

Nachweis geladener Teilchen mit PbWO_4

Diplomarbeit

vorgelegt von

MATTHIAS HOEK

aus

Gießen

II. Physikalisches Institut
Universität Gießen

*Da steh ich nun, ich armer Tor!
Und bin so klug als wie zuvor*

Johann Wolfgang Goethe
'Faust Der Tragödie erster Teil'

*Daß ich erkenne, was die Welt
Im Innersten zusammenhält*

Johann Wolfgang Goethe
'Faust Der Tragödie erster Teil'

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
1 Einleitung & Motivation	3
1.1 Einleitung	3
1.2 Motivation	5
2 Qualitätstest der PbWO₄-Kristalle	7
2.1 Notwendigkeit der Qualitätstests	7
2.2 Ergebnisse der Qualitätstests	8
2.2.1 Optische Eigenschaften	8
2.2.2 Szintillationseigenschaften	9
2.2.3 Untersuchung der Eigenaktivität	11
3 Die Experimente an COSY und AGOR	15
3.1 Das Experiment an COSY	15
3.1.1 Der Detektoraufbau	15
3.1.2 Aufbau in der Experimentierhalle	17
3.1.3 Der Beschleuniger COSY	18
3.2 Das Experiment an AGOR	18
3.2.1 Der Detektoraufbau	18
3.2.2 Aufbau am IBP	20
3.2.3 Das Zyklotron AGOR	22
4 Analyse und Ergebnisse der Experimente	23
4.1 Auswertung des COSY-Experiments	23
4.1.1 Energiekalibration	23
Kalibrierung mit kosmischen Myonen	23
Kalibrierung mit Protonen	25
4.1.2 Zeitkalibration	26
4.1.3 Überprüfung der Kalibration	27
4.1.4 Untersuchung der Multiplizität	31
4.1.5 Bestimmung des Auflösungsvermögens	33
4.1.6 Pionen-Response	38
4.2 Auswertung des AGOR-Experiments	42

4.2.1	Energiekalibration	42
4.2.2	Bestimmung des Auflösungsvermögens	46
	PbWO ₄ -Kristalle	46
	CeF ₃ -Kristalle	46
	BaF ₂ -Kristalle	47
5	Diskussion und Ausblick	51
	Kristall-Prototypen für den <i>Photon Ball</i> -Aufbau	51
	Response von PbWO ₄ für hochenergetische Protonen	52
	Response von PbWO ₄ für niederenergetische Protonen	53
	Response von PbWO ₄ für Pionen	55
	Konstanten und Eichparameter	I
	Eichparameter für das COSY-Experiment	I
	Eichparameter für das AGOR-Experiment	II
	Abbildungsverzeichnis	V
	Tabellenverzeichnis	VII
	Literaturverzeichnis	X
	Danksagung	XI

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde einerseits der Nachweis geladener Teilchen und das Auflösungsvermögen für Protonen mit einer PbWO_4 -Matrix, andererseits in einer vergleichenden Studie das Auflösungsvermögen von Einzelkristallen unterschiedlicher Qualität und Geometrie aus PbWO_4 , CeF_3 und BaF_2 für niederenergetische Protonen untersucht.

Dazu wurden Experimente an den Beschleunigern COSY am FZ Jülich und AGOR am KVI in Groningen durchgeführt.

Am Beschleuniger COSY war ein parasitärer Protonenstrahl mit einer Energie von 1,2 GeV verfügbar, der auf ein Aluminiumtarget gerichtet wurde. Die geladenen Reaktionsprodukte wurden mit Hilfe einer PbWO_4 -Matrix, die aus 25 Einzelkristallen besteht, detektiert. Durch eine Flugzeitmessung war es möglich, geladene Pionen und Kaonen, sowie Protonen und Deuteronen zu unterscheiden. Für Protonen, die in 15 cm PbWO_4 gerade noch gestoppt werden, wurde das Auflösungsvermögen der Detektormatrix zu

$$\frac{\sigma}{E} = \left(\frac{0,9 \pm 0,2}{\sqrt{E / \text{GeV}}} + 3,7 \pm 0,6 \right) \%$$

bestimmt. Dieses Ergebnis ist mit dem früher gemessenen Auflösungsvermögen für Photonen vergleichbar. Erstmals wurden quantitativ nichtlineare Effekte in der Detektorresponse für geladene Pionen nachgewiesen, die Hinweise auf Szintillationsmechanismen geben, die selektiv zur Teilchenart sind.

Am Beschleuniger AGOR stand ein H_2^+ -Strahl mit einer Energie von 170 MeV zur Verfügung, der es erlaubte, an Kohlenstoff- und CH_2 -Targets elastisch und inelastisch gestreute Protonen mit 85 MeV zu spektroskopieren. Wie erwartet konnten exzellente Energieauflösungen für BaF_2 ($\sim 1\%$) und CeF_3 ($1,3 - 2,4\%$) erzielt werden. Die in beiden Fällen deutlich besser als für Photonen gleicher Energie sind. Die Ergebnisse für PbWO_4 ($4,3 - 6,7\%$) bestätigen die zuvor an COSY gemessenen Daten, wobei der mit Molybdän dotierte Testkristall eine deutlich bessere Auflösung zeigt. Die Meßdaten bestätigen die Anwendbarkeit von PbWO_4 als Szintillatormaterial auch für den Nieder- und Mittelenergiebereich, wobei sich hier die Vorteile eines kompakten Detektoraufbaus bieten.

Außerdem wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit erste Testmessungen mit PbWO_4 -Kristallen von $(32 \times 32) \text{ mm}^2$ Querschnittsfläche durchgeführt. Die Qualität dieser in dieser Größe erst kürzlich verfügbar gewordenen Kristalle erfüllt die Anforderungen für den geplanten Photonendetektor *Photon Ball* an COSY.

Kapitel 1

Einleitung & Motivation

1.1 Einleitung

Grundlage für diese Diplomarbeit stellt das Vorhaben, am COSY¹-Speicherring in Jülich einen Photonendetektor zur Erweiterung des bestehenden Magnetspektrometers ANKE² zu bauen, dar.

Mit Hilfe dieses Photonendetektors, im folgenden als “*Photon Ball*“ bezeichnet, sollen Zerfallsphotonen von neutralen Mesonen detektiert werden. Dies gibt einerseits die Möglichkeit, neutrale Mesonen, die mit ANKE überhaupt nicht nachgewiesen werden können, direkt durch γ - γ -Koinzidenzen zu bestimmen und nicht wie bisher indirekt durch eine *missing mass*-Analyse. Die *missing-mass*-Analyse ist nur dann anwendbar, wenn bei der Reaktion nur ein nicht in ANKE detektiertes Teilchen vorhanden ist.

Andererseits lassen sich mit dem Photon Ball auch geladene Teilchen mit einem deutlich vergrößerten Raumwinkel nachweisen. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, sämtliche Reaktionsprodukte, neutrale wie geladene, in Koinzidenz nachzuweisen. Diese Vorgehensweise mit einem möglichst großen Raumwinkel mit homogener Nachweiseffizienz wird im Augenblick auch mit dem TAPS³-Detektor verfolgt, der zusammen mit dem Crystal Barrel [Ake92] ab Winter 2001 in Bonn am Beschleuniger ELSA⁴ messen soll.

Der Vorteil dieser Vorgehensweise liegt zum einen in der kinematischen Überbestimmung der Reaktion, was erlaubt, Untergrundereignisse mit hoher Effizienz abzutrennen, und zum anderen in der Möglichkeit, Multi-Mesonen-Endzustände, auch mit mehreren neutralen Mesonen, nachweisen zu können. Die Forderung, mehrere neutrale Mesonen nachzuweisen, ergibt sich aus dem Wunsch, höherenergetische Resonanzen zu untersuchen, in deren zunehmend komplexeren Zerfallskanälen die Multiplizität der geladenen und ungelade-

¹COoler SYnchrotron

²Apparatus for studies of Nucleon and Kaon Ejectiles

³Two Arm Photon Spectrometer

⁴Elektronen Stretcher Anlage

nen Mesonen deutlich größer als 2 sein kann.

Um dieses Ziel zu erreichen, soll ein Photonendetektor um den Wechselwirkungspunkt gebaut werden. Für eine hohe Akzeptanz des Detektors ist es notwendig, einen möglichst grossen Raumwinkel abzudecken, daher wurde eine sphärische Form vorgeschlagen. Aufgrund der Notwendigkeit, diesen neuen Detektor in das bestehende ANKE-Design zu integrieren, ergeben sich jedoch einige restriktive Forderungen an den Entwurf, die sowohl die Größe als auch technische Aspekte betreffen.

An erster Stelle ist hier der limitierte Platz um den Targetpunkt herum zu nennen, so daß der komplette Detektor einen maximalen Durchmesser von 75 cm nicht überschreiten darf, die Finemesh-Photomultiplier samt Hochspannungsversorgung eingeschlossen. Dies macht die Verwendung eines sehr kompakten Szintillatormaterials, d.h. ein Material mit kurzer Strahlungslänge, notwendig. In Betracht gezogen wurden vier Materialien wie in Tab. 1.1 dargestellt.

Eigenschaft	$PbWO_4$	CeF_3	BGO	BaF_2
Dichte ρ in g/cm^3	8,28	6,16	7,13	4,89
Strahlungslänge X_0 in cm	0,89	1,68	1,12	2,05
Molièreradius R_M in cm	2,2	2,6	2,4	3,4
Brechungsindex	2,3	1,68	2,20	1,56
Zerfallsdauer in ns	< 20	30	300	0,7 ^a / 620 ^b
Emission in nm	420 – 440	310 – 340	480	220 ^a / 310 ^b

^a schnelle Komponente

^b langsame Komponente

Tabelle 1.1: Mögliche Szintillatormaterialien zum Bau des Photon Ball

Eine weitere Anforderung an das Szintillatormaterial sind eine schnelle Anstiegszeit und kurze Zerfallsdauer, um aus der Zeitinformation eine grobe Flugzeitmessung durchzuführen und um bei hohen Einzelraten zu messen.

Als weitere Einschränkung ergibt sich der Zwang, diesen Photon Ball im magnetischen Streufeld des Analyse magneten von ANKE zu betreiben, was bedeutet, daß das Szintillationslicht nicht mit Hilfe herkömmlicher Photomultiplier (PM) ausgelesen werden kann.

Beide Probleme sind schon in Vorarbeiten untersucht worden. Zunächst wurden Tests mit sogenannten Finemesh-PM, die unempfindlich gegenüber magnetischen Feldern parallel zur PM-Achse sind, unternommen. Diese Tests haben gezeigt, daß, eine entsprechende magnetische Abschirmung gegen magnetische Felder senkrecht zur PM-Achse vorausgesetzt, Finemesh-PM in den vorhandenen Streufeldern ohne Einschränkung betrieben werden können. Weiterhin wurde in der Diplomarbeit von K. Römer [Röm01] gezeigt, daß $PbWO_4$ auch zum Nachweis von Photonen mit Energien von einigen

zehn MeV geeignet ist, da bisher der Einsatz von PbWO_4 im Rahmen des CMS⁵-Projektes am zukünftigen LHC⁶ nur für Energien ab einigen GeV geplant und untersucht worden war [Lec95]. Mit dem Einsatz von PbWO_4 sind die strikten Beschränkungen hinsichtlich der Größe des Photon Balls erfüllbar, da PbWO_4 ein sehr kompakter, aber sehr lichtschwacher Szintillator ist.

1.2 Motivation

Aufgrund der Absicht, PbWO_4 als Szintillatormaterial für den Photon Ball zu verwenden, ergab sich die Fragestellung, wie sich PbWO_4 in Hinsicht auf den Nachweis geladener Teilchen verhält. Ziel dieser Arbeit soll es sein, zu untersuchen, ob sich unterschiedliche geladene Teilchen durch eine Flugzeitmessung trennen lassen, wie gut das Auflösungsvermögen von PbWO_4 für diese Teilchen ist und ob besondere Effekte wie z.B. *Quenching* des Szintillationslichts auftreten. Zusätzlich von Interesse ist der Unterschied zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern in PbWO_4 . Insbesondere ist damit die Multiplizität, d.h. die Anzahl der Kristalle einer Untereinheit, die gefeuert haben, gemeint.

Um diese Fragen zu klären, wurden Versuche an zwei Beschleunigeranlagen, COSY im Forschungszentrum Jülich und AGOR⁷ am KVI⁸ in Groningen, durchgeführt, um einen möglichst großen Energiebereich abzudecken.

Bei dem Experiment am KVI wurden in einer vergleichenden Studie neben reinem bzw. Molybdän-dotiertem PbWO_4 ⁹ Detektoren aus CeF_3 ¹⁰ und BaF_2 ¹¹ untersucht, um einen direkten Vergleich bei niedrigen Energien (~ 80 MeV) zu erhalten.

Neben diesen Testexperimenten wurden erste Prototypkristalle, bereitgestellt von BGRI und Bogoroditsk, mit deutlich größerem Querschnitt im Labor hinsichtlich optischer Qualität und Luminiszenzausbeute untersucht.

⁵Compact Muon Solenoid

⁶Large Hadron Collider

⁷Accelerateur Groningen-ORsay

⁸Kernfysisch Versneller Instituut

⁹Bleiwolframat

¹⁰Cerfluorid

¹¹Bariumfluorid

Kapitel 2

Qualitätstest der PbWO₄-Kristalle

2.1 Notwendigkeit der Qualitätstests

Wie in Kapitel 1 angesprochen, sollen die einzelnen Detektormodule mit Hilfe von Finemesh-PM ausgelesen werden. Der im Augenblick einzige kommerziell erhältliche PM dieser Art wird von der Firma Hamamatsu hergestellt. Der PM, Typ R5505, besitzt einen äußeren Gesamtdurchmesser von ca. 25 mm und eine Länge inklusive des Spannungsteilers von 75 mm. Zusammen mit einer 3 mm starken magnetischen Abschirmung aus Weicheisen ergibt sich ein Gesamtdurchmesser von ca. 31 mm. Daraus ist ersichtlich, daß die Endfläche der verwendeten Kristalle mindestens diese Größe aufweisen muß.

Zu Beginn dieser Diplomarbeit war die Produktion von Kristallen solcher Größe gerade erst möglich geworden. Bisher war die Produktion auf Kristalle für das CMS-Projekt optimiert, die eine pyramidenstumpf-förmige Gestalt mit einer maximalen Endfläche von $(22 \times 22) \text{ mm}^2$ haben. Deshalb war es unerlässlich, die optischen wie die Szintillationseigenschaften dieser neuen Kristalle zu untersuchen. Zunächst standen zwei Kristalle, die vom BGRI¹ hergestellt worden waren, zur Verfügung. Später waren dann neun Kristalle, die von RI&NC² aus Minsk geliefert worden waren, verfügbar, siehe Tab. 2.1.

¹Beijing Glas Research Institute

²Radiation Instruments & New Components Ltd.

Hersteller	Bezeichnung	Breite / mm	Höhe / mm	Länge / mm
BGRI	BP-01	32	32	93
	BP-02	34	34	100
RI&NC	B0301 1-9	32	32	120

Tabelle 2.1: Kristallmaße

2.2 Ergebnisse der Qualitätstests

2.2.1 Optische Eigenschaften

Zuerst wurden die optischen Eigenschaften der Kristalle vom BGRI untersucht. Dazu wurde mit einem Doppelstrahl-Spektrometer³ die optische Transmission längs der Kristallachse sowie an vier Stellen senkrecht zur Kristallachse gemessen. Die Messung entlang der Kristallachse gibt Aufschluß über die Selbstabsorption des Szintillationslichts, die Messungen senkrecht zur Kristallachse erlauben wegen der kürzeren Dimension eine höhere Sensitivität für Absorptionsbanden und dienen der Überprüfung der Homogenität der Kristalle. Der überprüfte Wellenlängenbereich liegt zwischen 190 und 700 nm, wobei das Szintillationslicht der PbWO_4 -Kristalle im blauen Bereich zwischen 400-420 nm emittiert wird.

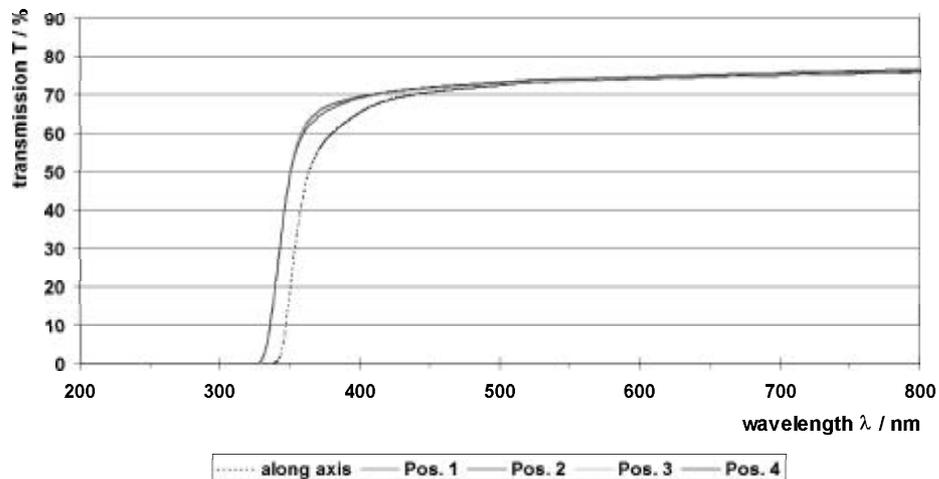


Abbildung 2.1: Transmissions-Messungen an BP-01 orthogonal und parallel zur Kristallachse

Wie die Messungen zeigen, sind keine Absorptionsbanden im transparenten Bereich erkennbar. Bei der Messung der Homogenität zeigten sich jedoch

³Specord 200 von Jena Optik

klare Unterschiede zwischen beiden Kristallen. Als Bezugspunkt für die generelle optische Qualität wird die Wellenlänge, bei der die Transmission auf die Hälfte absinkt, genommen. Der Wert der entsprechenden Wellenlänge sollte so gering wie möglich sein, d.h. < 360 nm. Während der erste Kristall, BP-01, keine Abhängigkeit der Transmission von der Meßposition zeigte, siehe Abb. 2.1, variiert diese beim zweiten Kristall, BP-02, mit der Position. Diese Messung deutet somit auf Inhomogenitäten im zweiten Kristall hin, was zu einem deutlich schlechteren Wert für die Messung entlang der Kristallachse führt, siehe Tab. 2.2.

Die Kristalle von RI&NC, hergestellt in Bogoroditsk, wurden in gleicher Weise untersucht, allerdings wurde hier nur an drei Stellen senkrecht zur Kristallachse gemessen. Die von RI&NC gelieferten Kristalle zeigen gute Ei-

Bezeichnung	Pos. 1	Pos. 2	Pos. 3	Pos. 4	längs
BP-01	351	350,5	351	351	363
BP-02	351	349	349,5	352,5	379,5
B0301 1	358	358,2	358	—	364
B0301 2	358,5	358,4	358,8	—	363,8
B0301 3	357,8	358,9	358,8	—	364,2
B0301 4	355,2	355,7	355,7	—	363,9
B0301 5	356,7	356,5	381,5	—	364,1
B0301 6	358	358,8	360	—	363,8
B0301 7	359,6	360,2	359,4	—	366,8
B0301 8	357,3	356,8	356,6	—	364,3
B0301 9	359,3	359,3	358,8	—	365,1

Tabelle 2.2: Wellenlänge, bei der die Transmission auf 50% fällt

genschaften, wobei auch hier Ausnahmen zu erkennen sind, z.B. Kristall B0301 5, siehe Tab. 2.2 und Abb. 2.2. Die optische Homogenität ist wichtig für das lineare Ansprechen des Kristalls. Wie diese Untersuchungen zeigen, ist es möglich, Kristalle mit guten optischen Eigenschaften auch mit größerem Querschnitt zu ziehen.

2.2.2 Szintillationseigenschaften

Nach der Überprüfung der optischen Eigenschaften waren die Szintillationseigenschaften, genauer die Lichtausbeute, Gegenstand der Untersuchung. Dazu wurden zunächst alle Kristalle in Teflon eingewickelt, zwecks Lichtreflexion, anschließend wurde Aluminiumfolie über das Teflon gewickelt und abschließend schwarzes Klebeband, um diese Hülle lichtdicht zu machen. Die beiden Endflächen wurden von dieser Prozedur ausgenommen, da hier jeweils der PM angekoppelt wurde. Jeder Kristall wurde dann nacheinander

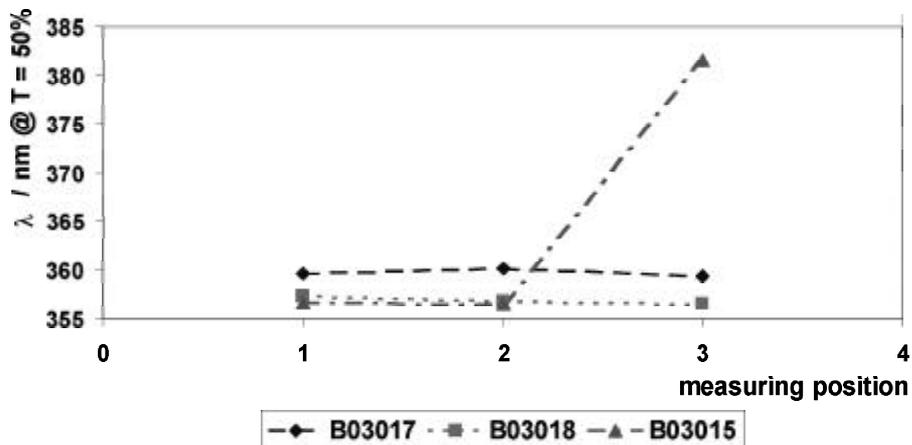


Abbildung 2.2: Vergleich verschiedener Kristalle von RI&NC

an einen hybriden PM⁴ mit optischem Öl angekoppelt. Die gegenüberliegende Frontfläche wurde mit einer Kappe aus Teflon und Aluminiumfolie abgedeckt um Lichtverluste zu vermeiden. Der gesamte Aufbau befindet sich in einer Aluminiumröhre, die lichtdicht verschlossen werden kann. Weiterhin ist noch ein Plastiksintillator oberhalb der Röhrenabdeckung angebracht, um Koinzidenzmessungen zu ermöglichen. Dann wurde zwischen Röhrenabdeckung und Plastiksintillator eine ⁶⁰Co-Quelle montiert und in Koinzidenz zwischen dem hybriden PM und dem Plastiksintillator gemessen. Dies wurde für jede Endfläche wiederholt, um wieder mögliche Inhomogenitäten zu erkennen.

