

Diplomarbeit

Teilchenidentifikation  
mittels  
Čerenkov- und  
Szintillationsdetektoren

von

Stefan Friedrich  
aus Lollar

II. Physikalisches Institut der  
Justus-Liebig-Universität Gießen  
Fachbereich 07

Betreuer: Prof. Dr. Volker Metag

Gießen, 22. August 2008



## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Teilchenidentifikation in der experimentellen Hadronenphysik. Es wird dargestellt, wie mit Detektoren, die auf dem Čerenkov- bzw. Szintillationseffekt beruhen, geladene Teilchen voneinander unterschieden werden können.

Bei der Untersuchung von hadronischen Resonanzen oder der In-Medium-Modifikation von Vektormesonen ist es unerlässlich, die entstehenden Teilchen eindeutig nachzuweisen und voneinander zu unterscheiden. Beim CBELSA/TAPS-Experiment in Bonn soll der Zerfall eines  $\omega$ -Mesons innerhalb von Kernmaterie nachgewiesen werden. Hierbei spielen Protonen, die in kleinen Winkeln zur Strahlachse emittiert werden, eine besondere Rolle, da man sicher stellen möchte, die Masse und die Impulse der  $\omega$ -Mesonen korrekt zu rekonstruieren. Dies gelingt durch den Nachweis der Protonen im TAPS Detektor. Diese müssen von den Untergrundsignalen aus Elektronen und Pionen diskriminiert werden. Dazu wurde ein Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektor vom II. Physikalischen Institut der Universität Gießen in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe Schmieden des Physikalischen Instituts der Universität Bonn konstruiert, der in Bonn getestet wurde und in mehreren Strahlzeiten im Einsatz war. Für eine Analyse der Daten ist es erforderlich, die Effizienz dieses Detektors zu kennen. Hierzu war eine Effizienzbestimmung für den Nachweis von geladenen Pionen notwendig. Diese Messung fand an der GSI am HADES-Experiment mit einem Sekundärstrahl negativer Pionen statt. Die dort gemessene Nachweiseffizienz betrug 99,5%.

Am CB/TAPS-Experiment in Mainz werden die Eigenschaften von  $\omega$ -Mesonen in Kernmaterie bei einer niedrigeren Photonenstrahlenergie untersucht. Dafür ist jedoch eine hohe Statistik nötig. Wegen der erforderlichen hohen Strahlströme treten im inneren Ring des TAPS Detektors nahe der Strahlführung Ereignisraten auf, welche die Ratenverträglichkeit der Kristalle und der Elektronik überschreiten. Als Verbesserung wurde ein Ersatz des inneren Ringes durch 24 Bleiwolframat-Kristalle entwickelt, getestet, eingebaut und in ersten Experimenten verwendet. Aufgrund der physikalischen Eigenschaften von Bleiwolframat war es möglich, einen Bariumfluorid-Kristall durch vier Bleiwolframat-Kristalle zu ersetzen, was allein die Ratenverträglichkeit schon um den Faktor vier erhöhte. Hinzu kam die Tatsache, dass Bleiwolframat viel kürzere Abklingzeiten des Szintillationslichtes aufweist als Bariumfluorid. Zusätzlich kam eine neue, schnellere Elektronik zum Einsatz. Damit war es möglich die  $\omega$ -Produktionsraten um eine Größenordnung zu steigern.



## Abstract

The main focus of this diploma thesis is the identification of particles in the field of experimental hadron physics. It is shown how to discriminate particles using Cherenkov- and scintillation detectors.

For the investigation of hadron resonances or in medium modifications of vector mesons it is essential to distinctively detect the produced particles and to discriminate them. An issue at the CBELSA/TAPS experiment in Bonn is the detection of the decay of  $\omega$  mesons in the nuclear medium. Protons which are produced at small angles to the beam axis are the central key to this investigation. Therefore they must be identified on the background of electrons and pions. This is why the II. Physikalisches Institut of the university of Giessen has, in collaboration with the group of Prof. Schmieden from the Physikalisches Institut of the university of Bonn, built an aerogel threshold detector which was tested in Bonn and used in several beamtimes. For the analysis of the data the efficiency for the detection of pions has to be known. This measurement was done at GSI at the HADES experiment using a secondary beam of negatively charged pions. The efficiency was determined to 99.5%.

The CB/TAPS experiment in Mainz is mainly focussing on the investigation of  $\omega$  mesons in nuclear matter at lower incident photon energies. To obtain sufficient statistics high beam currents are needed which lead to count rates in excess of the rate capability not only of the crystals but also of the electronics used. A solution to this problem was found by replacing the inner TAPS ring by 24 crystals of lead tungstate. The physical properties of the lead tungstate allowed to replace one  $BaF_2$  crystal by four  $PbWO_4$  crystals which immediately allow for a factor four higher. In addition, the short decay times of the scintillating light is one of the characteristics of lead tungstate. New faster electronics were used. The measures altogether lead to an enhancement of the  $\omega$  production rate by one order of magnitude. This new array was planned, tested and used in first experiments.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	2
1.2	Hadronenspektroskopie . . . . .	3
1.3	Wechselwirkung von Strahlung mit Materie . . . . .	7
1.3.1	Čerenkov-Effekt . . . . .	7
1.3.2	Wechselwirkung von schweren geladenen Teilchen und Elektronen mit Materie . . . . .	16
1.3.3	Wechselwirkung von $\gamma$ -Strahlung mit Materie . . . . .	19
1.4	Szintillationseffekt . . . . .	23
1.4.1	Szintillatoren . . . . .	23
1.4.2	Photomultiplier . . . . .	25
1.4.3	Szintillationsdetektoren . . . . .	26
<b>2</b>	<b>Test eines Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektors</b>	<b>29</b>
2.1	Beschreibung des Detektors . . . . .	30
2.2	Pionen-Strahl der GSI am HADES Experiment . . . . .	32
2.3	Durchführung des Tests . . . . .	35
2.4	Ergebnisse der Effizienzbestimmung . . . . .	37
2.5	Ergebnisse der Ortsrekonstruktion . . . . .	40
<b>3</b>	<b>Ein <math>PbWO_4</math>-Array am CB/TAPS Experiment</b>	<b>45</b>
3.1	Das CB/TAPS Experiment an MAMI . . . . .	45
3.1.1	Der Elektronenbeschleuniger MAMI . . . . .	45
3.1.2	Produktion von energiemarkierten Photonen . . . . .	46
3.1.3	Die Detektoren . . . . .	49
3.2	Eigenschaften und Geometrie der $PbWO_4$ -Kristalle . . . . .	53
3.3	Inbetriebnahme . . . . .	56
3.3.1	Labor . . . . .	56
3.3.2	Experiment . . . . .	59

*Inhaltsverzeichnis*

3.4	Erste Ergebnisse . . . . .	62
<b>4</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse und Ausblick</b>	<b>65</b>
4.1	Ergebnisse der Effizienzbestimmung . . . . .	65
4.2	Ergebnisse des Einsatzes des $PbWO_4$ -Arrays . . . . .	65
4.3	Ausblick . . . . .	66
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>67</b>
	<b>A Anhang</b>	<b>71</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>73</b>
	<b>Erklärung</b>	<b>75</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Multipletts von Baryonen und Mesonen . . . . .	6
1.2	Baryonische Anregungsspektren . . . . .	7
1.3	Darstellung der Polarisierung eines Dielektrikums beim Durchgang eines geladenen Teilchens . . . . .	8
1.4	Darstellung des Čerenkov-Effektes . . . . .	9
1.5	Darstellung des $\beta$ -Faktors von Pionen und Protonen . . . . .	11
1.6	Der Čerenkov-Winkel in Abhängigkeit des $\gamma$ -Faktors des durchgehenden Teilchens . . . . .	13
1.7	Foto eines Aerogel-Blocks . . . . .	15
1.8	Mikroskopische Struktur von Aerogel . . . . .	15
1.9	Der Energieverlust von Protonen in Wasserstoff und in Blei . . . . .	17
1.10	Bragg-Peak von $\alpha$ -Teilchen in Luft [Wik08] . . . . .	18
1.11	Schematische Darstellung des Photoeffektes . . . . .	20
1.12	Compton-Effekt an einem Hüllenelektron . . . . .	21
1.13	Schematische Darstellung der Impulse beim Compton-Effekt . . . . .	21
1.14	Absorptionsquerschnitt für Photonen an Blei . . . . .	22
1.15	Szintillationsvorgang im Bändermodell . . . . .	24
1.16	Schematischer Aufbau eines Photomultipliers . . . . .	25
1.17	Wirkungsweise und Prinzipschaltung eines Szintillationsdetektors . . . . .	27
2.1	Der Čerenkov-Detektor . . . . .	30
2.2	Blick ins Innere des Detektors . . . . .	31
2.3	Darstellung der Aerogel-Wand . . . . .	32
2.4	Übersicht der GSI . . . . .	33
2.5	Aufbau des HADES Detektors . . . . .	34
2.6	Strahlführung des Pionen-Strahles . . . . .	34
2.7	Bild eines TRB . . . . .	36
2.8	Schematischer Experimentaufbau für die Effizienzbestimmung . . . . .	37
2.9	Čerenkov-Detektor mit Y-Hodoskop . . . . .	38

## Abbildungsverzeichnis

2.10	Aufbau des Experimentes hinter dem HADES Detektorsystem . . . . .	38
2.11	Spektrum der Zeitdifferenz zwischen den X- und Y-Hodoskopen . . . . .	39
2.12	Spektrum der Zeitdifferenz von X-/Y-Hodoskop und Čerenkov-Detektor . . . . .	39
2.13	Multiplizität des Čerenkov-Detektors . . . . .	40
2.14	Mithilfe der X- und Y-Hodoskope rekonstruierte Strahlform . . . . .	41
2.15	Mithilfe der X- und Y-Hodoskope rekonstruierter Strahlfleck im Vergleich zur aktiven Fläche des Čerenkov-Detektors . . . . .	42
2.16	Mithilfe des Čerenkov-Detektors rekonstruierte Strahlform . . . . .	42
2.17	Abweichungen von rekonstruierten und wahren Werten der Trefferkoordinaten . . . . .	43
3.1	Grundriss der Mainzer Experimentieranlage . . . . .	46
3.2	Die Experimentierhalle A2 . . . . .	47
3.3	Darstellung des Glasgow-Mainz-Taggers . . . . .	48
3.4	Ein Foto des Glasgow-Mainz-Taggers . . . . .	49
3.5	Das kombinierte Detektorsystem CB/TAPS . . . . .	50
3.6	Crystal Ball und TAPS . . . . .	51
3.7	Aufbau eines TAPS $BaF_2$ -Moduls . . . . .	51
3.8	Ereignisrate in einzelnen $BaF_2$ -Detektoren in Abhängigkeit des Abstandes zur Strahlachse . . . . .	54
3.9	Ein $PbWO_4$ -Kristall . . . . .	55
3.10	Zeichnungen der $PbWO_4$ -Baugruppen . . . . .	55
3.11	Bilder eines $PbWO_4$ -Moduls . . . . .	57
3.12	Energiespektren der kosmischen Höhenstrahlung im Labor . . . . .	57
3.13	Vergleich zwischen Simulation und Messung der kosmischen Höhenstrahlung . . . . .	58
3.14	Deponierte Energie von Protonen in einem $PbWO_4$ -Kristall . . . . .	60
3.15	Das $PbWO_4$ -Array . . . . .	61
3.16	Spektrum der Zeitdifferenz bei gleichzeitigem Ansprechen zweier benachbarter $PbWO_4$ -Kristalle . . . . .	63
3.17	Spektren der Flugzeit ohne und mit Veto-Bedingung . . . . .	64

# Tabellenverzeichnis

1.1	Die Fermionen des Standardmodells . . . . .	4
1.2	Die Wechselwirkungen des Standardmodells und ihre Austauschbosonen	4
1.3	Eigenschaften ausgewählter leichter Mesonen . . . . .	4
1.4	Schwellenimpuls und -energie des verwendeten Aerogels für verschiedene Teilchen . . . . .	10
1.5	Brechungsindices verschiedener Materialien . . . . .	14
1.6	Physikalische Eigenschaften von Aerogel . . . . .	15
2.1	Reflektivität von <i>Spectrafect</i> . . . . .	31
3.1	Leistungsdaten der Beschleunigeranlage MAMI . . . . .	47
3.2	Vergleich der physikalischen Eigenschaften von $PbWO_4$ und $BaF_2$ . . . . .	55
3.3	Parameter und Daten zur Strahlzeit . . . . .	61
3.4	Ereignisraten der einzelnen $PbWO_4$ -Detektoren . . . . .	62
A.1	Angelegte Hochspannung der Photomultiplier des Čerenkov-Detektors . . . . .	72
A.2	Daten der einzelnen $PbWO_4$ -Detektoren . . . . .	72

## *Tabellenverzeichnis*

# 1 Einleitung

Die Menschheit war schon immer daran interessiert, zu erfahren, wie die Welt, die sie umgibt, funktioniert und was die Kräfte sind, die in der Natur wirken. Zu Anfang, um sich Überlebensvorteile zu verschaffen, dann immer mehr um das Leben angenehmer zu machen und schließlich auch die Frage nach dem „Warum?“ zu beantworten. Am Beginn unserer Kulturgeschichte standen Kulte, die Naturgottheiten verehrten, später traten ausdifferenzierte Kulte, wie die der griechischen Antike, hinzu, und wie auch sie, sollten die heutigen Weltreligionen den Menschen eine Antwort auf diese Frage geben. Im Laufe der Zeit wurde das Physische mehr und mehr vom Metaphysischen getrennt, und es entstanden Naturwissenschaften, die mit Logik und Rationalität versuchten, Antwort auf alltägliche wie auf essentielle Fragen zu finden.

Die endgültige Frage nach dem „Warum?“ wird kein Physiker je beantworten können, jedoch wissen wir heute schon, wie viele Dinge in der Natur auf sehr grundlegendem Niveau ablaufen. Über die Kernspaltung, der Entdeckung der Protonen und Neutronen sowie den Anregungen der Nukleonen ist es gelungen, immer tiefer in die Welt der Materie und ihrer grundlegenden Wechselwirkungen einzudringen. Mit den heutigen Beschleunigern und Detektoren konnten Bausteine der Materie identifiziert werden, die nach unserem Kenntnisstand keine Substruktur mehr besitzen, also elementar sind. Aus diesen Elementarteilchen sind alle anderen Teilchen aufgebaut. Überdies hat man verschiedene Ordnungsparameter gefunden, nach denen man die verschiedensten Teilchen klassifizieren kann. So entstand aus dem einstmaligen Teilchenzoo der 1950er Jahre das Standardmodell der Teilchenphysik. Mittlerweile musste dieses Standardmodell erweitert werden, um z.B. Neutrino-Oszillationen einzubinden. Und es folgten viele Theorien für die Physik danach. Mit dem Large Hadron Collider (LHC) am CERN in Genf steht der größte Teilchenbeschleuniger der Welt bereit, dieses Neuland zu betreten. Wir warten gespannt auf die ersten Ergebnisse der bald anlaufenden Messungen.

## 1.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das heutige Standardmodell der Elementarteilchen beinhaltet 61 Teilchen und drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen. Die Gravitation, die uns Menschen im Alltag neben der elektromagnetischen Wechselwirkung am häufigsten begegnet, z.B. in Form der Erdanziehungskraft, lässt sich noch nicht im Rahmen dieses Modells erklären.

Die Gravitation lässt sich als Krümmung der vierdimensionalen Raumzeit nach Albert Einstein beschreiben. Sie bewirkt unter anderem, dass Massen sich anziehen und z.B. Planetensysteme entstehen können. Auf makroskopischen Skalen im Universum ist sie die vorherrschende Kraft, ansonsten ist sie jedoch die Schwächste von allen vier Kräften. Vergleicht man z.B. die gravitative Anziehung von zwei Protonen mit der elektromagnetischen Abstoßung der beiden Teilchen, so findet man einen Unterschied von 36 (!) Größenordnungen. Aus diesem Grund kann zum einen die Gravitation bei Experimenten in der Teilchenphysik vernachlässigt werden und zum anderen macht dies die Aufgabe extrem schwierig, quantenphysikalische Effekte der Gravitation nachzuweisen.

Im Rahmen einer vereinheitlichten Theorie aller Wechselwirkungen (umgangssprachlich „Weltformel“ genannt) bereitet die Verbindung von Gravitation und Quantenphysik deswegen sehr große Schwierigkeiten. Dies wird emanent, wenn man auf mikroskopischen Skalen bzw. bei sehr hohen Energien das Verhalten von Teilchen und Kräften beschreiben möchte.

Eine quantenfeldtheoretische Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung wurde hingegen schon 1949 von Feynman, Schwinger und Tomonaga vorgelegt. Die sogenannte Quantenelektrodynamik (QED) beschreibt die Wechselwirkung von elektrisch geladenen Teilchen anhand des Austauschs von (virtuellen) Photonen, den Lichtquanten. Dabei sind auch Prozesse höherer Ordnung möglich, welche z.B. die Lamb-Shift von atomaren Energiezuständen verursachen. Die QED ist mittlerweile die präziseste Theorie aller Naturwissenschaften, da experimentelle und theoretisch berechnete Werte exzellent übereinstimmen.

Die beiden weiteren fundamentalen Wechselwirkungen der Natur sind die sogenannte starke und die schwache Kraft.

Die starke Wechselwirkung ist z.B. dafür verantwortlich, dass die Nukleonen in einem Atomkern zusammengehalten werden. Die elementaren Bestandteile der Nukleonen sind die sogenannten Quarks<sup>1</sup>. Es gibt ihrer sechs, von denen jedoch nur die zwei leichtesten Anteil am Aufbau der normalen Materie haben. Die Austauschteilchen der

---

<sup>1</sup>benannt nach einem Ausspruch in James Joyce' „Finnegans Wake“: „Three quarks for Muster Mark!“

starken Wechselwirkung sind die Gluonen (von engl. „glue“: Leim). Sie sind ruhemasselos und wirken auf alle Teilchen mit einer Farbladung. Diese wurde im Quarkmodell eingeführt, um das Pauli-Prinzip zu erfüllen. Die Farbzustände werden als rot, grün und blau bzw. deren Antifarben bezeichnet. Das Pauli-Prinzip besagt, dass sich zwei Teilchen mit halbzahligen Eigendrehimpuls (Spin) in mindestens einer Quantenzahl unterscheiden müssen. Bei Anregungen der Nukleonen wurden Zustände beobachtet, die dies nicht zu tun schienen, da alle bekannten Quantenzahlen der Konstituentenquarks gleich waren. Deswegen wurde der Freiheitsgrad Farbe eingeführt.

Das Bemerkenswerte daran ist, dass bisher nur „unfarbige“ Teilchen beobachtet wurden, also die Summe der einzelnen Farbladungen weiß ergibt. Die Gluonen tragen jedoch selbst auch eine Farbladung, nämlich eine Kombination aus einer Farbe und Antifarbe, die nicht weiß ergibt. Es treten acht solcher Kombinationen auf. Dies führt zu einer starken Selbstwechselwirkung der Gluonen untereinander und hat starke Auswirkungen auf das Verhalten der Quarks. In Analogie zur QED wird die starke Kraft feldtheoretisch als Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben (griech. „chromos“: Farbe). Aus Quarks zusammengesetzte Teilchen, auf welche also die starke Kraft wirkt, werden Hadronen genannt. Aus drei (Anti-)Quarks zusammengesetzte Objekte werden Baryonen, aus einem Quark und einem Antiquark zusammengesetzte Objekte Mesonen genannt.

Die schwache Wechselwirkung ist für die Umwandlung von Teilchen ineinander verantwortlich. Als Beispiel ist hier der  $\beta$ -Zerfall von radioaktiven Elementen zu nennen. Ihre Austauscheteilchen sind die  $W^{\pm}$ ,  $Z^0$ -Bosonen, die eine sehr große Ruhemasse ( $\approx 80$  bzw.  $91 \text{ GeV}/c^2$ ) besitzen. Dadurch ist die Wechselwirkungsreichweite sehr gering; sie beträgt ungefähr  $10^{-2} \text{ fm}$ . Die schwache und elektromagnetische Wechselwirkung kann man einheitlich als elektroschwache Wechselwirkung beschreiben, wie Weinberg und Salam 1967 gezeigt haben.

Grundsätzlich sind die eigentlichen Teilchen des Standardmodells Fermionen, während die Austauscheteilchen Bosonen sind, also Teilchen mit ganzzahligem Spin. Die Tabellen 1.1 und 1.2 geben eine Übersicht über das Standardmodell.

## 1.2 Hadronenspektroskopie

Wie oben erwähnt, lassen sich unter Bedingung der Farblosigkeit verschiedenste Hadronen zusammensetzen, deren Masse wesentlich größer ist als die ihrer Bausteine (Quarks). Qualitativ lässt sich dies als dynamisch generierte Massenzunahme aufgrund

## 1 Einleitung

Fermionen	Familien			Ladung [e]	Farbladung
Leptonen	$e$	$\mu$	$\tau$	-1	-
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	-
Quarks	u	c	t	$+\frac{2}{3}$	r, g, b
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$	r, g, b

Tabelle 1.1: Die Fermionen des Standardmodells

Zu jedem Teilchen existiert noch ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung und Farbladung [Yao06, Pov04].

Wechselwirkung	koppelt an	Austauschteilchen	Masse [GeV/ $c^2$ ]
stark	Farbladung	8 Gluonen (g)	0
elektromagnetisch	elektrische Ladung	Photon ( $\gamma$ )	0
schwach	schwache Ladung	$W^\pm, Z^0$	$\approx 80, 91$

Tabelle 1.2: Die Wechselwirkungen des Standardmodells und ihre Austauschbosonen [Yao06, Pov04]

Meson	Masse [MeV/ $c^2$ ]	Breite	$c\tau$	$J^P$	I	Quarkinhalt
$\pi^0$	134,97	9,3 eV	25,1 nm	$0^-$	1	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$
$\eta$	547,51	1,3 keV	165 pm	$0^-$	0	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$
$\rho^0$	775,5	149 MeV	1,3 fm	$1^-$	1	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$
$\omega$	782,65	8,5 MeV	23 fm	$1^-$	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$

Tabelle 1.3: Eigenschaften ausgewählter leichter Mesonen [Yao06, Pov04]

Die Größe  $c\tau$ , das Produkt aus Lebensdauer und Lichtgeschwindigkeit, ist ein Maß für die mögliche Flugstrecke vor dem Zerfall des Mesons. J ist der Gesamtspin, P die Parität und I der Isospin.

der relativistischen Bewegung der Quarks bzw. deren Spins und Bahndrehimpulse verstehen. Jedoch konnte quantitativ bisher keine konsistente Beschreibung geliefert werden.

