

**Untersuchungen zur Energieauflösung des
zentralen Szintillationsdetektors des BGO-OD
Experiments**

David Spülbeck

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

Juli 2018

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn,
Datum

.....
Unterschrift

- 1. Gutachter: Prof. Dr. Hartmund Schmieden
- 2. Gutachterin: Priv.-Doz. Dr. Elisabeth Soergel

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	BGO-OD Experiment	3
2.1	Aufbau des BGO-OD Experiments	3
2.1.1	Elektronen Beschleuniger	4
2.1.2	Umwandlung der Elektronen in einen Photonenstrahl	4
2.1.3	Die Detektoranlage	4
3	Physikalische Hintergründe	7
3.1	Bethe-Bloch Gleichung	7
3.2	Szintillationsdetektor	8
3.2.1	Szintillator	8
3.2.2	Photomultiplier	11
3.2.3	Elektronische Auslese	12
3.2.4	Energieauflösung	13
3.3	Kosmische Strahlung	13
4	Untersuchungen des Detektros	15
4.1	Signale der PMT	16
4.2	Abschwächlänge	19
4.3	Energieauflösung	22
4.4	Signale des Barrel Detektors	26
4.5	Grosser PMT vs Barrel PMT	28
4.6	Vergleich zweier Auslesemodule	31
5	Fazit und Ausblick	35
	Literatur	37
	Abbildungsverzeichnis	39
	Tabellenverzeichnis	41

Einleitung

In der Physik versucht man die uns umgebende Natur mit Hilfe mathematischer Modelle zu beschreiben. Ein umfangreiches Forschungsgebiet beschäftigt sich daher mit der Frage wie Materie aufgebaut ist. Recht früh prägte sich der Begriff des Atoms, eines scheinbar unteilbaren, kugelförmigen Teilchens, das in seiner Vielzahl z.B. ein Gas oder Festkörper bildet. Mit der Zeit erkannte man, dass Atome eine Substruktur besitzen. Man unterschied zwischen dem Atomkern, der aus Protonen und Neutronen besteht, und den Elektronen, die auf einer Art Hülle den Kern umgeben. Zu diesem Zeitpunkt ging man davon aus, dass Elektronen, Protonen und Neutronen elementar sind und nicht aus noch kleineren Teilchen bestehen. Auf Grund der technischen Fortschritte war es jedoch möglich immer größere Teilchenbeschleuniger zu bauen, mit denen Teilchen immer höherer Energien auf einander geschossen werden konnten. Mit solchen hohen Energien war es möglich eine Substruktur der Protonen und Neutronen aufzulösen und man erkannte, dass sie aus drei sogenannten Quarks bestehen, die durch die starke Wechselwirkung zusammen gehalten werden. Schnell wurde das Standardmodell der Elementarteilchenphysik entwickelt, nach dessen Prinzipien das Verhalten aller elementarer Teilchen bis heute am besten verstanden wird. Dennoch weichen hin und wieder die Ergebnisse der Experimentalphysik von den Vorhersagen des Standardmodells ab. Beispielsweise stimmen die Anregungszustände von Protonen und Neutronen noch nicht so präzise mit ihren Vorhersagen des Standardmodells überein, wie es beispielsweise bei den Messergebnissen in der Atomphysik der Fall ist. Am BGO-OD Experiment in Bonn werden diese Anregungszustände der Protonen und Neutronen, die durch die Wechselwirkung mit hochenergetischer Photonen entstehen, untersucht. Viele Detektoren können hier die angeregten Zustände oder ihre Zerfallsprodukte nachweisen. Besonders in Richtung des Photonenstrahls ist eine präzise Messung möglich.

Von großer Wichtigkeit ist nicht nur die Bestimmung der Geschwindigkeit oder der Gesamtenergie eines Teilchens, sondern auch seine Identifikation. In einem großen Winkelbereich um den Kollisionspunkt herum ist dafür ein Szintillationsdetektor zuständig. Allerdings ist seine Energieauflösung aktuell noch ausbaufähig, denn es kann zwar zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen separiert werden, es ist jedoch nicht möglich geladene Pionen von Protonen zu unterscheiden. Deshalb werden in dieser Arbeit Untersuchungen zur Energieauflösung dieses zentralen Szintillationsdetektors vorgenommen, um eine mögliche Ursache der suboptimalen Energieauflösung zu finden.

Der weitere Verlauf ist folgendermaßen gegliedert: Zunächst wird das BGO-OD Experiment und sein Aufbau etwas genauer vorgestellt. Anschließend folgt eine Zusammenfassung wichtiger physikalischer Hintergründe, auf denen die nachfolgenden Untersuchungen basieren. Als nächstes werden die einzelnen Untersuchungen in ihrem Aufbau und ihrer Auswertung detailliert beschrieben. Dabei werden systematisch die einzelnen Bauteile des Szintillationsdetektors nach einander studiert, um einen Fehler einzelner

Bestandteile bestimmen zu können. Abschließend werden alle wichtigen Ergebnisse in einem Fazit zusammengefasst.

BGO-OD Experiment

Das BGO-OD Experiment in Bonn untersucht grundlegend die Natur der Hadronen. Dazu werden hoch energetischen Photonen aus dem Elektronenstrahl der Beschleuniger Anlage ELSA gewonnen und auf Nukleonen gelenkt. Durch elektromagnetische Wechselwirkung werden die Nukleonen angeregt und zerfallen anschließend unter Emmission von mehreren Teilchen in einen großen Winkelbereich. Diese emittierten Teilchen können entweder direkt detektiert oder durch ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Zur Teilchenidentifikation sind verschiedene Detektoren notwendig. Diese müssen möglichst den gesamten Raumwinkel abdecken (BGO-Ball). Da Informationen über die Teilchen, welche mit einem großen Vorwärtsimpuls emittiert werden, von großem Interesse sind, ist dort eine präzise Impulsauflösung ebenfalls notwendig (OD). Im folgenden wird ein kurzer Überblick über den Aufbau des Experiments und die einzelnen Detektoren gegeben.

2.1 Aufbau des BGO-OD Experiments

Der experimentelle Aufbau kann in drei Teile gegliedert werden: den Elektronen Beschleuniger, die Umwandlung der Elektronen in einen Photonenstrahl mit anschließendem Beschuss der Nukleonen und

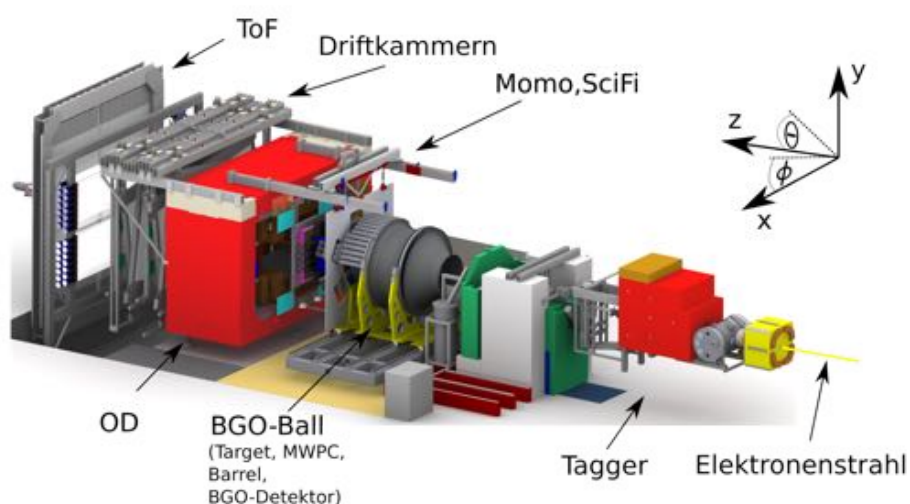


Abbildung 2.1: Aufbau des BGO OD Experiments [1]

die Detektoranlage. Letztere kann in das Vorwärtsspektrometer und den zentralen BGO-Ball unterteilt werden. Zur genaueren Beschreibung wird folgendes Koordinatensystem verwendet: in \hat{z} Richtung verläuft der Photonenstrahl, die \hat{y} -Achse ist senkrecht nach oben orientiert und die \hat{x} -Achse zeigt horizontal von dem Strahl weg. Weiterhin wird der Winkel zwischen \hat{z} und \hat{y} Orientierung mit θ und der zwischen der \hat{x} und \hat{y} - Orientierung mit ϕ bezeichnet.

2.1.1 Elektronen Beschleuniger

Der Elektronen Beschleuniger wird auch **Elektronen Strecher Anlage (ELSA)** genannt und besteht aus drei Subbeschleunigern. Zunächst werden die Elektronen in einem kleinen Linearbeschleuniger auf eine Energie von einigen MeV gebracht. Anschließend gehen sie in das sogenannte *booster synchrotron*¹ über. Hier findet die Vorbeschleunigung auf eine kinetische Energie von bis zu 1,6 GeV statt, damit sie schließlich im *stretching ring*² auf ein Energiemaximum von bis zu 3,5 GeV beschleunigt werden können. Der Elektronenstrahl wird in zwei große Experimente, das Crystal Barrel- und das BGO-OD-Experiment, sowie in einen Bereich für Detektortests gelenkt.

2.1.2 Umwandlung der Elektronen in einen Photonenstrahl

Die Elektronen kommen am BGO-OD Experiment an und treffen zunächst auf einen Radiator, wo sie an den Atomkernen seiner gitterartigen Festkörperstruktur streuen und einen Teil ihrer Energie in Photonen umwandeln (Bremsstrahlung). Während die Photonen in Vorwärtsrichtung ungehindert emittiert werden, erfahren die Elektronen eine Richtungsänderung, weil sie von einem Magnetfeld abhängig von ihrer übrigen Energie abgelenkt werden. Über den Krümmungsradius dieser Ablenkung wird die verbleibende Energie der Elektronen bestimmt. Aus der Energiedifferenz der Elektronen vor und nach dem Radiator ergibt sich die Energie der einzelnen Photonen. Dieser Teil wird *Tagger*³ genannt.

Der Photonenstrahl trifft auf das sogenannte *Target*⁴. Dieses kann sowohl Wasserstoff, als auch Deuterium sein. Aus der Schwerpunktsenergie des Photons und des getroffenen Nukleons entstehen seine Anregungszustände und deren Zerfallsprodukte, die in alle Richtungen emittiert werden [1].

2.1.3 Die Detektoranlage

Vorwärtsspektrometer

Teilchen, die vorwärts in einem Raumwinkelbereich um die \hat{z} -Achse von $\theta \in [-8^\circ; 8^\circ]$ und $\phi \in [-12^\circ; \pm 12^\circ]$ emittiert werden, passieren das Vorwärtsspektrometer. Dieses besteht aus zwei Ortsdetektoren vor einem offenen Dipolmagneten, den nachfolgenden acht Driftkammern und dem abschließenden Szintillationsdetektor zur Zeitmessung.

Die beiden Ortsdetektoren MOMO (**M**onitor of **M**esonic **O**bservables)⁵ und SciFi (**S**cintillating **F**ibres)⁶ können zusammen die Flugbahn passierender Teilchen rekonstruieren. Geladene Teilchen werden anschließend von einem **Open Dipole**⁷, welcher den zweiten Teil der Betitelung des Experiments (**..-OD**)

¹ de. Beschleunigungssynchrotron

² de. Dehnungsring

³ de. "to tag"markieren

⁴ de. Zielobjekt

⁵ de. Bild zur Mesonen Messung

⁶ de. Szintillationsfasern

⁷ de. offener Dipolmagnet

ausmacht, abhängig von ihrem Impuls abgelenkt. Die nachfolgenden doppelwandigen Driftkammern sind in verschiedenen Winkeln zueinander angeordnet. Auch hier kann die Flugbahn der Teilchen bestimmt werden. Aus der Flugbahnänderung vor und nach dem offenen Dipolmagneten ist der Impuls der geladenen Teilchen bekannt. Zuletzt treffen die in Strahlrichtung emittierten Teilchen auf den TOF Detektor (Time Of Flight⁸), welcher im Gegensatz zu den anderen über eine sehr hohe Zeitauflösung verfügt. Zusammen mit den Tagger ist es so möglich die Flugzeit der Teilchen in diesem Raumwinkel zu messen [1].

BGO-Ball

Der zentrale Teil des Aufbaus wird auch BGO-Ball genannt. In seinem Mittelpunkt befindet sich das Target, welches von drei Detektoren umgeben ist. Diese decken einen Winkel von $\theta \in [25^\circ; 155^\circ]$ ab und müssen der Reihe nach von den Teilchen passiert werden. Der erste Detektor ist eine MWPC (Multi-Wire-Proportional-Chamber⁹) und besteht aus zwei zylinderförmigen, gasgefüllten Kammern, die die Flugbahn der Teilchen rekonstruieren. Um die MWPC herum sind 32 streifenförmige Szintillationsdetektoren angebracht, die zur Identifikation von geladenen Teilchen dienen. Da sich die vorliegende Arbeit mit genau diesen Detektoren befasst, folgt im nächsten Abschnitt noch eine ausführlichere Beschreibung dieses sogenannten Barrel¹⁰. Außen am BGO-Ball sind 480 Szintillationsdetektoren angebracht, die die Form eines Rugby-Balls annehmen. Die hier verwendeten Szintillatoren bestehen aus anorganischen Kristallen der namensgebenden Strukturformel $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO). Diese sind auf Grund ihrer hohen Dichte von $7,13 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ [2] fähig die meisten Teilchen vollständig zu stoppen und ihre gesamte Energie zu messen [1].

Barrel

Die Szintillatoren im Barrel weisen eine Dichte von lediglich $1,032 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ auf, sodass geladene Teilchen nur eine geringe Menge ihrer Gesamtenergie im Szintillationsmaterial deponieren [3]. Diese Energiemenge ist zum Einen abhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens, zum Anderen aber auch von teilchenspezifischen Eigenschaften wie dem mittleren Anregungspotential. Daher kann die Identität des geladenen Teilchens bestimmt werden, um beispielsweise Protonen von Pionen unterscheiden zu können.

Die 32 Szintillationsstreifen sind auf einer zylindrischen Mantelfläche um das Target und die MWPC herum angeordnet. Ihre Anordnung ähnelt der Bauweise eines Fasses, daher stammt auch der Name des Detektors. Die Szintillationsstreifen haben die Maße 430 mm (Länge) \times 20 mm (Breite) \times 5 mm (Dicke). Der sich so ergebende Zylinder hat einen Durchmesser von 300 mm und deckt damit eine effektive Fläche von % ab. Die einzelnen Szintillationsstreifen bestehen aus dem Plastik NE110 (organisch) und sind lichtdicht in Aluminiumfolie eingewickelt. Auf der Seite entgegen der Strahlrichtung sind sie über einen Lichtleiter an einen Photomultiplier¹¹ (PMT) gekoppelt. Dieser wurde von der Firma Hamamatsu hergestellt und hat die Produktbezeichnung H3146 10. Der Lichtleiter zwischen dem Szintillationsstreifen und dem PMT weist an der Schnittstelle zum PMT eine runde Fläche mit 10 mm Durchmesser auf. Auch die kreisförmige Photokathode des PMT hat genau diesen Durchmesser, sodass das gesamte Licht aus dem Szintillationsstreifen von dem PMT detektiert werden kann. Die PMT haben eine maximale Betriebsspannung von $U_{max}=1\,250\text{ V}$, werden jedoch mit einer individuellen Spannung unterhalb dieses

⁸ de. Flugzeit-Detektor

⁹ de. mehrwandige Proportionalkammer

¹⁰ de. Fass

¹¹ de. Photonen Vervielfacher

Wertes betrieben. Die aufgenommenen Signale der einzelnen PMT werden über ein etwa 20 m langes Koaxialkabel an ein Time to Digital Converter¹² (TDC) weitergeleitet. Dieser verarbeitet das Signal, sodass ihm am Ende eine Energie zugeordnet werden kann.