Die Verwendung eines hybriden PM [DeS95] bietet den Vorteil, daß aufgrund der sehr guten Auflösung die Anzahl der entstandenen Photoelektronen (p.e.) einfach zu bestimmen ist. Aus der Anzahl der entstandenen p.e. kann das primär entstandene Szintillationslicht abgeschätzt werden, wenn man die Quanteneffizienz des PM, Geometrie und Lichtverluste durch Selbstabsorption im Kristall berücksichtigt.

Tab. 2.3 zeigt die erzielten Ergebnisse, wobei sich die mittlere Anzahl der p.e. durch Multiplikation der gemessenen Anzahl mit einem Korrekturfaktor (~ 2), der das Abdeckungsverhältnis der Kristallendfläche durch den PM berücksichtigt, ergibt. Man kann erkennen, daß die Kristalle vom BGRI mehr Szintillationslicht emittieren und andererseits, daß die Kristalle von RI&NC eine untereinander nur geringfügig streuende Anzahl von p.e. erzeugen. Auch die Kristalle, die bei den optischen Messungen deutliche Unterschiede gezeigt haben.

⁴DEP Model PP0275C mit S20-UV Photokathode, \varnothing 25 mm

Bezeichnung	Endfläche 1	Endfläche 2	Mittel
BP-01	7,38	7,76	7,57
BP-02	8,22	7,49	7,85
B0301 1	6,66	6,18	6,42
B0301 2	6,26	6,65	6,45
B0301 3	6,5	6,42	6,46
B0301 4	6,41	6,21	6,31
B0301 5	6,36	6,6	6,48
B0301 6	6,23	6,27	6,25
B0301 7	6,69	6,71	6,7
B0301 8	6,61	6,66	6,63
B0301 9	6,46	6,74	6,6

Tabelle 2.3: Mittlere Anzahl der im hybriden PM nachgewiesenen Photoelektronen

2.2.3 Untersuchung der Eigenaktivität

Die zwei Kristalle vom BGRI wurden dann an einen anderen, konventionellen PM⁵ gekoppelt, um das Auflösungsvermögen für niederenergetische Photonen zu bestimmen. Die Kristalle waren auf die oben beschriebene Weise eingewickelt. Der gesamte Aufbau war temperaturstabilisiert bei 17°C, und das Szintillationslicht wurde über eine Zeitdauer von 200 ns integriert. Zur Energiekalibration dienten zwei Quellen, eine ¹³⁷Cs- und eine ²²Na-Quelle, die Photonen mit Energien von 662 keV bzw. 511 keV und 1275 keV emittieren.

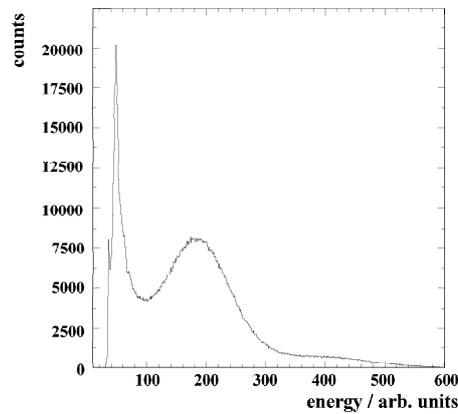
Das Auflösungsvermögen wurde für den Photopeak bei 662 keV aus dem ¹³⁷Cs-Spektrum bestimmt, was eine standardmäßige Angabe für Szintillatoren darstellt.

Bezeichnung	$\frac{\sigma}{E}$ %
BP-01	34
BP-02	34

Tabelle 2.4: Auflösungsvermögen der Kristalle vom BGRI

Allerdings wurde die Messung durch eine erhebliche Eigenaktivität der beiden Kristalle beeinträchtigt, siehe Abb. 2.4 und 2.5. Deshalb musste die Energiekalibrierung durch die Lage der beiden niederenergetischen Photopeaks erfolgen. Für die Lage des Untergrundpeaks ergibt sich daraus eine Energie von etwa 1360 keV. Diese Energie legt die Vermutung nahe, daß

⁵Hamamatsu Model R2059-01, \varnothing 2 inch

Abbildung 2.3: ¹³⁷Cs-Spektrum, Kristall BP-02

es sich hierbei um eine Verunreinigung mit ⁴⁰K handeln könnte, das Photonen mit 1340 keV beim Zerfall emittiert. Die Form des Untergrundpeaks entspricht aber nicht der Form, die für monoenergetische Photonen einer Energie von 1340 keV zu erwarten wäre, da hier keine Comptonkante sowie -kontinuum zu erkennen sind.

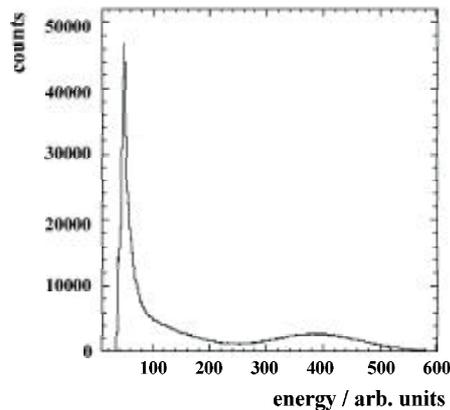


Abbildung 2.4: Gesamtes Untergrundspektrum, BP-02

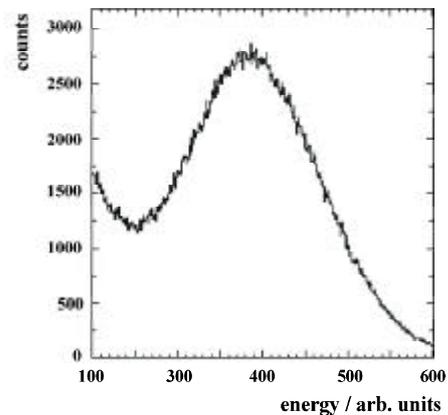


Abbildung 2.5: Ausschnitt: Emissionspeak

Ein weiteres Argument gegen eine Verunreinigung mit ⁴⁰K ist die lange Halbwertszeit dieses Isotops, $t_{1/2} = 6,712 \cdot 10^{14}$ min und sein geringes Vorkommen. Um die gemessene Eigenaktivität nur aufgrund einer solchen Verunreinigung zu erklären, müsste die Anzahl an Kalium-Atomen um den Faktor 0,8 bzw. 1,7 größer sein als die Anzahl an PbWO₄-Molekülen, siehe Tab. 2.5. Zur vollständigen Untersuchung dieses Phänomens wurde zunächst ein Ge-Halbleiter-Detektor⁶ verwendet, um γ -Strahlung, die vom Kristall aufgrund

⁶Ortec HPGe

Bezeichnung	Eigenaktivität [$\frac{1}{min}$]	$\frac{N_K}{N_{PbWO_4}}$
BP-01	$2,62 \cdot 10^5$	0,8
BP-02	$0,996 \cdot 10^5$	1,7

Tabelle 2.5: Eigenaktivität

seiner Kontamination emittiert wird, nachzuweisen. Allerdings konnte bei diesen Messungen kein eindeutiges Photonenspektrum nach Abzug des Untergrunds identifiziert werden.

Als letztes wurde ein $100 \mu\text{m}$ Si-Oberflächensperrschicht-Detektor (SBD)⁷ mit einem Durchmesser von 15 mm eingesetzt. Die Kristalle wurden in einem Abstand von 5 mm vor dem SBD, der in einer Vakuumkammer montiert war, platziert. Die Messungen wurden unter Vakuum durchgeführt, da mögliche Teilchen, z.B. α - oder β -Teilchen, die vom Kristall emittiert werden, nachgewiesen werden sollten. Die Messungen wurden über mehrere Stunden durchgeführt, zusätzlich wurde noch der Untergrund gemessen, indem der SBD durch einen Tantalabsorber abgedeckt wurde. Gleichzeitig wurden die Schwellen für die Signalhöhe verändert, um eine Trennung von α - und β -Teilchen zu ermöglichen, da β -Teilchen ein wesentlich kleineres Signal im SBD verursachen als α -Teilchen.

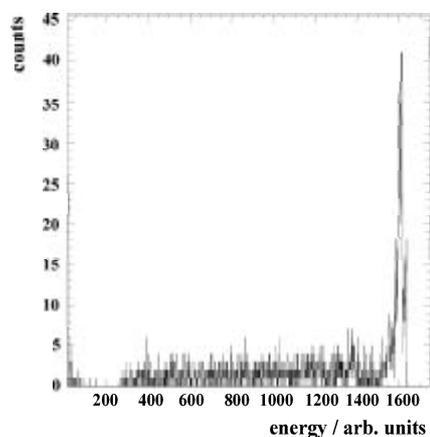


Abbildung 2.6: Spektrum ohne Absorber, BP-02

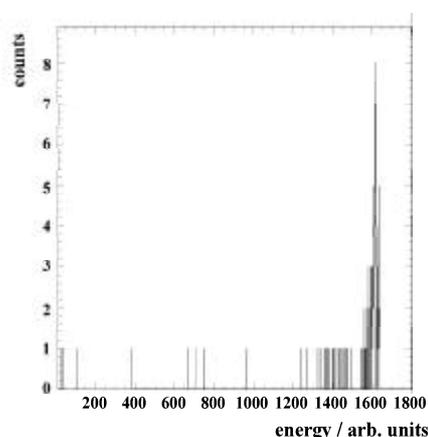


Abbildung 2.7: Spektrum mit Absorber, BP-02

Der monoenergetische Peak, der in beiden Spektren am rechten Rand zu erkennen ist, stammt von einer Verunreinigung des SBD selbst, die Kanalzahl

⁷EG&G

entspricht einer Energie von 6 MeV. Zusätzlich kann man allerdings in Abb. 2.6 ein kontinuierliches Spektrum bis hin zu niedrigen Energien sehen. Nach dem Abzug des Untergrunds ergibt sich eine Zählrate von $0,79 \frac{1}{\text{min}}$, wenn man Einträge zwischen den Kanalzahlen 250 und 1440 berücksichtigt (Abb. 2.6 und 2.7).

Das Spektrum in Abb. 2.6 kann durch α -Teilchen, die ursprünglich monoenergetisch mit einer Energie von etwa 6 MeV nahe der Kristalloberfläche emittiert wurden, erklärt werden. Durch den Energieverlust innerhalb des Kristalls entsteht das kontinuierliche Spektrum, das beobachtet wurde. Die Möglichkeit von β -Teilchen ist bei den oben gezeigten Spektren ausgeschlossen, da hierbei eine ausreichend hohe Schwelle verwendet wurde, um diese Signale zu unterdrücken.

Eine homogene Kontamination der Kristalle mit einem α -Strahler könnte auch den Emissionspeak in Abb. 2.4 erklären, da die α -Teilchen ihre gesamte Energie im Kristall deponieren und somit ein monoenergetischer Peak zu erkennen ist. Die Lage bei 1360 keV im Photonenspektrum lässt sich durch einen Quenchingfaktor für α -Teilchen in PbWO_4 in der Größenordnung 3-5 erklären.

Kapitel 3

Die Experimente an COSY und AGOR

Wie zu Beginn schon erwähnt, wurden die Experimente an zwei unterschiedlichen Beschleunigereinrichtungen, COSY am Forschungszentrum Jülich (FZJ) in Jülich und AGOR am KVI in Groningen, durchgeführt, um Ergebnisse über einen möglichst weiten Energiebereich zu erhalten. An AGOR wurde mit niederenergetischen Protonen von 85 MeV, und an COSY mit einem primären, hochenergetischen Protonenstrahl von 1,2 GeV, experimentiert. Nachfolgend sollen die Versuchsanordnungen und Experimentierbedingungen eingehend beschrieben werden.

3.1 Das Experiment an COSY

3.1.1 Der Detektoraufbau

Für das Experiment am FZJ wurden 25 mit Nb/La dotierte PbWO_4 -Kristalle mit pyramidenstumpf-förmiger Gestalt verwendet. Diese Kristalle wurden in Bogoroditsk¹ hergestellt und ausgewählt, sind optisch poliert und separat eingewickelt in PTFE-Folie und Aluminiumfolie, um die Kristalle optisch zu trennen. Diese 25 Kristalle weisen insgesamt optimale optische Eigenschaften auf [Röm01].

Endfläche vorne	Endfläche hinten	Länge / cm	Länge / X_0
$20,5 \times 20,5 \text{mm}^2$	$22,7 \times 22,7 \text{mm}^2$	15	17,2

Tabelle 3.1: Kristallgeometrie, COSY-Experiment

Die Kristalle wurden zu einer 5×5 -Matrix zusammengesetzt und in einen lichtdichten Aluminiumzylinder eingesetzt. Dieser Zylinder war mit einer

¹Bogoroditsk Techno-Chemical Plant

Kühlvorrichtung versehen, die es gleichzeitig ermöglichte, die Kristallmatrix von allen Seiten anzupressen, so daß Zwischenräume innerhalb der Matrix minimiert wurden.

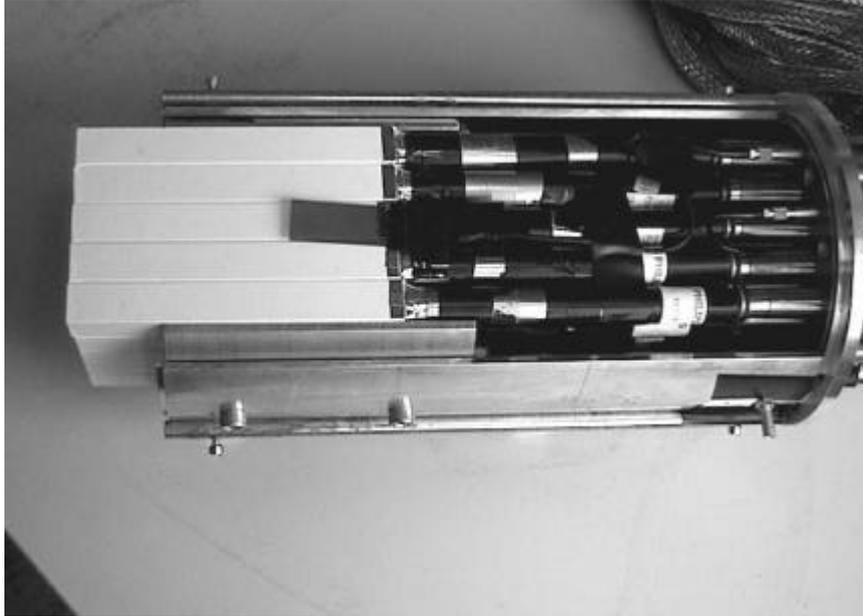


Abbildung 3.1: Zusammengesetzte Kristallmatrix

Die Kühlung der Kristalle ist notwendig, da die Lichtausbeute von PbWO_4 temperaturabhängig ist, sie verringert sich bei Raumtemperatur um etwa 1,9% pro $^{\circ}\text{C}$ mit steigender Temperatur [Nov97]. Bei diesem Experiment wurde die Kristallmatrix auf eine Temperatur von $11,5 \pm 0,1^{\circ}\text{C}$ gekühlt. Ziel der Kühlung war aber nicht eine maximale Lichtausbeute, sondern die Stabilisierung der Lichtausbeute. Denn niedrige Temperaturen innerhalb der Kristallmatrix führen zu Wasserkondensationen am Aluminiumzylinder, die dann ins Innere eindringen und die optische Trennung und die Reflektivität durch die PTFE-Folie beeinträchtigen.

Jeder Kristall wurde mit optischem Öl an einen PM^2 gekoppelt. Hierbei ist zu bemerken, daß nur etwa 55% der hinteren Endfläche durch den PM abgedeckt wurden. Jeder PM wurde individuell mit Hochspannung über ein separates Kabel versorgt, so daß die Verstärkung aller PM auf ein ähnliches Niveau eingestellt werden konnte.

Die Benennung der Kristalle mit Nummern von 1-25 wurde mit Blick aus Strahlrichtung links oben begonnen und zeilenweise durchgeführt, so daß der zentrale Kristall die Nummer 13 trägt.

²Philipps Model XP 1911, \varnothing 19 mm

3.1.2 Aufbau in der Experimentierhalle

Die Detektormatrix wurde unter einem Winkel von $8,2^\circ$ zur Strahlachse aufgebaut und mit Hilfe eines Lasers so ausgerichtet, daß der zentrale Detektor, Detektor Nr. 13, direkt auf das Target zeigte. Das Target, in einem Abstand von 3,24 m vor dem Detektorblock, bestand aus einem 5 mm starken Aluminiumblock, der direkt in den Strahlgang eingesetzt wurde. Mit dem Detektorblock wurden dann die gestreuten Protonen und die sekundären Reaktionsprodukte nachgewiesen, d.h. es standen zum einen Protonen über einen weiten Energiebereich zur Verfügung und zum anderen verschiedene Teilchenarten. Die Verwendung eines Targets war notwendig, da die Strahlintensität für einen direkten Beschuß zu groß war.

Zusätzlich zur Kristallmatrix wurden noch zwei weitere Plastikszintillatoren verwendet. Einer der beiden wurde oberhalb der Kristallmatrix angebracht und diente zur Koinzidenzmessung der von oben einfallenden kosmischen Strahlung, die zu Kalibrationszwecken verwendet werden sollte. Dieser wird im weiteren als Cosmic Counter bezeichnet, siehe Abb. 3.2. Der zweite Plastikszintillator³, gekoppelt an einen besonders schnellen PM⁴, war unmittelbar hinter dem Target angebracht und lieferte das Startsignal für eine Flugzeitmessung (time of flight, kurz TOF) und wurde in Koinzidenz mit dem gesamten Detektor verwendet. Diese Koinzidenzbedingung macht die Auswahl geladener Teilchen möglich, da neutrale Teilchen oder γ -Strahlung diesen Startdetektor nicht auslösen. Der Abstand des Startdetektors von der Detektormatrix betrug 2,89 m.

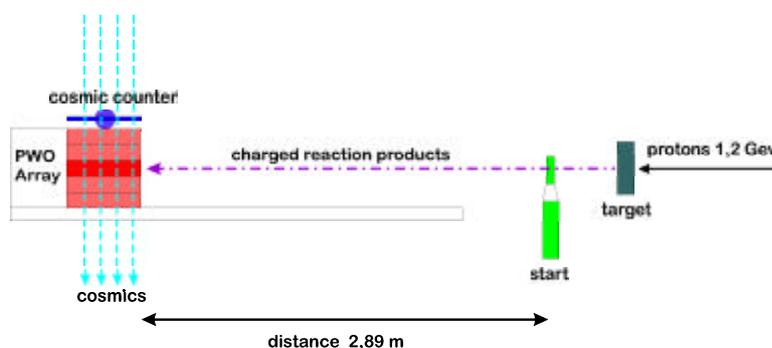


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau in der Experimentierhalle

Für jeden Kristall wurde separat die deponierte Energie und die Flugzeit gemessen. Dazu wurde das entstandene Szintillationslicht über eine Dauer von 300 ns integriert. Die Signale wurden mit kommerzieller Elektronik ausgelesen und mit dem Datenaufnahmesystem DAX [Hej94] verarbeitet. Außerdem wurde während des gesamten Experiments die Temperatur innerhalb der De-

³BC408, 5 mm Dicke

⁴Hamamatsu Model H5321

tektormatrix gemessen.

3.1.3 Der Beschleuniger COSY

Der gesamte Aufbau war direkt hinter dem TOF-Experiment in der externen Experimentierhalle platziert.