Aufgrund der Vielzahl von Kombinationen aus Quarks mit unterschiedlichem Spin, Bahndrehimpuls, Isospin, etc. ist eine Vielzahl an hadronischen Anregungen bekannt. In Abbildung 1.2 sind baryonische Anregungsspektren mit Isospin  $I = \frac{1}{2}$  und  $\frac{3}{2}$  zu sehen. Jedes Niveau ist  $(2I+1)$ -fach entartet (Isospinsymmetrie), z.B. bilden Proton und Neutron ein Isospindublett des Zustandes  $P_{11}(939)$ . Die Isospinsymmetrie ist jedoch dadurch aufgehoben, das u- und d-Quark leicht unterschiedliche Massen besitzen.

Mithilfe der Gruppentheorie aus der Mathematik lassen sich Mesonen und Baryonen jeweils in Multipletts anordnen. Die Multipletts werden anhand des Spins und der Parität unterschieden. Innerhalb eines Multipletts werden die Zustände nach Quarkinhalt (Isospin, Strangeness, Charm,..) angeordnet. So gelang es auch Gell-Mann und Ne'eman 1961 die Masse des  $\Omega^-$ -Baryons vorherzusagen. Die Abbildung 1.1 zeigt Multipletts der Mesonen und Baryonen.

Ein aktuelles Forschungsgebiet der Hadronenphysik ist die Suche nach den „Missing Resonances“ (engl.: Fehlende Resonanzen). Denn es wurden mithilfe verschiedener theoretischer Modelle mehr Anregungen vorhergesagt als experimentell gefunden wurden (siehe Abbildung 1.2).

Möchte man diese Anregungen (auch Resonanzen genannt) untersuchen, so schaut man sich bestimmte Zerfallskanäle an. Aufgrund der Erhaltung von verschiedenen Größen bei einem Zerfall der Anregung kann man aus den Endprodukten auf die Art und die Eigenschaften der Ursprungsanregung schließen. Mit zunehmender Energie werden jedoch immer mehr Zerfallskanäle möglich. Um überhaupt eine Chance zu besitzen, einzelne Zerfallskanäle zu analysieren, muss die Möglichkeit gegeben sein, die verschiedenen Teilchen eindeutig zu identifizieren. Im ersten Schritt wird man versuchen, geladene von neutralen Teilchen zu unterscheiden. Dies kann durch Ausnutzung des Čerenkov-Effektes (siehe Abschnitt 1.3.1) oder der Ablenkung der Teilchen in einem Magnetfeld geschehen. Des Weiteren können mit Szintillationsdetektoren anhand Zeit- und Energieinformationen, Teilchen unterschieden werden. Dies geschieht anhand der Information ihres unterschiedlichen Energieverlustes und einer Flugzeitmessung (siehe Abschnitt 3.4).



### 1.3 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

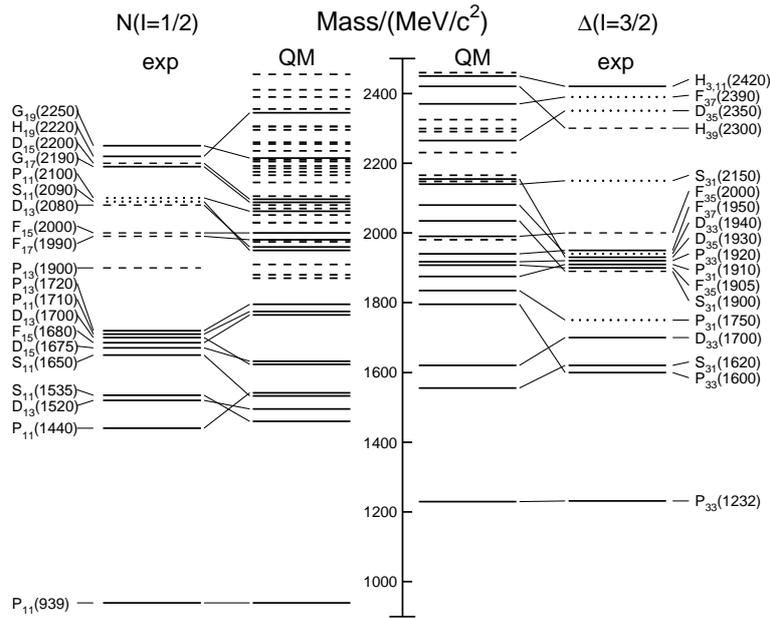


Abbildung 1.2: Baryonische Anregungsspektren mit Isospin  $\frac{1}{2}$  und  $\frac{3}{2}$  [Yao06]  
 Von außen nach innen: Die spektroskopische Bezeichnung, die experimentell gefundenen Massen, die Vorhersagen aus dem Quarkmodell

### 1.3 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Die Grundlage aller Detektoren bilden die unterschiedlichen Wechselwirkungen der verschiedenen Strahlungen mit der Materie des aktiven Detektormaterials. Hierauf aufbauend können entsprechende Konzepte entwickelt werden, um sich bestimmte Effekte für den Teilchennachweis nutzbar zu machen. Im folgenden wird beschrieben, welchen Wechselwirkungen geladene Teilchen bzw. elektromagnetische Strahlung mit den Bestandteilen der Materie unterliegen.

#### 1.3.1 Čerenkov-Effekt

Wie oben erwähnt, ist es zur Untersuchung vieler hadronischer Eigenschaften essentiell, die entstehenden Teilchen aus bestimmten Zerfallskanälen eindeutig zu diskriminieren. Eine gute Möglichkeit bietet der sogenannte Čerenkov-Effekt, mithilfe entsprechender Detektoren Teilchen zu unterscheiden.

In folgendem Unterabschnitt wird der Čerenkov-Effekt erläutert. Es werden die theoretischen Grundlagen beschrieben und erklärt, warum sich dieser Effekt sehr gut zur

## 1 Einleitung

Identifikation von geladenen Teilchen eignet. Im Anschluss werden verschiedene Radiatormaterialien betrachtet und unterschiedliche Typen von Čerenkov-Detektoren vorgestellt.

**Grundlagen** Die Čerenkov-Strahlung entsteht, wenn sich elektrisch geladene Teilchen in einem dielektrischen, polarisierbaren Medium schneller bewegen als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium. Als Analogie ist der Überschallknall eines Flugzeuges zu nennen. Licht bewegt sich in einem transparenten Medium mit der Brechzahl  $n$  mit der Geschwindigkeit  $c_{med} = \frac{c}{n} < c$ . Für „normale“ Medien ist  $n$  größer eins und somit die Lichtgeschwindigkeit in diesen Medien immer kleiner als die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit. Teilchen können sich jedoch mit einer größeren Geschwindigkeit dort bewegen. Ab der Schwellengeschwindigkeit  $v_{Sch} = c_{med}$  wird Čerenkov-Strahlung emittiert. Dieses Licht wurde als bläulicher Schimmer transparenter Materialien in den 1930er Jahren von dem russischen Physiker Pawel Alekseyevich Čerenkov untersucht [Čer58] und von Tamm und Frank theoretisch erklärt. Anschaulich lässt sich dies wie

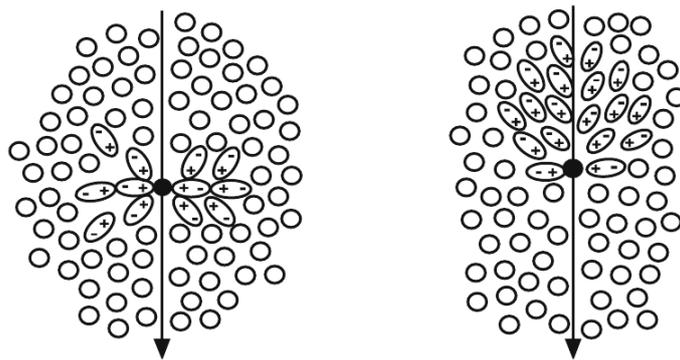


Abbildung 1.3: Darstellung der Polarisation eines Dielektrikums beim Durchgang eines geladenen Teilchens [Bet07]  
links gilt  $v < c_{med}$ , rechts gilt  $v > c_{med}$

folgt erklären: Das elektrische Feld des Teilchens beeinflusst entlang seiner Trajektorie die Atome des Materials. Nähert sich das Teilchen, nimmt das elektrische Feld zu und es nimmt ab, sobald es die Atome passiert hat. Dadurch wird eine Verschiebung der Ladungsverteilungen der Atome verursacht: das Medium wird polarisiert. Das elektrische Feld am Ort eines Atoms ist zeitlich veränderbar und somit auch die Polarisation, was zur Folge hat, dass die induzierten atomaren Dipole elektromagnetische Wellen abstrahlen. Ist die Geschwindigkeit des Teilchens jedoch gering, erfolgt die Polarisation

### 1.3 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

der Atome symmetrisch in seinem Umfeld. In der Summe ist kein elektrisches Dipolmoment vorhanden. Überschreitet das Teilchen jedoch die Geschwindigkeit  $v_{Sch}$ , addieren sich die durch die induzierten Dipole abgestrahlten Huygens'schen Elementarwellen konstruktiv. In Abbildung 1.3 ist die unterschiedliche Polarisierung des durchgehenden Teilchens für beide Fälle dargestellt. Es wird Licht auf einem Kegel mit dem

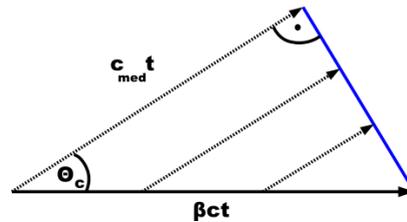


Abbildung 1.4: Darstellung des Čerenkov-Effektes

Öffnungswinkel  $\Theta_C$  abgestrahlt, vergleichbar mit dem Mach-Kegel eines Flugzeugs mit Überschallgeschwindigkeit. Der Öffnungswinkel ist direkt verbunden mit der Geschwindigkeit des Primärteilchens. Aus Abbildung 1.4 werden die geometrischen Verhältnisse deutlich. Dabei wird der Rückstoss des emittierten Photons auf das Teilchen im Folgenden vernachlässigt. Das Teilchen legt in der Zeit  $t$  die Strecke  $s = v \cdot t = \beta ct$  zurück. Eine Elementarwelle breitet sich mit der Geschwindigkeit des Lichts im Medium  $c_{med}$  aus. Somit legt sie in der gleichen Zeit die Strecke  $s' = c_{med}t$  zurück. Es folgt aus dem Kosinussatz [Jac06]:

$$\cos(\Theta_C) = \frac{s'}{s} = \frac{c_{med}t}{\beta ct} = \frac{c_{med}}{\beta c} = \frac{1}{\beta n} \quad (1.1)$$

Der Kosinus wird nicht größer eins; somit folgt:

$$\cos(\Theta_C) \leq 1 \quad (1.2)$$

$$\frac{1}{\beta n} \leq 1 \quad (1.3)$$

$$\beta \geq \frac{1}{n} \quad (1.4)$$

$$\beta_{Sch} = \frac{1}{n} \quad (1.5)$$

Übersteigt der  $\beta$ -Faktor eines Teilchens die inverse Brechzahl des Mediums, in dem es sich bewegt, sendet es Čerenkov-Licht aus. Für  $\beta = \beta_{Sch}$  beträgt der Öffnungswinkel  $0^\circ$ , und es wird kein Licht ausgesandt. Mit steigender Geschwindigkeit öffnet sich der

## 1 Einleitung

Teilchen	Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]	$P_{Sch}$ [MeV/c]	$T_{Sch}$ [MeV]
$\pi^\pm$	140	440	320
$K^\pm$	494	1540	1130
$e^\pm$	0,511	1,6	1,2
$\mu^\pm$	106	330	240
Proton	938	2790	2140

Tabelle 1.4: Schwellenimpuls und -energie des verwendeten Aerogels ( $n=1,05$ ) für verschiedene Teilchen (Massen aus [Yao06])

Kegel immer mehr und strebt für  $\beta \rightarrow 1$  gegen  $\Theta_C^{max} = \arccos(\frac{1}{n})$ . Es gilt:

$$\gamma_{Sch} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{Sch}^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (1.6)$$

$$\sin^2(\Theta_C^{max}) = 1 - \cos^2(\Theta_C^{max}) = 1 - \frac{1}{n^2} = \frac{1}{\gamma_{Sch}^2} \quad (1.7)$$

Approximiert man  $\sin(x)$  für kleine  $x$  mit  $\sin(x) \approx x$  folgt:

$$\sin^2(\Theta_C^{max}) \approx (\Theta_C^{max})^2 \quad (1.8)$$

$$\Theta_C^{max} \approx \frac{1}{\gamma_{Sch}} \quad (1.9)$$

Durch die Brechzahl des Mediums ist also eine Schwellengeschwindigkeit ( $\beta=v/c$ ) und somit entsprechend ein Schwellenimpuls ( $p = \frac{mc\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ) bzw. -energie festgelegt, ab wann Čerenkov-Strahlung emittiert wird. In Tabelle 1.4 sind solche Mindestwerte für verschiedene Teilchen bei der Fortbewegung in einem Medium mit  $n=1,05$  angegeben. Diese Brechzahl hat das Radiatormaterial (Aerogel) des getesteten Čerenkov-Detektors (siehe Abschnitt 2.1). In Abbildung 1.5 ist der  $\beta$ -Faktor von Pionen bzw. Protonen als Funktion der kinetischen Energie aufgetragen. Aufgrund der unterschiedlichen Massen unterscheiden sich die Schwellenenergien deutlich. Damit ist eine Unterscheidung in dem gegebenen Impulsbereich möglich.

Für die Ausnutzung des Čerenkov-Effektes zur Teilchendetektion ist es notwendig, die spektrale Verteilung der erzeugten Photonen zu kennen. Die theoretische Herleitung [Gru93] ergibt den Zusammenhang zwischen Anzahl erzeugter Čerenkov-Photonen  $N$  und Wellenlänge  $\lambda$  pro Weglänge  $x$ :

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = -\frac{2\pi Z^2 e^2}{\hbar c \lambda^2} \sin^2(\Theta_C) \quad (1.10)$$

Das Maximum der spektralen Verteilung liegt im ultravioletten Bereich, was bei der Konstruktion eines Čerenkov-Detektors beachtet werden muss. Zu größeren Wellen-

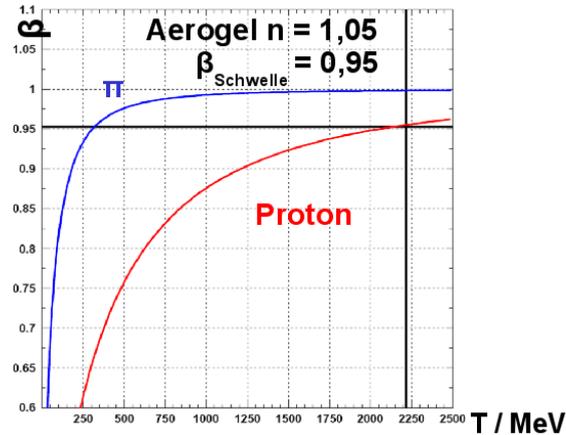


Abbildung 1.5: Darstellung des  $\beta$ -Faktors ( $\beta = v/c$ ) von Pionen und Protonen als Funktion der kinetischen Energie  $T$  [Kot08]  
Eingezeichnet sind die Schwelle  $\beta_{Sch}$  für das verwendete Aerogel sowie die Schwellenenergie  $T_{Sch}$  für Protonen.

längen fällt die Verteilung sehr stark ab. Bei kleineren Wellenlängen ist das Spektrum abgeschnitten, da Absorption einsetzt. Wichtig für die Anwendung ist der Energieverlust von Teilchen durch Abstrahlung von Čerenkov-Licht. Aus der spektralen Intensitätsverteilung (Gleichung 1.10) lässt sich bei Integration über die Wellenlänge die Anzahl erzeugter Photonen pro Weglänge bestimmen. Für hochenergetische Pionen beläuft sich diese Zahl in einem Wellenlängenbereich von 100 - 600 nm bei Vernachlässigung der Dispersion des Lichts auf ungefähr 84 Photonen pro cm. Im Vergleich zu anderen Prozessen, die zu Energieverlust führen (siehe Abschnitt 1.3.2), ist diese Zahl sehr gering. Der Energieverlust eines geladenen Teilchens durch Čerenkov-Effekt ist also klein, was bei der Signalbildung eines Detektors zu berücksichtigen ist (s.u.).

**Detektortypen** Der Čerenkov-Effekt lässt sich im Prinzip für zwei unterschiedliche Detektortypen nutzen. Zum einen wird ausgenutzt, dass bestimmte Teilchen ab einer gewissen Energie Čerenkov-Licht aussenden bzw. nicht. Zum anderen kann über die Bestimmung des Öffnungswinkel des Čerenkov-Kegels die Geschwindigkeit eines Teilchens bestimmt werden [Kle05].

Die sogenannten Schwellen-Detektoren nutzen die Eigenschaft, dass ab einer Schwellenenergie, abhängig von der Ruhemasse der Teilchen, Čerenkov-Licht emittiert wird. Dabei spielt die richtige Wahl des Radiatormaterials eine entscheidende Rolle, denn über den Brechungsindex  $n$  wird die Schwellenenergie  $T_{Sch}$  bestimmt (s.o.). Diese Detektoren kommen als Veto-Zähler zum Einsatz, um z.B. den Signal-Untergrund von

## 1 Einleitung

Elektronen/Positronen zu unterdrücken. Andererseits kann man auch das Ansprechen explizit verlangen, um z.B. Protonen von leichteren Teilchen zu diskriminieren. Es ist zu bemerken, dass der Čerenkov-Detektor eine effektive Schwellenenergie besitzt, die etwas höher ist als die theoretische, da die Anzahl der erzeugten Photonen recht gering ist und nahe der Schwelle der Öffnungswinkel des Čerenkov-Kegels sehr klein ist.

Zum Nachweis der erzeugten Photonen sind Photomultiplier mit UV-durchlässigen Eintrittsfenstern und einer hohen Quantenausbeute vonnöten. Die Quantenausbeute gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Elektron durch Photoeffekt an der Photokathode freigesetzt wird und somit detektiert wird.

Werden Drahtkammern zum Nachweis der Photonen verwendet, müssen hier spezielle Konversionsmedien verwendet werden, die besonders effizient UV-Licht in Elektronen umwandeln. Oftmals werden auch Spiegelelemente zur Bündelung des Lichts auf die Photokathode verwendet.

In RICH-Detektoren (engl. „**R**ing **I**maging **C**herenkov counter“: Ring abbildender Čerenkovzähler) bzw. DIRC-Detektoren (engl. „**D**etection of **I**nternally **R**eflected **C**herenkov light“: Detektion von intern reflektiertem Čerenkov-Licht) wird versucht, den Öffnungswinkel des Čerenkov-Kegels zu bestimmen, um so die Geschwindigkeit eines Teilchens zu ermitteln. Dazu wird der Radius der Kreise gemessen, auf dem die Photonen liegen, die den Detektor treffen. Es gilt:

$$\Theta_C^2 \approx \sin^2(\Theta_C) = 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} = 1 - \frac{\beta_{Sch}^2}{\beta^2} \quad (1.11)$$

$$(1.12)$$

Man kann ableiten:

$$1 - \frac{\gamma_{Sch}}{\gamma} = \left(1 - \frac{\beta_{Sch}^2}{\beta^2}\right) \left(\frac{\beta^2}{1 - \beta_{Sch}}\right) \quad (1.13)$$

$$\frac{\beta^2}{1 - \beta_{Sch}} \approx \frac{1}{1 - \beta_{Sch}} = \gamma_{Sch}^2 \approx \frac{1}{\Theta_{max}^2} \quad (1.14)$$

Daraus folgt:

$$\Theta_C = \Theta_C^{max} \sqrt{1 - \frac{\gamma_{Sch}}{\gamma}} \quad (1.15)$$

Die Kurve aus obiger Gleichung steigt schnell mit  $\gamma$  an und nähert sich dem Sättigungswert  $\Theta_C^{max}$ ; sie ist in Abbildung 1.6 dargestellt. Eine hohe Ortsauflösung der Photonendetektoren ist deswegen unersetzlich für einen RICH, da die Geschwindigkeiten über weite  $\gamma$ -Bereiche gemessen werden sollen. Eine weitere Schwierigkeit tritt darin auf, dass das Čerenkov-Licht an unterschiedlichen Punkten der Teilchenbahn erzeugt wird und dadurch auf versetzten Kegeln liegt. Um das Licht unter Beibehaltung

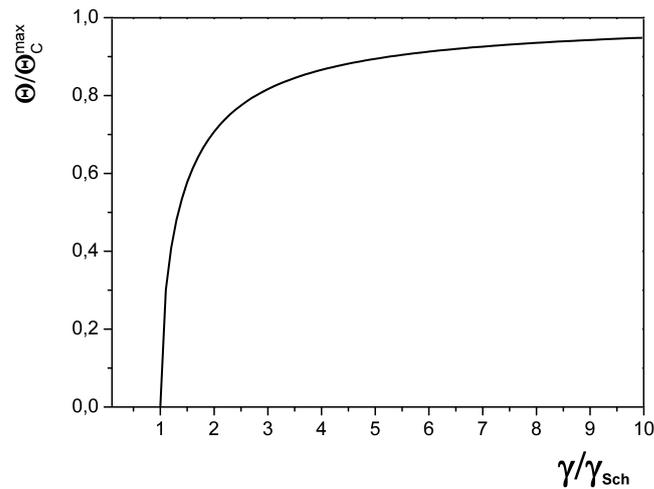


Abbildung 1.6: Der Čerenkov-Winkel in Abhängigkeit des  $\gamma$ -Faktors des durchgehenden Teilchens

des Čerenkov-Winkels dennoch zu bündeln, werden komplizierte Spiegelkonstruktionen und Abbildungsoptiken gebraucht.

**Aerogel** Wie oben erläutert, ist der Brechungsindex des Radiators das entscheidende Kriterium für die Wahl des Radiatormaterials eines Čerenkov-Detektors, da durch ihn der sensitive Bereich und die Identifikationsmöglichkeiten festgelegt werden. Allgemein muss eine sehr hohe Transparenz vorliegen, damit die wenigen Čerenkov-Photonen nicht absorbiert werden. Es kommen grundsätzlich Materialien in allen Aggregatzuständen in Frage.

