten Strahlflecks, die deutlich unterhalb des Wertes, der sich durch eine rein geometrische Konstruktion ergibt, liegt.

$$\frac{\int x^2 \cdot f(x) dx}{\int f(x) dx} = \frac{\int x^2 \cdot g(x) dx}{\int g(x) dx} \quad [12]$$

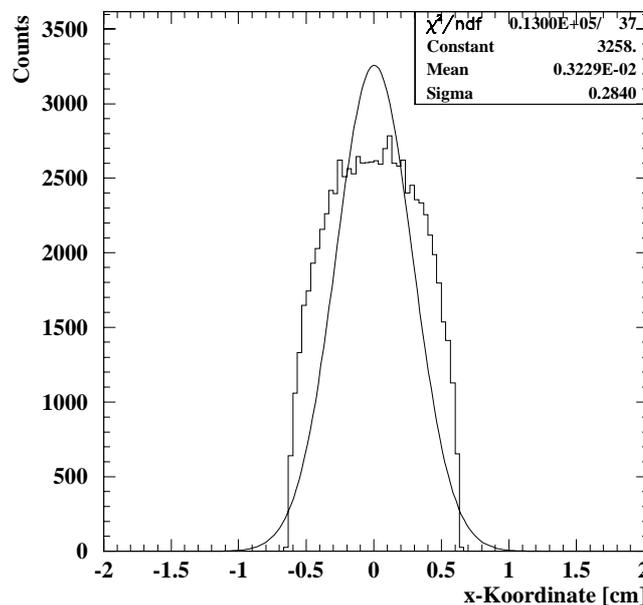


Abb. 3.28 Projektion der weißen Verteilung mit einem Gauß-Fit, der die RMS-Bedingung erfüllt.

Kapitel 4

Geant-Simulation

Alles ist schwer, bevor es leicht wird.

Fuller

Jordi : „Man könnte meinen, die Gesetze der Physik seien plötzlich aus dem Fenster geworfen worden.“

Q : „Warum auch nicht ? Sie sind so lästig.“

Star Trek, Eine echte Q

Kapitel 4

4. Geant-Simulation

Mit dem Ziel, die Daten aus dem Experiment zu interpretieren und eine absolute Energieeichung durchzuführen, wurden Simulationen mit dem am CERN entwickelten Programmpaket GEANT 3.21 [Gea93] durchgeführt. Neben der Gewißheit, daß bei einer Reproduktion der experimentell erzielten Daten die zugrundeliegenden Mechanismen verstanden wurden, dienen Simulationen zur Vorhersage von Ergebnissen bei modifizierten Aufbauten, wie z.B. bei höheren Energien oder anderen Detektoranordnungen.

4.1. Simulationsparameter

Für eine Übereinstimmung der simulierten Ergebnisse mit dem Experiment ist es notwendig, alle Details möglichst genau zu reproduzieren. Die verwendeten Parameter sollen im folgenden erläutert werden.

4.1.1. Geometrie des Aufbaus

Es wurde eine Detektoreinheit bestehend aus 25 PbWO_4 -Kristallen, die jeweils in 15 μm Teflonfolie gewickelt wurden, definiert. Die Detektoren wurden in einem zylindrischen Aluminiumblock positioniert, wobei der Raum, den die Photomultiplier während des Experiments eingenommen hatten, mit Luft gefüllt würde (s. Abb. 4.1). Dies geschah, da GEANT die Energiedeposition Schritt für Schritt verfolgt und Details hinter den Detektoren nur im Falle von Rückstreuprozessen Bedeutung haben.

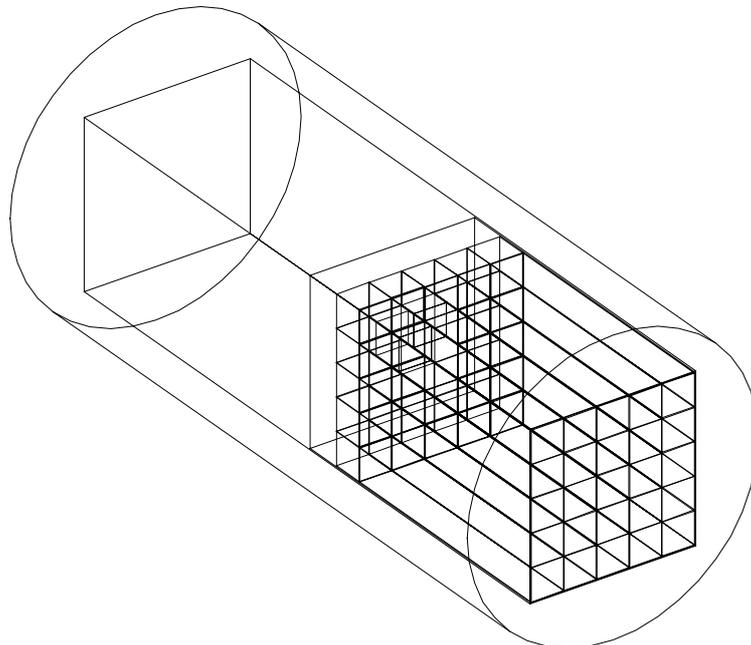


Abb. 4.1 Ansicht der Detektorgeometrie, die bei den Simulationen mit Geant 3.21 verwendet wurde.

4.1.2. Strahlprofil

Der Auftreffort der Photonen wurde über eine kreisförmige Fläche mit einem Durchmesser von 12.76 mm gleichmäßig verteilt (s. Abb. 2.6). Die Trajektorie der Photonen vom Kollimator zum Detektoraufbau definierte den Eintrittswinkel.

Eine Gleichverteilung der Photonen in den Energieintervallen, die aus Tabelle 6 entnommen werden können, wurde angenommen, wobei die Energieabhängigkeit des Bremsspektrums $\propto 1/E_\gamma$ vernachlässigt wurde. Da die Anzahlen der Photonen an den Rändern des ausgewählten Bereichs im ungünstigsten Fall nur um 1% differieren, ist dies durchaus legitim.

4.1.3. Weitere Details

Die Bleiwolframat-Kristalle wurden durch folgendes Mischungsverhältnis der Atome definiert :

$$\text{Pb} : \text{W} : \text{O} \leftrightarrow 0.404 : 0.455 : 0.141$$

In der Simulation wurden die Photonen und Elektronen des elektromagnetischen Schauers bis zu einer kinetischen Energie von 10 keV verfolgt [Pie96].

4.2. Vergleich mit dem Experiment

4.2.1. Form der Ansprechfunktion

Die Simulation lieferte die gleiche Linienform wie das Experiments (s. Abb. 3.8). Die steile Flanke hin zu höheren, sowie der flache asymmetrische Abfall zu niedrigeren Energien wurden gut wiedergegeben (s. Abb. 4.2) und eine Parametrisierung analog zu dem in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Verfahren konnte angewendet werden.

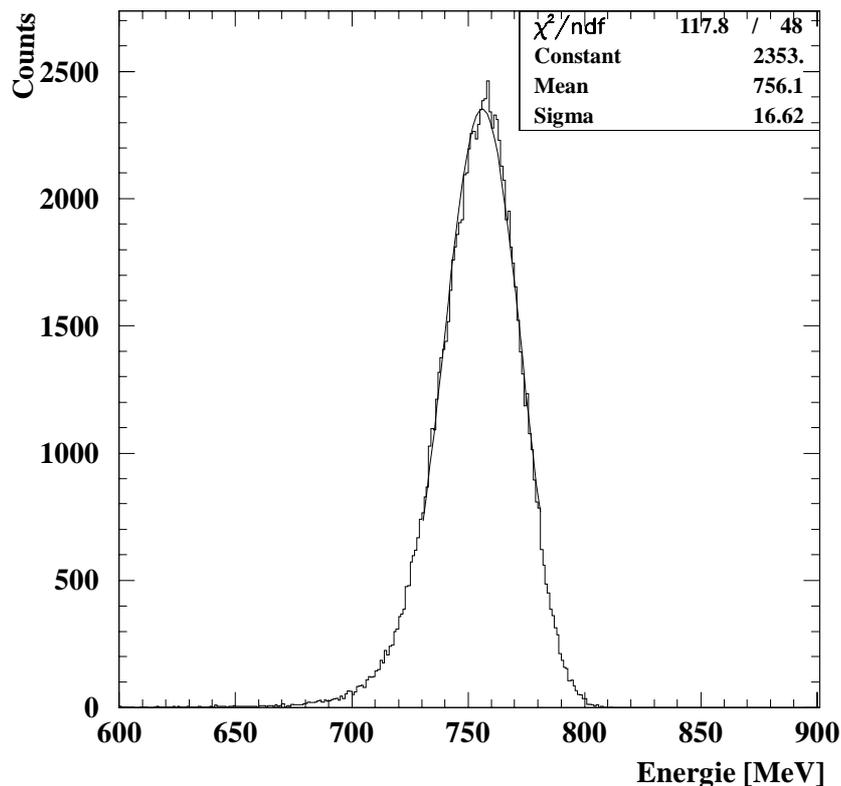


Abb. 4.2 Simulierte Ansprechfunktion für 790 MeV-Photonen. Man erkennt den asymmetrischen Abfall hin zu niedrigen und die steile Flanke zu hohen Energien.

