

Bachelorarbeit

---

**Aufbau und Test eines  
Plastikszintillatordetektors zur  
Demonstration kosmischer Strahlung**

**Setup and Test of a Plastic Scintillator Detector for the  
Demonstration of Cosmic Rays**

---

vorgelegt von  
Artur Sperling

Münster, 24. August 2010

Themensteller: Prof. Dr. Christian Weinheimer  
Zweitgutachter: Dr. Volker Hannen



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Die kosmische Strahlung . . . . .	5
2.1.1	Entdeckung der kosmischen Strahlung . . . . .	5
2.1.2	Zusammensetzung und Ursprung kosmischer Strahlung . . . . .	5
2.1.3	Die sekundäre kosmische Strahlung . . . . .	8
2.2	Das Myon . . . . .	10
2.2.1	Eigenschaften des Myons . . . . .	10
2.2.2	Entstehung und Zerfall . . . . .	10
2.2.3	Das Myon auf Meereshöhe . . . . .	11
2.2.4	Relativistische Lebensdauer . . . . .	12
2.3	Detektion . . . . .	13
2.3.1	Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie . . . . .	13
2.3.2	Organische Szintillatoren . . . . .	14
2.3.3	Photomultiplier (PMT) . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>17</b>
3.1	Die Paddles . . . . .	17
3.1.1	Bau der Paddles . . . . .	17
3.1.2	Konstruktion eines Gehäuses . . . . .	18
3.2	Die NIM-Elektronik . . . . .	19
3.2.1	Verwendete Module . . . . .	19
3.2.2	Der Signalweg . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Testbetrieb</b>	<b>25</b>
4.1	Relative Effizienzmessung der Paddles . . . . .	25
4.1.1	Verwendete Sr-90 Quelle . . . . .	25
4.1.2	Messung der relativen Effizienz . . . . .	27
4.2	Koinzidenzmessungen . . . . .	30
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>33</b>
<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>35</b>
	Abbildungsverzeichnis	40
	Literaturverzeichnis	42



# 1 Einleitung

Das Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau eines tragbaren Schulversuchs zum Nachweis von Myonen aus der kosmischen Strahlung. Die Messung erfolgt mit Hilfe von Plastiksintillatoren. Die Vorteile von Plastiksintillatoren als Detektoren sind die einfache Handhabung, die hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen, sowie die relativ einfache Verarbeitung der Signale der für die Auslese verwendeten Photomultiplier. Aufgrund der zu erwartenden häufigen Transporte und dem Einsatz der Detektoren im Schulunterricht, werden an die Detektoren besondere Anforderungen gestellt. Sie sollten möglichst langlebig sein und eventuell unsachgemäße Bedienung gut standhalten können. Deshalb wird neben dem Bau der Paddles ein geeigneter Rahmen um diese entworfen, welcher die anfällige Konstruktion aus Plastik schützt und die Hochspannung des Photomultipliers, der im Griff untergebracht ist, zuverlässig abschirmt.



# 2 Physikalische Grundlagen

## 2.1 Die kosmische Strahlung

### 2.1.1 Entdeckung der kosmischen Strahlung

Die kosmische Strahlung wurde erstmals 1912 von Victor Franz Hess nachgewiesen, als er auf Ballonflügen eine Zunahme der Ionisation der Luft mit wachsender Höhe feststellte. Seine Elektrometer, die er bei den Fahrten mit sich nahm, entluden sich bei steigender Höhe schneller, was auf eine ionisierende Strahlung aus dem All schließen ließ. Diese Strahlung wurde als kosmische Strahlung bekannt.

W. Bothe und W. Kolhörster entwickelten um 1929 mit Hilfe von zwei Geiger-Müller-Zählrohren eine Koinzidenzschaltung, mit der sie die Existenz einer durchdringenden kosmischen Strahlung eindeutig zeigen konnten. Dadurch, dass sich die Koinzidenzen nicht einmal durch dicke Absorber unterdrücken ließen, konnte man den Rückschluß ziehen, dass es sich bei der Strahlung, die die Erde erreicht, nicht um Gamma-Strahlung, sondern um durchdringende geladenen Teilchen handeln muss [1].

Bevor die ersten Teilchenbeschleuniger um 1950 gebaut wurden, war die kosmische Strahlung die einzige Quelle hochenergetischer Teilchen. Mit ihrer Hilfe konnte man in Nebelkammern neue Teilchen wie das Positron, Pionen und natürlich die Myonen nachweisen. Diese Entdeckungen förderten den Bau der Teilchenbeschleuniger und die Entdeckung sowie Erforschung des sogenannten Teilchenzoos der Elementarteilchen.

### 2.1.2 Zusammensetzung und Ursprung kosmischer Strahlung

Wie bereits erwähnt muss die kosmische Strahlung aus hochenergetischen geladenen Teilchen bestehen, da man sie noch auf der Erdoberfläche und sogar noch tief unter der Erde nachweisen kann. Die primäre kosmische Strahlung setzt sich zum größten Teil aus Protonen (ca. 85 - 88 %), Helium-Kernen (ca. 10 - 12 %), schwereren Kernen (ca. 2 %) und Elektronen (ca. 1 %) zusammen [2]. Die Zusammensetzung der schweren Kerne ähnelt stark der Elementenverteilung im Sonnensystem, abgesehen von ein paar Ausnahmen. Diese Ausnahmen stellen eine erhöhte Häufigkeit bei Lithium ( $Z = 3$ ), Beryllium ( $Z = 4$ ), Bor ( $Z = 5$ ) und den Elementen unter Eisen ( $20 \leq Z \leq 26$ ) dar. Diese lassen sich durch Spallation von z.B. Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff und Eisen in der Atmosphäre erklären [3].

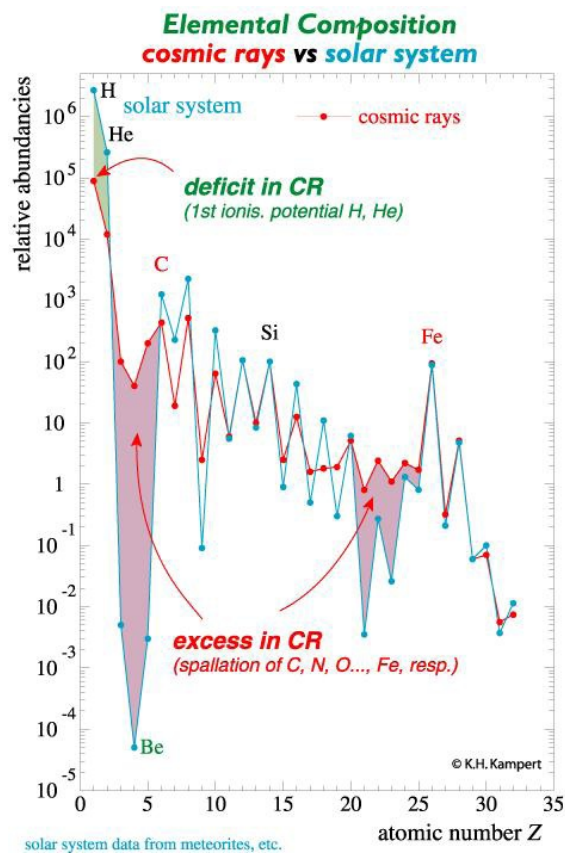


Abbildung 2.1: Vergleich der Elementenhäufigkeit der kosmischen Strahlung mit der Zusammensetzung innerhalb des Sonnensystems [4]

Die Energieverteilung der Primärteilchen erstreckt sich dabei von  $10^6$  bis  $10^{20}$  eV. Bis zu Energien von ca.  $3 \cdot 10^6$  GeV weist das Energiespektrum einen Verlauf nach dem Potenzgesetz

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad \gamma \approx 2,75 \quad (2.1.1)$$

auf.  $N$  ist dabei die Anzahl der Teilchen mit der Energie  $E$ . Bei steigenden Energien wächst dieser Exponent auf  $\gamma \approx 3$ , der Bereich des Anstiegs wird oft als *Knie* bezeichnet, bis man schließlich wieder eine Abnahme des Exponenten bei ca.  $10^{10}$  GeV feststellt, was den *Knöchel* des Spektrums darstellt.



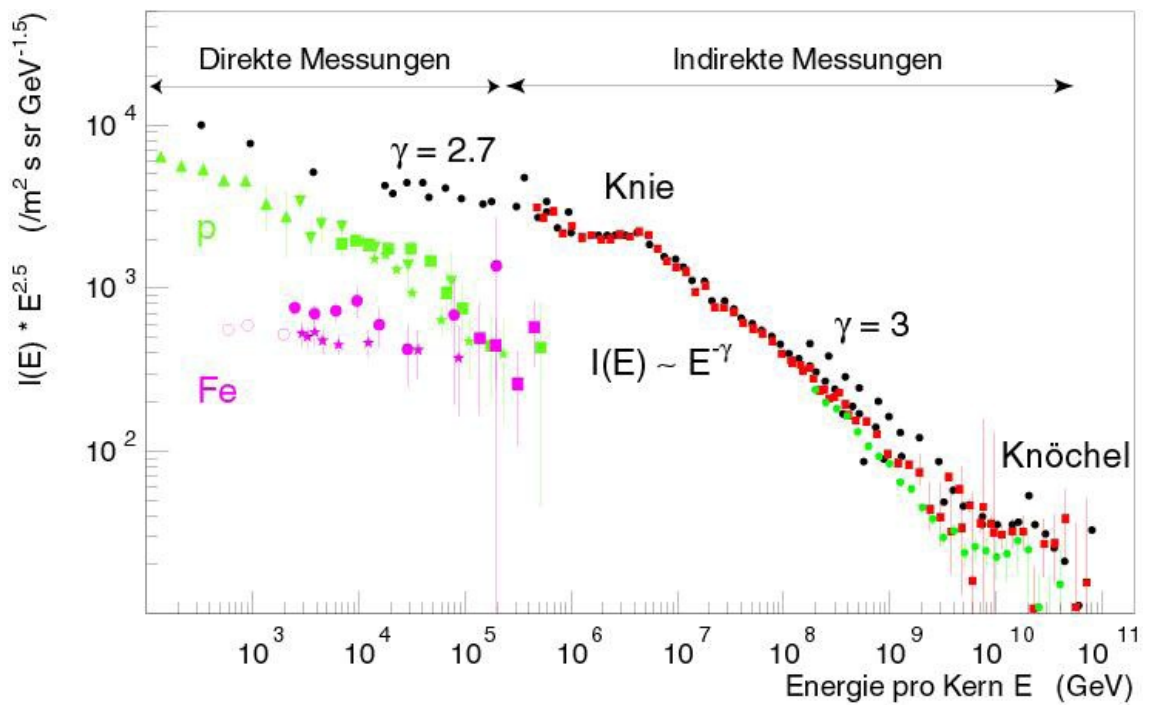


Abbildung 2.2: Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung [5]

In Abbildung 2.2 ist dieser Verlauf gut zu erkennen. Mit *direkter Messung* ist in Abbildung 2.2 der direkte Nachweis der Primärteilchen, z.B. in Ballonexperimenten, gemeint. Bei höheren Energien ab etwa  $10^5$  GeV verläuft der Nachweis über die Detektion der in Reaktionen mit der oberen Atmosphäre gebildeten Sekundärteilchen, was Rückschlüsse auf die Art und Energie der Primärstrahlung erschwert.

Unser Zentralgestirn stößt bei den Sonnenwinden überwiegend Protonen und Heliumkerne mit bis zu 500 MeV aus. Diese Strahlung ist für das Polarleuchten verantwortlich. Die höheren Energien ab 1 GeV stammen aus Schockfronten von Supernovae, Quasaren und Pulsaren, bei denen starke Magnetfelder auftreten, die die Teilchen auf sehr hohe Energien beschleunigen können [3]. Die Abnahme der Intensität der Strahlung auf der Erde, also das *Knie*, lässt sich dadurch erklären, dass die Teilchen bei dieser Energie anfangen die Milchstraße zu verlassen, da ihr Larmor-Radius gerade bei ca.  $10^6$  GeV groß genug ist, um dem galaktischen Magnetfeld der Milchstraße von  $B \approx 3 \cdot 10^{-10}$  T zu entweichen [6]

Desweiteren wird bei Teilchenenergien von  $10^6$  GeV das Energiemaximum erreicht, das Beschleunigungsmechanismen in Supernova-Explosionen erreichen können. Höhere Energien müssen deshalb zum großen Teil aus extragalaktischen Quellen stammen, z.B. aus aktiven galaktischen Kernen oder anderen, noch unbekanntem Beschleunigungsmechanismen. Das Abbrechen des Spektrums ab  $10^{10}$  GeV lässt sich damit erklären, dass es bei Protonen mit einer Energie von etwa  $6 \cdot 10^{10}$  GeV durch Wechselwirkung mit der Hintergrundstrahlung zur Delta-Resonanz kommt:



Hierbei verlieren die Teilchen einen Teil ihrer Energie. Dieser Effekt wird als der GZK<sup>1</sup>-Cutoff bezeichnet.