Vor einigen Jahren wurden die PMT und die Szintillatorstreifen im Barrel ausgewechselt. Seitdem werden zwar noch Signale gemessen, allerdings sind diese so undeutlich, dass eine genaue Teilchenidentifikation nicht möglich ist. Es kann lediglich zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen unterschieden werden, die den BGO-Ball passieren. In dieser Arbeit soll der Detektor untersucht werden, um mögliche Ursachen ausschließen zu können.

¹² de. Zeit zu digitalem Signal Umwandler

Physikalische Hintergründe

In diesem Kapitel werden die wichtigsten physikalischen Hintergründe beleuchtet, die für die nachfolgenden Untersuchungen von Bedeutung sind. Dabei werden nicht alle physikalischen Effekte oder elektronische Bauteile grundlegend erklärt, sondern viel mehr noch einmal die wichtigsten Aspekte im Zuschnitt auf ihre Anwendung in dieser Arbeit zusammengefasst.

3.1 Bethe-Bloch Gleichung

Geladene Teilchen deponieren einen Teil ihrer kinetischen Energie in Materie hauptsächlich durch unelastische Stöße mit den Elektronen, wenn sie diese schnell durchqueren. Die deponierte Energie pro Eindringtiefe $-\frac{dE}{dx}$ ist stark abhängig von der Dichte des Mediums und der Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens. Zwei Physiker haben durch genaue quantenmechanische Berechnungen die nach ihnen benannte Bethe-Bloch Gleichung 3.1 aufgestellt, die einen funktionalen Zusammenhang zwischen $-\frac{dE}{dx}$ und der Teilchengeschwindigkeit β darstellt [4]

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 c^2 \beta^2 W_{\max.}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right]. \quad (3.1)$$

Dabei haben die Parameter folgende Bedeutungen:

r_e :	klassischer Elektronen Radius	z :	Ladung in Einheiten von e
m_e :	Elektronenmasse	$\beta = \frac{v}{c}$:	auf c normierte Geschwindigkeit
N_A :	Avogadro-Konstante	$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$:	Lorenzfaktor
I :	mittleres Anregungspotential	$W_{\max.} = \frac{m_e c^2 \eta^2}{1+2s\sqrt{1+\eta^2+s^2}}$:	max. Energieübertrag pro Kollision
Z :	Kernladungszahl	$\eta = \beta \cdot \gamma$	
A :	Massenzahl	$s = \frac{m_e}{M}$	
ρ :	Dichte	M :	Masse

Die Parameter der linken Seite beziehen sich auf die Materie, die von dem Teilchen durchquert wird, und die Parameter auf der rechten Seite charakterisieren das Teilchen selber. Die Bethe-Bloch Gleichung gilt nicht für Elektronen, da für sie noch weitere Effekte berücksichtigt werden müssen. Es wurden später noch Korrekturterme für die Dichte und die Atomhüllen ergänzt, die allerdings erst bei hoher Energie einen Unterschied mit sich bringen und hier nicht weiter berücksichtigt werden. Es ergibt

sich eine charakteristische Kurve, wenn man die deponierte $\frac{dE}{dx}$ gegen die Gesamtenergie der Teilchen, welche nahezu proportional zu der Teilchengeschwindigkeit β ist, doppelt logarithmisch aufträgt. Bei niedrigen Gesamtenergien sinkt die Kurve mit $\frac{1}{\beta^2}$, während für hohe Gesamtenergien der Term $\ln(\beta^2)$ dominiert. Für verschiedene Teilchen ergeben sich also unterschiedliche Kurven, die allerdings alle einen charakteristischen Verlauf (bananenförmig) aufweisen (siehe Abbildung 3.1). Die Kurven aller

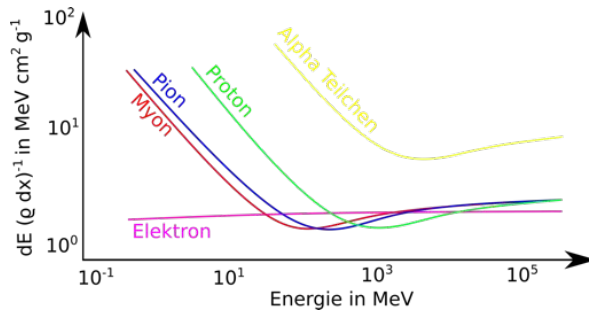


Abbildung 3.1: Graphische Darstellung der Bethe-Bloch Gleichung [4]

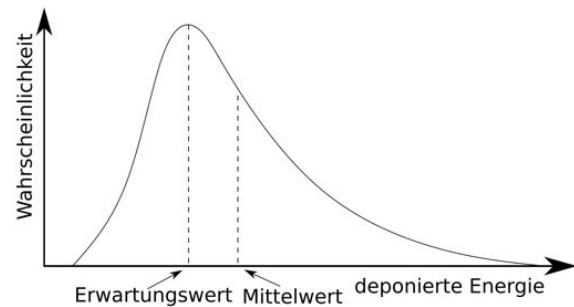


Abbildung 3.2: Beispielhafte Darstellung der Landau-Verteilung

Teilchen haben ihr Minimum bei dem selben Wert von $\frac{dE}{dx}$, der einer Energie von etwa drei Ruhmassen (m_0) des jeweiligen Teilchens zugeordnet werden kann. Ab diesem Minimum steigt die Kurve nur noch logarithmisch an. Teilchen, die der Energiebeziehung

$$E > 3m_0$$

genügen, werden *minimalionisierende Teilchen* genannt.

Für eine feste Teilchenenergie und dünne Detektoren unterliegt der Energieverlust nicht einer Gauß- sondern einer Landau-Verteilung (siehe Abbildung 3.2). Diese weist einen asymmetrischen Verlauf mit einem langen Ausläufer zu hohen Energien hin auf. Dieser stammt von den sogenannten δ -Elektronen, welche durch das einfallende Teilchen nah am Kern aus ihrer Bindung herausgelöst werden und anschließend eine hohe kinetische Energie aufweisen. Dadurch können die δ -Elektronen weiter Ionisationsprozesse durchführen. Durch den asymmetrischen Verlauf der Landau-Verteilung ist der Erwartungswert ungleich dem Mittelwert. Allerdings geht nach dem zentralen Grenzwertsatz die Landau-Verteilung für dicke Detektoren in eine Gauß-Verteilung über [5].

3.2 Szintillationsdetektor

Nachdem nun der Energieverlust von Teilchen beim Durchqueren von Materie über die Bethe-Bloch Gleichung bekannt ist, wird sich dieser Abschnitt mit der Funktionsweise eines Szintillationsdetektors befassen. Der hier untersuchte Szintillationsdetektor besteht aus drei Bauteilen: Dem Szintillator, einem PMT und einem elektronischen Auslesem modul.

3.2.1 Szintillator

Szintillationseffekt

Der streifenförmige Szintillator besteht, wie schon bekannt ist, aus Plastik und weist eine polymere Festkörperstruktur auf. Anders als bei anorganischen Szintillatoren liegt hier keine Bandstruktur für die

Elektronen sondern eine molekulartige Verkettung der Atome vor. Durchquert das geladene Teilchen den Szintillator, so regt es die Molekülstruktur über Stoßprozesse an und deponiert so seine Energie. Genauer gesagt werden hauptsächlich die elektronischen - und die Vibrationszustände der delokalisierten π -Elektronen, die für die Molekülbindung verantwortlich sind, angeregt. Die Anregungsschemen für das Spinsingulett und das -triplett sind in Abbildung 3.3 zu sehen [3].

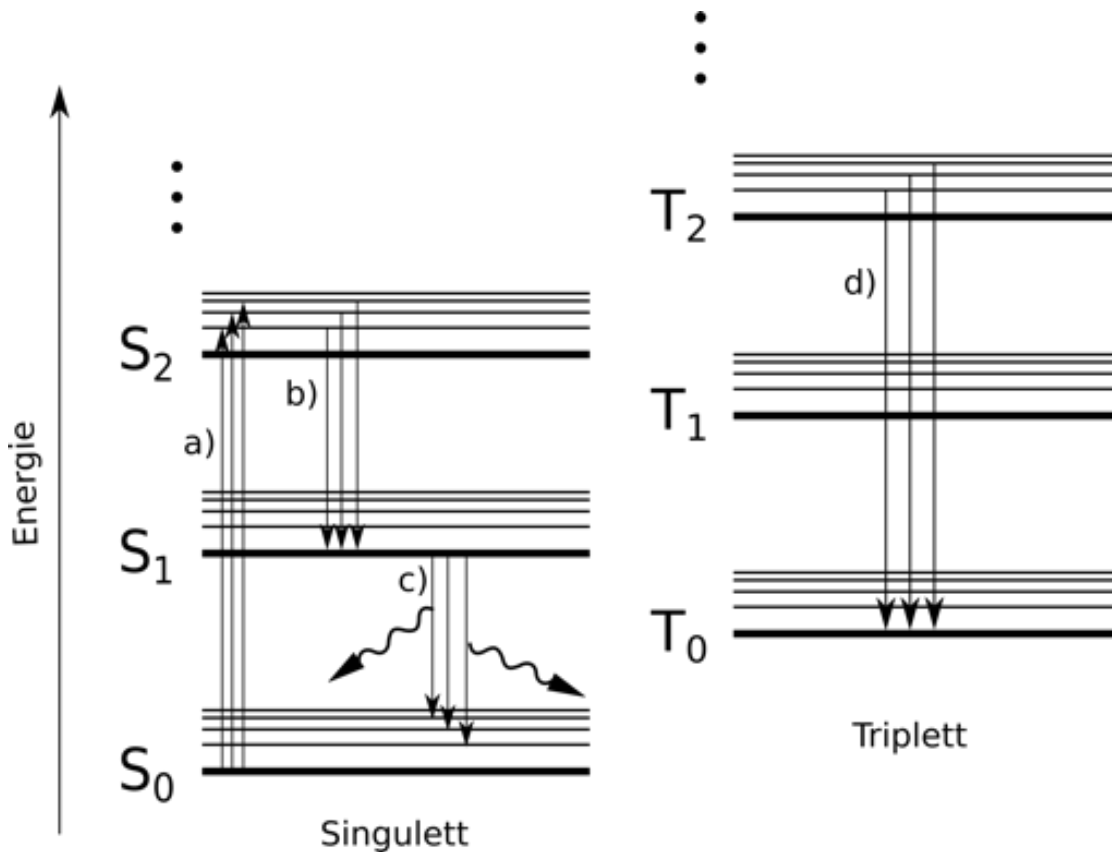
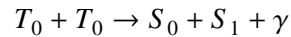


Abbildung 3.3: Thermschema der π -Elektronen. Die dicken Linien stehen für die elektronischen Energieniveaus und die darüber liegenden dünnen Linien stellen die Vibrationszustände dar. Die verschiedenen Pfeile deuten die unterschiedlichen Prozesse an: a) Absorption der im Szintillator deponierten Energie des Teilchens, b) innerer Abbau der angeregten Zustände (in das Elektronische Niveau S_1) ohne Emission eines Photons, c) Übergang in ein Vibrationszustand des elektronischen Grundniveaus S_0 durch Emission eines Photons, d) Abbau der angeregten Triplett-niveaus in den (Triplet-) Grundzustand T_0 ohne Emission eines Photons.

Höher angeregte Singulettzustände werden intern zunächst abgebaut und gehen in das erste angeregte elektronische Energieniveau (S_1) über, sodass zusätzlich keine Vibrationmode besetzt ist. Die Zerfallsdauer dieses Prozesses ist mit etwa 10 ps abzuschätzen und ist damit sehr kurz. Das Elektron fällt von diesem Energieniveau in eines der Vibrationszustände des elektronischen Grundzustandes (S_0) zurück, in dem ein Photon mit der Energie emittiert wird, die gerade der Energiedifferenz zwischen dem Anfangs- und dem Endzustand entspricht. Die Vibrationszustände werden wieder intern abgebaut, bis nur noch die Energie des elektronischen Grundzustandes angenommen wird.

Auch die höher angeregten Triplettzustände werden erst intern abgebaut und gehen in den Grundzustand des Triplett (T_0) über, ohne dass Vibrationszustände besetzt werden. Von hier aus wird der

direkte Zerfall in den Grundzustand des Singulett (S_0) stark von Auswahlregeln des Multipolübergangs unterdrückt. Daher erfolgt dieser Übergang hauptsächlich durch die Wechselwirkung zweier solcher Zustände:



Der erste angeregte Singulettzustand (S_1) zerfällt, wie schon beschrieben wurde, in ein Vibrationsniveau des Singulett Grundzustandes (S_0) [3].

Die Intensität der entstandenen Photonen ist direkt proportional zur im Szintillator deponierten Energie. Theoretisch könnten die Photonen wieder die Elektronen anderer Moleküle anregen. Dies passiert allerdings nahe zu nie, da die Energie der Photonen kleiner ist als die Energiedifferenz zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Energieniveau. Man sagt, dass der Szintillator transparent für seine Photonen ist. Die Photonen werden in alle Richtungen emittiert. In den einzelnen Szintillationsdetektoren im Barrel werden sie an der Aluminiumfolie, die ihre Szintillatoren umgibt, so lange reflektiert werden, bis sie an dem Ende ankommen, an dem sich der PMT befindet. Über einen Lichtleiter gelangen die Photonen an den PMT.

Intensitätsverlauf

An der Grenzfläche zwischen dem Lichtleiter und dem PMT ist ein Intensitätssignal zu erwarten, das rasch ansteigt und dann etwa exponentiell abflacht (siehe Abbildung 3.4). Die exponentielle Abnahme der Intensität ist auf den Zerfall der angeregten Zustände zurückzuführen.

Wenn das Teilchen in den Szintillatorstreifen eindringt, dann sind anfangs nur wenige Moleküle angeregt, die sich überhaupt elektromagnetisch abregen können. Die Lichtintensität ist anfangs nahe Null. Das Teilchen dringt immer weiter in den Szintillator ein. Recht schnell werden viele Moleküle angeregt und gehen nun durch Emission eines

Photons in niederenergetischere Zustände über. Die Lichtintensität steigt sehr schnell auf ihr Maximum an. Das Teilchen hat nun den Szintillatorstreifen vollständig passiert und tritt wieder aus. Es werden keine weiteren π -Elektronen angeregt. Die Besetzungszahl der angeregten Zustände nimmt nur noch exponentiell mit der Zeit ab. Ihr zeitlicher Verlauf ist analog zum zeitlichen Verlauf der Intensität, welche viel langsamer abfällt, als sie zuvor angestiegen ist. Die für den Abfall charakteristische Zeitkonstante gibt die Zeit an, nach der die Intensität auf $\frac{1}{e}$ des Maximums abgefallen ist. Für den zu untersuchenden Detektor liegt diese Zeitkonstante bei etwa $\tau = 3,3 \text{ ns}$ [3].

