



Institut für Kernphysik der Universität zu Köln

**Bachelorarbeit: Messung der Kosmischen
Höhenstrahlung mit Kamiokande-Detektoren**

Tobias Kutsch

Betreuer: Professor Dr. Peter Reiter

30.03.2015

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	6
2	Theoretische Grundlagen	8
2.1	Einführung, Standardmodell und Wechselwirkungen	8
2.1.1	Zusammengesetzte Teilchen	10
2.2	Das Myon	11
2.3	Kosmische Strahlung	14
2.3.1	Einführung	14
2.3.2	Kosmische Strahlung – Primärstrahlung	14
2.3.3	Kosmische Strahlung – Sekundärstrahlung	15
2.3.4	Allgemeine Abhängigkeit des Intensitätsverlaufs der geladenen Komponente von Energie und Zenitwinkel	18
2.3.5	Inklinationseffekte	20
2.3.6	Energieverlust der durchdringenden Komponente	23
2.4	Čerenkov-Effekt	25
3	Versuchsaufbau	30
3.1	Dewargefäß	31
3.1.1	Reflexivität Silber	32
3.2	Lichtwellenleiter	33
3.3	Photomultiplier	33
3.3.1	Photoelektrischer Effekt	33
3.3.2	Sekundärelektronenvervielfacher	36
3.4	Elektronik	39
3.4.1	Signalauswertung mit Oszilloskop	39
3.4.2	HV	40
3.4.3	Timing Filter Amplifier	41
3.4.4	MCA	42
3.4.5	Constant Fraction Discriminator	42
3.4.6	Coincidence Unit	44
3.4.7	Counter	44
3.4.8	Signalweg	45
4	Auswertung der Messwerte	47
4.1	Erste Messungen: Impulshöhenspektren mit dem MCA	47
4.1.1	Dichtigkeitsprüfung	47
4.1.2	Berücksichtigung des Untergrunds	50
4.1.3	Vergleichsmessungen der verschiedenen Thermoskannen und PMTs	54
4.2	Messung der Zählrate mit NIM-Elektronik	57
4.2.1	Messung zur Ermittlung der Hochspannung	57
4.2.2	Anpassung des Thresholds des CFD	60

4.2.3	Koinzidenzmessung zur Winkelabhängigkeit und Inklinati- onseffekte	61
5	Zusammenfassung und Ausblick	65
	Danksagung	67
	Literatur	68
	Erklärung	71

1 Motivation

Die Physik ist mehr als das, was wir sehen, hören oder mit unserem Körper wahrnehmen können. Sie spielt sich oft im für uns Geheimen und Verborgenen ab, ohne dass wir es bemerken. Dennoch erlaubt es uns die heutige Technik, die Physik der kleinen Teilchen, die Teilchenphysik, zu verstehen und ihr auf den Grund zu gehen. Tagtäglich durchdringen unseren Körper physikalische Teilchen, ohne dass unser Körper dies bemerkt. Letztendlich ist unsere Erde einem wahren Bombardement ausgesetzt. Eine Teilchenart, die in unserem Alltagswissen wenig verankert ist, uns jedoch Sekunde für Sekunde durchdringt, ist das Myon, das wir im Folgenden analysieren wollen.

Dennoch bleibt erst einmal die Frage, was hat eine Kaffeekanne mit *Physik zu tun*. Obwohl unser Körper kein Sinnesorgan für Myonen besitzt und die Detektion physikalischer Teilchen oft sehr aufwendig ist, soll in dieser experimentellen Ausarbeitung aufgezeigt werden, dass mit einer vergleichsweise einfachen Detektoranordnung aus Kaffeekannen der Nachweis von Myonen aus der Höhenstrahlung möglich ist.

Wassergefüllte Čerenkov-Detektoren sind in der Forschung zur Teilchenphysik allgegenwärtiges Forschungsinstrument. Im Folgenden wird eine kleinere Ausführung erstellt, die prinzipiell jedoch den großen Vorbildern ähnelt.

In diesem Sinne wird in der vorliegenden Ausarbeitung ein neuer Messaufbau zum Nachweis kosmischer Myonen erstellt, getestet und ausgewertet, sodass dieser später im Höhenstrahlungslabor des Instituts für Kernphysik der Universität Köln den Studenten im Rahmen des Praktikums zur Verfügung gestellt wird. Zu Beginn werden die aufgebauten Detektoren auf ihre Funktionstüchtigkeit hin überprüft, mögliche Fehlerquellen analysiert und der Aufbau entsprechend optimiert. Es wird getestet, ob Ereignisse außerhalb des Rauschens detektiert und so Messungen der Myonenzählrate durchgeführt werden können.

Im zweiten Teil werden die Kamiokanne-Detektoren mit Hilfe einer Koinzidenzmessung zur Bestimmung der Winkelverteilung der detektierten Myonen und des Ost-West-Effekts verwendet, wobei vorher gewährleistet werden muss, dass die Kamiokannen zur Koinzidenzmessung geeignet sind. Dafür werden weitere Elektronikmodule in den Signalweg integriert und der Schwellwert zur Signalerfassung im Constant-Fraction-Discriminator angepasst. Im endgültigen Versuchsaufbau, der

von der Feinmechanikwerkstatt des IKP konstruiert wurde, können Messungen in Richtung Osten und Westen simultan aufgenommen werden, sodass mehr Zeit, im Rahmen der Praktikumszeit, für weitere Messreihen zur Verfügung steht.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Einführung, Standardmodell und Wechselwirkungen

Die Suche nach dem kleinsten Teil, aus dem sich unsere Welt zusammensetzt, fasziniert seit jeher die Menschheit. Nach Entdeckung des Atoms galt dieses, wie der Name schon sagt (Atomos = lat. für unteilbar), als „unteilbar“. Erst mit der Entdeckung des Atomkerns im 20. Jahrhundert durch die Rutherford'schen Streuveruche (1909-1901 [1]) entwickelte sich die Kern- und Teilchenphysik als eigenständiger Teilbereich der Physik.

Alle uns bekannten Elementarteilchen werden im Rahmen der Elementarteilchenphysik im Standardmodell (auch Teilchenzoo genannt) beschrieben. Es unterscheidet prinzipiell drei Klassifizierungen elementarer Teilchen: die Austauschteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen (Bosonen), die Quarks und die Leptonen (vgl. Abb. 1).

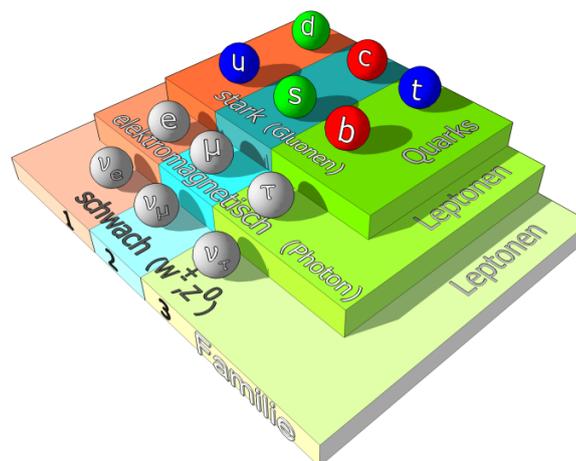


Abbildung 1: Illustration der Elementarteilchen im Teilchenzoo [2].

Das Standardmodell berücksichtigt drei Wechselwirkungen [1].

- 1.) Die elektromagnetische Wechselwirkung, welche durch das Eichboson Photon vermittelt wird. Das Photon koppelt an die elektrische Ladung.
- 2.) Die schwache Wechselwirkung, welche durch drei Austauschteilchen vermittelt wird. Zu unterscheiden sind bei der schwachen Wechselwirkung Prozesse, bei denen sich die elektrische Ladung (siehe Beta-Zerfall) ändert. Diese werden als „Reaktion der geladenen Ströme“ [1] bezeichnet und durch W^{\pm} -Bosonen vermittelt.

Prozesse, bei denen keine Änderung der Ladung stattfindet, werden im Bezug auf den ersten Prozess als „Reaktionen der neutralen Ströme“ [1] bezeichnet und durch Z^0 -Bosonen vermittelt.

3.) Zwischen den Quarks wird durch Austausch von Gluonen, den Eichbosonen der starken Kraft, eine weitere Wechselwirkung vermittelt, welche gewährleistet, dass die Quarks im Nukleon gebunden sind. Die starke Kraft wird durch acht Gluonen, die an Farbladungen koppeln und selber eine Farbladung tragen, vermittelt.

Zusätzlich zu den drei bereits erwähnten Wechselwirkungen ist seit langer Zeit die Gravitation bekannt. Diese wird im Standardmodell nicht näher beschrieben und nimmt somit in der modernen Forschung eine gesonderte Rolle ein. Obwohl wir tagtäglich die Gravitationskraft makroskopisch beim Herunterfallen unseres Brötchens vom Frühstückstisch zu spüren bekommen, treten Schwierigkeiten bei der Beschreibung und experimentellen Bestätigung des Austauschteilchens auf.

Alle Austauschteilchen haben gemein, dass sie einen ganzzahligen Spin aufweisen und somit zu den Bosonen zählen, die im Rahmen der Bose-Einstein-Statistik beschrieben werden. Zusätzlich fordert das Standardmodell ein zusätzliches Teilchen, das sogenannte Higgs-Boson. Die Suche nach dem Higgs-Boson war Ausgangspunkt vieler Experimente am LHC des CERN. Durch die wahrscheinliche Entdeckung 2012 konnte der von Peter Higgs postulierte Mechanismus, der allen Teilchen eine Masse verleiht, experimentell bestätigt werden. Dafür bekam P. Higgs zusammen mit F. Englert den Physiknobelpreis 2012.

	Quarks	Leptonen
1. Familie	u d	e ν_e
2. Familie	c s	μ ν_μ
3. Familie	t b	τ ν_τ

Tabelle 1: Familie der Quarks und Leptonen

Neben den Austauschteilchen, die die Wechselwirkungen vermitteln, erklärt das Standardmodell der Teilchenphysik den Aufbau der Welt aus elementaren Materieteilchen. Im Standardmodell wird zusätzlich zu den Eichbosonen zwischen Leptonen und Quarks unterschieden, wobei beide zu der Gruppe der Fermionen gehören, charakterisiert durch den halbzahligen Spin in Abgrenzung zu den Bosonen

(Spin ganzzahlig). Im Standardmodell werden sechs Quarks (up; down; charme; strange; top; bottom) postuliert. Diese unterscheiden sich durch ihren Quarktyp, auch Flavour genannt. Jeder Quarktyp kann drei verschiedene sogenannte Farbladungen (rot, grün, blau) tragen [1]. Zu jedem Quark existiert auch ein Antiquark. Zu den Leptonen gehören sechs Teilchen, die gemäß ihrer Ladung (Q), ihrer Elektron-Leptonenzahl L_e Myon-Leptonenzahl L_μ und ihrer Tauon-Leptonenzahl L_τ klassifiziert werden [1]. Zu den sechs Leptonen zählen somit das Elektron mit zugehörigem Elektron-Neutrino, das Myon mit zugehörigem μ -Neutrino und das τ mit zugehörigem τ -Neutrino. Auch hier existiert zu jedem Lepton ein Antiteilchen. Die Fermionen (Quarks und Leptonen) werden in sogenannte Familien (auch Generation genannt) eingeteilt. Es existieren jeweils 3 Familien von Quarks und 3 Familien von Leptonen (siehe Tabelle 1).