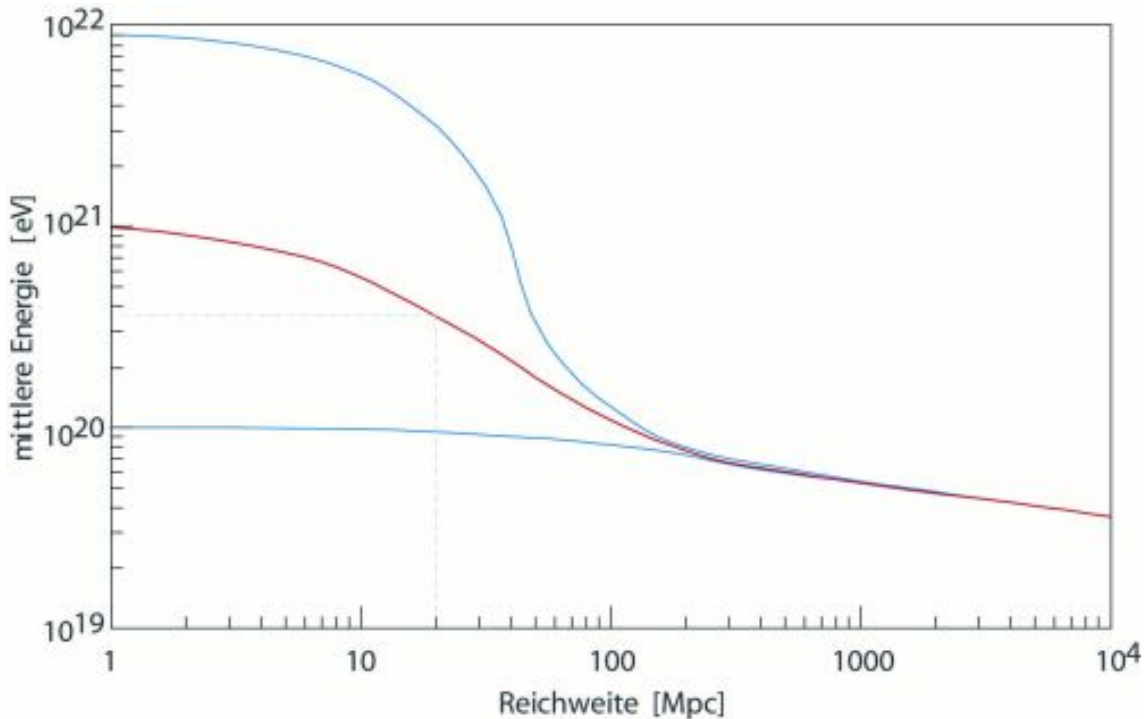


Abbildung 2.3: GZK-Cutoff: Protonen höherer Energie werden nach etwa 100 Mpc auf unter  $10^{20}$  eV abgebremst [7]

Auf der Erdoberfläche können wir ohnehin nicht die *primäre* kosmische Strahlung messen. Die hochenergetischen Teilchen reagieren auf etwa 20 km Höhe mit unserer Erdatmosphäre und erzeugen Luftschauer, bei denen unter Anderem Myonen entstehen, die wir schließlich nachweisen können. Im Folgenden wird diese *sekundäre* kosmische Strahlung näher betrachtet.

### 2.1.3 Die sekundäre kosmische Strahlung

Die eingehende primäre kosmische Strahlung tritt in Wechselwirkung mit den Teilchen der Erdatmosphäre. Durch die Kollision bei hohen Energien werden die Atomkerne zerkleinert, neue kurzlebige Teilchen werden erzeugt. Die neuen Teilchen breiten sich kaskadenartig aus, reagieren wiederum mit der Atmosphäre oder zerfallen (siehe Abbildung 2.4).

<sup>1</sup>Nach den Physikern Kenneth Greisen, Georgiy Zatsepin und Vadim Kuzmin

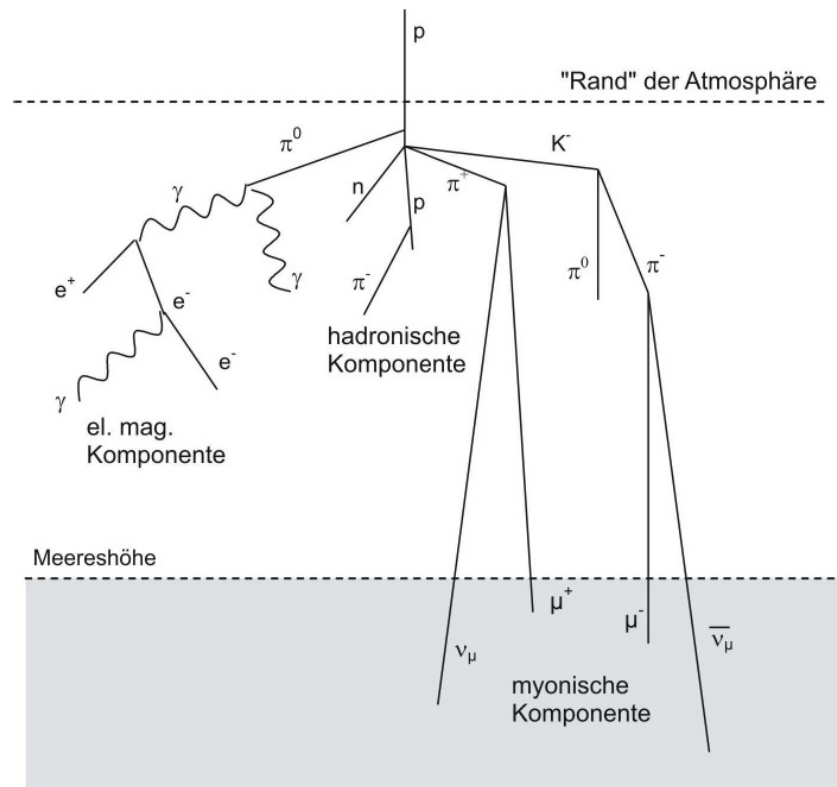


Abbildung 2.4: Schematischer Ablauf einer hadronischen Kaskade mit elektromagnetischer Komponente [2]

Bei der sekundären kosmischen Strahlung entsteht eine große Zahl energiereicher Mesonen, also Teilchen aus einem Quark-Antiquark Paar, sowie Lambda- und Sigma-Hyperonen, das heißt Baryonen mit mindestens einem Strange-Quark. In Tabelle 2.1 sind die häufigsten Reaktionen während einer Kaskade aufgezeigt.

$p + p \longrightarrow \Lambda + K^+ + p$	$p + n \longrightarrow \Lambda + K^+ + n$
$\longrightarrow \Sigma^+ + K^+ + n$	$\longrightarrow \Sigma^- + K^+ + p$
$\pi^- + p \longrightarrow \Lambda + K^0$	$\pi^+ + p \longrightarrow \Sigma^+ + K^+$
$\longrightarrow \Sigma^- + K^+$	
$\pi^- + n \longrightarrow \Lambda^- + K^0$	$\pi^+ + n \longrightarrow \Sigma^+ + K^0$
	$\longrightarrow \Lambda + K^+$

Tabelle 2.1: Typische Reaktionen während einer Kaskade in der Erdatmosphäre. Protonen (p), Neutronen (n) und Pionen ( $\pi$ ) erzeugen Lambda ( $\Lambda$ )- und Sigma ( $\Sigma$ )-Hyperonen [8]

Alle diese Teilchen sind kurzlebig und zerfallen nach Tabelle 2.2 im Endeffekt immer in ein Myon mit zugehörigem Neutrino.

Zerfallsreaktion	Lebensdauer in s	rel. Häufigkeit in %
$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	$2,60 \cdot 10^{-8}$	$\approx 100$
$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$2,60 \cdot 10^{-8}$	$\approx 100$
$\pi^0 \longrightarrow 2 \gamma$	$8,4 \cdot 10^{-17}$	$\approx 99$
$\pi^0 \longrightarrow \gamma + e^- + e^+$	$8,4 \cdot 10^{-17}$	$\approx 1$
$K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	$\approx 64$
$K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^0$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	$\approx 21$
$K^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	$\approx 64$
$K^- \longrightarrow \pi^- + \pi^0$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	$\approx 21$
$\Sigma^+ \longrightarrow n + \pi^+$	$0,80 \cdot 10^{-10}$	$\approx 48$
$\Sigma^- \longrightarrow n + \pi^-$	$1,48 \cdot 10^{-10}$	$\approx 100$
$\Lambda \longrightarrow p + \pi^-$	$2,63 \cdot 10^{-10}$	$\approx 64$

Tabelle 2.2: Zerfallskanäle zur Myonenerzeugung [8]

Das Primärteilchen verliert bei dieser Reaktion seine kinetische Energie und die Kaskade dauert solange an, bis die Hadronen nicht mehr genügend Energie haben um neue Pionen zu erzeugen. Aufgrund von häufigen Wechselwirkungen mit der Atmosphäre ist die mittlere freien Weglänge der erzeugten Pionen und Nukleonen gering. Auch wegen der geringen Lebensdauern von Pionen, Kaonen und Hyperonen, erreicht kaum eines dieser Teilchen die Erdoberfläche. Allein die aus den Pionen entstandenen Myonen erreichen mit einer Lebensdauer von  $\tau = 2,2 \mu\text{s}$  aufgrund des relativistischen Effekts der Zeitdilatation die Erdoberfläche.

Im weiteren Verlauf wird auf das Myon näher eingegangen, da es die wesentliche Rolle in diesem Versuch spielt.

## 2.2 Das Myon

### 2.2.1 Eigenschaften des Myons

Das Myon ist ein Elementarteilchen wie das Elektron. Beide haben einen Spin von  $1/2$  und tragen eine negative Elementarladung. Sie sind Leptonen, wobei das Elektron der ersten und das Myon der zweiten Generation angehört. Das entsprechende Teilchen der dritten Generation ist das Tauon. Die Generationen unterscheiden sich nur durch ihre Masse und ihre Lebensdauer voneinander. Das Myon hat eine Ruhemasse von  $m_\mu = 105,6 \text{ MeV}/c^2$  und ist somit über 200 mal schwerer als das Elektron (Ruhemasse  $m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2$ ). Im Gegensatz zum stabilen Elektron zerfällt das Myon nach einer mittleren Lebensdauer von  $\tau = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ .

### 2.2.2 Entstehung und Zerfall

Das Myon entsteht, wie in Abschnitt 2.1.3 beschrieben, in sekundären Teilchenschauern der kosmischen Strahlung. Dabei läuft ein Großteil der Reaktionen auf die Erzeugung von Pionen hinaus, die dann zu Myonen zerfallen. Ein Myon zerfällt durch die schwache

Wechselwirkung in ein Elektron, sowie Elektron- und Myon-Neutrino:

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.2.1)$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.2.2)$$

Desweiteren können negative Myonen von einem Atomkern eingefangen werden, da sie sich wie Elektronen verhalten. Durch die wesentlich höhere Masse des Myons ist der Bohrsche-Radius jedoch deutlich geringer, wodurch das Myon wesentlich stärker gebunden wird. Die Myon-Aufenthaltswahrscheinlichkeit liegt dann sehr nahe am Atomkern und es kommt leicht zum inversen Betazerfall:

$$\mu^- + p \longrightarrow n + \nu_\mu \quad (2.2.3)$$

Durch diesen Myon<sup>-</sup>-Einfang verringert sich die mittlere Lebensdauer eines Myons beim Durchlaufen von Materie.

### 2.2.3 Das Myon auf Meereshöhe

Auf Meereshöhe treffen ungefähr 200 Myonen/m<sup>2</sup>s auf [2]. Da die kosmische Strahlung aus allen Richtungen auf die Atmosphäre auftrifft, ergeben sich für die hadronischen Kaskaden und die erzeugten Myonen unterschiedliche durchlaufende Atmosphärendicken. Die Intensität der auftretenden Myonen  $I$  ist deshalb abhängig vom Zenitwinkel  $\Theta$ . Diese Winkelverteilung kann am Boden mit

$$I(\Theta) = I_0 \cdot \cos^n \Theta \quad (2.2.4)$$

beschrieben werden.  $I_0$  sei dabei die Intensität des vertikalen Myonenflusses. Der Exponent  $n$  hängt von dem Impuls der Myonen ab. Im Mittel beträgt der Exponent  $n = 1,85$  (siehe Abbildung 2.5).

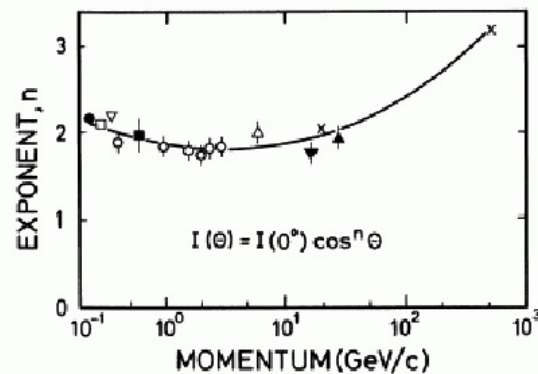


Abbildung 2.5: Exponent der Winkelverteilung der Myonen in Meereshöhe in Abhängigkeit ihres Impulses [9].

Die ersten Myonen entstehen in der Atmosphäre bei ungefähr 20 km Höhe und verlieren ihre Energie durch Ionisation der Gasmoleküle in der Umgebung. In Abbildung 2.6 ist das Impulsspektrum der Myonen auf Meereshöhe aufgetragen. Im Mittel beträgt die Energie der auftretenden Myonen 4 GeV.