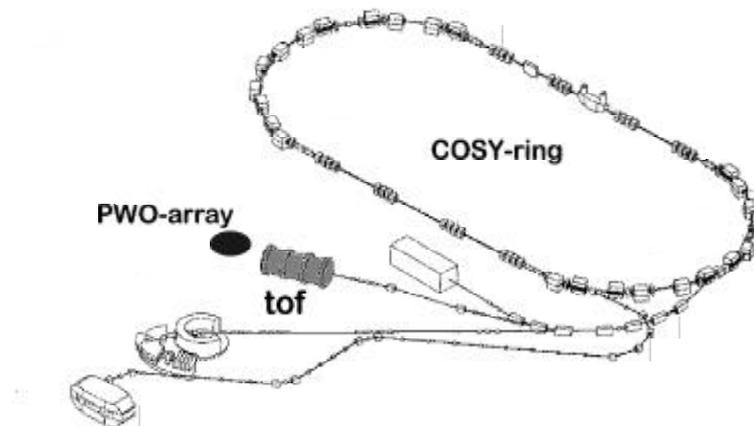


Abbildung 3.3: Lageplan: COSY-Beschleuniger und Experimentierhalle

Der Beschleuniger COSY ist ein Kühlersynchrotron für Protonen mit einem Energiebereich von 175-2600 MeV. Die Protonen stehen sowohl für Experimente am umlaufenden Strahl, z.B. ANKE, als auch für Experimente am extrahierten Strahl, z.B. TOF, zur Verfügung. Bei den Messungen für dieses Experiment wurden Protonen mit einer Energie von 1,2 GeV verwendet, was einem Impuls von $2 \frac{\text{GeV}}{c}$ entspricht.

3.2 Das Experiment an AGOR

3.2.1 Der Detektoraufbau

Für das Experiment am KVI wurden 10 Einzelkristalle verwendet, da hier keine Möglichkeit vorhanden war, mit der Detektormatrix zu messen.

Um einen Vergleich verschiedener Detektormaterialien zu ermöglichen, wurden 6 PbWO_4 -, 2 CeF_3 - und 2 BaF_2 -Kristalle ausgewählt. Darunter war auch ein PbWO_4 -Kristall (PWO 6, s. Tab. 3.2), der mit Molybdän dotiert ist, was die Lichtausbeute stark erhöht [Ann00]. Weiterhin wurden unterschiedliche Kristallgeometrien und -größen bei den PbWO_4 - und CeF_3 -Kristallen verwendet, um eventuelle Einflüsse dieser Variablen zu studieren.

Die PbWO_4 -Kristalle besaßen bis auf einen Kristall, dieser hatte ein pyramidenstumpf-förmiges Aussehen, eine quaderförmige Gestalt. Die CeF_3 -Kristalle waren beide quaderförmig und die zwei BaF_2 -Kristalle hatten einen hexagonalen Querschnitt, wie er beim TAPS-Detektor verwendet wird [Nov94].

Material	Bezeichnung	Endfläche vorne / mm^2	Endfläche hinten / mm^2	Länge / mm
PbWO_4	PWO 1	$20,8 \times 20,8$	$20,8 \times 20,8$	150
	PWO 2	21×21	21×21	158
	PWO 3	$21,3 \times 21,3$	$23,3 \times 23,8$	150
	PWO 4	$32,7 \times 32,7$	$32,7 \times 32,7$	120
	PWO 5	$32,8 \times 32,8$	$32,8 \times 32,8$	120
$\text{PbWO}_4 : \text{Mo}$	PWO 6	15×15	15×15	15
CeF_3	CEF 1	20×20	20×20	140
	CEF 2	$31,4 \times 31,4$	$31,4 \times 31,4$	132
BaF_2	BAF 1	59×59	59×59	250
	BAF 2	59×59	59×59	250

Tabelle 3.2: Geometrie der verwendeten Kristalle beim KVI-Experiment

Für diese Kristalle mußten dann individuelle Detektorhalterungen entwickelt werden, da die Aufhängung am Experimentierplatz, dem sogenannten In-Beam Polarimeter (IBP), durch vorhandene Halterungen vorgegeben war. So durfte der Außendurchmesser der Detektorhalterung 60 mm nicht übersteigen, so daß alle Elemente des Detektors, der Kristall selbst, der aktive Kollimator mit PM sowie der PM zur Auslese des Kristalls, in einer Aluminiumröhre mit einem solchen Außendurchmesser Platz finden müssen, siehe Abb. 3.4. Für die beiden BaF_2 -Kristalle war dies aufgrund ihres hexagonalen Querschnitts und ihrer Größe nicht möglich. Deshalb wurden für diese Kristalle Adapter hergestellt, die an den vorhandenen Halterungen befestigt werden konnten.

Die Aluminiumröhre diente nicht nur zur Befestigung, sondern war gleichzeitig auch lichtdichtes Gehäuse des Detektors. Dazu wurden Deckel an Vorder- und Rückseite angebracht, die zusätzlich noch mit Klebeband versehen wurden. Der Deckel an der Vorderseite wies eine zentrale Bohrung auf, die mit Kohlenstoff-Folie abgeklebt war, um den Energieverlust der Teilchen außerhalb des Kristalls zu minimieren.

Die Kristalle selber waren, wie schon in Kap. 3.1.1 beschrieben, mit PTFE- und Aluminiumfolie umwickelt und wurden mit optischem Öl an PM gekoppelt. Hierbei wurden, aufgrund der unterschiedlichen Größe der Kristalle, verschiedene PM-Typen der Firma Hamamatsu verwendet.

Vor dem Kristall war ein aktiver Kollimator angebracht, siehe Abb. 3.4, der

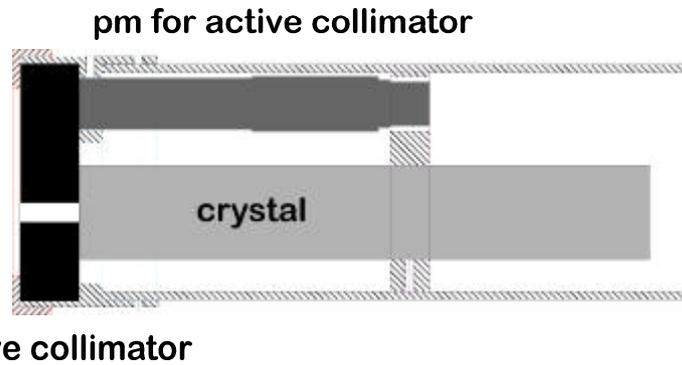


Abbildung 3.4: Schematischer Detektoraufbau für KVI-Experiment

Bezeichnung	PM-Typ	Bezeichnung	PM-Typ
PWO 1	R4125	PWO 6	R3478 Select
PWO 2	R4125	CEF 1	R4125
PWO 3	R4125	CEF 2	R1668
PWO 4	R1668	BAF 1	R2059-01
PWO 5	R1668	BAF 2	R2059-01

Tabelle 3.3: Zuordnung der PM-Typen zu Kristallen

aus einem Plastiksziintillator mit einer Bohrung besteht, die die Auswahl zentral auf den Kristall auftreffender Teilchen ermöglicht. Dazu wird eine Antikoinzidenz zwischen Detektor und Kollimator verlangt. Der Kollimator wurde mit einem separaten PM⁵ ausgelesen. Die Verwendung eines aktiven Kollimators wurde angestrebt, um keine zusätzliche Massenbelegung vor dem Kristall einzuführen, wie dies durch die Verwendung eines herkömmlichen Vetodetektors der Fall gewesen wäre.

3.2.2 Aufbau am IBP

Wie schon im vorhergehenden Abschnitt erwähnt, wurde das vorhandene IBP [Bie01] als Experimentierplatz benutzt. Die Vorteile dieser Vorgehensweise waren einerseits die Benutzung vorhandener Aufhängungen, die auf genau definierte Streuwinkel eingestellt waren, und andererseits die Verwendung des im IBP integrierten Targetrondells, das mit verschiedenen starken CH₂- und C-Targets bestückt war. Benutzt wurden Targets mit einer Dicke von $10 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$. In die Vakuumkammer waren Fenster eingelassen, die durch eine $100 \mu\text{m}$ starke Kapton[®]-Folie abgedeckt waren, so daß auch hier wieder der Energieverlust der Teilchen so gering wie möglich bleibt.

Die einzelnen Detektoren waren in unterschiedlichen Abständen unter ver-

⁵Hamamatsu Model R2496

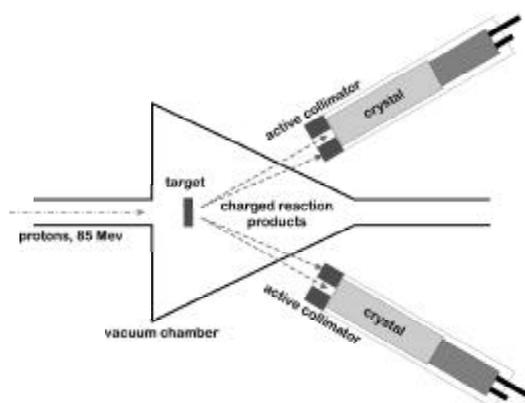


Abbildung 3.5: Schematischer Versuchsaufbau am IBP

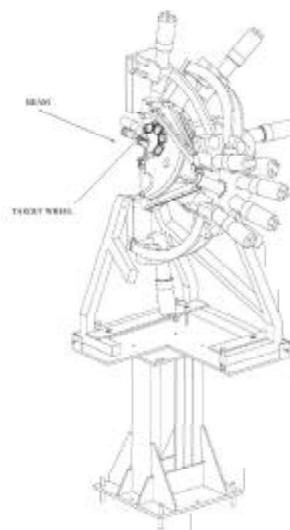


Abbildung 3.6: Das In-Beam Polarimeter am KVI

schiedenen Streuwinkeln angebracht. Für alle Detektoren wurde separat die deponierte Energie und Flugzeit gemessen, wobei für verschiedene Detektoren unterschiedliche Integrationszeiten benutzt wurden. Für die zwei BaF_2 -Kristalle wurde das Energiesignal jeweils mit einer kurzen und mit einer langen Integrationszeit gemessen, siehe Tab. 3.4, dies ermöglicht eine Pulsformanalyse [Nov94]. Bei zwei PbWO_4 -Kristallen wurde eine lange Integrationszeit gewählt, da hier eine langsame Komponente in Kristallabregung vorhanden ist. Die Flugzeit wurde relativ zum RF-Signal des Zyklotrons gemessen.

Bezeichnung	Streuwinkel	Abstand / cm	Int.dauer / ns
PWO 1	28,9°	34,6	300
PWO 2	79,2°	36,9	1200
PWO 3	79,2°	37,1	300
PWO 4	28,9°	36,1	300
PWO 5	28,9°	33,8	300
PWO 6	28,9°	38,6	1200
CEF 1	28,9°	34,7	300
CEF 2	28,9°	35,1	300
BAF 1	43,5°	29,7	40 ^a / 2000 ^b
BAF 2	28,9°	57,5	40 ^a / 2000 ^b

^a short gate

^b wide gate

Tabelle 3.4: Targetabstände und Winkelposition relativ zur Strahlachse der Testdetektoren

3.2.3 Das Zyklotron AGOR

AGOR ist ein Zyklotron mit supraleitenden Magneten für Feldstärken bis 4,01 T. Das Zyklotron wird für die Beschleunigung leichter und schwerer Ionen benutzt, wobei die maximale Energie $200 \frac{\text{MeV}}{A}$ beträgt.

Bei diesem Experiment wurde ein H_2^+ -Strahl mit einer Energie von 170 MeV verwendet, so daß Protonen mit einer Energie von 85 MeV verfügbar waren.

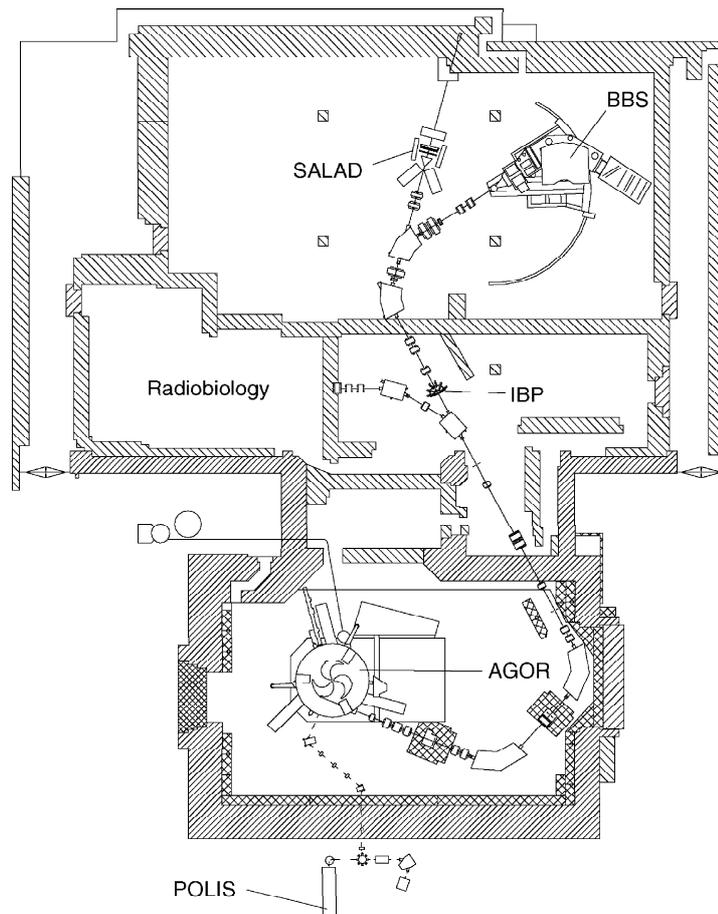


Abbildung 3.7: Lageplan: AGOR und IBP

Kapitel 4

Analyse und Ergebnisse der Experimente

4.1 Auswertung des COSY-Experiments

Ziel der Auswertung ist es, eine Energieauflösung für Protonen im Bereich von 50 bis 250 MeV zu bestimmen, d.h. in einem Bereich, in dem Protonen im Szintillationskristall vollständig gestoppt werden. Aus Monte-Carlo-Simulationen ist bekannt, daß in solchen Fällen der größte Teil der Energie ($\sim 95\%$) in einem einzigen Szintillationskristall deponiert wird.

4.1.1 Energiekalibration

Eine erste Energiekalibration kann anhand zweier Referenzpunkte bekannter Energiedeposition, zum einen dem sog. Cosmic-Peak zum anderen dem Minimum Ionizing Peak von Protonen (MiP), durchgeführt werden. Vor Durchführung der Kalibration wurden die gemessene Position des Pedestals (N_{Pedestal}) aller Detektoren bestimmt und die gemessenen Kanalzahlen aller Spektren um diesen Wert korrigiert.

$$N_{\text{Kanalzahl korrigiert}} = N_{\text{Kanalzahl}} - N_{\text{Pedestal}}$$

Zunächst wurden die Messungen der kosmischen Strahlung ausgewertet.

Kalibrierung mit kosmischen Myonen

Bei kosmischer Strahlung, die die untere Atmosphäre (Höhe ≤ 5 km) erreicht, handelt es sich hauptsächlich um Myonen (μ), die als Folge hadronischer Schauer in den oberen Atmosphärenschichten entstehen. Die mittlere Energie dieser Myonen beträgt auf Bodenniveau 4 GeV [Gro00].

Zur Selektion und Messung solcher kosmischen Myonen im Detektoraufbau wurde eine Koinzidenz zwischen dem sog. Cosmic Zähler, siehe Abb. 3.2,

und der Kristallmatrix verlangt. Weiterhin wurde verlangt, daß der obere und untere Detektor einer Spalte angesprochen haben. Diese Bedingung soll sicherstellen, daß die Myonen die Detektoren möglichst vollständig durchquert haben und nicht nur einen Teil des Kristalls gestreift hatten. In den entsprechenden Spektren, siehe Abb. 4.1, aller Detektoren ist ein Peak zu erkennen, dessen Kanalzahl zunächst zu einer relativen Kalibration der Detektoren untereinander benutzt wurde. Als Referenzdetektor wurde der zentrale Kristall, Detektor 13, verwendet und alle Kanalzahlen auf dessen Wert abgeglichen.

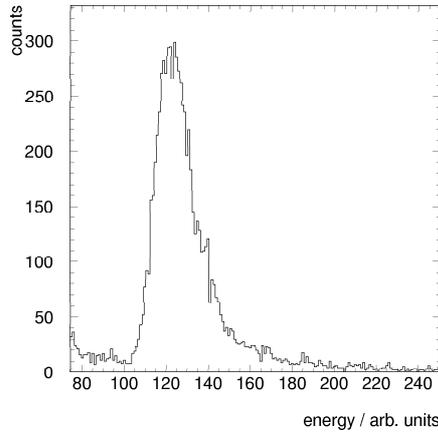


Abbildung 4.1: Energiespektrum kosmischer Myonen ohne Kalibration, Detektor 13

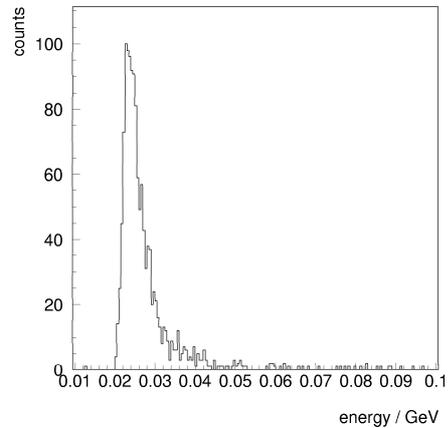


Abbildung 4.2: Simuliertes Energiespektrum kosmischer Myonen, Detektor 13

Um dieser Kanalzahl einen absoluten Energiewert zuzuordnen, wurden Monte-Carlo-Simulationen mit Hilfe des GEANT-Programms [CER93] durchgeführt, siehe Abb. 4.2. Kosmische Myonen können als minimalionisierende Teilchen betrachtet werden, d.h. die im Kristall deponierte Energie ist der Länge der Wegstrecke des Teilchens im Kristall proportional. Die Simulation diente der Bestimmung der wahrscheinlichsten Wegstrecke der Myonen durch einen Kristall der Detektormatrix unter einer gegebenen Koinzidenzbedingung. Daher wurde, wie bei den experimentellen Daten, verlangt, daß sowohl der obere als auch der untere Kristall einer Spalte angesprochen haben, was die geometrischen Möglichkeiten für die Wegstrecke einschränkt. Aus dem so erhaltenen Wert, 24,3 MeV, kann dann, unter Verwendung des Pedestals als Nullpunkt, eine lineare Energiekalibrierung für Myonen durchgeführt werden, für die sich folgender Zusammenhang ergibt:

$$E_{\text{kalibriert}}^{\text{Myon}} / \text{MeV} = (0,4361 \times \text{Kanalzahl})$$

Da allerdings nicht bekannt war, ob sich die Signale von kosmischen Myonen und Protonen unmittelbar vergleichen lassen, wurde noch eine zweite

Kalibrierung durchgeführt, der Protonensignale zugrunde lagen.

Kalibrierung mit Protonen

Zu diesem Zweck wurde der Peak, den minimalionisierende Protonen (MiP) verursachen, benutzt. Protonen werden in PbWO_4 ab einem Impuls von etwa $1 \frac{\text{GeV}}{c}$ minimalionisierend. MiP haben einen festen Energieverlust pro Wegstrecke von $13 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$ [Gro00], d.h. etwa 195 MeV bei Durchfliegen der vollen Kristalllänge von 15 cm. Da solche Ereignisse keine größeren Sekundärreaktionen erwarten lassen, sollte die Energiedeposition in einem einzigen Kristall lokalisiert sein, d.h. die Gesamtmultiplizität \mathcal{M} der in der Matrix ansprechenden Detektoren beträgt 1.

In Spektren, die dieser Bedingung genügen, ist wiederum ein Peak zu erkennen, dessen Kanalzahl eine Energiekalibrierung analog zu der der Myonen ermöglicht.

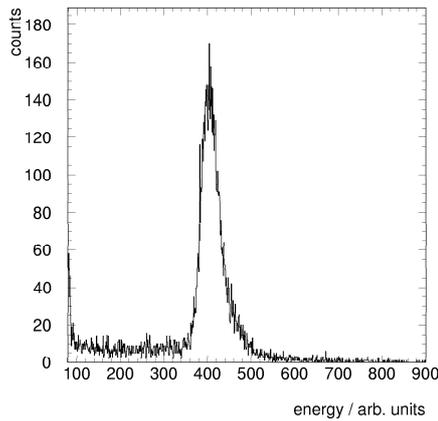


Abbildung 4.3: Energiespektrum für Multiplizität = 1 ohne Kalibrierung, Detektor 13

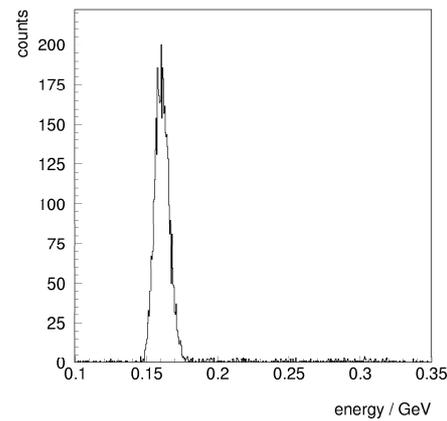


Abbildung 4.4: Simuliertes Energiespektrum für Multiplizität = 1, Detektor 13

Hierbei wurden auch zunächst alle Detektoren relativ zum Detektor Nr.13 kalibriert. Um eine absolute Energieinformation zu erhalten, wurden GEANT-Simulationen mit Protonen, die einen Impuls von $2 \frac{\text{GeV}}{c}$ besaßen, durchgeführt. Es wurden die gleichen Bedingungen wie für die experimentellen Daten, also Multiplizität eins, verlangt. Als Schwelle für das Ansprechen eines Detektors wurde eine Energie von 5 MeV benutzt. Aus den Simulationen ergibt sich ein Wert von 160,3 MeV.