2.1.1 Zusammengesetzte Teilchen

Neben den eigentlichen Elementarteilchen existieren zusammengesetzte Teilchen (vgl. Tabelle 2). Hadronen bezeichnen dabei zusammengesetzte Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen und sich somit aus Quarks zusammensetzen. Die bekanntesten Hadronen sind das Neutron und das Proton. Zusätzlich zu diesen zwei existieren jedoch noch zahlreiche weitere Hadronen. Des Weiteren werden die Hadronen in Baryonen und Mesonen unterteilt. Unterscheidungskriterium ist dabei die Quark-Zusammensetzung. Während sich Baryonen aus drei Quarks bzw. Antiquarks zusammensetzen, setzen sich Mesonen aus einem Quark-Antiquark-Paar zusammen [3]. Der Zusammensetzung folgend unterscheiden sich Baryonen mit halbzahligen Spin (somit Fermionen) von den Mesonen mit ganzzahligen Spin (somit Bosonen).

Hadron	Quark-Zusammensetzung	Masse (MeV/c^2)	Ladung	Spin
n	ddu	939,6	0	1/2
p	uud	938,3	1	1/2
K^+	$u\bar{s}$	493,7	1	0
K^-	$\bar{u}s$	493,7	-1	0
π^+	$\bar{u}d$	139,6	1	0
π^-	$u\bar{d}$	139,6	-1	0
π^0	$-\frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} - u\bar{u})$	135,0	1	0

Tabelle 2: Familie der Quarks und Leptonen nach [4]

2.2 Das Myon

Im Folgenden betrachten wir ein spezielles Teilchen des Standardmodells genauer, da dieses mit Hilfe des Kamiokande-Detektors im späteren Verlauf detektiert werden soll. Wie bereits erwähnt, existieren drei Familien der Leptonen. Die zweite Familie der Leptonen bildet das Myon und das zugehörige Myon-Neutrino. Primär ist die schwache Wechselwirkung für Zerfälle von Hadronen in Teilchenschauern für das Entstehen der später detektierten Myonen verantwortlich.

Den größten Anteil an der Entstehung der Myonen bilden geladene Pionen (π -Mesonen). Die Energieerhaltung grenzt den Zerfall von Teilchen ein. Werden Pionen als Ausgangsteilchen betrachtet, so können diese aufgrund ihrer geringen Ruhemasse (leichtestes Hadron) nur in Leptonen zerfallen [1]. Leptonen müssen stets paarweise erzeugt werden, sodass zwei Zerfallskanäle möglich [5]:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e \\ \pi^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

Weitere Auswahlregeln begrenzen die möglichen Zerfallskanäle weiter. Aufgrund der Helizitätsverletzung beim Zerfall von Pionen in ein Elektron (Positron) mit zugehörigem Antineutrino (Neutrino) ist dieser Zerfallskanal stark unterdrückt, sodass der Zerfall in ein Myon 8000-mal wahrscheinlicher ist, als der Zerfall in ein Elektron (Positron) [3]. Neben dem Zerfall von Pionen in Myonen können Myonen auch durch andere Zerfallskanäle entstehen:

Zerfallskanal	rel. Häufigkeit [%]	Lebensdauer [s]
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	100	$2,60 \cdot 10^{-8}$
$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	100	$2,60 \cdot 10^{-8}$
$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	64	$1,24 \cdot 10^{-8}$
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	64	$1,24 \cdot 10^{-8}$
$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$	21	$1,24 \cdot 10^{-8}$
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	21	$1,24 \cdot 10^{-8}$
$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$	48	$0,08 \cdot 10^{-10}$
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	100	$1,48 \cdot 10^{-10}$
$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	64	$2,63 \cdot 10^{-10}$

Tabelle 3: Entstehungskanäle des Myons mit der jeweiligen mittleren Lebensdauer und der relativen Häufigkeit im Vergleich zu allen anderen Zerfallskanälen mit gleichen Ausgangsteilchen. [6]

Das Myon ähnelt in vielen Eigenschaften denen des Elektron, weswegen es gelegentlich auch als *schweres Elektron* bezeichnet wird. Charakteristisch für das Myon ist die mit dem Elektron verglichen große Ruhemasse [4]:

$$m_\mu = (105,658389 \pm 0.000034) \text{ MeV}/c^2 \approx 207 m_e$$

Hinsichtlich Spin ($\frac{1}{2}$) und Ladung ($\pm 1e$) existieren keine Unterschiede zwischen Elektron und Myon. Allerdings ist das Myon im Gegensatz zum Elektron nicht stabil. Das Myon zerfällt ebenfalls in leichtere Elementarteilchen. Die mittlere Lebensdauer eines Myons in dessen Inertialsystem beträgt [4]:

$$\tau_0 = (2,197035 \pm 0.000040) \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

Wie beim Pion sind die Zerfallskanäle durch die Energieerhaltung eingeschränkt. Der hauptsächliche Zerfallskanal eines Myon ist der in ein Elektron/Positron und in ein zugehöriges Antineutrino (vgl. Abb. 2). Die Leptonenzahl L muss erhalten bleiben,

$$\sum L_i = \text{const.} \Rightarrow \Delta L = 0,$$

sodass bei der Zuordnung der Leptonenzahl ($L=1$) für das negative Myon neben der Entstehung eines Myon-Neutrino ein Elektron-Antineutrino entsteht [1].

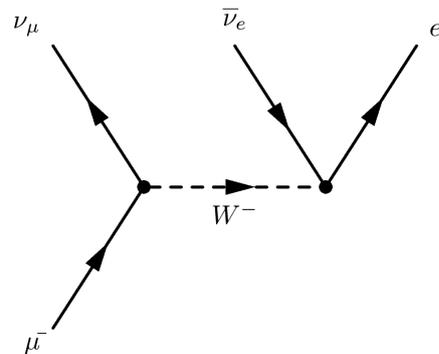
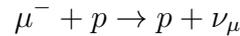


Abbildung 2: Feynman-Diagramm des Myon-Zerfalls [6].

Dass die beim Zerfall entstehenden Neutrinos verschiedener Art sind, konnte durch Experimente von L. Ledermann, M. Schwarz und J. Steinberger (1961) bestätigt werden [1].

Weitere Zerfallskanäle des Myon sind ebenfalls möglich. Ein weiterer Reaktions-

kanal, der neben dem Myon-Zerfall möglich ist, ist der Myon-Einfang.



Der Myon-Einfang tritt in Konkurrenz zum Zerfall auf, sodass sich durch den Einfang die effektive Lebensdauer $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_c}$, mit τ_c der Lebensdauer durch Myon-Einfang, verkürzt [7].

Wie beim radioaktiven Zerfall ist der Myonzerfall ein statistischer Prozess und folgt dem Zerfallsgesetz. Die Höhenstrahlung besteht aus einem Gemisch aus positiven und negativen Myonen, sodass für das Zeitverhalten der Anzahl an zerfallenden Myonen gilt [7]:

$$N(t) = N(\mu^-, t_0) \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau_0}} \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau_c}} + N(\mu^+, t_0) \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau_0}} \quad (1.1)$$

Wenn abschließend im Kapitel über das Myon noch die relativistische Korrektur der atmosphärischen Durchdringungstiefe betrachtet wird, kann die Frage beantwortet werden, warum die Myonen bei einer so kurzen mittleren Lebensdauer von $\tau_0 = 2,197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ und einem Entstehungsort ca. $10 - 15 \text{ km}$ oberhalb der Erdoberfläche, überhaupt an dieser detektiert werden können. Nach der klassischen Betrachtung wäre die zurückgelegte Strecke bei einer mittleren Geschwindigkeit von $v = 0,998c$:

$$s = v \cdot t = 0,988 \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} = 658 \text{ m}$$

Demnach wäre das Myon bereits zerfallen, bevor es die Erdoberfläche erreicht. Um diese paradoxe Sichtweise aufzulösen, bedarf es der Korrektur durch die Relativitätstheorie. Aufgrund der relativistischen Effekte muss die Zeitdilatation, ausgedrückt durch den Lorentzfaktor γ , berücksichtigt werden.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (0.998c)^2/c^2}} \approx 16$$

$$\Rightarrow s = v \cdot (\gamma \cdot t) = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} \cdot 16 \cdot 0,998 \cdot 10^8 \text{ m/s} = 10500 \text{ m}$$

Im Gegensatz zur klassischen Betrachtung können die Myonen nach der relativistischen Korrektur die Erdoberfläche erreichen und im Kamiokande-Detektor nachgewiesen werden.

2.3 Kosmische Strahlung

2.3.1 Einführung

Um neue Teilchen durch den Zusammenstoß von hochenergetischen stabilen Teilchen zu entdecken, wurde Mitte der 1930er die zuvor bekannt gewordene Höhenstrahlung untersucht. Versuche zur Radioaktivität hatten, in Abwesenheit von radioaktiven Präparaten, eine Reststrahlung offenbart. Diese Reststrahlung wurde von Ernest Rutherford auf natürliche Radioaktivität zurückgeführt [1]. Durch die Nebelkammer konnte Teilchenstrahlung, ob durch Präparate oder natürliche Radioaktivität hervorgerufen, experimentell erstmals sichtbar gemacht werden. Weitere Messungen erbrachten die Erkenntnisse, dass die kosmische Strahlung mit steigender Höhe zunimmt und zeitlich in Bezug auf Tag und Nacht konstant zu sein scheint. Spätere Experimente durch Bothe und Kohlböster mit dem zuvor erfundenen Geiger-Müller-Zähler bewiesen die elektrische Ladung der kosmischen Strahlung [5]. Die kosmische Strahlung wird, hinsichtlich dem Ort der Entstehung, in primäre und sekundäre kosmische Strahlung eingeteilt.