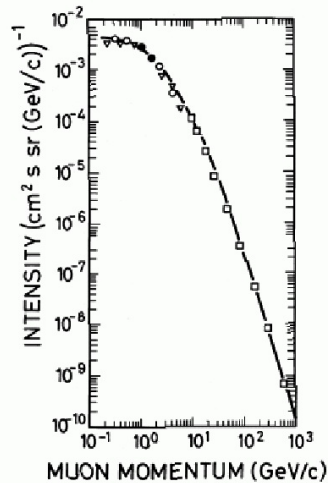


Abbildung 2.6: Intensität der Myonen in Abhängigkeit ihres Impulses [9]

Weiterhin wurde das Ladungsverhältnis  $N_{\mu^+}/N_{\mu^-}$  der Myonen untersucht. Die meisten eintreffenden Teilchen der kosmischen Strahlung sind positive Kerne und nach Tabelle 2.1 entstehen daraus vornehmlich positive Pionen, die ebenfalls zu Antimyonen zerfallen. Man konnte deshalb davon ausgehen, dass die Anzahl der Antimyonen überwiegt und tatsächlich liegt das experimentell ermittelte Ladungsverhältnis bei [8]

$$\frac{N_{\mu^+}}{N_{\mu^-}} = 1,28 \quad (2.2.5)$$

Zudem ist es interessant, dass wir die Myonen überhaupt auf der Erde detektieren können, obwohl sie selbst auch nur eine Lebensdauer von  $\tau = 2,2 \mu\text{s}$  haben. Bei den hohen Energien der Myonen und der daraus resultierenden hohen Geschwindigkeit, spielt die spezielle Relativitätstheorie und ihre Zeitdilatation eine entscheidende Rolle.

### 2.2.4 Relativistische Lebensdauer

Myonen bewegen sich typischerweise mit einer Geschwindigkeit von  $v = 0,998 \cdot c$ . Bei einer mittleren Lebensdauer von  $\tau = 2 \mu\text{s}$  entspräche dies einer zurückgelegten Strecke von  $s = v \cdot \tau \approx 600 \text{ m}$ . In diesem Fall wäre es sehr unwahrscheinlich, dass wir überhaupt ein Myon auf der Erde nachweisen könnten. Hier muss man allerdings wegen der relativistischen Geschwindigkeit die Lebensdauer aus dem Bezugssystem der Erde heraus betrachten. In diesem ergibt sich durch die Zeitdilatation mit dem Lorentz-Faktor

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \approx 16 \quad (2.2.6)$$

eine mittlere Lebensdauer von  $32 \mu\text{s}$ . Damit erhöht sich der mittlere zurückgelegte Weg der Myonen auf  $9,6 \text{ km}$ , was die Wahrscheinlichkeit einer Detektion auf der Erdoberfläche um ein Vielfaches erhöht.

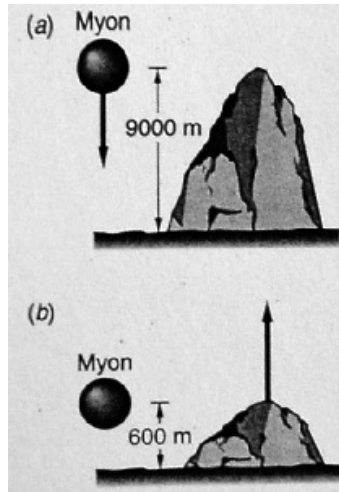


Abbildung 2.7: Zurückgelegte Strecke im Bezugssystem der Erde (a) und der Myonen (b) [10]

## 2.3 Detektion

### 2.3.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Wird Materie von einem geladenen Teilchen durchdrungen, so kommt es zu inelastischen Stößen mit den Hüllenelektronen der Atome. Das geladene Teilchen gibt dabei einen Teil seiner Energie ab, folglich wird es im Laufe der Zeit immer niederenergetischer, bzw. langsamer. Den genauen Zusammenhang zwischen zurückgelegter Wegstrecke  $x$  und dabei an das Material abgegebener Energie  $E$  liefert die Bethe-Bloch Formel. Diese lautet inklusive relativistischer Korrekturen [11]

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right]. \quad (2.3.1)$$

Dabei steht  $N_a$  für die Avogadro-Konstante,  $m_e$  und  $r_e$  für die Ruhemasse und den klassischen Radius eines Elektrons,  $c$  für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $\rho$  für die Dichte,  $Z$  und  $A$  für die Kernladungs- und Massenzahl des absorbierenden Materials und  $z$  für Ladungszahl des jeweiligen eintreffenden Teilchens. Weiterhin wurde als Abkürzung  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  mit  $\beta = \frac{v}{c}$  eingeführt, wobei  $v$  die Teilchengeschwindigkeit ist.  $I$  bezeichnet das sogenannte mittlere Anregungspotential des Materials. Zuletzt beschreibt

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\frac{m_e}{M} \sqrt{1 + \beta^2 \gamma^2} + \frac{m_e}{M}} \quad (2.3.2)$$

die maximale kinetische Energie, die einem Elektron bei einem Stoß übertragen werden kann, wobei  $M$  für die Masse des eintreffenden Teilchens steht. Die Myonen auf Meereshöhe haben eine durchschnittliche Energie von 4 GeV und verhalten sich nach der Bethe-Bloch Formel wie minimal ionisierende Teilchen, was ihre große Durchdringung erklärt.

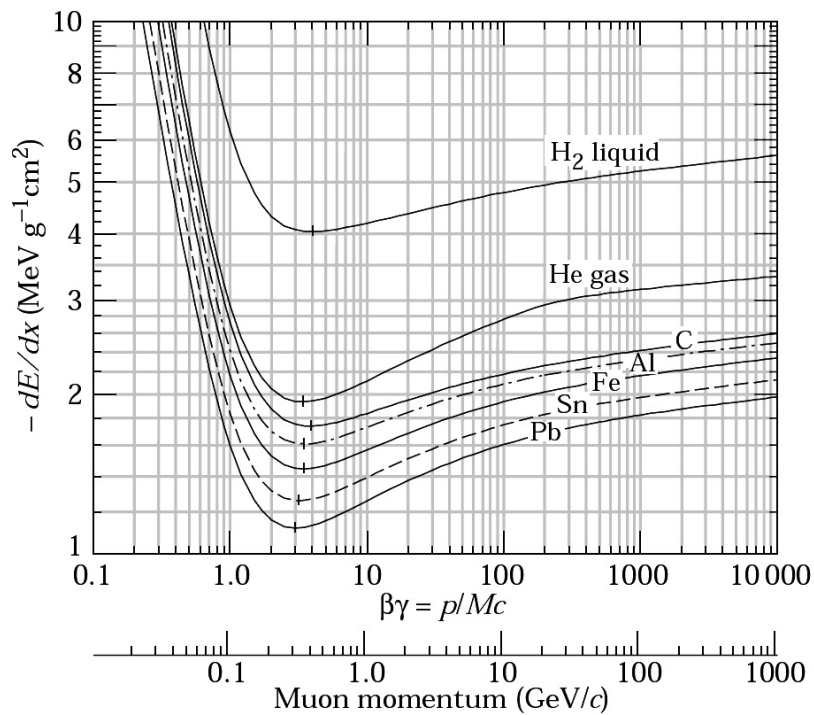


Abbildung 2.8: Energieverlust schwach ionisierender geladener Teilchen (Myonen) [12]

### 2.3.2 Organische Szintillatoren

Unter einem *Szintillator* versteht man ein Material, welches bei Einfall ionisierender Strahlung Photonen im optischen Bereich aussendet. Die Anzahl der im Material erzeugten Photonen ist dabei proportional zu der im Szintillator deponierten Energie. Man unterscheidet zwischen organischen und anorganischen Szintillatoren. Im Folgenden wird auf die organischen Szintillatoren eingegangen, da wir im Versuch auch solche verwenden werden.

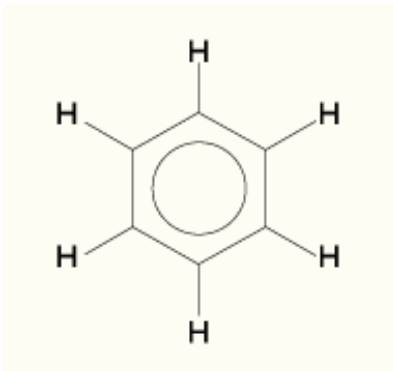


Abbildung 2.9: Aromatischer Kohlenwasserstoff: Benzol

Ein organischer Szintillator ist aus schwingungsfähigen Molekülen aufgebaut. Meist sind das aromatische Kohlenwasserstoffverbindungen, bei dem  $\pi$ -Elektronen leicht durch Strahlungseinfall auf einen höheren  $S^*$ - oder  $S^{**}$ -Zustand angeregt werden können (siehe Abbildung 2.10). Die Abregung von  $S^{**}$  und höheren Zuständen erfolgt dabei schnell und strahlungslos in den  $S^*$ -Zustand. Schließlich zerfällt der  $S^*$ -Zustand in wenigen Nanosekunden unter Emission von Fluoreszenzstrahlung. Die Energie der Fluoreszenzstrahlung reicht aber nicht mehr aus um weitere  $\pi$ -Elektronen anzuregen; der Szintillator ist transparent für das eigene Emmissionsspektrum.



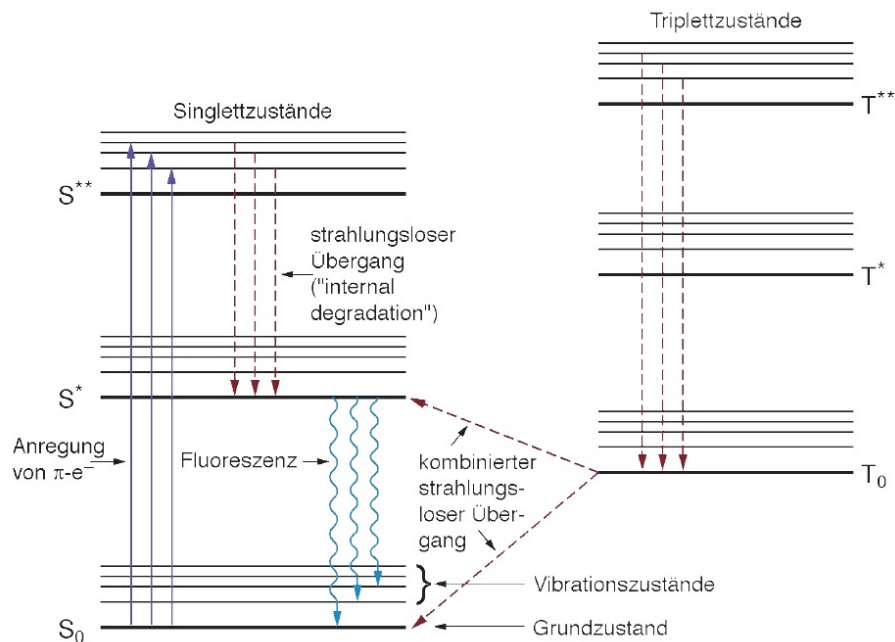


Abbildung 2.10: Energiediagramme für die  $\pi$ -Orbitale organischer Szintillatoren [13]

Organische und Anorganische Szintillatoren weisen voneinander abweichende Wirkungsquerschnitte für verschiedene Arten von Strahlung auf, sodass es auf das konkrete Experiment ankommt, welchem Typ der Vorzug gegeben wird. Bei diesem Aufbau wird ein organischer Szintillator verwendet, da, neben den schnelleren Ansprechzeiten, die eintreffenden Myonen geladene Teilchen darstellen und sie die  $\pi$ -Elektronen gut anregen können. Anorganische Szintillatoren werden mit Elementen höherwertiger Ordnungszahlen dotiert und eignen sich deshalb besser für die Detektion von  $\gamma$ -Strahlung, weil der Absorptionswirkungsquerschnitt von Photonen eine starke Abhängigkeit der Kernladungszahl aufweist. Insbesondere beim Photoeffekt ist er  $\propto Z^5$ .

### 2.3.3 Photomultiplier (PMT)

Um die emittierten Photonen des Szintillators nachzuweisen bedient man sich eines Photomultipliers, dem zweiten wichtigen Bestandteil eines Szintillationsdetektors. Er besteht aus einer Photokathode, mehreren Dynoden, die über eine Widerstandskette mit sukzessiv steigender Spannung versorgt werden, und einer Anode. Zunächst schlagen die Photonen an der Photokathode Elektronen heraus, welche dann in Richtung der Dynoden durch ein elektrisches Feld beschleunigt werden. Dort schlagen sie Sekundärelektronen aus, die wiederum Elektronen an den folgenden Dynoden ausschlagen. Sind genügend Elektronen vorhanden, können diese als Spannungspuls an der Anode gemessen werden. Abbildung 2.11 zeigt den schematischen Aufbau eines Photomultipliers.