Alle Gase besitzen einen Brechungsindex sehr nahe an eins. Festkörper und Flüssigkeiten haben üblicherweise einen Brechungsindex von  $n = 1,2 - 2,5$ . In einem weiten Bereich von  $n = 1,002$  bis  $n = 1,1$  existieren fast keine Medien (siehe Tabelle 1.5). Hier treten die Aerogele auf den Plan. Sie überstreichen ein Spektrum von  $n = 1,0006$  bis  $n = 1,13$ . Durch entsprechende Herstellungsmethoden lässt sich ein gewünschter Brechungsindex über die Dichte des Aerogels bestimmen. Dies ist ein weiterer Vorteil gegenüber anderen Materialien, da der Brechungsindex bei Festkörpern nicht und bei Flüssigkeiten und Gasen nur sehr wenig variiert werden kann. Der Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex  $n$  eines Gases in Abhängigkeit seiner Dichte  $\rho$  lässt

## 1 Einleitung

Material	Brechungsindex	$\beta_{Sch}$
Luft	1,000273	0,999727
Helium	1,001024	0,998977
Argon	1,001233	0,998769
<b>Aerogel</b>	<b>1,0006-1,13</b>	<b>0,8850-0,9994</b>
Wasser	1,33	0,7519
Quarzglas	1,458	0,6859
Bariumfluorid	1,56	0,6410
Bleiwolframat	2,20	0,4545
Diamant	2,42	0,4132

Tabelle 1.5: Brechungsindices verschiedener Materialien [Yao06]

sich durch die Lorenz-Lorentz-Formel ausdrücken:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{\rho} = const. \quad (1.16)$$

Die Dichte eines Gases ist wiederum mit seiner Temperatur T und seinem Druck p über das allgemeine Gasgesetz miteinander verbunden:

$$pV = \nu RT \quad (1.17)$$

$$p \frac{M}{\rho} = \nu RT \quad (1.18)$$

Aerogel wurde im Jahre 1931 von Samuel Kistler erfunden und gilt auch heute noch als der leichteste Festkörper der Welt. Es ist ein hoch poröses Material, das etwa zu 99% aus Luft besteht (Abbildung 1.7) [Aer04]. Das eigentliche Material ist Siliziumdioxid, das in einem dreidimensionalen unregelmäßig angeordneten Netzwerk vorliegt. Die Porengröße beträgt etwa 300 Ångström, die Größe der Siliziumdioxidkörner ungefähr 30 Ångström (siehe Abbildung 1.8). Diese ungewöhnliche Struktur bestimmt die außergewöhnlichen Eigenschaften dieses Materials (siehe Tabelle 1.6). Es ist optisch transparent, besitzt eine sehr niedrige Wärmeleitfähigkeit und seine Dichte ist sehr gering (0,003 - 0,55 g/cm<sup>3</sup>) [Bäh05, Nap99]. Der Brechungsindex lässt sich aufgrund einer direkten Beziehung zur Dichte angeben mit [Can74, Yao06]:

$$n = 1 + 0,21 \frac{cm^3}{g} \rho \quad (1.19)$$

Aufgrund der genannten Eigenschaften wird Aerogel in vielen Čerenkov-Detektoren als Radiatormaterial eingesetzt. Von besonderer Bedeutung hierbei sind die optischen Eigenschaften, die durch die Strukturen im Nanometerbereich verursacht werden. Im Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichts dominiert die Rayleigh-Streuung, die pro-

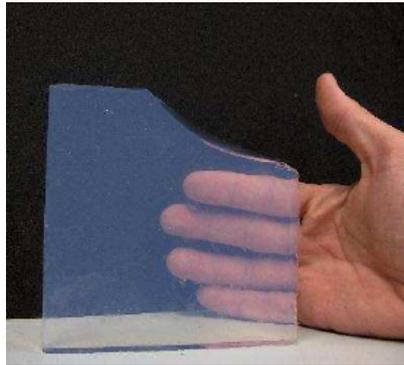


Abbildung 1.7: Foto eines Aerogel-Blocks [Kus07]  
 Der bläuliche Schimmer wird von Rayleigh-Streuung des Lichtes verursacht.

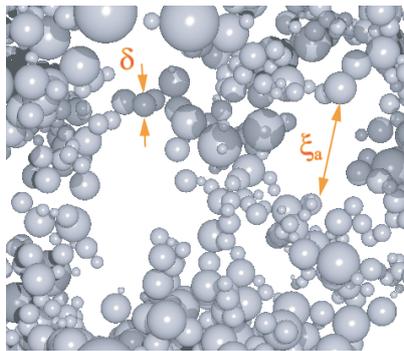


Abbildung 1.8: Mikroskopische Struktur von Aerogel [Low07]  
 Der Durchmesser der  $SiO_2$ -Körner beträgt  $\delta = 30 \text{ \AA}$ , die durchschnittliche Porengröße  $\xi_a = 300 \text{ \AA}$ .

Dichte $\rho$ [ $\text{g/cm}^3$ ]	0,003 - 0,5
Brechungsindex n	1,004 - 1,24
Schmelzpunkt T [ $^{\circ}\text{C}$ ]	$\approx 1200$
Porosität	0,80 - 0,99
Leitfähigkeit $\sigma$ [ $\text{W/mK}$ ]	0,008 - 0,017

Tabelle 1.6: Physikalische Eigenschaften von Aerogel [Hun07]

## 1 Einleitung

portional zur inversen vierten Potenz der Wellenlänge abnimmt. Deswegen weisen alle Aerogele einen bläulichen Schimmer auf, da kleinere Wellenlängen stärker gestreut werden. Dies ist das gleiche Phänomen wie bei der Streuung des Sonnenlichts in der Erdatmosphäre: Der Himmel erscheint blau. Neben der Streuung ist die Absorption ein Problem für die Lichtausbeute. Die Streulänge setzt sich dabei aus einem Teil für die Rayleigh-Streuung und aus einem absorptionsabhängigen Teil zusammen. Die Wellenlängenabhängigkeit des zweiten Teils konnten bisher nicht geklärt werden. Die Rayleighstreuulänge beträgt wenige Zentimeter, während die Absorptionsstreuulänge mit mehreren Meter deutlich größer ist und unter Umständen vernachlässigt werden kann [Bäh05]. Bei der Konstruktion eines Aerogel-Detektors ist die zu wählende Dicke des Radiatormaterials immer ein Kompromiss zwischen Lichtausbeute und Rayleigh-Streuung. Die genauen Eigenschaften von Aerogel hängen stark von den Ausgangsmaterialien und dem Herstellungsprozess ab. Für weitere Details siehe [Aer04]. Die Herstellung ist aufwendig und teuer, jedoch finden sich wegen seiner besonderen Eigenschaften immer mehr Anwendungen, so auch in einem Schwellen-Čerenkov-Detektor am CBELSA/TAPS Experiment, dessen Effizienztest in Kapitel 2 beschrieben wird.

### 1.3.2 Wechselwirkung von schweren geladenen Teilchen und Elektronen mit Materie

Wenn sich ein schweres geladenes Teilchen, z.B. ein Ion, durch Materie bewegt, dann ist seine Bahn in der Regel nahezu geradlinig; es wird bei Stößen mit den Elektronen der Materie kaum abgelenkt, da diese eine geringe Masse ( $511 \text{ keV}/c^2$ ) im Vergleich zu den Teilchen besitzen. Stöße mit den schweren Atomkernen sind sehr unwahrscheinlich; der Wirkungsquerschnitt ist hierfür sehr klein. Das heißt folglich, dass die meiste Energie der Teilchen als Anregung bzw. Ionisation der Atome des Absorbers deponiert wird. Mithilfe der Bethe-Bloch Formel kann man den Energieverlust pro Längeneinheit quantitativ beschreiben [Bem03, Bet07, Kle05, Mus88]:

$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{Z_a z_p^2 e^4 N_0}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2 A_a \beta^2} \left\{ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right\} \quad (1.20)$$

dabei ist:

$Z_a, A_a$ : Kernladungs- und Massenzahl Absorber

$z_p, \beta$ : Kernladungszahl,  $\beta$ -Faktor Projektil

$I$ : mittlere Ionisationsenergie der Absorberatome

$m_e$ : Elektronenmasse

$N_0$ : Avogadrozahl

### 1.3 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Oft wird auch der Energieverlust als  $\frac{dE}{dX} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$  angegeben, da dabei der Energieverlust unabhängig von der Dichte des Materials ist.

Bei kleinen Energien wird der Energieverlust des Projektils durch den  $\frac{1}{\beta^2}$ -Term dominiert. Das bedeutet, dass Ionen den größten differentiellen Energieverlust am Ende ihrer Reichweite erfahren. Dort bildet sich der sogenannte Bragg-Peak aus. In Abbildung 1.10 ist dieser von  $\alpha$ -Teilchen mit einer Energie von 5,5 MeV in Luft zu sehen. Die Existenz des Bragg-Peaks nutzt man u.a. zur Krebsbehandlung mit Schwerionen an der GSI, um die Energie der Teilchen genau dort zu deponieren, wo sie wirken soll.

Für Teilchen mit einer kinetischen Energie von  $T \approx 3m_0$  durchläuft die Kurve des Energieverlustes in Abhängigkeit der Energie ein Minimum. Diese Teilchen nennt man minimal ionisierend. Ihr Energieverlust liegt zwischen 1 und 2  $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ . Danach steigt der Energieverlust mit dem zweiten logarithmischen Term nur langsam wieder an, da die transversale Komponente des elektrischen Feldes mit  $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  wächst und Atome in größerem Abstand auch ionisiert werden können. Als Beispiel ist der Energieverlust von Protonen in Wasserstoff und Blei in Abbildung 1.9 dargestellt. Man erkennt deutlich das Minimum der minimal ionisierenden Protonen und den langsamen logarithmischen Anstieg danach.

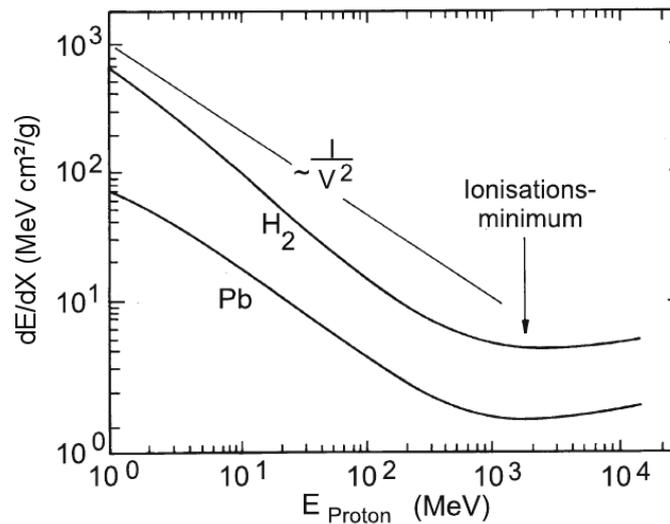


Abbildung 1.9: Der Energieverlust von Protonen in Wasserstoff ( $H_2$ ) und in Blei ( $Pb$ ) [Bet07]

Mit  $N(x)$  als Anzahl der Teilchen ist die Reichweite von schweren geladenen Teilchen definiert durch die Strecke  $x$ , für die gilt:  $\frac{N(x)}{N(0)} = 0,5$ .

Elektronen haben eine größere Reichweite als energetisch vergleichbare schwere Teil-

## 1 Einleitung

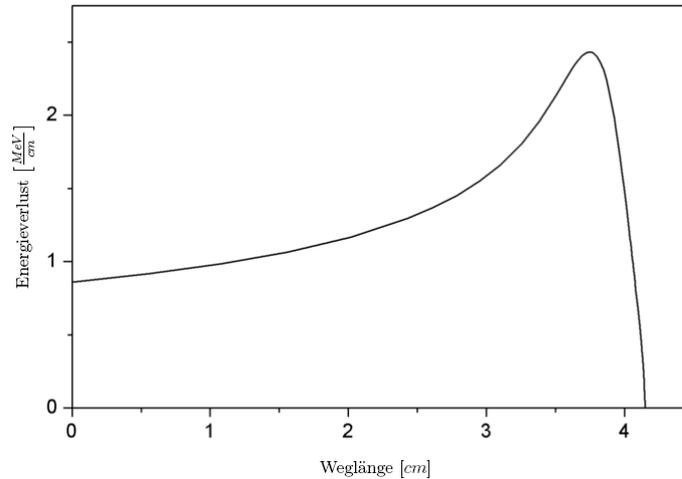


Abbildung 1.10: Bragg-Peak von  $\alpha$ -Teilchen in Luft [Wik08]

chen, da der Energieverlust pro Längeneinheit durch Ionisation im Vergleich zu schweren Teilchen gering ist. Für Elektronen muss die Bethe-Bloch-Formel korrigiert werden. Dabei sollte man von Anfang an relativistisch rechnen, da Elektronen schon bei niedrigen Energien wegen ihrer vergleichsweise kleinen Masse eine Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit erreichen. Die modifizierte Form von Gleichung 1.20 lautet [Bem03, Bet07, Kle05, Mus88]:

$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{Z_a e^4 N_0}{4\pi \epsilon_0^2 m_e c^2 A_a \beta^2} \left\{ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) \right. \\ \left. + (1 - \beta^2) + f(\gamma) \right\} \quad (1.22)$$

Dabei ist  $\beta = \frac{v}{c}$  und  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$  und  $f(\gamma)$  ein relativistischer Korrekturterm.

Für geladene Teilchen gibt es aber noch andere Möglichkeiten Energie abzugeben als nur durch Ionisation. Nach der Elektrodynamik ist bekannt, dass beschleunigte Ladungen Energie abstrahlen. Im elektrischen Feld eines Atomkerns können die geladenen Teilchen abgelenkt, also beschleunigt werden. Es kommt zur Bremsstrahlung, deren Intensität folgende Abhängigkeit hat:

$$I \propto \frac{Z_a^4 z_p^2}{m_p^2} \quad (1.23)$$

Dieser Energieverlust ist proportional zu  $m_p^{-2}$  und ist daher praktisch nur für Elektronen wegen ihrer kleinen Masse interessant. Im Bereich von mehreren 100 MeV ist dieser Prozess der dominierende beim Energieverlust von Elektronen. Das Verhältnis

der Energieverluste von Bremsstrahlung zu Ionisation ist gegeben durch [Mus88]:

$$\frac{(dE/dx)_{Strahlung}}{(dE/dx)_{Ion}} \approx \frac{ZE_e}{1600m_e c^2} \approx \frac{ZE_e/MeV}{800} \quad (1.24)$$

Bei der kritischen Energie  $E_{krit}$  sind Bremsstrahlungs- und Ionisationsverluste gleich groß [Mus88]:

$$E_{krit} \approx \frac{1600m_e c^2}{Z_a} \quad (1.25)$$

Allgemein gilt, dass die Energie der Elektronen im Material im Mittel exponentiell abnimmt:

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (1.26)$$

Man bezeichnet die Wegstrecke in einem Material, nach der die Energie von Elektronen aufgrund von Bremsstrahlungsprozessen auf den  $e$ -ten Teil gesunken ist, als Strahlungslänge  $X_0$ . Sie kann bei verschiedenen Materialien stark differieren. Im Zuge des Vergleichs von Bariumfluorid und Bleiwolframat als Szintillationskristall wird die Strahlungslänge eine Rolle spielen (siehe Abschnitt 3.2).

### 1.3.3 Wechselwirkung von $\gamma$ -Strahlung mit Materie

Abhängig von der Energie sind bei der Wechselwirkung von  $\gamma$ -Strahlung mit Materie verschiedene Prozesse beteiligt, die im folgenden vorgestellt werden sollen.

**Rayleigh- und Thomson-Streuung** Bei dieser elastischen Art der Streuung werden die Photonen an der Atomhülle gestreut, ohne dabei Energie zu verlieren. Diese tritt aber nur bei Photonen mit niedriger Energie auf und spielt daher für  $\gamma$ -Strahlung keine Rolle.

**Photoeffekt** Beim Photoeffekt wird ein Photon von einem gebundenen Elektron vollständig absorbiert. Danach verlässt das Elektron das Atom mit der kinetischen Energie  $E_e = h\nu - E_B$ .  $E_B$  ist dabei die Bindungsenergie des Elektrons. Dieser Vorgang ist aus Gründen der Impuls- und Energieerhaltung nur bei gebundenen Elektronen möglich.

Der dabei freiwerdende Platz des emittierten Elektrons kann von einem Elektron einer höheren Schale besetzt werden, da dieses Niveau energetisch günstiger ist. Dabei wird charakteristische Röntgenstrahlung emittiert.

## 1 Einleitung

Der eigentliche Photoeffekt ist in Abbildung 1.11 zu sehen. Der Wirkungsquerschnitt

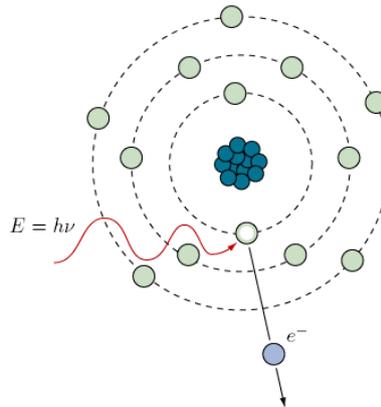


Abbildung 1.11: Schematische Darstellung des Photoeffekts

des Photoeffekts hat folgende Abhängigkeit:  $\sigma_{Ph} \propto \frac{Z^5}{(h\nu)^{7/2}}$ . Er steigt also bei zunehmender Kernladungszahl relativ stark an. Andererseits fällt er bei höheren Energien ab. Bei der Darstellung der Wirkungsquerschnitte (siehe Abbildung 1.14) an Blei kann man in der Kurve des Photoeffekts  $\sigma_{Ph}$  eine Zackenstruktur erkennen. Dies erklärt sich dadurch, dass die Intensität anwächst, sobald die Energie ausreicht, ein stärker gebundenes Elektron aus dem Atom herauszulösen. Bei einer genügend hohen Auflösung würde man auch noch eine Substruktur erwarten, die von der Feinstruktur herrührt.

**Compton-Streuung** Beim Compton-Effekt handelt es sich um einen Streuprozess, bei dem nur ein Teil der Photonenenergie dem Elektron übertragen wird (Abbildung 1.12). Im Gegensatz zum Photoeffekt spielt hierbei die Bindung des Elektrons im Atom keine prinzipielle Rolle. Bei ausreichend hoher Energie  $E_\gamma \gg E_B$  kann man von einem freien, ruhenden Elektron ausgehen. Der Prozess lässt sich mit dem Energie- und Impulserhaltungssatz beschreiben. Abbildung 1.13 zeigt den schematischen Prozessablauf. Gleichung 1.27 und 1.28 beschreiben die Energie- bzw. Impulsbilanz des Vorgangs.

$$E_\gamma + m_e c^2 = E_{\gamma'} + \overbrace{\sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4}}^{E_e} \quad (1.27)$$

$$\hbar \vec{k} = \hbar \vec{k}' + \vec{p}'_e \quad (1.28)$$

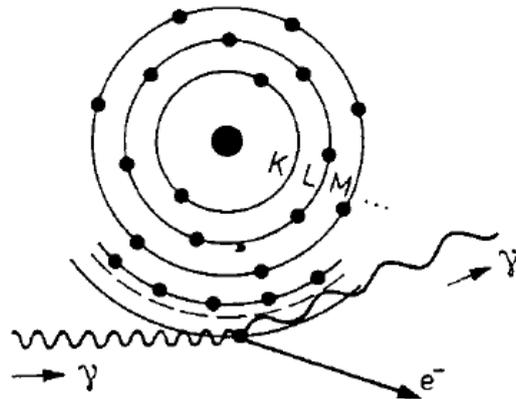


Abbildung 1.12: Compton-Effekt an einem Hüllenelektron [Mus88]

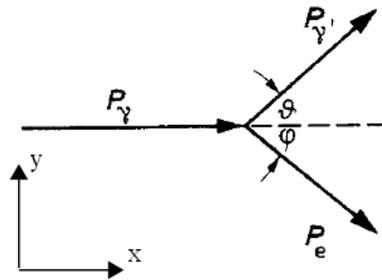


Abbildung 1.13: Schematische Darstellung der Impulse beim Compton-Effekt [Mus88]

Nach Umrechnung erhält man für die Wellenlängenänderung  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \vartheta) \quad (1.29)$$

mit  $\frac{h}{m_e c} = 2,43 \cdot 10^{-12} m$ . Diese Formel gibt den Zusammenhang zwischen der Energieänderung des Photons und dem Streuwinkel. Den maximalen Energieübertrag erhält man für  $\vartheta = \pi$ . Im Spektrum sieht man dabei einen geraden Abfall bis zu der maximalen Energie, der sogenannten Compton-Kante. Der Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung  $\sigma_C$  ist proportional zur Kernladung und antiproportional zur Energie, also  $\sigma_C \propto \frac{Z}{h\nu}$ .

**Paarbildung** Die Paarbildung kann zustande kommen, wenn ein  $\gamma$ -Quant, das sich im elektrischen Feld eines Atomkerns befindet, eine Energie von  $E > 2 \cdot m_e c^2 = 1022$

## 1 Einleitung

keV aufweist. Dabei verschwindet das Quant, und es wird ein Elektron und ein Positron aus dem Vakuum erzeugt; der Kern erfährt einen Rückstoß. Da Energie und Impuls erhalten werden müssen, ist ein Reaktionspartner für das Photon nötig. Dieser Prozess lässt sich mit der Dirac-Theorie des Elektrons erklären. Das Elektron/Positron-Paar wird aus dem Vakuum erzeugt. Natürlich muss das Photon die Summe der Ruheenergien von Positron und Elektron überschreiten, damit der Prozess überhaupt möglich wird. Die Energiedifferenz  $E_\gamma - 1022 \text{ keV}$  findet man nach dem Prozess in den kinetischen Energien von Positron und Elektron wieder.

Es ist ebenfalls möglich, dass das Lepton und sein Antiteilchen wieder annihilieren und zwei  $\gamma$ -Quanten, die im Schwerpunktsystem in entgegengesetzter Richtung emittiert werden, erzeugen.

Für den Wirkungsquerschnitt der Paarbildung findet man:  $\sigma_{Pa} \propto Z^2 \ln(h\nu)$ .