2.3.2 Kosmische Strahlung – Primärstrahlung

Bestandteil der primären kosmischen Strahlung sind Elektronen, Protonen α -Teilchen und schwerere Atomkerne [5]. Die Elementverteilung der Ionen entspricht in etwa der Häufigkeitsverteilung der Elemente, die in der Sternmaterie vorkommt [8]. Die Elektronen machen nur einen geringen Anteil (ca 1-2%) der primären Strahlung aus, da diese bereits vorher durch Bremsstrahlung einen Großteil ihrer kinetischen Energie verlieren. Die schweren Kerne ($Z \geq 3$) entsprechen ca. einem Anteil von 2,5% der primären Strahlung. Alpha-Teilchen stellen den zweitgrößten Anteil der primären Strahlung mit 12,5%. Der hauptsächliche Anteil der primären Strahlung bilden die Protonen mit 85% [8].

Durch die statistisch verteilten Magnetfelder im galaktischen Raum werden die Teilchen umgelenkt, sodass eine weitestgehend isotrope Richtungsverteilung der kosmischen Strahlung auftritt [8]. Die kinetische Energie der primären Strahlung ist abhängig vom Entstehungsprozess und kann bis zu 10^{20} eV betragen.

Die primäre Strahlung kann ihrem Ursprung nach in solare, galaktische und extragalaktische Komponenten eingeteilt werden [9]. Bekannt ist, dass Teilchen bis in den GeV-Bereich durch Sonneneruptionen erzeugt werden. Ursprung des nicht-solaren-Anteils der Strahlung können Schockfronten von Supernovaexplosionen,

kosmische Jets von schwarzen Löchern oder Pulsaren sein. Die Energien reichen bis zu 10^{20} eV . Für Energien bis 10^{18} eV wird der Ursprung in der Milchstraße angenommen [9]. Für Energien oberhalb dessen werden andere Galaxien in Betracht gezogen.

2.3.3 Kosmische Strahlung – Sekundärstrahlung

Die Protonen, Ionen und Atomkerne der primären kosmischen Strahlung treffen in der Erdatmosphäre (ca. $10 - 15 \text{ km}$ Höhe) auf einen großen Anteil an Sauerstoffatomen und Stickstoffatomen. Für niedrige Energien werden durch Stoßprozesse einzelne Nukleonen herausgeschlagen. Für höhere Energien überwiegt der Anteil der Brems-

strahlung. Anders als die Bremsstrahlung von Elektronen, die im Bereich der elektromagnetischen Strahlung liegt, entstehen Mesonen durch die Bremsstrahlung von energiereichen Nukleonen. Für Energien bis zu 10^{11} eV werden überwiegend geladene und neutrale π -Mesonen (Pionen) erzeugt [8]. Neutrale π -Mesonen zerfallen zumeist in zwei Gammaquanten, geladene π -Mesonen in Leptonen (μ, e). Höhere Energien führen zu andern Mesonenarten (z.B. K^\pm, \dots).

In jedem Fall wechselwirken die primären Teilchen mit den Atomen der oberen Atmosphärenschicht und verursachen Spallationsreaktionen. Durch die Zersplitterung der schweren Atomkerne resultieren Kaskaden leichterer Teilchen. Dies wird als sekundäre kosmische Strahlung bezeichnet (siehe Abb. 3). Die sekundäre kosmische Strahlung wird hinsichtlich ihrer Zusammensetzung in drei Komponenten charakterisiert.

Die erste Komponente besteht überwiegend aus Nukleonen und α -Teilchen, sowie aus π -Mesonen und Kaonen, die aus den direkten Stößen zwischen Primärstrahlung und Sauerstoffatomen/ Stickstoffatomen resultieren. Aufgrund der Teilchenzusammensetzung wird diese Komponente auch als hadronische Komponente bezeichnet. Die Wechselwirkungslänge liegt in Luft bei etwa 90 g/cm^2 [5]. Daher nimmt diese Komponente rasch mit der Eindringtiefe ab, sodass diese an der Erdoberfläche nur in sehr geringem Maße detektiert werden kann. Die Intensität der hadronischen Komponente liegt bei [10]:

$$I_{hK} \approx 0,9 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

Die zweite Komponente der sekundären kosmischen Strahlung, auch weiche Kom-

ponente genannt, besteht aus Photonen und Elektronen. Neutrale π -Mesonen mit einer mittleren Lebensdauer von etwa: $\tau_0 = 10^{-17} \text{ s}$ [4] zerfallen zumeist über die elektromagnetische Wechselwirkung in zwei Gammaquanten und erzeugen so, zusammen mit den Elektronen, die weiche Komponente. Die Gammaquanten können ihrerseits durch Paarbildung Elektronen erzeugen. Die Elektronen wiederum, durch Ablenkung am Kern, weitere Photonen, sodass sich Kaskadenschauer der weichen Komponente ergeben und zu messbaren Teilchenschauer am Boden führen.

Die Strahlungslänge beträgt für Elektronen und Photonen $\chi_0 = 36,66 \text{ g/cm}^2$ [5]. Die Intensität der weichen Komponente nimmt daher mit der Eindringtiefe ebenfalls rasch ab und liegt auf Meeresniveau bei

$$I_{wK} \approx 30 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad \text{für Energien ab } 10 \text{ MeV}$$

und bis zu $I_{wK} \approx 30 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ bei Energie ab 100 MeV [10].

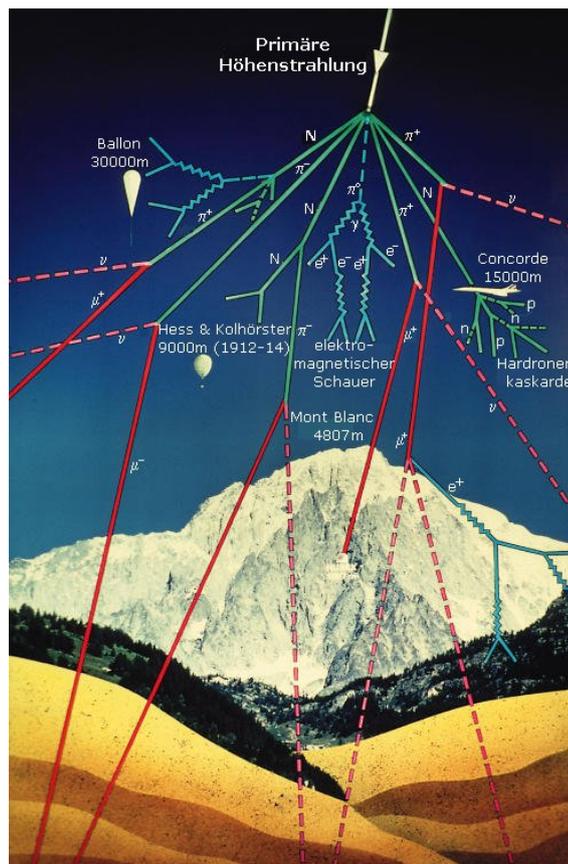


Abbildung 3: Schematische Darstellung der Entstehung der sekundären kosmischen Strahlung [11].

Die dritte Komponente, auch als durchdringende Komponente oder Myon-Komponente bezeichnet, sind Zerfallsprodukte aus Kaonen bzw. π -Mesonen. Die mittlere Lebensdauer der geladenen π -Mesonen liegt im Inertialsystem der Teilchen im Bereich von etwa $\tau_0 = 10^{-8} \text{ s}$ [4], bevor diese anschließend vorzugsweise in Myonen zerfallen (siehe Abschnitt 2.2). Positive und negative Kaonen weisen zwei Zerfallsmoden auf. Zum einen können diese in zwei π -Mesonen (Pionen) zerfallen, die wiederum ihrerseits in Myonen zerfallen, oder die Kaonen können direkt in ein Myon zerfallen (siehe Tabelle 3).

Myonen selbst zeigen hohe kinetische Energien und unterliegen nur der elektromagnetischen Wechselwirkung, sodass die Intensität mit der Eindringtiefe nur vergleichsweise langsam abnimmt. Daher sind die Myonen Teil der durchdringenden Komponente der sekundären kosmischen Strahlung. Die integrale Intensität für die durchdringende Komponente ist nach [10] mit:

$$I_{dK} \approx 70 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

gegeben. Um die Abhängigkeit vom Raumwinkel zu eliminieren, wird die integrale Intensität durch:

$$I_{dK} \approx 1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$$

genähert [10]. Diese ist jedoch nur als Näherung anzusehen, da aufgrund der Anisotropie durch den Ost-West-Effekt die Intensität abhängig von der Ausrichtung des Detektors zum Erdmagnetfeld ist.

Mit 80% aller geladenen Teilchen stellen Myonen den größten Anteil auf Meeresebene dar [5]. Die restlichen 20% bilden Elektronen mit etwa 19% und Hadronen mit etwa 1%. Aus den unterschiedlichen Eindringtiefen der verschiedenen Komponenten ist ersichtlich, dass der hauptsächliche Anteil der auf der Erdoberfläche zu detektierenden Strahlung, wie der Name schon sagt, aus der durchdringenden Komponente, also aus Myonen und Neutrinos, besteht. Vor allem die Myonen nehmen in der folgenden Ausarbeitung eine gesonderte Stellung ein.

Die kosmische Strahlung erlaubt es also nicht nur, direkte Informationen aus dem interstellaren Raum und Vorgängen auf Sternen zu erhalten, sondern ist quasi ein natürlicher Teilchenbeschleuniger. Noch bevor die Ära der Teilchenbeschleuniger in der Physik Einzug erhielt, erlaubte diese die Untersuchung von Elementarteilchen höchster Energie. So werden der Untersuchung der kosmischen Strahlung viele wichtige Fortschritte und Entdeckung der Elementarteilchenphysik verdankt.

2.3.4 Allgemeine Abhängigkeit des Intensitätsverlaufs der geladenen Komponente von Energie und Zenitwinkel

Wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt, ist die Energieverteilung der kosmischen Primärstrahlung keineswegs homogen. Der Fluss der Teilchen mit bestimmter Energie folgt dabei einem Potenzgesetz [8]:

$$n(E) = \text{const.} \cdot e^{-\gamma} \quad (3.1)$$

Das Energiespektrum der geladenen Komponente der kosmischen Strahlung ist in Abbildung 4 zu sehen. Dieses erstreckt sich über viele Größenordnungen und fällt dabei zu den höchsten Energien hin stark ab. Bei niedrigen Energien ist der Verlauf flacher, weil das Erdmagnetfeld die Teilchen teilweise abschirmt (geomagnetischer Cutt-Off). Die untere Schranke der Teilchenenergie ist dabei abhängig von der Art der Teilchen und der geographischen Breite.