Unter den gleichen Voraussetzungen wie bei der Myonenkalibrierung, ergibt sich für eine Protonenkalibrierung folgender Zusammenhang:

$$E_{\text{kalibriert}}^{\text{Proton}} / \text{MeV} = (0,4759 \times \text{Kanalzahl})$$

Da hauptsächlich Protonen den Detektor treffen sollten, wird diese Kalibrierung für die weitere Auswertung benutzt. Eine Überprüfung dieser Kalibrierung über den gesamten Energiebereich folgt aufgrund der zusätzlichen Flugzeitinformation, da es feste kinematische Korrelationen zwischen Energie und Flugzeit gibt, wenn die Teilchen vollständig im Kristall abgestoppt werden.

4.1.2 Zeitkalibration

Für die Zeitkalibrierung wurde das Startsignal des TDC¹ zur Flugzeitmessung unterschiedlich lang verzögert. Aus der relativen Veränderung der Flugzeitinformation von minimalionisierenden Protonen läßt sich eine lineare Zeitkalibrierung gewinnen. Dafür wurden Verzögerungen von 2 ns, 4 ns, 6 ns und 12 ns Länge benutzt.

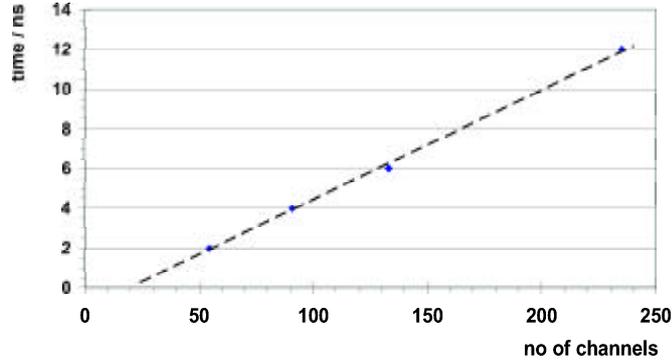


Abbildung 4.5: Linearität der Zeitkalibration, Detektor 13

Auch hier wurden alle Detektoren zunächst auf den zentralen Detektor kalibriert. Danach wurde die relative Zeitkalibration des zentralen Detektors durchgeführt:

$$Zeit_{relativ} / ns = (0,0553 \times Kanalzahl)$$

Für eine absolute Kalibrierung wurde die Flugzeit von Protonen mit einem Impuls von $2 \frac{\text{GeV}}{c}$ nach folgender Beziehung berechnet:

$$tof / ns = \frac{2,89 m}{c} \cdot \left(1 - \frac{1}{\left(\frac{E_{kin}}{m_0} + 1 \right)^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (4.1)$$

Es ergibt sich ein Wert von 10,74 ns, für Photonen beträgt die Flugdauer 9,65 ns. Nicht berücksichtigt wurden hierbei die unterschiedlichen Flugstrecken für Teilchen, die nicht den zentralen Detektor getroffen haben. Die

¹Time to Digital Converter

Abweichung beträgt allerdings maximal 0,7%, so daß dieser Einfluß vernachlässigt wurde.

Für die einzelnen Detektoren wurde damit ein Offset-Parameter (T_{Offset}) bestimmt, der die aus der Kanalzahl berechnete Zeit auf die tatsächliche Flugzeit anpaßt:

$$Zeit_{\text{absolut}} / ns = Zeit_{\text{relativ}} - T_{\text{Offset}}$$

4.1.3 Überprüfung der Kalibration

Zur Überprüfung der Energie- und Zeitkalibrierung wurden Energie gegen Flugzeit (E vs. t)-Diagramme angelegt. Zunächst wurde als Zeitinformation die absolute Flugzeit verwendet, siehe Abb. 4.6. Es wurden Ereignisse mit Multiplizität $\mathcal{M} = 1$ gefordert, um Teilchen, die sekundäre Reaktionen ausgelöst haben, zu unterdrücken, da zu erwarten ist, daß niederenergetische Protonen ihre Energie vorzugsweise in einem Detektorelement deponieren.

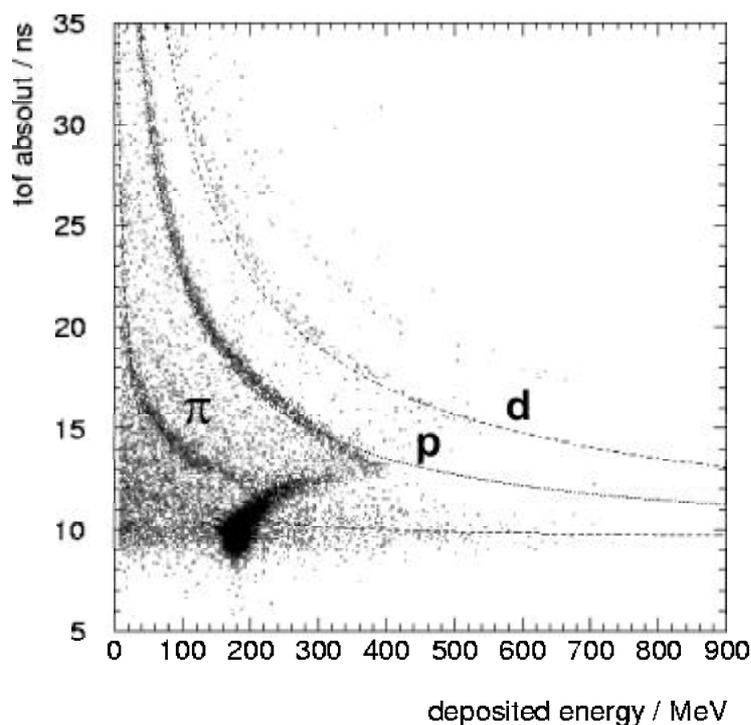


Abbildung 4.6: Energie vs. Flugzeit-Diagramm des Detektorelements 13 nach absoluter Kalibrierung der Flugzeit

Es sind drei deutlich voneinander getrennte Bänder zu erkennen, die von links nach rechts Pionen (π^\pm), Protonen (p) und Deuteronen (d) zuzuordnen sind. Oberhalb des Deuteronenbands ist, wenn auch nur schwach, ein

Tritonenband sichtbar. In Abb. 4.6 sind die entsprechenden berechneten kinematischen Kurven für Pionen, Protonen und Deuteronen eingezeichnet. Man kann deutlich den Umkehrpunkt der Protonenkurve (Punch through) erkennen. Dieser Punkt gibt an, bis zu welcher maximalen kinetischen Energie Protonen im Kristall gestoppt werden können. Oberhalb dieser Energie werden die Protonen nicht mehr im Kristall gestoppt und somit nimmt die Energiedeposition im Kristall ab. Das Minimum der Energiedeposition ist erreicht, wenn die Protonen minimalionisierend werden, dieser Punkt ist auch deutlich in Abb. 4.6 zu erkennen.

Solche E vs. t-Diagramme wurden für jeden Detektor angelegt und mit den kinematischen Kurven verglichen. Dabei zeigten sich Abweichungen bei einigen Kristallen, so daß die Zeitkalibration in einer zweiten Iteration angepaßt wurde.

Zunächst wurde die Energiekalibration überprüft, da diese nur auf zwei Punkten basiert. Die Möglichkeit zur Überprüfung ist durch das Punch through der Protonen gegeben. Die Energie, ab der die Protonen den Kristall durchqueren und nicht mehr gestoppt werden, wurde mit Hilfe von GEANT-Simulationen bestimmt, der Wert liegt bei 365 MeV, siehe Abb. 4.7.

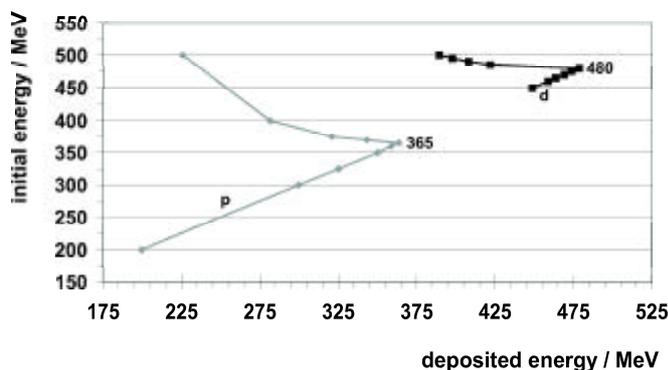


Abbildung 4.7: Bestimmung der Punch through-Energie für Protonen und Deuteronen mit GEANT-Simulationen

Die Lage dieses Punktes wurde nun in allen E vs. t-Diagrammen überprüft. Dazu wurde ein sehr schmales Zeitfenster von 200 ps Breite um den Punch through-Punkt gesetzt und ein Energiespektrum angelegt. Aus diesen Spektren läßt sich die Punch through-Energie entnehmen, siehe Abb. 4.8. Die Punch through-Energie zeigte bei allen Detektoren eine gute Übereinstimmung mit den GEANT-Daten, so daß die Energiekalibration als korrekt betrachtet werden konnte. Dabei muß beachtet werden, daß kleinere Energieverluste (≤ 5 MeV) nicht berücksichtigt sind, da nur Einzelkristalle betrachtet wurden. Die volle Energieinformation erhält man erst durch die ereignisweise Summierung der Energieinformation in Untereinheiten der Detektor-

matrix. Untersuchungen zur optimalen Größe dieser Untereinheiten werden in Kap. 4.1.4 dargestellt.

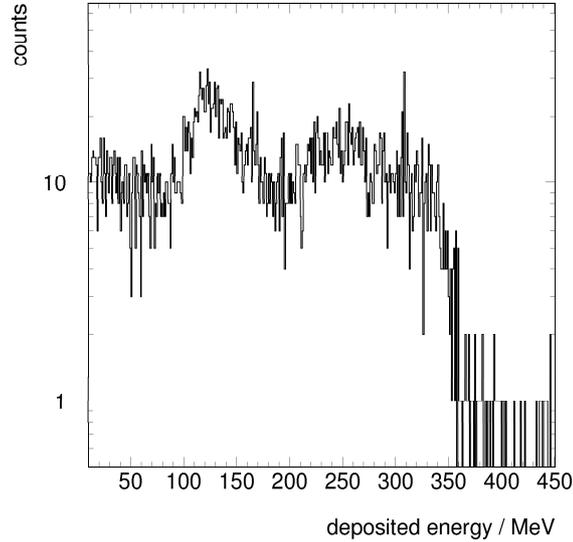


Abbildung 4.8: Energiespektrum für Protonen, die im Kristall noch gestoppt werden, Detektor 13

Zur Anpassung der Zeitkalibration wurde ein Korrekturfaktor α für jeden Detektor bestimmt. Dazu wurde die nach der Kalibration berechnete Flugzeit mit der theoretisch bestimmten Flugzeit verglichen. Als Zeitinformation wurde aber nicht die absolute Flugzeit benutzt sondern nur die Differenz zur Flugzeit der Photonen, da die Flugzeit der Photonen eine feste Größe darstellt.

$$t / ns = Zeit_{absolut} - tof_{Photon}$$

Nun wurde im Energiebereich von 30-300 MeV folgender Vergleich angestellt.

$$\alpha = \frac{tof_{Proton}(E_{kin}) - tof_{Photon}}{t}$$

Die Zeitkalibration der Detektoren wurde mit diesem individuellen Faktor α multipliziert, so daß sich für die Zeitberechnung folgendes ergibt:

$$t_{korrigiert} / ns = (Zeit_{absolut} - tof_{photon}) \times \alpha$$

Die Änderungen sind nur gering, $\leq 14\%$, aber von Bedeutung, wenn man die Spektren von Einzelkristallen oder Unterheiten der Matrix, siehe Abb. 4.11, aufsummiert, um die Statistik zu erhöhen. In Abb. 4.11 sind zusätzlich noch die GEANT-Daten für das Punch through von Protonen (untere Kurve) und

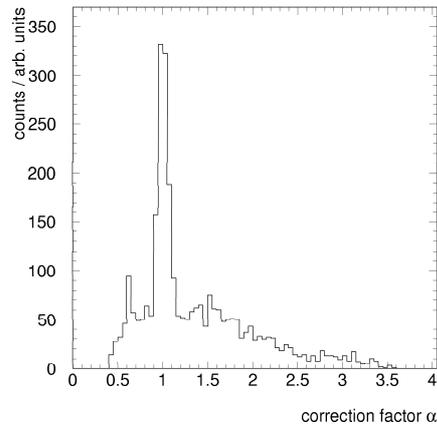


Abbildung 4.9: Minimaler Korrekturfaktor für die Flugzeitkalibration, Detektor 11

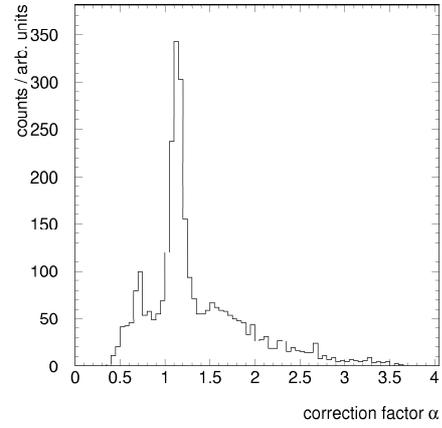


Abbildung 4.10: Maximaler Korrekturfaktor für die Flugzeitkalibration, Detektor 16

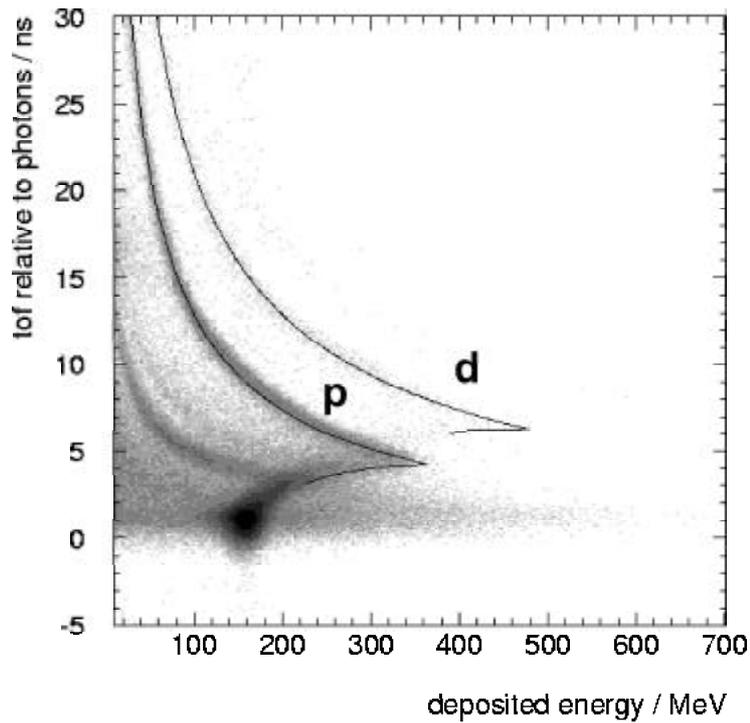


Abbildung 4.11: Vergleich kinematischer Kurven für Protonen und Deuteronen mit aufsummierten Spektren von 3×3 -Untereinheiten der Detektormatrix

Deuteronen (obere Kurve) eingezeichnet. Auch hier ist eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zu erkennen. Die Aufsummierung ist notwendig, da die Statistik in einer 3×3 -Untereinheit der Detektormatrix zu gering ist, um weitere Ergebnisse mit ausreichender Genauigkeit zu erhalten.

4.1.4 Untersuchung der Multiplizität

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, daß das Vorgehen in den vorangegangenen Abschnitten zur Unterdrückung von Teilchen, die Sekundärreaktionen ausgelöst haben, nämlich Multiplizität $\mathcal{M} = 1$ bei einer Schwelle von 5 MeV zu fordern, korrekt war.

Weiterhin soll eine durchschnittliche Clustergröße bestimmt werden. Diese dient dazu, die Anzahl der Kristalle, die aufaddiert werden müssen, um ein vollständiges Energiesignal zu erhalten, festzulegen. Hierbei wird mit einer wesentlich niedrigeren Energieschwelle, $E_{\text{Schwelle}} = 500 \text{ keV}$, gearbeitet, da für die Bestimmung des Auflösungsvermögens selbst kleine Energieverluste von Bedeutung sind.

Es sind dann in 5 verschiedenen Zeitfenstern, die später zur Bestimmung der Auflösung verwendet werden sollen, siehe Kap. 4.1.5, und zusätzlich für den MiP-Peak Multiplizitäts-Spektren angelegt worden.

Zunächst soll anhand von MiP verdeutlicht werden, daß sich durch eine Multiplizitätsbedingung minimalionisierende Teilchen von Teilchen, die Sekundärreaktionen auslösen, unterscheiden lassen. In Abb. 4.12, in der die Häufigkeitsverteilung der ereignisweisen Multiplizität \mathcal{M} bei einem Treffer der zentralen Detektoreinheit der Kristallmatrix dargestellt ist, kann eine deutliche Stufe zwischen $\mathcal{M} = 2$ und $\mathcal{M} = 3$ erkannt werden.

In Abb. 4.13 und Abb. 4.14 ist ersichtlich, wie sich das Energiespektrum mit der Multiplizität verändert. Der Peak in Abb. 4.13, der MiP zugeordnet wurde, verschwindet, falls eine Multiplizität $\mathcal{M} \geq 3$ gefordert wird, siehe Abb. 4.14.

Insgesamt lassen sich mit der Bedingung $\mathcal{M} \leq 2$ Teilchen separieren, die praktisch keine Sekundärreaktionen im Detektor auslösen. Besonders deutlich wird dies bei einem Vergleich der Abb. 4.11 und 4.15. Zur Bestimmung der Clustergröße wurde, wie oben schon erwähnt, eine niedrigere Energieschwelle ($E_{\text{Schwelle}} = 500 \text{ keV}$) verwendet. Es wurden 6 verschiedene Zeitfenster, die Protonenenergien von 50, 100, 150, 200, 250 und 535 MeV entsprechen, gesetzt und die entsprechenden Multiplizitäts-Spektren untersucht, siehe Abb. 4.16.

In den meisten Fällen haben weniger als 10 Detektoren angesprochen, selbst bei den höchsten identifizierbaren Protonenenergien (Abb. 4.16(a)-(f)), so daß eine Clustergröße von 3×3 Detektoren ausreichend ist, um die Energie der Teilchen zu rekonstruieren.

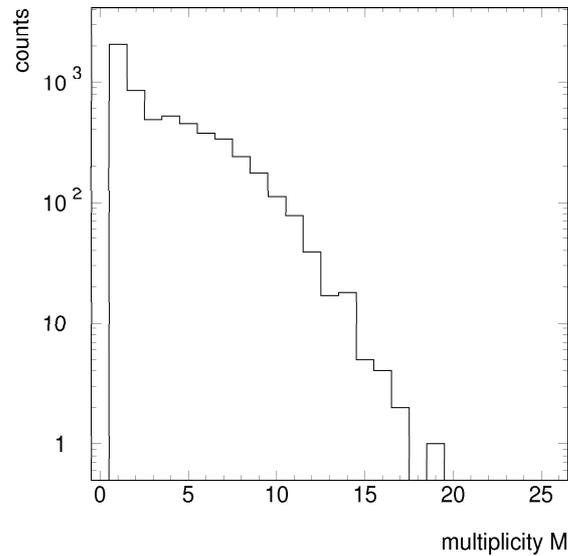


Abbildung 4.12: Multiplizitätsverteilung für Teilchen mit folgender Flugzeitbedingung, $10,6 \text{ ns} < \text{TOF} < 10,9 \text{ ns}$

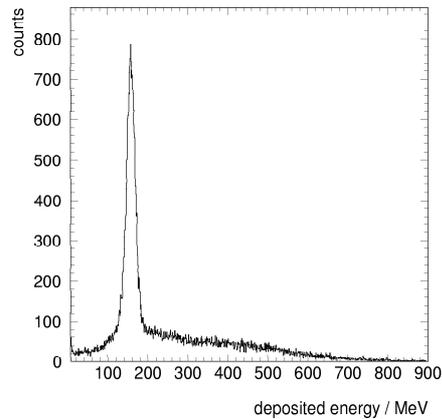


Abbildung 4.13: Energiespektrum für Ereignisse gemäß TOF in Abb. 4.12 und $\mathcal{M} \leq 2$

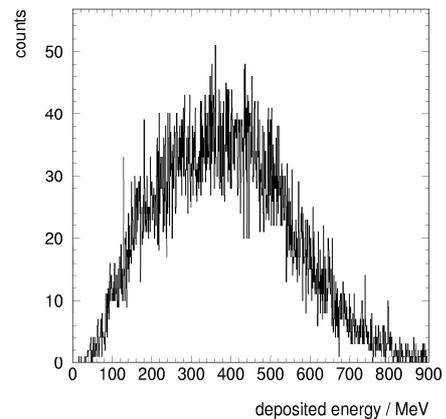


Abbildung 4.14: Energiespektrum für Ereignisse gemäß TOF in Abb. 4.12 und $\mathcal{M} \geq 3$

Je kleiner der Cluster ist, desto mehr Cluster können aus der gesamten Detektormatrix gebildet werden. Dies bedeutet eine höhere Statistik, wenn die Spektren der Cluster aufsummiert werden. Allerdings muß darauf geachtet werden, daß der Cluster einen zentralen Detektor besitzt, der den höchsten Energieeintrag zeigt, um sicherzustellen, daß es sich um ein einzelnes Teilchen handelt. Daher ist ein 3×3 -Cluster die kleinste Untereinheit, die in der gesamten Detektormatrix gebildet werden kann. Insgesamt lassen sich neun

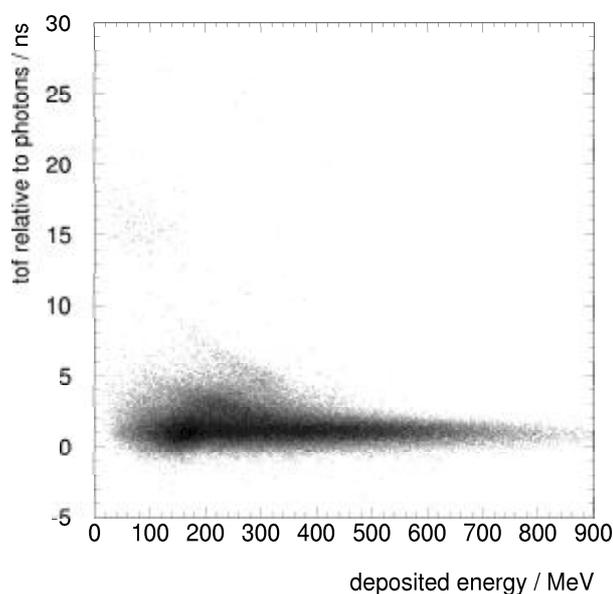


Abbildung 4.15: Energie vs. Flugzeit-Spektrum aufsummierter Einzeldetektoren unter der Bedingung $\mathcal{M} \geq 3$

solcher Cluster bilden.