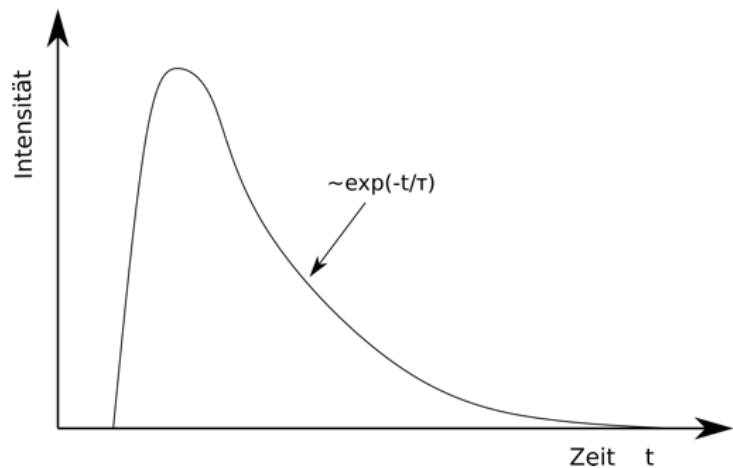


Abbildung 3.4: Intensitätsverlauf am Lichtleiter

Abschwächlänge

Obwohl der Szintillator transparent ist für seine Photonen, misst man dennoch eine allgemein geringere Intensität, je weiter das Teilchen den Szintillatorstreifen vom PMT entfernt passiert. Dieser Effekt ist hauptsächlich auf zwei verschiedene Ursachen zurückzuführen. Zum einen ist der Szintillator nicht vollständig transparent, sodass mehr Photonen auf dem Weg zum PMT durch Absorptionsprozesse verloren gehen, wenn sie einen längeren Weg zurücklegen müssen. Zum anderen ist dann die Wahrscheinlichkeit für Reflexion an den Grenzflächen und der Aluminiumfolie höher, sodass deutlich mehr Reflexionsverluste auftreten. Weiterhin werden die Photonen auch durch Verunreinigungen des Materials bei größerer Laufstrecke gestört. Die Abnahme der Intensität ist also stark abhängig von dem Abstand d zu der Stelle, an der das Teilchen den Szintillator passiert, und kann durch Gleichung 3.2 beschrieben werden

$$I(d) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{d}{L}\right). \quad (3.2)$$

L ist eine charakteristische Größe für einen Szintillator und wird auch Abschwächlänge genannt. Sie gibt an ab welchem Abstand eine Intensität auf $\frac{1}{e}$ abgesunken ist [6].

3.2.2 Photomultiplier

Die Intensität des im Szintillator entstandenen Lichtes muss nun in ein elektronisches Signal umgewandelt werden. Dazu wird ein Photomultiplier verwendet, der grob aus einer Photokathode, vielen Dynoden und einer Spannungsein- und auskopplung, der Basis, besteht (vgl. 3.5).

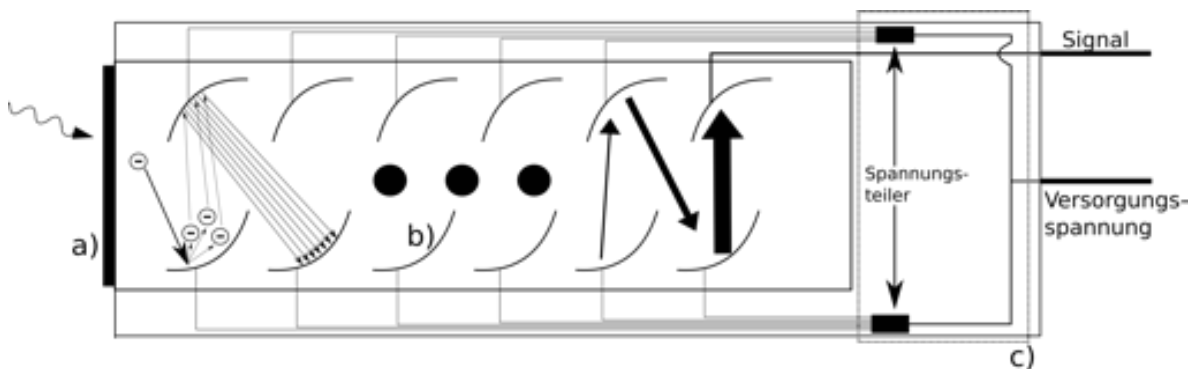


Abbildung 3.5: Aufbau eines Photomultiplieres: a) Photokathode, b) Dynode, c) Basis. Während bei den ersten Dynoden jeder Pfeil für ein Elektron steht, skaliert bei den letzten Dynoden die Pfeildicke mit der Anzahl der Photonen.

Die Photonen treffen auf die Photokathode und lösen entsprechend viele Elektronen aus dieser heraus. Photokathoden haben materialabhängige Austrittsarbeiten und sind nur in einem gewissen Spektralbereich im Stande Elektronen über den Photoeffekt heraus zu lösen. Der zu untersuchende Detektor ist auf einen Spektralbereich um ca. 434 nm angepasst. Da die Anzahl der Elektronen noch nicht ausreicht, um ein aussagekräftiges elektrisches Signal zu erhalten, müssen die Elektronen noch vervielfacht werden. Dazu werden sie von der ersten Dynode, die positiv geladen ist, angezogen. Beim Auftreffen auf diese löst jedes Elektron mehrere Sekundärelektronen (ungefähr 2-10) aus der Dynode heraus. Diese werden wieder von der nächsten Dynode angezogen, da sie eine noch höhere positive Ladung trägt. Mit einer

Vielzahl von Dynoden wächst die Anzahl der Elektronen exponentiell an. Am Ende dieses Prozesses werden die vervielfachten Elektronen als Spannungsimpuls (vgl. Signal Abbildung 3.5) gemessen. Die Dynoden befinden sich meist in einem Glaskolben, in dem ein niedriger Druck herrscht, damit die Elektronen nicht mit Gasmolekülen wechselwirken können. Die Betriebsspannung eines Photomultipliers liegt üblicherweise im Bereich von ca. 300 V bis 1 300 V. Die Basis sorgt dafür, dass die einzelnen Dynoden mit einer unterschiedlichen Spannung versorgt sind, sodass die Elektronen von Dynode zu Dynode immer noch beschleunigt werden. Außerdem wird das Signal über ein Kabel, welches aus der Basis heraus läuft, abgegriffen.

Da der Photomultiplier die eintreffende Intensität lediglich verstärkt und in ein elektronisches Signal umwandelt, ist der Signalverlauf unverändert. Wenn man die Y-Achse in Abbildung 3.4 zu einer Spannungsskala ändert, dann erhält man unmittelbar den zeitlichen Spannungsverlauf des elektronischen Signals. Je nachdem wie verkabelt wird, kann das Signal allerdings auch ins negative orientiert sein. Es kann weiterhin zu sogenannten Vorpulsen kommen, wenn ein Photon nicht von der Photokathode absorbiert wird und auf eine Dynode trifft. Dort schlägt es dann Sekundärelektronen heraus, die wiederum durch die anderen Dynoden vervielfacht werden. So entsteht ein Spannungsimpuls, der vor dem eigentlichen Signal gemessen wird und deutlich kleiner ist. Außerdem können die Elektronen während ihrer Vervielfachung Gasatome ionisieren, die dann von der Photokathode angezogen werden. Da diese Ionen jedoch sehr massereich im Vergleich zu Elektronen sind, findet dieser Vorgang nur langsam statt. An der Photokathode lösen die ionisierten Moleküle dann Elektronen heraus, welche wiederum von den Dynoden vervielfacht werden. Die so entstehenden Signale werden erst deutlich nach dem Hauptimpuls gemessen und sind wesentlich kleiner. Sie werden Nachpulse genannt.

3.2.3 Elektronische Auslese

Das entstandene Signal wird vom PMT über ein Koaxialkabel an ein elektronisches Auslesem modul weitergeleitet. Dieses Modul befindet sich nicht unmittelbar neben dem experimentellen Aufbau, sondern auf der Plattform darüber. Deshalb weist das Koaxialkabel eine Länge von schätzungsweise 20 m auf. Das Auslesem modul misst eine charakteristische Größe des Signals, welche dann auf einer Datenbank gespeichert wird. Zur Zeit ist ein TDC (Time to Digital Converter) in Verwendung. Es können allerdings auch weitere Module eingebaut werden, die eine andere charakteristische Größe des Signals messen. Die verschiedenen Auslesemodule werden im weiteren Verlauf kurz beschrieben.

TDC

Dieses Modul misst die Zeit, in der das Signal oberhalb einer vorher festgelegten Ansprechschwelle verläuft. Man nennt diese Zeit auch TOT (Time Over Threshold¹). Geometrisch gesehen wird die Breite der Signale bestimmt. Dabei ist die Höhe, ab der die Breite gemessen wird, für alle Signale gleich. Die Breite ist in guter Näherung proportional zur Intensität des Lichtes und damit auch zur deponierten Energie des Teilchens. Der große Vorteil dieses Moduls ist, dass lediglich zwei Datenpunkte pro Signal gespeichert werden müssen. Nämlich der Punkt, an dem das Signal die Schwelle überschreitet, und der, an dem das Signal die Schwelle wieder unterschreitet. Dies ist ein sehr schnelles Verfahren, das nur einen geringen Speicherplatz verbraucht. Allerdings ist die Breite nicht die aussagekräftigste Größe, da der Verlauf bei jedem Signal unterschiedlich fluktuieren kann.

¹ de. Zeit oberhalb der Schwelle

ADC

Der ADC (Analog to **D**igital **C**onverter ²) nimmt im Gegensatz zum TDC das gesamte Signal unterteilt in etwa 1000 Datenpunkten mit äquidistanten Zeitabständen auf. Deshalb verbraucht er etwa 500 mal mehr Speicher als der TDC. Dafür können durch eine spätere Analyse alle charakteristischen Größen des Signals bestimmt werden, wie beispielsweise das Integral. Dieses gibt am zuverlässigsten die deponierte Energie eines passierenden Teilchens wieder.

3.2.4 Energieauflösung

Einem Szintillationsdetektor kann ein Energie-Auflösungsvermögen R zugeordnet werden. Wenn man den Detektor mit monoenergetischen Teilchen bestrahlt, sollte theoretisch jedem Teilchen die selbe Energie zugeordnet werden. In der Praxis misst man allerdings eine statistische Verteilung um den Wert der tatsächlichen Energie der monoenergetischen Teilchen herum. Diese Verteilung kann man mit einer Gaußkurve (vgl. Gleichung 3.3) annähern.

$$V(x) = A_0 \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.3)$$

Die Standardabweichung σ entspricht einer Energieabweichung und der Erwartungswert μ steht für die zu erwartende Energie E der Teilchen. Das Auflösungsvermögen ist über den Quotienten dieser beiden Größen definiert:

$$R = \frac{\Delta E}{E} \hat{=} \frac{\sigma}{\mu} \quad (3.4)$$

Je kleiner dieser Wert ist, desto besser ist das Auflösungsvermögen [7].

3.3 Kosmische Strahlung

Aus dem Weltall treffen Teilchen eines breiten Energiespektrums von 10^7 eV bis 10^{20} eV auf die Erde ein. Diese werden als kosmische Höhenstrahlung bezeichnet. Man unterscheidet zwischen verschiedenen Strahlungen.

Als **primäre** Strahlung werden die Teilchen bezeichnet, die ungehindert die Erdatmosphäre erreichen. Sie besteht zum größten Teil aus Protonen, α -Teilchen und kleineren Kernfragmenten. Wenn sie in die Erdatmosphäre eindringen, stoßen sie auf Materie und wechselwirken mit dieser.

Die Teilchen, die entstehen, wenn die primäre Strahlung mit dem Atomen der Atmosphäre wechselwirkt, werden **sekundäre** Strahlung genannt. Ein Teil davon sind Neutronen, die frei werden, wenn die primäre Strahlung Atomkerne der oberen Atmosphäre spaltet. Neben den Neutronen werden sowohl geladene als auch ungeladene Pionen (π) und Kaonen (K) zahlreich erzeugt. Bei einem neutralen Zerfall dieser Teilchen entstehen hauptsächlich Photonen, welche als weiche Komponente der sekundär Strahlung bekannt sind. Das Endprodukt eines semileptonischen Zerfalls geladener Pionen oder Kaonen sind überwiegend hochenergetische Myonen (μ). Sie werden als harte Komponente bezeichnet und machen den Hauptteil der sekundären Strahlung aus, die an der Erdoberfläche gemessen wird. Myonen haben eine mittlere Lebensdauer von $2,2 \mu\text{s}$ und würden nur einige hundert Meter weit fliegen können, bevor

² de. Analog zu Digital Umwandler

sie zerfallen. Da sie sich im Durchschnitt mit 98% der Lichtgeschwindigkeit bewegen, kommt es zu relativistischen Effekten (Zeitdilatation) welche dafür sorgen, dass die Myonen erst nach etwa 10 km zerfallen.

Myonen, die die Erdoberfläche erreichen, können näherungsweise als minimalionisierende Teilchen angenommen werden, weil sie sonst gemäß der Bethe-Bloch Gleichung 3.1 so viel Energie in der Atmosphäre deponiert hätten, dass sie auf Grund ihrer geringen Geschwindigkeit schon zerfallen wären. Ihre kinetische Energie ist zwar immer noch über ein breites Spektrum verteilt, jedoch deponieren sie näherungsweise in dem selben dünnen Detektor die gleiche Menge an Energie. Auf einer Fläche von einem Quadratmeter erreichen ca. 100 Myonen pro Sekunde die Erdoberfläche. Das Verhältnis von positiv geladenen und negativ geladenen Myonen liegt hierbei im Mittel bei $\frac{N_{\mu^+}}{N_{\mu^-}} = 1,27$ [8].

Untersuchungen des Detektors

In diesem Kapitel werden alle Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, präsentiert. Die Idee war es, die drei Komponenten (Szintillator, PMT, Auslesem modul) des Detektor unabhängig von einander zu betrachten, damit ein Materialfehler eines einzelnen Bauteiles ausgeschlossen werden kann. Es wurden also zunächst in dem Detektorlabor Untersuchungen hauptsächlich mit Ersatzteilen des Barrel durchgeführt (siehe Abb. 4.1). Diese waren ein Szintillatorstreifen und ein PMT aus der Reserve, ein Szintillationsstreifen, der vor der Erneuerung im BGO-Ball verbaut war, und ein weiterer PMT (ET9100SB), der zur Zeit keine weitere Benutzung hatte. Er wurde einst im Tagger verwendet und wurde von der Firma ET Enterprise hergestellt. Ursprünglich sollte noch ein PMT dieser Auswahl angehören, der vor der Erneuerung im BGO-Ball verbaut worden war. Allerdings war ein solcher nicht mehr verfügbar, deshalb wurde der schon erwähnte PMT aus dem Detektorlabor zum Vergleich verwendet.

Im weiteren Verlauf wird der PMT aus der Reserve *Barrel PMT* und der, der in dem Detektorlabor gefunden wurde, *großer PMT* genannt, weil er wesentlich dicker und größer ist als der Barrel PMT. Die Szintillationsstreifen werden mit *alter* - und *neuer Szintillator* betitelt, wobei der neue Szintillator aus der Reserve der aktuell verbauten Streifen stammt und der *alte Szintillator* vor der Erneuerung im BGO-OD Experiment verwendet wurde. Damit die PMT richtig betrieben werden konnten, musste zunächst die maximale Betriebsspannung ermittelt werden. Weil teilweise auch Langzeitmessungen bevorstanden, wurde eine etwas niedrigere Betriebsspannung bei den Messungen eingestellt. Diese lag zwar knapp unterhalb der maximalen Spannung (vgl. Tabelle 4.1), jedoch lieferte sie trotzdem fast das gleiche Signal.