Die Paarbildung ist damit der einzige der vorgestellten Wechselwirkungsprozesse, der bei zunehmender Photonenenergie wahrscheinlicher wird. Dies ist in Abbildung 1.14 veranschaulicht, in der alle Wirkungsquerschnitte und ihre Summe für Blei abgebildet sind. Bei niedrigen Energien dominiert der Photoeffekt. Wie bereits erwähnt, kommt

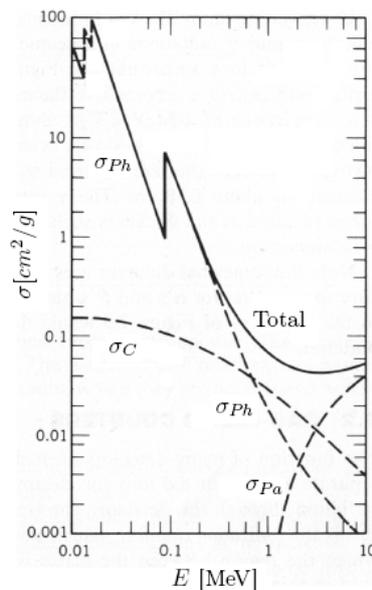


Abbildung 1.14: Wirkungsquerschnitte für Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung, sowie der Gesamtabsorptionsquerschnitt an Blei [Kle05]

die Zackenstruktur von der Schalenstruktur des vorliegenden Atoms. Der Compton-Effekt hat seine größte Wahrscheinlichkeit im Vergleich zu den Konkurrenzprozessen im mittleren Energieintervall von ca. 800 keV bis 1200 keV. Ebenfalls sieht man, dass

die Linie der Paarbildung erst bei  $E=1,022$  MeV anfängt, was der Summe der Ruheenergien von Positron und Elektron entspricht. Für höhere Energien sind Compton- und Photoeffekt im Gegensatz zur Paarbildung nahezu bedeutungslos.

Ähnlich zum Energieverlust energiereicher Elektronen, fällt die Intensität eines  $\gamma$ -Strahles exponentiell mit der Schichtdicke ab:

$$I(X) = I_0 e^{-\frac{7X}{9X_0}} \quad (1.30)$$

Die maßgebliche Messgröße ist wie bei der Bremsstrahlung die Strahlungslänge  $X_0$ . Die hochenergetischen Photonen bilden Elektron/Positron-Paare, die wiederum Bremsstrahlung erzeugen. Hieraus können neue Elektron/Positron-Paare entstehen. Man spricht von einem elektromagnetischen Schauer, der sich im Material ausbreitet. Die Vervielfachung hält an, solange die Energie der Photonen größer als 1,022 MeV ist und solange die Bremsstrahlungsprozesse die Ionisation überwiegen. Die maximale Teilchenzahl in solch einem Schauer kann durch die kritische Energie abgeschätzt werden. Es gilt:

$$N^{max} \approx E_0 / E_{krit} \quad (1.31)$$

Die longitudinale Ausbreitung (parallel zur Flugrichtung) eines Schauers lässt sich durch  $X_0$  abschätzen. Bei der transversalen Verteilung hat sich gezeigt, dass Vielfachstreuung von niederenergetischen Elektronen die Breite eines Schauers bestimmt. Man definiert den Molière-Radius mithilfe der kritischen Energie aus Gleichung 1.25:

$$r_M = 21 MeV \cdot \frac{X_0}{E_{krit}} \quad (1.32)$$

Innerhalb eines Zylinders mit Radius  $3r_M$  werden 99% der Schauerenergie deponiert.

## 1.4 Szintillationseffekt

### 1.4.1 Szintillatoren

Unter Szintillatoren versteht man Substanzen, die fest, flüssig oder gasförmig sein können und unter Einwirkung geladener Teilchen Photonen im sichtbaren bis UV-Bereich aussenden. Auch  $\gamma$ -Quanten können sogenannte Szintillationen hervorrufen. Hierzu sind jedoch ein oder mehrere Zwischenschritte zur Erzeugung geladener Teilchen nötig (Compton-, Photoeffekt und Paarbildung). Außerdem unterscheidet man zwischen anorganischen und organischen Szintillatoren. Die zuletzt genannten zeichnen sich durch eine deutlich schnellere Reemissionszeit aus. Diese Reemission von Licht durch den Szintillator lässt sich durch zwei Exponentialfunktionen beschreiben, die den schnell

## 1 Einleitung

und den langsam abklingenden Anteil repräsentieren:

$$N(t) = Ae^{-t/\tau_s} + Be^{-t/\tau_l} \quad (1.33)$$

Bei organischen Szintillatoren überwiegt der A-Anteil.

Der eigentliche Szintillations- bzw. Fluoreszenzprozess funktioniert dabei folgendermaßen: Beim Durchgang von ionisierender Strahlung durch den Szintillationskristall werden Elektronen in den Molekülen angeregt. Diese Anregung wird in Form von Licht (Szintillationslicht) wieder abgegeben, und die Elektronen fallen in einen energetisch günstigeren Zustand. Man stelle sich vor, dass die Elektronen dabei wieder das gleiche Niveau besetzen von dem sie gekommen sind. Das hätte zur Folge, dass das Szintillationslicht direkt wieder absorbiert und somit nicht registriert würde. Absorptions- und Emissionsspektrum wären in diesem Fall identisch; der Szintillator wäre für die Szintillationen undurchlässig. Man baut daher sogenannte Aktivatoren in den Kristall ein. Wenn sich nun ein Elektron vom Leitungsband abregt, gelangt es erst in das Aktivatorniveau, bevor es ein Quant mit der Energie  $E_2 < E_1$  emittiert. Dabei ist  $E_1$  der Abstand zwischen Leitungs- und Valenzband. Für das emittierte Photon mit der Energie  $E_2$  ist es nicht mehr möglich bzw. sehr unwahrscheinlich, absorbiert zu werden. Der Szintillator ist also für diese Strahlung transparent. Der Szintillationsvorgang ist in Abbildung 1.15 zu sehen. Wir stellen also fest, dass der Szintillator für diese bestimmte Strahlung

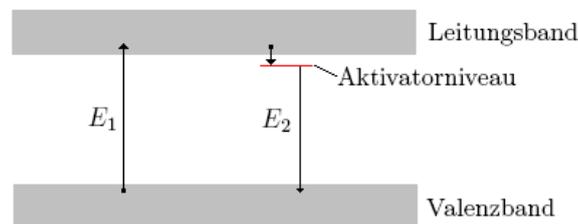


Abbildung 1.15: Szintillationsvorgang im Bändermodell

transparent sein muss. Ein weiteres Kriterium für einen guten Szintillator ist die Fähigkeit, soviel wie möglich der Energie der einfallenden Strahlung zu absorbieren und in Strahlung umzuwandeln. Je effizienter Energie in Strahlung umgewandelt wird, d.h. um so größer die Zahl der Photonen ist, desto besser wird die Auflösung. Des Weiteren ist eine kleine Pulsdauer (Licht soll schnell wieder emittiert werden) vorteilhaft, um möglichst hohe Zählraten verarbeiten zu können. Dies wird beim Vergleich von Bariumfluorid und Bleiwolframat als Szintillationsmaterial eine wichtige Rolle spielen (siehe Abschnitt 3.2).

### 1.4.2 Photomultiplier

Ein Photomultiplier (Sekundärelektronenvervielfacher, SEV) besteht aus mehreren (10-14) Dynoden, die das einfallende Lichtsignal, z.B. das eines Szintillators, um Größenordnungen ( $10^5 - 10^8$ ) verstärken. Dieser größere Strom ist dann leichter zu messen. Betrachten wir mehrere einfallende Photonen, die auf die Photokathode treffen: Nur ein Bruchteil davon wird Elektronen auslösen; dies beschreibt die charakteristische Größe der Quanteneffizienz. Danach werden diese durch geschickt gewählte elektrische Felder zur nächsten Dynode beschleunigt, aus der sie dann wieder jeweils mehrere Elektronen auslösen. Die Dynoden selbst bestehen aus Metallen oder auch Halbleitern. Je nach Einfallswinkel und Austrittsarbeit des Dynodenmaterials lässt sich die Verstärkung vergrößern. In Abbildung 1.16 ist der schematische Aufbau eines Photomultipliers zu sehen, wobei hier die Dynodenanzahl übersichtlichkeithalber gering gehalten wurde.

Alternativ kann man anstelle eines Photomultipliers auch Vielkanalplatten (MCP, Multi-

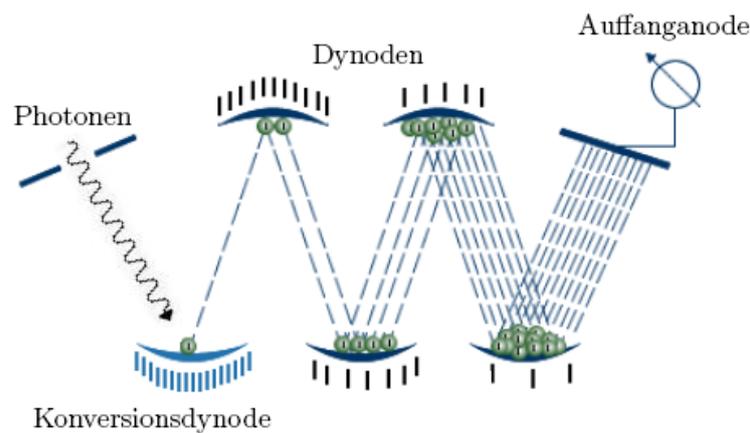


Abbildung 1.16: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers

Channel-Plates) verwenden. Eine Vielkanalplatte besteht aus mehreren Glaskapillaren mit einer hochohmigen Beschichtung der Innenwände. Das grundsätzliche Prinzip ist ähnlich zum Photomultiplier. Die Teilchen oder auch Photonen, die in eines dieser Röhrchen fliegen, lösen an den Wänden Sekundärelektronen aus. Zwischen Ober- und Unterseite der Platte liegt eine Spannung an, um die entstandenen Teilchen abzusaugen. Letztendlich werden sie wieder von einer Anode gesammelt und gemessen.

### 1.4.3 Szintillationsdetektoren

Eine verbreitete Methode zur Detektion von Teilchen in der Hadronen- und Kernphysik ist die Verwendung von Szintillationsdetektoren. Die abgegebene Energie von geladenen Teilchen bzw. elektromagnetischer Strahlung (s.o.) wird in Szintillatoren in Licht umgewandelt und durch Photomultiplier oder LAAPD (siehe unten) in ein analoges elektrisches Signal überführt. Zum Schluss wird das verstärkte Signal von der Auswertelektronik ausgelesen und verarbeitet.

Interessant ist natürlich, mit welchem Wirkungsgrad ein solcher Detektor arbeitet. Dabei betrachten wir folgende Gleichung:

$$N_0 = C_{EF} \cdot \frac{E_k}{h\nu}$$

$N_0$  ist die Lichtausbeute,  $E_k$  die Energie der eintretenden Strahlung,  $h\nu$  die Energie der emittierten Photonen und  $C_{EF}$  der Konversionskoeffizient des Szintillators. Betrachten wir andere Verluste durch u.a. unvollständige Reflexion des Lichtes an den Wänden, Absorption im sogenannten Lichtleiter zwischen Szintillator und Photokathode, so gelangen nur  $g \cdot N_0$  (mit  $g < 1$ ) Photonen zur Photokathode. Davon werden  $C_{EF} \cdot g \cdot N_0$  Elektronen an der Konversionsdynode erzeugt. Danach erfolgt eine Vervielfachung der Elektronen durch Auslösen von Sekundärelektronen an den verschiedenen Dynoden. Insgesamt erhält man für die letztendlich gemessene Impulsamplitude

$$U_A = \frac{Q}{C_A} = \frac{MC_{FEG}N_0e}{C_A} = E_k \cdot \underbrace{\frac{C_{FE}C_{EF}gMe}{h\nu C_A}}_{const.} \quad (1.34)$$

$M$  ist dabei der Vervielfachungskoeffizient des Photomultipliers,  $C_A$  die Anodenkapazität und  $e$  die Elementarladung. Es ist zu erkennen, dass der gemessene Spannungsimpuls proportional zur Energie der einfallenden Strahlung ist.

Der schematische Aufbau eines Szintillationsdetektors ist in Abbildung 1.17 zu sehen. Eine neuere Methode zur Auslese von Szintillatoren ist die Verwendung von Large Area Avalanche Photo Dioden (LAAPD). Zwischen einer halbleitenden pn-Schicht, die in Sperrrichtung geschaltet ist, befindet sich ein Isolator, um die Ladungsträger verarmte Zone zu vergrößern. Sie stellt das aktive Volumen der Photodiode dar. Das Szintillationslicht erzeugt in dieser pin-Schicht eine Elektronenlawine, die das elektrische Signal darstellt.

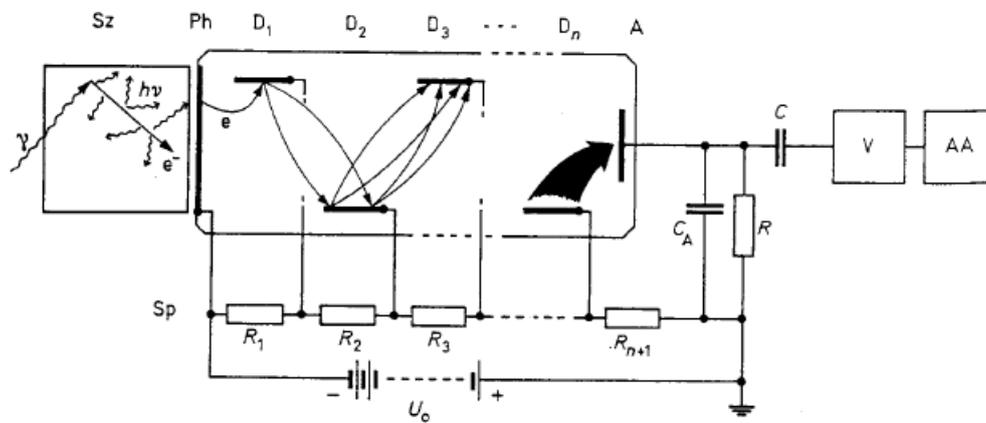


Abbildung 1.17: Wirkungsweise und Prinzipschaltung eines Szintillationsdetektors [Mus88]

Die Vervielfachung der Elektronen durch Sekundärelektronenemission an den Dynoden ist angedeutet.

*Sz* Szintillator, *Ph* Photokathode,  $D_1 \dots D_n$  Dynoden, *A* Anode, *Sp* Spannungsteiler,  $C_A$  Anodenkapazität

## *1 Einleitung*

## 2 Test eines Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektors

In dieser Arbeit wird dargestellt, wie durch zwei Detektoren mit unterschiedlichem Funktionsprinzip eine Teilchenidentifikation möglich ist. Zuerst wird der Test eines Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektors beschrieben, der untersucht, wie gut eine Unterscheidung von hochenergetischen Pionen, Elektronen und Protonen möglich ist. Im darauffolgenden Teil stelle ich den Bau, Test und ersten Einsatz eines Arrays aus Bleiwolframat-Szintillationsdetektoren vor. Besonders wird die exzellente Eignung des Materials Bleiwolframat als Szintillator begründet und erläutert, wie hohe Ereignisraten am CB/TAPS-Experiment in Mainz mithilfe des entwickelten Arrays möglich sind. Erste Spektren werden gezeigt. Der Test eines Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektors wird in diesem Kapitel beschrieben, der zuvor im Rahmen des CBELSA/TAPS-Experimentes konstruiert und eingesetzt worden ist. Dort stellt das elektromagnetische Kalorimeter Crystal Barrel das Hauptinstrument zur Untersuchung von hadronischen Zuständen dar. Es ist optimal zum Nachweis von Photonen geeignet. Des Weiteren sind Detektoren zur Unterscheidung von neutralen und geladenen Teilchen vorhanden. Jedoch können nur eingeschränkte Energieverlustmessungen durchgeführt werden; es existiert auch kein Magnetfeld zur Impulsmessung. Bei Experimenten zur Untersuchung von gebundenen  $\omega$ -Kern-Zuständen müssen Protonen, die nahezu in Strahlrichtung emittiert werden, eindeutig nachgewiesen werden. Dafür ist es unerlässlich, sie von Pionen und Elektronen zu unterscheiden. Aufgrund des gegebenen kinematischen Bereiches bot sich der Einsatz eines Schwellen-Čerenkov-Detektors mit Aerogel als aktivem Radiator-material an. So wurde für die CBELSA/TAPS Kollaboration vom II. Physikalischen Institut der Universität Gießen in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe Schmieden des Physikalischen Instituts der Universität Bonn dieser Čerenkov-Detektor konstruiert und gebaut [Kus07]. Die Bestimmung der Effizienz auf den Nachweis von hochenergetischen Elektronen wurde im Rahmen der Diplomarbeit von Stefan Materne an der Universität Bonn durchgeführt [Mat07]. Ein weiterer Test zur Bestimmung der Effizienz auf Pionen war jedoch notwendig.

## 2 Test eines Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektors

Nach einer Beschreibung des Detektors und den Einrichtungen des HADES Experimentes an der GSI, in welchen der Test durchgeführt wurde, wird das Experiment zur Effizienzbestimmung dargestellt und zum Abschluss die Möglichkeiten einer Ortsrekonstruktion mithilfe dieses Detektors erläutert.

### 2.1 Beschreibung des Detektors

Der Detektor besteht aus einem Kasten, der im Innenraum mit einer diffus reflektierenden Farbe der Firma Labsphere (*Spectrafect*) beschichtet wurde. Die Reflektivität dieser Farbe beträgt im Wellenlängenbereich von 250 - 1000 nm 0,94 - 0,97 (siehe Tabelle 2.1).



Abbildung 2.1: Der Čerenkov-Detektor [Kus07]

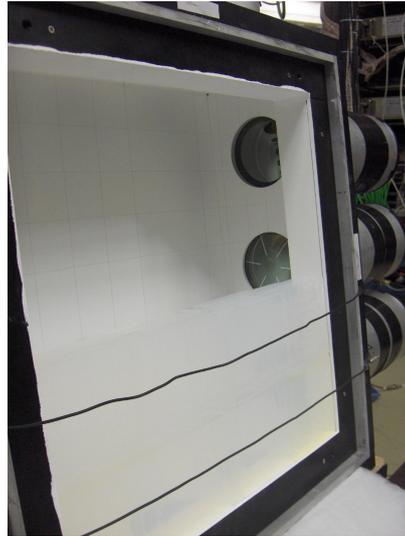
Die zwölf Photomultiplier sind an den Schmalseiten des quadratischen Kastens mit dem Aerogel angebracht.

An den Schmalseiten des Kastens sind zwölf Photomultiplier angebracht (siehe Abbildung 2.1). Sechs stammen von der Firma Burle, sechs von der Firma Philips. Als Radiator wird Aerogel verwendet (siehe Abschnitt 1.3.1). 88 Ziegel dieses Materials wurden dabei zu einer 5 cm dicken und  $47 \times 47 \text{ cm}^2$  großen Wand angeordnet (siehe Abbildung 2.3). Die gewählte Dicke des aktiven Volumens wurde als Kompromiss zwischen auftretender Rayleigh-Streuung und Lichtausbeute gewählt. In der Mitte der Aerogel-Wand befindet sich ein kleines Loch mit Radius 2 cm, das für den Primärstrahl

## 2.1 Beschreibung des Detektors



(a) ohne Aerogel



(b) mit einigen Aerogel-Ziegeln im Vordergrund

Abbildung 2.2: Blick ins Innere des Detektors [Kus07]

Wellenlänge [nm]	Reflektivität
250	0,94
300	0,96
350	0,97
400	0,98
450	0,98
500	0,98
550	0,98
600	0,98
650	0,98
700	0,97
750	0,97
800	0,97
850	0,97
900	0,97
950	0,97
1000	0,97

Tabelle 2.1: Reflektivität von *Spectrafect* nach Herstellerangaben [Lab08]

## 2 Test eines Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektors

des CBELSA/TAPS Experimentes gelassen wurde. Das Aerogel befindet sich in einem separaten Einschub, welcher in den äußeren Kasten eingesetzt wird. Ein Gitter aus 0,1 mm dickem Stahldraht fixiert die Aerogelziegel. Die Front- und Rückwand des Detektors besteht aus 1 mm dickem Aluminiumblech (siehe Abbildung 2.2). Das verwendete Aerogel stammt von der Firma Matsushita Electric Work aus Japan. Das hochporöse, nicht hygroskopische Material besitzt eine Dichte von  $0,18 \text{ g/cm}^3$  und einen Brechungsindex von 1,05. Daraus folgt, dass ein geladenes Teilchen einen  $\beta$ -Faktor von mindestens  $\beta_{Sch} = \frac{1}{n} \approx 0,95$  aufweisen muss, damit Čerenkov-Licht ausgesandt wird. Die Photomultiplier Burle 8854 und Philips XP2041 hatten 5" Durchmesser, UV-durchlässige Glasfenster und zeigten eine Quanteneffizienz von 22,5 % bei 385 nm (Burle) bzw. 25 % bei 400 nm (Philips). Die UV-durchlässigen Eintrittsfenster sind von besonderer Bedeutung, da das Intensitätsmaximum der erzeugten Čerenkov-Strahlung in diesem Wellenlängenbereich liegt.

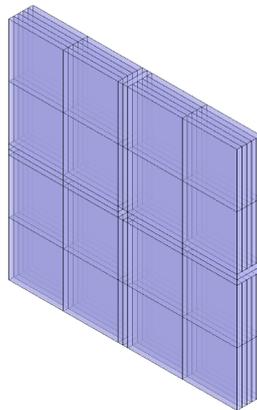


Abbildung 2.3: Darstellung der Aerogel-Wand [Kus07]

Man erkennt den Aufbau aus einzelnen Ziegeln und das Loch in der Mitte.

## 2.2 Pionen-Strahl der GSI am HADES Experiment

Die Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt ist eine Großforschungseinrichtung zur Untersuchung der Materie mithilfe von Teilchenbeschleunigern sowie der Tumorbehandlung mit Schwerionen im Rahmen einer Krebstherapie. In Abbildung 2.4 ist eine Übersicht der GSI dargestellt. Das HADES Experiment an der GSI in Darmstadt hat als ein wichtiges wissenschaftliches Ziel die Vermessung von Eigenschaften von Hadronen in Kernmaterie. Dies wird mithilfe von leptonischen Sonden (Elektronen und Positronen) bewerkstelligt, da diese nicht der starken Wechselwirkung un-

terliegen (siehe Abschnitt 1.1). Der HADES Detektor (**H**igh **A**ccceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer) besteht aus einzelnen Subsystemen, um verschiedene Teilchen zu identifizieren bzw. die Teilchenspuren zu rekonstruieren. Abbildung 2.5 zeigt den schematischen Aufbau.