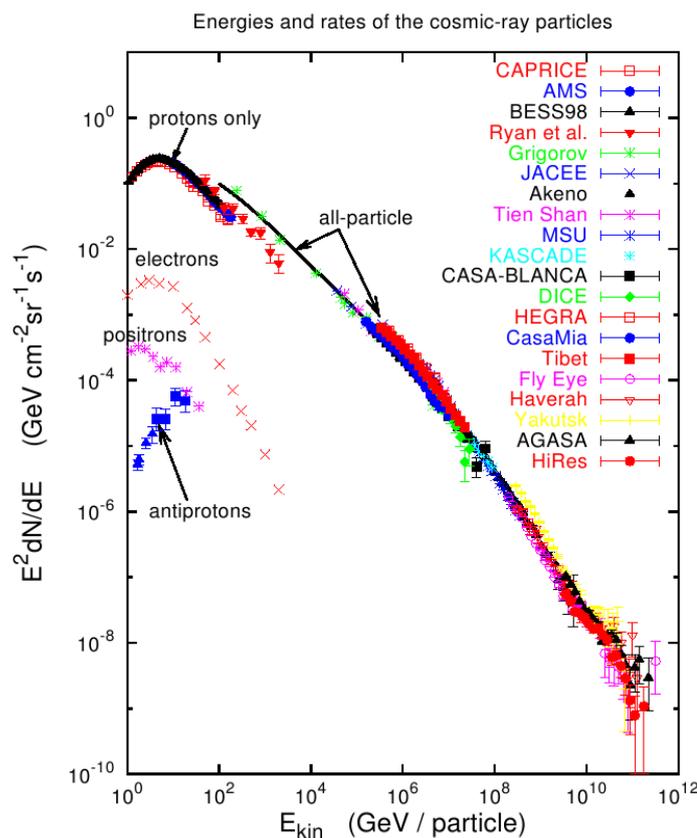


Abbildung 4: Zusammenfassung der Messdaten verschiedener Experimente zur Ermittlung des Energiespektrums der kosmischen Strahlung [12].

So liegt zum Beispiel die untere Grenze der Protonenenergie in mittleren Breiten bei etwa $3 \cdot 10^9 \text{ eV}$ [8]. Für Energien oberhalb von 30 GeV ist der Einfluss des Erdmagnetfelds geringer. Zwischen 30 GeV und 10^{14} eV kann der Exponent des Potenzgesetzes mit $\gamma = 2,7$ [8] genähert werden. Bei etwa 10^{14} eV zeigt sich das sogenannte Knie (Abbildung 4) und der Exponent des Potenzgesetzes liegt bei $\gamma = 3$ [8] bis zu Energien von 10^{19} eV . Hin zu größeren Energien (10^{19} eV) verläuft das Spektrum wieder flacher, dies wird auch als Knöchel (ankle) bezeichnet.

Bei Energie größer als 10^{20} eV ist die Teilchenzahl so gering, dass es keine eindeutigen experimentellen Ergebnisse mehr gibt, sodass der Exponent des Potenzgesetzes unklar ist. Es wird angenommen, dass die maximale obere Schranke der Energie der Höhenstrahlung bei 10^{20} eV liegt, diese wird auch als (Greisen-Zatsepin-Kuzmin)-Cutoff bezeichnet [5]. Von wissenschaftlichen Aufbauten, wie dem Auger-Experiment in Argentinien, werden dahingehend neue Erkenntnisse erhofft [13].

Neben dem Fluss der Teilchen in Abhängigkeit von der Energie ist die Intensität des Teilchenflusses auch abhängig vom Einfallswinkel zur Erdoberfläche. Werden Teilchen der kosmischen Strahlung betrachtet, die senkrecht zur Erdoberfläche einfallen, so müssen diese den kürzesten Weg zwischen den oberen Atmosphärenschichten und der Erdoberfläche zurücklegen. Teilchen, die unter einem bestimmten Zenitwinkel Θ einfallen, müssen entsprechend einen längeren Weg zurücklegen.

Es zeigt sich also, dass die Intensität eine Winkelabhängigkeit aufweist. Experimentell wurde gezeigt, dass der totale Myonenfluss in Abhängigkeit vom Zenitwinkel der Gleichung (3.2.) folgt [5]:

$$I(\Theta) = I_0 \cdot \cos(\Theta)^n \quad (3.2)$$

Die Variable n ist eine impulsabhängige Variable.

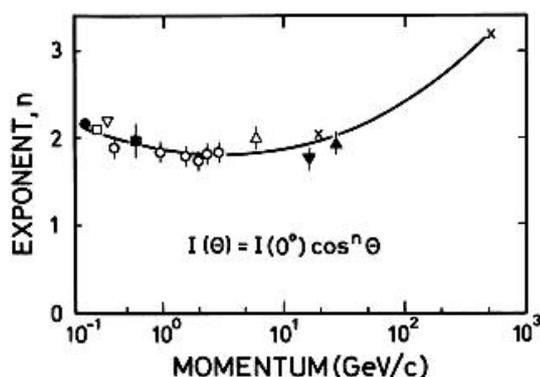


Abbildung 5: Abhängigkeit des Teilchenimpulses vom Exponenten n für eine Winkelabhängigkeit des Myonenflusses gemäß Gleichung (3.2) [14].

In Abbildung 5 ist diese Näherung der impulsabhängigen Variable n aufgezeigt. Für die von uns hauptsächlich nachgewiesenen Myonen mit Energien $E_\mu < 1 \text{ GeV}$ gilt also $n \approx 2,00$ [5].

Zusätzlich zur eigentlichen Intensitätsabhängigkeit vom Zenitwinkel zeigen sich weitere Auffälligkeiten, die im Folgenden behandelt werden

2.3.5 Inklinationseffekte

Da jedes geladene Teilchen, welches sich im Magnetfeld bewegt, der Lorentzkraft unterliegt, werden die Teilchen entsprechend ihrer Ladung, ihrer Bewegung relativ zum Erdmagnetfeld und ihres Impulses mehr oder weniger stark durch das Erdmagnetfeld beeinflusst. Für die Lorentzkraft gilt:

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.3)$$

Aus der Definition des Kreuzprodukts folgt, dass die volle Komponente der Lorentzkraft senkrecht zur Bewegungsrichtung wirkt und demnach Teilchen, die senkrecht zum homogenen Magnetfeld einfallen, auf eine Kreisbahn mit dem Radius:

$$\rho = \frac{pc}{zeB} \quad (3.4)$$

gezwungen werden.

Wird das Erdmagnetfeld vereinfacht als ein Dipolfeld betrachtet, wobei die Dipolachse $11,5^\circ$ [15] gegen die Erdachse geneigt ist und der magnetische Südpol am geographischen Nordpol liegt, gilt für die magnetische Flussdichte des Dipolfelds

[9]:

$$B = \frac{\mu_0 p_m}{4\pi r^3} \quad (3.5)$$

mit dem Dipolmoment $p_m \approx 8,1 \cdot 10^{22} \text{ Am}^2$. Daraus folgt, dass sich Teilchen auf Kreisbahnen um die Dipolachse in der Äquatorebene bewegen mit dem Störmer-Radius:

$$R = \sqrt[3]{\frac{\mu_0 p_m}{4\pi B}} \quad (3.6)$$

Positive Teilchen bewegen sich im Uhrzeigersinn auf diesen Bahnen (vom geographischen Nordpol aus gesehen), also von Ost nach West [9]. Aufgrund der Inhomogenität - Verdichtung der Magnetfeldlinien zu den Polen hin - und damit einer rücktreibenden Komponente des Erdmagnetfelds werden Teilchen mit bestimmten Impulsen vom Erdmagnetfeld - wie in einer magnetischen Flasche - eingefangen. Die Teilchen oszillieren schließlich zwischen den Magnetpolen (Abbildung 6). Die Beobachtung der Strahlungsgürtel gelang 1958 van Allen mit Hilfe des Explorer I-Satelliten [5]. Für größere Teilchenimpulse ist der relative Einfluss des Erdmagnetfelds geringer, sodass diese nicht in den Strahlungsgürteln eingefangen werden.

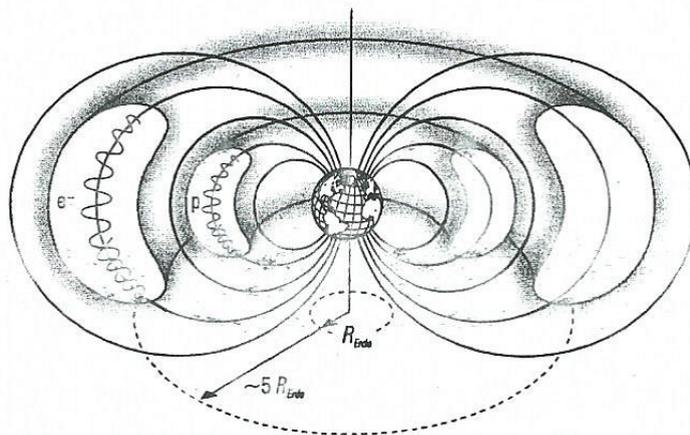


Abbildung 6: Illustration der Spiralbahnen von geladenen Teilchen im van-Allen-Strahlungsgürtel [5].

Im vorherigen Abschnitt wurden die Bestandteile der kosmischen Primärstrahlung diskutiert. Den größten Anteil zeigen Protonen, die positiv geladen sind. Aufgrund

der Ladungserhaltung zeigen auch die Sekundärteilchen einen Überschuss an positiven Teilchen, der näherungsweise im Verhältnis $\frac{\mu_+}{\mu_-} \approx 1,28$ [5] gegeben ist. Aufgrund der Richtung der Magnetfeldlinien des Erdmagnetfelds von Süd nach Nord und der Rechte-Hand-Regel für die Lorentzkraft ergibt sich, dass die Intensität aus westlicher Richtung höher als aus östlicher Richtung ausfällt (Ost-West-Effekt). Für ein aus Osten kommendes Teilchen ragen einige Bahnen der positiven Teilchen nicht in den Weltraum hinaus (Abbildung 7), sodass diese durch die Erde selbst abgeschirmt werden [5]. Ein aus Westen kommendes, positives Teilchen müsste dagegen eine deutlich engere Trajektorie zeigen, um abgeschirmt zu werden. Der Ost-West-Effekt soll in späteren Messreihen durch den Asymmetriekoeffizienten:

$$\epsilon = \frac{I_{West} - I_{Ost}}{I_{West} + I_{Ost}} \quad (3.7)$$

nachgewiesen werden.