4.2.2. Simulierte Energieauflösung

Das Programmpaket GEANT verfolgt nach dem Eintritt eines Teilchens (Photons) in ein aktives Detektorvolumen dessen weiteren Verlauf, berücksichtigt dabei alle physikalischen Prozesse wie Paarbildung, Compton-Streuung oder Bremsstrahlung, deponiert aber dann die Energie beim Unterschreiten einer gewissen Schwelle vollständig in dem letzten Detektormodul. Dies stellt natürlich ein idealisiertes Verhalten dar, was durch das zusätzliche „Hineinfalten“ einer Energieauflösung die über die Photonenstatistik definiert ist, korrigiert werden muß. Zusätzlich wurde die endliche Breite der Taggerkanäle berücksichtigt und eine weitere Verschmierung innerhalb dieses Intervalls (s. Tabelle 6) durchgeführt. In der folgenden Abbildung sieht man die Ergebnisse von GEANT mit und ohne Korrektur der Photonenstatistik.

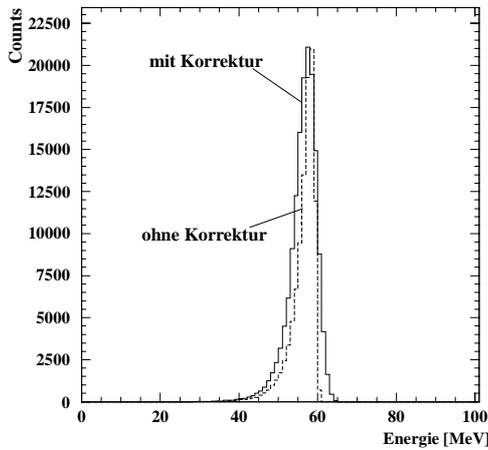


Abb. 4.3 Vergleich ideale und verschmierte Energieverteilung bei 59 MeV.

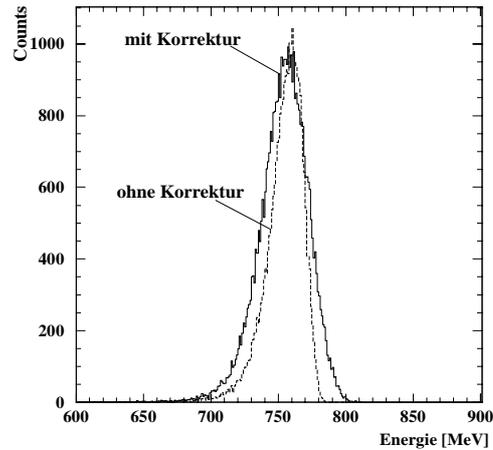


Abb. 4.4 Vergleich ideale und verschmierte Energieverteilung bei 790 MeV.

Mit der folgenden Energieverschmierung konnten die experimentellen Daten für hohe Einschußenergien am besten reproduziert werden :

$$[13] \quad \frac{FWHM}{E_{peak}} = \frac{3.19 \%}{\sqrt[4]{E_{\gamma} [GeV]}}$$

Es war nicht möglich, mit einer solchen Energieabhängigkeit eine Übereinstimmung für alle betrachteten Energien zu erhalten. Mit dieser Wahl des Verschmierungsparameters konnte lediglich eine gute Übereinstimmung der simulierten Energieauflösungen mit den hohen Energien des Experiments erreicht werden. Bei niedrigeren Energien wird das Auflösungsvermögen etwas unterschätzt (s. Abb. 4.5) was wohl in erster Linie in der fehlenden Berücksichtigung von Lichtsammlungseffekten begründet ist, die bei niedrigeren Energien, und damit verbundenen niedrigeren Anzahlen an produzierten Photonen im Kristall, eine größere Bedeutung hat. Bei höheren Energien ist dieser Effekt nicht mehr entscheidend (s. Abb. 4.6).

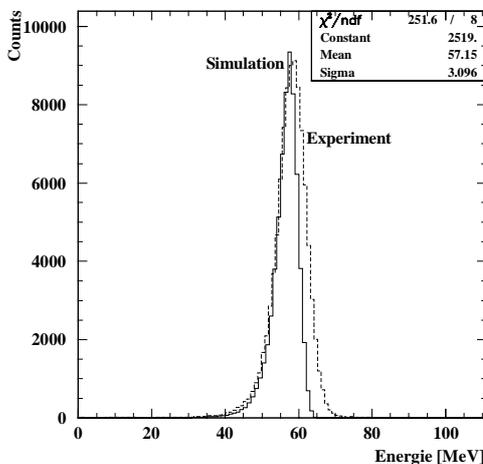


Abb. 4.5 Vergleich der Ergebnisse der Simulation mit dem Experiment für 25 Detektoren bei einer Energie von 59 MeV.

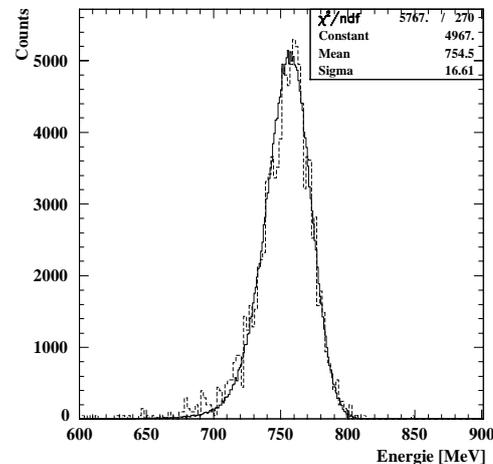


Abb. 4.6 Vergleich der Ergebnisse der Simulation mit dem Experiment für 25 Detektoren bei einer Energie von 790 MeV. Es sind kaum noch Unterschiede feststellbar.

Der deponierte Energiebetrag in den unterschiedlichen Detektoruntereinheiten von 1, 9 und 25 Detektoren wird in der folgenden Abbildung für zwei unterschiedliche Einschußenergien näher erläutert. Die Depositionsverhältnisse des Experiments (s. Abb. 3.14 u. 3.15) konnten gut reproduziert werden.

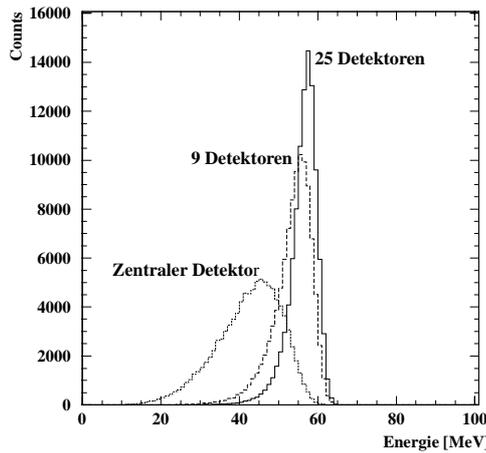


Abb. 4.7 Vergleich der deponierten Energie für unterschiedliche Matrixanordnungen bei einer simulierten Energie von 59 MeV.

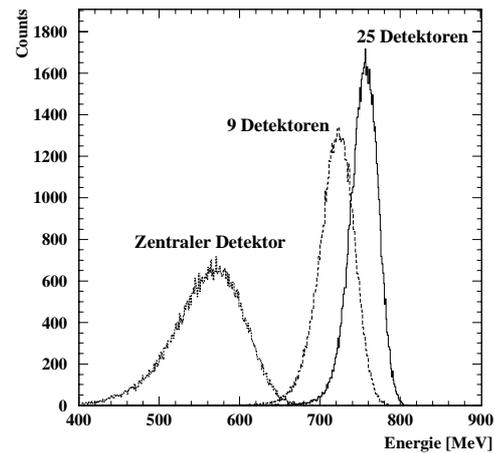


Abb. 4.8 Vergleich der deponierten Energie für unterschiedliche Matrixanordnungen bei einer simulierten Energie von 790 MeV.

Die experimentell bestimmten Energieauflösungen wurden durch die Simulationen für hohe Energien bestätigt. Die Diskrepanz bei kleinen Energien ist, wie bereits angesprochen, auf nicht berücksichtigte Lichtsammlungseffekte im Kristall oder weitere bisher nicht berücksichtigte Effekte zurückzuführen. In Abbildung 4.9 sind die erzielten Auflösungen nochmals miteinander verglichen.

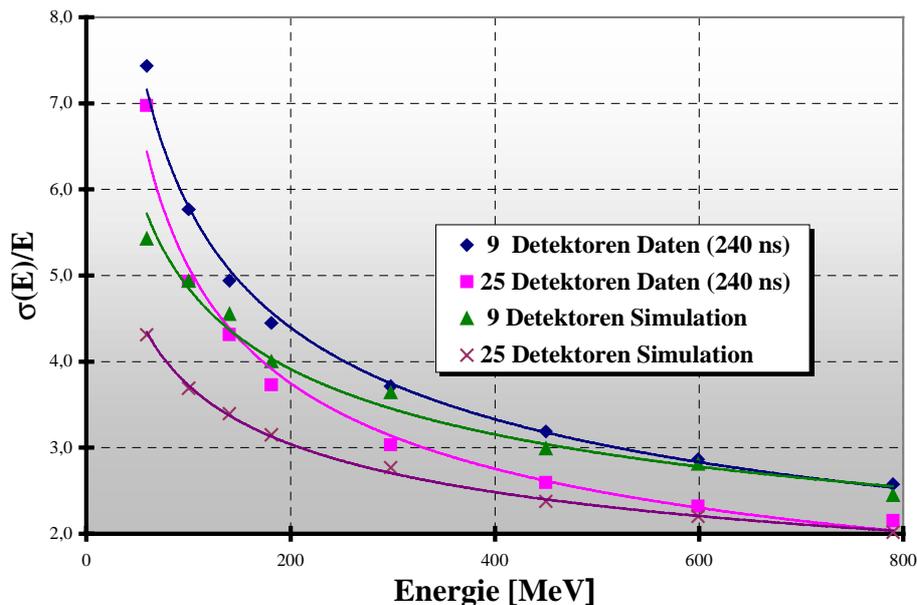


Abb. 4.9 Vergleich der simulierten Energieauflösungen mit denen des Experiments.