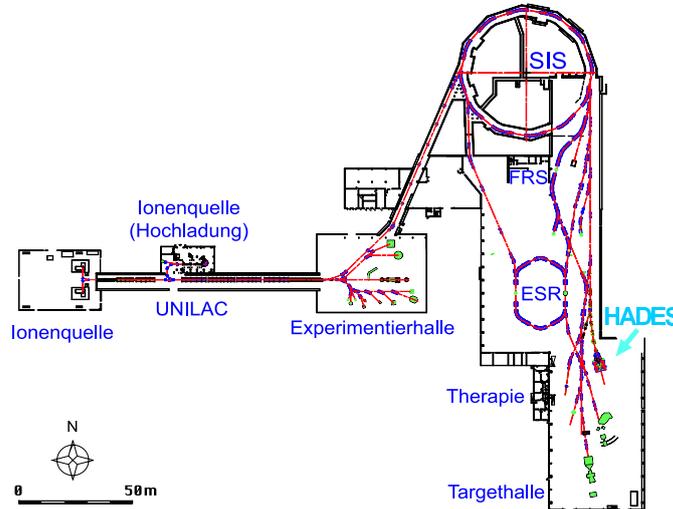


Abbildung 2.4: Übersicht der GSI [GSI08]

Rechts ist die Position des HADES Experimentes eingezeichnet. Das Pion-Produktionstarget befindet sich etwa 33 m nördlich davon.

Der Pionenstrahl am HADES Experiment ist ein Sekundärstrahl, d.h. er wird aus einem Primärstrahl erzeugt. Der Primärstrahl besteht aus positiv geladenen Ionen, die im SIS (Schwerionensynchrotron) auf mehrere AGeV beschleunigt werden können. Für die Teststrahlzeit vom 10. -15. Oktober 2007 wurde ein  $^{12}\text{C}$ -Strahl mit einer Energie von 2AGeV verwendet. Die Ionen treffen auf ein Produktionstarget aus Beryllium, 33 m vor dem eigentlichen HADES Detektor (siehe Abbildung 2.6). Es entstehen kurzlebige Reaktionsprodukte, u.a. auch Pionen nach folgender Gleichung:



Die geladenen Teilchen können von dort zum HADES Cave transportiert werden. Die Anzahl der erzeugten Pionen hängt maßgeblich von der Intensität des Primärstrahls ab. Bei diesem Experiment standen  $1,5 \cdot 10^9$  Ionen pro Strahlburst (Länge 1,6 Sekunden) zur Verfügung. Die Extraktionseffizienz des SIS betrug ungefähr 50 Prozent. Die Polarität der folgenden Strahlführung zum Detektor wurde auf negativ geladene Teilchen ausgerichtet, da man an einem Sekundärstrahl aus negativen Pionen ( $\pi^-$ ) interessiert war. So konnte die Verunreinigung mit Protonen vermieden werden, der man bei der

## 2 Test eines Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektors

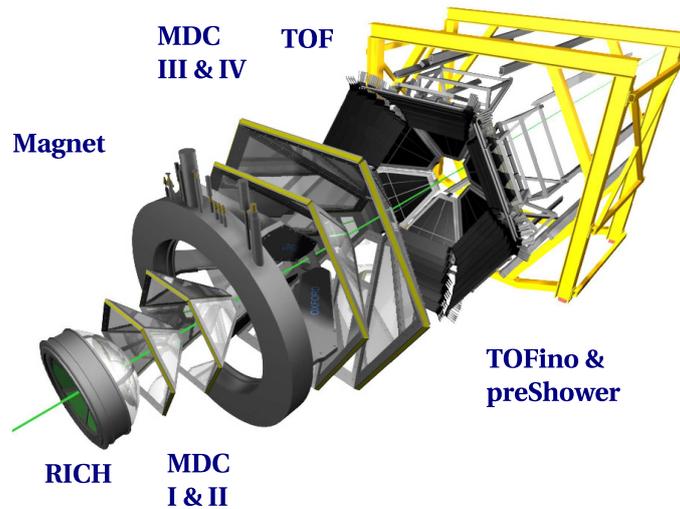


Abbildung 2.5: Aufbau des HADES Detektors [HAD08]

RICH: Ring-abbildender Čerenkov-Detektor zur Elektronenidentifikation, MDC: Mini-Driftkammern zur Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung vor und hinter dem Magnetfeld, TOF(ino): Flugzeit-Detektoren, preShower: Schauer-Detektor

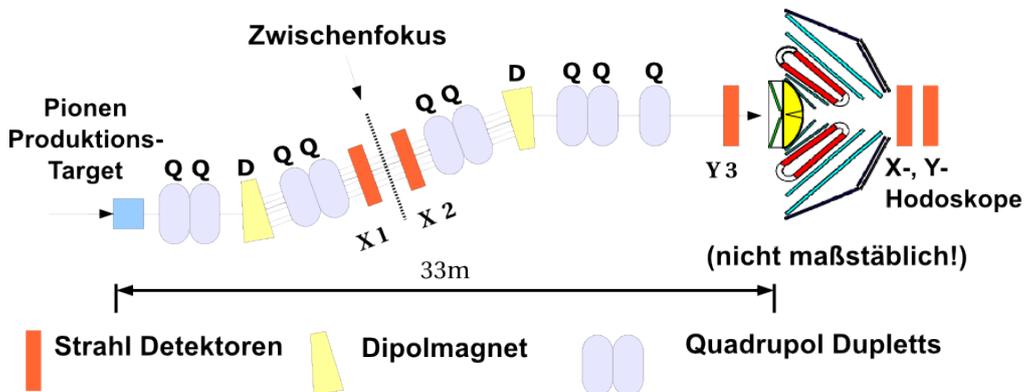


Abbildung 2.6: Strahlführung des Pionen-Strahls (Oktober 2007), basierend auf [Spr08]

Der verwendete Aufbau zur Effizienzbestimmung, positioniert zwischen den Hodoskopen hinter dem HADES Detektor, ist in Abbildung 2.8 detailliert dargestellt.

Erzeugung eines positiven Pionenstrahles unweigerlich begegnet wäre. Somit bestanden die Verunreinigungen nur aus negativen Myonen und Elektronen, da die Pionen zerfallen können:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.2)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.3)$$

Die erzeugten Pionen, die es durch die Strahlführung bis zum Target schafften, hatten einen Impuls von  $1,17 \text{ GeV}/c \pm 4 \%$ . Größere Abweichungen vom HADES Sollimpuls ließ die Strahlführung nicht zu.

Vor dem eigentlichen HADES Target betrug die Intensität des Pionenstrahles 10.000 Teilchen pro Burst, die mit dem in Abbildung 2.6 bezeichneten Detektor Y3 gemessen wurden. Dem entspricht eine für Experimente am HADES Detektor nutzbare Pionenrate von etwa  $1 \cdot 10^{-5}$  Pionen pro Primärstrahlteilchen.

## 2.3 Durchführung des Tests

Nach einer Effizienzbestimmung des Čerenkov-Detektors mithilfe eines Elektronenstrahles [Mat07] sollte nun die Effizienz für den Nachweis von Pionen bestimmt werden. Hierzu wurde der Pionenstrahl des HADES Experimentes verwendet. Der Čerenkov-Detektor wurde hinter dem HADES Detektor platziert. Um die Effizienzbestimmung durchführen zu können, wurden vor und hinter dem Detektor je ein Plastik-Hodoskop angebracht. Diese ermöglichten nicht nur den Teilchennachweis, sondern lieferten auch eine Ortsinformation, da ein Zähler in x- und der andere in y-Richtung angebracht war. Beide Hodoskope waren baugleich; die aktive Fläche bestand aus 16 je 1cm breiten Plastik-Szintillationsstreifen, die an beiden Seiten über Photomultiplier koninzident ausgelesen wurden. Zusätzlich war noch je ein Plastikdetektor vor und hinter dem Detektor platziert. In Abbildung 2.8 ist der Aufbau schematisch dargestellt, die Abbildungen 2.9 und 2.10 zeigen den Čerenkov-Detektor am HADES Experiment. Zu beachten ist die Platzierung des Čerenkov-Detektors im Strahl: Er wurde nicht mittig, sondern nach oben versetzt in den Strahl gestellt, da dieser nicht das Loch in der Mitte treffen sollte. In Abbildung 2.15 erkennt man, wo der Strahl im Verhältnis zur aktiven Fläche des Detektors auftraf.

Die Auslese der Photomultiplier der verschiedenen Detektoren (X- und Y-Hodoskop, 2 Plastikszintillatoren und Čerenkov-Detektor) erfolgte mit Leading-Edge-Diskriminatoren (LED) und einem sog. Trigger-and Readout-Board (TRB) (siehe Abbildung 2.7). Dies

## 2 Test eines Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektors

wurde speziell für das HADES Experiment an der GSI entwickelt. Auf jedem Board befanden sich vier Time-to-Digital-Converter-Chips (TDC-Chips) mit jeweils 32 Kanälen, welche vom CERN in Genf entwickelt wurden.

Jedes Hodoskop belegte 16 Kanäle, hinzu kam jeweils ein Kanal der Plastikdetektoren und 12 Kanäle für den Čerenkov-Detektor. Die LEDs verarbeiteten die analogen Signale der Photomultiplier; sobald diese eine vorgegebene Schwelle überschritten, wurde ein digitales Signal an die TDCs auf dem TRB übermittelt. Der Abstand dieses Signals zum Triggersignal ergab die Zeitinformation. Ein Kanal des TDC entspricht 98 ps. Gleichzeitig wurde durch das analoge Signal ein Kondensator geladen. Die gesammelte Ladungsmenge des Kondensators bestimmte die Länge des digitalen Signals an das TRB. Dadurch ergab sich die Energieinformation des Signals[Spr07].

Zur Bestimmung der Effizienz wurde auf die Plastik-Szintillationsdetektoren sowie die



Abbildung 2.7: Bild eines TRB [Frö08]

beiden Hodoskope vor und hinter dem Čerenkov-Detektor in einer logischen ODER-Schaltung getriggert. Sobald mindestens einer dieser angesprochen hatte, startete die Auslese.

An die Photomultiplier des Čerenkov-Detektors wurden die in Tabelle A.1 aufgeführten Hochspannungen angelegt. Die Geräte der Firma Burle benötigten negative, die der Firma Philips positive Hochspannung. Bei den Vorbereitungen zur Strahlzeit stellte sich heraus, dass der Photomultiplier Nummer 8 mit sehr hoher Frequenz rauschte. Um dem entgegenzuwirken, wurde letztendlich beschlossen, die angelegte Hochspannung von vorher +2,09 kV auf +1,87 kV zu reduzieren. Es ist anzunehmen, dass ein Defekt am Gerät vorlag. Die Schwellen aller Photomultiplier wurden nach Überprüfung der

Signalamplituden auf einem Oszilloskop auf -16 mV gestellt.

Die einzelnen Plastikszintillationszähler vor und hinter dem Čerenkov-Detektor wurden mit -2,10 kV bzw. -2,35 kV Hochspannung betrieben. Die Schwellen betragen hier jeweils -3 mV.

Die Hochspannung aller 64 X- und Y-Hodoskop Kanäle betrug -1,5 kV.

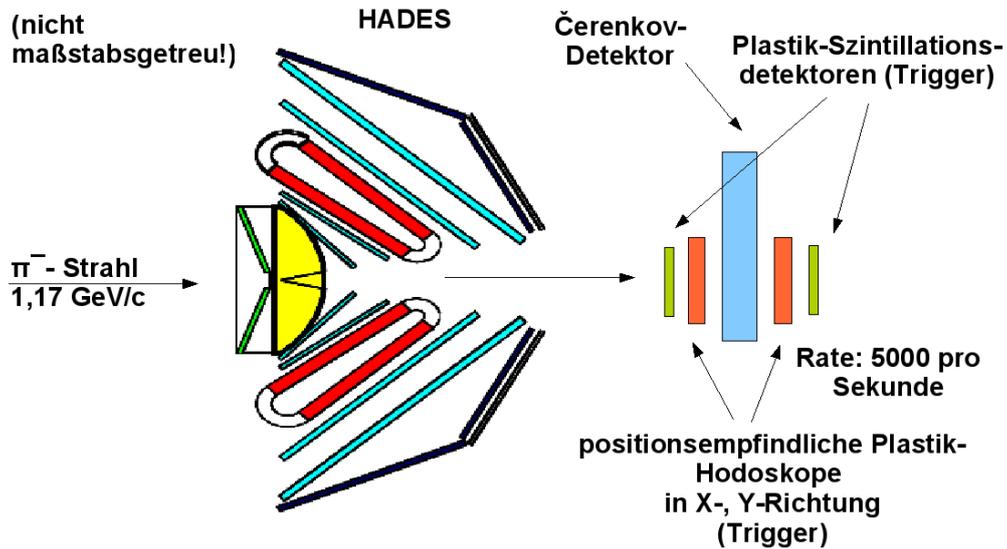


Abbildung 2.8: Schematischer Experimentaufbau für die Effizienzbestimmung

## 2.4 Ergebnisse der Effizienzbestimmung

Die aufgenommenen Daten wurden mithilfe der HADES Analysesoftware Hydra ausgewertet, wobei nur die für die Hodoskope zuständige Software verwendet wurde [Spr07, Spr08]. Für die einzelnen Teilschritte meiner Analyse verwendete ich selbst programmierte Makros.

Im ersten Schritt wurden die Daten kalibriert. Danach wurden die Zeitspektren ausgewertet, um ein geeignetes Fenster für die Koinzidenzbedingung definieren zu können. Wie man in den Zeitspektren erkennt (siehe Abbildungen 2.11 und 2.12), war eine exzellente Definition des Pionen-Strahles gegeben. Die Zeitauflösung der Plastikhodoskope betrug 3 ns Halbwertsbreite, die des Čerenkov-Detektors gegen ein Hodoskop ungefähr 13 ns. Beide Spektren sind praktisch untergrundfrei. Im Zeitspektrum des Čerenkov-Detektors erkennt man einen Ausläufer zu größeren Zeitdifferenzen hin. Diese rühren von Vielfach-Reflexionen des erzeugten Čerenkov-Lichts im Detektor her.

## 2 Test eines Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektors



Abbildung 2.9: Čerenkov-Detektor mit Y-Hodoskop [Spr07]

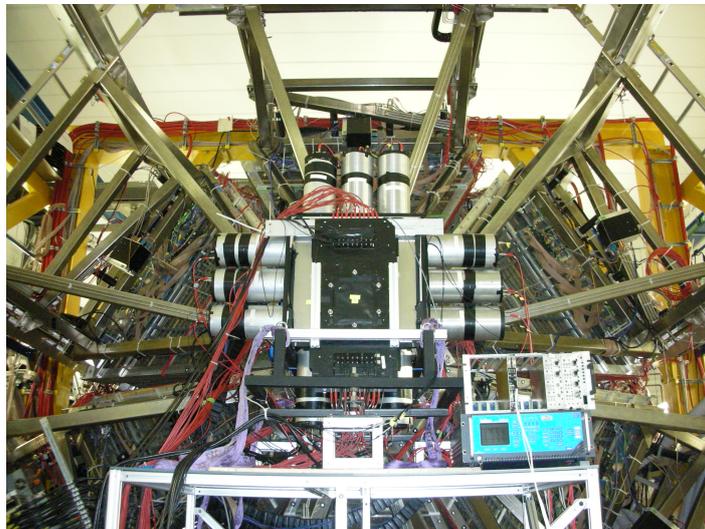


Abbildung 2.10: Aufbau des Experimentes hinter dem HADES Detektorsystem (Blick gegen Strahlrichtung)[Spr07]

Zur Effizienzbestimmung wurde verlangt, dass innerhalb eines Zeitfensters von  $\pm 5$  ns beide Hodoskope koinzident angesprochen haben. Die Anzahl der ansprechenden Photomultiplier (die sogenannte Multiplizität) pro Ereignis in diesem Zeitfenster ist in Abbildung 2.13 dargestellt. Mathematisch lässt sich die so bestimmte Effizienz  $\epsilon$  folgendermaßen darstellen:

$$\epsilon = \frac{\text{Hodoskop 1} \wedge \text{Hodoskop 2} \wedge \check{\text{Čerenkov}}}{\text{Hodoskop 1} \wedge \text{Hodoskop 2}} \quad (2.4)$$

Unter der Bedingung, dass mindestens ein Photomultiplier angesprochen hat, erhält man eine Effizienz von  $\epsilon = 99,5\%$ . Entsprechend sind in Abbildung 2.13 0,5% aller Ereignisse bei Multiplizität Null eingetragen. Des Weiteren kann man aus der Abbildung ablesen, dass in 89% aller Fälle mindestens vier Photomultiplier angesprochen haben.

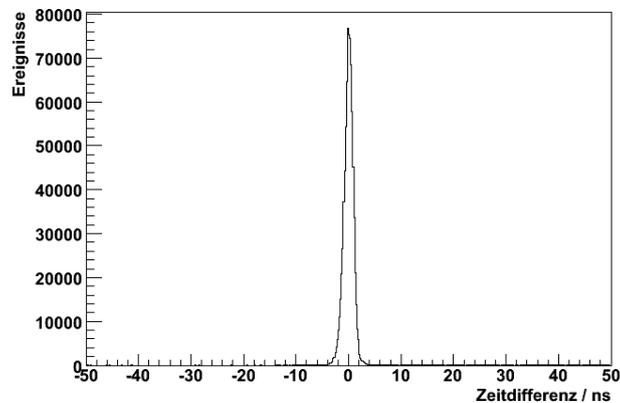


Abbildung 2.11: Spektrum der Zeitdifferenz der X- und Y-Hodoskope

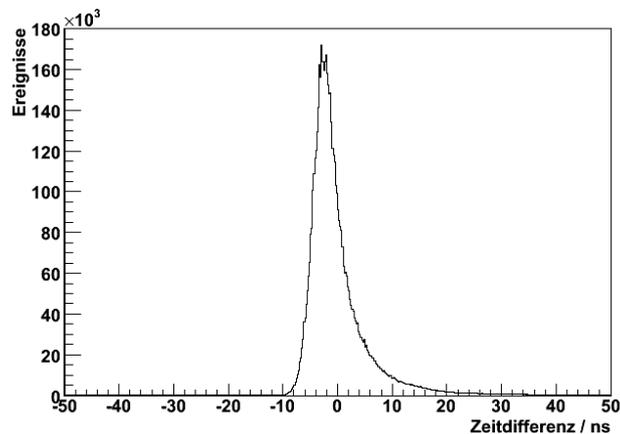


Abbildung 2.12: Spektrum der Zeitdifferenz von X-/Y-Hodoskopen und Čerenkov-Detektor

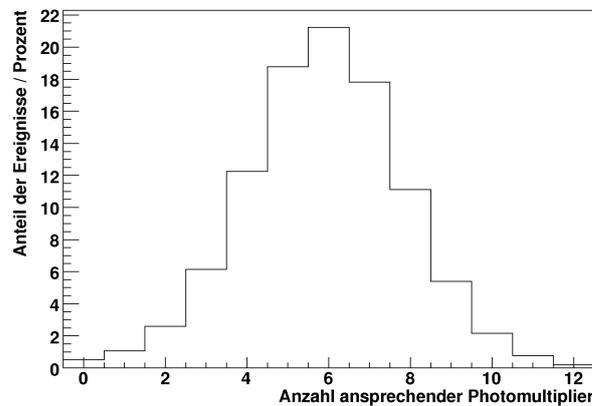


Abbildung 2.13: Multiplizität des Čerenkov-Detektors bei gleichzeitigem Ansprechen beider Hodoskope

## 2.5 Ergebnisse der Ortsrekonstruktion

Aufgrund der Verwendung von Strahlhodoskopen in X- und Y-Richtung, war es möglich die Strahlform am Ende des HADES Experimentes zu kontrollieren. In Abbildung 2.14 ist die mithilfe der X- und Y-Hodoskope rekonstruierte Strahlform zu erkennen. In Abbildung 2.15 ist der Strahlfleck im Verhältnis zum Čerenkov-Detektor dargestellt. Im zweiten Teil der Analyse wurde untersucht, ob es möglich sei, aus dem Ansprechen der Photomultiplier den Auftreffort eines Pions zu rekonstruieren. Durch die Hodoskope ist die Trefferposition auf  $1\text{cm} \times 1\text{cm}$  festgelegt und somit ein Vergleich möglich.

In einem ersten Ansatz wurde für den Ort des Teilchens  $r$  ein gewichteter Mittelwert berechnet.

$$r = \frac{\sum_{i=1}^{12} r_i \cdot f_i}{\sum_{i=1}^{12} f_i} \quad (2.5)$$

Die Wichtungsfaktoren  $f_i$  berücksichtigten dabei die Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Photomultiplier  $i$  und den quadratischen Abstand der Photomultiplier zum Strahlmittelpunkt. Die Position der Photomultiplier ist durch  $r_i$  gegeben. In Abbildung 2.15 sind die aus dem Ansprechen der Photomultiplier gewonnenen Informationen zum Auftreffort dargestellt. Man erkennt deutlich, dass die Photomultiplier im oberen Bereich zu stark gewichtet wurden. Ein Punkt hierfür kann sein, dass der Photomultiplier

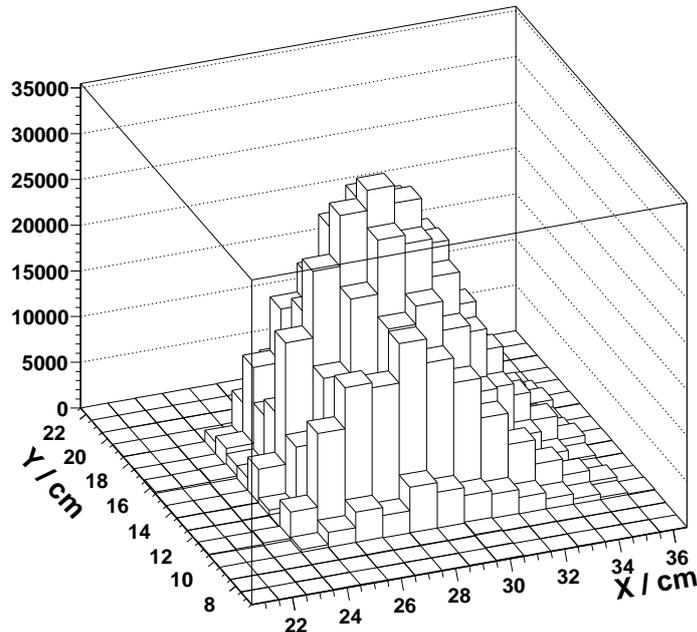


Abbildung 2.14: Mithilfe der X- und Y-Hodoskope rekonstruierte Strahlform  
Das Koordinatensystem ist das gleiche wie in Abbildung 2.15.

unten in der Mitte relativ selten ansprach, da aufgrund seines großen Rauschens seine Hochspannung herabgesetzt wurde (s.o.). In Abbildung 2.17 sind die Abweichungen der rekonstruierten Koordinaten in X- und Y-Richtung von den wahren Werten aufgetragen. Die Verteilung in X-Richtung ist symmetrisch um 0 cm und weist in etwa eine Gaußform auf. Neben der Zentrierung der Werte um 5 cm herum, sind die Ausläufer bei der Darstellung in Y-Richtung zu sehen. Die so ermittelte Auflösung liegt bei etwa 10 cm in X-Richtung (Halbwertsbreite) und etwa 14 cm in Y-Richtung, wobei hier keine gaußförmige Verteilung vorliegt.