4.1.5 Bestimmung des Auflösungsvermögens

Wie schon im vorigen Abschnitt erwähnt, wurden verschiedene Zeitfenster gesetzt, die, nach kinematischen Rechnungen, bestimmten Protonenenergien entsprechen, siehe Tab 4.1. Allerdings wurden nur solche Energien berücksichtigt, die unterhalb der Punch through-Energie von 365 MeV liegen, da man eine vollständige Energiedeposition im Kristall verlangen muß.

Zusätzlich kann noch das Auflösungsvermögen für Deuteronen und geladene Pionen bestimmt werden, da in einigen Zeitfenstern ebenfalls solche Teilchen identifizierbar sind, siehe Abb. 4.17(a)-(e).

Die Breite der Zeitfenster wurde möglichst gering gehalten, so daß die entsprechende Breite ΔE im Energiespektrum der Protonen 10 MeV beträgt. Allerdings mußte bei der höchsten Energie die Breite vergrößert werden, da die Statistik sonst zu gering gewesen wäre, siehe Abb. 4.17(e). Die Breite der Zeitfenster muß bei der Berechnung des Auflösungsvermögens berücksichtigt werden.

Für die Peaks, die in den einzelnen Spektren (Abb. 4.17 (a)-(e)) vorhanden sind, wurde jeweils eine Gauß-Kurve angepaßt [PAW98], wobei der Untergrund berücksichtigt wurde. Wie zu erkennen, ist die Übereinstimmung der angepaßten Kurven gegenüber dem tatsächlichen Verlauf der Spektren sehr gut, siehe Abb. 4.17 (a)-(e).

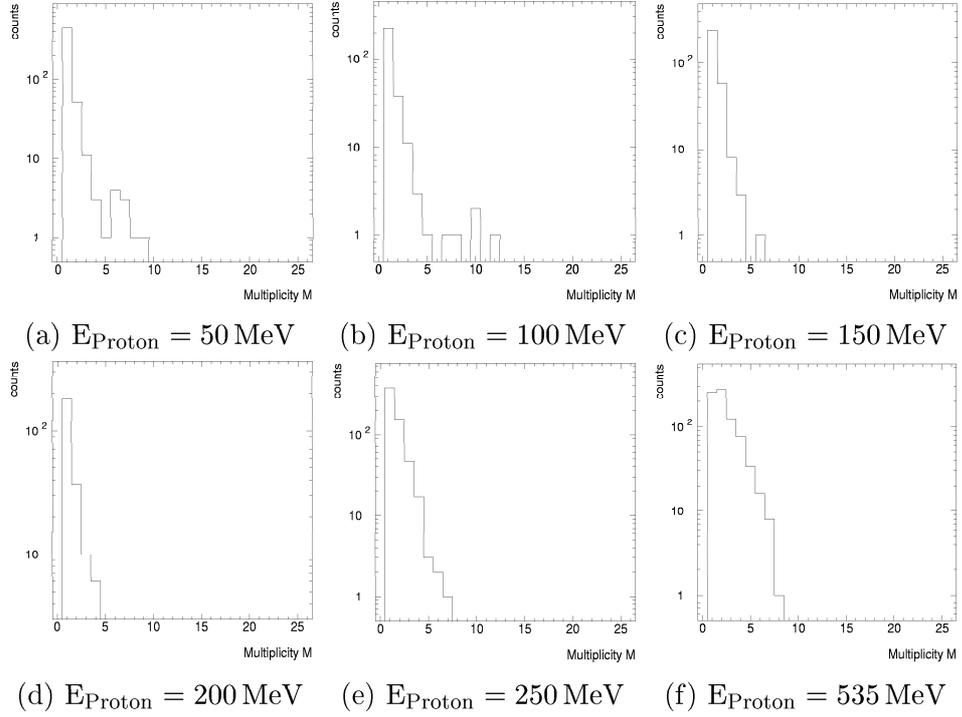


Abbildung 4.16: Multiplizitätsverteilungen für verschiedene Protonenenergien mit einer Nachweisschwelle von 500 keV

untere Grenze / ns	obere Grenze / ns	Breite / ns	$E_{\text{Proton}}^{\text{tof}} / \text{MeV}$	Breite $\Delta E / \text{MeV}$
29,4	32,3	2,9	49,8	10,1
22,1	23,0	0,9	99,6	9,3
18,8	19,3	0,5	149,4	9,8
16,9	17,2	0,3	199,0	9,4
15,5	16,0	0,5	248,1	22,5
untere Grenze / ns	obere Grenze / ns	Breite / ns	$E_{\text{Deuteron}}^{\text{tof}} / \text{MeV}$	Breite $\Delta E / \text{MeV}$
29,4	32,3	2,9	99,5	20,2
22,1	23,0	0,9	199,2	18,5
untere Grenze / ns	obere Grenze / ns	Breite / ns	$E_{\text{Pion}}^{\text{tof}} / \text{MeV}$	Breite $\Delta E / \text{MeV}$
18,8	19,3	0,5	22,2	1,5
16,9	17,2	0,3	29,6	1,4
15,5	16,0	0,5	36,9	3,4

Tabelle 4.1: TOF-Fenster und entsprechende Energiewerte

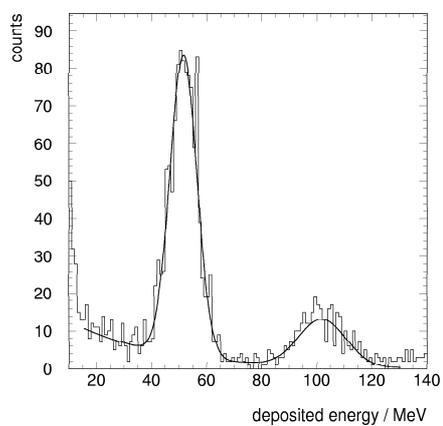
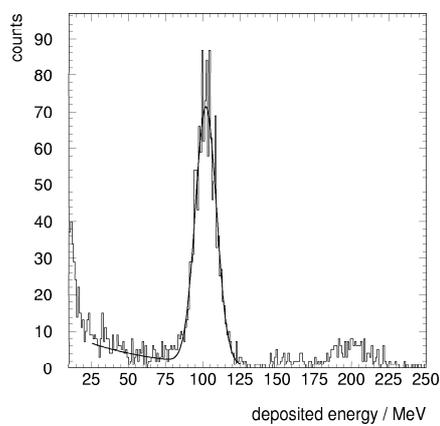
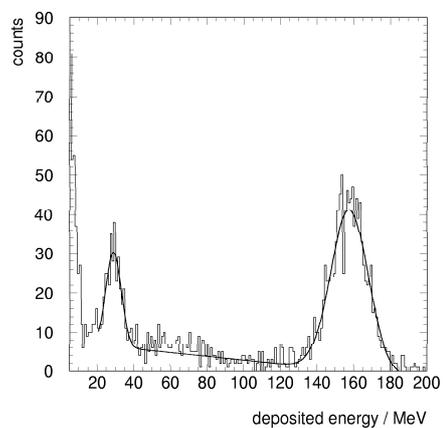
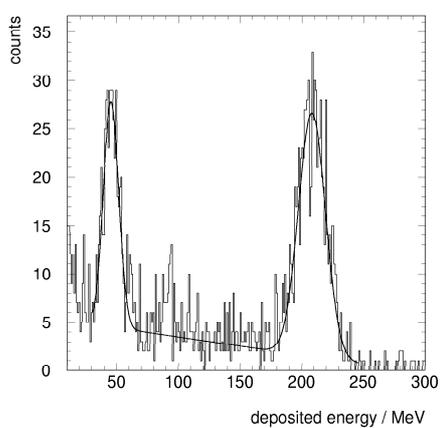
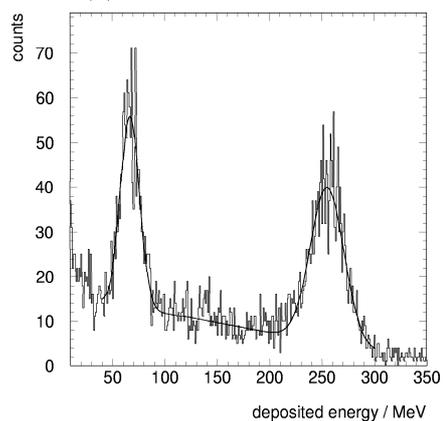
(a) $E_{\text{Proton}} = 50 \text{ MeV}$ (b) $E_{\text{Proton}} = 100 \text{ MeV}$ (c) $E_{\text{Proton}} = 150 \text{ MeV}$ (d) $E_{\text{Proton}} = 200 \text{ MeV}$ (e) $E_{\text{Proton}} = 250 \text{ MeV}$

Abbildung 4.17: Energiespektren für verschiedene TOF-Fenster, vgl. Tab. 4.1

Aus den Anpassungs-Parametern erhält man einen Parameter σ_{Total} für die Breite der Gauß-Kurve, siehe Tab. 4.3. Die Breite σ_{Total} ist aus zwei Anteilen zusammengesetzt. Zum einen aus dem tatsächlichen Auflösungsvermögen des Detektors, $\sigma_{Auflösung}$, und zum anderen aus dem Einfluß der Breite des Zeitintervalls auf die gemessene Energie, $\sigma_{\Delta E}$, es gilt:

$$\sigma_{Total} = \sqrt{\sigma_{\Delta E}^2 + \sigma_{Auflösung}^2} \quad (4.2)$$

Um die Breite der Zeitfenster zu berücksichtigen, wurde angenommen, daß alle Flugzeiten innerhalb des Zeitfensters für eine Teilchensorte gleich häufig vorkommen, somit eine weiße Verteilung darstellen. Dann stellt die Energieverteilung dieser Teilchen ebenfalls eine weiße Verteilung mit der Breite ΔE dar. Um das tatsächliche Auflösungsvermögen zu erhalten, muß die weiße Energieverteilung aus der gemessenen Breite der Gauß-Kurve herausgefaltet werden. Die Breite der weißen Verteilung wird dabei in folgender Weise berücksichtigt [Gru93]:

$$\sigma_{\Delta E} = \frac{\Delta E}{\sqrt{12}} \quad (4.3)$$

Für $\sigma_{Auflösung}$ erhält man aus Formel 4.2 und 4.3 somit die Beziehung:

$$\sigma_{Auflösung} = \sqrt{\sigma_{Total}^2 - \left(\frac{\Delta E}{\sqrt{12}}\right)^2} \quad (4.4)$$

Im folgenden wird die Auflösung für Protonen, Deuteronen und geladene Pionen nach Formel 4.4 bestimmt und eine Fehlerabschätzung durchgeführt. Bei der Fehlerabschätzung wurde der Tatsache Rechnung getragen, daß die Flugzeit mit einer bestimmten Auflösung, σ_t , gemessen wird und sich auf die Breite des Zeitfensters, und somit auf die Breite ΔE der weißen Verteilung im Energiespektrum, auswirkt. Da sowohl die obere als auch untere Grenze des Zeitfensters durch die Zeitauflösung beeinflusst werden, gilt für die maximale Unsicherheit $\Delta t_{Fenster}$ im Bezug auf das Zeitfenster:

$$\Delta t_{Fenster} = \pm \left(\sigma_t \cdot \sqrt{2}\right) \quad (4.5)$$

Für die Zeitauflösung σ_t wurde ein Wert von 150 ps angenommen, so daß eine maximale und eine minimale Fensterbreite, $t_{Fenster}^{\max}$ bzw. $t_{Fenster}^{\min}$, berechnet werden konnte. Daraus ergeben sich dann entsprechend maximale und minimale Breiten ΔE , siehe Tab. 4.2

Es wurde dann $\sigma_{Auflösung}$ mit den Werten aus Tab. 4.1 nach Formel 4.4 berechnet, sowie ein minimaler und maximaler Wert mit den Daten aus Tab. 4.2. Aus diesen Werten und den gemessenen Teilchenenergien wurde dann das Auflösungsvermögen $\frac{\sigma}{E}$ bestimmt, siehe Tab. 4.3. Als Fehler $\Delta\left(\frac{\sigma}{E}\right)$ wurde die größte Abweichung angenommen.

$E_{\text{Proton}}^{\text{mittel}} / \text{MeV}$	$t_{\text{Fenster}} / \text{ns}$		$\Delta E / \text{MeV}$	
	min	max	min	max
49,8	2,68	3,12	9,31	10,86
99,6	0,68	1,12	6,99	11,53
149,4	0,28	0,72	5,49	14,14
199,0	0,08	0,52	2,5	16,28
248,1	0,28	0,72	12,61	32,5
$E_{\text{Deuteron}}^{\text{mittel}} / \text{MeV}$				
99,5	2,68	3,12	18,62	21,71
199,2	0,68	1,12	13,97	23,05

Tabelle 4.2: Minimale und maximale Werte für t_{Fenster} und ΔE

$E_{\text{Proton}}^{\text{gemessen}} / \text{MeV}$	$\sigma_{\text{Total}} / \text{MeV}$	$\sigma_{\text{Aufl.}} / \text{MeV}$	$\frac{\sigma}{E} / \%$	$\pm \Delta(\frac{\sigma}{E})$
51,6	4,9	3,9	7,6	0,3
102	7,1	6,5	6,4	0,3
157,7	10,2	9,8	6,2	0,3
208,2	10,9	10,6	5,1	0,4
255,2	16	14,7	5,7	0,6
$E_{\text{Deuteron}}^{\text{gemessen}} / \text{MeV}$				
101,9	8,8	6,6	6,5	0,4
198,4	12,0	10,8	5,4	0,4
$E_{\text{Pion}}^{\text{gemessen}} / \text{MeV}$				
28,8	4,23	4,20	14,6	0,1
45,3	6,18	6,16	13,6	0,1
66,9	9,13	9,07	13,6	0,1

Tabelle 4.3: Auflösungsvermögen der PbWO_4 -Matrix

Das Auflösungsvermögen für Protonen wurde schließlich nach folgender Formel parametrisiert:

$$\frac{\sigma}{E} = \left(\frac{a}{\sqrt{E / \text{GeV}}} + b \right) \% \quad (4.6)$$

Man erhält einen energieabhängigen Term ($\sim \frac{1}{\sqrt{E}}$), auch statistischer Term genannt, und einen konstanten Term. Für die PbWO_4 -Matrix ergibt sich damit folgende Parametrisierung, siehe Abb. 4.18:

$$\frac{\sigma}{E} = \left(\frac{(0,9 \pm 0,2)}{\sqrt{E / \text{GeV}}} + (3,7 \pm 0,6) \right) \%$$

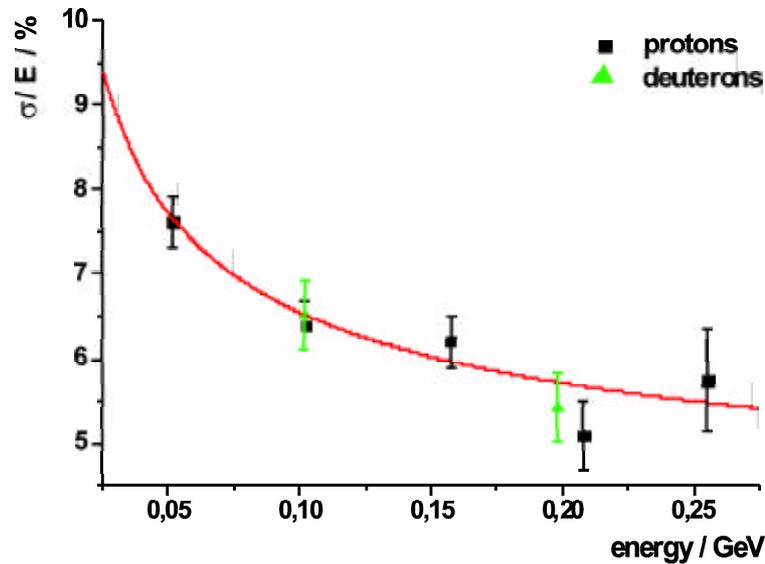


Abbildung 4.18: Parametrisierung des Auflösungsvermögens

Zusätzlich sind in Abb. 4.18 noch zwei Werte für Deuteronen eingezeichnet. Diese zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Werten für Protonen. Für Pionen wurde keine Parametrisierung durchgeführt, da einerseits zu wenige Werte vorhanden sind, zum anderen treten Effekte, die die Auflösung beeinflussen, auf, die im nächsten Abschnitt ausführlicher dargestellt werden.

Abschließend soll noch auf den geringen Anteil aufgrund von Sekundärreaktionen (Abb. 4.17(a)-(e)) hingewiesen werden. So steigt der Anteil der Liniennorm der Energieresponse unterhalb des Peaks der vollständigen Energie-deposition von $\sim 4\%$ bei 50 MeV Protonenenergie (Abb. 4.17(a)) auf $\sim 50\%$ bei 250 MeV Protonenenergie (Abb. 4.17(e)).

4.1.6 Pionen-Response

Wie schon in Abschnitt 4.1.3 erwähnt, sind in den E vs. t-Spektren drei deutlich getrennte Bänder zu erkennen. Bei der Anpassung des Protonen- und Deuteronenbandes an die aus der Flugzeit berechnete kinematische Kurve zeigten sich jedoch große Diskrepanzen für die experimentell zu erwartenden Pionen, siehe Abb. 4.19. Zunächst wurde der Einfluß zusätzlich verfälschender Effekte, die nur bei Pionen auftreten, untersucht. Geladene Pionen sind instabil und zerfallen hauptsächlich über folgenden Kanal [Gro00]:



Die mittlere Lebensdauer τ geladener Pionen beträgt $2,6 \times 10^{-8}$ s [Gro00]. Damit ist es möglich, daß Pionen, die im Detektor gestoppt worden sind,

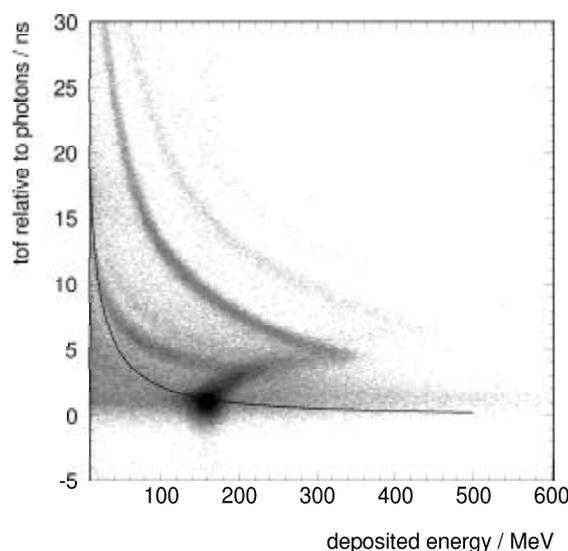


Abbildung 4.19: Vgl. der Pionenereignisse mit der kinematischen Kurve berechnet anhand der Energiekalibration für Protonen

dort zerfallen. Die beim Zerfall freiwerdende Energie wird somit ebenfalls registriert. Die entstehenden Myonen sind ihrerseits instabil, sie zerfallen in Elektronen und Neutrinos, aber ihre mittlere Lebensdauer ist so groß ($\tau_\mu = 2,2 \times 10^{-6}$ s), daß diese Zerfälle nur bedingt registriert werden, da die Integrationszeit für das Energiesignal des Detektors nur 300 ns beträgt.

Mit GEANT wurden dann Simulationen durchgeführt, die einerseits die Punch through-Energie für Pionen bestimmen sollten und andererseits ob, und wenn wieviel, Energie zusätzlich aufgrund des Pionenzerfalls im Detektor deponiert wird. Es zeigte sich, daß ab einer gewissen kinetischen Energie (~ 40 MeV) bis zur Punch through-Energie (~ 200 MeV) Pionen durchschnittlich 15 MeV zusätzlich im Detektor deponieren. Allerdings zeigen sich hierbei Unterschiede zwischen positiv und negativ geladenen Pionen, siehe Abb. 4.20.