Bemerkt sei noch, dass der Ost-West-Effekt in Breitengraden von $> 50^\circ$ nahezu verschwindet und somit für Köln ($50,9^\circ$ N) recht gering ausfallen sollte.

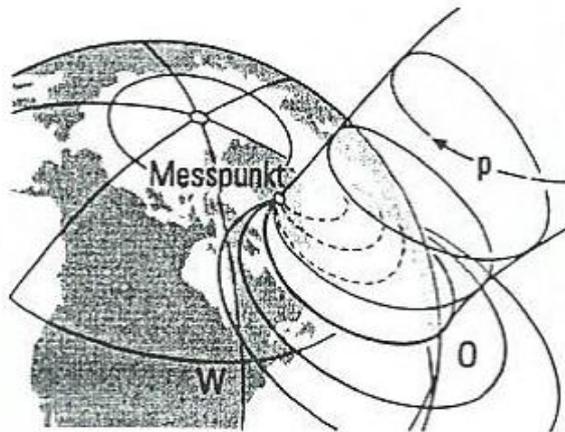


Abbildung 7: Darstellung der möglichen Teilchenbahnen positiv geladener Teilchen innerhalb des Erdmagnetfelds, der Ursache des Ost-West-Effekt [5]

Zusammenfassend zeigt sich also, dass die kosmische Strahlung nicht nur mit zunehmendem Zenitwinkel Θ abnimmt, sondern dass die Intensität sowohl abhängig vom Ort, als auch - für einen festen Ort - abhängig von der Richtung zum Erdmagnetfeld ist, insbesondere in Ost-West-Richtung.

2.3.6 Energieverlust der durchdringenden Komponente

Dringen Teilchen in ein Medium ein, so verlieren diese einen Teil ihrer kinetische Energie im Medium. Dies geschieht durch Ionisation, Bremsstrahlung, Paarerzeugung und Kernwechselwirkung [5]. Für niedrige Energien dominiert die Wechselwirkung zwischen den Hüllenelektronen und den eindringenden Teilchen. Wie die unterschiedlichen Eindringtiefen der Komponenten der sekundären kosmischen Strahlung zeigen, erreichen nur Myonen und Neutrinos signifikant die Erdoberfläche. Da sie nur der schwachen Wechselwirkung unterliegen, zeigen Neutrinos generell eine geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Materie, sodass diese im hohem Maße auch unterhalb der Erdoberfläche detektiert werden können (z.B. im Super-Kamiokande-Experiment). Myonen zerfallen zwar nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau_0 = 2,197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$, jedoch können sie aufgrund ihrer hohen Energie und durch relativistische Effekte (siehe Abschnitt 2.3) die Erdoberfläche erreichen. Die Wechselwirkung für Myonen (wie für alle schweren Teilchen) ist näherungsweise durch die von Bethe und Bloch postulierte Gleichung für den differentiellen Energieverlust gegeben [5]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln\left(\frac{2m_e^2 c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (3.8)$$

Neben den charakteristischen Größen der Atome des Absorbermaterials (Z = Ladungszahl, A = Massezahl und I = charakteristische Ionisationskonstante) ist der Energieverlust überwiegend abhängig von der Ladung des einfallenden Teilchens und dessen Geschwindigkeit.

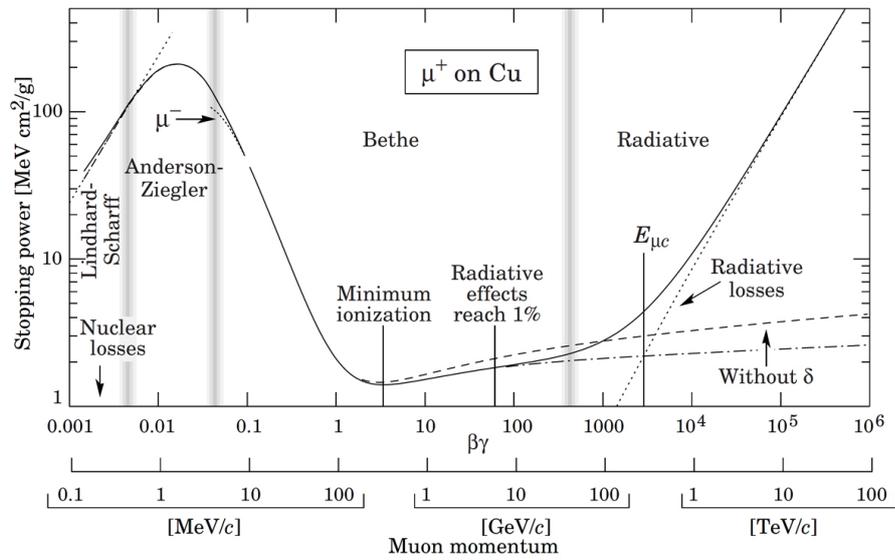


Abbildung 8: Energieverlust von Myonen in Kupfer. Darstellung der Gleichung (3.8.) [16].

In Abbildung 8 ist das Bremsvermögen von positiven Myonen in Kupfer dargestellt. Der relative Anteil der Čerenkov-Strahlung ist im Hinblick auf den Energieverlust von Teilchen durch Anregung oder Ionisation gering [17].

2.4 Čerenkov-Effekt

Historischer Exkurs:

Bei der Untersuchung von Radium unter Einwirkung von Gammastrahlung konnten P. A. Čerenkov und S. I. Vavilov (1934 [18]), neben der „natürlichen“ Lumineszenz, ein weiteres schwaches Leuchten beobachten. Dieses Phänomen ist heutzutage als Čerenkov-Effekt (auch Čerenkov-Strahlung) bekannt und zeigt in Abgrenzung zur natürlichen Lumineszenz Eigenschaften, die es von dieser deutlich unterscheiden. Die „Abklingzeit“ ist eine solche Eigenschaft. Folgt die Čerenkov-Strahlung der momentanen Anregung, zeigt die Lumineszenz eine endliche Zeitkonstante [18]. Wie sich zeigte, wurde die Čerenkov-Strahlung nicht von der elektromagnetischen Strahlung selbst, bei Experimenten von Čerenkov durch Gammaquanten, emittiert, sondern durch die erzeugten schnellen Elektronen und damit von geladenen Teilchen in der Untersuchungssubstanz. Der Čerenkov-Effekt bildet in der folgenden Ausarbeitung den grundlegenden physikalischen Mechanismus, mit dem Myonen in den Kamiokande-Detektoren nachgewiesen werden können.

Physikalischer Hintergrund:

Mechanische Systeme, die sich gleichförmig mit einer Geschwindigkeit größer als die Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen in einem Medium bewegen, zeigen eine besondere Art von Wellen, die z.B. in der Mechanik ihr Analogon im Mach'schen Kegel oder in der Bugwelle von Tragflügelbooten haben. Bedingung für die Čerenkov-Strahlung ist, dass eine gleichförmig bewegte, elektrische Ladung im Medium eine Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit im Medium aufweist [18]. Dabei hängt die Lichtgeschwindigkeit im Medium über den Brechungsindex mit der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum zusammen:

$$c_m = \frac{c}{n} \quad (4.1)$$

Die beim Čerenkov-Effekt abgestrahlte elektromagnetische Strahlung ist im Gegensatz zur Lumineszenz (gleichmäßige Abstrahlung in alle Raumrichtungen) eine gerichtete Größe, sodass die Strahlung unter einem bestimmten Winkel zur Ausbreitungsrichtung abgestrahlt wird. Dieser Winkel ist gegeben durch die Beziehung [17]:

$$\cos(\Theta) = \frac{1}{\beta \cdot n} \quad , \text{ mit } \beta = \frac{v}{c} \quad (4.2)$$

Zur Herleitung der Beziehung (4.2) kann die Abbildung 9 betrachtet werden. Das Teilchen legt im Medium die Strecke $s_T = v \cdot \Delta t$ zurück, während die Wellenfront, die sich mit der Geschwindigkeit v fortbewegt, die Strecke $s_{Wf} = c_m \cdot \Delta t$ zurücklegt.

Aus trigonometrischen Überlegungen folgt für den Winkel eine Beziehung aus den zurückgelegten Strecken:

$$c_m \cdot \Delta t = \cos(\Theta) \cdot v \cdot \Delta t \Rightarrow \cos(\Theta) = \frac{c_m \cdot \Delta t}{v \cdot \Delta t} \quad (4.3)$$

mit der Beziehungen (4.2) folgt:

$$\cos(\Theta) = \frac{c_m \cdot \Delta t}{v \cdot \Delta t} = \frac{\frac{c}{n} \Delta t}{v \cdot \Delta t} = \frac{c}{n \cdot v} = \frac{1}{\beta \cdot n} \quad (4.4)$$

Aus der Beziehung (4.4) folgt direkt die Bedingung für die Čerenkov-Strahlung: $\beta n \geq 1$ bzw. die Schwellbedingung: $\beta n = 1$.

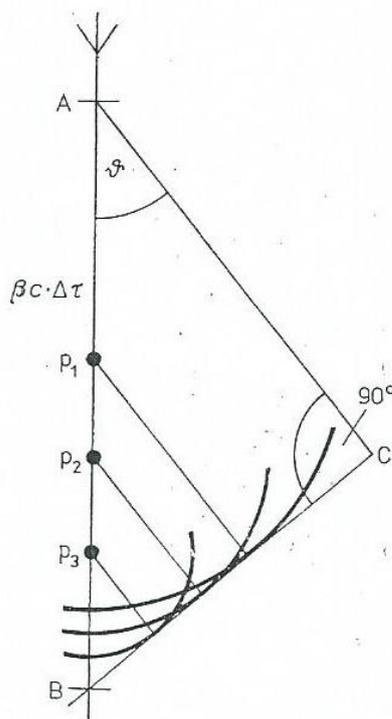


Abbildung 9: Schematische Darstellung zur Herleitung der Kohärenzbedingung der Čerenkov-Strahlung Das Teilchen läuft von oben ein (A). Die Wellenfront breitet sich senkrecht zur Verbindungslinie BC nach unten aus [18].

Aus der Gleichung (4.4) kann die untere Energieschwelle, bzw. der minimale Teilchenimpuls p_{min} für gegebene Teilchenmasse m berechnet werden zu [17]:

$$\frac{E_{min}}{c^2} = \gamma \cdot m = \frac{m}{\sqrt{1 - \beta_{min}^2}} \geq \frac{m}{\sqrt{1 - n^{-2}}} \quad \text{und} \quad \frac{p_{min}}{c} = \gamma \cdot \beta \cdot m \geq \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (4.5)$$

In Tabelle 4 sind die Mindestenergien, die sich aus Gleichung 4.5 ergeben für Elektronen und Myonen in den Medien Luft, Wasser und Plexiglas aufgelistet.