In einem zweiten Ansatz sollte versucht werden, über die Zeit- bzw. Energieinformationen der Photomultiplier Rückschlüsse auf die Trefferposition zu ziehen. Jedoch gab es in den aufgenommenen Spektren unter verschiedenen Bedingungen keine Anhaltspunkte, um eine Aussage über den Ort zu treffen.

Zum Abschluss der Analyse sollte mit der Simulation eines neuronalen Netzwerkes das Ansprechen der Photomultiplier in Abhängigkeit des Ortes bestimmt werden. Dies war nach mehreren Versuchen nicht von Erfolg gekrönt.

## 2 Test eines Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektors

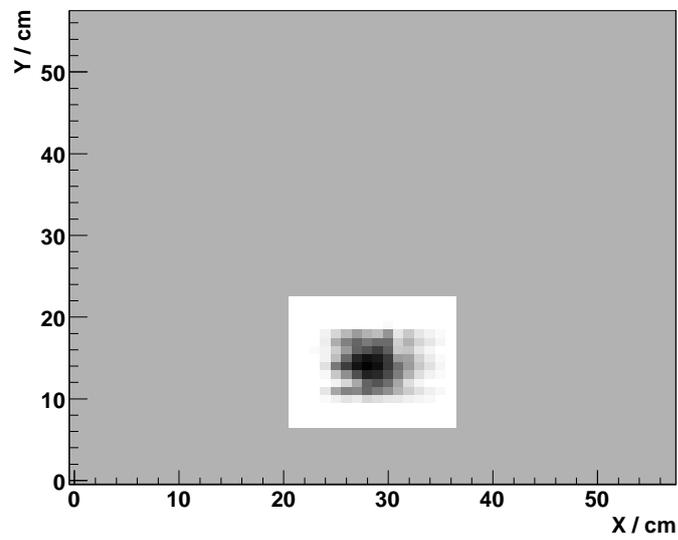


Abbildung 2.15: Mithilfe der X- und Y-Hodoskope rekonstruierter Strahlleck im Vergleich zur aktiven Fläche des Čerenkov-Detektors

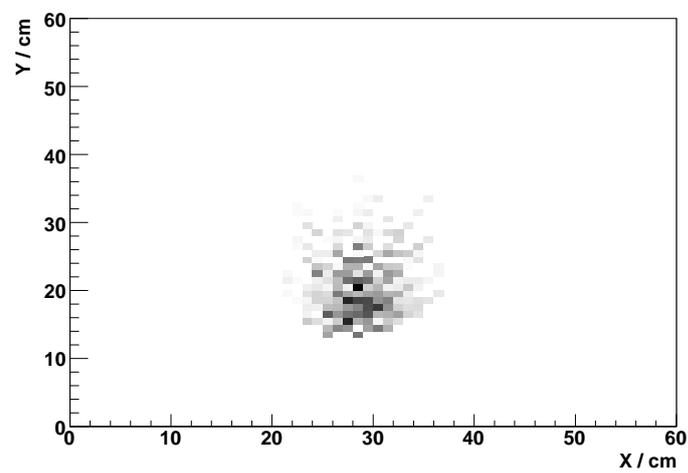
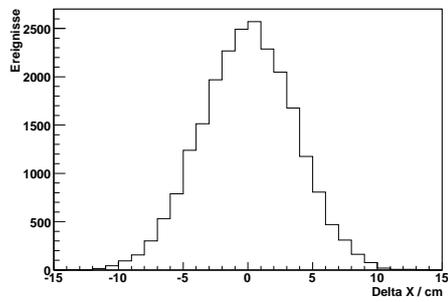
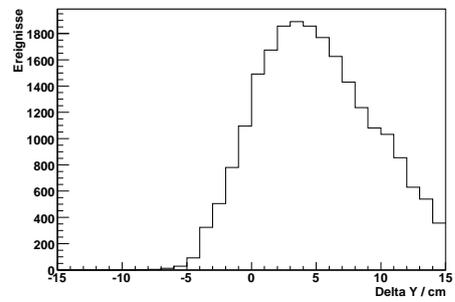


Abbildung 2.16: Mithilfe des Čerenkov-Detektors rekonstruierte Strahlform



(a) Abweichung in X-Richtung



(b) Abweichung in Y-Richtung

Abbildung 2.17: Darstellung der Abweichungen von rekonstruierten und wahren Werten der Trefferkoordinaten

## *2 Test eines Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektors*

## 3 Ein $PbWO_4$ -Array am CB/TAPS Experiment

In diesem Kapitel soll zunächst das Crystal Ball/TAPS Experiment am Mainzer Mikrotron (MAMI) sowie die verwendeten Anlagen und Einrichtungen beschrieben werden [Beh07, Pfe98], um dann auf das neu konstruierte  $PbWO_4$ -Array zu sprechen zu kommen. Dieses wurde entwickelt, um die Leistungsfähigkeit des Two Arm Photon Spectrometer (TAPS) zu erhöhen. Es werden Ergebnisse verschiedener Simulationen zu Energiespektren der einzelnen  $PbWO_4$ -Kristalle gezeigt. Als Abschluss werden erste Messungen mit dem  $PbWO_4$ -Array und deren Ergebnisse präsentiert.

### 3.1 Das CB/TAPS Experiment an MAMI

#### 3.1.1 Der Elektronenbeschleuniger MAMI

Der Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI besteht aus einer Elektronenquelle, einem Linearbeschleuniger, drei kaskadierenden Rennbahn-Mikrotronen RTM 1 bis 3 (engl. **R**ace **T**rack **M**icrotron) sowie einem doppelseitigem Mikrotron HDSM (**H**armonic **d**oublesided **M**icrotron). In Abbildung 3.1 ist der Beschleunigeraufbau schematisch dargestellt und Tabelle 3.1 listet die Leistungsdaten des Beschleunigers auf [Beh07, KPH08]. Jedes Rennbahn-Mikrotron besteht jeweils aus zwei Umlaufmagneten. In den homogenen Magnetfeldern werden die Elektronen durch die wirkende Lorentzkraft,  $\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$ , umgelenkt. Zwischen den Magneten eines Mikrotrons befindet sich eine Beschleunigungsstrecke. Mit jedem Umlauf der Elektronen in einem der Mikrotronen wird die Elektronenenergie und damit auch der Radius der Elektronenbahn größer. In der abschließenden vierten Stufe, dem HDSM, werden die Elektronen bis auf 1508 MeV beschleunigt. Zwischen der Quelle und dem ersten Mikrotron wird ein Linearbeschleuniger als Injektor benutzt. Der Mainzer Elektronenbeschleuniger ist ein sogenannter Dauerstrichbeschleuniger. Er erreicht ein Tastverhältnis von  $T = 100\%$ .

### 3 Ein $PbWO_4$ -Array am CB/TAPS Experiment

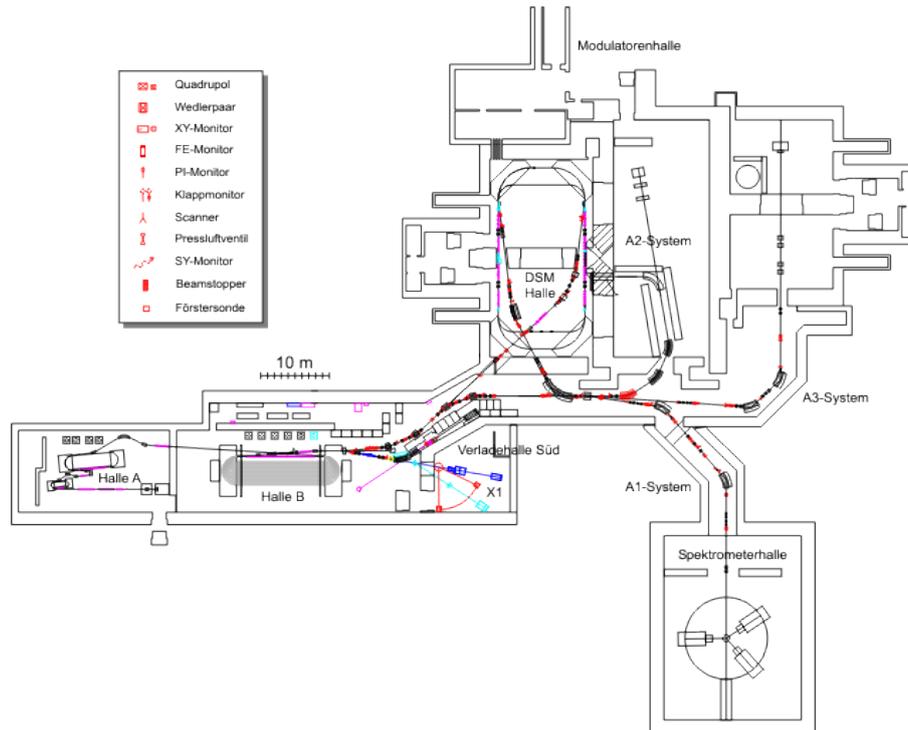


Abbildung 3.1: Grundriss der Mainzer Experimentieranlage [KPH08]

Zu sehen sind die vier Elektronenbeschleuniger (RTM1 bis RTM3 und HDSM) sowie die fünf Experimentierhallen (A1 bis A4 und X1). Das CB/TAPS-Experiment befindet sich in Halle A2. Für eine detaillierte Darstellung siehe Abbildung 3.2

Das Tastverhältnis bezeichnet den Bruchteil der Zeit, in dem der Beschleuniger einen Strahl liefert. Für Koinzidenzexperimente ist gerade dies eine wesentliche Anforderung an den Strahl eines Beschleunigers. In einem Dauerstrichbetrieb ist es möglich, Experimente mit einem Photonenstrahl bekannter Energie bei einem hohen Strahlfluss durchzuführen und dabei gleichzeitig den Untergrund der Messung durch zufällige Koinzidenzen sehr niedrig zu halten.

#### 3.1.2 Produktion von energiemarkierten Photonen

Für praktisch alle Experimente, in denen photoinduzierten Reaktionen untersucht werden sollen, ist es von großem Vorteil, mit Photonen bekannter Energie zu arbeiten. Die für dieses Experiment benutzten Photonen wurden über den Bremsstrahlungsprozess der Elektronen erzeugt (siehe Abschnitt 1.3.2). Dazu wird der primäre Elektronenstrahl

### 3.1 Das CB/TAPS Experiment an MAMI

Energie des Elektroneninjektors	$\approx 4 \text{ MeV}$
Energie RTM 1	14,86 MeV
Energie RTM 2	180 MeV
Energie RTM 3	885,1 MeV
Energie HDSM	1508 MeV
Tastverhältnis	100%
Maximalstrom $I_{max}$	$\approx 100 \mu\text{A}$
Verwendeter Strom	5-15 nA
Energieunschärfe	$\approx 66 \text{ keV}$

Tabelle 3.1: Leistungsdaten der Beschleunigeranlage MAMI [KPH08]

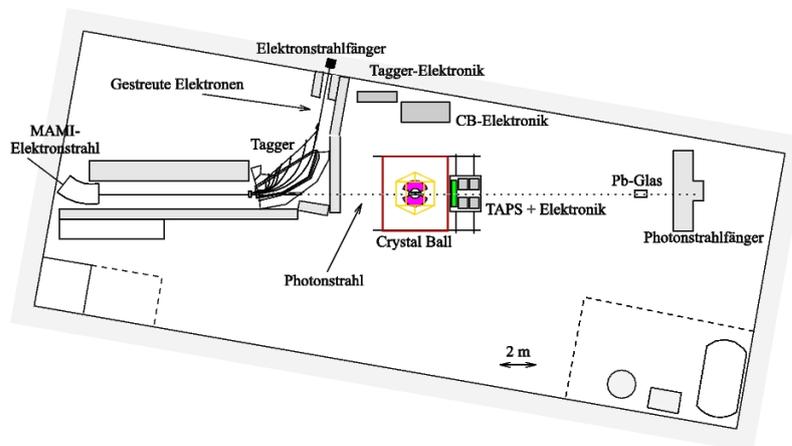


Abbildung 3.2: Die Experimentierhalle A2 [Unv04]

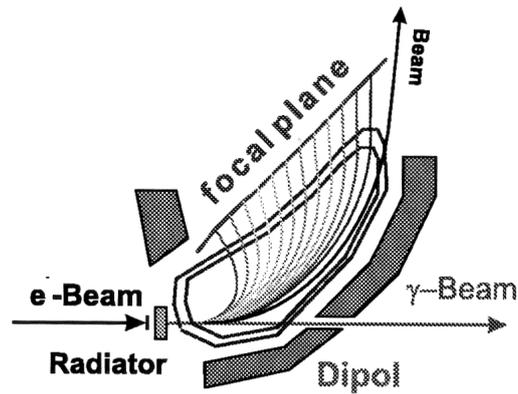


Abbildung 3.3: Darstellung des Glasgow-Mainz-Taggers [Beh07]

des Elektronenbeschleunigers auf eine dünne Radiatorfolie geleitet. Diese Radiatorfolie bestand in diesem Experiment aus einer  $10 \mu\text{m}$  dicken Kupferfolie. In dieser Folie werden die Elektronen abgebremst, was einer negativen Beschleunigung entspricht. Bei diesem Prozess emittieren die abgebremsten bzw. abgelenkten Elektronen im Coulombfeld der Atomkerne des Radiators Bremsstrahlungsphotonen. Nach der Viererimpulserhaltung ist dieser Prozess erlaubt, wenn der Rückstoß auf einen Kern übertragen werden kann. Da die Masse der Atomkerne im Radiator um mehrere Größenordnungen größer ist als die Masse der Elektronen, wird jedoch kaum Energie auf die Kerne übertragen, sondern nur Impuls [Kru95]. Demnach ist die Photonenergie gegeben durch:

$$E_\gamma = E_{e^-} - E'_{e^-}. \quad (3.1)$$

Dabei steht  $E_{e^-}$  für die primäre Elektronenenergie und  $E'_{e^-}$  für die Energie des Elektrons nach dem Bremsstrahlungsprozess. Durch diese Methode ergibt sich ein kontinuierliches  $\gamma$ -Energiespektrum mit einem typischen  $1/E_\gamma$ -Verlauf. Die Energie der gestreuten Elektronen wird mithilfe des Glasgow-Mainz-Taggers (engl. „to tag“: (die Energie) markieren) detektiert. Da die Energie der primären Elektronen des Beschleunigers bekannt ist, kann die Energie der Bremsstrahlungsphotonen (die für Experimente benutzt werden) nach Gleichung 3.1 berechnet werden. Auf diese Weise wird ein sogenannter quasi-monoenergetischer Strahl erzeugt. In Abbildung 3.3 ist der Glasgow-Mainz-Tagger schematisch dargestellt.

Beim Durchlaufen des Dipolmagnetfeldes des Taggers werden die durch die Radia-



Abbildung 3.4: Der Glasgow-Mainz-Tagger [Nuc08]

torfolie gestreuten Elektronen gemäß ihrer Energie mehr oder weniger stark abgelenkt und treffen deshalb unterschiedlich auf das sehr gut ortsauflösende Detektorsystem des Taggers. Dieses Detektorsystem besteht aus 353 teilweise überlappenden Plastiksziintillatoren. Die Energieauflösung des Systems ist im wesentlichen durch die Breite der einzelnen Szintillatorstreifen bestimmt und beträgt zwischen 1,2 MeV und 2,4 MeV Elektronenenergie pro Taggerkanal.

#### 3.1.3 Die Detektoren

Der für dieses Experiment verwendete Gesamtaufbau der einzelnen Detektorsysteme ist in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt. Der Photonenstrahl läuft von rechts in den Crystal Ball Detektor und trifft die im Inneren des Detektors positionierte Targetkammer. Der Crystal Ball Detektor ist kugelsymmetrisch aufgebaut und besitzt zwei sich gegenüberliegende Öffnungen mit einem Öffnungswinkel von  $20^\circ$ . Im Inneren dieses Detektors ist der sogenannte PID (**P**article **I**dentification **D**etector) zylindersymmetrisch um die Targetkammer platziert. Teilchen, die bis  $20^\circ$  in Vorwärtsrichtung gestreut werden, verlassen den Crystal Ball und treffen auf den TAPS Detektor, in dessen Mitte das  $PbWO_4$ -Array eingebaut wurde.

Abbildung 3.2 zeigt die Experimentierhalle A2 mit dem kompletten Aufbau. Man erkennt auf der linken Seite den einkommenden Elektronenstrahl, das Tagger-System mit dem großen Dipolmagneten, danach den Crystal Ball und den TAPS Detektor. Abbildung 3.4 zeigt den Glasgow-Mainz-Tagger, das Foto in Abbildung 3.6 zeigt den Crystal

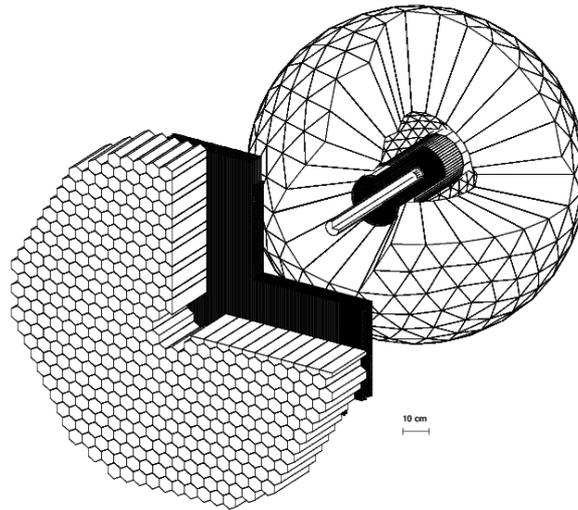


Abbildung 3.5: Das kombinierte Detektorsystem, bestehend aus Crystal Ball (rechts hinten) und TAPS (links vorne). Man erkennt im Inneren des Crystal Balls den PID und die Targetkammer. Die Veto-Wand ist als schwarze Fläche vor dem TAPS Detektor dargestellt [Kra07].

Ball Detektor und Teile des TAPS Detektors.

Der TAPS Detektor ist vorrangig auf den Nachweis von Photonen ausgelegt, jedoch können auch geladene Teilchen und Neutronen nachgewiesen werden [Beh07]. Er ist ein ortsauflösendes Kalorimeter, also ein Detektor, der für eine Energiemessung konzipiert wurde und bestand vor der Modifikation mit dem  $PbWO_4$ -Array im wesentlichen aus 510 Szintillationsdetektoren ( $BaF_2$ -Kristalle) und einer dünnen vorgelagerten Wand, bestehend aus Plastikszintillatoren. Als Material für die 510 Szintillationsdetektoren wurde Bariumfluorid ( $BaF_2$ ) gewählt, da seine Eigenschaften den damaligen Anforderungen des TAPS Projekts entsprachen:

- gute Energieauflösung im Bereich von 10 MeV bis 1 GeV,
- gute Zeitauflösung (500 ps) für den Nachweis koinzidenter Photonen,
- weitere Möglichkeiten zur Teilchendifferenzierung, z.B. Pulsformanalyse.

Die  $BaF_2$ -Szintillationskristalle sind jeweils mit Photomultipliern (Sekundärelektronenvervielfacher) und deren Anschlüssen für die Spannungsversorgung zu sogenannten  $BaF_2$ -Modulen kombiniert worden. Abbildung 3.7 zeigt ein solches Modul. Die  $BaF_2$ -Kristalle haben eine hexagonale Form (sechseckige Grundfläche) mit einer Schlüs-



Abbildung 3.6: Foto: links im Bild ist der Crystal Ball Detektor mit Trärgestell zu sehen. Auf der rechten Seite erkennt man Teile des TAPS Detektors (Vetowand, einige  $BaF_2$ -Module und Teile der Auslese-Elektronik) [KPH08].

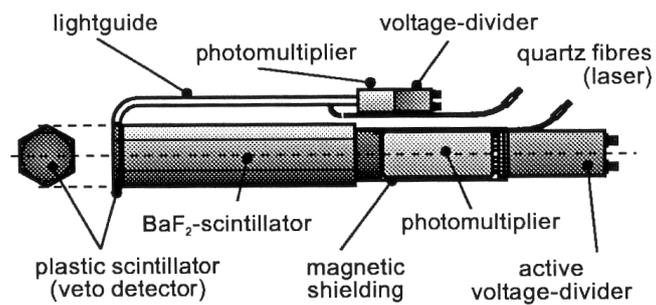


Abbildung 3.7: Prinzipieller Aufbau eines TAPS  $BaF_2$ -Moduls [Kra07]

### 3 Ein $PbWO_4$ -Array am CB/TAPS Experiment

selweite von 5,9 cm und besitzen eine Gesamtlänge von 25 cm. Diese Länge entspricht genau zwölf Strahlungslängen  $X_0$  (siehe Abschnitt 1.3). Alle Kristalle haben ein zylindrisches Endstück aus  $BaF_2$  mit einem Radius von 2,7 cm und einer Länge von 2,5 cm, welches optisch an einen Photomultiplier gekoppelt ist. Weitere Informationen über das  $BaF_2$ -Szintillatormaterial sind in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Vor jedem  $BaF_2$ -Kristall befindet sich ein sogenannter Veto-Detektor, ein Plastikszintillator mit der Funktion, elektrisch geladene von ungeladenen Teilchen zu unterscheiden. Die Veto-Detektoren besitzen die gleiche Grundfläche wie die  $BaF_2$ -Kristalle und haben eine Dicke von 0,5 cm. Ausgelesen werden die Veto-Signale durch Wellenlängenschieberfasern und Vielkanal-Photomultiplier.

## 3.2 Eigenschaften und Geometrie der $PbWO_4$ -Kristalle

In diesem Abschnitt wird ein Vergleich zwischen Bleiwolframat und Bariumfluorid gezogen, der ausgehend von der Beschreibung der  $BaF_2$ -Kristalle im TAPS Detektor die Vorteile von  $PbWO_4$  als Szintillatormaterial darstellt.

Die Abklingzeit der langsamen Komponente von Bariumfluorid beträgt zwar 620 ns, jedoch erstreckt sich der gesamte Impuls über 2  $\mu$ s. Eine Zeitinformation kann man aus dem Anstieg des Signals über einer gewissen Schwelle erhalten, der weitere Verlauf ist dafür irrelevant. Möchte man jedoch die Signale auch zur Energiemessung nutzen, muss man die Ladung des gesamten Pulses messen, also über die gesamte Dauer integrieren. Eine Zeit von 2  $\mu$ s entspricht eine Ereignisrate von 500 kHz, die man maximal mit den  $BaF_2$ -Kristallen auflösen könnte. Dies wäre die Rate, wenn die Signale exakt hintereinander einlaufen würden. In der Realität erweist sich dies jedoch als falsch, da die Signale auch überlappen können. Dadurch addieren sich die Signale teilweise und die Form wird verändert. Lässt man diesen sogenannten „Pile-Up“ in zehn Prozent der Fälle zu (so zeigt die Erfahrung mit der TAPS Auslese-Elektronik), ist die maximale Rate eines einzelnen  $BaF_2$ -Detektors auf etwa 50 kHz begrenzt.