4.2.3. Simulierte Ortsauflösung

Die Rekonstruktion des Ortes erfolgte mit einer logarithmischen Wichtung der nachgewiesenen Energiebeiträge der einzelnen Detektormodule, wie es bereits in Abschnitt 3.2.3 beschrieben wurde. Im folgenden soll nochmals kurz auf die Wahl des Abschneideparameters eingegangen werden. Das Verhalten des rekonstruierten Ortes bzw. dessen Auflösung hängt stark von dem bei diesem Verfahren verwendeten Parameters W_0 ab. In Abbildung 4.10 sind die Ergebnisse der Ortsrekonstruktion für 298 MeV, sowie 790 MeV mit unterschiedlichen Parametern einander gegenübergestellt.

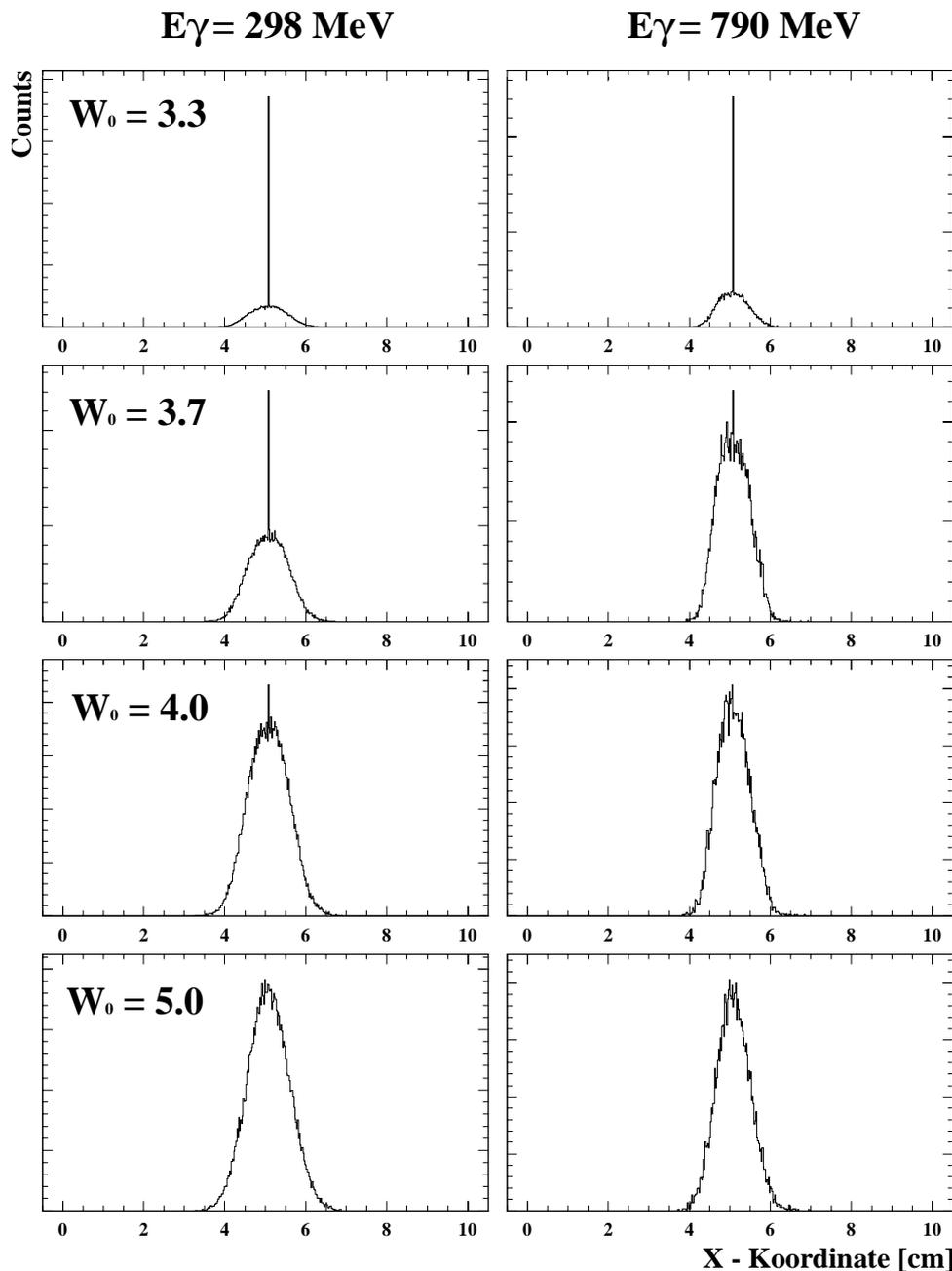


Abb. 4.10 Ortsrekonstruktionen für zwei unterschiedliche Photonenenergien unter Verwendung verschiedener Parameter W_0 im Algorithmus der logarithmischen Wichtung.

Man erkennt deutlich, daß bei einem zu kleinen Wert für W_0 die Schwelle für die Energie, die bei der Rekonstruktion des Ortes noch berücksichtigt wird, zu hoch liegt und lediglich die Energiedeposition im zentrale Detektor in die Auswertung einbezogen wird. Wählt man einen zu großen Parameter, so landet man irgendwann im Rauschen der einzelnen Detektoren, was im Zuge der Auswertung durch das Setzen von unteren Schranken wieder verworfen wird. Man erhält ab einem bestimmten Wert für W_0 keine Änderungen mehr für die Ergebnissen der Ortsrekonstruktion.

Die Ergebnisse der Ortsrekonstruktion des Experiments konnten bei Energien oberhalb von 200 MeV bestätigt werden (s. Abb. 4.12). Da der kleine Molière-Radius des Blei-wolframats und die damit verbundene geringe Schauerausbreitung dafür sorgen, daß die Energie fast vollständig in einem einzigen Kristall deponiert wird, ist es aber sowieso nicht sinnvoll, bei kleineren Energien eine Ortsrekonstruktion durchzuführen.

Die simulierte Auflösung war bei kleinen Energien deutlich besser als beim Experiment (s. Abb. 4.11). Die genauen Ursachen dieses Effekts sind noch nicht geklärt, liegen aber z.B. in einem Rauschen der Elektronik begründet, welches eine andere Energieabhängigkeit besitzt.

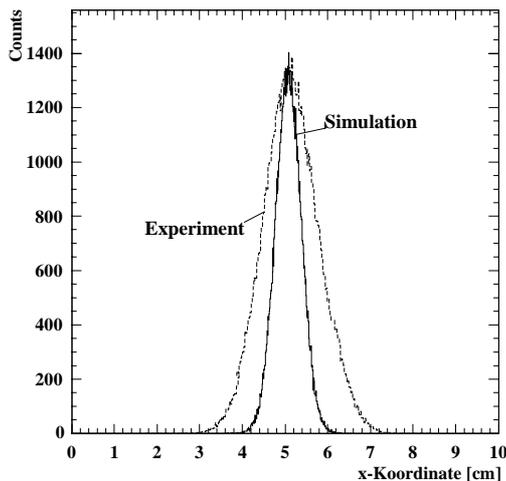


Abb. 4.11 Bei einer Enschußenergie von 59 MeV sind deutliche Unterschiede zwischen den Ortsauflösungen der Simulation und des Experiments festzustellen.

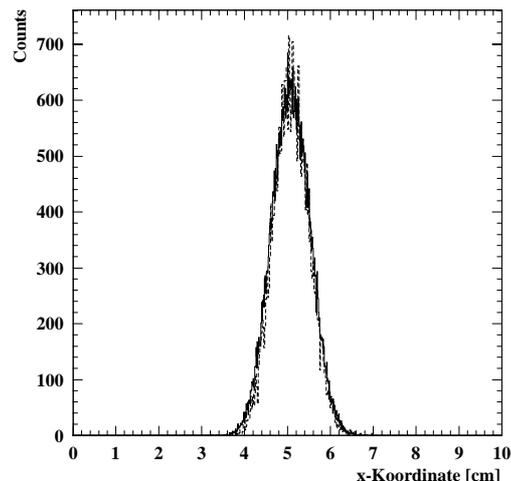


Abb. 4.12 Ortsauflösung der Simulation bei einer Photonenenergie von 790 MeV. Es sind keine Unterschiede zu den Ergebnissen des Experiments zu erkennen.

Kapitel 5

Diskussion

*Die Zukunft beeinflusst die Gegenwart
genauso wie die Vergangenheit.*

Nietzsche

*Die Monde des Jupiter sind für das
nackte Auge unsichtbar. Deshalb
können sie keinen Einfluß auf die Erde
haben, deshalb sind sie nutzlos und
deshalb existieren sie überhaupt nicht.*

*Erklärung einer Gruppe zeitge-
nössischer Kritiker nach der
Entdeckung der Jupiter Monde
durch Galileo Galilei*

Kapitel 5

5. Diskussion

Die Ergebnisse, die aus den Messungen in Mainz hervorgegangen sind, sollen nun mit früheren Daten verglichen und es soll ein Ausblick auf weitere zukünftige Entwicklungen aufgezeigt werden.