Medium	n	Winkel Θ ($\beta = 1$)	E_{min} von e	E_{min} von μ
Luft	1,000292	1,4	21 MeV	4,3 GeV
Wasser/Eis	$\approx 1,33$	41,2	0,8 MeV	160 MeV
Glas	$\approx 1,49$	47,8	0,68 MeV	143 MeV

Tabelle 4: Mindestenergien E_{min} für Elektronen und Myonen in verschiedenen Medien.

Um ein tiefergehendes Verständnis zur Erzeugung der Čerenkov-Strahlung zu erhalten, wird eine qualitative Betrachtung und die Huygens'sche Optik mit einbezogen. Wird ein Elektron, welches in ein Medium eindringt, betrachtet, so werden die Moleküle in der Umgebung entlang der Bahn polarisiert. Im Falle des Elektrons (analoges gilt für das negativ geladene Myon) werden die Moleküle so deformiert, dass sich die positiven Ladungen des Moleküls zum bewegten Myon hin und sich die negativen Ladungen des Moleküls zur entgegengesetzten Seite hin orientieren [18]. Es bilden sich elementare Dipole, die sich entlang der Bahn ausrichten (vgl. Abb. 10). Die Polarisation verschwindet bei der Weiterbewegung des Teilchens wieder. Die Änderung eines Dipolmoments führt nach der klassischen Elektrodynamik zu einem elektromagnetischen Impuls [19]. Da jedoch entlang der Bahn eine Symmetrie der Polarisation auftritt, überlagern sich die Dipolmomente so, dass ein über alle Dipole integriertes Dipolfeld den Wert Null ergibt. Dieser Zustand ist unabhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens im Medium und kann alleine nicht den Čerenkov-Effekt erklären. Berücksichtigen wir jedoch eine Relaxationszeit, die der Polarisationszustand benötigt um sich abzubauen, tritt bei Überlichtgeschwindigkeit im Medium eine Störung der Polarisationsymmetrie entlang der Bahn auf [18]. Wieder entstehen elektromagnetische Dipole mit elektromagnetischen Impulsen, die sich jedoch im Gegensatz zum ersten Fall nicht kompensieren und auch in größeren Abständen ein resultierendes Dipolfeld hervorrufen. Die elektromagnetischen Impulse können als Kugelwellen nach dem Huygens'schen Prinzip aufgefasst

werden [18]. Überlagern sich diese konstruktiv, so bedarf es einer hinreichenden Kohärenzbedingung, die durch Gleichung (4.2) gegeben ist. In allen anderen Richtungen löschen sich die Elementarwellen durch destruktive Interferenz gegenseitig aus. Ändert sich das resultierende Dipolfeld zeitlich, da sich das geladene Teilchen weiter bewegt, so wird elektromagnetische Strahlung abgestrahlt.

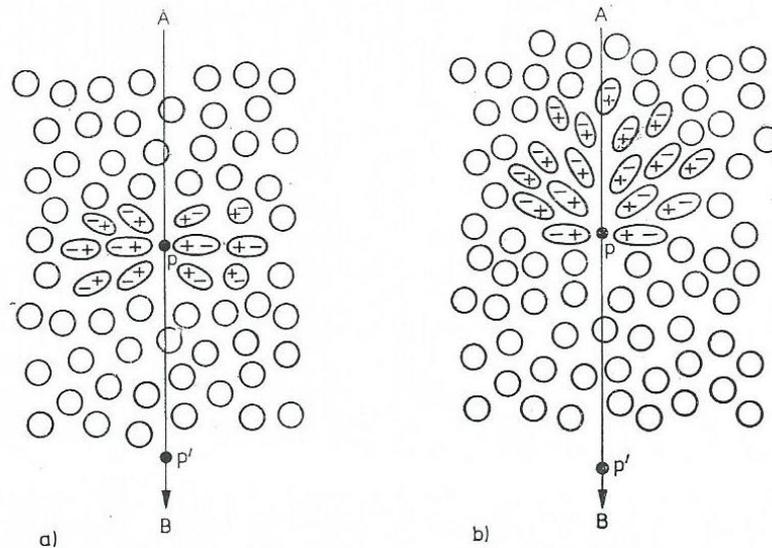


Abbildung 10: Schematische Darstellung eines polarisierten Čerenkov-Mediums zur Erklärung des resultierenden Dipolmoments [18].

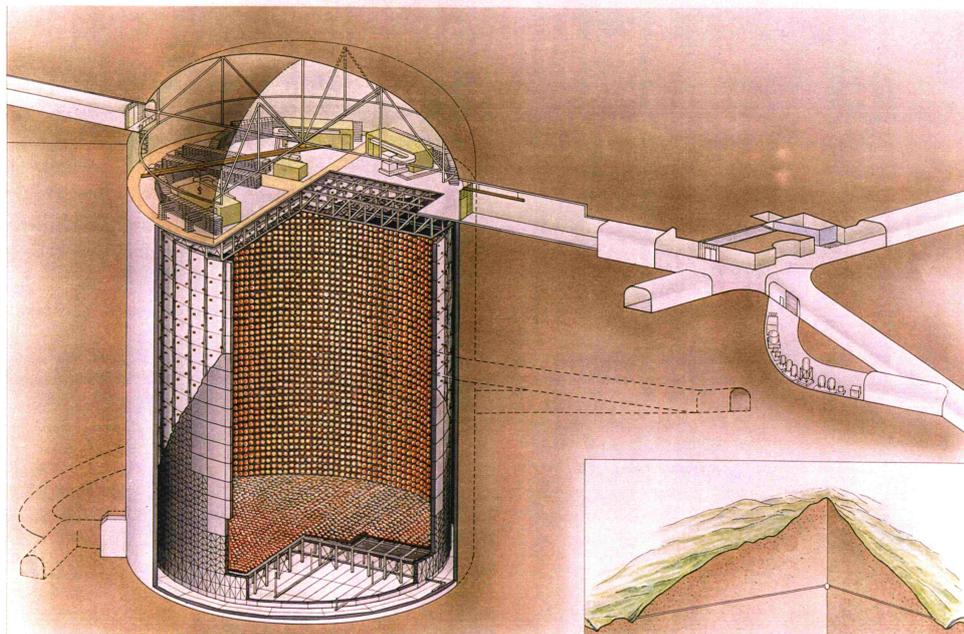
Der Nachweis der Richtungsabhängigkeit der Čerenkov-Strahlung und die Winkelabhängigkeit vom Brechungsindex konnte von Collins und seinen Mitarbeitern (1938 [18]) bestimmt werden. Sofern die Čerenkov-Bedingung (4.4) erfüllt ist, gibt die Frank-Tamm-Formel [10] die Verteilung der Intensität (Anzahl der emittierten Photonen) in Abhängigkeit der Wegstrecke (dx) für verschiedene Wellenlänge ($d\lambda$) näherungsweise an:

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha \frac{z}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{(n(\lambda \cdot \beta))^2}\right) \quad (4.6)$$

wobei z die Ladung des Teilchens und α die Sommerfeldesche Feinstrukturkonstante ist. Myonen nahe der Lichtgeschwindigkeit ($\beta \approx 1$) erzeugen in Wasser ($n = 1,33$) also etwa 214 Photonen pro cm zurückgelegter Wegstrecke (dx) im sichtbaren Wellenlängenbereich (ca. $400 - 700 nm$).

Neben der prinzipiellen physikalischen Bedeutung der Čerenkov-Strahlung zeigt

sich auch eine große Anzahl von Anwendungsgebieten vorzugsweise in der Elementarteilchenphysik und Kernphysik durch die Anwendung als Čerenkov-Zähler. Bekanntheit erlangten wassergefüllte Čerenkov-Detektoren vor allem durch das große Super-Kamiokande-Experiment (vgl. Abb. 11), das als Vorbild für die hier vorgestellten Kamiokande-Detektoren diente. In diesem werden Neutrinos experimentell nachgewiesen. Diese können zwar nicht direkt durch den Čerenkov-Effekt detektiert werden, jedoch die durch Wechselwirkung der Neutrinos mit den Wassermolekülen entstehenden schnellen Elektronen.



SUPERKAMIOKANDE INSTITUTE FOR COSMIC RAY RESEARCH UNIVERSITY OF TOKYO (c) Kamioka Observatory, ICRR(Institute for Cosmic Ray Research), The University of Tokyo NIKKEN SEKKI

Abbildung 11: Schematische Darstellung des Super-Kamiokande Experiments in der Mozume Mine in der Nähe der Stadt Hida, Japan [20].

3 Versuchsaufbau

Die Idee, Thermoskannen als Teilchendetektoren zu benutzen, ist nicht völlig neu, so vertreibt die Firma Phywe Kamiokanne-Detektoren kommerziell. In dieser Ausarbeitung wurde diese Idee aufgegriffen und weiterentwickelt. So wurden Kamiokanne-Detektoren konstruiert, die sich durch eine größere Flexibilität, vor allem bezüglich der Elektronikmodule, auszeichnen.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Versuchsaufbau gliedert sich in drei wesentliche Abschnitte: Erstens das Detektionsvolumen in dem die eigentliche Physik stattfindet. Das Volumen ist eine klassische Thermoskanne mit 2 L Inhalt (der Firma Helios vom Typ Mondo), welche mit einem dielektrischen Medium, in unserem Fall bidestilliertes Wasser, gefüllt ist. An der Grenzschicht zwischen Wasser und dem Glas des Photomultipliers wurde auf einen speziell konstruierten Lichtwellenleiter zurückgegriffen, um das Čerenkovlicht aus der Kanne entsprechend zu bündeln, sowie um die Kanne wasserdicht zu bekommen.

Zweitens: Die Lichtpulse, die im Wasser durch hochenergetische Teilchen hervorgerufen werden, werden mit einem Photomultiplier in ein für uns messbares, elektrisches Signal umgewandelt.

Drittens: Dieses primäre elektrische Signal wird anschließend mit einer nachgeschalteten Elektronik weiter verarbeitet und aufbereitet, sodass entweder Spektren aufgenommen oder die einlaufenden Signale mit einem Counter gezählt werden können.

Der Versuchsaufbau der Kamiokanne-Detektoren wurde im Experiment stetig weiterentwickelt. Vor allem die Elektronik zur Auslese des Photomultiplier-Signals wurde mit der Zeit erweitert und konfiguriert. Zu Beginn des Experiments wurde die Elektronik von einem anderen Versuchsaufbau (β -Szintillation) übernommen. Die Variation des Aufbaus beschränkte sich dabei ausschließlich auf die nachgeschaltete Elektronik. Abbildung 12 zeigt die wesentlichen Bestandteile der hier verwendeten Kamiokanne-Detektoren.