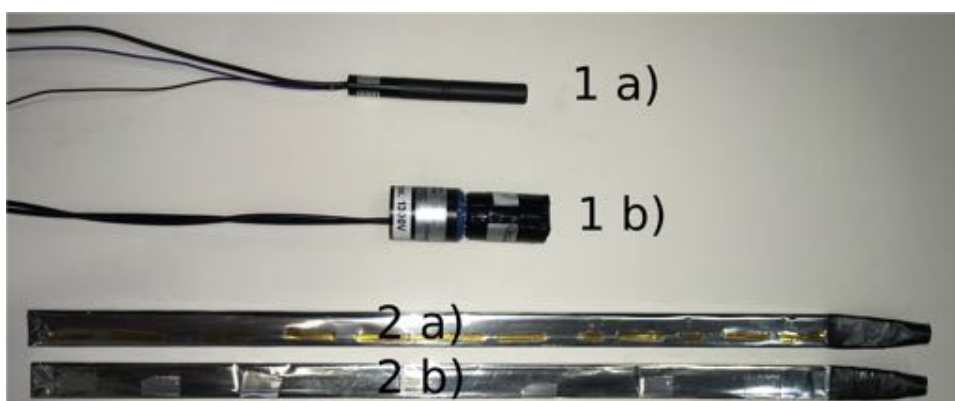


Abbildung 4.1: Darstellung der verwendeten Bauteile zur Untersuchung der Energieauflösung. 1 a): Barrel PMT, 1 b) großer PMT, 2 a) neuer Szintillatorstreifen, 2 b) alter Szintillatorstreifen

PMT	maximale Spannung	gewählte Betriebsspannung
Barrel PMT	1 250 V	1 180 V
großer PMT	1 300 V	1 250 V

Tabelle 4.1: Spannungen der verwendeten PMT

4.1 Signale der PMT

Im ersten Schritt wurden die Signale untersucht, die die beiden PMT bei verschiedenen Szintillatormaterialien ausgeben.

Aufbau

Es wurden die beiden PMT mit den Schutzfenstern, hinter denen sich die Photokathode befindet, an verschiedene Szintillatormaterialien befestigt. Damit das Szintillationslicht einen guten optischen Übergang vom Szintillator zum PMT erfährt, wurde die Schnittstelle mit einer kleinen Menge optischem Fett versehen. Zur Abschirmung von Tageslicht wurde der gesamte Aufbau in eine lichtdichte Kiste gelegt. Sowohl die Datenkabel als auch die Spannungsversorgungskabel führen in diese hinein, ohne dass dabei Licht in die Kiste dringen kann. Außen sind insgesamt zehn Stecker angebracht, um die jeweiligen Anschlüsse zu erreichen. Über einen Oszillographen konnten die Signale beobachtet werden. Insgesamt mussten die Signalen drei Verbindungskabel vom PMT zum Oszillographen durchlaufen, die die Längen $\Delta l = [150 \text{ cm}; 190 \text{ cm}; 560 \text{ cm}]$ aufweisen.

Es musste noch eine Teilchenquelle gewählt werden, deren Teilchen man zum testen der Signale detektieren kann. Es bot sich die Kosmische Höhenstrahlung an, weil keine besonders hohe Detektionsrate notwendig war und darüber hinaus auch kein weiterer Aufwand zur Quellenbeschaffung betrieben werden musste. Ein Plastikquader stellte sich recht schnell als geeignetester Szintillator für diese kleine Untersuchung heraus, weil man an ihm am einfachsten die PMT befestigen konnte. Weiterhin war es nur bei diesem Szintillator möglich an beiden Seiten des Quaders jeweils einen PMT zu befestigen und so die Signale beider PMT gleichzeitig beobachten zu können. Außerdem war er weniger als 10 cm lang, was den Effekt der Abschwächlänge im Vergleich zu den anderen Szintillatoren unterdrückt.

Auswertung

Schnell fiel auf, dass das Signal des Barrel PMT nicht die erwartete Form aufweist, sondern Unebenheiten auf der exponentiell abfallenden Flanke zeigt (siehe Abb. 4.2). Da im BGO-OD Experiment der TDC die Breite des Signals misst, können solche Signalverläufe große Fehler mit sich bringen. Je nachdem wo die Ansprechschwelle vorher festgelegt wurde, kann die TOT zu klein bzw. zu groß ausfallen. Deshalb ist es wichtig ebene Signal zu messen, die stets den selben Verlauf haben.

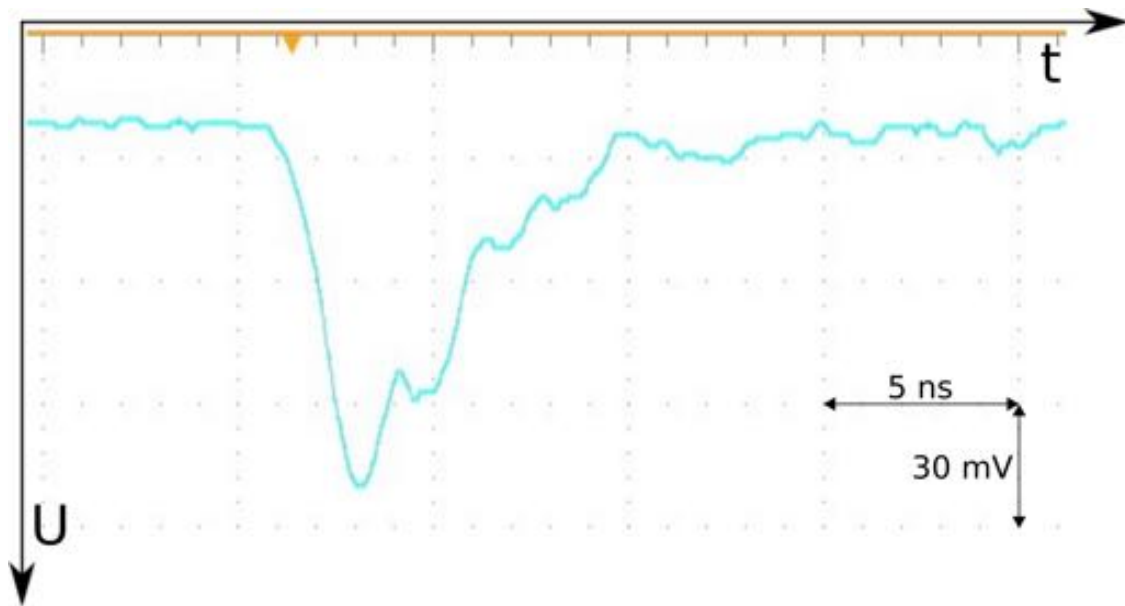


Abbildung 4.2: Hier ist der Signalverlauf des Barrel PMT mit dem Plastikquader als Szintillator zu sehen.

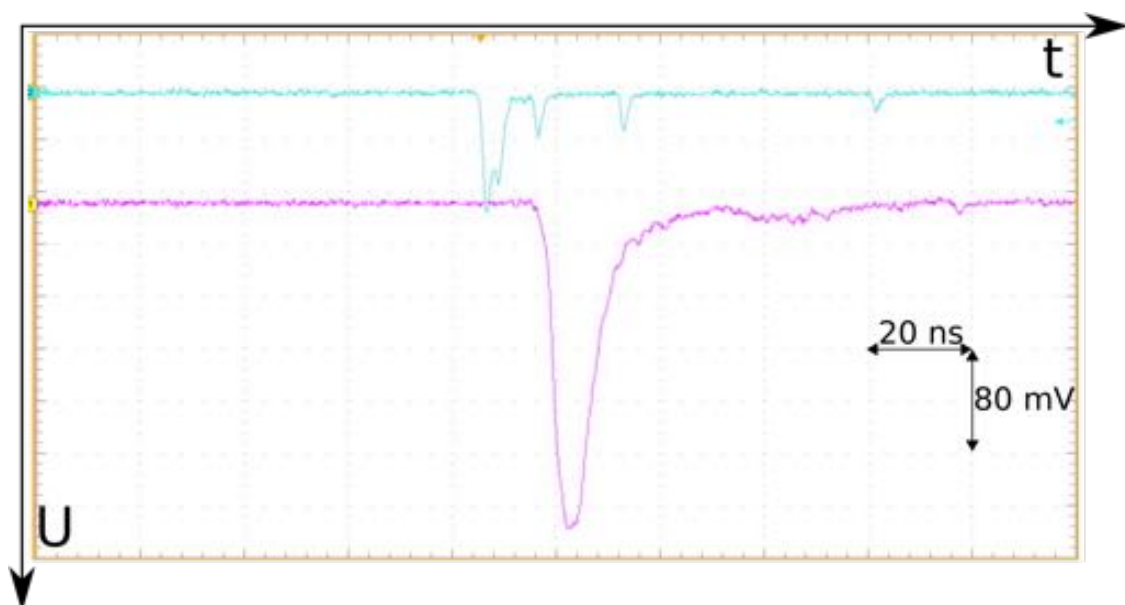


Abbildung 4.3: Die blaue Kurve stammt vom Barrel PMT und die gelbe Kurve vom großen PMT.

Der große PMT liefert dagegen ein Signal, wie es in Abschnitt 3.2.2 beschrieben wurde (siehe Abb. 4.3). Da der selbe Szintillator zur selben Zeit verwendet wurde, ist die Ursache für die unterschiedlichen Signalverläufe auf die PMT zurückzuführen. Das Signal des Barrel PMT weist neben dem Hauptsignal auch drei weitere Nebenimpulse auf, die bei dem großen PMT nicht vorkommen. Diese drei Impulse treten in den Zeitabständen von

$$\Delta t = [11,2 \text{ ns}; 27,2 \text{ ns}; 76 \text{ ns}]$$

nach dem Hauptsignal auf. Falls diese Nebenimpulse von falsch abgeschlossenen Kabeln verursacht werden, kann über eine einfache Rechnung die doppelte Kabellänge bestimmt werden, die die Nebenpulse zusätzlich durch Reflexion durchlaufen müssen:

Die Geschwindigkeit der Welle im Koaxialkabel ist von die Permittivität des Isolators zwischen Innen- und Außenleiter abhängig. Diese beträgt üblicherweise $\epsilon_r = 2,2 - 2,3$ (Polyethylen). Für die Geschwindigkeit des Signals gilt dann [9]

$$v = c \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} = 20,21 \frac{\text{cm}}{\text{ns}} - 19,76 \frac{\text{cm}}{\text{ns}}.$$

Den Zeitdifferenzen kann eine Kabellänge von

$$\Delta s = [113,18 \text{ cm} - 110,65 \text{ cm}; 274,86 \text{ cm} - 268,73 \text{ cm}; 768,02 \text{ cm} - 750,88 \text{ cm}]$$

zugeordnet werden.

Dies stimmt nicht mit den Kabellängen überein, die tatsächlich verwendet wurden. Außerdem würde man bei einer Reflexion regelmäßige Abstände der Nebenimpulse erwarten, was hier auch nicht der Fall ist. Eine Reflexion der Signale ist in dieser Messung zunächst auszuschließen. Es gilt festzuhalten, dass der große PMT ein zu erwartendes Signal liefert, während das Signal des Barrel PMT eine unebene, exponentiell abfallende Flanke und nachfolgende Impulse aufweist.

4.2 Abschwächlänge

Im nächsten Schritt sollen der neue und der alte Szintillatorstreifen verglichen werden. Dazu wurde die Abschwächlänge beider Szintillatoren kombiniert mit dem großen PMT vermessen.

Aufbau

Es mussten identische Teilchen der gleichen Energieverteilung an verschiedenen, äquidistanten Punkten des Streifens die selbe Fläche des Szintillatorstreifens durchströmen. Dazu hätte man durchaus wieder kosmische Höhenstrahlung verwenden können. Da allerdings die zu durchdringende Fläche in der Größenordnung von ca. 1 cm^2 lag, hätte man bei einer Rate von weniger als $0,01 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ länger als einen Tag messen müssen um lediglich 1 000 Ereignisse zu detektieren. Allerdings sollten schon 3 000 bis 4 000 Ereignisse vorliegen, um überhaupt eine statistische Aussage treffen zu können. Deshalb wurde ein β -Strahler für diese Messung verwendet, genauer gesagt Strontium 90 (^{90}Sr). Beim β Zerfall handelt es sich um einen semileptonischen Zweikörperzerfall. Die emittierten Leptonen haben also eine kontinuierliche Energieverteilung. Die Messdauer für 20 000 Ereignisse lag bei Verwendung des β -Strahlers bei etwa 30 s.

Der große PMT wurde an den Lichtleiter der jeweiligen Szintillators mit optischem Fett gekoppelt. Damit ungefähr die selbe Stelle der Photokathode vom Licht bestrahlt wird, wurde mit Klebestreifen die Position des Lichtleiters auf dem deutlich größeren Schutzfenster des grossen PMT markiert. Um Streulicht von dem Aufbau abzuschirmen, wurde die Kombination aus Szintillatorstreifen und PMT in lichtdichte, schwarze Folie eingepackt. So konnte die radioaktive Quelle problemlos auf dem eingepackten Szintillatorstreifen verschoben werden. Die Quelle war in einem dünnen Metallplättchen befestigt, welches mit einer kleinen Öffnung versehen war. So wurde der Elektronenstrahl zum Szintillator hin fokussiert. Die Signale des PMT wurden von einem ADC als eine root Datei gespeichert.

Auswertung

Zur Auswertung der Daten wurde das Programm root verwendet. Da der ADC pro Signal 1024 Datenpunkte gespeichert hatte, mussten charakteristische Größen der Signale aus diesen Datenpunkten bestimmt werden, die proportional zur deponierten Energie sind:

1. Das **Maximum** ist recht einfach heraus zu finden, da mit einer simplen `if` Bedingung der aktuelle Wert mit dem Zeitpunkt verglichen werden kann, der zuvor den höchsten Wert aufwies. Sobald zum aktuellen Zeitpunkt ein höherer Wert angenommen wurde, wurde dieser als das neue Maximum abgespeichert.
2. Das **Integral** ist zunächst nur die Summe aller Datenpunkte von der die *baseline*¹ subtrahiert wurde. Da diese allerdings über alle 1024 Punkte nicht konstant ist, müssen für alle Signale passende Bereiche gewählt werden, in denen die baseline abschnittsweise konstant war. Daraus wurde dann ein sinnvoller Mittelwert gebildet. Ein Indikator für die falsche Berechnung der baseline ist das Vorkommen negativer Integralwerte.
3. Die **Breite** der Signale konnte bestimmt werden, indem eine sinnvolle Ansprechschwelle festgelegt und diejenigen Zeitpunkte gespeichert wurden, zu denen ihre zugehörigen Werte gerade zum ersten Mal wieder oberhalb bzw. unterhalb dieser Ansprechschwelle auftreten.

Es ist zu erwähnen, dass das Integral und das Maximum die unkalibrierte Einheit V besitzen. Da das Integral im Bezug auf die deponierte Energie die aussagekräftigste Größe ist, wurde seine Verteilung in

¹ de. Basislinie

einem Histogramm für jede Position der radioaktiven Quelle dargestellt. Es ist zu erwarten, dass diese Integralverteilung um immer kleinere Werte zentriert ist, je größer der Abstand vom PMT zur Quelle wird. Um Abnahme der Integralwerte zu messen, wird üblicherweise die bekannte Verteilungsfunktion an die Kontur des Histogramms angepasst. Da dieser Verteilung keine Verteilungsfunktion zuzuordnen ist, wurden zwei weniger präzise Methoden verwendet (siehe Abb. 4.4). Zum einen wurde das arithmetische Mittel der Integralwerte für jede Position der Strontiumquelle bestimmt. Zum Anderen wurde per Augenmaß der Wert abgelesen, an dem die Verteilung maximal war. Da jeder Verteilung der gleiche charakteristische Verlauf zuzuordnen ist, war das Ablesen dieses Wertes sogar recht genau.