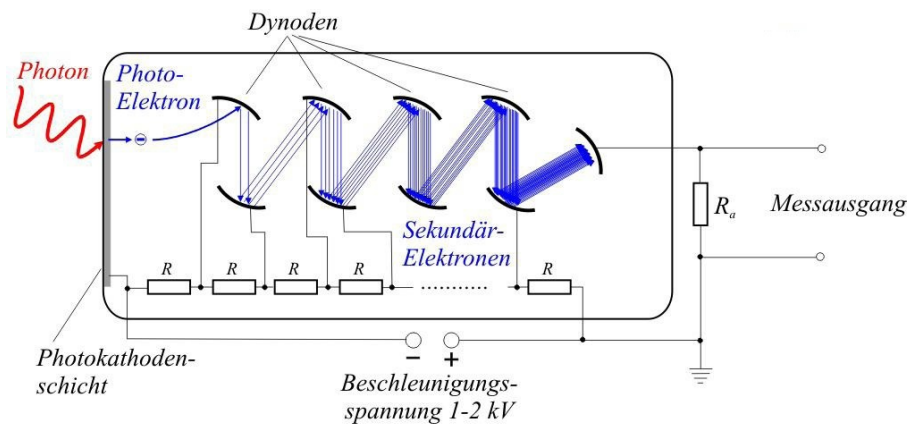


Abbildung 2.11: Schematische Skizze eines Photomultipliers [14]

# 3 Versuchsaufbau

## 3.1 Die Paddles

### 3.1.1 Bau der Paddles

Die *Paddles*, also der Szintillator mit anschließendem Lichtleiter und Photomultiplier, wurden teilweise aus den Resten zweier vorhandener Szintillationsdetektoren aufgebaut. Die alten Paddles wiesen eine geringe Szintillatorfläche auf und die Zählraten fielen dementsprechend gering aus. Für eine schnelle und zuverlässige Messung im Rahmen eines Schulversuches sind höhere Zählraten wünschenswert. Deshalb wurde die Szintillatorfläche für die neuen Detektoren von  $60 \text{ cm}^2$  auf  $365,5 \text{ cm}^2$  erhöht. Als Szintillatormaterial wurde der Plastiksintillator NE102A verwendet. Der Aufbau der neuen Paddles ist schematisch in Abbildung 3.1 gezeigt.

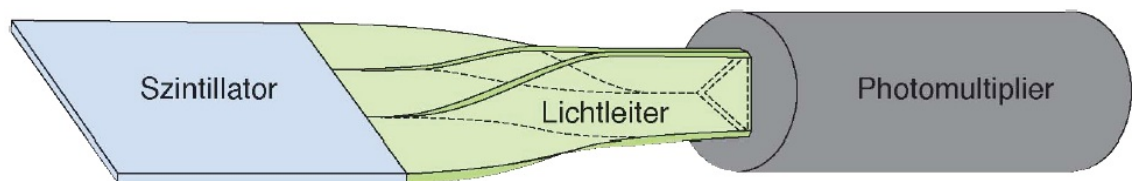


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines Plastiksintillationsdetektors mit Lichtleiter und anschließendem Photomultiplier [13]

Beim Bau der neuen Paddles traten die folgenden Komplikationen auf:

- Einer der beiden Lichtleiter zeigte beim Öffnen der Ummantelung Brüche im Bereich der Ankopplung an den PMT und im Bereich der Verleimung mit dem Szintillator. Der beschädigte Teil des Lichtleiters musste abgesägt werden. Dies hat allerdings keinen weiteren Einfluss auf seine Funktionsweise, die Rahmen der Paddles müssen durch ihre ungleichen Längen allerdings angepasst werden.
- Das verwendete Szintillatormaterial schien schon sehr alt zu sein und die Schutzfolie hatte sich stark mit der Oberfläche verklebt. Nach dem Zurechtschneiden der beiden Platten mussten sie von der alten Folie befreit werden. Als Reinigungsmittel wurde zunächst Reinigungsbenzin an einem Reststück des Materials ausprobiert und schien für die Aufgabe geeignet zu sein. Beim großflächigen Einsatz auf dem ersten der beiden neuen Paddles führte der Einsatz des Waschbenzins jedoch zu Rissen des Materials, sodass für die Reinigung des zweiten Paddles nur auf eine Seifenlösung zurückgegriffen wurde. Da die Risse im Material des ersten Paddles im Wesentlichen parallel in Richtung zum Lichtleiter lagen, wurde das Paddle trotzdem fertiggestellt und seine Nachweiseffizienz im Folgenden überprüft. Es ist aber zu empfehlen früher oder später auf neues Szintillatormaterial zurückzugreifen, da nicht ausgeschlossen werden kann, dass sich der Zustand weiter verschlechtert.

- Zum Verleimen des Szintillatormaterials mit dem Lichtleiter wurde ein spezieller Acrylkleber (Typ Acrifix 1R 0192) benutzt. Die Klebeflächen am Szintillator sowie am Lichtleiter wurden zuvor in der mechanischen Werkstatt poliert um eine genaue Passform zu gewährleisten. Die Verleimung der Teile verlief im Wesentlichen zufriedenstellend, es bildeten sich jedoch an einigen Stellen kleine Luftbläschen in der Leimschicht aus, deren Einfluß auf die Nachweiseffizienz ebenso überprüft werden soll.

Nachdem der Szintillator mit dem Lichtleiter verbunden war, wurden die Paddles zunächst eng mit verspiegelter Mylarfolie umwickelt. Die Mylarfolie ist eine PET-Folie, sie soll austretendes Licht in den Szintillator zurückreflektieren, damit möglichst viele von den Photonen in den Photomultiplier gelangt. Damit kein Umgebungslicht in die Paddles einfällt und die Messung verfälscht, wurden sie zuletzt mehrfach mit schwarzem Isolierband umwickelt.



Abbildung 3.2: Fertige Paddles ohne Rahmen übereinander

Die Photomultiplier wurden im vorgegangenen Aufbau nur mit Metallplättchen und Isolierband an dem Lichtleiter gehalten. Für die ersten Testmessungen wurde zunächst ebenso verfahren. Für den zukünftigen Einsatz wird jedoch nach den Zeichnungen im Anhang eine stabile Halterung für die Paddles und die PMTs in der Institutswerkstatt gebaut, damit man sie gefahrlos handhaben kann und die Klebestelle beim Umgang mit dem nun längeren Szintillator nicht bricht.

### 3.1.2 Konstruktion eines Gehäuses

Mit Hilfe von Autodesk Inventor wurde ein Gehäuse für die Paddles entworfen. Es war wichtig, dass der Photomultiplier stabil und lichtdicht an den Lichtleiter angebracht werden kann. Außerdem sollen die Kabel für die Stromversorgung und die Signale zugentlastet werden, damit es zu keiner Störung der Elektronik kommt. Dazu wurde ein rundes Gehäuse entwickelt, in dem der Photomultiplier fest mit dem Lichtleiter verschraubt werden kann. Zugleich soll dieses Gehäuse als möglicher Griff für die Paddles dienen. Weiterhin soll der Griff über Schrauben an einem Aluminiumgestell befestigt werden können, der wiederum mit einem Rahmen um den Szintillator verbunden ist. Dieser Rahmen, der auch über die Klebestelle verläuft, soll ein Abbrechen der einzelnen Komponenten verhindern und Schutz vor mechanischen Einwirkungen, wie z.B. beim Transport bieten.

Dieses Gehäuse wird schließlich einen geeigneten Aufbau für die Messung einer Winkelverteilung ermöglichen, in dem man die Paddles mit einem Stativ übereinander montieren kann. Die Umsetzung der genannten Ideen und die Fertigungszeichnungen für die mecha-

nische Werkstatt wurden in Zusammenarbeit mit D. Bonaventura erstellt und sind im Anhang der vorliegenden Arbeit enthalten.

## 3.2 Die NIM-Elektronik

### 3.2.1 Verwendete Module

Zur Auslese der PMT-Signale wurde mit Hilfe von vorhandenen NIM-Modulen eine Koinzidenzschaltung mit Zähler aufgebaut. Die verwendete Elektronik beinhaltet:

- einen Hochspannungsgenerator
- einen Verstärker
- einen Diskriminator
- eine Verzögerungseinheit
- eine Koinzidenzeinheit
- einen Zähler.

Für die Hochspannungsversorgung wurde ein *ORTEC 456 High Voltage Power Supply* verwendet. Er lieferte die für die PMTs notwendige Spannungsversorgung. Die PMTs, in unserem Fall die XP 2972 von Philips, benötigen bis zu 1500 V negative Hochspannung.

Als Erstes wurden die PMT-Pulse über ein BNC-Kabel in Verstärkermodule gegeben. Die Verstärker waren vom Typ *ORTEC 485 & 486 Amplifier*. Diese hatten die Aufgabe die sonst zu schwachen Signale der PMT derart zu verstärken, dass sie von den nachfolgenden Modulen verarbeitet werden konnten.

Aus den Verstärkern wurden die Signale in den *ORTEC 934 Quad Constant-Fraction Discriminator* gegeben. Dieser Diskriminator wandelt die ankommenden Pulse, die einen eingestellten Schwellwert überschreiten, in ein logisches Signal um. Die *constant-fraction* Technik erlaubt eine optimale Zeitmessung von schnellen PMT-Signalen. Jedes Inputsignal wird in einen verzögerten und einen invertierten, unverzögerten Anteil gesplittet. Die beiden Signale werden dann zueinander addiert. Das resultierende bipolare constant-fraction Signal besitzt dann einen Nulldurchgang, der unabhängig von der Amplitude des Eingangssignal ist und als präziser Auslösepunkt verwendet werden kann.

Die logischen Signale aus dem Diskriminator können anschließend mit Hilfe des *GSI GG8000 Octal Gate and Delay Generator* weiter beeinflusst werden. Hier kann man die Verzögerung und die Breite der Eingangssignale steuern. Da verschiedene Verstärker mit unterschiedlichen Laufzeiten verwendet wurden, war das Korrigieren der Verzögerung mit diesem Modul essentiell um Koinzidenzen nachzuweisen.

Schließlich wurden die Ausgangssignale in die Koinzidenzeinheit *LeCroy 622 Quad 2-fold LOG Unit* geführt. Die Bedingung für die Input Signale kann hier zwischen AND und OR gewechselt werden, so dass hiermit auch Einzelzählraten durch das OR und nur einem Signal gemessen werden konnten.

Zuletzt konnte das Output Signal der Koinzidenzeinheit mit dem Zähler *CAEN N1145 Quad Scaler And Preset Counter / Timer* erfasst werden. Hierbei war es möglich eine definierte Zählzeit festzulegen.

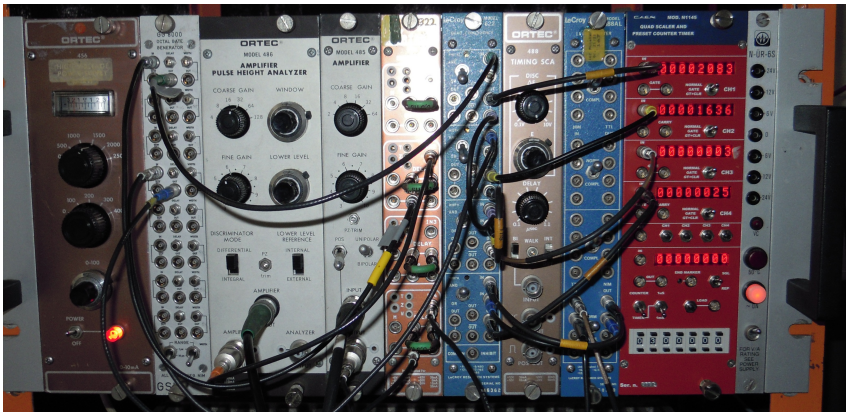


Abbildung 3.3: Verwendete Elektronik für den Testbetrieb

Dies ist allerdings nur ein vorübergehender Aufbau und diente allein für Testmessungen der angefertigten Paddles. Da man die Module und den Überraahmen nicht leicht transportieren und aufbauen kann, ist diese Elektronik nicht für einen Schulversuch geeignet. Für den mobilen Einsatz wird momentan eine integrierte Messelektronik mit USB-Interface getestet (siehe Bachelorarbeit M. Brandt [15]), die nach Plänen der Uni-Wuppertal in der hiesigen Elektronikwerkstatt gefertigt wurde.

### 3.2.2 Der Signalweg

Die beschriebene Elektronik wurde nach Abbildung 3.4 miteinander verbunden und betrieben.

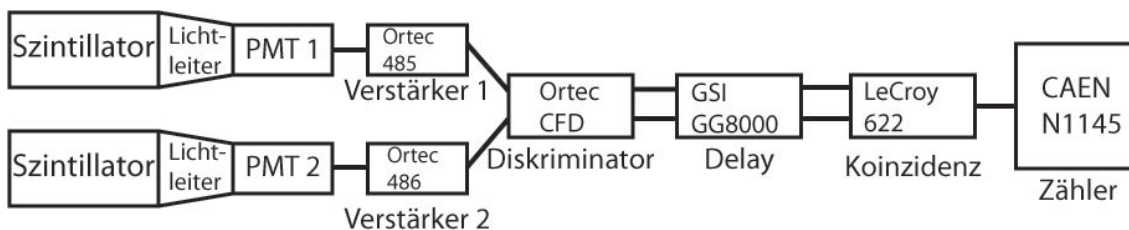


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau der NIM-Elektronik

Es wird nun die Verarbeitung des Signals durch die einzelnen Module betrachtet:



Abbildung 3.5: Die ersten PMT-Signale

Schaut man sich die PMT-Signale in Abbildung 3.5 an, so erkennt man, dass der PMT negative Signale unterschiedlicher Amplitude, je nach Anzahl der detektierten Photonen, ausgibt. Diese Signale haben alle eine ähnliche Breite von 15 bis 20 ns unterscheiden sich aber z.T. deutlich in ihrer Höhe von 30 mV bis 1000 mV. Diese Signale werden in den Verstärker geführt.