5.1. Vergleich mit dem Photonenspektrometer TAPS

Hochauflösende homogene elektromagnetische Kalorimeter, die Szintillatoren als Detektormaterial verwenden, sind seit Jahren in der Hochenergiephysik im Einsatz. Systeme, die vor allem bezüglich der Energieauflösung optimiert sind, wie z.B. Crystal Barrel [Ake92], Crystal Ball [Blo83], Cleo II [Beb88] oder L3 [Ade90], besitzen ein typisches Auflösungsvermögen von $\sigma/E \sim 2\text{-}2.5\%$ bei 1 GeV Einschußenergie. Im Bereich der Mittelenergie-Kern- bzw. Schwerionenphysik sind hochauflösende Kalorimeter zum Nachweis von Photonen im Bereich zwischen wenigen MeV und einigen GeV erforderlich, um zum Beispiel neutrale Mesonen über ihren Photonenzerfall in einer invarianten Massenanalyse zu untersuchen. Seit mehreren Jahren werden solche Messungen auch mit dem hochauflösenden BaF₂-Kalorimeter TAPS durchgeführt (s. Tabelle 8). Neben seiner sehr guten Energieauflösung ermöglicht es aufgrund des extrem schnellen Ansprechverhaltens und der teilchenspezifischen Pulsform eine effiziente Diskriminierung von neutralen und geladenen Teilchen.

	$\sigma(E) / E$ bei 1 GeV [%]	Detektor- material	Strahlungslänge X_0
TAPS (schnelle Komponente)	2.59	BaF ₂	12
TAPS (komplette Lichtausbeute)	2.50	BaF ₂	12
Crystal Ball	2.70	NaJ(Tl)	16
Crystal Barrel	2.00	CsJ(Tl)	16
CLEO II	2.20	CsJ(Tl)	16
L3	2.50	BGO	22

Tabelle 8 Übersicht der Energieauflösung einiger hochauflösender Kalorimeter.

Bariumfluorid besitzt zwei dominante Szintillationskomponenten mit verschiedenen Abklingzeiten ($\tau_1=760$ ps, $\tau_2=620$ ns), wobei die langsame Komponente zu mehr als 90% zur Lichtausbeute beiträgt. Zum Vergleich des Energieauflösungsvermögens der untersuchten Bleiwolframat-Detektoreinheiten sind die entsprechenden Werte des TAPS Spektrometers, die für die gesamte Lichtausbeute (Integrationsintervall $\sim 2\mu\text{s}$) bzw. nur für die schnelle Komponente (Integrationsintervall $\sim 40\text{ns}$) erzielt wurden, in Abb. 5.1 dargestellt. Man erkennt, daß eine Verbesserung für Energien oberhalb 400 MeV durch eine 5x5 Einheit gemessen werden konnte. Diese Verbesserung ist wohl in erster Linie darauf zurückzuführen, daß bei den Bleiwolframat-Kristallen (15 cm entsprechen 17 Strahlungslängen) weniger Energie im Zuge der longitudinalen Schauerausbreitung nach hinten verloren geht als bei den Bariumfluorid-Kristallen von TAPS, deren Länge von 25 cm nur 12 Strahlungslängen entspricht. Bei kleinen Energien führt die deutlich größere Lumineszenzausbeute der BaF_2 -Kristalle zu einem besseren Energieauflösungsvermögen. Eine Beschränkung auf die schnelle Szintillationskomponente des Bariumfluorids, was direkt mit einer geringeren Photonenzahl korreliert ist, bringt folglich für kleine Energien schlechtere Werte, die mit denen des PbWO_4 vergleichbar sind. Für Energien größer als 400 MeV spielt die Photonenzahl keine entscheidende Rolle mehr und die größere Strahlungslänge der Kristalle bestimmt das Auflösungsvermögen.

Das intrinsische Zeitaufklärungsvermögen des TAPS-Spektrometers liegt bei $\sigma < 85\text{ps}$ [Sch90], wobei im Experiment Zeitaufklärungen erzielt wurden, die sich in der Größenordnung $\sigma_{\text{exp}} > 200$ ps bewegten. Die Messungen mit Bleiwolframat erbrachten bisher Werte von $\sigma \sim 100$ ps.

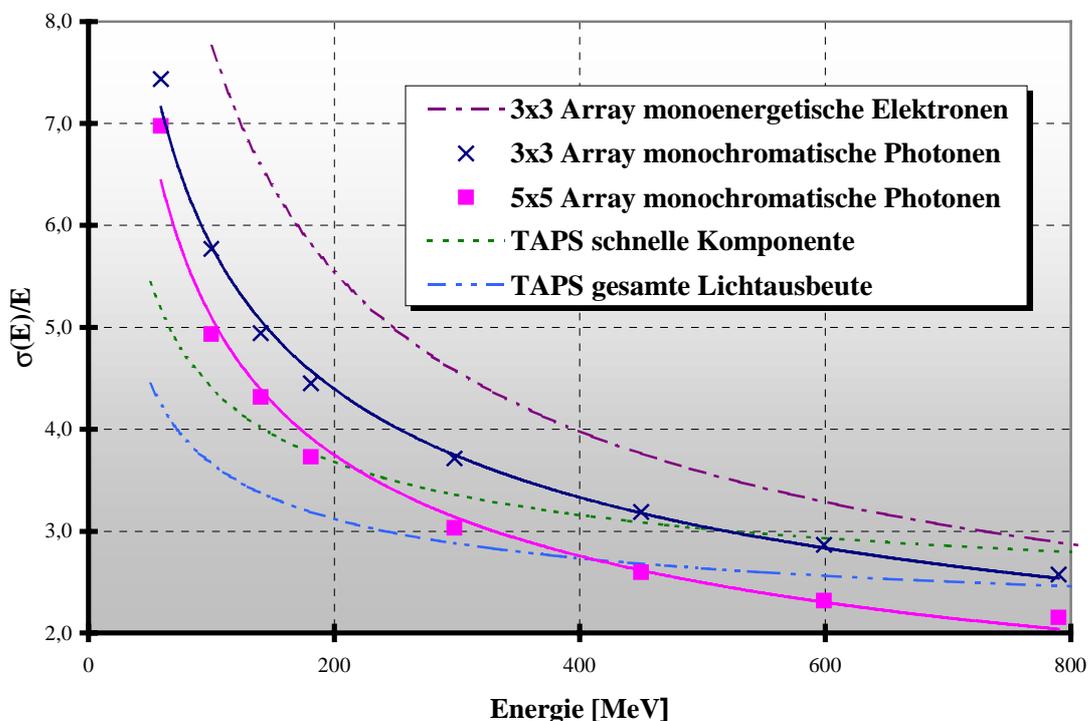


Abb. 5.1 Ansprechfunktionen der Bleiwolframat-Detektorunterheiten mit 9 und 25 Detektoren im Vergleich mit denen des TAPS-Spektrometers.

Wollte man nun ein vergleichbares Detektorsystem wie das TAPS-Spektrometer aus Bleiwolframat herstellen, so stellt man in einer kurzen Überschlagsrechnung folgendes fest: Verlangt man eine gleichbleibende relative Granularität des Detektors, bestimmt durch den Molière-Radius, so benötigt man für den Bleiwolframat-Detektor etwa 9 mal mehr Kristalle, um die gleiche Fläche abdecken zu können. Da man für jeden Kristall noch einen Photomultiplier benötigt, und dieser auch von der Elektronik ausgelesen werden muß, würde der Detektor deutlich teurer werden.

Das TAPS-Spektrometer wird in einem Abstand von typisch 1.5 m zum Target betrieben. Diese Limitierung der Entfernung ist gegeben durch die Teilchenmultiplizität der Reaktionsprodukte bei relativistischen Schwerionenreaktionen (z.B. 1 GeV/u Au+Au), und die dadurch hervorgerufenen sog. Pile-Up-Effekte. Da im Rahmen der elektromagnetischen Schauerausbreitung eines Photons über mehrere Module erstrecken, wird die Energierekonstruktion durch das gleichzeitige Auftreffen neutraler und geladener Teilchen verfälscht oder sogar unmöglich gemacht. Man muß daher solche Ereignisse minimieren, bzw. diese Teilchen sollten zumindest identifiziert werden, was z.B. durch das Veto-Detektorsystem aus Plastiksintillatoren gleicher Granularität bei TAPS sichergestellt wird. Das Zeitaufklärungsvermögen des Bariumfluorids selbst ist ausreichend, um den Detektor näher am Target zu positionieren und trotzdem noch Teilchenidentifikation anhand von Flugzeitmessungen durchzuführen.

Das Zeitaufklärungsvermögen von PbWO_4 kann, wie auch in 5.2 beschrieben, mit einem Wert < 100 ps angenommen werden, was einen vergleichbaren Wert zu Bariumfluorid darstellt. Es ist also aufgrund der deutlich kleineren Frontfläche der PbWO_4 -Kristalle möglich, näher an das Target heran zu gehen, und trotzdem Pile-Up-Effekte auf einem vergleichbaren Niveau zu halten. Die erforderliche Fläche des PbWO_4 -Detektors kann dadurch bei gleichem integralen Raumwinkel reduziert werden, was die Gesamtzahl der Detektormodule drastisch begrenzt.

Das TAPS-Spektrometer besitzt zur Zeit etwa eine Fläche von 1.5 m^2 , was dann durch etwa 0.5 m^2 Bleiwolframat ersetzt werden könnte. Statt der 500 BaF_2 -Kristalle benötigte man 1250 PbWO_4 -Kristalle, also nur einen Faktor 2.5 mal mehr Kristalle, was letztendlich bedeutet, daß man einen zu TAPS vergleichbaren Detektor aus Bleiwolframat durchaus mit dem gleichen bzw. einem geringeren Kostenaufwand realisieren könnte.