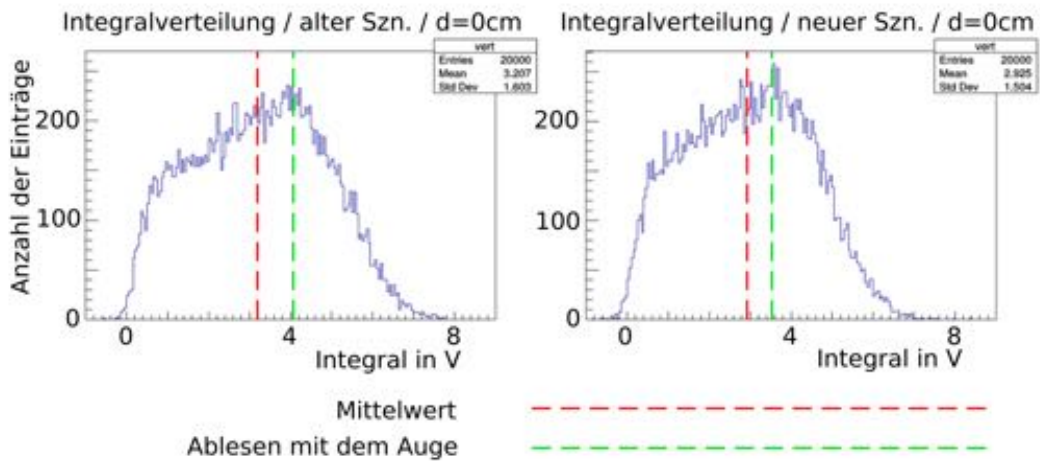


Abbildung 4.4: Beispielhafte Integralverteilungen beider Szintillatorstreifen an der Position 0. Mit den farblichen Linien ist angedeutet, welche Werte die beiden Methoden in den jeweiligen Verteilungen liefern.

Die erhaltenen Datenpunkte wurden mit einer Anpassungsfunktion gemäß Gleichung 3.2 gegen den Abstand von der Strontiumquelle zum PMT aufgetragen (siehe Abb. 4.5 (Augenmaß) und 4.6 (Mittelwert)).

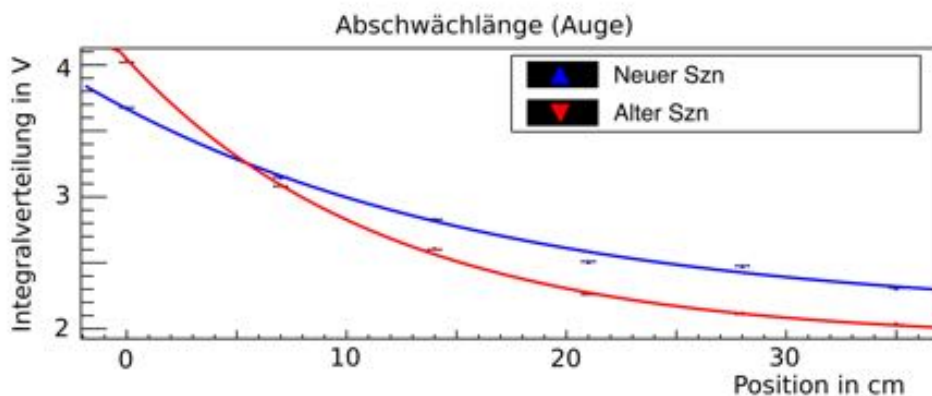


Abbildung 4.5: Auftragung der Integralverteilung gegen die Position des Strontiumquelle anhand des Augenmaßes. Die blaue und die rote Kurve sind die Anpassung des theoretischen Verlaufes der Datenpunkte und gehören zu dem neuen (blau) und alten (rot) Szintillator.

Beide Methoden liefern den selben Zusammenhang zwischen den Kurvenverläufen des neuen und des alten Szintillators: Während der alte Szintillator bei kleineren Abständen eine höhere Lichtintensität (diese ist proportional zum Integral der Signale) als der neue Szintillator aufweist, ist die Intensität bei

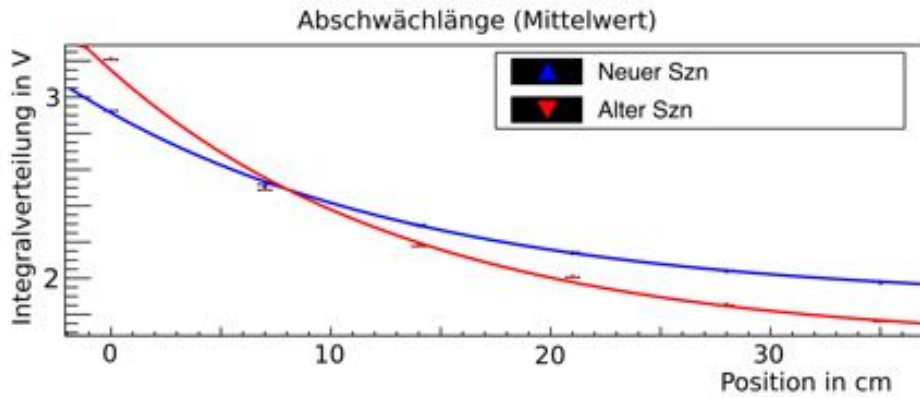


Abbildung 4.6: Auftragung der Integralverteilung gegen die Position des Strontiumquelle anhand des Mittelwertes der Verteilungen. Die blaue und die rote Kurve sind die Anpassung des theoretischen Verlaufes der Datenpunkte und gehören zu dem neuen (blau) und alten (rot) Szintillator.

größeren Abständen deutlich kleiner als beim neuen Szintillator. Aus den Anpassungsparametern der Kurven kann die Abschwächlänge unmittelbar bestimmt werden. In Tabelle 4.2 sind die resultierenden Abschwächlängen der beiden Methoden aufgelistet: Beide Messungen liefern eine längere Abschwächlängen

Messmethode	Alter Szn.	Neuer Szn.
Auge	$(11,753 \pm 0,404)$ cm	$(17,927 \pm 0,851)$ cm
Mean	$(13,947 \pm 0,505)$ cm	$(15,356 \pm 0,738)$ cm

Tabelle 4.2: Abschwächlängen $L \pm \Delta L$. Der Fehler pflanzt sich lediglich aus der Ungenauigkeit der Anpassungsparametern fort.

ge für den neuen Szintillator und eine kürzere für den alten Szintillator. Die Werte beider Methoden liegen auch recht nah bei einander, jedoch weisen sie selbst im Fehlerbereich keine Übereinstimmung auf. Im Experiment möchte man eine möglichst große Abschwächlänge haben, damit die Signale nicht von dem Ort abhängig sind, an dem sie den Szintillator passieren. Deshalb war es wahrscheinlich sinnvoll die neuen Szintillatorstreifen mit einer längeren Abschwächlänge einzubauen.

4.3 Energieauflösung

Um die Auswirkungen des suboptimalen Signals des Barrel PMT auf die Teilchenidentifikation feststellen zu können, wurde im nächsten Schritt die Energieauflösung mit dem großen PMT und dem Barrel PMT bestimmt.

Aufbau

Die Intensität des Szintillationslichtes nimmt auf Grund der Abschwächlänge mit größerem Abstand zum PMT ab. Deshalb war es notwendig nur Signale zu messen, die von einem festen Punkt des Szintillatorstreifens ausgehen. Es wurden zwei deutlich kleinere Szintillationsdetektoren aus dem Detektorlabor senkrecht zu einander so befestigt, dass dazwischen noch Platz für den zu untersuchenden Szintillatorstreifen war (siehe Abb. 4.7). Die beiden kleineren Detektoren dienen als *Trigger*² und gaben vor, dass nur solche Signale gespeichert werden bei denen das Teilchen auch noch die beiden kleinen Detektoren passiert hatte (Koinzidenzmessung). Damit war ein fester Punkt des Szintillatorstreifens festgelegt,

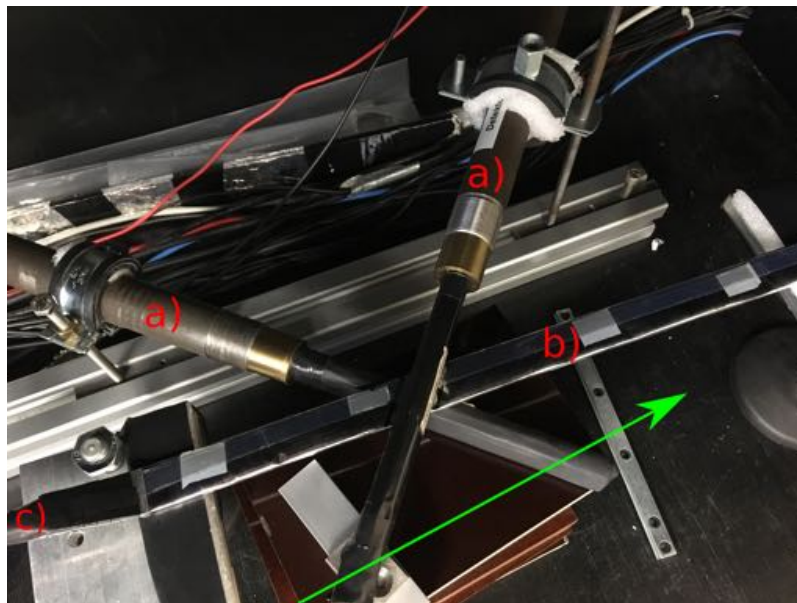


Abbildung 4.7: Aufbau zur Messung der Energieauflösung. a) sind die kleinen Szintillationsdetektoren, die als Trigger dienen, b) ist der neue Szintillatorstreifen, c) ist der Barrel PMT. Sowohl der Szintillatorstreifen, also auch der PMT können für die vier Messreihen ausgetauscht werden.

an dem die Energieauflösung des Detektors bestimmt werden konnte. Die Signale der kleinen Detektoren wurden an ein elektronisches Modul weitergeleitet, das das analoge Signal zu einem logischen Signal umwandelt. Es wird eine logische 1 von diesem Modul ausgegeben, wenn ein Teilchen den jeweiligen Detektor passiert hatte. Andernfalls gab das Modul eine logische 0 aus. Die beiden logischen Signale führten dann in ein weiteres Modul (AND-Gatter), welches nur dann eine logische 1 ausgibt, falls die beiden Eingänge eine logische 1 empfangen. Dieses finale Signal wurde anschließend in den Trigger-Eingang eines ADC eingespeist, an dem auch das Signal des zu untersuchenden Detektors angeschlossen war. Die Daten wurden wieder in einer *root* Datei gespeichert.

² de. Auslöser

Als Teilchenquelle wurde wieder kosmische Höhenstrahlung verwendet. Die Teilchen weisen zwar nicht die selbe Energie auf, jedoch gelten sie als minimalionisierend und deponieren deshalb in guter Näherung alle die selbe Energiemenge im Szintillatorstreifen. Der gesamte Aufbau befand sich zum Zeitpunkt der Messung wieder in der lichtdichten Kiste. Für die Messung waren mehrere Spannungsversorgungskabel notwendig. Die Anzahl der gebrauchten Anschlüsse war nicht ausreichend, sodass insgesamt zwei Adapterkabel gebaut werden mussten. Vor ihrer Benutzung wurden die Adapterkabel auf richtige Verlötlung getestet, damit die PMT auf Grund eines defekten Bauteiles nicht plötzlich mit einer zu hohen Spannung versorgt werden konnten. Wie es im vorherigen Abschnitt schon deutlich gemacht wurde, dauerte eine Messreihe mit kosmischer Höhenstrahlung und einer effektiven Fläche von 1 cm^3 etwa vier Tage. Es wurden alle vier Kombinationen aus altem und neuem Szintillatorstreifen mit dem großen und dem Barrel PMT vermessen.

Auswertung

Zur Auswertung wurde wieder das Programm root verwendet. Beim ersten Betrachten der Daten fiel sofort auf, dass viele gespeicherte Datensätze kein Signal, sondern einen konstanten Verlauf der Datenpunkte enthielten. Die kleinen Detektoren haben also gleichzeitig ein Teilchen detektiert, der Szintillatorstreifen jedoch nicht. Dies kommt zustande, wenn ein kosmisches Teilchen nicht senkrecht von oben die Detektoren passiert, sondern schräg einfällt, sodass beispielsweise die beiden Enden der kleinen Detektoren aber nicht der zu untersuchende Szintillatorstreifen passiert wird (siehe grüner Pfeil in Abb. 4.7). Für jede Detektorkombination werden wieder das Integral und das Maximum der gemessenen Datensätze bestimmt und in ein Histogramm gefüllt. Die Verteilung des Maximums nimmt eine zufriedenstellende Form an. Es gibt eine hohe Dichte um 0 herum, die von den Teilchen herrührt, die lediglich die beiden kleinen Detektoren passiert haben. Weiterhin ist eine Verteilung um einen positiven Wert zu beobachten, die einer Gaußkurve ähnelt. Bei der Integralverteilung tauchte dagegen anfangs ein auffällig hoher Peak bei negativen Integralwerten auf. Die *baseline* wurde anscheinend nicht richtig berechnet. Nach genaueren Untersuchungen wurde deutlich, dass die *baseline* einer hohen Schwankung unterliegt. Dies konnte anhand eines Datensatzes erkannt werden, bei dem das kosmische Teilchen lediglich die beiden kleinen Detektoren passiert hatte (siehe Abb. 4.8).

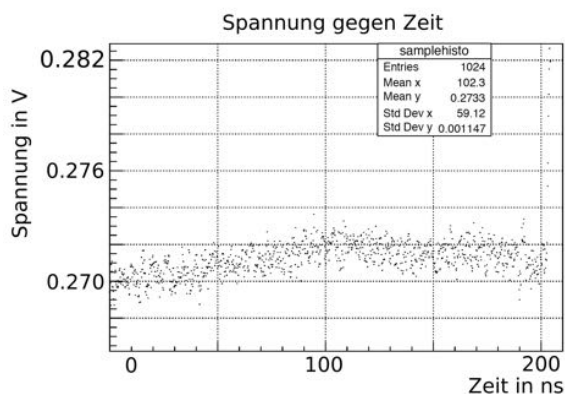


Abbildung 4.8: Verlauf der *baseline*

Zur richtigen Berechnung der *baseline* wurden zunächst die letzten 24 Datenpunkte (das entspricht der Zeit ab 2 ns) vernachlässigt, weil diese sehr stark von dem Wertebereich der anderen Datenpunkte abweichen und dadurch den Wert des Integrals verfälschen. Außerdem wurde, wie im vorherigem Abschnitt schon, ein Mittelwert mehrere Teilabschnitte mit einer sinnvollen Gewichtung als neue *baseline* bestimmt. Anschließend ergab sich eine zufrieden stellende Integralverteilung.