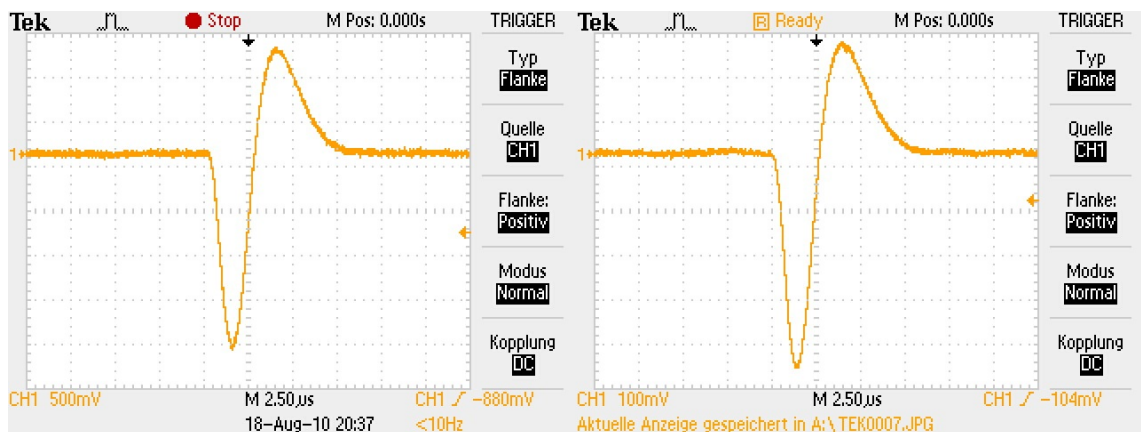


Abbildung 3.6: Die PMT-Signale nach dem Verstärker

Die Signale aus dem Verstärker in Abbildung 3.6 haben ebenfalls einen negativen Ausschlag und eine feste Breite von  $2,5 \mu\text{s}$ , ihre Amplitude schwankt ebenfalls relativ stark abhängig vom Eingangssignal von wenigen 100 mV bis zu 2 V. Mit diesen definierten Signalen lässt sich im weiteren Verlauf besser arbeiten, da man mit der Verstärkung einen guten Einfluss auf die mittlere Höhe der Signale hat und damit, welche im weiteren Verlauf von dem Diskriminator verarbeitet werden.

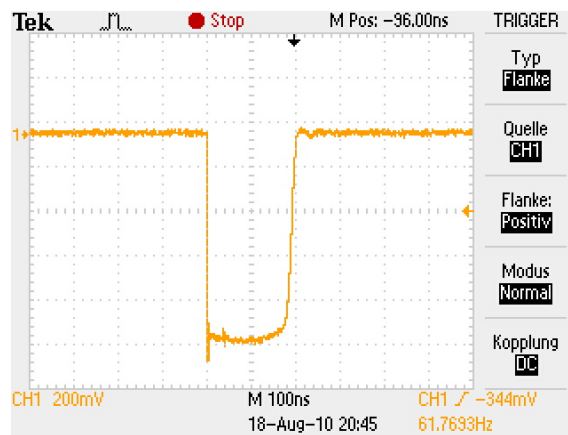


Abbildung 3.7: Die digitalisierten Verstärker-Signale aus dem Diskriminator

Der Diskriminator digitalisiert die einkommenden Signale aus dem Verstärker. Sie bekommen eine Breite von 200 ns und eine Höhe von 1 V. In diesem Fall war die Schwelle des Diskriminators auf das Minimum von ca. 30 mV zurückgedreht, da die Einstellung nur mit einem Schraubenzieher möglich war und die Sensitivität des Aufbaus sich auch gut durch den Verstärker regeln ließ.

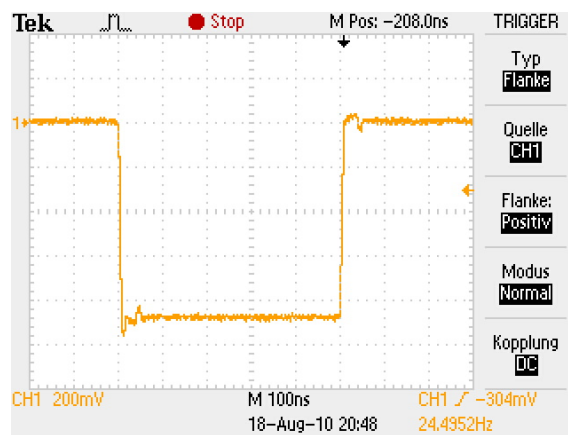


Abbildung 3.8: Das Signal nach der Verzögerungseinheit

Mit der Delay-Einheit wurde das digitalisierte Signal zur leichteren Koinzidenzmessung von 200 ns auf 500 ns gestreckt. Dieses Signal wird anschließend in die Konzidenzeinheit gegeben.



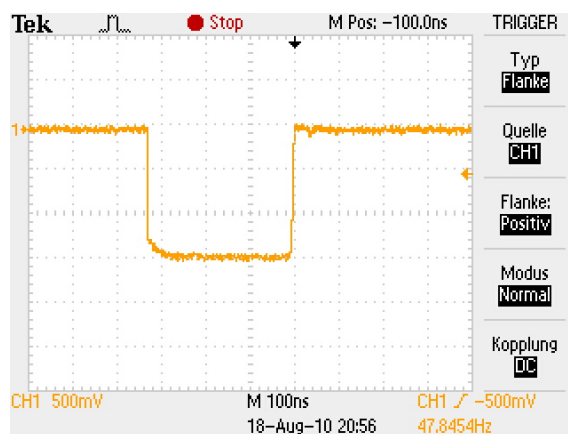


Abbildung 3.9: Das Signal der Koinzidenzeinheit

Zuletzt sendet die Koinzidenzeinheit bei einem Ereignis ein Signal von ca. 420 ns Breite und 2 V Höhe aus. Dieses wird in den Zähler geführt, der Signale einer Breite von mindestens 2 ns und einer Rate von 250 MHz verarbeiten kann. Da unsere Raten bei der relativen Effizienzmessung bei maximal 500 Hz lag und die Signalbreiten deutlich höher sind, wird der Zähler nicht überfordert.



# 4 Testbetrieb

Im Folgenden werden die mit den Paddels durchgeführten Test- und Koinzidenzmessungen beschrieben. Das Paddle, das aufgrund der Reparatur des Lichtleiters insgesamt etwas kürzer ausgefallen ist enthält auch den bei der Reinigung des Materials beschädigten Szintillator.

## 4.1 Relative Effizienzmessung der Paddles

Um die relative Effizienz der beiden Paddles zu bestimmen wurde eine Strontium-90 Quelle verwendet. Dabei werden die Paddles in 24 Flächen eingeteilt. Die Quelle wird dann nacheinander auf jede dieser Flächen gelegt und die Zählrate aufgezeichnet. So wird abhängig vom Ort der aufliegenden Quelle die relative Effizienz bestimmt. Dem Flächenelement mit der höchsten Zählrate wird ein Wert von 100 % zugeordnet.

### 4.1.1 Verwendete Sr-90 Quelle

Zuerst soll untersucht werden, ob die emittierten Elektronen der radioaktiven Quelle einen messbaren Impuls im Szintillator und somit im PMT auslösen können.

Strontium-90 zerfällt mit einer Halbwertszeit von 28,8 Jahren unter Aussendung von  $\beta^-$ -Strahlung mit einer Endpunktenergie von 0,546 MeV zu Yttrium-90. Das Yttrium-90 ist auch ein  $\beta^-$ -Strahler und emittiert mit einer Halbwertszeit von 61,1 Stunden Elektronen von maximal 2,28 MeV.

Myonen mit durchschnittlich 4 GeV Energie auf Meereshöhe sind schwach ionisierende Teilchen. Bei einer Materialdichte von ca.  $1,032 \text{ g/cm}^3$  und einer *stopping power* von  $2,297 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$  deponieren sie in 1 cm Szintillatormaterial bis zu 2,4 MeV Energie [16]. Bei den Elektronen aus dem  $\beta^-$ -Zerfall des Yttrium-90, die mit Energien nahe des Endpunkts emittiert werden, muss man dabei schon die Isolierbandschicht beachten. Diese absorbiert mit einer durchschnittlichen Dicke von 0,6 mm etwa 0,112 MeV Energie. Verbleiben noch maximal 2,171 MeV [17], die in einer Bragg-Kurve vollständig an den Szintillator abgegeben werden. Das bedeutet, dass die höher energetischen Elektronen aus der Quelle ähnlich gut detektiert werden sollten wie die Myonen der kosmischen Strahlung. Die durchschnittlich emittierten Elektronen von Strontium- und Yttrium-90 haben allerdings eine wesentlich geringere Energie.

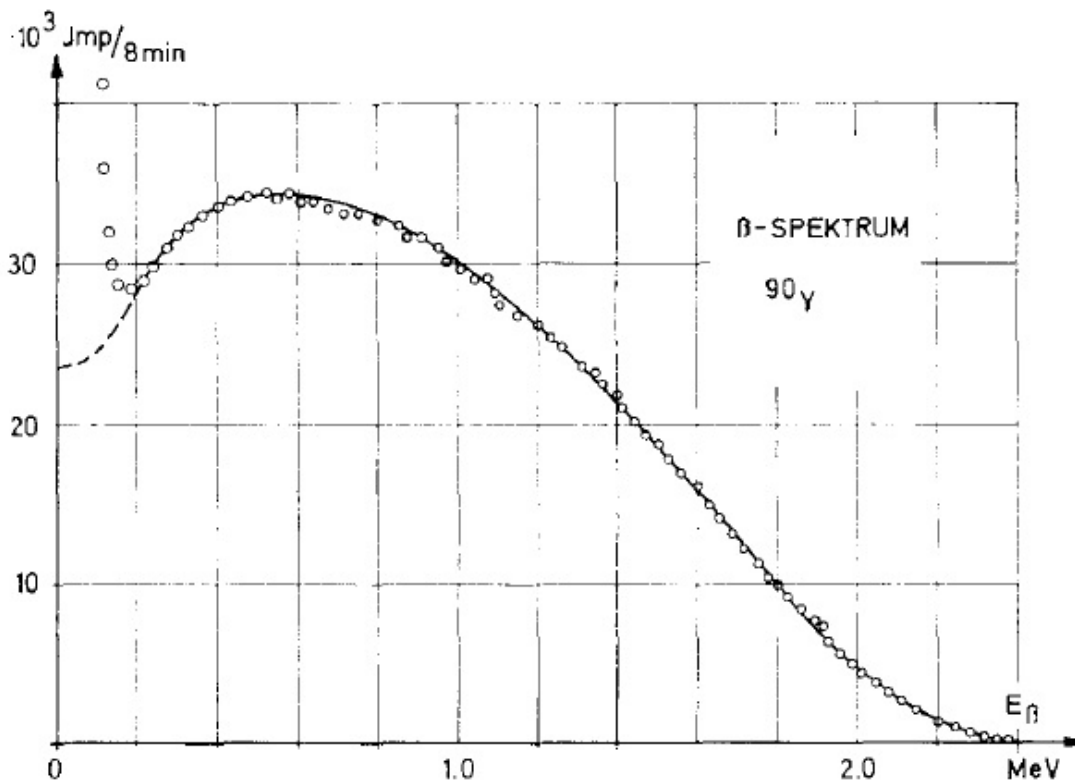


Abbildung 4.1:  $\beta$ -Spektrum von Yttrium-90 [18]

Da der  $\beta$ -Zerfall ein drei Körper Zerfall ist und neben dem Elektron ein Elektronneutrino ausgesendet wird, welches ebenfalls einen Teil der Zerfallsenergie aufnehmen kann, ist das Energiespektrum der Elektronen kontinuierlich.

In Abbildung 4.1 ist das  $\beta$ -Spektrum von Yttrium-90 aufgezeichnet. Man erkennt, dass die maximale Energie nur relativ selten ausgesendet wird. Die mittlere Energie der Elektronen beträgt hier ca. 934 keV. Die mittlere Energie der Elektronen aus der Strontium-90 Quelle beträgt 196 keV.

Die 196 keV Elektronen vom Strontium-90 nahezu vollständig vom Klebeband gestoppt. Die durchschnittlich emittierten Elektronen von Yttrium-90 verlieren im Klebeband ca. 113 keV [17] und deponieren anschließend ca. 821 keV im Szintillator. Nach Abbildung 4.2 sendet der verwendete Szintillator NE102a (bzw. BC-400) bei einer deponierten Energie von ca. 800 keV ca. 8000 Photonen aus.

Mit einer Verstärkung des vorliegenden Photomultipliers XP2972 von bis zu  $10^6$  [19], sollte deshalb auch eine Detektion der häufigsten Elektronen des Yttrium-90 problemlos möglich sein.