5.2. Ansprechfunktion für monoenergetische Elektronen

Bei einer früheren Messung am MAMI wurden bereits Daten mit monoenergetischen Elektronen aufgenommen und analysiert. Es handelte sich damals um einen anderen Versuchsaufbau, bei dem lediglich eine 3×3 Untereinheit verfügbar war. Die Kristalle konnten zuvor nicht speziell ausgewählt werden. Es stellte sich im nachhinein heraus, daß sich sogar ein Kristalle im Zentrum befand, dessen Lumineszenzausbeute deutlich unter dem Mittelwert aller Module lag. Der Trigger der Ausleseelektronik bestand damals aus einer Koinzidenz zwischen den Signalen eines vor dem Detektor positionierten Kreuzes aus szintillierenden Fasern und dem Signal des zentralen Detektors. Dadurch wurde der Ort der eintreffenden Elektronen genau definiert. Sowohl der Detektor als

auch das Faser-Kreuz waren relativ zum Strahl in x- und y-Richtung beweglich. Es wurde in einem Energiebereich zwischen 50 und 830 MeV gemessen [Nov97].

Folgende Auflösungen konnten damals bestimmt werden :

	Monoenergetische Elektronen	Monochromatische Photonen
Energieauflösung 9 Detektoren	$\frac{\sigma(E)}{E_{peak}} = \frac{2.39 \%}{\sqrt{E_e [GeV]}} + 0.20 \%$	$\frac{\sigma(E)}{E_{peak}} = \frac{1.69 \%}{\sqrt{E_\gamma [GeV]}} + 0.63 \%$
Energieauflösung 25 Detektoren	—————	$\frac{\sigma(E)}{E_{peak}} = \frac{1.54 \%}{\sqrt{E_\gamma [GeV]}} + 0.30 \%$
Ortsauflösung	2.1 mm	< 9.3 mm
Zeitauflösung	130 ps	239 ps

Tabelle 9 Übersicht der erzielten Ergebnisse bei den Messungen mit monoenergetischen Elektronen und monochromatischen Photonen.

Eine Verbesserung des Energieauflösungsvermögens durch ein größeres Detektorvolumen wurde damals bereits durch GEANT Simulationen vorhergesagt, was durch die neuen Messergebnisse in dieser Arbeit bestätigt wurde. Die gute Ortsauflösung des damaligen Detektoraufbaus läßt sich eindeutig auf den wohldefinierten Ort der eintreffenden Elektronen zurückführen. Die Größe des Strahlflecks lag in der Größenordnung der Detektorauflösung selbst und ist bei diesen Ergebnissen nicht entfaltet worden, d.h. das intrinsische Auflösungsvermögen sollte deutlich besser sein.

Da das genaue Strahlprofil bei der vorliegenden Messung nicht genau bekannt war und nur aus der Blendengeometrie rekonstruiert werden kann, sind die Unsicherheiten zu groß, um es bei den Analysen der Ortsauflösung zu entfalten. Die Erwartungen für dieses Ergebnis liegen aber durchaus in dem Bereich des Vorgängerexperiments.

Bei beiden Experimenten handelte es sich nicht um Aufbauten, die speziell hinsichtlich einer optimalen Zeitauflösung ausgelegt waren. Die Erklärung der Unterschiede in den erzielten Auflösungen ist nicht offenkundig. Eine Zeitauflösung von ungefähr 100ps, wie sie in 5.1 verlangt wurde, um Teilchenidentifikation anhand von Flugzeitmessungen auch bei geringeren Entfernungen zum Target durchführen zu können, sind bereits bei den Messungen mit monoenergetischen Elektronen erzielt worden und liegen auch bei den neueren Messungen durchaus in den erreichbaren Größenordnungen, wenn man die Länge der Signalleitungen berücksichtigt.

5.3. Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die beschriebene PbWO_4 -Detektoreinheit hauptsächlich hinsichtlich ihres Energieauflösungsvermögens optimiert und untersucht. Weitere Experimente bezüglich der Möglichkeit einer Teilchenidentifikation aufgrund von Pulsformanalysen, wie sie beim Bariumfluorid bereits angewendet werden, sind dringend nötig. Die unterschiedlichen Szintillationskomponenten von BaF_2 werden durch Photonen bzw. Hadronen unterschiedlich stark angeregt, was bedingt ist durch die Ionisationsdichte entlang der Teilchenspuren im Kristall. Basierend auf dem relativen Verhalten der beiden Komponenten kann eine Teilchenidentifizierung durchgeführt werden. Da die verschiedenen Szintillationskomponenten des Bleiwolframats auch unterschiedlichen Lumineszenzzentren zuzuordnen sind, ist eine teilchenspezifische Ansprechfunktion grundsätzlich nicht auszuschließen und wird untersucht werden.

In Zukunft ist es erforderlich, das Zeitauflösungsvermögen des verwendeten Aufbaus durch eine Positionierung der Diskriminatoren direkt am Detektor zu optimieren. Messungen mit nieder- oder mittlereenergetischen Protonen oder schweren Ionen, wie sie z.B. an der GSI¹² als Reaktionsprodukte oder Projektile zur Verfügung gestellt werden, sind ebenfalls noch nicht durchgeführt worden, um zum einen das Energieansprechverhalten, zum anderen aber auch Teilchenidentifikationen zu untersuchen.

Die Auslese der Signale erfolgte bisher mit Philips XP1911 Photomultipliern. Der Einsatz von Photomultipliern, deren Quanteneffizienz an das Emissionsspektrum von PbWO_4 optimiert ist und die eine kürzere Anstiegszeit besitzen, würde eine weitere Verbesserung der Detektoreigenschaften ermöglichen. Außerdem könnte man die Lichtsammlung verbessern, indem man den großen Unterschied im Brechungsindex zwischen Kristall und Eintrittsfenster des Photomultipliers z.B. über eine graduelle Abstufung von Materialien unterschiedlichen Brechungsindex zur Ankopplung an den Photomultiplier überbrückt.

Um das Kalorimeter in Zukunft auch in Anwesenheit stärkerer Magnetfelder betreiben zu können, bedarf es darüberhinaus anderer Photosensoren. Ähnlich den in 1.3.1 beschriebenen und bereits aufgrund der ausgezeichneten Photonenauflösung eingesetzten hybriden Photomultipliern der Firma DEP stellen hierbei kompakte hybride Photomultiplier der Firma *Hamamatsu* eine völlig neue Möglichkeit dar. Ihre geringen Ausmaße von 2 cm Durchmesser erlauben es, auch die vorliegende Untereinheit aus PbWO_4 -Kristallen damit zu bestücken. Ein Prototyp liegt bereits vor und erste Testexperimente haben begonnen.

Ein weiterer wichtiger Ansatzpunkt zur Verbesserung liegt in den Kristallen selbst. Die verwendeten Exemplare zeigten, wie bereits in Kapitel 1 angedeutet, ein sehr unterschiedliches Verhalten bezüglich ihrer optischen Transmissionseigenschaften und ihrer Photolumineszenzausbeute. Die industrielle Herstellung von Kristallen mit reproduzierbarem Verhalten stellt nach wie vor ein Problem dar. Es ist daher eine umfassende Analyse möglichst vieler Eigenschaften von Kristallen mit unterschiedlichen Details des Produktionsprozesses notwendig, um eine Korrelation mit den jeweiligen Szintillatorqualitäten zu finden. Im Rahmen der Kollaboration mit einer Arbeitsgruppe des I. Physikalischen Instituts der Justus-Liebig-Universität Gießen unter der Leitung von Herrn

¹² Gesellschaft für Schwerionenforschung

Dr. A. Hofstätter, welche seit Jahren bereits auf dem Gebiet der experimentellen Festkörperphysik die Szintillationseigenschaften von Wolframat untersucht, soll in einem von der DFG geförderten Forschungsprojekt eine umfassende Untersuchung von Bleiwolframat-Kristallen erfolgen. In enger Zusammenarbeit mit dem Institute for Nuclear Problems in Minsk ist eine direkte Kooperation mit einer der Produktionsstätten der Kristalle für das zukünftige CMS-Kalorimeter gegeben. Neben einer Steigerung der Homogenität der Kristalle liegt das Hauptaugenmerk darin, einen Zusammenhang der unterschiedlichen Szintillationskomponenten mit Verunreinigungen und der jeweiligen stöchiometrischen Zusammensetzung der Kristalle zu finden und aufgrund dessen Kristalle den geforderten Ansprüchen entsprechend mit der gewünschten Komponente zu produzieren. Es konnte gezeigt werden, daß extrem lange Abklingzeiten von 100 ns bis ms auf Verunreinigungen mit Molybdän-Ionen zurückzuführen sind. Neueste Prototypen zeigen, daß mehr als 95% des Lichtes innerhalb von 100 ns in einem Emissionsspektrum zwischen 350 und 650 nm mit einem Maximum bei 425 nm emittiert wird, wobei am Maximum die absolute optische Transmission besser ist als 55%.

Zusammenfassend kann man also festhalten, daß Bleiwolframat, welches über Jahre hinweg als Szintillatormaterial keine besondere Rolle spielte, aufgrund der neuesten Erkenntnisse zu einem sehr interessanten Kandidaten für den Aufbau zukünftiger Detektorsysteme auch in der Mittelenergie-Kern- bzw. Schwerionenphysik geworden ist.