Wie in Abschnitt 1.4.1 erwähnt, kann die Reemission von Szintillationslicht in abhängigkeit der Zeit mithilfe zweier Exponentialfunktionen beschrieben werden, die unterschiedliche Amplituden aufweisen und vor allem unterschiedliche Zeitkonstanten (siehe Gleichung 1.33) besitzen. Diese Abklingzeiten sind entscheidende Größen bei der Wahl eines Szintillators als Detektormaterial.

Eine weitere Zählratenbegrenzung erfährt der TAPS Detektor durch die verwendete NTEC Elektronik. Das System läuft im Common-Stop-Modus (engl.: gemeinsame Beendigung), d.h. die Informationen aller Kanäle werden aufgezeichnet bis ein Trigger-signal kommt. Wird aufgrund einer negativen Triggerentscheidung auf der ersten Ebene das Ereignis verworfen, so vergehen von Beginn der Aufzeichnung über die vollständigen Entladung der Kondensatoren bis zum Beginn des nächsten Zyklus' 2,7  $\mu$ s (internal fast clear). Dies begrenzt die Ereignisrate auf 370 kHz bei einer Totzeit von 100 %. Im Experiment werden jedoch etwa 50% Totzeitanteil zugelassen, was einer maximalen Ereignisrate pro Kristall von 185 kHz entspricht. Für Einzelheiten der Elektronik des TAPS Detektors siehe [Dre04].

Problematisch werden diese Limitierungen für die inneren Ringe des TAPS Detektors. Abbildung 3.8 zeigt, wie stark die Rate in einem einzelnen  $BaF_2$ -Kristall zum Inneren des Detektors hin zunimmt. Bei den Untersuchungen von Mesonen wie dem  $\eta$  bzw.  $\omega$  ist es jedoch nötig, mit hohen Strahlströmen Experimente durchzuführen, da

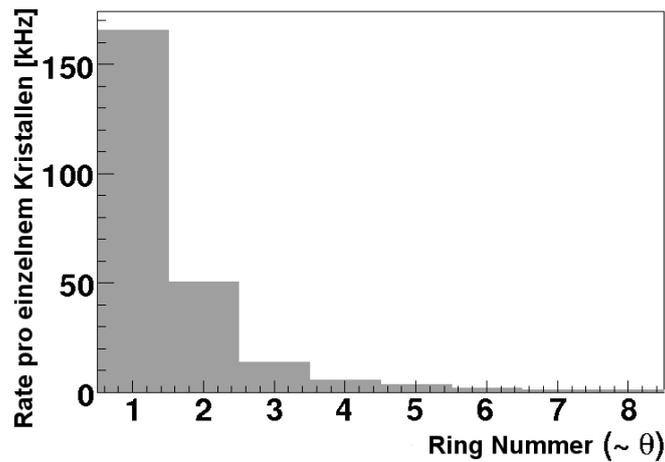


Abbildung 3.8: Ereignisrate in einzelnen  $BaF_2$ -Detektoren in Abhängigkeit des Abstandes zur Strahlachse [Kot08]

zum einen die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung klein sind und zum anderen man starke Einschränkungen für die Analyse der nachgewiesenen Mesonen setzt, z.B. die Bedingung des Zerfalls in einem Atomkern. Um in einer Strahlzeit von mehreren Wochen Dauer genügend Daten zur Untersuchung solcher Reaktionen sammeln zu können, waren Strahlintensitäten notwendig, die die Grenze der Ratenverträglichkeit der  $BaF_2$ -Detektoren überschritten.

Somit war es notwendig, im inneren Bereich des TAPS Detektors eine Verbesserung vorzunehmen. Als Lösung bot sich ein Array aus Bleiwolframat an, das mit einer verbesserten Ausleseelektronik den innersten Ring Bariumfluorid-Detektoren ersetzen sollte. In Tabelle 3.2 sind die physikalischen Eigenschaften von Bariumfluorid und Bleiwolframat im Vergleich aufgezeigt. Als Szintillationsmaterial hat letzteres mehrere Vorteile. Es besitzt eine recht hohe Dichte von  $8,3 \text{ g/cm}^3$ , was zusammen mit der Eigenschaft zwei Elemente hoher Ordnungszahlen (Pb-82, W-74) zu enthalten, zu einer kleinen Strahlungslänge von 0,9 cm und einem Molière-Radius von 2,0 cm führt. Aufgrund dieser Tatsache können kleinere Szintillationskristalle verwendet werden; die Ortsauflösung erhöht sich, da durch einen Kristall (siehe Abbildung 3.9) ein kleinerer Raumwinkel abgedeckt wird. Die Abklingzeiten der Lichtimpulse betragen in der schnellen Komponente 10 ns und in der langsamen 50 ns. Der Gesamtpuls ist auch deutlich kürzer: Man benötigt eine Integrationszeit zur Ladungsmessung von nur 200 ns anstatt  $2 \mu\text{s}$ .

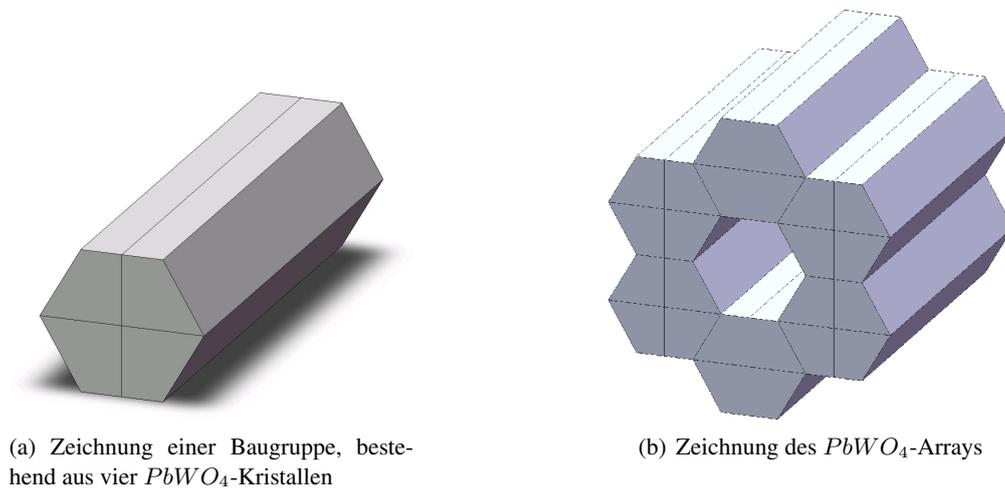
### 3.2 Eigenschaften und Geometrie der $PbWO_4$ -Kristalle



Abbildung 3.9: Bild eines verwendeten  $PbWO_4$ -Kristalls

	$PbWO_4$	$BaF_2$
Dichte $\rho$ [ $g/cm^3$ ]	8,3	4,89
Brechungsindex $n$	2,20	1,56
Strahlungslänge $X_0$ [cm]	0,89	2,05
Molière-Radius $r_m$ [cm]	2,00	4,3
Abklingzeit schnelle Komponente [ns]	10	0,7
Abklingzeit langsame Komponente [ns]	50	620
Emissionsmaximum schnelle Komponente [nm]	420	220
Emissionsmaximum langsame Komponente [nm]	560	310

Tabelle 3.2: Vergleich der physikalischen Eigenschaften von  $PbWO_4$  und  $BaF_2$  [Yao06]



(a) Zeichnung einer Baugruppe, bestehend aus vier  $PbWO_4$ -Kristallen

(b) Zeichnung des  $PbWO_4$ -Arrays

Abbildung 3.10: Zeichnungen der  $PbWO_4$ -Baugruppen

### 3.3 Inbetriebnahme

Die sechs  $BaF_2$ -Detektoren des innersten Ringes in TAPS sollten durch  $PbWO_4$ -Detektoren ersetzt werden, um höhere Ereignisraten bei Experimenten zu ermöglichen. In der Diskussion standen mehrere Vorschläge zur Geometrie der einzelnen Kristalle. Letztendlich entschied man sich, jeden einzelnen  $BaF_2$ -Kristall durch vier  $PbWO_4$ -Kristalle zu ersetzen. Zum einen war die Fertigung einfacher, da nur eine Kristallform hergestellt werden musste, zum anderen wurde so die Granularität des innersten Ringes vervierfacht und die Rate in einem  $BaF_2$ -Kristall auf vier  $PbWO_4$ -Kristalle verteilt. Des Weiteren ermöglicht eine symmetrische Anordnung der Kristalle eine einfachere Schauerrekonstruktion in der zukünftigen Analyse.

Die Gestaltung der Kristalle wurde mit der Software `SolidWorks Office` [Sol07] bewerkstelligt. Die Kristalle haben die Grundfläche eines rechtwinkligen Trapezes (siehe Abbildung 3.10); die Maße betragen 34,4 mm bzw. 17,1 mm für die parallelen Seiten und 29,8 mm bzw. 34,4 mm für die beiden anderen Seiten. Aus konstruktions-technischen Gründen wurden vier Kristalle zu einem Modul zusammengesetzt, das mit schwarzem Schrumpfschlauch (etwa  $200\mu\text{m}$  Dicke) umhüllt war. Jeder einzelner Kristall wurde an den Längsseiten und der Stirnseite mit einer  $70\mu\text{m}$  dicken Reflektorfolie VME 2000 der Firma 3M umhüllt. Dies diente einer möglichst guten Ausbeute des Szintillationslichtes. Zwischen die vier Kristalle und außen herum wurde  $20\mu\text{m}$  dicke Aluminiumfolie gelegt, die ein Übersprechen des Szintillationslichtes verhindern sollte, da die Reflektorfolie nicht ganz lichtdicht war. Durch eigens angefertigte Aufsätze wurden die vier Photomultiplier eines Moduls an ihrer Position gehalten. In Abbildung 3.11 sind sowohl die einzelnen Teile als auch ein fertig zusammengesetztes Modul mit Anschlüssen zu sehen.

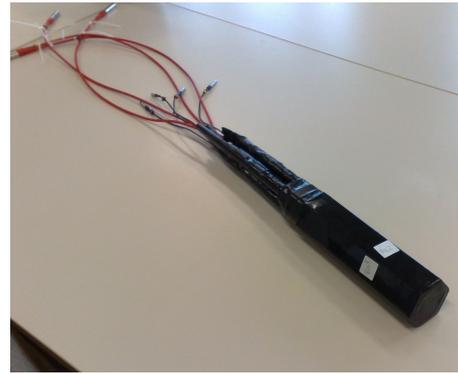
Zur Auslese der  $PbWO_4$ -Kristalle wurden Photomultiplier der Firma Photonis, Modell XP1911, verwendet [Pho08]. Sie hatten einen Durchmesser von 19 mm und besaßen 10 Dynoden, über welche die gesamte Spannung von maximal  $\pm 1900$  Volt geteilt wurde. Es wurden zwölf Photomultiplier mit positiver und zwölf mit negativer Hochspannung verwendet (siehe Tabelle A.2).

#### 3.3.1 Labor

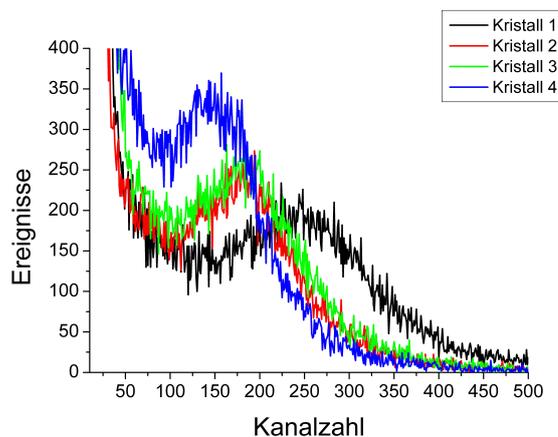
Nach erfolgtem Zusammenbau fanden Tests im Labor mit der kosmischen Höhenstrahlung statt. Es wurden geeignete Werte für die anzulegenden Hochspannungen erprobt



(a) einzelne Teile des Moduls

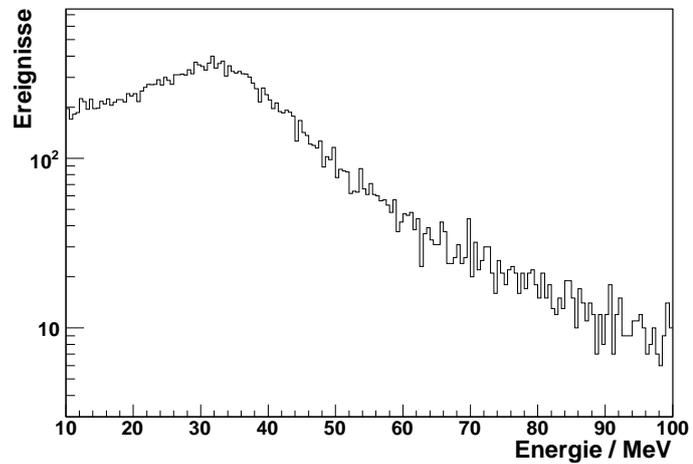
(b) zusammengesetztes  $PbWO_4$ -ModulAbbildung 3.11: Bilder eines  $PbWO_4$ -Moduls

und erste Energiespektren mithilfe der Höhenstrahlung aufgenommen. Verwendet wurde hierbei standardisierte Ausleseelektronik. Ein Modul aus vier  $PbWO_4$ -Kristallen nahm dabei selbsttriggernd Daten. In Abbildung 3.12 sind die aufgenommenen Spektren der vier Kristalle zu sehen. Der Peak der kosmischen Höhenstrahlung ist dabei jeweils deutlich zu erkennen.

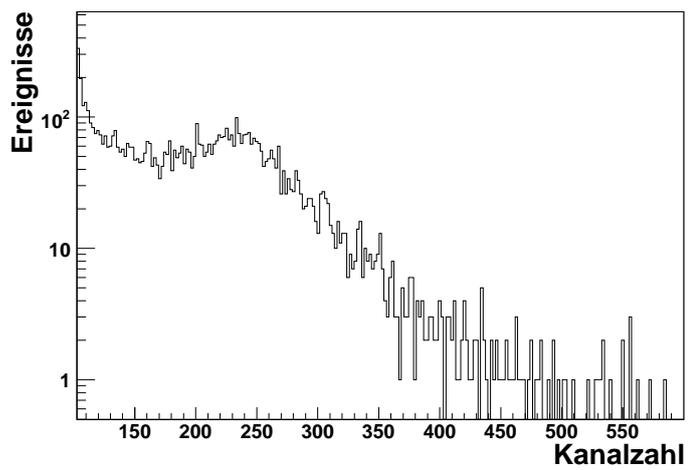
Abbildung 3.12: Energiespektren der kosmischen Höhenstrahlung von vier  $PbWO_4$ -Kristallen eines Moduls, aufgenommen im Labor

Gleichzeitig wurde mit GEANT4 die Energiespektren eines Moduls bei Beschuss mit hochenergetischer Höhenstrahlung simuliert. Für weiterführende Informationen zu GEANT4 siehe [GEA03]. Dabei wurde auf vorhandene Simulationen für TAPS  $BaF_2$ -Kristalle zurückgegriffen und die entsprechenden Parameter verändert [Kot08]. Eine

### 3 Ein $PbWO_4$ -Array am CB/TAPS Experiment



(a) Simulation



(b) Messung innerhalb des Experimentaufbaus

Abbildung 3.13: Vergleich zwischen Messung und Simulation der kosmischen Höhenstrahlung zur späteren Energieeichung (Energiespektrum eines  $PbWO_4$ -Kristalls)

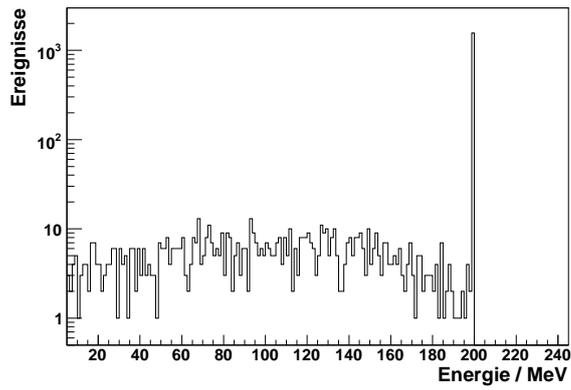
angepasste Simulation der kosmischen Höhenstrahlung im Energiebereich von 100 MeV - 10 GeV ergab im Mittel die Position des Höhenstrahlungspeaks bei 31,1 MeV. Ein solches Spektrum für einen Kristall ist in Abbildung 3.13 zu sehen. Der Wert des Peaks wird zur späteren Energiekalibrierung verwendet. Um die Brauchbarkeit der Simulationen zu ermitteln, wurden mit den gleichen Parametern die Höhenstrahlungsspektren von  $BaF_2$ -Kristallen erstellt. Mein simulierter Wert von 42,5 MeV des Höhenstrahlungspeaks deckt sich gut mit den Literaturwerten [Kot08]. Um in der späteren Analyse anhand von Energieverlustmessungen in den Kristallen und Zeitdifferenzen der Signale zu anderen Detektoren etwas über die Teilchensorte aussagen zu können, muss die maximale deponierbare Energie in einem Kristall bekannt sein. Hierzu wurden o.g. Simulationen verwendet, in denen monoenergetische Protonen die Kristalle längs durchquerten. Abbildung 3.14 zeigt die Spektren der deponierten Energie in einem einzelnen  $PbWO_4$ -Kristall für verschiedene Einschussenergien. Deutlich ist zu erkennen, dass bis 440 MeV der Großteil der Protonen ihre gesamte Energie im Kristall deponieren. Ab 445 MeV schrumpft dieser Anteil recht stark, so dass schon bei einer Energie von 500 MeV kein Teilchen mehr komplett gestoppt werden kann. Bei höheren Energien (ab 2 GeV) würde man deutlich den minimal ionisierenden Peak bei etwa 200 MeV erkennen. Die ermittelten Werte für die maximal deponierbare Energie von Protonen belaufen sich für  $BaF_2$  auf 387,5 MeV und für  $PbWO_4$  auf 440 MeV.

#### 3.3.2 Experiment

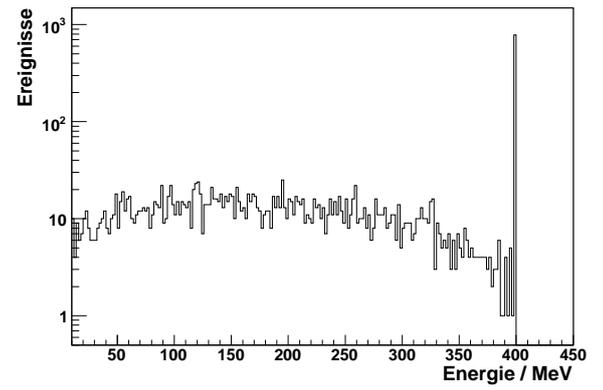
Die Ausleseelektronik bestand im Kern aus einem Multi-Hit-TDC v1190 der Firma CAEN zur Zeitmessung und einem Dual Range QDC V965 ebenfalls von CAEN, der über Ladungsintegration eine Energiemessung erlaubte [Dre08]. Die analogen Signale der Photomultiplier liefen zuerst in einen Splitter, der das aktive Signal zum Constant-Fraction-Discriminator (CFD) weiterleitete. Hat das Signal eine entsprechende Größe, wird ein digitales Signal an den TDC weitergeleitet. Das andere Signal des Splitters läuft durch ein Verzögerungsmodul von 500 ns zum QDC. TDC und QDC sind jeweils mit der Triggerbox verbunden.

Der Trigger in der Strahlzeit bestand aus zwei Komponenten: Der Energiesumme im Crystal Ball und der Multiplizität. Für die Energiesumme im Crystal Ball wurde eine Schwelle von 300 MeV eingestellt. Die Schwelle wurde deshalb so hoch gewählt, da in dieser Strahlzeit nach  $\omega$ -Mesonen mit einer Ruhemasse von  $782 \text{ MeV}/c^2$  gesucht wurde. Die Szintillatoren der Detektoren Crystal Ball und TAPS sind in Segmente unterteilt. Die Multiplizität beschreibt, wie viele Segmente ein Signal ausgegeben haben.

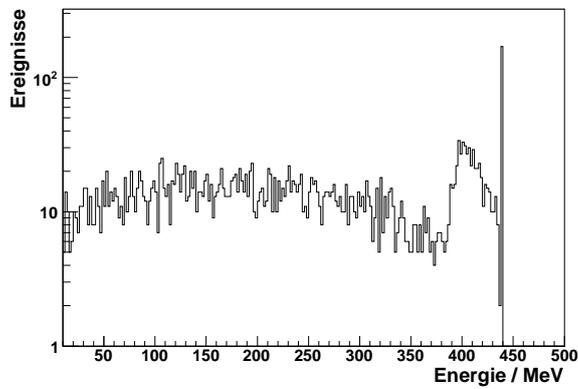
### 3 Ein $PbWO_4$ -Array am CB/TAPS Experiment



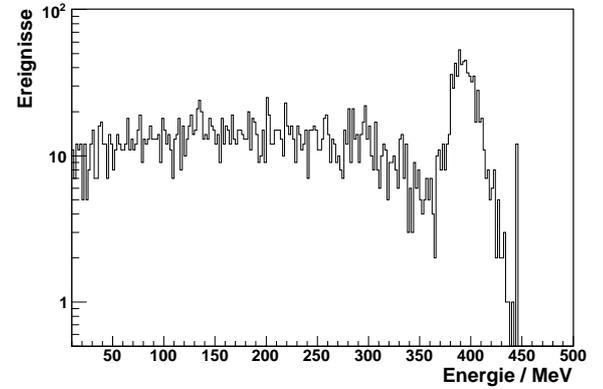
(a)  $E_p=200$  MeV



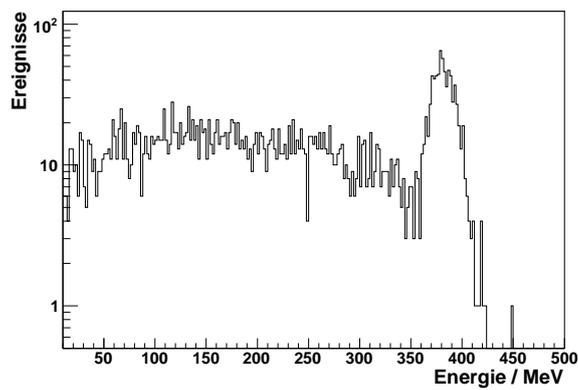
(b)  $E_p=400$  MeV



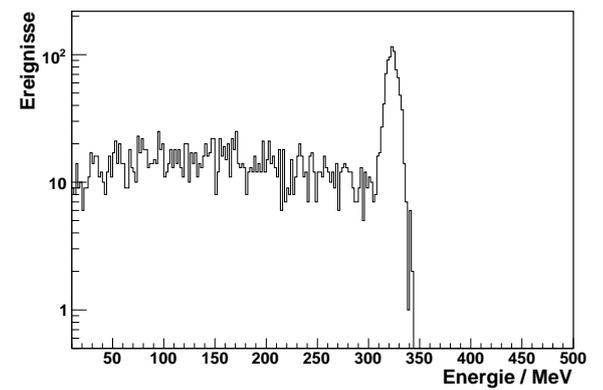
(c)  $E_p=440$  MeV



(d)  $E_p=445$  MeV



(e)  $E_p=450$  MeV



(f)  $E_p=500$  MeV

Abbildung 3.14: Deponierte Energie von Protonen in einem  $PbWO_4$ -Kristall bei unterschiedlichen Einschussenergien (Simulation)

Für eine Multiplizität von größer gleich drei wurde jedes Ereignis in Betracht gezogen. Für Multiplizitäten gleich zwei wurde jedoch nur jedes dritte Ereignis gewählt. Das Experiment wurde vom 22. April bis 13. Mai 2008 durchgeführt. Die komplette Messdauer betrug 482 Stunden davon 360 Stunden effektiv, d.h. reine Produktionsdatennahme.