Die Verteilungen der Maxima und der Integralwerte mussten als nächstes in eine Energieverteilung

überführt werden. Minimalionisierende Teilchen deponieren im Detektor näherungsweise eine Energie von [10]

$$dE = 2 \cdot \rho \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}} \cdot dx.$$

Mit einer durchschnittlichen Dicke $dx = 0,5 \text{ cm}$ und der Dichte $\rho = 1,03 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ des Szintillatorstreifens folgt eine deponierte Energie von $dE = 1,03 \text{ MeV}$. Der Mittelpunkt der Verteilung wurde durch die Anpassung einer Gauskurve bestimmt und diesem Energiewert zugeordnet. Weiterhin wurde der Mittelpunkt der Verteilung um Null herum ebenfalls mit einer Gauskurve berechnet und dem Ursprung der Energieskala zugewiesen. So konnte für jede Verteilung der Maxima bzw. Integrale eine lineare Regression durchgeführt werden, die die Integral- bzw. Maximawerte einem entsprechenden Energiewert zuordnet. Bei den entstandenen Energieverteilungen (siehe Abb. 4.9) ist ein deutlicher Unterschied zu erkennen. Die Verteilung um 0 MeV ist bei der Maximamethode wesentlich höher und schmäler, als bei

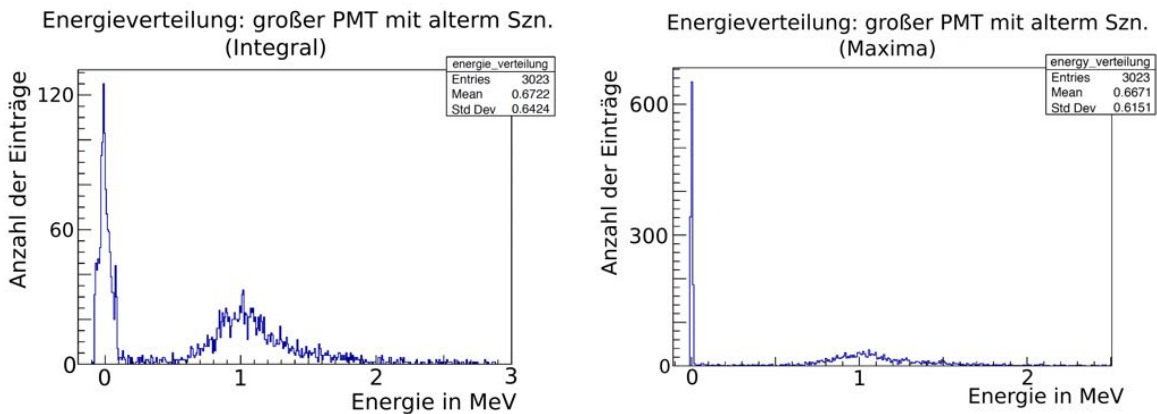


Abbildung 4.9: Diese beiden Energieverteilungen resultieren aus der Integralverteilung (links) und der Maximaverteilung (rechts). Sie wurden beide mit dem großen PMT und dem alten Szintillator gemessen.

der Integralmethode. Die Fehler, die bei der Berechnung der Integrale auftreten, können gar nicht erst bei der Maximaverteilung vorkommen. Deshalb scheint allein durch den optischen Vergleich der beiden Verteilungen die Maximamethode präziser zu sein.

An die Verteilungen, die um 1 MeV zentriert sind, wurde jeweils eine Gauskurve angepasst, um die Parameter zur Bestimmung der Energieauflösung zu erhalten. Mit diesen berechnet sich gemäß Gleichung 3.4 die Energieauflösung. Für alle vier Detektorkombinationen aus PMT und Szintillator und den beiden Methoden, Maximum und Integral, wurde die Energieauflösung final bestimmt (siehe Tabelle 4.3). Es

	Detektorkombination	Maximum	Integral
$R \pm \Delta R$	Barrel PMT mit neuem Szn.	$0,201 \pm 0,013$	$0,219 \pm 0,020$
	Barrel PMT mit altem Szn.	$0,208 \pm 0,017$	$0,210 \pm 0,012$
	Grosser PMT mit neuem Szn.	$0,113 \pm 0,007$	$0,119 \pm 0,011$
	Grosser PMT mit altem Szn.	$0,160 \pm 0,006$	$0,185 \pm 0,018$

Tabelle 4.3: Resultierende Energieauflösung $R \pm \Delta R$

fallen drei Regelmäßigkeiten beim Vergleichen der Energieauflösungen auf:

- Die Energieauflösungen, die über die Maximaverteilung bestimmt wurden, haben stets einen kleineren Wert, als die der Integralverteilung. Dies deckt sich mit der optischen Beurteilungen der beiden unterschiedlichen Verteilungen.
- Der neue Szintillator liefert immer eine bessere Energieauflösung als der Alte.
- Der große PMT weist ein deutlich besseres Auflösung als der Barrel PMT auf. Dieser Unterschied fällt am größten aus (Faktor 2).

Auch diese Messung spricht dafür, dass die Erneuerung des Szintillators sinnvoll war. Allerdings erzielt der große PMT eine doppelt so gute Energieauflösung wie der Barrel PMT.

4.4 Signale des Barrel Detektors

Nachdem der große PMT eine deutliche bessere Energieauflösung als der Barrel PMT bei Messungen im Detektorlabor zeigte, wurde er für die bevorstehende Strahlzeit an Stelle eines ohnehin defekten Barrel PMT in Kanal 22 des Barrel Detektors eingebaut.

Aufbau

Der Austausch war ohne Weiteres nicht möglich, weil der große PMT wesentlich dicker ist als der Barrel PMT und deshalb nicht in seine vorgesehene Halterung hinein passt. Es wurde in der Werkstatt ein zylinderförmiger Lichtleiter mit der Länge 13,5 cm und dem Durchmesser 1 cm angefertigt, der genau die Halterung des Barrel PMT füllt. Am Ende des Lichtleiters war genug Platz, um den großen PMT zu befestigen. Einer der zuvor gebauten Kabeladapter kam wieder zum Einsatz, weil der Barrel PMT und der große PMT unterschiedliche Anschlüsse für die Versorgungsspannung haben.

Auswertung

Nach dem Einbau wurden die Signale des großen PMT und eines normalen Barrel PMT sowohl direkt am Barrel (siehe Abbildung 4.10) als auch oben auf der Plattform (siehe Abb. 4.11) mit einem Oszillographen überprüft. Direkt am Detektor weisen die Barrel PMT ein noch stärker oszillierendes Signal auf, als es in

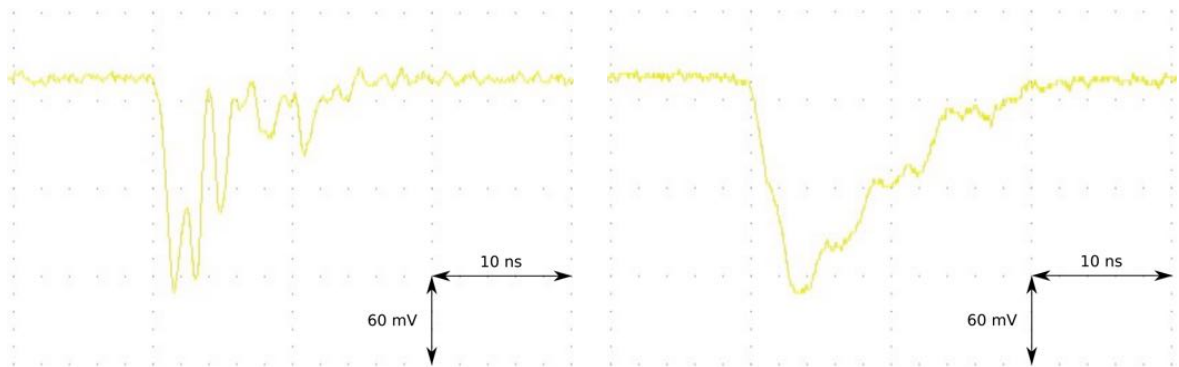


Abbildung 4.10: Signale unten unmittelbar am Barrel: Barrel PMT (links), großer PMT (rechts).

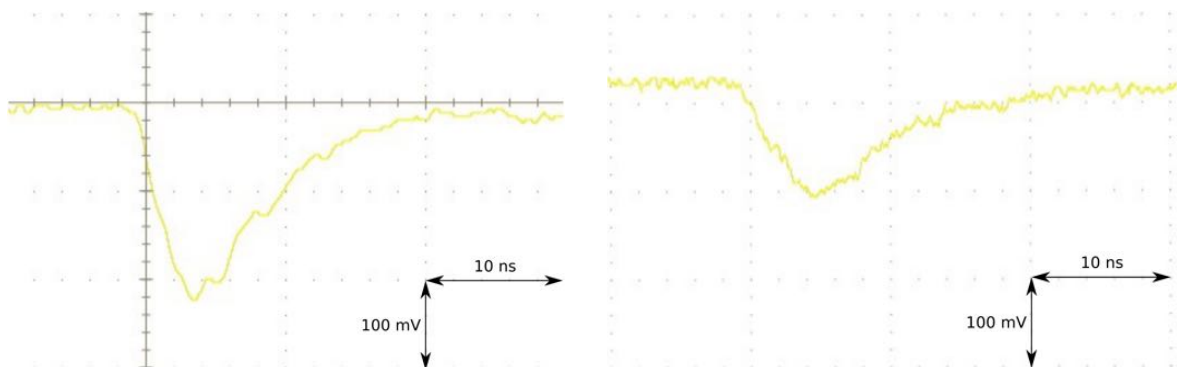


Abbildung 4.11: Signale auf der Plattform: Barrel PMT (links), großer PMT (rechts).

Abschnitt 4.1 der Fall war. Die Messung der Breite scheint an diesem Signal nicht möglich zusein, weil die Ansprechschwelle auf Grund der Oszillation des Signales mehrfach passiert werden kann. Allerdings

nehmen die Signale auf dem Weg zur Plattform eine andere Form an, denn dort treten lediglich kleine Unebenheiten auf der exponentiell abfallenden Flanke des Signals auf. Die starke Oszillation, wie sie unten beobachtet wurde, ist hier nicht mehr zusehen. Auch ist eine deutliche Zunahme der Amplituden von etwa 150 % bei dem Signal des Barrel PMT zu beobachten. Diese ist allerdings darauf zurückzuführen, dass die detektierten Teilchen unterschiedlich viel Energie im Detektor deponierten oder den Detektor an unterschiedlichen Punkten passierten, sodass durch die Abschwächlänge ein Amplitudenunterschied zu Stande kommt. Denn die Verteilungen mehrerer Signale deuten sowohl beim den Barrel PMT als auch bei dem großen PMT nicht auf eine Amplitudenzunahme hin. Das Signal des großen PMT unten am Barrel Detektor hat ebenfalls stärkere Unebenheiten auf der exponentiell abfallenden Flanke, als es vorher im Detektorlabor gemessen wurde.

Die Erklärung für die Änderung der Signalform ist folgende: Das 20 m lange Koaxialkabel weist auf Grund seiner Länge eine hohe Kapazität auf und fungiert deshalb als Tiefpass. Die hohen Frequenzen der Signale werden also auf dem Weg zur Plattform unterdrückt. Da die hohen Frequenzen allerdings für die starke Oszillationen der abfallenden Signalflanke verantwortlich sind, tauchen diese beim Signal auf der Plattform nicht mehr auf. Das Signal wurde auf dem Weg ausgelättet.

4.5 Grosser PMT vs Barrel PMT

Die Untersuchungen zur Energieauflösung zeigen, dass der große PMT eine bessere Energieauflösung besitzt als der Barrel PMT. Deshalb wird in diesem Abschnitt geprüft, ob mit der besseren Auflösung des großen PMT schon eine Teilchenidentifikation stattfinden kann. Es werden Daten aus der Strahlzeit (Juni/Juli 2018) verwendet. Da der Aufbau schon im vorherigen Abschnitt beschrieben wurde, folgt nur noch die Auswertung der Messung.

Auswertung

Der große PMT befindet sich, wie schon in Abschnitt 4.4 beschrieben wurde, an der Stelle eines defekten Barrel PMT in Kanal 22 des Barrel Detektors. Sein Datenkabel führt auch auf die Plattform zu dem TDC, an dem die Breite des Signals gemessen wird. Um zu prüfen, ob sich die bessere Energieauflösung des großen PMT bei der Teilchenidentifikation bemerkbar macht, wird neben der Breite der Barreldetektor Signale zusätzlich die gesamte Energie der Teilchen mit dem BGO Detektor gemessen. Es kann die im Barrel deponierte Energie $\frac{dE}{dx}$, die aus der Breite der Signale bestimmt wird, gegen die Gesamtenergie des Teilchens aufgetragen werden. Jedes Teilchen sollte sich in dieser Auftragung gemäß der Bethe-Bloch Gleichung 3.1 verhalten (siehe Abbildung 3.1). Es werden viele Elektronen erwartet, die auf einer Konstanten im Bereich der minimalionisierenden Teilchen liegen sollten. Weiterhin wird ein bananenförmiger Zweig für die Pionen und ein noch steilerer Zweig für die Protonen erwartet. Während einer Strahlzeit 2014 wurde mit einem anderen Modul, als mit dem heute verwendeten TDC, die Breite der Barrel Signale (ToT) und die Gesamtenergie im BGO gemessen. Diese Daten lieferten gegeneinander aufgetragen das zu erwartende Ergebnis (siehe Abb. 4.12) [11]. Diese Art von Auftragung wird im weiteren Verlauf der Arbeit Bethe-Bloch Auftragung genannt. In Abb. 4.12 wird das Quadrat der Breite als proportional

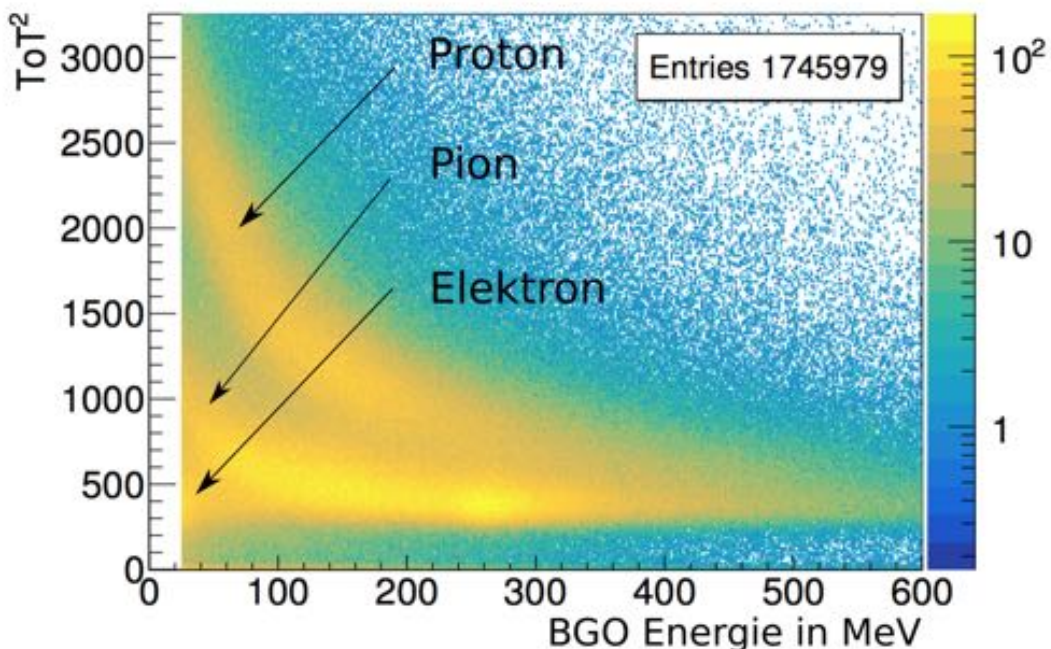


Abbildung 4.12: Erwarteter Bethe-Bloch Verlauf. Die Breite (ToT) wurde mit einem anderen Modul bestimmt als es heute verwendet wird[11].