*Wenn du dieses Buch gelesen hast,
dann binde einen Stein daran
und wirf es in den Euphrat.*

Jeremia 51,63

Anhang

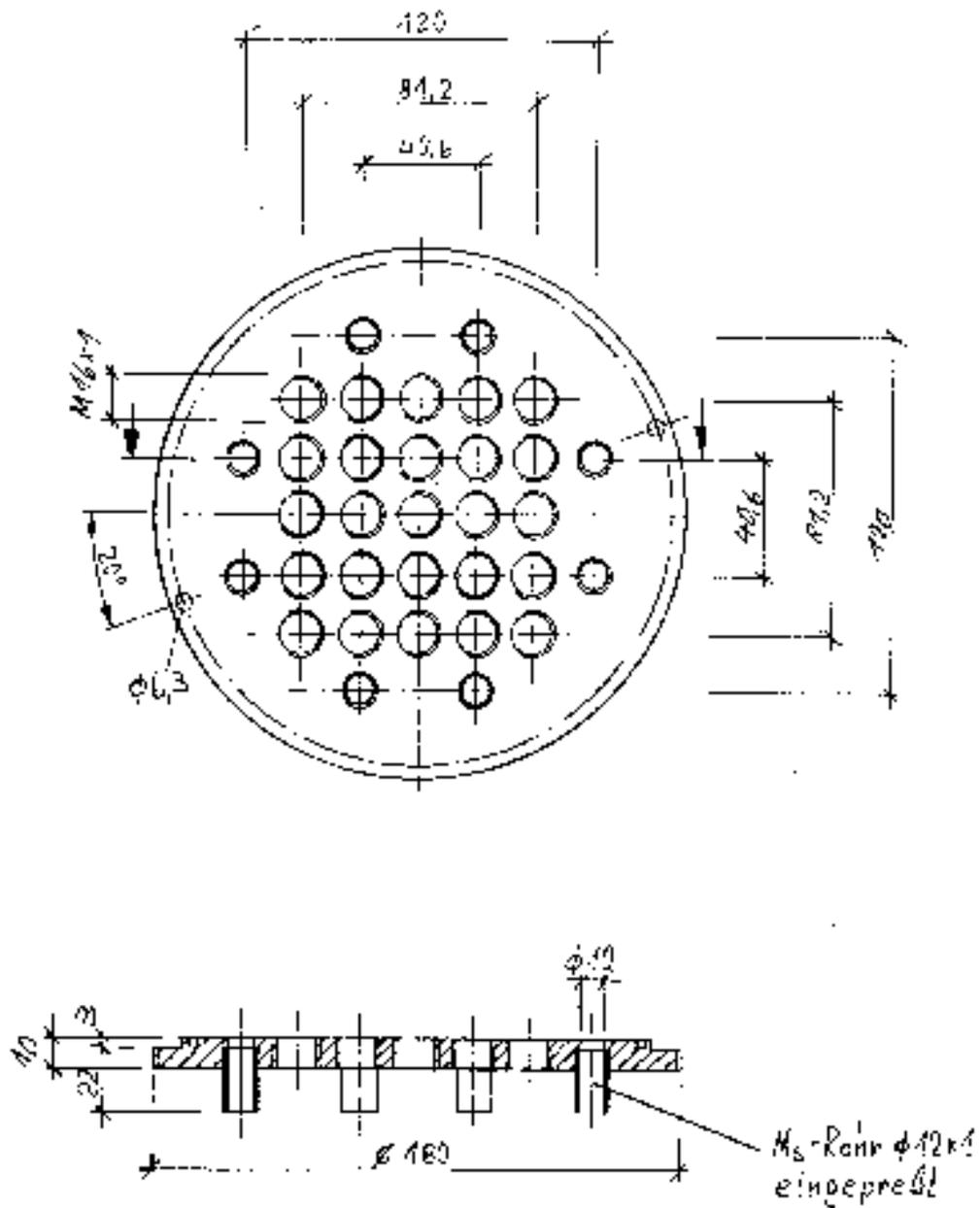


Abb. A Technische Zeichnung der Rückplatte des Detektorgehäuses mit den 25 Bohrungen für die einzelnen Durchführungen und weiter außen angeordnet, die 8 Bohrungen für den Einlaß der Kühlflüssigkeit.

B

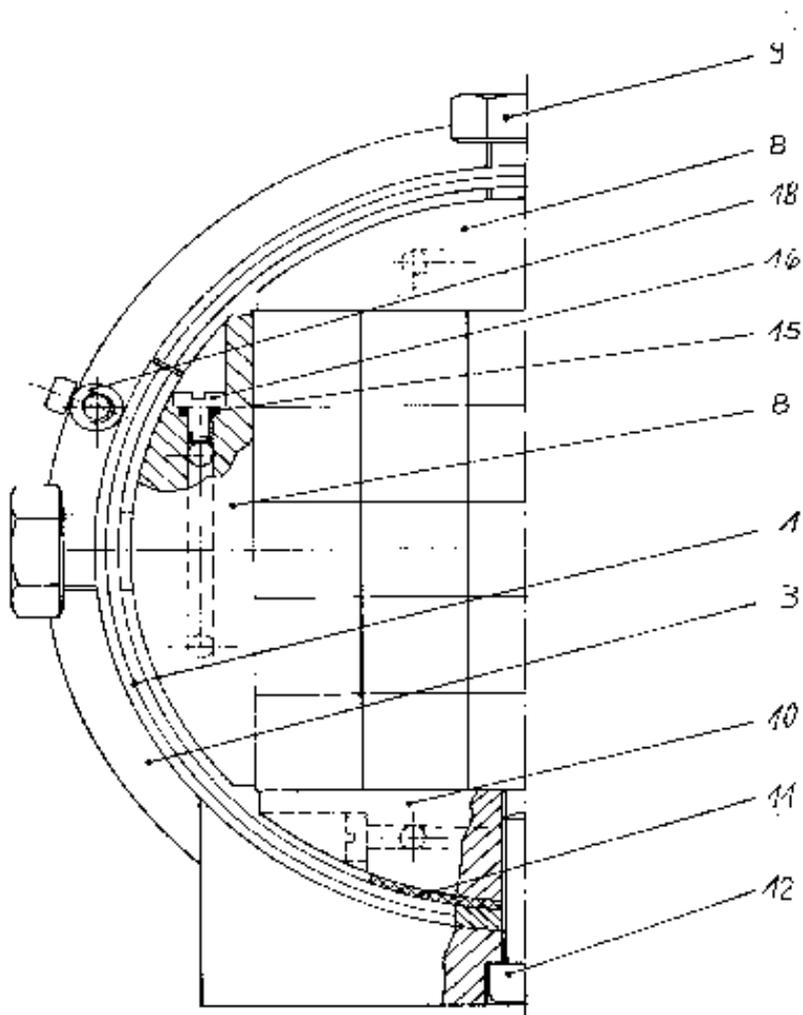


Abb. B Technische Zeichnung der Frontplatte der Detektorhülle. Die Anordnung der Detektoren ist durch die Quadrate angedeutet.

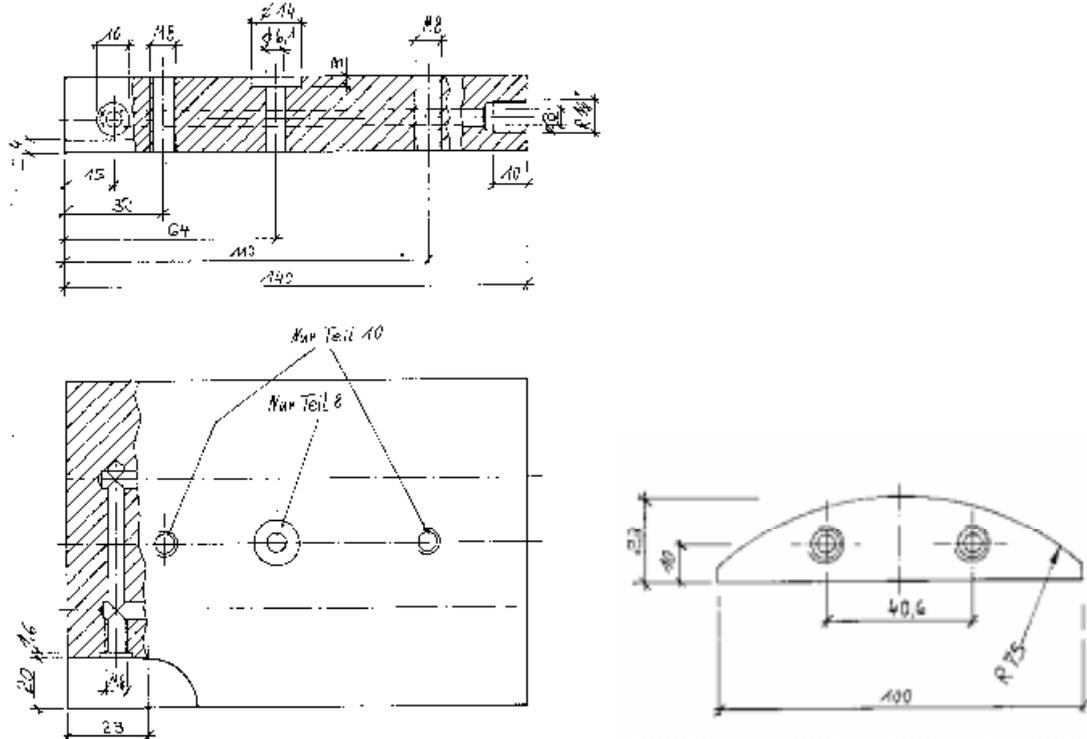


Abb. C Technische Zeichnung der seitlich angebrachten Kühlplatte mit den Bohrungen für die Kühlflüssigkeit.