Allein aufgrund dieses Effektes ist es aber nicht möglich, die Abweichung des Pionenbandes von der kinematischen Kurve zu erklären. Von besonderem Interesse ist hier das Verhalten bei höheren Energien zwischen 150 und 250 MeV. Zur besseren Trennung von Protonen und Pionen in diesem Bereich wurde eine Auftragung des γ -Faktors ($\gamma = (\sqrt{1 - \beta^2})^{-1}$) gegen die deponierte Energie gewählt.

Im Falle der vollständig nachgewiesenen kinetischen Energie sollte demnach für jede Teilchenmasse folgender Zusammenhang gelten:

$$\gamma = \frac{E_{kin}}{m_0} + 1 \quad (4.7)$$

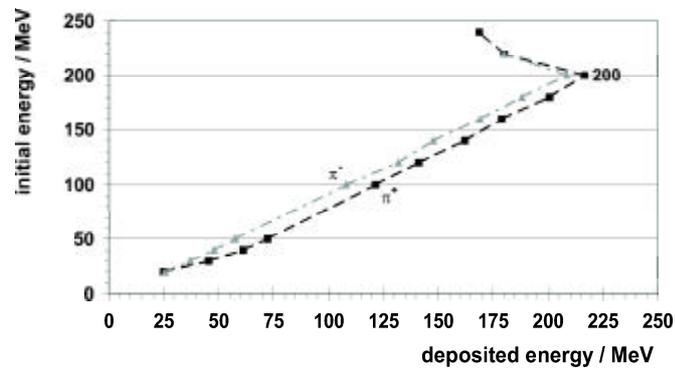


Abbildung 4.20: Bestimmung der Punch through-Energie für geladene Pionen mit GEANT-Simulationen

Wie in Abb. 4.21 zu erkennen ist, folgen die Protonen- und Deuteronenbänder wie erwartet diesem Zusammenhang bis zur Punch through-Energie. Für die Pionen ist eine deutliche Abweichung von dem streng linearen Zusammenhang bei höheren Energien zu erkennen. Zusätzlich wurde in Abb. 4.21

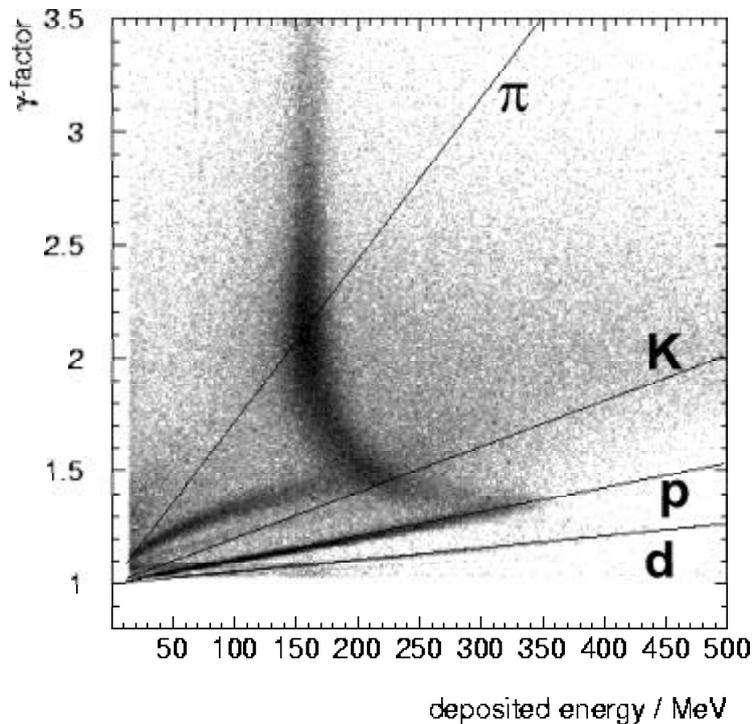


Abbildung 4.21: γ -Faktor vs. Energie-Diagramm

noch die Kurve für geladene Kaonen eingezeichnet, da zwischen Protonen- und Pionenband weitere Ereignisse erkennbar sind.

Um das Verhalten der Pionen weiter zu untersuchen, wurden die Energien, die sich aus der Flugzeit berechnen lassen (Formel 4.1) und der gemessenen Energie (Tab. 4.3) verglichen, siehe Abb. 4.22. Zusätzliche Datenpunkte wurden aus Abb. 4.21 bestimmt.

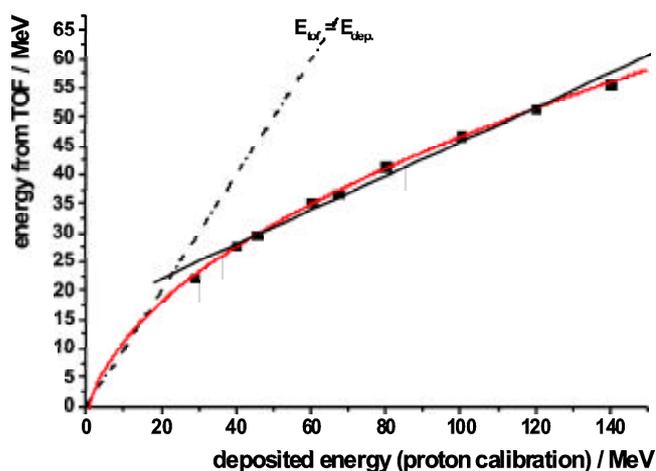


Abbildung 4.22: Vergleich zwischen aus der Flugzeit berechneter und direkt gemessener Energie für Pionen

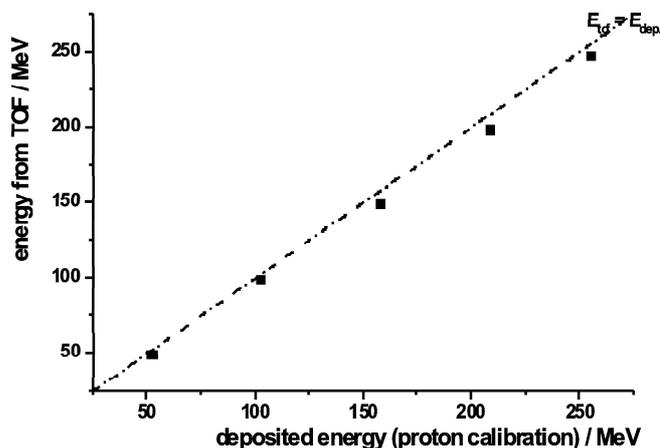


Abbildung 4.23: Vergleich zwischen aus der Flugzeit berechneter und direkt gemessener Energie für Protonen

Während die Daten der Protonen einer Geraden ($E_{\text{tof}} = E_{\text{dep.}}$) folgen, siehe Abb. 4.23, zeigen die Pionen einen nichtlinearen Verlauf ($E_{\text{tof}} \sim \sqrt{E_{\text{dep.}}}$),

siehe Abb. 4.22. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß geladene Pionen mit einer Energie < 10 MeV nicht nachgewiesen werden konnten, da hier die Flugzeit die Lebensdauer übersteigt. Der Verlauf der Kurve wurde für höhere Energien (direkt gemessene Energie > 40 MeV) durch eine Gerade approximiert, um einen Quenchingfaktor für Protonen zu erhalten. Aus der Steigung der Geraden ergibt sich ein Quenchingfaktor von $\sim 3,4$.

4.2 Auswertung des AGOR-Experiments

Da bei diesem Experiment nur Einzelkristalle verwendet wurden und niederenergetische Protonen ($E \sim 85$ MeV) zur Verfügung standen, siehe Kap. 3.2, ist die Bestimmung des Auflösungsvermögens direkter durchführbar. Aufgrund der niedrigen Primärenergie der Protonen entstehen im Target wesentlich weniger Sekundärteilchen, so ist z.B. die Produktion von Pionen gar nicht möglich.

4.2.1 Energiekalibration

Da bei niedrigen Energien die Protonen hauptsächlich an den Targetkernen elastisch und inelastisch gestreut werden, stehen damit, je nach verwendetem Target (s. Kap. 3.2.2), mehrere Kalibrationspunkte zur Verfügung, da man einige der binären Ausgangskanäle kennt, und in diesem Fall die kinetische Energie der unter einem festen Winkel emittierten Protonen anhand der Kinematik berechnen kann.

Für das Kohlenstoff-Target sind dies zum einen der Peak der elastisch gestreuten Protonen am Kohlenstoff ($p \rightarrow {}^{12}\text{C}$) und zum anderen die Peaks der inelastisch gestreuten Protonen ($p \rightarrow {}^{12}\text{C}^*$), wobei verschiedene Niveaus im Kohlenstoff angeregt werden können. Direkt zu identifizieren sind die niedrigsten Niveaus, die beim Kohlenstoff bei 4,4 MeV und 15,1 MeV liegen, siehe Abb. 4.24, da in diesem Bereich die Niveaudichte sehr gering ist und die wenigen Zustände energetisch deutlich separiert sind.

Für das CH_2 -Target ergibt sich zusätzlich der Peak der elastischen Proton-Proton-Streuung ($p \rightarrow p$), siehe Abb. 4.25.

Da die Antikoinzidenzbedingung zwischen Kollimator und Kristall nicht online verwendet wurde, musste sie bei der Auswertung der Daten verlangt werden. In den Spektren ohne Antikoinzidenzbedingung sind zusätzliche Peaks (Ghost peaks) zu erkennen. Sie stammen von gestreuten Protonen, die zunächst durch den Kollimator geflogen und dann im Kristall gestoppt worden sind. Der Energieverlust von Protonen im Kollimatormaterial beträgt, je nach Anfangsenergie der gestreuten Protonen, 15 bis 20 MeV.

Die Zuordnung einer absoluten Energieinformation zu den ermittelten Kanalzahlen erfolgt durch die Berechnung der binären Streukinematik, da die Energie der gestreuten Protonen vom Streuprozess und -winkel abhängig ist. Die Berechnungen wurden am KVI durchgeführt [Kin01], die Ergebnisse sind

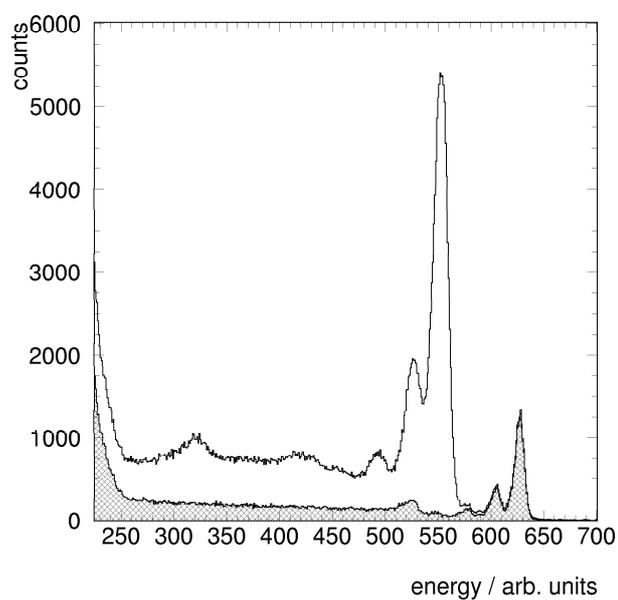


Abbildung 4.24: Vgl. der Energiespektren mit (ausgefüllte Fläche) und ohne Antikoinzidenzbedingung mit dem aktiven Kollimator, Kohlenstoff-Target & Detektor BAF 2

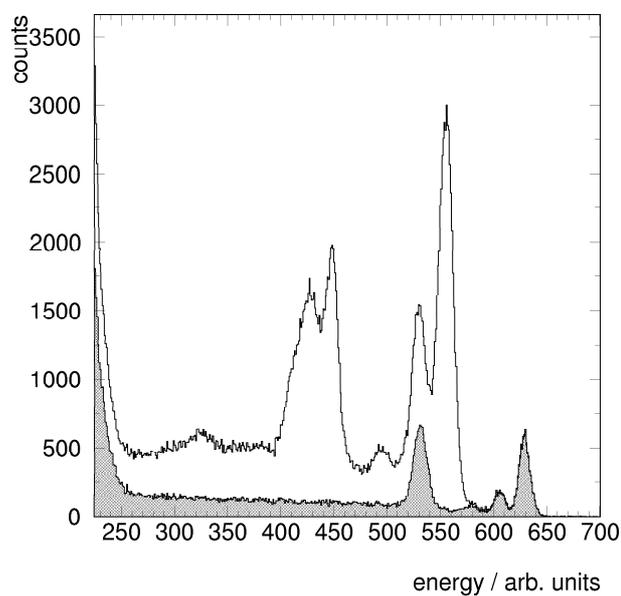


Abbildung 4.25: Vgl. der Energiespektren mit (ausgefüllte Fläche) und ohne Antikoinzidenzbedingung mit dem aktiven Kollimator, CH₂-Target & Detektor BAF 2

in Tab. 4.4 dargestellt. Dabei wurde der zusätzliche Energieverlust der Protonen im Target, in der Kapton[®]-Folie des IBP und in Luft vernachlässigt, da er sehr niedrig ist (< 200 keV).

Streuprozess	Streuwinkel	$E_{\text{Proton}}^{\text{gestreut}} / \text{MeV}$
$p \rightarrow {}^{12}\text{C}$	$28,9^\circ$	83,15
	$43,5^\circ$	80,99
$p \rightarrow {}^{12}\text{C}_{4,4\text{MeV}}^*$	$28,9^\circ$	78,75
	$43,5^\circ$	76,66
$p \rightarrow {}^{12}\text{C}_{15,1\text{MeV}}^*$	$28,9^\circ$	68,05
	$43,5^\circ$	65,89
$p \rightarrow p$	$28,9^\circ$	64,34
	$43,5^\circ$	43,78

Tabelle 4.4: Ergebnis der kinematischen Berechnung der Streuprozesse

Für die zwei PbWO_4 -Kristalle unter großem Streuwinkel ($79,2^\circ$, s. Tab. 3.4) ist keine Kalibration möglich, da unter diesen Winkeln der elastische Wirkungsquerschnitt zu vernachlässigen ist und somit keine wohl definierten Zustände zu identifizieren waren.

Zusätzlich bestimmt das Auflösungsvermögen der Detektoren, inwieweit die elastische und inelastische Streuung am Kohlenstoff getrennt werden kann. So ist bei allen PbWO_4 -Kristallen nur eine Struktur für die Streuung am Kohlenstoff zu erkennen, d.h. die Peaks der elastischen und inelastischen Streuung sind überlagert, siehe Abb. 4.26. Bei einem der beiden CeF_3 -Kristalle, siehe Abb. 4.27, sowie bei beiden BaF_2 -Kristallen, siehe Abb. 4.25, lassen sich elastisch und inelastisch gestreute Protonen sehr gut unterscheiden.

Es werden hier nur die Spektren mit CH_2 -Target gezeigt, da in diesen alle Strukturen vorhanden sind, die zu Kalibrationszwecken verwendet wurden (Vgl. Abb. 4.24 und Abb. 4.25), da beide Targetkerne verfügbar sind.

Den Peaks wurden Gauß-Kurven angepaßt, so daß die Peaklage bestimmt wurde und gleichzeitig die Breite, welche zur Bestimmung der Auflösung notwendig ist. Dabei wurde der Untergrund bei der Anpassung berücksichtigt. Zusätzlich wurde das Pedestal bestimmt und als weiterer Kalibrationspunkt benutzt. Für die Energiekalibrierung ergibt sich dann:

$$\begin{aligned}
 E_{PWO1} &= (0,1995 \times \text{Kanalzahl} - 2,8279) \text{ MeV} \\
 E_{PWO4} &= (0,2156 \times \text{Kanalzahl} - 2,2591) \text{ MeV} \\
 E_{PWO5} &= (0,2427 \times \text{Kanalzahl} - 1,1176) \text{ MeV} \\
 E_{PWO6} &= (0,3683 \times \text{Kanalzahl} - 24,6887) \text{ MeV} \\
 E_{CEF1} &= (0,1354 \times \text{Kanalzahl} - 1,4265) \text{ MeV} \\
 E_{CEF2} &= (0,2122 \times \text{Kanalzahl} - 2,0244) \text{ MeV}
 \end{aligned}$$

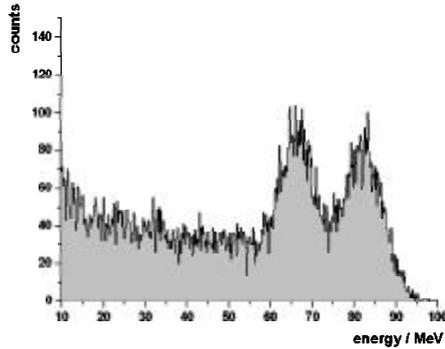


Abbildung 4.26: Kalibriertes Energiespektrum für CH₂-Target mit Antikoinzidenzbedingung, Detektor PWO 1

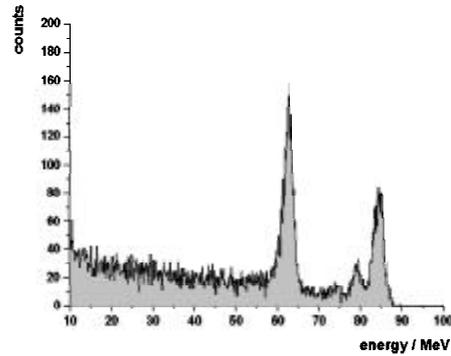


Abbildung 4.27: Kalibriertes Energiespektrum für CH₂-Target mit Antikoinzidenzbedingung, Detektor CEF 1

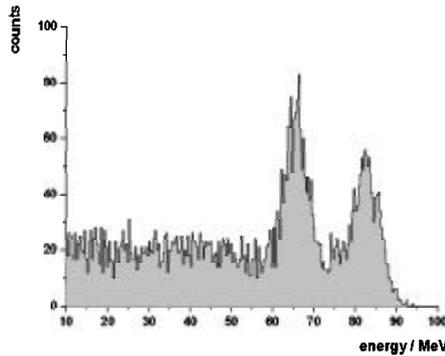


Abbildung 4.28: Kalibriertes Energiespektrum für CH₂-Target mit Antikoinzidenzbedingung, Detektor PWO 6

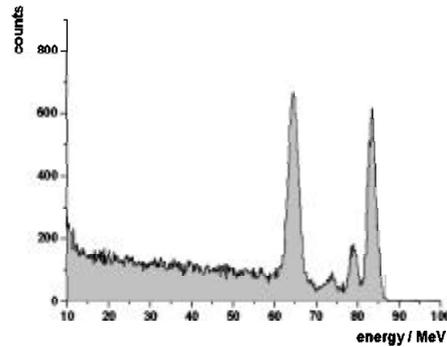


Abbildung 4.29: Kalibriertes Energiespektrum für CH₂-Target mit Antikoinzidenzbedingung, Detektor BAF 2

$$E_{BAF1} = (0,2 \times \text{Kanalzahl} - 36,443) \text{ MeV}$$

$$E_{BAF2} = (0,1915 \times \text{Kanalzahl} - 37,376) \text{ MeV}$$

Mit beiden BaF₂-Kristallen wurden zusätzlich kosmische Myonen gemessen, um einen Vergleich zwischen verschiedenen Teilchensorten zu ziehen, siehe Tab. 4.5. Dabei wurde die deponierte Energie (E_{gemessen}) aufgrund der Protonenkalibration berechnet. Der Vergleichswert E_{Soll} stammt aus Messungen mit dem TAPS-Spektrometer, die mit Monte-Carlo-Simulationen korreliert wurden.

Für die anderen Kristalle war dies nicht möglich, da ihre genaue räumliche Ausrichtung nicht bekannt war, und somit die von den Myonen durchquerte Strecke, die die Energiedeposition bestimmt.

Detektor	$E_{\text{gemessen}} / \text{MeV}$	$E_{\text{Soll}} / \text{MeV}$	Ratio
BAF 1	40,82	37,7	1,08
BAF 2	42,38	38,1	1,11

Tabelle 4.5: Vergleich zwischen Protonen- und Myonenresponse

4.2.2 Bestimmung des Auflösungsvermögens

Aus der Breite der angepassten Gauß-Peaks läßt sich das Auflösungsvermögen bestimmen. Die Energieunschärfe, die durch die Größe der Bohrung im Kollimator verursacht wird und die Breite des Peaks beeinflusst, wurde ebenfalls vernachlässigt, da sie sehr gering war ($< 20 \text{ keV}$). Aus der ermittelten Breite in Kanalzahlen kann mit Hilfe der Energiekalibrierung die Breite in MeV berechnet werden. Zusätzlich wurden die Ghost peaks verwendet, um weitere Datenpunkte bei niedrigeren Energien zu erhalten. Allerdings muß beachtet werden, daß diese Peaks möglicherweise verbreitert sind aufgrund von Energiestragling der Protonen im Kollimator.

PbWO₄-Kristalle

In Tab. 4.6 sind die Ergebnisse für die PbWO₄-Kristalle dargestellt. Die Ghost peaks sind an der zusätzlichen Bezeichnung Kollimator in der Spalte *Target* zu erkennen. Die Berechnung des Fehlers basiert auf der linearen Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta \left(\frac{\sigma}{E} \right) = \left| \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \right| + \left| \frac{\Delta E}{E} \right| \quad (4.8)$$

Die Größen $\Delta \sigma$ und ΔE wurden mit Hilfe des Steigungsfehlers der Kalibrationsgeraden bestimmt.