Abbildung 12: Teile des Detektors: Kunststoffaußenhülle, Lichtwellenleiter, Photomultiplier, Dewargefäß von links nach rechts.

3.1 Dewargefäß

Der Čerenkov-Effekt von geladen Teilchen gilt unter der Bedingung, dass die Geschwindigkeit des Teilchens im dielektrischen Medium größer ist, als die Lichtgeschwindigkeit im Medium. In unserem Fall befindet sich hochreines, bidestilliertes Wasser in einer handelsüblichen Thermoskanne. Die Thermoskanne hat eine Höhe von 263 mm und einen Durchmesser von 156 mm. Die Kamiokanne weist eine dreifache Schichtung auf (siehe Abbildung 13). Das eigentliche innere Glasgefäß besteht aus zwei Schichten.

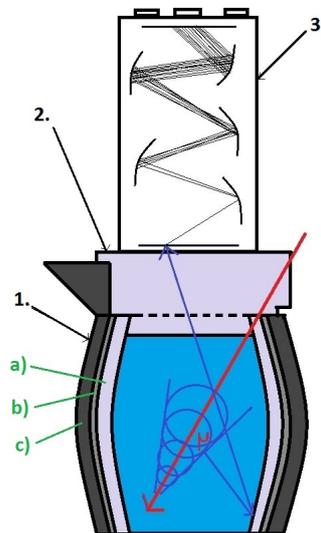


Abbildung 13: Aufbau der Kamiokanne aus den Schichten: a) Glasschicht, b) Reflexionsschicht, c) Kunststoffschicht. Aufbau des Detektors aus: 1) Kamiokanne, 2) Lichtwellenleiter, 3) PMT.

Die Glasschicht ist dabei die innerste Schicht. Auf der Glasschicht befindet sich eine Verspiegelung, die primär zur besseren Isolierung der Kanne dient, in unserem Fall aber die durch Čerenkov-Strahlung entstehenden Photonen zur Kanneninnenseite reflektiert. Die Verspiegelung ist eine aufgedampfte Silberschicht und die äußerste Schicht der Thermoskanne besteht aus dem Kunststoff Polypropylen.

3.1.1 Reflexivität Silber

Nach der Frank-Tamm-Formel kann die Anzahl der erzeugten Photonen eines einfach geladenen Teilchens in einem Wellenlängenintervall berechnet werden. Jedoch werden der überwiegende Teil der erzeugten Čerenkov-Photonen erst nach ein- oder mehrfacher Reflexion an der Kanneninnenseite zur Kannenöffnung gestreut, wo sie im Photomultiplier registriert werden (vgl. Abb. 13).

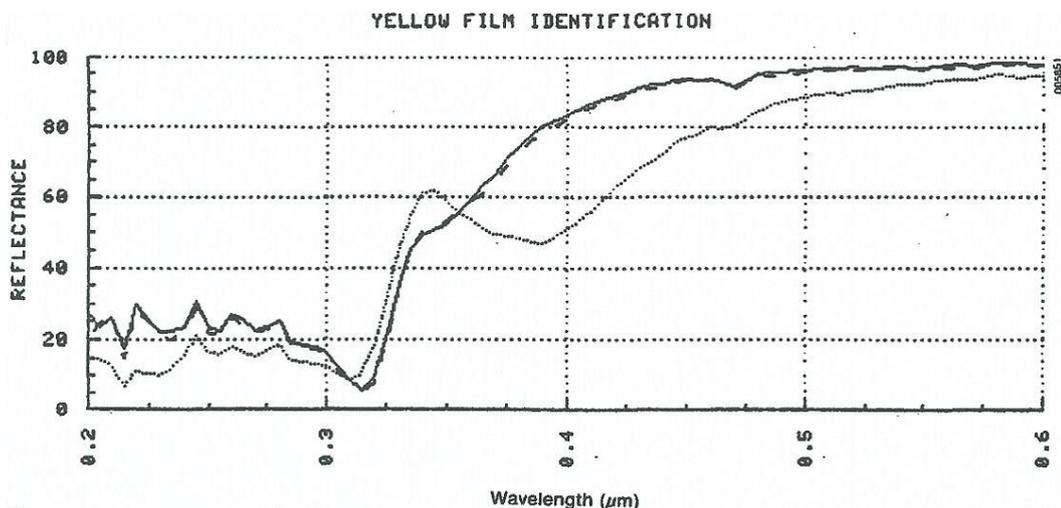


Abbildung 14: Reflexivität von Silber in Abhängigkeit zur Wellenlänge der einfallenden Strahlung [21]. Der schwarze Verlauf gibt die Reflexivität von Silber ohne weitere Beschichtung an.

Da jedoch nur ein Teil der einlaufenden Photonen tatsächlich reflektiert wird, während der andere Teil absorbiert wird, verringert sich bei jeder Reflexion an der verspiegelten Silberschicht die Anzahl an Photonen. In Abbildung 14 ist die Reflexivität von Silber aufgezeigt. In niedrigen Wellenlängenbereichen ($\leq 320 \text{ nm}$) zeigt die Reflexivität der Silberschicht ihr Minimum mit ca. 10%. Mit zunehmender Wellenlänge nimmt die Reflexivität zu und erreicht bei Wellenlänge $> 400 \text{ nm}$ eine Reflexivität von 90%. Ab 450 nm nimmt die Reflexivität nur marginal weiter zu und nähert sich zunehmend asymptotisch der maximalen Reflexivität an. Insgesamt zeigt

sich, dass durch die Reflexion eine nicht unerhebliche Anzahl an Photonen verloren gehen, wobei jedoch die Reflexivität in Bereichen des Intensitätsmaximums der Čerenkov-Strahlung - im blauen Bereich des sichtbaren Lichtspektrums (von ca. 420 nm bis 480 nm) - ihr Maximum annimmt.

3.2 Lichtwellenleiter

Um die Grenzschichten zwischen dem Glas des Photomultipliers und dem Wasser im Dewargefäß zu verbinden und einen direkten Kontakt des Photomultipliers, bzw. dessen Elektronik, mit dem Wasser auszuschließen, wird in den Strahlengang der Photonen ein sogenannter Lichtwellenleiter eingebracht. Der Lichtwellenleiter besteht aus Plexiglas mit einem Brechungsindex von $n \approx 1,49$ [17], sodass die Mindestenergie der Čerenkov-Strahlung im Lichtwellenleiter niedriger ausfällt im Vergleich zur Wasserfüllung (siehe Tabelle 4). Der Lichtwellenleiter ist eingefasst in Kunststoff, welches zwei Gewinde, eins zur Verschraubung mit der Thermoskanne und eins zur Verschraubung mit dem Photomultiplier, bietet. Die Verschraubung zwischen Lichtwellenleiter und Thermoskanne stellte sich in den ersten Messungen als Problemstelle, bzgl. der optischen Dichtigkeit, heraus. Im Betrieb ragt das untere Ende des Lichtwellenleiters ins Wasser, während das obere Ende mit Hilfe eines speziellen Silikons zur Optimierung des optischen Kontakts an den Photomultiplier anschließt.

3.3 Photomultiplier

3.3.1 Photoelektrischer Effekt

Lange Zeit führte die antagonistische Natur des Lichts zu kontroversen Diskussionen. Vertreter wie Huygens fassten die physikalische Natur des Lichts als Welle auf. Experimente zur Interferenz stützten diese Hypothese. Demnach konnten Beugungsmuster und deren konstruktive Interferenz über einen Wellencharakter korrekt erklärt werden. Der gegensätzlichen Ansicht waren Vertreter wie Albert Einstein. Licht wurde als Teilchen aufgefasst. Experimentelle Erscheinungen zu Beginn des 19. Jahrhunderts stützen auch diese Hypothese.

Durch die Einstrahlung von Licht auf Metalloberflächen konnten schwach gebundene Elektronen aus dem Metallverband herausgelöst werden [18]. Dieser Effekt

wird als (äußerer) Photoelektrischer Effekt bezeichnet. Im Wellenbild des Lichts müsste dieser Effekt abhängig von der Intensität der einfallenden Strahlung sein. Experimentell stellte sich jedoch heraus, dass die Abhängigkeit der herausgelösten Elektronen abhängig von der Frequenz und nicht von der Intensität der Strahlung ist. Darüber hinaus trat dieser Effekt nicht auf, sofern nicht mindestens eine bestimmte Frequenz (Grenzfrequenz) der Strahlung im Spektrum der Lichtquelle erreicht war. Erstmals experimentell beobachtet wurde der Effekt von Heinrich Hertz 1888 [18]. Hertz beobachtete, dass Funken auf einer Funkenstrecke übersprangen, sofern eine der Elektroden mit Licht einer Frequenz im ultravioletten Bereich bestrahlt wurde. Schwierigkeiten zeigten sich bei der Erklärung des Photoeffekts im Rahmen der Wellennatur der elektromagnetischen Strahlung. Qualitativ gesehen kann die Deutung des Photoeffekts aus Sicht der Wellennatur zwar erst einmal erklärt werden, Schwierigkeiten bereitet jedoch der Umstand, dass die Energie der Photoelektronen unabhängig von der Intensität der einfallenden Strahlung ist. Nach der Wellennatur des Lichts würde die eingestrahelte elektromagnetische Welle eine Schwingung der schwach gebundenen Elektronen des Metalls hervorrufen, sodass bei Resonanz - zwischen Frequenz der einfallenden elektromagnetischen Welle und der Eigenfrequenz der Elektronenschwingung - die Amplitude der Elektronenschwingung groß genug wäre, sodass die Elektronen die Metalloberfläche verlassen könnten [18]. Die kinetische Energie der Elektronen wird der eingestrahelten Welle entnommen und wäre demnach abhängig von der Intensität der einfallenden Welle.

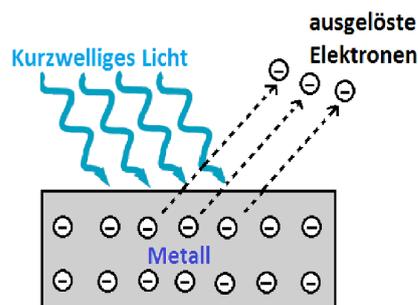


Abbildung 15: Schematische Darstellung des Photoelektrischen Effekts.