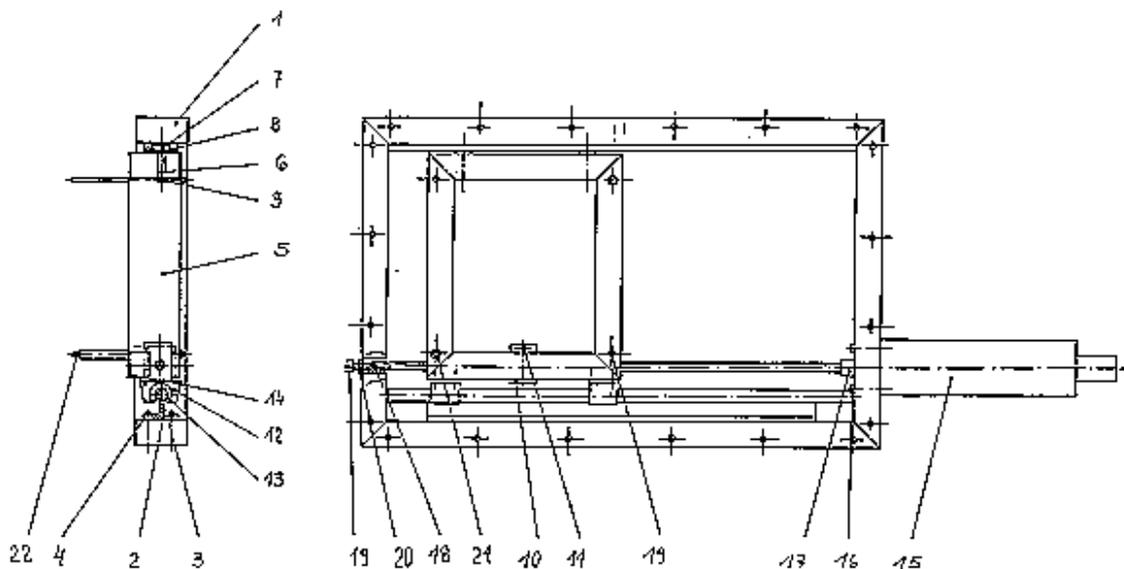


Abb. D Technische Zeichnung von einem der beiden Rahmen, die zur x,y-Steuerung des Detektors verwendet wurden. An der rechten Seite ist der Schrittmotor (15) zu erkennen, der über eine Spindel (17) den inneren kleineren Rahmen (19) bewegte.

D

Literaturverzeichnis

- [Aco91] D. Acosta, *Localizing particles in a Spaghetti Calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A305 (1991) 55-70
- [Ade90] B. Adeva et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A289 (1990) 35
- [Ahr89] J. Ahrens et al., *Experimente mit reellen Photonen (Kollaboration A2)*, Jahresbericht, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1988-1989
- [Ake92] E. Aker et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A321 (1992) 69
- [Ant91] Anthony et al., *Design of a tagged photon spectrometer for use with the Mainz 840 MeV microtron*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A310 (1991) 230
- [Anz95] H. Anzivino et al., *Review of the hybrid photo diode tube*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A365 (1995) 76
- [Arn94] H. Arnaudon et al., *Proximity focussed hybrid photo diode characteristics evaluations*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A342 (1994) 558
- [Awe92] T.C. Awes et al., *A simple Method of shower localisation and identification in laterally segmented calorimeters*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A311 (1992) 130-138
- [Bar92] V.G. Baryshevsky et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A322 (1992) 231
- [Beb88] C. Bebek, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A265 (1988) 258
- [Bet30] H.A. Bethe, Ann. Physik 5 (1930) 325
- [Bet53] H.A. Bethe, Phys.Rev. 89 (1953) 1256
- [Blo33] F. Bloch, Ann. Physik 16 (1933) 285

F

- [Blo83] E. Bloom et al., *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 33 (1983) 143
- [Com94] Compact Muon Solenoid Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38. LHCC/P1 (1994)
- [DEP] DEP Delft Instruments, *Hybrid Photomultiplier Tubes*, techn. Information
- [Der90] S.E. Derenzo et al., *Trans. Nucl. Sci.* 37 (1990) 203
- [Dro94] G.Yu. Drobyshev, *Optimization of the lead-tungstate crystal / photodetector system for high energy physics*, 1994 IEEE Nuclear Science Symposium
- [Exc97] Microsoft Excel 97, Copyright 1985-1997 Microsoft Corporation
- [Fyo96] Fyodorov, *Progress in PbWO₄ Scintillating Crystal, Radiation Measurements*, Vol 26, No. 1, 107-115, 1996
- [Gea93] CERN Program Library Office, *GEANT3.21 Detector Description and Simulation Tool*, CERN Geneva, Switzerland
- [Gem91] GEM Letter of Intent, SSCL SR-1184, Nov. 1991
- [Gru93] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI-Wissenschaftsverlag ISBN 3-411-16571-5
- [Hej94] V. Hejny, *DAX - An Easy Data Acquisition System*, II. Physikalisches Institut
- [Her91] H. Herminghaus, *Der Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger MAMI*, Jahresbericht 1990/91, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz
- [Kat93] V.A. Katchanov et al., *Beam studies of EM-calorimeter prototype built of PbWO₄ crystals*, presented at the 4th Int. Conf. on Calorimetry in High Energy, Isola Elba, Italy, Sept. 15-19, 1993
- [Kor94] M.V. Korzhik et al., Presented at MRS Spring Meeting 1994, San Francisco, CMS TN/94-317
- [Kor96] M. Korzhik, *Spectroscopy and Origin of Radiation Centers and Scintillation in PbWO₄ Crystals*, *Phys. Stat. Sol. (a)* 154, 779 (1996)

- [Krö48] F.A. Kröger, *Some aspects of the luminescence of solids*, Elsevier, Amsterdam (1948) Chap. 3
- [Kru95] B. Krusche, *Photoproduction of π^0 and η mesons from nucleons and nuclei in the second resonance region*, Habilitationsschrift, JLU 1995
- [Lec95] P. Lecoq, *Lead Tungstate scintillators for LHC EM calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A365 (1995) 291
- [Let90] L*Letter of Intent to the SSC Laboratory, Nov. 1990
- [Let92] Compact Muon Solenoid Letter of Intent, CERN/LHCC92-3, LHCC/T1 (1992)
- [L3P92] L3P Letter of Intent, CERN/LHCC 92-5, LHCC/I3 (1992)
- [Nov97] R. Novotny, *Response of a $PbWO_4$ - Scintillator Array to Electrons in the Energy Regime below 1 GeV*, IEEE Trans. on Nucl. Science, June 1997 Vol. 44, 477 – 483
- [Ori96] Origin 4.0, Copyright 1996-1997 Microcal Software Inc.
- [Par96] Particle Data Group, Par. Phys. Booklet, American Institute of Physics
- [Paw93] CERN Program Library Office, PAW, CERN Geneva, CH.
- [Per87] D.H. Perkins, *Introduction to high energy physics*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1987
- [Pie96] C. Pienne, *Etude d'un Calorimetre Electromagnetique pour Hades*, These Universite Blaise Pascal, France
- [Sal92] R. DeSalvo, *First results on the hybrid photodiode tube*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A315 (1992) 375
- [Sch90] O. Schwalb et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A295 (1990) 191
- [TAPS] TAPS-Kollaboration: GSI (Darmstadt), GANIL (Caen, F), KVI (Groningen, NI), II. PIG (Gießen), Uni. Valencia (Sp), NPI (Rez, CZ), KPI (Mainz)
- [Zhu96] R.Y. Zhu, *A Study on the Properties of Lead Tungstate Crystals*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A376 (1996) 319-334

H

Abbildungsverzeichnis

1. Kristalleigenschaften

1.1	Szintillationsmechanismen beim PbWO_4	4
1.2	Strahlengang im Hitachi U-3200 Spektrometer.....	7
1.3	Anordnung der Messungen entlang der longitudinalen Kristallachse.....	8
1.4	Transmissionsmessungen von PbWO_4 -Kristallen.....	9
1.5	Schematischer Aufbau eines hybriden Photomultipliers.....	11
1.6	Experimenteller Aufbau zur Bestimmung der Lumineszenzausbeute.....	12
1.7	Schematischer Aufbau der Elektronik zur Auslese der Signale.....	12
1.8	Vergleich des Ansprechverhaltens zweier PbWO_4 -Kristalle.....	13
1.9	Verteilung der durchschnittlichen Anzahl an Photoelektronen.....	14
1.10	Verteilung der Differenz der Anzahlen der gemessenen Photoelektronen für die jeweiligen Orientierungen der Kristalle.....	14
1.11	Messungen des Ansprechverhaltens von radioaktiven Standardquellen.....	15

2. Testexperiment am MAMI

2.1	Schematische Zeichnung des Elektronenbeschleunigers MAMI.....	19
2.2	Typischer Verlauf eines gemessenen Bremsstrahlungsspektrums.....	21
2.3	Schemazeichnung des Tagger-Spektrometers.....	21
2.4	Verlauf der Führung des Elektronenstrahls.....	22
2.5	Ansicht der Rückseite der Tagger- Detektoren.....	22
2.6	Konstruktion der Strahlfleckgröße beim Experiment am MAMI.....	23
2.7	Aufbau eines Detektormoduls.....	23
2.8	Technische Zeichnung der Seitenansicht des Detektorgehäuses.....	24
2.9	Ansicht eines Bleiwolframat-Kristalls.....	25
2.10	Blick in den bestückten Detektorblock.....	25
2.11	Die Schrittmotorsteuerung.....	26
2.12	Schematischer Aufbau der verwendeten Auslese-Elektronik.....	27
2.13	Blick auf die Datenaufnahmeeinheit.....	28
2.14	Vorderansicht des experimentellen Aufbaus bei der Messung am MAMI.....	29