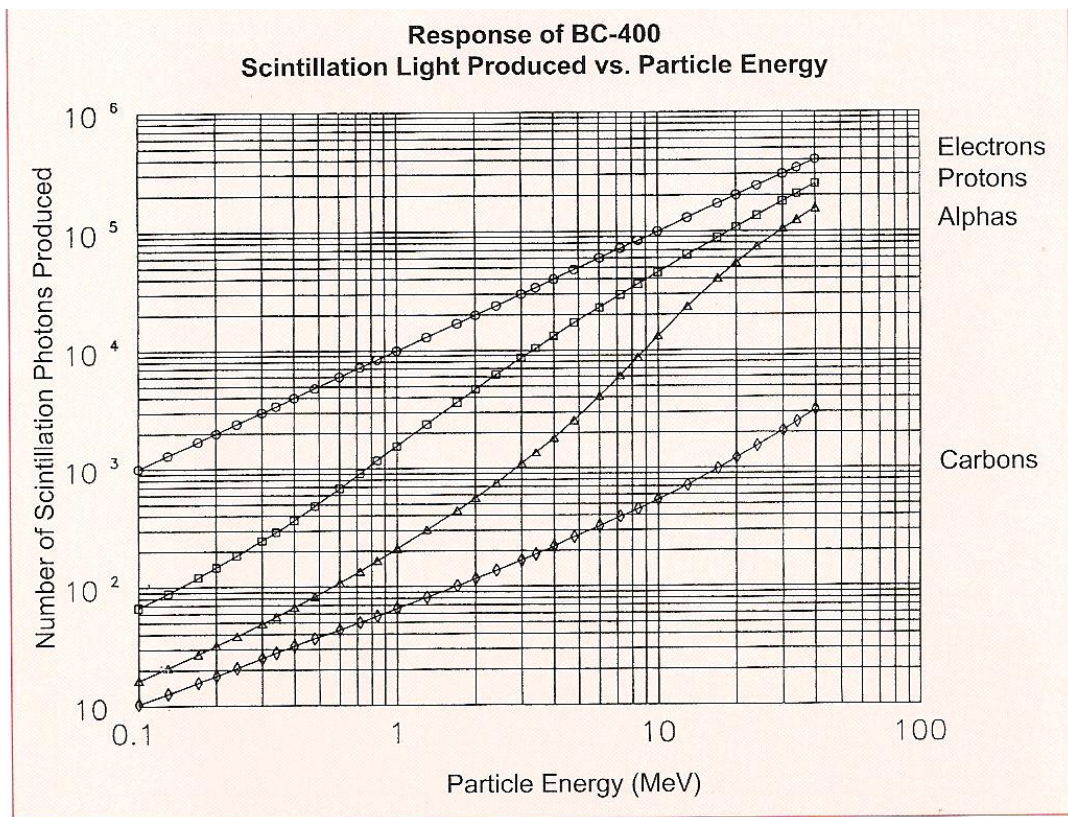


Abbildung 4.2: Anzahl der emittierten Photonen in Abhängigkeit der deponierten Energie des Szintillatormaterials NE104 bzw. BC400 [20]

#### 4.1.2 Messung der relativen Effizienz

Für die Zählraten pro 10 Sekunden abhängig vom Ort folgt:

	A	B	C	D
1	2189 ± 52	3143 ± 61	3283 ± 62	2812 ± 58
2	3803 ± 66	4004 ± 67	4190 ± 69	2659 ± 57
3	4401 ± 70	4526 ± 71	4451 ± 71	3235 ± 61
4	3935 ± 67	4656 ± 72	4573 ± 71	3672 ± 65
5	4052 ± 68	4471 ± 71	4269 ± 69	3427 ± 63
6	3735 ± 65	4854 ± 73	4809 ± 73	3328 ± 62

Tabelle 4.1: Zählraten des kurzen Paddles für jeweils 10 Sekunden bei einer Betriebsspannung von  $U_2 = 1,5$  kV

Die Untergrundzählrate betrug ca.  $N_1 = 536 \pm 23$  Ereignisse pro 10 Sekunden und wurde von den Ergebnissen subtrahiert. Die Fehler wurde dabei wie folgt berechnet:

Für den statistischen Fehler gilt

$$\Delta N = \sqrt{N}. \quad (4.1.1)$$

Da die unabhängige Untergrundzählrate von der Zählrate der relativen Effizienz abgezogen wird, wird dort für den Fehler die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung verwendet:

$$\Delta N_{rel.Eff.} = \sqrt{(\Delta N_{ZR})^2 + (\Delta N_{Untergrund})^2} \quad (4.1.2)$$

$$= \sqrt{N_{ZR} + N_{Untergrund}} \quad (4.1.3)$$

Das Resultat lässt sich noch grafisch darstellen, in dem die höchste Zählrate auf 100 % normiert wurde (siehe Abbildung 4.3, rechts):

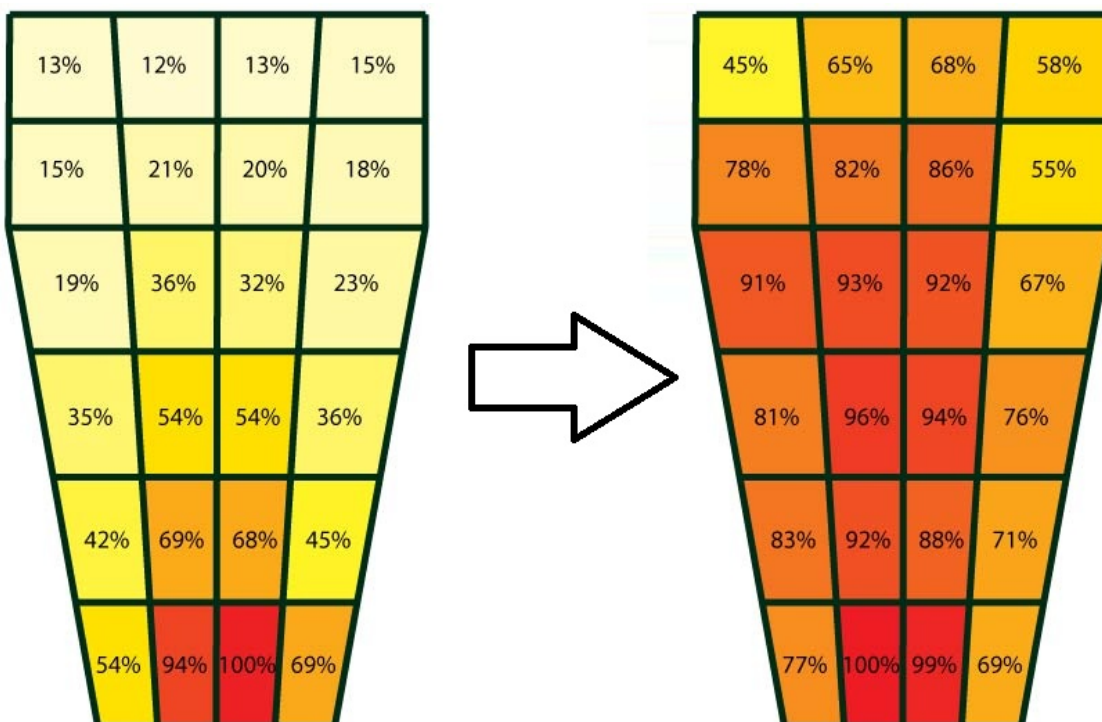


Abbildung 4.3: Relative Effizienz des kurzen Paddles grafisch: links Betriebsspannung von  $U_1 = 1,4$  kV, rechts  $U_2 = 1,5$  kV

In Abbildung 4.3 erkennt man die Einteilung des Paddles in die vermessenen Flächen. Auf der linken Seite sieht man die erste Effizienzmessung des Paddles mit 1,4 kV angelegter Spannung an dem PMT. Hier sieht es so aus, als ob die Auswirkungen des Benzins auf das Paddle enormen Effekt hätten, da bei einer Betriebsspannung von 1,4 kV das kurze Paddle im direkten Vergleich zum langen Paddle eine wesentlich schlechtere Effizienz aufweist. Bei einer Erhöhung der PMT-Spannung um 100 V sind beide Paddle vergleichbar gut (vgl. Abbildungen 4.3 und 4.4, rechts).

Für das lange Paddle folgt analog:

	A	B	C	D
1	2550 ± 56	3630 ± 65	3550 ± 64	2596 ± 56
2	3394 ± 63	3790 ± 66	3765 ± 66	3271 ± 62
3	3671 ± 65	4014 ± 68	4032 ± 68	3490 ± 64
4	3777 ± 66	4239 ± 69	4355 ± 70	3210 ± 62
5	4512 ± 71	4657 ± 72	4570 ± 72	3201 ± 61
6	4748 ± 73	4770 ± 73	4725 ± 73	3214 ± 62

Tabelle 4.2: Zählraten des kurzen Paddles für jeweils 10 Sekunden bei einer Betriebsspannung von  $U = 1,5$  kV

Hier betrug die Hintergrundzählrate  $N_2 = 572 \pm 24$  Ereignisse pro 10 Sekunden, sie wurden wieder abgezogen.

Es folgt die grafische Darstellung:

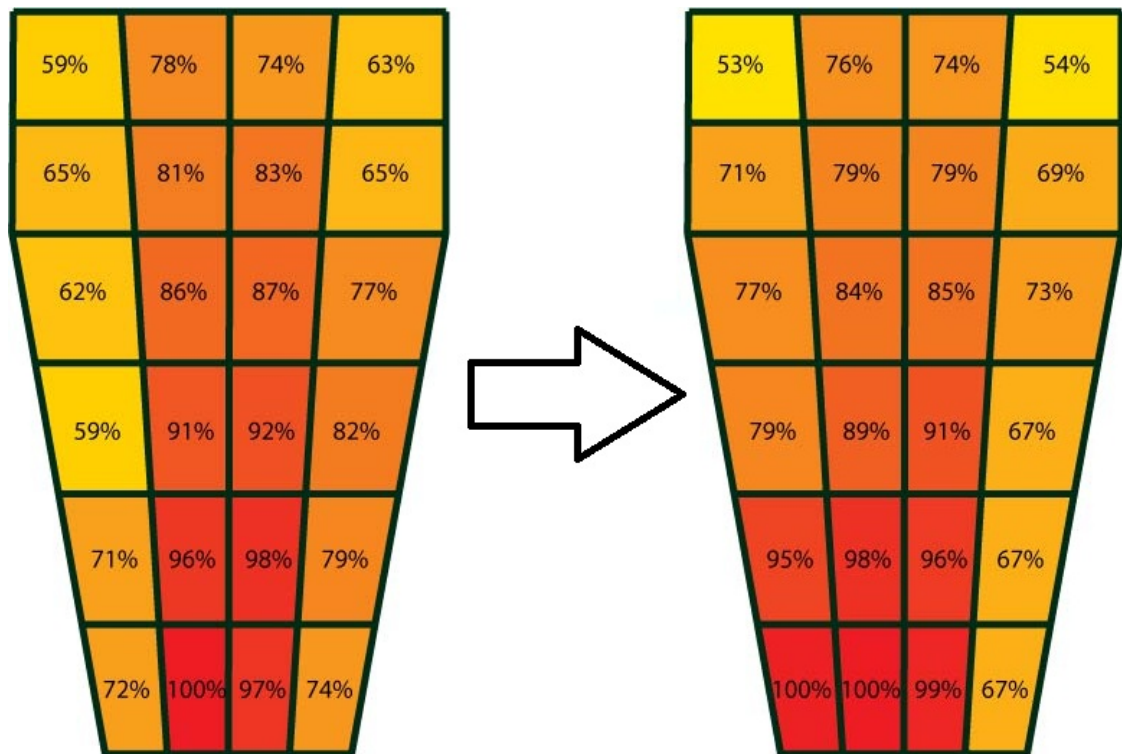


Abbildung 4.4: Relative Effizienz des kurzen Paddles grafisch: links Betriebsspannung von  $U_1 = 1,4$  kV, rechts  $U_2 = 1,5$  kV

Bei dem langen Paddle hatte die Änderung der Spannung wenig Auswirkung auf die relative Effizienz.

An den Rändern beider Paddles wurde eine dickere Schicht von Isolierband angebracht um die Lichtdichtheit an den Materialkanten zu gewährleisten und die Kanten besser vor Stößen zu schützen. Das könnte den stärkeren Abfall der Zählraten an den Rändern erklären, da die Elektronen durch die Klebebandschicht schon signifikant abgebremst werden.

Die PMT wurden abwechselnd an beiden Paddles ausprobiert und lieferten in beiden Fällen vergleichbare Ergebnisse. Es kann davon ausgegangen werden, dass der starke Abfall der relativen Effizienz des kurzen Paddles bei 1,4 kV Betriebsspannung an den Rissen im Szintillatormaterial liegt. Dennoch hält sich der Schaden durch das Reinigungsbenzin in Grenzen. Ihm kann mit einer höheren Betriebsspannung am PMT und damit einer höheren Verstärkung entgegengewirkt werden.

## 4.2 Koinzidenzmessungen

Für die erste Koinzidenzmessung wurden die beiden Paddles zeitgleich betrieben und übereinander gelegt. Diese Einstellung bot die wenigsten Schwierigkeiten und die höchste Zählrate, was verständlich ist, da so die meisten Myonen, quasi aus allen Zenitwinkeln, als Koinzidenz detektiert werden. Der Bau des Rahmens ist leider in Verzug geraten und mit dem provisorischen Aufbau ließ sich eine genaue Winkelverteilung nur schwer realisieren, da die Paddles durch den größeren Szintillator relativ schwer sind.

Für erste Messungen und einen Einblick, ob die gemessene Winkelverteilung dem theoretischen Vorüberlegung folgt, wurden die Paddles an zwei gegenüberliegende Seiten einer Kartonbox befestigt. So hatte man zumindest einen definierten Abstand von 18,5 cm für die Messung und konnte gut die Winkel von  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $90^\circ$  realisieren.