zum Integral und somit zur deponierten Energie angenommen. In der entsprechenden Literatur [11] wurde dieser Zusammenhang nicht gezeigt. Dies soll hier mit vereinfachenden Annahmen nachgeholt werden:

Das charakteristische Signal schließt mit der *baseline* die Fläche A ein, die mit einem Dreieck an-

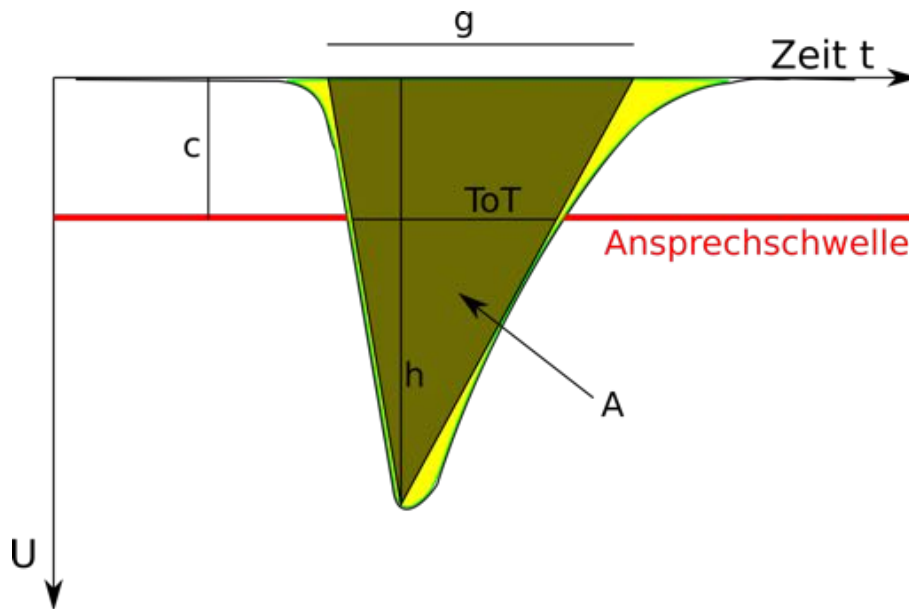


Abbildung 4.13: Skizze zur näherungsweisen Berechnung des Integrals eines Signales

genähert werden kann, welches für jedes Signal stets die selben Innenwinkel besitzt. Diese Näherung ist auf Grund des charakteristischen Signalverlaufes für alle Signale gleich. Für jedes der Dreiecke nimmt der Quotient aus h und g den selben Wert an.

$$\frac{h}{g} = \text{const}_1 \quad \Leftrightarrow \quad h = g \cdot \text{const}_1 \quad (4.1)$$

Außerdem folgt aus dem Strahlensatz für g

$$\frac{g}{\text{ToT}} = \frac{h}{h-c} \quad \Leftrightarrow \quad g = \text{ToT} \cdot h \frac{1}{h-c} \quad (4.2)$$

Setzt man Gleichung 4.1 und 4.2 nacheinander bei der Berechnung der Fläche eines Dreiecks ein, so ergibt sich die Proportionalität $A \propto b^2$

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{2} \cdot g \cdot h \\ &= \frac{1}{2} \cdot \text{const}_1 \cdot g^2 \\ &= \frac{1}{2} \cdot \text{const}_1 \left(\text{ToT} \cdot h \frac{1}{h-c} \right)^2 \\ &\propto \text{const}_2 \cdot \text{ToT}^2 \end{aligned} \quad (4.3)$$

Das zur Auswertung verwendete Analyseprogramm *explora* berechnet direkt aus der Zeit ToT vom TDC die deponierte Energie pro Weglänge aus, die im Szintillator zurück gelegt wurde. Für einen Barrel PMT (Kanal 21) und den großen PMT (Kanal 22) wird die Bethe-Bloch Auftragung erstellt (siehe Abb. 4.14). Man erkennt lediglich die Verteilung der Elektronen bzw. Pionen bei niedrigen Energien. Von dort aus

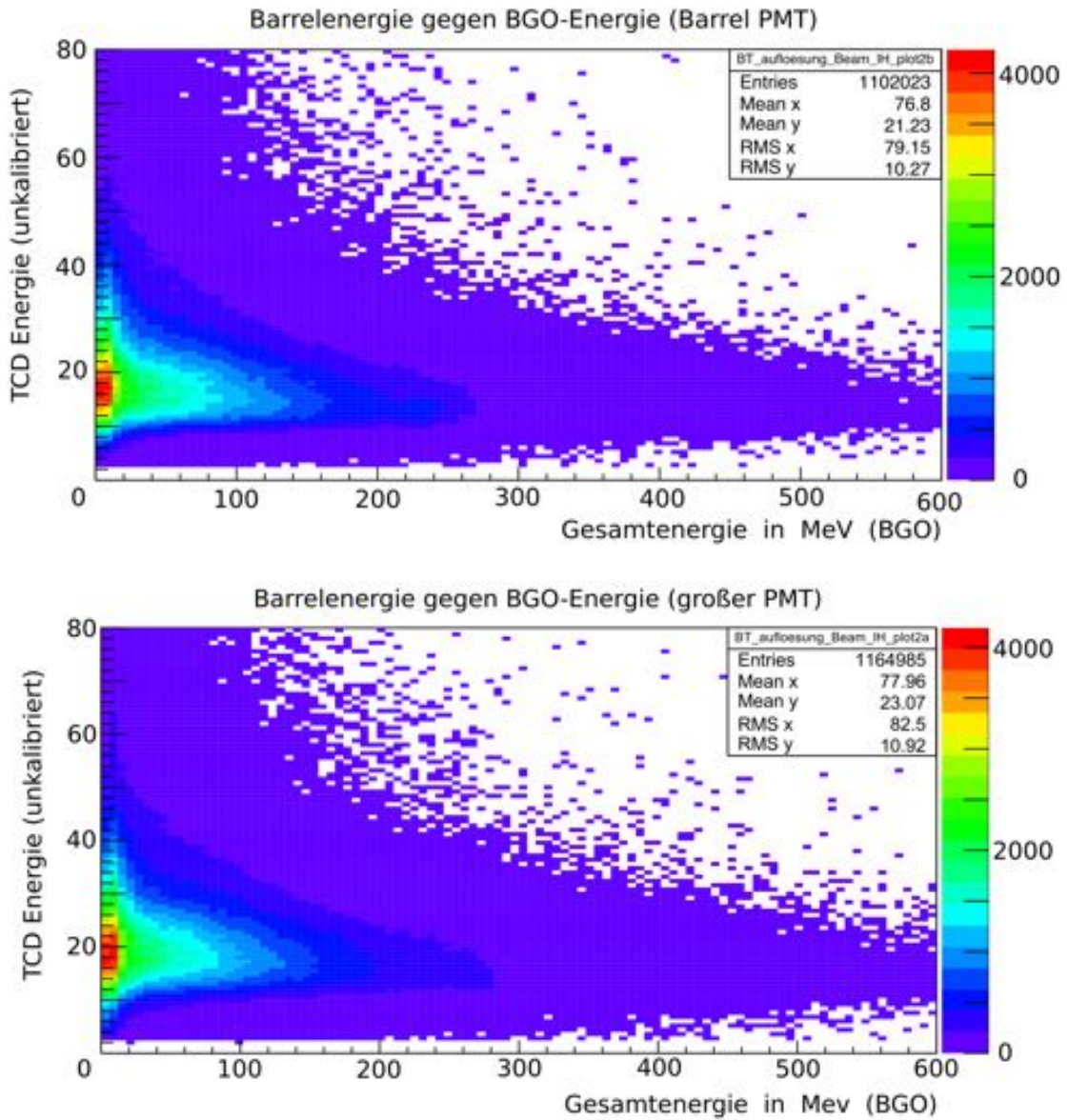


Abbildung 4.14: Auftragung der im Barrel deponierten Energie gegen der im BGO gemessenen Gesamtenergie: mit einem Barrel PMT (oben), mit dem großen PMT (unten)

nimmt die Verteilung stetig ab. Es ist in beiden Bethe-Bloch Auftragungen keine Teilchenidentifikation möglich, obwohl der große PMT in dem Detektorlabor eine bessere Energieauflösung aufgewiesen hat.

4.6 Vergleich zweier Auslesemodule

Zuletzt wurde noch die elektronische Auslese untersucht, indem ein ADC parallel zum TDC auf der Plattform eingebaut wurde. Das Ziel war es zu prüfen, ob man mit einer anderen charakteristischen Größe der Signale eine bessere Energieauflösung in der Bethe-Bloch Auftragung erhalten kann.

Aufbau

In den parallel geschalteten ADC wurden vier Kanäle des Barrels eingekoppelt. Der ADC verfügt über mehrere Eingänge, von denen allerdings nur die ersten vier verwendet wurden. Die Signalausgänge vom Barrel wurden folgendermaßen an den ADC angeschlossen (Barrel-Kanal→ADC-Kanal):

$$8 \rightarrow 1 \quad ; \quad 9 \rightarrow 2 \quad ; \quad 24 \rightarrow 3 \quad ; \quad 25 \rightarrow 4$$

Diese Zuordnung wurde gewählt, weil zu dem Zeitpunkt noch nicht ganz klar war, was exakt gemessen wird. Es wäre aber noch eine Analyse mit kosmischer Höhenstrahlung möglich gewesen, weil die ausgewählten Barrelkanäle genau übereinander liegen.

Leider stürzte der ADC während des Strahlzeit immer wieder ab, weshalb nicht viele Daten aufgenommen werden konnten.

Auswertung

Wie in dem vorherigen Abschnitt wurden das Integral und das Maximum aus den Datensätzen des ADC berechnet. Um eine zu $\frac{dE}{dx}$ proportionale Größe gegen die gesamte Energie, die mit dem BGO Detektor gemessen wird, auftragen zu können (Bethe-Bloch Auftragung), mussten noch die Integrale bzw. Maxima durch die Weglänge dx geteilt werden, die tatsächlich im Szintillatorstreifen zurückgelegt worden ist (siehe Abb. 4.15).

Für dx gilt

$$dx = \frac{b}{\sin(\Theta)}. \quad (4.4)$$

Der Winkel Θ wird vom BGO gemessen. Da die Protonen hauptsächlich unter Θ Winkeln in Vorwärtsrichtung emittiert werden, werden nur Daten in die Bethe-Bloch Auftragung eingetragen, bei denen Θ in einem Winkelbereich von $[25^\circ; 60^\circ]$ liegt. Für größere Winkel werden hauptsächlich Elektronen emittiert, die das Verhältnis von Protonen und Pionen zu Elektronen in der Auftragung stark verändern würden. Deswegen werden die Daten dieser Winkel vernachlässigt. Um die Ergebnisse mit den TDC Daten vergleichen zu können, wurden drei Bethe-Bloch Auftragnungen erstellt. Auf der Y-Ache wurden jeweils die über den TDC

bestimmen Energien, die Maxima und die Integrale eingetragen. Wobei die letzten beiden Größen zuvor durch dx geteilt werden mussten. Zwischen den Auftragnungen der Energie des TDC (siehe Abb. 4.16) und des Integrals konnte kein signifikanter Unterschied festgestellt werden. Allerdings ist in der Bethe-Bloch

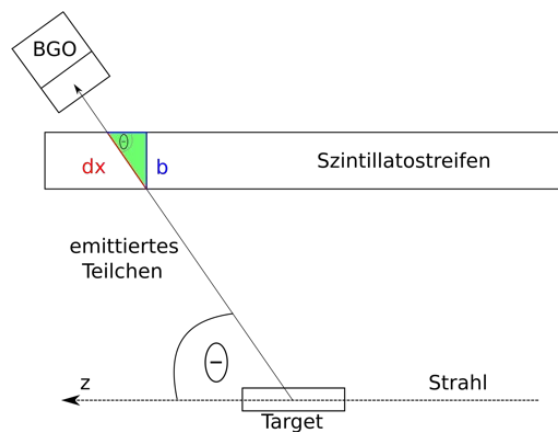


Abbildung 4.15: Beispielhafte Flugbahn eines Teilchens, das vom Target aus emittiert wird. Die rote Strecke (dx) wird im Szintillatorstreifen zurückgelegt, die blaue Strecke ist seine Dicke und Θ ist der Winkel, unter dem das Teilchen zur z -Achse emittiert wird.

Auftragung des Maximums (siehe Abb. 4.17) neben den Elektronen deutlich ein weiterer Zweig zu erkennen. Auf diesem liegen vermutlich die Datenpunkte der Protonen. Die Statistik in diesen Grafiken ist leider nicht sehr hoch, sodass die Aussagen über die Energieauflösung der Protonen bzw. Pionen nicht besonders präzise sind. Trotzdem sind die beiden Teilchen optischen schon bei der Bethe-Bloch Auftragung des Maximums voneinander zu unterscheiden. Es wurden sechs Projektionen parallel zur Y-Achse

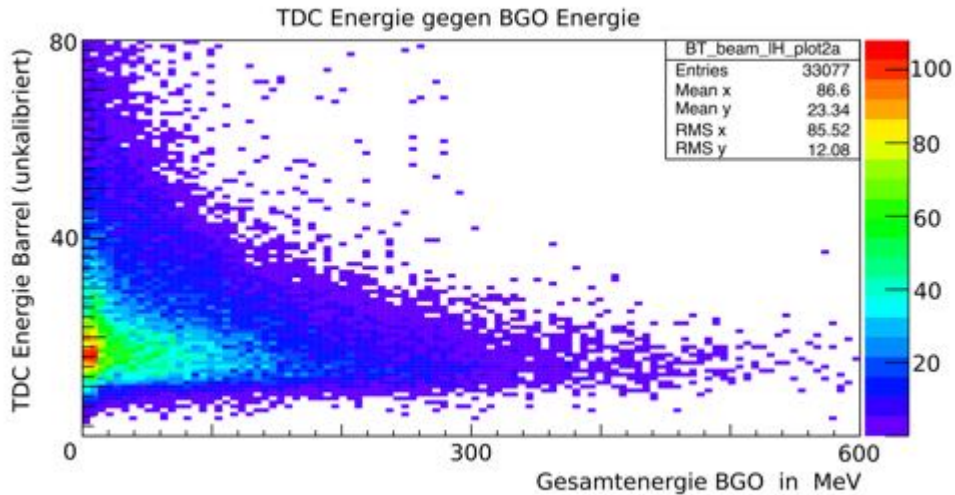


Abbildung 4.16: Bethe-Bloch Auftragung der Energie des TDC. Es sind lediglich die Pionen zu erkennen. Ein weiterer Zweig der Protonen bleibt aus.