3. Datenanalyse

3.1	Unkalibriertes Bremsstrahlungsspektrum der beschleunigten Elektronen.....	33
3.2	Energiespektrum eines Detektormoduls.....	34
3.3	Zerlegung des Energiespektrums entsprechend den einzelnen angesprochenen Tagger-Kanälen.....	34
3.4	Zeitspektrum eines Tagger-Kanals.....	34
3.5	Energiespektren zu den korrelierten Tagger-Kanälen.....	35
3.6	Verschiebung der Peakposition in den Zeitspekten der Detektoren.....	36
3.7	Position der Zeitpeaks in Abhängigkeit des zugeschalteten Delays.....	36
3.8	Parametrisierung der Ansprechfunktion durch einen Gauß-Fit.....	37
3.9	Position E_{peak} der Linienform als Funktion der Photonenenergie E_γ	39
3.10	Breite Γ (σ) als Funktion der Photonenenergie E_γ	39
3.11	Vergleich von $\sigma(E)/E$ als Funktion der Photonenenergie (240 ns).....	41

3.12	Vergleich von $\sigma(E)/E$ als Funktion der Photonenenergie (160 ns).....	41
3.13	Vergleich der Ansprechfunktionen mit / ohne Korrektur der Energiebreite.....	43
3.14	Vergleich der deponierten Energie bei 59 MeV.....	44
3.15	Vergleich der deponierten Energie bei 790 MeV.....	44
3.16	Energiedeposition im inneren und äußeren Detektorring bei 59 MeV.....	44
3.17	Energiedeposition im inneren und äußeren Detektorring bei 790 MeV.....	44
3.18	Differenz zwischen der gemessenen Energie und der wahren Einschußenergie.....	45
3.19	Verhältnis zwischen gemessener Energie und wahrer Einschußenergie.....	45
3.20	Zeitspektrum des benachbarten Detektormoduls.....	46
3.21	Verteilung der Energie in der Untereinheit von 9 Detektoren bei 59 MeV.....	47
3.22	Verteilung der Energie in der Untereinheit von 9 Detektoren bei 790 MeV.....	47
3.23	Verteilung der Energie im kompletten Detektorblock bei 790 MeV.....	48
3.24	Rekonstruktion des zentralen Einschußortes bei 790 MeV.....	49
3.25	Vergleich der Ortsauflösungen für 59 MeV und 790 MeV.....	50
3.26	Rekonstruktion des um einen Zentimeter verschobenen Einschußortes bei 790 MeV.....	50
3.27	Weiß ausgeleuchtete kreisförmige Verteilung.....	51
3.28	Projektion der weißen Verteilung mit einem Gauß-Fit.....	51

4. Geant-Simulation

4.1	Ansicht der Detektorgeometrie.....	55
4.2	Simulierte Ansprechfunktion für 790 MeV-Photonen.....	57
4.3	Vergleich ideale und verschmierte Energieverteilung bei 59 MeV.....	58
4.4	Vergleich ideale und verschmierte Energieverteilung bei 790 MeV.....	58
4.5	Vergleich der Ergebnisse der Simulation mit dem Experiment bei 59 MeV.....	58
4.6	Vergleich der Ergebnisse der Simulation mit dem Experiment bei 790 MeV.....	58
4.7	Vergleich der deponierten Energie bei 59 MeV.....	59
4.8	Vergleich der deponierten Energie bei 790 MeV.....	59
4.9	Vergleich der simulierten Energieauflösungen mit denen des Experiments.....	59
4.10	Ortsrekonstruktionen mit unterschiedlichen Wichtungparameter.....	60
4.11	Ortsauflösungen der Simulation bei 59 MeV.....	61
4.12	Ortsauflösungen der Simulation bei 790 MeV.....	61

5. Diskussion

5.1	Vergleich mit dem TAPS-Spektrometer.....	66
-----	--	----

Anhang

A	Technische Zeichnung der Rückplatte des Detektorgehäuses.....	A
B	Technische Zeichnung der Frontplatte der Detektorhülle.....	B
C	Technische Zeichnung der seitlich angebrachten Kühlplatte.....	C
D	Technische Zeichnung von einem der beiden Rahmen, die zur x,y-Steuerung des Detektors verwendet wurden.....	C

Tabellenverzeichnis

1. Kristalleigenschaften

Tabelle 1	Charakteristische Parameter einiger Szintillatoren.....	4
Tabelle 2	Lichtausbeute einiger anorganischer Szintillatoren.....	10

3. Datenanalyse

Tabelle 3	Peaklagen und Breiten (σ) der Responsefunktion.....	38
Tabelle 4	Vergleich der erzielten Energieauflösungen.....	40
Tabelle 5	Übersicht der Responsefunktionen.....	42
Tabelle 6	Photonenenergien und ihre durch den Tagger vorgegebene Breite.....	42
Tabelle 7	Übersicht der Energieauflösungen nach der absoluten Eichung der Energieskala in MeV.....	43

5. Diskussion

Tabelle 8	Übersicht der Energieauflösung einiger hochauflösender Kalorimeter.....	65
Tabelle 9	Übersicht der erzielten Ergebnisse bei den Messungen mit mono- energetischen Elektronen und monochromatischen Photonen.....	68

Danksagung

Zuerst gebührt mein Dank Herrn Prof. Dr. Volker Metag, der mir die Mitarbeit in dieser Arbeitsgruppe ermöglichte. In ganz besonderer Weise bin ich Herrn Dr. Rainer Novotny zu Dank verpflichtet. Er war mir bei meinen experimentellen Arbeiten in der Entwicklung und Anwendung von Szintillationsdetektoren stets ein kompetenter und hilfsbereiter Lehrer.

Für das großzügige Bereitstellen der Strahlzeit am MAMI möchte ich Herrn Prof. Dr. H. Backe danken. Ebenfalls erwähnen möchte ich Herrn Prof. Dr. H. Ströher und Herrn Dr. R. Beck, sowie die Mainzer Beschleuniger-Crew, welche das Gelingen der Experimente garantiert haben. Herrn Priv. Doz. Dr. Bernd Krusche danke ich für seine Anregungen bei der Auswertung der Daten. Ein besonders schönes Dankeschön für die ständige Hilfsbereitschaft und den gemeinsamen Spaß beim Arbeiten gilt allen Mitgliedern des II. Physikalischen Instituts: Hans (Du bist ein echter Finisher !!!), Jo (weiterhin viel Spaß beim *Monster* hüten), Erik, Markus und Jörg, Kottu (bitte komm zurück), Uli, Martin, Matthias und Annette, S², der schwarze Block und vor ALLEM Volker Hejny und Arnd Brenschede. Sie waren die wertvollste Hilfe bei allen auftretenden Problemen.

Nicht zu vergessen sind meine Eltern, die mich während meines Studiums immer großzügig unterstützten und in mir das Interesse für die Physik geweckt haben, meine beiden Omas, mein Bruder (schade, daß wir nicht zum Mond fliegen ...) und Doris, die so unendlich viel Verständnis für das alles aufbrachte :): .

Außerdem ein lachendes Danke für die turbulente Zeit während meines Studiums an Mari und Anti (ohne Euch wäre ich nie nach Irland gegangen !!!), Michael und Sabine (wann ziehen wir endlich zusammen ?), Patti (morgen um 9.00 in der U.B. ?), Christoph (hätte ich sonst überhaupt Vordiplom ?), Sascha (wie war das nochmal mit dem Mößbauer-Effekt ?), Steffen, Ingolf, Katti und all die Freunde aus Schotten (Gerold, Tina, Tanja, Denis, Günther, Bibo, Hetti, Andi, Axel, Tobi und Odi), die für den nötigen Ausgleich am Wochenende sorgten, sowie die vielen Personen, die meinen Auslandsaufenthalt in Irland zu einem einmaligen Erlebnis machten.

Abschließend möchte ich noch den weiteren Mitarbeitern des II. Physikalischen Institutes danken, die mir die Arbeit hier angenehm machten. Hervorheben möchte ich in diesem Zusammenhang Werner Max Döring, der eine wichtige Hilfe beim Aufbau des Experiments und beim Umgang mit den Kristallen war (nicht verzagen ...) und Jürgen Schneider, ohne den diese Arbeit wohl mit Papier und Bleistift erledigt worden wäre (ist was mit dem Drucker ?). Außerdem danke ich besonders Anita (was habe ich da eigentlich alles unterschrieben ???), Rolf und Christof, die mich immer schnell und zuverlässig unterstützten und den Putzfrauen, die mich morgens immer nach Hause geschickt haben ☺.

*Have a good time ...
all the time !!!*

Carter U.S.M.

N

Die Ergebnisse dieser Arbeit basieren auf der konstruktiven Zusammenarbeit und der Unterstützung durch das II. Physikalische Institut Gießen.

Die graphischen Darstellungen dieser Arbeit sind mit Hilfe der Programmpakete PAW [Paw93], Excel [Exc97] und Origin [Ori96] angefertigt. Ich habe diese Arbeit selbständig erstellt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel angewendet.

(Kai Mengel)

Gießen, September 1997.