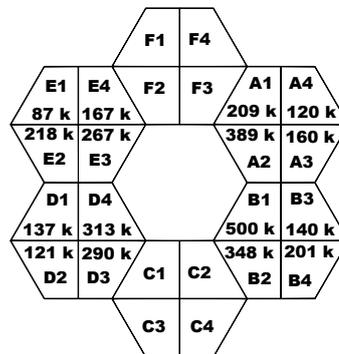
In dieser Strahlzeit wurden insgesamt ca. 1,6 Terabyte Daten aufgenommen. Die wichtigsten Parametereinstellungen für das Experiment sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt.

Target	Niob
Strahlenergie (MAMI)	1508 MeV
Strahlstrom	ca. 12 nA
Energiebereich Photonen (getaggt)	800 MeV bis 1402 MeV
aktive Taggerkanäle	225
Triggerbedingungen	Energiesumme (Schwelle): 300 MeV Multiplizität $\geq 3 \rightarrow$ jedes Ereignis Multiplizität $\geq 2 \rightarrow$ jedes 3. Ereignis
Messdauer in Stunden (effektiv)	ca. 360
Datenmenge	1600 GB

Tabelle 3.3: Parameter und Daten zur Strahlzeit



(a) Das  $PbWO_4$ -Array eingebaut in die TAPS Wand



(b) Zählraten einzelner  $PbWO_4$ -Kristalle im Strahlbetrieb (Strahlstrom 12 nA)

Abbildung 3.15: Das  $PbWO_4$ -Array

Während des Experimentes wurde ein unterschiedlicher Elektronen-Strahlstrom verwendet. Es zeigte sich jedoch, dass bei 12 nA die besten Resultate für die angestrebte Messung des  $\omega$ -Mesons in Kernmaterie erzielt wurden. Wie sich herausstellte, bestand eine Randbedingung darin, die Raten im zweiten TAPS Ring nicht zu hoch werden zu

Nummer	Name	2	4	6	10	12	15
		[nA]	[nA]	[nA]	[nA]	[nA]	[nA]
1	A1	60	82	107	190	214	230
2	A2	129	171	250	353	395	432
3	A3	49	65	78	144	167	188
4	A4	52	57	64	108	126	146
5	B1	196	263	322	422	505	517
6	B2	165	169	189	312	353	394
7	B3	39	46	71	131	152	170
8	B4	94	98	106	180	209	238
13	D1	40	47	72	132	154	171
14	D2	34	42	66	117	136	151
15	D3	135	139	157	269	311	329
16	D4	94	120	184	298	342	357
17	E1		33	51	90	104	108
18	E2		74	117	202	229	232
19	E3		60	86	156	178	203
20	E4		110	167	257	287	299

Tabelle 3.4: Ereignisraten der einzelnen  $PbWO_4$ -Detektoren bei unterschiedlichem Strahlstrom

lassen. Darum wurden die meisten Daten mit 12 nA Strahlstrom genommen.

Abbildung 3.15 a) zeigt das Bleiwolframat-Array eingebaut in die TAPS Wand, Blick in Strahlrichtung. In Abbildung 3.15 b) sind die Bezeichnungen der einzelnen Kristalle und die Raten bei 12 nA Strahlstrom angegeben. Die Tabellen A.2 und 3.4 geben einen Überblick über die verwendeten Schwellen am CFD und die Raten in den einzelnen Kristallen bei unterschiedlichen Strahlströmen. Es konnten nur 16 der 24 Kristalle aufgelistet werden, da keine weiteren Scaler zur Verfügung standen. Wie man erkennt, sind die Raten selbst bei 15 nA noch im Bereich des Verträglichen für die Elektronik.

### 3.4 Erste Ergebnisse

Zur Unterscheidung von geladenen Teilchen kann man eine Flugzeitanalyse anwenden. Hierbei wird die Flugzeit der Teilchen (Zeitdifferenz zweier Detektoren) gegen die deponierte Energie im zweiten Detektor aufgetragen. Abhängig von ihrer Geschwindigkeit deponieren die Teilchen dabei unterschiedlich viel Energie, wie in den Abschnitten 3.3.1 und 3.3.1 erläutert wurde. Bei den auftretenden Energien kann man Protonen von minimal ionisierenden Teilchen wie Pionen und Elektronen unterscheiden.

Die Analyse wurde mit der Software AcqRoot durchgeführt, die es erlaubt alle aufgezeichneten Daten der einzelnen Detektoren des CB/TAPS-Experimentes miteinander in Beziehung zu setzen [Ann07].

Der erste Schritt einer zukünftigen Analyse der Daten aus der Strahlzeit besteht aus

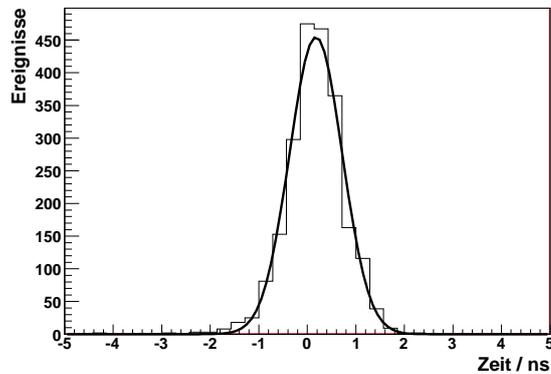


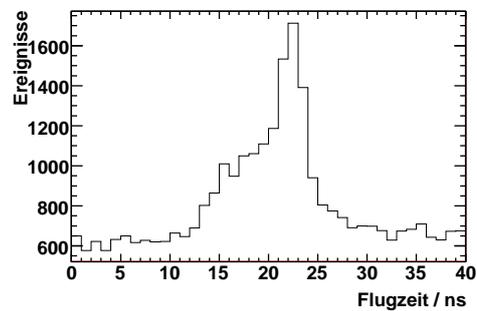
Abbildung 3.16: Spektrum der Zeitdifferenz bei gleichzeitigem Ansprechen zweier benachbarter  $PbWO_4$ -Kristalle

einer Zeitkalibrierung, damit die verschiedenen Zeitinformationen der einzelnen Kristalle vergleichbar werden. Somit konnten für diese Arbeit nur Daten einzelner  $PbWO_4$ -Kristalle verwendet werden. Aufgrund des frühen Stadiums der Analyse war es jedoch nicht möglich, Protonen über die Flugzeit-Methode eindeutig zu identifizieren. Dennoch zeigen erste Spektren vielversprechende Möglichkeiten. In Abbildung 3.16 ist die Zeitdifferenz zweier benachbarter  $PbWO_4$ -Kristalle (A3 und A4) dargestellt. Sprachten beide Detektoren sowie der Veto davor an, wurde die Zeitdifferenz gebildet. Die x-Achsenunterteilung entspricht 286 ps/Unterteilung. Der Fit mit einer Gaußfunktion ergab eine volle Halbwertsbreite (FWHM) von  $(1,3 \pm 0,023)$  ns und einen Mittelwert von  $(0,18 \pm 0,012)$  ns. Somit ist eine gute Zeitauflösung gegeben.

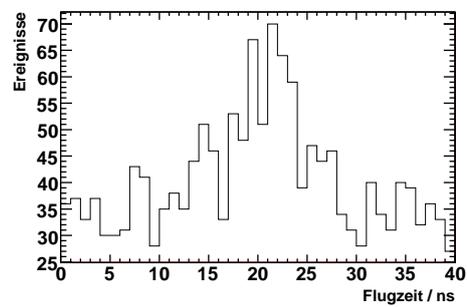
Schaut man sich die Flugzeit eines Teilchens an, das ein Signal in einem  $PbWO_4$ -Kristall ausgelöst hat, so erkennt man, abhängig, ob ein Signal des Vetos verlangt wurde oder nicht, verschiedene Strukturen. Das Spektrum der Flugzeit ohne Veto-Bedingung zeigt bei etwa 22 ns einen Peak, der von Photonen herrührt. Zu kleineren Zeiten hin erkennt man einen Betrag der von geladenen Teilchen kommt, die sich klarerweise langsamer bewegen; mdie Zeitrichtung ist von positiven zu negativen Werten hin. Verlangt man die Bedingung, dass der Veto vor dem  $PbWO_4$ -Kristall ein Signal geliefert hat, so verschwindet der prompte Peak der Photonen. Die restliche Peakstruktur kann

### 3 Ein $PbWO_4$ -Array am CB/TAPS Experiment

geladenen Teilchen zugeordnet werden, höchstwahrscheinlich Protonen. Somit ist eine Protonenidentifikation möglich.



(a) Flugzeit ohne Veto-Bedingung



(b) Flugzeit mit Veto-Bedingung

Abbildung 3.17: Spektren der Flugzeit ohne und mit Veto-Bedingung

## 4 Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Arbeit präsentiert und diskutiert. Es schließt sich ein Ausblick an.

### 4.1 Ergebnisse der Effizienzbestimmung

Als Ergebnis ist eindeutig festzustellen, dass der Aerogel-Schwellen-Čerenkov-Detektor zur Unterscheidung der Pionen/Elektronen von Protonen am CBELSA/TAPS Experiment in Bonn nutzbar ist. Mit einer Effizienz von 98,8% für den Nachweis von Elektronen und 99,5% für den Nachweis geladener Pionen erfüllt er die Voraussetzungen des Experimentes. Zu beachten ist jedoch, dass nur ein kleiner Teil der aktiven Fläche vom Strahl ausgeleuchtet, so dass eine Aussage über die Effizienz bei Ausleuchtung der gesamten aktiven Fläche nicht unbedingt möglich ist.

Abschließend kann man sagen, dass es nur teilweise möglich ist, den Auftreffort eines Teilchens mithilfe des Čerenkov-Detektors zu rekonstruieren. Erschwerend wirken hierbei die diffusen Reflektionen an den Wänden und die Rayleigh-Streuung innerhalb des Aerogels.

### 4.2 Ergebnisse des Einsatzes des $PbWO_4$ -Arrays

Die Strahlzeit diente dazu, an einem Nb-Target mögliche In-Medium-Modifikationen des  $\omega$ -Mesons zu untersuchen. Dabei war es notwendig, eine hohe Produktionsrate von  $\omega$ -Mesonen zu erzielen. Mit oben genannten Raten wurden im Durchschnitt über alle gesammelten Daten etwa 200  $\omega$ -Mesonen pro Stunde produziert und detektiert. Zum Vergleich ist eine Messung am CBELSA/TAPS Experiment in Bonn zur gleichen Fragestellung anzuführen [Trn06]. Hier wurden im Energiebereich der getagten Photonen

#### 4 Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

von 900-1400 MeV etwa sieben  $\omega$ -Mesonen pro Stunde erzeugt und nachgewiesen. Somit liegt die Produktionsrate um eine Größenordnung höher. Dies konnte nur realisiert werden, da das konstruierte  $PbWO_4$ -Array eine deutlich höhere Ratenverträglichkeit aufwies und somit höhere Strahlströme ermöglichte.

Erste Spektren des Arrays wurden gezeigt. Aufgrund des frühen Zeitpunkts in der Analyse der aufgenommenen Daten war es jedoch nur möglich, geladene Teilchen über die Flugzeit zu identifizieren, die allerdings von Protonen dominiert werden. Somit gelang eine Protonenidentifikation indirekt. Die Zeitauflösung der Kristalle ist recht gut, was eine Grundlage für weitere Analysen legt.

### 4.3 Ausblick

Für das CBELSA/TAPS-Experiment in Bonn ist ein baugleiches Array aus  $PbWO_4$ -Kristallen vorgesehen, um auch dort höhere Produktionsraten von  $\omega$ -Mesonen zu realisieren. Der Einbau wird voraussichtlich im Herbst diesen Jahres erfolgen.

Für das CB/TAPS-Experiment in Mainz ist der Austausch des zweiten  $BaF_2$ -Ring des TAPS Detektors durch Bleiwolframat-Kristalle ebenfalls in Planung, da die Limitierung der Strahlströme momentan durch die hohen Ereignisraten im zweiten TAPS-Ring gegeben ist.

# Literaturverzeichnis

- [Aer04] Internetseiten des Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California, <http://eetd.lbl.gov/ECS/aerogels/sa-working.html>, 2004
- [Ann07] J. R. M. Annand; *Data analysis within an AcquRoot Framework*; zu finden unter <http://nuclear.gla.ac.uk/>, University of Glasgow, 2007
- [Bäh05] J. Bähr et al.; *Silica aerogel radiators for bunch length measurements*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 538, 2005, S. 597-607
- [Bem03] Bergmann Schäfer; W. Raith (Hrsg.); *Lehrbuch der Experimentalphysik-Bestandteile der Materie*; 2. Auflage, deGruyter, Berlin, 2003
- [Beh07] H. Berghäuser; *Untersuchung des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls und Bestimmung des  $\eta$ -Formfaktors mit CB/TAPS @ MAMI*; Diplomarbeit, Universität Gießen, 2007
- [Bet07] K. Bethge, G. Walter, B. Wiedemann; *Kernphysik*; 3. Auflage, Springer, Berlin, 2007
- [Can74] M. Cantin et al.; *Silica Aerogels used as Cherenkov Radiators*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 118, 1974, S. 177-182
- [Čer58] P. Čerenkov; *Radiation of particles moving at a velocity exceeding that of light, and some possibilities for their use in experimental physics*; Vorlesung zur Verleihung des Nobelpreises, 1958
- [Dre04] P. Drexler; *Entwicklung und Aufbau der neuen TAPS-Elektronik*; Dissertation, Universität Gießen, 2004
- [Dre08] P. Drexler; *Private Kommunikation*, 2008

## Literaturverzeichnis

- [Frö08] I. Fröhlich et al.; *A general purpose trigger and readout board for HADES and FAIR experiments*; IEEE Transactions in Nuclear Science, 55, 2008, S. 59-66
- [GEA03] GEANT4 Kollaboration; *GEANT4 - a simulation toolkit*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 506,3, 2003, S. 250-303
- [Gru93] C. Grupen; *Teilchendetektoren*; BI Wissenschaftsverlag, Mannheim, 1993
- [GSI08] Internetseiten der GSI, Darmstadt, <http://www.gsi.de/>, 2008
- [Low07] Internetseiten der Low Temperature Physics Group, Northwestern University, Chicago, <http://spindry.phys.northwestern.edu/agellab.htm> , 2007
- [HAD08] Internetseiten der HADES-Kollaboration, <http://www-hades.gsi.de/>, 2008
- [Hun07] A. Hunt, M. Ayers; *History of Silica Aerogels*; zu finden unter <http://eande.lbl.gov/ECS/Aerogels>, 2007
- [Jac06] J. D. Jackson; *Klassische Elektrodynamik*; 4. Auflage, deGruyter, Berlin, New York, 2006
- [Kle05] K. Kleinknecht; *Detektoren für Teilchenstrahlung*; 4. Auflage, Teubner, Wiesbaden, 2005
- [Kot08] M. Kotulla; *Private Kommunikation*, 2008
- [KPH08] Internetseiten des Instituts für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, <http://www.kph.uni-mainz.de>, 2008
- [Kra07] D. Krambrich; *Aufbau des Crystal Ball-Detektorsystems und Untersuchung der Helizitätsasymmetrie in  $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$* ; Dissertation, Universität Mainz, 2007
- [Kru95] B. Krusche; *Photoproduction of  $\pi^0$  and  $\eta$  mesons from nucleons and nuclei in the second resonance region*; Dissertation, Universität Gießen, 1995
- [Kus07] T. Kuske; *Private Kommunikation*, 2007

- [Lab08] Internetseiten der Firma Labsphere; <http://www.labsphere.com/productdetail.aspx?id=232>, 2008
- [Mat07] S. Materne; *Ein Aerogel-Čerenkov-Detektor für das CBELSA/TAPS-Experiment*; Diplomarbeit, Universität Bonn, 2007
- [Mus88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger; *Kern und Elementarteilchenphysik*; VCH, Weinheim, 1988
- [Nap99] E. Nappi et al.; *Aerogel and its applications to RICH detectors*; ICFA Instruments Bulletin, zu finden unter <http://www.slac.stanford.edu/pubs/icfa/fall98/paper3/paper3.html>, 1999
- [Nuc08] Internetseiten der Nuclear Physics Group, University of Glasgow, <http://nuclear.gla.ac.uk/>, 2008
- [Pfe98] M. Pfeiffer; *Ansprechverhalten von BaF<sub>2</sub> Szintillationsdetektoren für nieder- und hochenergetische Photonen*; Diplomarbeit, Universität Giessen, 1998
- [Pho08] Photonis; *Product Specifications Photomultiplier XP1911*; zu finden unter <http://www.photonis.com/medical/products/>, 2008
- [Pov04] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche; *Teilchen und Kerne*; 6. Auflage, Springer, Berlin, Heidelberg, 2004
- [Sol07] Internetseiten von SolidWorks; <http://www.solidworks.de/pages/products>, 2007
- [Spr07] B. Spruck; *Private Kommunikation*, 2007
- [Spr08] B. Spruck; *Optimierung des Pionenstrahls zum HADES Detektor und Bestimmung des  $\eta$ -Formfaktors in Proton-Proton Reaktionen bei 2.2 GeV*; Dissertation, Universität Gießen, 2008
- [Trn06] D. Trnka; *Investigation of in-medium modifications of the  $\omega$  meson in photonuclear reactions*; Dissertation, Universität Gießen, 2006
- [Unv04] M. Unverzagt; *Energieeichung des Crystal Ball Detektors am MAMI*; Diplomarbeit, Universität Mainz, 2004
- [Wik08] Wikipedia; <http://de.wikipedia.org/wiki/Bragg-Kurve>, 2008

*Literaturverzeichnis*

- [Yao06] W.-M. Yao et al.; *Review of Particle Physics*; Journal of Physics G  
33,1 2006

# A Anhang

A Anhang

Nummer	Marke	Hochspannung [kV]
1	Burle	-2,78
2	Burle	-2,82
3	Burle	-2,47
4	Philips	+2,58
5	Burle	-2,70
6	Burle	-2,75
7	Philips	+2,49
8	Philips	+1,87
9	Philips	+2,70
10	Philips	+2,91
11	Philips	+2,82
12	Burle	-2,76

Tabelle A.1: Angelegte Hochspannung der Photomultiplier des Čerenkov-Detektors

Nummer	Bezeichnung	Hochspannung [V]	Schwelle	Schwelle
			am CFD [mV] 5 nA Strahlstrom	am CFD [mV] 12 nA Strahlstrom
1	A1	-1629	23	27
2	A2	-1670	20	23
3	A3	-1569	27	31
4	A4	-1580	27	31
5	B1	-1685	23	27
6	B2	-1659	30	34
7	B3	-1599	19	23
8	B4	-1630	27	311
9	C1	+1311	20	23
10	C2	+1235	24	28
11	C3	+1435	23,5	31
12	C4	+1429	20	27
13	D1	+1154	20	24
14	D2	+1189	20	24
15	D3	+1294	34	38
16	D4	+1181	20	23
17	E1	+1340	19	23
18	E2	+1159	19	23
19	E3	+1420	19	23
20	E4	+1454	12	16
21	F1	-1605	22	25
22	F2	-1700	19	12
23	F3	-1700	22	26
24	F4	-1701	22	26

Tabelle A.2: Daten der einzelnen  $PbWO_4$ -Detektoren

# Danksagung

Mein Dank gilt an erster Stelle all denen, die es mir ermöglicht haben, diese Diplomarbeit zu verfassen. Das angenehme Miteinander in der gesamten Arbeitsgruppe war ein Schlüssel zum Erfolg. Vielen Dank!

Meinem Betreuer Prof. Dr. Volker Metag möchte ich meinen Dank für die Bereitstellung dieser Arbeit aussprechen; es warteten immer neue Herausforderungen auf mich, die es zu bewältigen galt und mich im positiven Sinne forderten und förderten.

Des Weiteren möchte ich mich bei Björn bedanken, der für die vielen aufkommenden Fragen stets die Antworten finden musste, und dies auch tat.

Christian möchte ich für die interessanten Diskussionen in unserem Büro danken, auch wenn sie oft nicht direkt die Physik betrafen.

Michaela und Henning möchte ich für die Unterstützung in allen Fragen zum Bleiwolframat-Array, während den Strahlzeiten in Mainz und bei der Auswertung der Daten danken.

Karoly danke ich für Hilfe bei Software-Problemen und für immer neue Ideen zur Herangehensweise an bestimmte Probleme.

Meinem Vater, Björn und Esther möchte ich für das Korrekturlesen meinen herzlichen Dank aussprechen, ohne euch wäre diese Arbeit kaum lesbar.

Zum Schluss möchte ich meiner Freundin Christine danken, dass sie mir in der recht anstrengenden Zeit zur Seite stand sowie für all die anderen großen und kleinen Dinge.



# Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst habe. Es wurden außer den in dieser Arbeit genannten Quellen und Hilfsmitteln keine Weiteren verwendet.

Diese Arbeit und die in ihr gezeigten Ergebnisse wurden bisher keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Stefan Friedrich  
Gießen, August 2008