Es folgen die Ergebnisse der Messung:

Abstand d der Paddles in cm	Zenitwinkel in $^\circ$	Koinzidenzen Zählrate
(übereinander)	-	$63 \pm 8$
18,5	0	$27 \pm 5$
"	45	$13 \pm 4$
"	90	$4 \pm 2$

Tabelle 4.3: Koinzidenzzählrate der Paddles pro 10 Sekunden

Die zufälligen Koinzidenzen liegen nach den Einzelzählraten aus 4.1.2 und nach Abbildung 3.8 mit Pulsbreiten von  $\tau = 500$  ns bei

$$N_Z = 2 \cdot \tau \cdot N_1 \cdot N_2 \quad (4.2.1)$$

$$\approx 0,31 \text{ pro 10 Sekunden} \quad (4.2.2)$$

und können im Rahmen des Fehlers vernachlässigt werden.



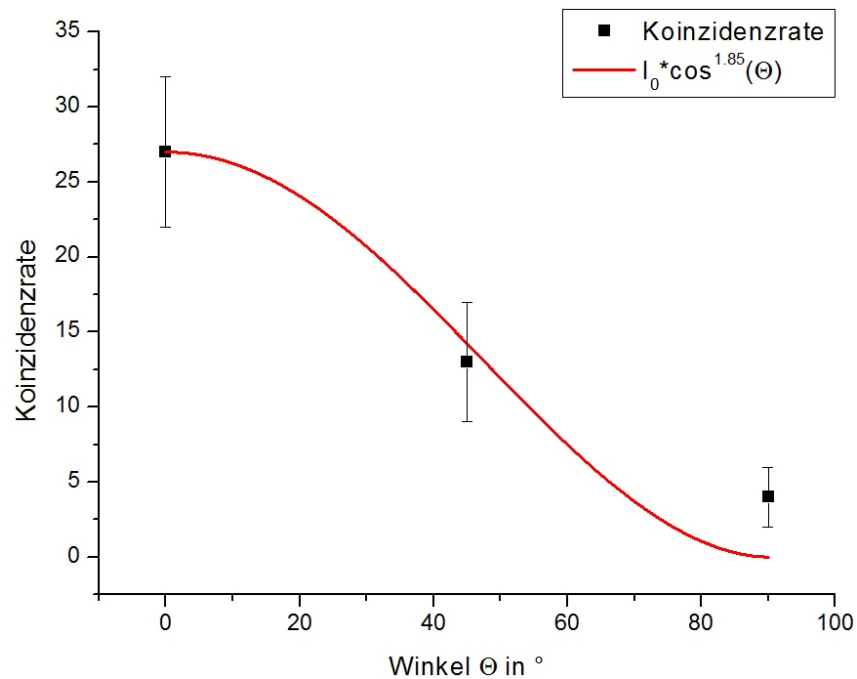


Abbildung 4.5: Koinzidenzraten abhängig vom Zenitwinkel mit theoretischer Kurve

Trotz der wenigen Punkten lässt sich eine Übereinstimmung mit der theoretischen Winkelverteilung erkennen. Die ersten beiden Messwerte haben einen vergleichbaren Abfall wie die theoretische Kurve. Dass der letzte Messpunkt von Null abweicht, lässt sich durch den geringen Abstand der Paddles voneinander erklären. Bei einer maximalen Breite der Paddles von 17,5 cm und ihrem Abstand von 18,5 cm werden wesentlich mehr Koinzidenzen aus verschiedenen Zenitwinkeln detektiert.

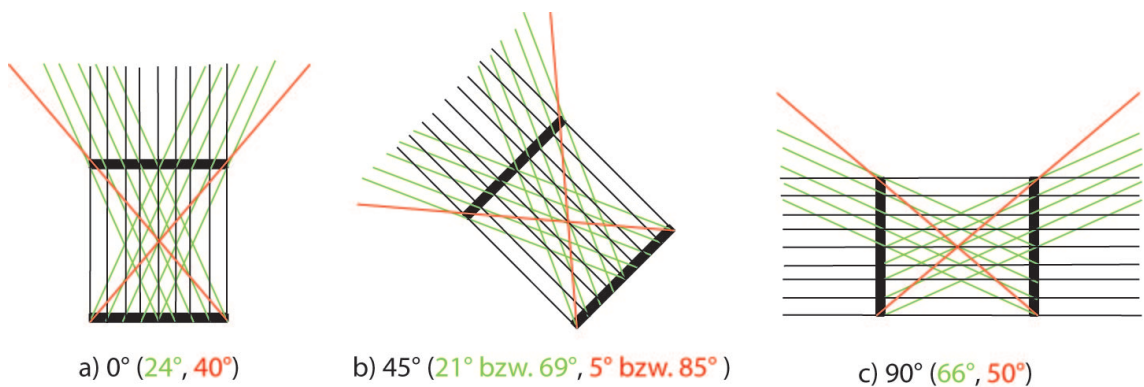


Abbildung 4.6: Schematische Koinzidenzmessung mit den Zenitwinkeln  $\Theta$  bei a)  $0^\circ$ , b)  $45^\circ$  und c)  $90^\circ$  mit zusätzlichen Einfallswinkeln

Die Messanordnung wurde in Abbildung 4.6 skizziert. Die schwarzen Balken stellen die Szintillatoren dar, die schwarzen Striche die eigentlich zu messende Winkelverteilung und die grünen Strahlen sind die abweichenden Winkelverteilungen, bei denen die Szintillatorfläche sozusagen noch zur Hälfte aus einer Richtung bestrahlt wird. Dieser ist bei einer

Abweichung des Zenitwinkels von  $24^\circ$  der Fall. Die roten Striche stehen für den Zenitwinkel, wo eine Koinzidenz noch zuletzt möglich ist. Hier beträgt die Abweichung  $40^\circ$ . Jedoch sind die Koinzidenzen dort sehr unwahrscheinlich, da zum einen die Koinzidenzfläche nahezu Null wird und die Intensitäten zusätzlich abnehmen.

Mit einem zuverlässigen Aufbau nach dem Entwurf für das Aluminiumgestell für die Paddles könnte man den Abstand zwischen ihnen vergrößern und damit den Winkelbereich, der zusätzlich detektiert wird, minimieren. So wird eine bessere Reproduzierbarkeit der Messungen erreicht und eine Bestätigung der Theorie über die Myonenverteilung auf der Erde möglich.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Es lässt sich sagen, dass trotz der anfänglichen Schwierigkeiten die beiden Paddles durchaus den Erwartungen entsprechen. Trotz der Beschädigung eines Szintillators konnte eine durchgehend gute Effizienz erzielt werden. Mit Koinzidenzraten von bis zu 7 Ereignissen pro Sekunde zeigt der Aufbau eine gute Statistik, die eine zuverlässige und schnelle Messung im Rahmen eines Schulversuchs ermöglicht.

Zum Zeitpunkt der Bachelorarbeit war der Aluminium-Rahmen noch nicht fertiggestellt, somit konnte mit dem vorläufigen und anfälligen Zusammenbau der Messanordnung keine umfangreiche Winkelmessung durchgeführt werden. Trotzdem wurde in einer Messung mit einer eingeschränkten Anzahl von Winkelschritten eine gute Übereinstimmung mit der Theorie beobachtet.

Der kritischste Punkt an dem Versuchsaufbau stellt die Messelektronik dar. Um die Paddles auch außerhalb des Instituts zum Einsatz zu bringen, muss die gegenwärtige NIM-Elektronik durch eine kompakte Messbox ersetzt werden. Die vorläufige Messbox, die in der zeitgleich durchgeführten Bachelorarbeit von Matthias Brandt [15] benutzt wurde, wies noch einige Mängel auf, sodass ihre Entwicklung noch Zeit in Anspruch nehmen wird.

Mit einer fertigen Messbox und festen Aluminiumrahmen für die Paddles, ist dieser Versuch eine gute Möglichkeit für Schulexperimente. Die Paddles kann man ohne weiteres *anfassen* und quasi direkt die Koinzidenzen mit der Hand beeinflussen, in dem man sie voneinander wegbewegt oder sie gänzlich trennt. Damit ist die kosmische Strahlung und die hochrelativistischen Elementarteilchen nahezu *greifbar*.

Möglicherweise bietet der Aufbau mit Szintillatorplatten einen weniger intuitiven Zugang als die sogenannten Kamio-Kannen, da die Funktionsweise von Szintillatoren für Schüler weniger ersichtlich ist, als die des Cherenkov-Lichts, die einer Analogie mit einem Mach-Kegel folgt, bzw. mit Wasserwellen gut nachvollzogen werden kann. Allerdings bietet sich hier die Möglichkeit die Themen fächerübergreifend zu machen, da die Zusammensetzung der Plastiksintillatoren mit ihren Benzolringen auch vom chemischen Aspekt her interessant ist. Die möglichen Anregungszustände solcher Systeme bieten ebenfalls Raum für andere Themengebiete der Physik. Letztendlich ist das Zusammenspiel verschiedener wissenschaftlicher Themengebiete, die das Experiment erst ermöglichen, so interessant.