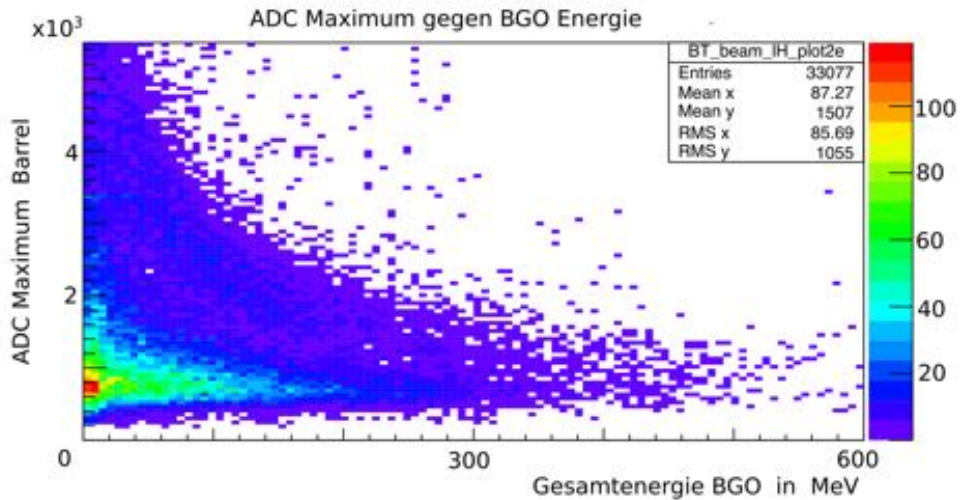


Abbildung 4.17: Bethe-Bloch Auftragung der Maxima des ADC. Über dem intensiven Zweig der Pionen ist noch eine kleine aber kontinuierliche Verteilung der zu erkennen. Sie ist den Protonen zuzuordnen.

erstellt (siehe Abb.4.18). Sie sollen zeigen, dass man in einem gewissen Energiebereich den Zweig der

Protonen gut von den Pionen unterscheiden kann. Dazu wurde an beide Maxima der Projektion jeweils eine Gaußkurve mit konstantem Untergrund angepasst. Die Anpassungsfunktion hatte also folgende Form

$$V(x) = p_0 \cdot \exp\left(-\frac{(x - p_1)^2}{2 \cdot p_2^2}\right) + p_3 \cdot \exp\left(-\frac{(x - p_4)^2}{2 \cdot p_5^2}\right) + p_6 \quad (4.5)$$

und wurde in die Histogramme der Projektionen zusätzlich eingetragen (siehe Abb. 4.18 roter Graph).

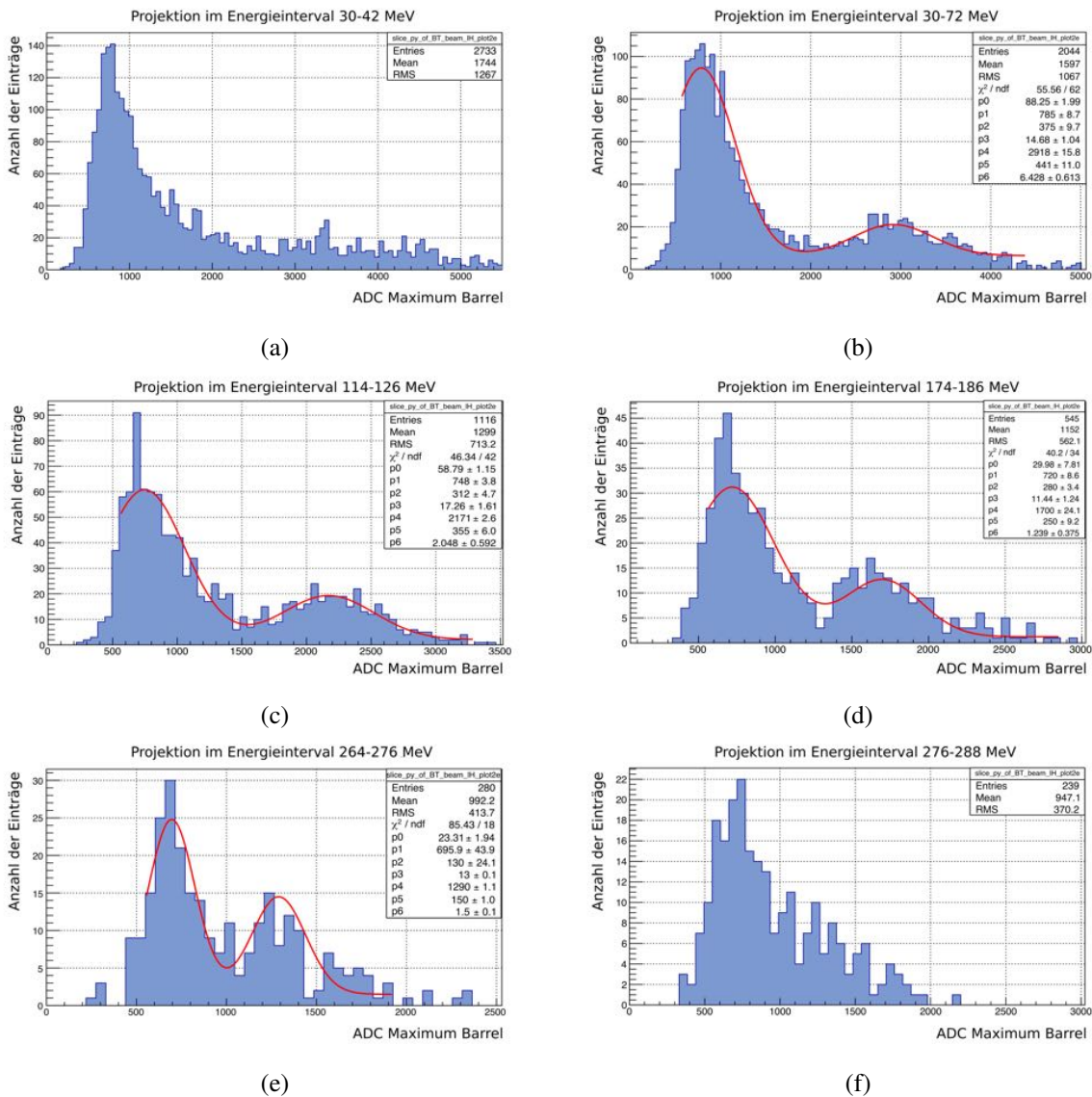


Abbildung 4.18: Von (a) nach (f) liegen die Projektionen in immer höheren Energieintervallen. Bei (b) kann man erstmals den Zweig der Protonen von dem der Pionen unterscheiden. Dies ist zuletzt bei der Projektion (e) gerade so möglich.

Die erste Projektion zeigt, dass in diesem Intervall keine Protonen beobachtet werden. Dies ist jedoch nicht auf eine schlechte Energieauflösung in diesem Energieintervall zurück zu führen sondern darauf, dass auf Grund der reinen Kinematik das Vorkommen der Protonen bei diesem Energien unterdrückt

wird. Ab der zweiten Projektion ((b), 60 MeV bis 72 MeV) ist dann deutlich neben den Pionen die Verteilung um ein Maximum von 2918 der Protonen zu erkennen. Die beiden Zweige gehen für höhere Energien ineinander über, sodass ab der letzten Projektion (f) die Unterscheidung zwischen Pionen und Protonen nicht mehr möglich ist. Sie umfasst das Energieintervall von 267 MeV bis 288 MeV. Die Anpassungsfunktionen weisen alle eine zufriedenstellende Güte im Bereich von $\chi^2 = 40 - 85$ auf. Gemäß Gleichung 3.4 kann mit den Anpassungsparametern die Energieauflösung sowohl der Pionenkurve als auch der Protonenkurve für jede Projektion bestimmt werden (siehe Tab. 4.4). Die Anpassungsparameter sind den Legenden der jeweiligen Abbildungen (b)-(e) zu entnehmen.

Projektion	R (Pion)	R (Protonen)
(b)	$0,477 \pm 0,013$	$0,151 \pm 0,004$
(c)	$0,417 \pm 0,006$	$0,163 \pm 0,003$
(d)	$0,388 \pm 0,006$	$0,147 \pm 0,006$
(e)	$0,186 \pm 0,036$	$0,116 \pm 0,001$

Tabelle 4.4: Energieauflösung der einzelnen Projektionen für die Elektronen und die Protonen

Es fällt auf, dass die Energieauflösung der Protonen ungefähr konstant bleibt und das der Elektronen im Bereich niedriger Energien abnimmt. Die Erklärung dafür ist folgende: Nah an dem Zweig der Elektronen liegt auch der Zweig der Pionen (vgl. Abb. 4.12). Bei niedrigeren Gesamtenergien laufen sie etwas auseinander, während sie bei hohen Energien zusammen laufen. Darum wird die Gauskurve bei niedrigen Gesamtenergien breiter und bei hohen Energien schmaler. Dieses Verhalten schlägt sich unmittelbar auf die Energieauflösung nieder. Die Auflösung des Protonenzweiges bleibt konstant, da hier lediglich die Protonen und keine weiteren Teilchen beitragen.

Die Energieauflösungen sind mit den im Detektorlabor gemessenen Werten (Abschnitt 4.3 Tabelle 4.3) der Maximamethode zu vergleichen. Sie nehmen etwa halb so große Werte an. Es wurde also eine höhere Energieauflösung erzielt, als sie zuvor in dem Detektorlabor gemessen wurden. Dies liegt daran, dass die oszillierenden Signale auf dem Weg zur Plattform geglättet werden und so eine einheitlichere Form annehmen (vgl. Abschnitt 4.4).

Fazit und Ausblick

Zuletzt werden alle wichtigen Ergebnisse der Untersuchungen zusammengefasst. Abschließend wird ein kurzer Ausblick für eine bessere Energieauflösung präsentiert.

Die Signale der im Barrel verwendeten Photomultiplier weisen ein ungewöhnliches Signal auf. Anstelle der zu erwartenden, exponentiell abfallenden Flanke sind starke Oszillationen gemessen worden. Diese Signale brachten bei Messungen im Detektorlabor eine schlechtere Energieauflösung im Vergleich zu einem anderen Photomultiplier, der nicht gerade für eine gute Energieauflösung gefertigt ist, mit sich. Sie beträgt in Kombination mit einem Szintillatorstreifen aus der Reserve $0,201 \pm 0,013$. Allerdings schmieren die Signale in dem langen Kabel vom experimentellen Aufbau bis zur Plattform aus und verlieren ihre oszillierende Form, sodass an der elektronischen Auslese ein geglättetes Signal ankommt. Deshalb wird im Experiment eine andere Auflösung erzielt, als sie im Detektorlabor gemessen wurde. Parallel zum TDC, welches die Breite der Signale misst, wurde ein ADC während der Strahlzeit auf der Plattform eingebaut. Damit konnten noch weitere charakteristische Größen der Signale bestimmt werden. Während mit den Daten des TDC eine Unterscheidung zwischen Elektronen und Protonen nicht möglich war, konnten diese beiden Teilchen gut über das mit dem ADC ermittelte Maxima der Signale aufgelöst werden. Der Verteilung der Protonen konnte eine ungefähr konstante Energieauflösung von $1,1163 \pm 0,0008$ bis $1,1635 \pm 0,0028$ zugeordnet werden. Sie hing von dem jeweiligen Energieintervall ab. Diese Werte sind deutlich besser als die zuvor im Detektor Labor gemessene Energieauflösung. Es deuteten sich sogar die geladenen Pionen an. Diese Aussagen gelten in dem Bereich der Gesamtenergie von 60 MeV bis 276 MeV.

Es wurde eine signifikante Abschwächlänge im Detektorlabor für einen Szintillatorstreifen aus der Reserve und einen, der vor der Erneuerung der Szintillatoren verwendet worden war, bestimmt. Der aus der Reserve stammende Szintillatorstreifen wies eine deutlich längere Abschwächlänge von $(17,297 \pm 0,851)$ cm auf, während dem alten Szintillatorstreifen eine Abschwächlänge von $(11,753 \pm 0,404)$ cm zugeordnet werden konnte.

Die suboptimalen Signale am Barrel Detektor schmieren auf dem Weg zur Plattform aus und nehmen den erforderlichen, charakteristischen Verlauf an. Um eine bessere Energieauflösung und eine damit verbundene Teilchenidentifikation zu erhalten, bietet sich an, nicht die Breite der Signale des Barrel Detektors, sondern ihre Maxima zu messen. Dazu müsste der TDC ausgebaut und beispielsweise ein ADC eingebaut werden. Dies ist allerdings mit einer sehr viel höheren Datenmenge verbunden. Weiterhin könnte man die gemessene Abschwächlänge der Szintillatorstreifen in die Datenanalyse integrieren. Damit können die Signale präziser ausgewertet und eine höhere Energieauflösung erzielt werden.

Literatur

- [1] *BGO OD homepage*, 2018,
URL: <https://bgo-od.physik.uni-bonn.de/ExperimentalSetup/> (siehe S. 3–5).
- [2] *Lexikon der Physik*, 2018,
URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/bgo-kristall/1529> (siehe S. 5).
- [3] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2. Aufl., Seite 157ff., Addison-Wesley, 1994 (siehe S. 5, 9, 10).
- [4] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2. Aufl., Seite 24ff., Addison-Wesley, 1994 (siehe S. 7, 8).
- [5] B. P. N. Owtscharenko, *Vorbereitung auf den Versuch Halbleiterdetektoren*, (2018), Seite 9 (siehe S. 8).
- [6] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2. Aufl., Seite 199 ff., Addison-Wesley, 1994 (siehe S. 11).
- [7] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2. Aufl., Seite 117ff., Addison-Wesley, 1994 (siehe S. 13).
- [8] *Lexikon der Physik*, 2018,
URL: https://www.chemie-schule.de/KnowHow/Kosmische_Strahlung (siehe S. 14).
- [9] *Wikipedia*, 2018, URL:
https://de.wikipedia.org/wiki/Koaxialkabel#Physikalische_Eigenschaften
(siehe S. 18).
- [10] B. Povh, *Teilchen und Kernphysik*, 9. Aufl., Seite 413 ff., Springer Spektrum, 2013 (siehe S. 24).
- [11] O. Freyermuth, *Studies of w Production off Proton at the BGO-OB Experiment (PhD)*, Seite 95, 2017 (siehe S. 28, 29).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Aufbau des BGO OD Experiments [1]	3
3.1	Graphische Darstellung der Bethe-Bloch Gleichung [4]	8
3.2	Beispielhafte Darstellung der Landau-Verteilung	8
3.3	Termschema der π -Elektronen	9
3.4	Intensitätsverlauf am Lichtleiter	10
3.5	Aufbau eines Photomultiplieres	11
4.1	Darstellung der verwendeten Bauteile zur Untersuchung der Energieauflösung	15
4.2	Signalverlauf des Barrel PMT	17
4.3	Signalverlauf beider PMT beim selben Szintillator	17
4.4	Beispielhafte Integralverteilungen beider Szintillatorstreifen	20
4.5	Auftragung der Integralverteilung gegen die Position der Strontiumquelle anhand des Augenmaßes	20
4.6	Auftragung der Integralverteilung gegen die Position der Strontiumquelle anhand des Mittelwertes der Verteilungen	21
4.7	Aufbau zur Messung der Energieauflösung	22
4.8	Verlauf der <i>baseline</i>	23
4.9	Zwei beispielhafte Energieverteilungen	24
4.10	Signale unten unmittelbar am Barrel	26
4.11	Signale auf dem Plattform	26
4.12	Erwarteter Bethe-Bloch Verlauf	28
4.13	Skizze zur näherungsweisen Berechnung des Integrals eines Signales	29
4.14	Vergleich der beiden PMT	30
4.15	Strecke, die im Szintillator zurückgelegt wird	31
4.16	Bethe-Bloch Auftragung der Energie des TDC	32
4.17	Bethe-Bloch Auftragung der Maxima des ADC	32
4.18	Y-Achsen Projektionen der Bethe-Bloch Auftragung der Maxima des ADC	33

Tabellenverzeichnis

4.1	Spannungen der verwendeten PMT	16
4.2	Abschwächlängen $L \pm \Delta L$	21
4.3	Resultierende Energieauflösung $R \pm \Delta R$	24
4.4	Energieauflösung der einzelnen Projektionen für die Elektronen und die Protonen	34