Nachfolgend werden die am KVI gemessenen Daten der Einzelkristalle mit denen der Kristallmatrix, die im Forschungszentrum Jülich verwendet wurde, verglichen, siehe Abb. 4.30.

CeF₃-Kristalle

Für die CeF₃-Kristalle wurde analog vorgegangen. Die am KVI gewonnenen Daten für die Auflösung, siehe Tab. 4.7, werden mit denen für Photonen verglichen, die K. Römer [Röm01] mit einer CeF₃-Matrix bestimmt hatte, siehe Abb. 4.31.

Detektor	$E_{\text{Peak}} / \text{MeV}$	σ / MeV	$\frac{\sigma}{E} / \%$	$\pm\Delta(\frac{\sigma}{E})$	Target
PWO 1	46,35	3,79	8,18	0,45	CH ₂ + Kollimator
	66,02	4,49	6,80	0,37	C + Kollimator
	66,22	3,59	5,42	0,46	CH ₂
	82,20	4,21	5,12	0,39	Kohlenstoff
	82,60	3,80	4,60	0,43	CH ₂
PWO 4	38,14	7,11	18,64	0,14	CH ₂ + Kollimator
	63,48	6,05	9,53	0,16	CH ₂
	64,62	7,13	11,03	0,13	C + Kollimator
	83,01	5,90	7,11	0,16	CH ₂
	83,98	5,25	6,25	0,17	Kohlenstoff
PWO 5	39,75	6,63	16,68	0,04	CH ₂ + Kollimator
	63,85	6,93	10,85	0,03	C + Kollimator
	64,56	4,82	7,47	0,05	CH ₂
	82,98	5,50	6,93	0,04	CH ₂
	83,17	5,53	6,65	0,04	Kohlenstoff
PWO 6	44,37	3,81	8,59	0,36	CH ₂ + Kollimator
	65,36	2,68	4,10	0,49	CH ₂
	67,68	4,12	6,09	0,33	C + Kollimator
	81,79	3,31	4,05	0,40	CH ₂
	83,70	3,57	4,27	0,37	Kohlenstoff

Tabelle 4.6: Energieauflösungsvermögen der PbWO₄-Kristalle

BaF₂-Kristalle

Die Werte der BaF₂-Kristalle, siehe Tab. 4.8, werden mit denen für das TAPS-Spektrometer [Nov94] verglichen, siehe Abb. 4.32.

Für die BaF₂-Kristalle wurde zusätzlich eine Pulsform-Analyse durchgeführt. Dabei wird die Sensitivität der schnellen Szintillationskomponente auf die Teilchensorte ausgenutzt [Nov96]. Bei der Pulsform-Analyse wird das Energiesignal, das mit kurzen Integrationszeit erhalten wurde (short gate), gegen das Energiesignal, das mit der langen Integrationszeit erhalten wurde (wide gate), aufgetragen. Das Verhältnis ist für feste Teilchensorten konstant. Für Photonen ist es maximal, während es für massereiche Teilchen mit der Ladung und Masse abnimmt. In Abb. 4.33 ist eine deutliche Trennung von Protonen und Photonen im unteren Bereich sichtbar, zusätzlich sind noch Deuteronen unterhalb der Protonenlinie zu erkennen.

Die Tatsache, daß auch Deuteronen vorhanden sind, erklärt die Doppelstruktur im Spektrum ohne Antikoinzidenzbedingung zwischen Kanal 400 und 450 in Abb. 4.25. Wenn nur Protonen anwesend wären, hätte nur der Ghost peak,

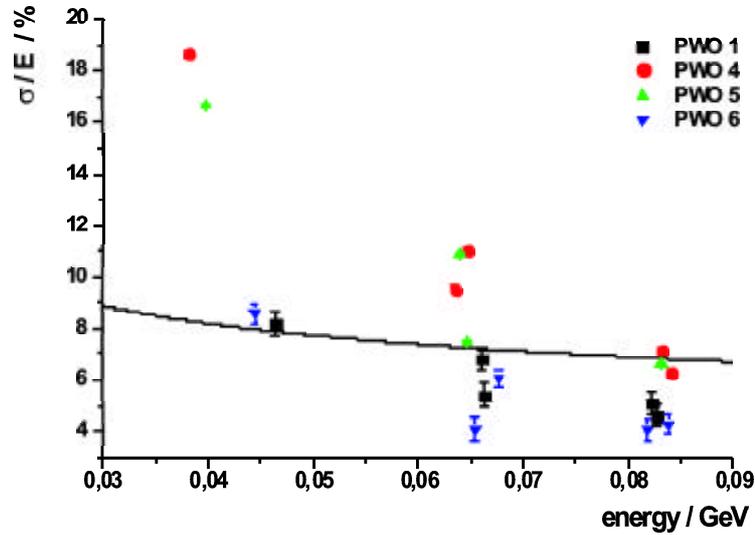


Abbildung 4.30: Vergleich der Daten der PbWO_4 -Einzelkristalle mit dem parametrisierten Auflösungsvermögen der PbWO_4 -Kristallmatrix für Protonen

Detektor	$E_{\text{Peak}} / \text{MeV}$	σ / MeV	$\frac{\sigma}{E} / \%$	$\pm\Delta(\frac{\sigma}{E})$	Target
CEF 1	38,69	2,39	6,18	0,46	CH_2 + Kollimator
	59,96	1,64	2,74	0,65	C + Kollimator
	62,09	1,20	1,93	0,88	CH_2
	65,76	1,46	2,22	0,72	C + Kollimator
	78,83	1,16	1,47	0,90	CH_2
	79,01	1,10	1,39	0,95	Kohlenstoff
	83,77	1,15	1,37	0,91	CH_2
	83,81	1,11	1,32	0,94	Kohlenstoff
CEF 2	37,01	3,49	10,64	0,45	CH_2 + Kollimator
	63,10	1,71	2,71	0,53	C + Kollimator
	63,29	1,71	2,70	0,53	CH_2
	83,39	2,31	2,77	0,39	Kohlenstoff
	83,75	1,97	2,35	0,46	CH_2

Tabelle 4.7: Energieauflösungsvermögen der CeF_3 -Kristalle

der durch elastisch an Wasserstoffkernen gestreute Protonen hervorgerufen wird, zu sehen sein dürfen. Da aber zusätzlich Deuteronen vorhanden sind, siehe Abb. 4.33, die einen höheren Energieverlust im Kollimator erleiden als Protonen, ist das Auftreten dieser Doppelstruktur mit Deuteronen erklärbar.

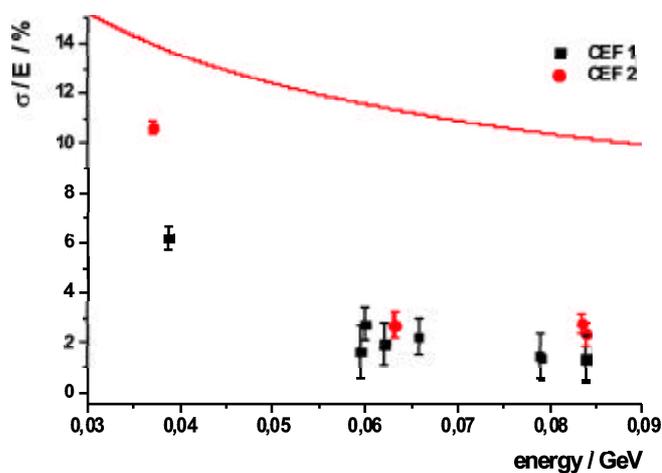


Abbildung 4.31: Vergleich der Daten der CeF_3 -Einzelkristalle für Protonen mit dem Auflösungsvermögen einer CeF_3 -Kristallmatrix für Photonen

Detektor	$E_{\text{Peak}} / \text{MeV}$	σ / MeV	$\frac{\sigma}{E} / \%$	$\pm \Delta(\frac{\sigma}{E})$	Target
BAF 1	21,24	5,25	24,70	0,02	CH_2 + Kollimator
	44,50	1,92	4,32	0,05	CH_2
	55,70	2,30	4,13	0,05	C + Kollimator
	62,38	1,62	2,59	0,06	C + Kollimator
	67,44	1,28	1,89	0,08	C + Kollimator
	77,34	0,81	1,05	0,12	Kohlenstoff
	77,54	0,77	0,99	0,13	CH_2
	81,46	0,86	1,05	0,12	Kohlenstoff
	82,10	0,99	1,21	0,10	CH_2
BAF 2	57,09	2,59	4,54	0,01	C + Kollimator
	63,91	1,83	2,86	0,01	C + Kollimator
	64,62	1,20	1,86	0,02	CH_2
	68,72	1,25	1,82	0,02	C + Kollimator
	78,71	1,07	1,36	0,02	Kohlenstoff
	79,01	0,85	1,08	0,03	CH_2
	82,91	0,85	1,03	0,03	Kohlenstoff
	83,42	0,98	1,17	0,02	CH_2

Tabelle 4.8: Energieauflösungsvermögen der BaF_2 -Kristalle

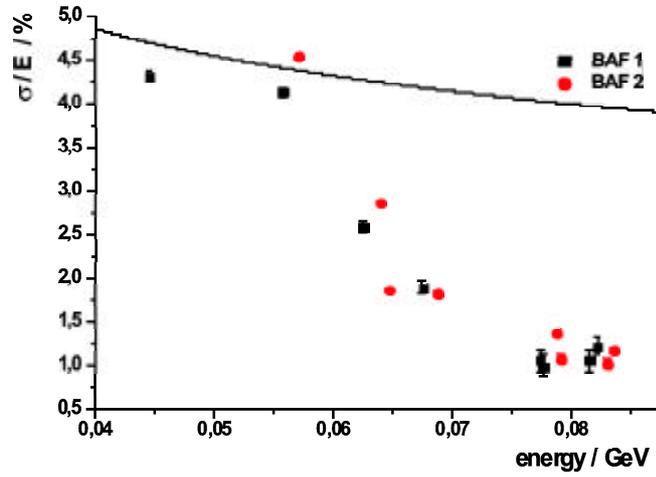


Abbildung 4.32: Vergleich der Daten der BaF₂-Einzelkristalle mit TAPS-Spektrometer

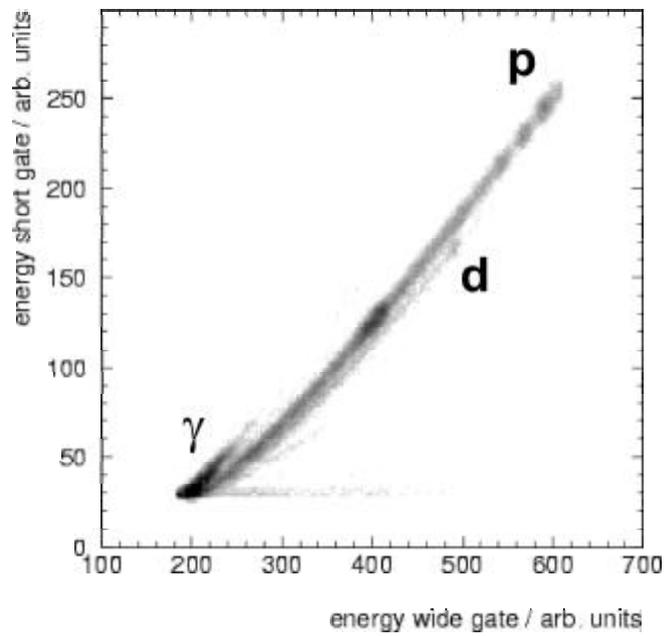


Abbildung 4.33: Pulsform-Analyse des BaF₂-Signals, Detektor BAF 2

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

Kristall-Prototypen für den *Photon Ball*-Aufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Qualitätskontrolle von PbWO_4 -Kristalle großen Querschnitts, die erst seit kurzem verfügbar sind, durchgeführt. Hierbei war die Frage zu klären, ob sich der neue Herstellungsprozeß auf die optischen Eigenschaften und die Szintillationseigenschaften auswirkt.

Die optischen Untersuchungen dieser PbWO_4 -Kristalle haben gezeigt, daß solche Kristalle, mit den Anforderungen entsprechender Güte, in Massenproduktion hergestellt werden können. Es ließen sich keine diskreten Absorptionsbanden feststellen und die optische Transmission zeigt im Bereich der Emissionswellenlänge von 400-420 nm Werte von $\sim 75\%$. Auch die Lichtausbeute ist vergleichbar mit kleineren Kristallen, die für das CMS-Projekt seit Jahren optimiert worden sind.

Damit sind die Anforderungen, die an die Kristalle für den Bau des *Photon Ball* in Jülich gestellt werden, prinzipiell erfüllt.

Die Kristalle aus chinesischer Herstellung zeigten ebenfalls sehr gute Eigenschaften im Bezug auf die Lichtausbeute und das Transmissionsverhalten, wobei allerdings nur zwei Exemplare vorhanden waren. Die Lichtausbeute dieser zwei Kristalle war um $\sim 20\%$ größer als die der Kristalle aus russischer Produktion, siehe Tab. 2.3. Dies liegt vermutlich an der kürzeren Kristalllänge, da hierdurch die Selbstabsorption geringer ist. Nachteilig machte sich bei diesen beiden Kristallen eine nicht unerhebliche Eigenaktivität bemerkbar, die eine weitere Untersuchung dieses Phänomens notwendig macht, da diese Kristalle sich nicht für den Einsatz als Detektor eignen. Wie gezeigt werden konnte, handelt es sich bei dieser Eigenaktivität offensichtlich um α -Strahlung.

Mittlerweile ist es möglich, Kristallrohlinge mit einem Durchmesser von 85 mm zu ziehen, die die gleichen Eigenschaften aufweisen wie kleinere Rohlinge. Damit ist die geometrischen Form der Einzelkristalle für den *Photon Ball* nicht durch die Kristallgröße beschränkt. Zusammen mit den in Vorarbeiten erfolgreich getesteten Komponenten zur Auslese der Kristalle ist

damit die notwendige Hardware für den Bau des *Photon Ball* vorhanden.

Response von PbWO_4 für hochenergetische Protonen

Bei dem Experiment am Beschleuniger COSY standen Protonen mit einer maximalen Energie von 1,2 GeV zur Verfügung. Die geladenen Reaktionsprodukte, die in einem Aluminiumtarget entstanden, wurden mit einer aus 25 PbWO_4 -Kristallen bestehenden Detektormatrix nachgewiesen.

Eine Trennung unterschiedlicher Teilchen mit PbWO_4 durch eine Flugzeitmessung ist mit diesem Versuch gezeigt worden. Bedingt durch die schnelle Anstiegszeit und kurze Zerfallsdauer, die Zeitauflösung liegt im Bereich von 130 ps [Nov97], ließen sich Protonen, Deuteronen und geladene Pionen sowie geladene Kaonen deutlich unterscheiden. Der Wert für die Zeitauflösung konnte in diesem Experiment wieder bestätigt werden. Für den *Photon Ball* bietet diese Eigenschaft von PbWO_4 die Möglichkeit, durch eine Flugzeitmessung Photonen, Teilchen und Untergrund prinzipiell zu diskriminieren. Von besonderem Interesse war die Bestimmung des Auflösungsvermögens von PbWO_4 für geladene Teilchen. Das Auflösungsvermögen für Protonen mit Energien < 365 MeV, d.h. der maximal im Kristall gestoppten Protonen, wurde bestimmt zu:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{(0,9 \pm 0,2)\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + (3,7 \pm 0,6)\%$$

Bemerkenswert ist hierbei der im Vergleich zur Photonenresponse niedrige statistische Term, der große konstante Anteil ist jedoch noch unverständlich. Dieses Resultat ist mit den Ergebnissen früherer Messungen, die mit der identischen Detektormatrix durchgeführt wurden und das Auflösungsvermögen für Photonen zum Ziel hatten, vergleichbar, siehe Abb. 5.1.

Die Analyse der Linienform für Protonen, die vollständig im Kristall gestoppt werden, zeigte einen geringen Anteil, zwischen 4% (bei ~ 50 MeV) und 50% (bei ~ 250 MeV), von Sekundärreaktionen im Detektormaterial. Dies ermöglicht in diesem Energiebereich eine sehr effektive Spektroskopie von Protonen.

Weiterhin ließen sich durch eine Untersuchung der Multiplizität der Detektormatrix Teilchen, die Sekundärreaktionen bzw. elektromagnetische Schauer auslösen, unterscheiden von minimalionisierenden Teilchen sowie Teilchen, die ihre kinetische Energie nur durch Ionisation im Detektor deponieren. Die Multiplizität in der Detektormatrix betrug im Mittel $\langle \mathcal{M} \rangle \sim 1,5$. Durch die Forderung von $\mathcal{M} = 1$ ließen sich minimalionisierende Protonen sowie Teilchen, die nur durch Ionisation ihre Energie im Detektor deponieren, isolieren, siehe Abb. 4.6. Für Ereignisse mit $\mathcal{M} \geq 3$ sind keine kinematisch korrelierten Kurven zu erkennen, siehe Abb. 4.15. Daher lassen sich diese Ereignisse Teilchen zuordnen, die im Detektormaterial Sekundärreaktionen hervorgerufen haben.

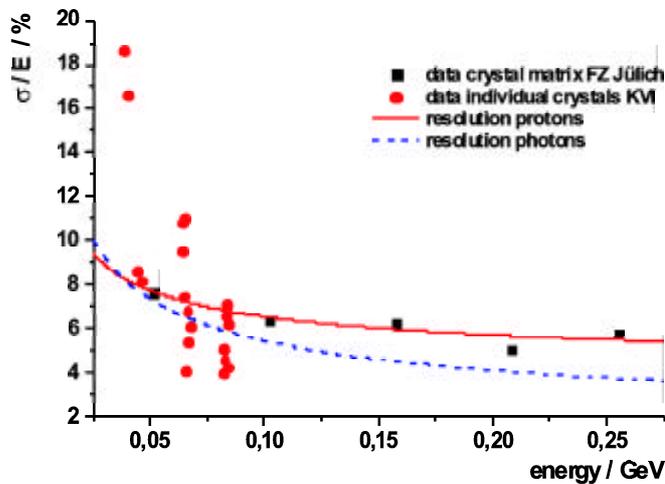


Abbildung 5.1: Vergleich des Auflösungsvermögens $\frac{\sigma}{E}$ von PbWO_4 für Protonen und Photonen

Untersuchungen elektromagnetischer Schauer in derselben Detektormatrix, durchgeführt von K. Römer [Röm01], ergaben mittlere Multiplizitäten $\langle \mathcal{M} \rangle$ zwischen 5,6 (~ 45 MeV) und 18,4 (~ 770 MeV). Diese Werte liegen deutlich oberhalb derer, die für Teilchen bestimmt worden sind, auch wenn diese Sekundärreaktionen ausgelöst haben.

Ebenfalls untersucht wurde ein eventuelles Quenching des Szintillationslichts für Teilchen. Aufgrund der Übereinstimmung der Kalibration und der daraus berechneten kinematischen Kurven zeigte sich kein relativer Effekt zwischen Protonen, Deuteronen und Tritonen. Der Vergleich von Protonen und kosmischen Myonen offenbarte ein Quenching in der Größenordnung von $\sim 10\%$ für Protonen relativ zu kosmischen Myonen.

Response von PbWO_4 für niederenergetische Protonen

Bei dem Experiment am Zyklotron AGOR stand ein H_2^+ -Strahl mit einer Energie von 170 MeV zur Verfügung, der zu einer effektiven Protonenenergie von 85 MeV führt. Als Targets wurden Kohlenstoff- und CH_2 -Folien benutzt. Die Reaktionsprodukte, hauptsächlich elastisch und inelastisch gestreute Protonen, aber auch Deuteronen, wurden mit Einzelkristallen aus verschiedenen Materialien (PbWO_4 , CeF_3 und BaF_2) nachgewiesen.

Bei diesen Messungen zeigten sich merkliche Unterschiede zwischen den einzelnen PbWO_4 -Kristallen, die sich sowohl in der Kristallgröße als auch der Kristallqualität unterscheiden. Der mit Molybdän dotierte Kristall wies die beste Auflösung auf, was durch eine erhöhte Lichtausbeute zu erklären ist. Durch die Dotierung entstehen aber auch Nebeneffekte, so verschiebt sich die Emissionswellenlänge von 420 nm auf 520 nm und die Zerfallszeit verlängert

sich drastisch bis in den μ -sekunden Bereich [Ann00].

Zwischen den unterschiedlich großen, undotierten PbWO_4 -Kristallen zeigten sich ebenfalls Unterschiede. Der Kristall mit der $(20 \times 20) \text{ mm}^2$ großen Querschnittsfläche (PWO 1) hatte ein besseres Auflösungsvermögen als die zwei Kristalle mit der $(32 \times 32) \text{ mm}^2$ großen Querschnittsfläche. Dies kann auch durch Effekte, die die Lichtsammlung im Kristall betreffen, vorgetäuscht werden. Das Abdeckungsverhältnis von Photokathode des PM zu Kristallendfläche ($\frac{A_{PM}}{A_{Kristall}}$) spielt hierbei keine Rolle, da es in beiden Fällen in der gleichen Größenordnung liegt ($\sim 0,6 - 0,7$).

Insgesamt sind die erzielten Werte für das Auflösungsvermögen vergleichbar mit den Werten, die mit der Detektormatrix in Jülich bestimmt wurden, siehe Abb. 5.2.