# 6 Anhang

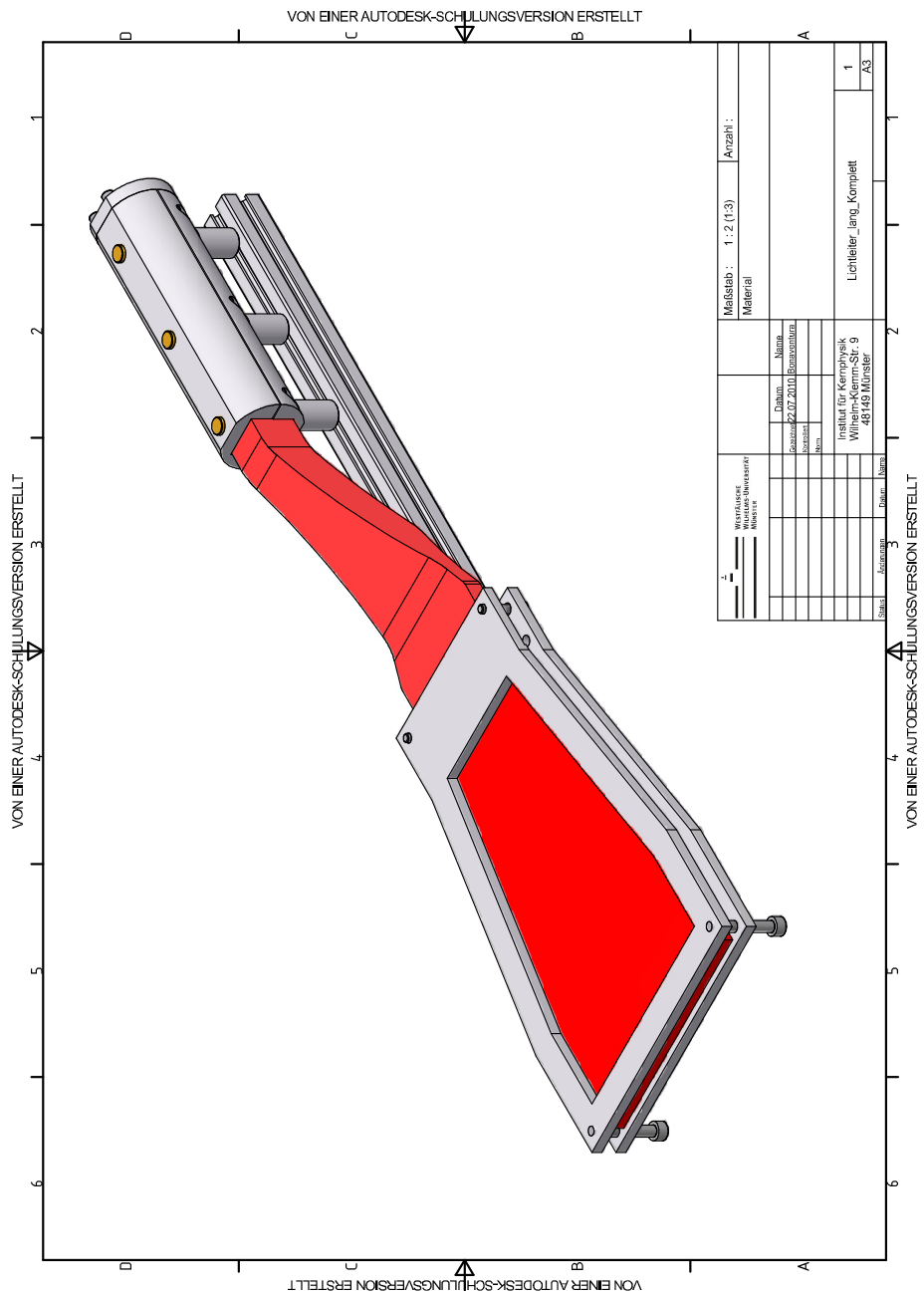


Abbildung 6.1: Langer Paddle mit PMT-Gehäuse und Aluminiumrahmen



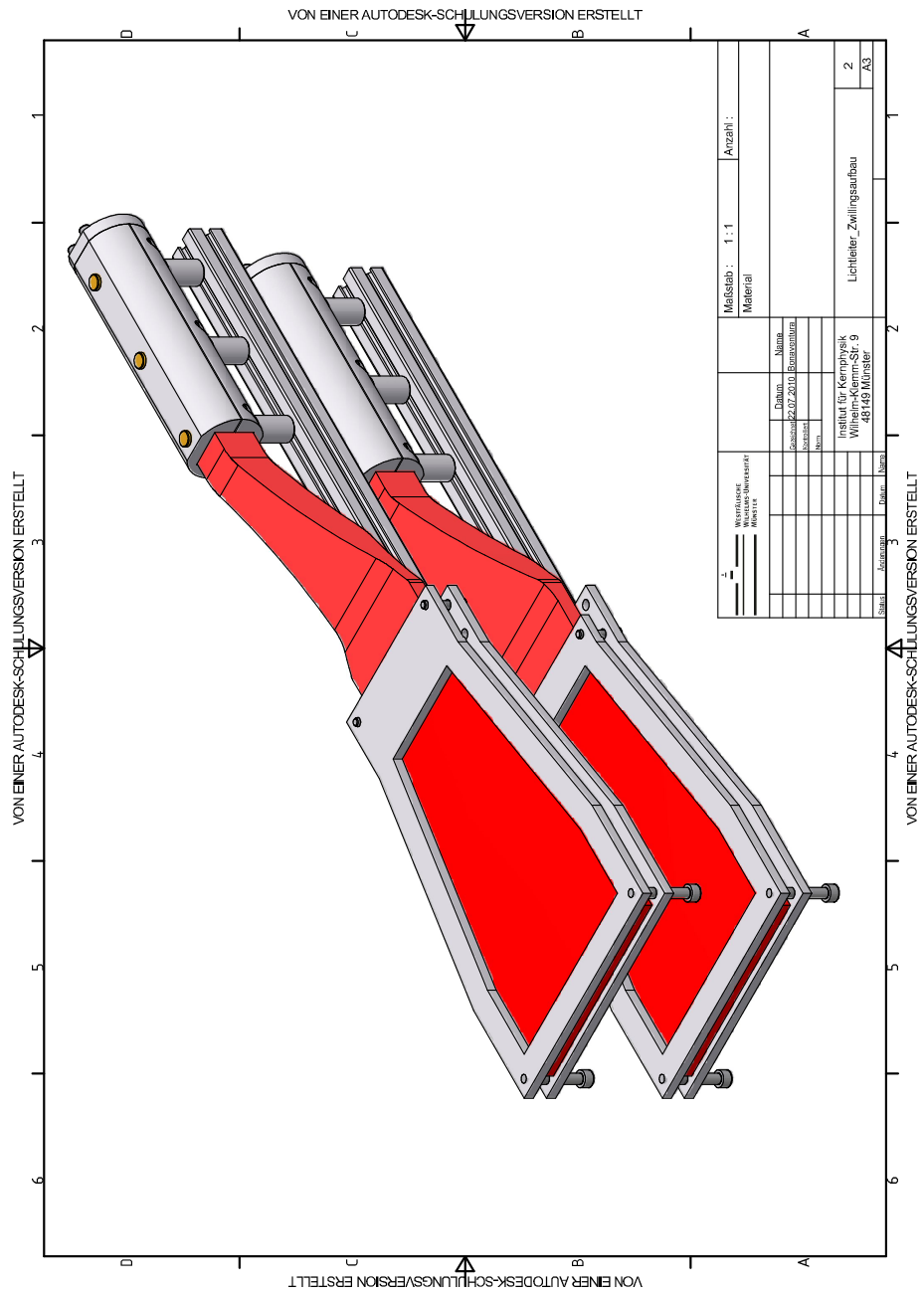


Abbildung 6.3: Zwillingsaufbau des langen und kurzen Paddles

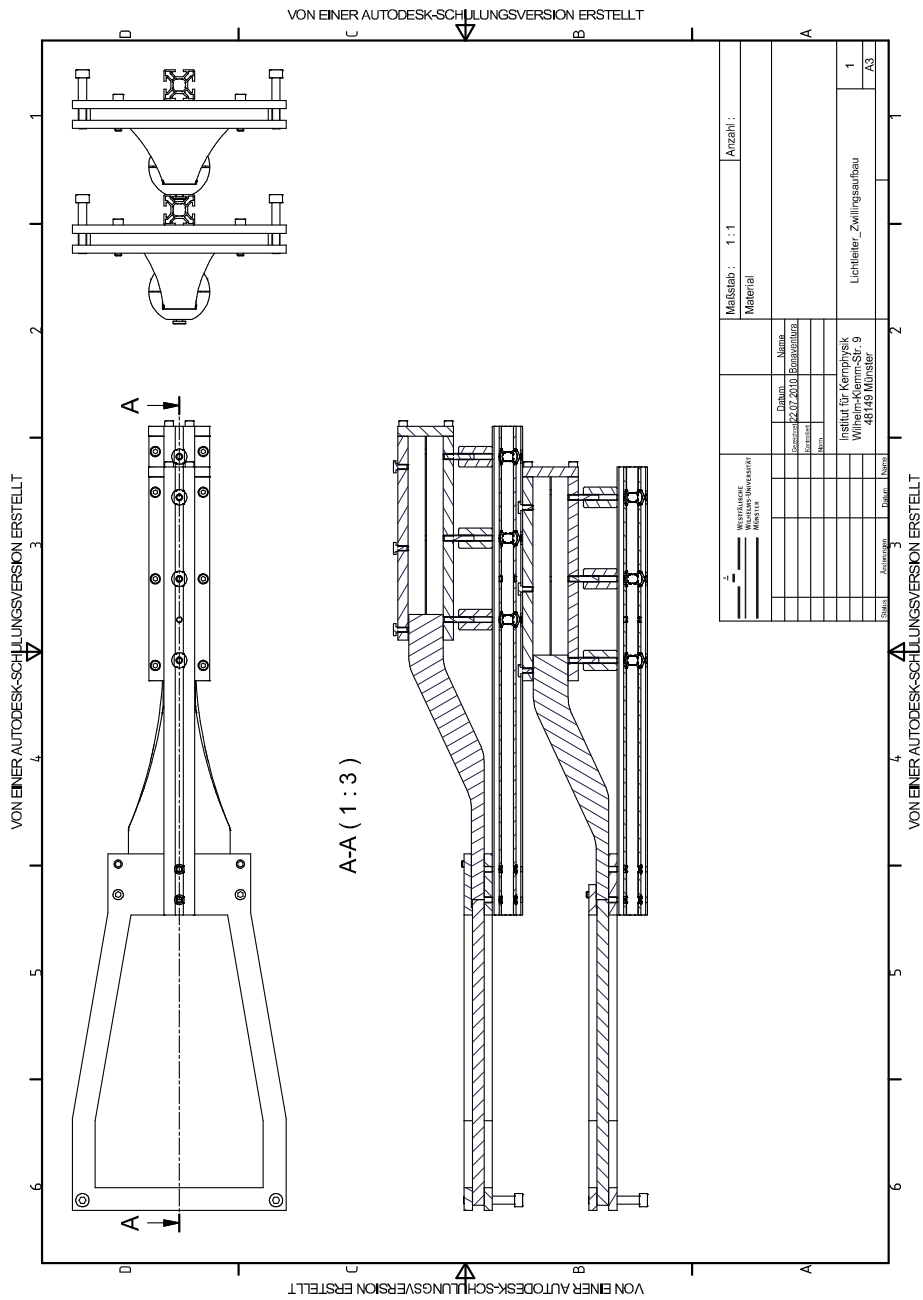


Abbildung 6.4: Zwillingaufbau des langen und kurzen Paddles, Konzept



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Vergleich der Elementenhäufigkeit der kosmischen Strahlung mit der Zusammensetzung innerhalb des Sonnensystems [4] . . . . .	6
2.2	Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung [5] . . . . .	7
2.3	GZK-Cutoff: Protonen höherer Energie werden nach etwa 100 Mpc auf unter $10^{20}$ eV abgebremst [7] . . . . .	8
2.4	Schematischer Ablauf einer hadronischen Kaskade mit elektromagnetischer Komponente [2] . . . . .	9
2.5	Exponent der Winkelverteilung der Myonen in Meereshöhe in Abhängigkeit ihres Impulses [9]. . . . .	11
2.6	Intensität der Myonen in Abhängigkeit ihres Impulses [9] . . . . .	12
2.7	Zurückgelegte Strecke im Bezugssystem der Erde (a) und der Myonen (b) [10] . . . . .	13
2.8	Energieverlust schwach ionisierender geladener Teilchen (Myonen) [12] . . .	14
2.9	. . . . .	14
2.10	Energiediagramme für die $\pi$ -Orbitale organischer Szintillatoren [13] . . . . .	15
2.11	Schematische Skizze eines Photomultipliers [14] . . . . .	16
3.1	Schematischer Aufbau eines Plastikszintillationsdetektors mit Lichtleiter und anschließendem Photomultiplier [13] . . . . .	17
3.2	Fertige Paddles ohne Rahmen übereinander . . . . .	18
3.3	Verwendete Elektronik für den Testbetrieb . . . . .	20
3.4	Schematischer Aufbau der NIM-Elektronik . . . . .	20
3.5	Die ersten PMT-Signale . . . . .	21
3.6	Die PMT-Signale nach dem Verstärker . . . . .	21
3.7	Die digitalisierten Verstärker-Signale aus dem Diskriminator . . . . .	22
3.8	Das Signal nach der Verzögerungseinheit . . . . .	22
3.9	Das Signal der Koinzidenzeinheit . . . . .	23
4.1	$\beta$ -Spektrum von Yttrium-90 [18] . . . . .	26
4.2	Anzahl der emittierten Photonen in Abhängigkeit der deponierten Energie des Szintillatormaterials NE104 bzw. BC400 [20] . . . . .	27
4.3	Relative Effizienz des kurzen Paddles grafisch: links Betriebsspannung von $U_1 = 1,4$ kV, rechts $U_2 = 1,5$ kV . . . . .	28
4.4	Relative Effizienz des kurzen Paddles grafisch: links Betriebsspannung von $U_1 = 1,4$ kV, rechts $U_2 = 1,5$ kV . . . . .	29
4.5	Koinzidenzraten abhängig vom Zenitwinkel mit theoretischer Kurve . . . . .	31
4.6	Schematische Koinzidenzmessung mit den Zenitwinkeln $\Theta$ bei a) $0^\circ$ , b) $45^\circ$ und c) $90^\circ$ mit zusätzlichen Einfallswinkeln . . . . .	31
6.1	Langer Paddle mit PMT-Gehäuse und Aluminiumrahmen . . . . .	35

6.2	Langer Paddle mit PMT-Gehäuse und Aluminiumrahmen, Konzept . . . . .	36
6.3	Zwillingsaufbau des langen und kurzen Paddles . . . . .	37
6.4	Zwillingsaufbau des langen und kurzen Paddles, Konzept . . . . .	38

# Literaturverzeichnis

- [1] FUIDL, Matthias: *Kosmische Myonen in Schulversuchen*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2003
- [2] GRUPEN, C.: Kosmische Strahlung. In: *Physik in unserer Zeit* 16. Jahrgang, Nr.3 (1985)
- [3] GRUPEN, C.: *Astroteilchenphysik - Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung*. Friedrich Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, 2000
- [4] <http://astro.uni-wuppertal.de/~kampert/>
- [5] J. BLÜMER, J.R. H.: *Vorlesungsmitschrieb und Folien zur Vorlesung Astroteilchenphysik I. WS 2006/2007*
- [6] BURAK, Dania: *Nachweis kosmischer Myonen mittels Wasser-Cherenkov-Zähler*, Universität Karlsruhe, Diplomarbeit, 2007
- [7] <http://www.auger.de/public/teilchen.html>
- [8] HILSCHER, H.: Kosmische Myonen - Ein Hochenergieexperiment für die Schule. In: *PdN-Physik* 3/41 (1992)
- [9] ALLKOFER, O. C.: Cosmic Rays on Earth. In: *Fachinformationszentrum Karlsruhe Physik-Daten* 25-1 (1984)
- [10] TIPLER, P. A.: *Moderne Physik*. Oldenbourg Verlag, 2003
- [11] LEO, W. R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1994
- [12] WEINHEIMER, Christian: *Skript zur Vorlesung Kern- und Teilchenphysik I*. 2009
- [13] KRAMMER, Manfred: *Detektoren in der Hochenergiephysik*. 2005
- [14] [http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/ab/Photomultiplier\\_schema\\_de.png](http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/ab/Photomultiplier_schema_de.png)
- [15] BRANDT, Matthias: *Aufbau und Test eines Wasser-Cherenkov-Detektors zur Demonstration kosmischer Strahlung*. 2010
- [16] DONALD E. GROOM, Sergei I S. Nikolai V. Mokhov M. Nikolai V. Mokhov: *Muon stopping power and range tables 10 MeV-100 TeV*. 2001
- [17] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- [18] BIENLEIN, J.K.: *Das Spektrum der inneren Bremsstrahlung beim  $\beta$ -Zerfall von Y-90 und Sr-90*. 1966

- [19] <http://www.photonis.com/upload/industryscience/pdf/pmt/XP2972.pdf>
- [20] BICRON: *Organic Scintillators, Related Materials and Detectors, Technical Data*.  
1997

Ich versichere hiermit, dass ich meine Bachelorarbeit „*Aufbau und Test eines Plastikszi-  
ntillatordetektors zur Demonstration kosmischer Strahlung*“ selbstständig und ohne fremde  
Hilfe angefertigt habe, und dass ich alle von anderen Autoren wörtlich übernommenen  
Stellen wie auch die sich an die Gedankengänge anderer Autoren eng anlehenden  
Ausführungen meiner Arbeit besonders gekennzeichnet und die Quellen zitiert habe.

Münster, den 24. August 2010

---

Artur Sperling