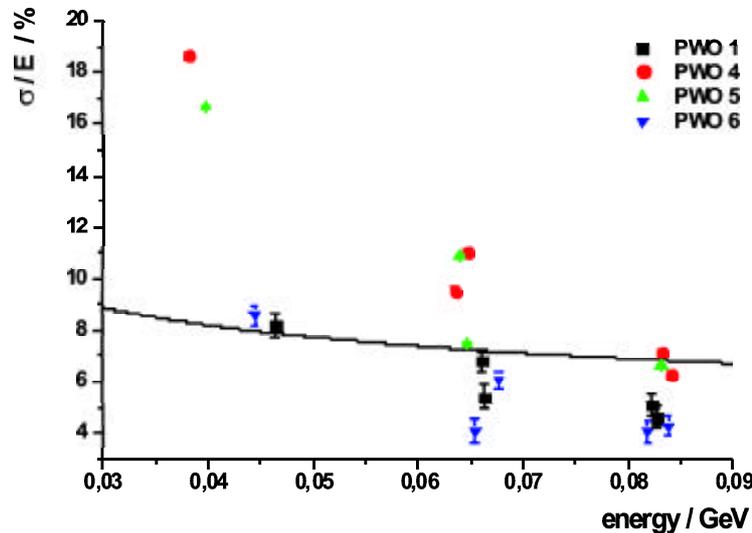


Abbildung 5.2: Vergleich der Daten der PbWO_4 -Einzelkristalle mit dem parametrisierten Auflösungsvermögen der PbWO_4 -Kristallmatrix für Protonen

In einer vergleichenden Studie aller verwendeten Kristalle zeigen BaF_2 und CeF_3 , wie zu erwarten, ein deutlich besseres Auflösungsvermögen als PbWO_4 , siehe Abb. 5.3.

Dieses Verhalten ist korreliert mit den intrinsischen Szintillationseigenschaften der Kristalle. So ist die Lichtausbeute von CeF_3 um einen Faktor 10 und die Lichtausbeute von BaF_2 um einen Faktor 20 größer als die von PbWO_4 . Diese zwei anderen am KVI untersuchten Detektormaterialien wurden auch hinsichtlich ihres Auflösungsvermögens für Photonen und Protonen verglichen. Sowohl für CeF_3 als auch für BaF_2 ist das Auflösungsvermögen für Protonen besser als für Photonen des gleichen Energiebereichs. Dies lässt sich durch die lokale Energiedeposition durch schwere Teilchen erklären. Während

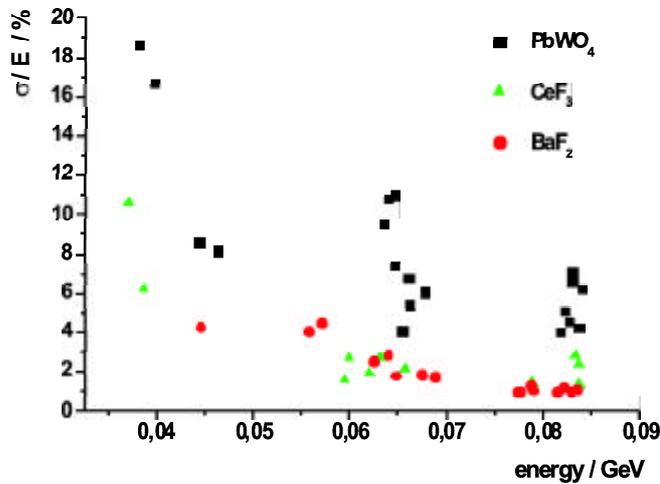


Abbildung 5.3: Vergleich des Auflösungsvermögens von BaF₂, CeF₃ und PbWO₄ für Protonen < 85 MeV

die schweren Teilchen im Detektor gestoppt werden und ihre gesamte Energie lokal deponieren, lösen Photonen einen elektromagnetischen Schauer aus, der sich im gesamten Kristall ausbreitet. Im letzteren Fall sind daher Inhomogenitäten der Kristalle sowie nichtlineare Effekte bei der Lichtsammlung, die für die CeF₃-Kristalle beobachtet wurden [Röm01], von Bedeutung für das Auflösungsvermögen. Zusätzlich treten bei elektromagnetischen Schauern Energieverluste auf, da der Schauer nicht auf den Kristall beschränkt bleibt, was das Auflösungsvermögen ebenfalls negativ beeinflusst. Auch die Verwendung einer Detektormatrix kann diesen Effekt nicht vollständig kompensieren.

Abschließend ist daher zu sagen, daß CeF₃ als Szintillationsmaterial weiterentwickelt werden sollte, da es im Vergleich zu PbWO₄ ähnliche Eigenschaften, z.B. Strahlungslänge und Zerfallsdauer, bietet, aber wesentlich mehr Szintillationslicht erzeugt.

Response von PbWO₄ für Pionen

Im Verlauf der Analyse des Versuchs mit der PbWO₄-Kristallmatrix zeigten sich Abweichungen der experimentellen Daten für geladene Pionen von den Werten, die aufgrund der Protonenkalibration berechnet wurden. Insbesondere war der Verlauf der kinematischen Kurve deutlich verschieden. Dieser Umstand kann momentan nur durch ein Quenching des Szintillationslichts, das abhängig von der Ionisationsdichte ist, erklärt werden. Dieser Effekt ist bei Szintillationskristallen bekannt, z.B. ergibt sich bei BaF₂ zwischen Photonen und α -Teilchen ein Quenchingfaktor von $\sim 3 - 5$. Aus dem Vergleich zwischen direkt gemessener Energie, die auf der Protonenkalibration basiert,

mit der Energie, die aus der Flugzeitinformation berechnet werden konnte, ergibt sich für Protonen in PbWO_4 ein Quenchingfaktor von $\sim 3,4$.

Einen Hinweis auf dieses unerwartete Verhalten liefert eine Untersuchung [Kam97], die festgestellt hat, daß die Emissionswellenlänge von PbWO_4 abhängig von der Ionisationsdichte ist und sich mit steigender Ionisationsdichte vom blauen in den grünen Spektralbereich verschiebt. Hinzu kommt, daß dieser langwelligen Komponente eine längere Abklingzeit zuzuordnen ist. Da die verwendeten PM für den blauen Spektralbereich optimiert sind und die Quanteneffizienz im grünen Bereich deutlich absinkt und das Szintillationslicht nur über einen Zeitraum von 300 ns integriert wurde, ließe sich der Effekt möglicherweise dadurch erklären. Allerdings ist zu bemerken, daß sich die bei dieser Untersuchung verwendeten PbWO_4 -Kristalle hinsichtlich Qualität und Herstellungsprozeß nicht unmittelbar mit den in den hier beschriebenen Experimenten verwendeten Kristallen vergleichen lassen.

Abschließend ist festzustellen, daß sich in den hier erläuterten Experimenten PbWO_4 und CeF_3 als effiziente Teilchendetektoren herausgestellt haben. Sie eignen sich sowohl zur Spektroskopie von Teilchen sowie zur Identifikation durch Flugzeitmessung. Im Falle von PbWO_4 ist eine Identifikation möglicherweise auch durch eine Pulsform-Analyse möglich, doch hierzu sind detailliertere Untersuchungen notwendig.

Anhang

Konstanten und Eichparameter

Eichparameter für das COSY-Experiment

Detektor-Nr.	Norm.faktor		Norm.faktor Zeitkal.	α -Faktor
	μ -Kalib.	p-Kalib.		
1	1,0486	1,0702	0,9024	1,100
2	0,8908	0,9239	0,9042	1,086
3	1,1645	1,1689	0,9168	0,9861
4	1,0231	0,9896	0,8969	1,080
5	1,1567	1,2362	0,8951	1,082
6	1,0859	1,1076	0,8933	1,096
7	1,0036	0,992	0,9042	1,095
8	1,065	1,0928	0,8987	1,084
9	1,0368	1,0315	0,9946	1,044
10	0,9995	1,0131	0,9765	1,063
11	1,3989	1,2757	0,9548	1,007
12	0,9762	0,9869	0,9476	1,123
13	1,0	1,0	1,0	0,9592
14	1,0726	1,0694	0,962	1,066
15	1,2973	1,3337	1,2477	1,062
16	1,316	0,7534	0,9548	1,135
17	1,0111	1,0078	0,962	1,093
18	1,0938	1,0977	1,1971	1,021
19	1,1018	1,0884	1,2025	1,043
20	1,0923	1,101	1,2297	0,9926
21	1,1089	1,0804	1,2297	1,022
22	1,0341	1,0461	1,1754	1,118
23	1,028	1,0247	1,1736	1,075
24	1,0678	1,0613	1,2025	1,057
25	1,1392	1,1145	1,0145	1,063

Eichparameter für das AGOR-Experiment

Detektor	Kanalzahl	Energie / MeV
PWO 1	12,34	0
	346,1	64,337
	428,2	83,15
	426,2	83,15
PWO 4	11,48	0
	304,9	64,337
	395,5	83,15
	400,0	83,15
PWO 5	4,41	0
	270,6	64,337
	346,5	83,15
	347,3	83,15
PWO 6	66,52	0
	244,5	64,337
	289,1	83,15
	294,3	83,15
CEF 1	14,68	0
	469,1	64,337
	592,7	78,75
	594,1	78,75
	629,2	83,15
	629,5	83,15
CEF 2	10,76	0
	307,8	64,337
	402,5	83,15
	404,2	83,15
BAF 1	182,2	0
	401,1	43,78
	564,9	76,66
	587,6	80,999
BAF 2	195,1	0
	531,1	64,337
	606,3	78,75
	629,1	83,15

Abbildungsverzeichnis

2.1	Transmissions-Messung an BP-01	8
2.2	Vergleich verschiedener Kristalle von RI&NC	10
2.3	^{137}Cs -Spektrum, Kristall BP-02	12
2.4	Gesamtes Untergrundspektrum, BP-02	12
2.5	Ausschnitt: Emissionspeak	12
2.6	Spektrum ohne Absorber, BP-02	13
2.7	Spektrum mit Absorber, BP-02	13
3.1	Zusammengesetzte Kristallmatrix	16
3.2	Schematischer Aufbau in der Experimentierhalle	17
3.3	Lageplan: COSY-Beschleuniger und Experimentierhalle	18
3.4	Schematischer Detektoraufbau für KVI-Experiment	20
3.5	Schematischer Versuchsaufbau am IBP	21
3.6	Das In-Beam Polarimeter am KVI	21
3.7	Lageplan: AGOR und IBP	22
4.1	Energiespektrum kosmischer Myonen ohne Kalibration, Detektor 13	24
4.2	Simuliertes Energiespektrum kosmischer Myonen, Detektor 13	24
4.3	Energiespektrum für Multiplizität = 1 ohne Kalibration, Detektor 13	25
4.4	Simuliertes Energiespektrum für Multiplizität = 1, Detektor 13	25
4.5	Linearität der Zeitkalibration, Detektor 13	26
4.6	Energie vs. Flugzeit-Diagramm des Detektorelements 13 nach absoluter Kalibration der Flugzeit	27
4.7	Bestimmung der Punch through-Energie für Protonen und Deuteronen mit GEANT-Simulationen	28
4.8	Energiespektrum für Protonen, die im Kristall noch gestoppt werden, Detektor 13	29
4.9	Minimaler Korrekturfaktor für die Flugzeitkalibration, Detektor 11	30
4.10	Maximaler Korrekturfaktor für die Flugzeitkalibration, Detektor 16	30

4.11 Vergleich kinematischer Kurven für Protonen und Deuteronen mit aufsummierten Spektren von 3×3 -Untereinheiten der Detektormatrix	30
4.12 Multiplizitätsverteilung für Teilchen mit folgender Flugzeitbedingung, $10,6 \text{ ns} < \text{TOF} < 10,9 \text{ ns}$	32
4.13 Energiespektrum für Ereignisse gemäß TOF in Abb. 4.12 und $\mathcal{M} \leq 2$	32
4.14 Energiespektrum für Ereignisse gemäß TOF in Abb. 4.12 und $\mathcal{M} \geq 3$	32
4.15 Energie vs. Flugzeit-Spektrum aufsummierter Einzeldetektoren unter der Bedingung $\mathcal{M} \geq 3$	33
4.16 Multiplizitätsverteilungen für verschiedene Protonenenergien mit einer Nachweisschwelle von 500 keV	34
4.17 Energiespektren für verschiedene TOF-Fenster, vgl. Tab. 4.1	35
4.18 Parametrisierung des Auflösungsvermögens	38
4.19 Vgl. der Pionenereignisse mit der kinematischen Kurve berechnet anhand der Energiekalibration für Protonen	39
4.20 Bestimmung der Punch through-Energie für geladene Pionen mit GEANT-Simulationen	40
4.21 γ -Faktor vs. Energie-Diagramm	40
4.22 Vergleich zwischen aus der Flugzeit berechneter und direkt gemessener Energie für Pionen	41
4.23 Vergleich zwischen aus der Flugzeit berechneter und direkt gemessener Energie für Protonen	41
4.24 Vgl. der Energiespektren mit (ausgefüllte Fläche) und ohne Antikoinzidenzbedingung mit dem aktiven Kollimator, Kohlenstoff-Target & Detektor BAF 2	43
4.25 Vgl. der Energiespektren mit (ausgefüllte Fläche) und ohne Antikoinzidenzbedingung mit dem aktiven Kollimator, CH ₂ -Target & Detektor BAF 2	43
4.26 Kalibriertes Energiespektrum für CH ₂ -Target mit Antikoinzidenzbedingung, Detektor PWO 1	45
4.27 Kalibriertes Energiespektrum für CH ₂ -Target mit Antikoinzidenzbedingung, Detektor CEF 1	45
4.28 Kalibriertes Energiespektrum für CH ₂ -Target mit Antikoinzidenzbedingung, Detektor PWO 6	45
4.29 Kalibriertes Energiespektrum für CH ₂ -Target mit Antikoinzidenzbedingung, Detektor BAF 2	45
4.30 Vergleich der Daten der PbWO ₄ -Einzelkristalle mit dem parametrisierten Auflösungsvermögen der PbWO ₄ -Kristallmatrix für Protonen	48
4.31 Vergleich der Daten der CeF ₃ -Einzelkristalle für Protonen mit dem Auflösungsvermögen einer CeF ₃ -Kristallmatrix für Photonen	49

4.32	Vgl. BaF ₂ -Einzelkristalle mit TAPS-Spektrometer	50
4.33	Pulsform-Analyse des BaF ₂ -Signals, Detektor BAF 2	50
5.1	Vergleich des Auflösungsvermögens $\frac{\sigma}{E}$ von PbWO ₄ für Protonen und Photonen	53
5.2	Vergleich der Daten der PbWO ₄ -Einzelkristalle mit dem parametrisierten Auflösungsvermögen der PbWO ₄ -Kristallmatrix für Protonen	54
5.3	Vergleich des Auflösungsvermögens von BaF ₂ , CeF ₃ und PbWO ₄ für Protonen < 85 MeV	55

Tabellenverzeichnis

1.1	Mögliche Szintillatormaterialien zum Bau des Photon Ball . . .	4
2.1	Kristallmaße	8
2.2	Wellenlänge, bei der die Transmission auf 50% fällt	9
2.3	Mittlere Anzahl der im hybriden PM nachgewiesenen Photoelektronen	11
2.4	Auflösungsvermögen der Kristalle vom BGRI	11
2.5	Eigenaktivität	13
3.1	Kristallgeometrie, COSY-Experiment	15
3.2	Geometrie der verwendeten Kristalle beim KVI-Experiment . .	19
3.3	Zuordnung der PM-Typen zu Kristallen	20
3.4	Targetabstände und Winkelposition relativ zur Strahlachse der Testdetektoren	21
4.1	TOF-Fenster und entsprechende Energiewerte	34
4.2	Minimale und maximale Werte für t_{Fenster} und ΔE	37
4.3	Auflösungsvermögen der PbWO_4 -Matrix	37
4.4	Ergebnis der kinematischen Berechnung der Streuprozesse . .	44
4.5	Vergleich zwischen Protonen- und Myonenresponse	46
4.6	Energieauflösungsvermögen der PbWO_4 -Kristalle	47
4.7	Energieauflösungsvermögen der CeF_3 -Kristalle	48
4.8	Energieauflösungsvermögen der BaF_2 -Kristalle	49

Literaturverzeichnis

- [Ake92] E. Aker et al., NIM A 321 (1992), p. 69
- [Ann00] A. Annenkov et al., 'Improved light yield of lead tungstate scintillators', NIM A 450 (2000), p. 71
- [Bie01] R. Bieber et al., 'Performance of the KVI in-beam polarimeter', NIM A 457 (2001), p. 12-21
- [CER93] CERN - CN Division, GEANT-Detector Description and Simulation Tool, 1993
- [COR00] Corel DRAW, Version 9.337, Copyright 1998-99 Corel Corporation
- [DeS95] R. DeSalvo et al., 'Review of the hybrid photo diode tube (HPD) an advanced light detector for physics', NIM A 365 (1995), p. 76-82
- [Eul00] R. Grothmann, Mathematikprogramm EULER Version 1.57, 2001
- [EXC00] Microsoft EXCEL 2000, Copyright 1985-99 Microsoft Corporation
- [Gro00] D.E. Groom et al., The European Physical Journal C15 (2000) 1
- [Gru93] C. Grupen, 'Teilchendetektoren', BI Wissenschaftsverlag Mannheim, Leipzig, Wien, Zürich, 1993
- [Hej94] V. Hejny, 'DAX-An Easy Data Acquisition System', 1994
- [Kam97] I.A. Kamenskikh et al., 'The dependence of PbWO_4 luminescence on the excitation energy and density', Proceedings SCINT 97, Shanghai
- [Kin01] KVI, Kinematics. Version 850809-1.26, 2001
- [Lec95] P. Lecoq et al., 'Lead tungstate (PbWO_4) scintillators for LHC EM calorimetry', NIM A 365 (1995), p. 291-298
- [Nov94] R. Novotny et al., 'Response of TAPS to monochromatic photons with energies between 45 and 790 MeV', NIM A 346 (1994) p. 168-176

- [Nov96] R. Novotny et al., 'A Plastic-BaF₂ Phoswich Telescope for Charged/Neutral Particle and Photon Detection', IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 43, No. 3, June 1996
- [Nov97] R. Novotny et al., 'Response of a PbWO₄-scintillator array to electrons in the energy regime below 1 GeV', IEEE Transactions on Nuclear Science 1997
- [ORI99] Microcal Software Inc., Origin-Data Analysis and Technical Graphics Software, Version 6.0
- [PAW93] CERN Program Library Long Writeup Q121, 'PAW-Physics Analysis Workstation, The complete reference', CERN Geneva, Switzerland, Oktober 1993
- [PAW98] PAW Version 2.10/01, September 1998
- [Röm01] K. Römer, 'Vergleich verschiedener Szintillationsmaterialien zum optimierten Nachweis hochenergetischer Photonen', Diplomarbeit 2001

Danksagung

In den letzten 12 Monaten habe ich am II. Physikalischen Institut meine Diplomarbeit angefertigt. Während der Experimentierphase und vor allem während der Analyse der Daten habe ich sehr viel über Detektorphysik gelernt.

Dafür möchte ich mich bei allen bedanken, die es mir ermöglicht haben, diese interessante Arbeit durchzuführen. An erster Stelle sind hier Prof. Dr. Volker Metag und Dr. Rainer Novotny zu nennen für die umfassende Einführung in dieses physikalische Themengebiet sowie ihre konstruktive Kritik in zahlreichen Gesprächen, für die sie immer Zeit gefunden haben.

Bei Werner Döring und Jürgen Schneider möchte ich für die tatkräftige Unterstützung bei allen technischen Problemen sowie den beiden Experimenten danken. Besonders erwähnen möchte ich hier Katja, die mich während meiner gesamten Zeit im Detektorlabor nach Kräften unterstützt und beraten hat. Und mit der ich zusammen die Vorbereitungen des Physikerfaschings gemeistert habe. Vielen Dank, Katja.

Nicht zu vergessen Anita und Marianne, die mir bei allem notwendigen Papierkram geholfen haben und ohne die im Institut wohl einiges drunter und drüber gehen würde.

Ohne die Hilfe von Marco, Kottu, Silke, Susan und Mariana wären einige Ergebnisse dieser Arbeit wohl nicht so schnell zustande gekommen, insbesondere beim Umgang mit PAW waren ihre Hilfen unentbehrlich. Peter leistete mir häufig, auch wenn es spät wurde, Gesellschaft im Labor.

Für die Unterstützung während der Strahlzeiten möchte ich mich bei Volker Hejny und Herbert Löhner bedanken, die beide viel Zeit geopfert haben, um mir zu helfen.

Außerdem möchte ich hier meine Kommilitonen Daniel, Jörg, Steffi, Karen und Stephan nennen, mit denen ich gemeinsam die Schwierigkeiten des Studiums gemeistert habe und die mir manche Hürde erleichtert haben. Sowie Andreas, Böhmi und Carsten, die mir regelmäßig Gesellschaft in der Sneak leisteten und machen Ratschlag parat hatten. Und natürlich Kerstin, die viel erdulden mußte in dieser Zeit und mich daran erinnert hat, daß Physik nicht alles ist ...

Meiner Familie danke ich für ihre Unterstützung, nicht nur während des gesamten Studiums.

Hiermit versichere ich, Matthias Hoek, daß ich die vorliegende Arbeit selbstständig erstellt habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.
Die Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Gießen, den 20. Oktober 2001