Durch spätere Experimente u.a. von Heinrich Hertz wurde diese Annahme jedoch widerlegt. Nach der Korpuskelnatur des Lichts konnte der Umstand erklärt werden, dass die Energie der Photoelektronen abhängig von der Energie des absorbieren-

den Photons ist. Die Anzahl der herausgelösten Elektronen ist jedoch abhängig von der Anzahl der Photonen und demnach von der Intensität der einfallenden Strahlung (Gesetz von Stoletov: „lichtelektrisches Proportionalitätsgesetz“ [18]). Es ergibt sich unter der Annahme, dass die Energie eines Photons gegeben ist durch $E = h \cdot \nu$, die Einstein'sche Gleichung des Photoeffekts [16]:

$$h \cdot \nu = P_1 + P_2 + E_{kin} \quad (5.1)$$

Mit P_1 wird die Ionisierungsenergie des Atoms und mit P_2 die Austrittsarbeit des Elektrons bezeichnet. Metalle besitzen die Eigenschaft, dass viele Elektronen „frei sind, d.h. im Leitungsband liegen [18].

Es folgt, unter der Berücksichtigung, dass mit E_{kin} die kinetische Energie der ausgelösten Elektronen bezeichnet wird, die meistzitierte Gleichung des äußeren Photoelektrischen Effekts:

$$h \cdot \nu = P_1 + P_2 + E_{kin} \Rightarrow h \cdot \nu = P_2 + E_{kin,e} \Leftrightarrow E_{kin,e} = h \cdot \nu - W_{Aus} \quad (5.2)$$

Aus Gleichung (5.2) folgt direkt die Notwendigkeit einer Grenzfrequenz der einfallenden Strahlung, um die Austrittsarbeit zu kompensieren und gerade noch das Elektronen aus dem Metall zu lösen:

$$\nu_{Grenz} = \frac{W_{Aus}}{h} \Rightarrow \lambda_{Grenz} = \frac{h \cdot c}{W_{Aus}} \quad (5.3)$$

Die Austrittsarbeit ist charakteristisch für einzelne Metalle und abhängig von der Fermienergie des jeweiligen Metalls. Typische Austrittsarbeiten liegen im Bereich zwischen $0,7 \text{ eV}$ (für Cäsium) und $6,3 \text{ eV}$ (für Platin) [18]. Der überwiegende Anteil der Alkalimetalle weist eine Grenzfrequenz im Bereich des sichtbaren Spektrums auf (zwischen $400 - 600 \text{ nm}$).

Albert Einsteins Erklärung des äußeren Photoelektrischen Effekts über die Korpuskelnatur des Lichts und die Annahme der Quantelung der Lichtenergie erbrachte ihm 1922 den Nobelpreis für Physik [22]. Letztendlich zeigte sich in der modernen Behandlung des Photoelektrischen Effekts über die Quantenmechanik, dass die Wellennatur des Lichts und die Korpuskelnatur des Lichts sehr gut miteinander vereinbar sind.

3.3.2 Sekundärelektronenvervielfacher

Photomultiplier (auch Englisch: Photomultipliertube, PMT) sind im Kamiokan-Experiment entscheidender Teil der Umwandlung und Verstärkung der Čerenkov-Strahlung. Schematisch formen Photomultiplier ein Signal elektromagnetischer Wellen, zu meist im Bereich des sichtbaren Lichts, in ein elektrisches Signal um. Dieses kann anschließend in der nachgeschalteten Elektronik weiter modifiziert, verarbeitet und ausgelesen werden. Der grundlegende physikalische Mechanismus ist der Photoelektrische Effekt, welcher im vorherigen Abschnitt näher behandelt wurde. Beim Photomultiplier wird die Photokathode mit elektromagnetischer Strahlung, im hier behandelten Fall erzeugt durch den Čerenkov-Effekt, bestrahlt. Dies führt zum Herauslösen von Elektronen aus der Photokathode. Die Photonen geben beim Photoeffekt ihre komplette Energie an die Metallelektronen ab (siehe Abb. 15). Die maximale Energie der ausgelösten Metallelektronen ist nach der Wechselwirkung durch

$$E_{Ph,max} = h \cdot \nu = E_{kin,e} = \frac{1}{2}mv^2 - W_A \quad (5.4)$$

mit W_A der charakteristischen Austrittsarbeit der Photokathode gegeben. Zwischen der Kathode, an der die Photonen ein Elektron auslösen können, und der nächsten Elektrode, auch Dynode genannt, besteht eine Potentialdifferenz. Die herausgelösten Elektronen werden so von der negativ geladenen Kathode zur nächsten Dynode beschleunigt, ihre kinetische Energie wird größer. An der ersten Dynode schlagen die beschleunigten Elektronen, ähnlich wie beim Photoelektrischen Effekt, weitere Elektronen aus der zweiten Dynode heraus, wobei ein freies Elektron mehrere gebundene Elektronen herauslösen kann (vgl. Abb. 16).

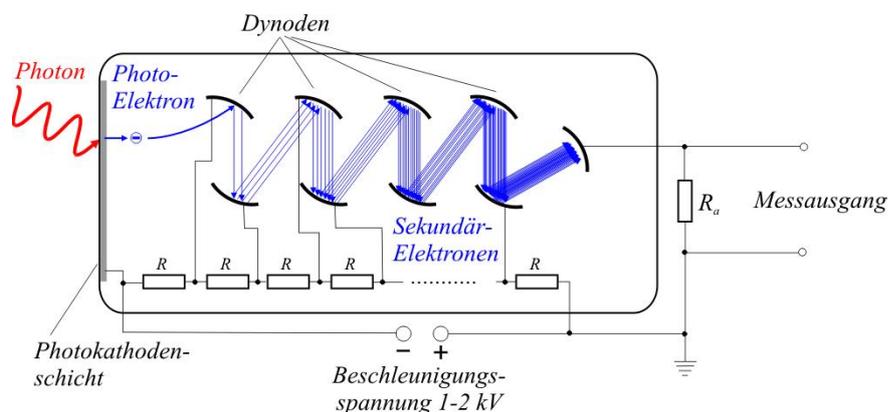


Abbildung 16: Schematischer Aufbau eines 8-Dynoden-Photomultipliers [23].

Zwischen der ersten Dynode und der zweiten Dynode existiert ebenfalls eine Potentialdifferenz, wobei die erste Dynode ein geringeres Potential aufweist als die zweite Dynode. An der zweiten Dynode werden durch die beschleunigten freien Elektronen, wie zuvor, weitere Elektronen herausgeschlagen. Je nach Anzahl der Dynoden werden die Photoelektronen damit lawinenartig verstärkt. Die letzte Potentialdifferenz liegt zwischen der letzten Dynode und der Anode an. Die Anode weist im Vergleich zu den Dynoden und der Kathode das höchste positive Potential auf. An der Anode werden die zuvor herausgeschlagenen Elektronen der Dynoden und Kathode gesammelt und die Ladungsmenge kann abgegriffen werden. Durch eine geeignete Wahl der Form und Anordnung der einzelnen Dynodenstufen werden die Elektronen durch das entstehende elektrische Feld so gebündelt, dass möglichst viele Elektronen auf die nächste Dynode treffen.

Die im Folgenden Versuchsaufbau verwendeten drei Photomultiplier sind baugleiche PMT's vom Typ Photonis XP20D0 mit acht Verstärkerdynoden. Diese werden mit einer wählbaren Betriebsspannung des Hochspannungsmoduls betrieben, wobei die optimale Betriebsspannung durch Messreihen ermittelt wurde.

Die Photonenausbeute der PMT's ist, wie in Abbildung 17 ersichtlich, wellenlängenabhängig. Durch das Fenstermaterial (Borosilikatglas [24]) gelangen keine Photonen mit einer Wellenlänge unterhalb von etwa 280 nm zur Kathode und können demnach auch keine Sekundärelektronen auslösen.

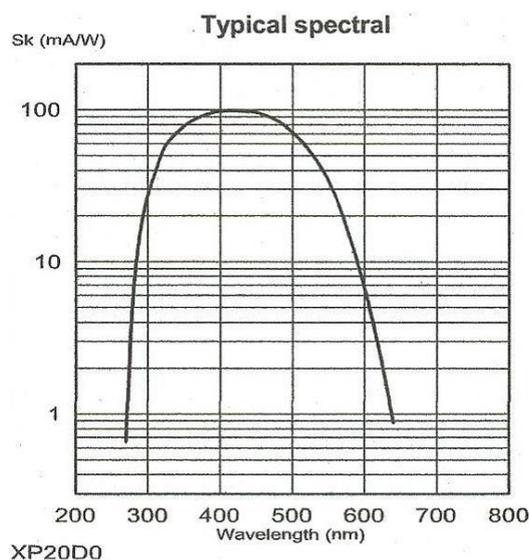


Abbildung 17: Quantenausbeute in Abhängigkeit zur Wellenlänge für die PMT's (Photonis XP20D0) [24].

Das Maximum der Quantenausbeute der PMT's zeigt sich in den Bereichen zwischen 400 nm und 450 nm . Gemäß Gleichung 4.6 werden beim Čerenkov-Effekt vorzugsweise Photonen mit kurzer Wellenlänge emittiert. Das Intensitätsmaximum der Čerenkov-Strahlung - im Medium Wasser - liegt so im blauen Bereich des sichtbaren Lichts im EM-Spektrum [25] und demnach in Wellenlängenbereichen, in denen die PMT'S die beste Quantenausbeute zeigen. Ab einer Wellenlänge von 450 nm fällt die Quantenausbeute deutlich ab. Ab ca 600 nm werden praktisch keine Sekundärelektronen mehr ausgelöst, da die Grenzwellenlänge der Biialkalikathode [24] überschritten wird, sodass nach Gleichung (5.3) die Austrittsarbeit der Kathodenelektronen durch die einfallenden Photonen nicht mehr aufgebracht werden kann.

Durch die Abschnitte 3.1.1. und 3.3.2 konnte gezeigt werden, dass die gewählten Detektorkomponenten gut aufeinander abgestimmt sind. Das Maximum der Intensität der Čerenkov-Strahlung zeigt sich im blauen Wellenlängenbereich, ebenso nehmen in diesem Bereich sowohl die Quantenausbeute der PMT's (Abschnitt 3.3.2), wie auch die Reflexivität der Kannenbeschichtung (3.1.1) ihr Maximum an. Somit sollte nur eine geringe Anzahl an Photonen undetektiert verloren gehen und die Nachweiseffizienz entsprechend hoch sein.

um gute Ergebnisse zu liefern. Dies zeigte sich insbesondere bei späteren Messreihen, bei denen das Signal zusätzlich mit einem Timing Filter Amplifier (TFA) verstärkt werden sollte. Zu Beginn der Messungen wurde allerdings zunächst die Elektronik eines bestehenden Versuchsaufbaus zur β -Szintillation verwendet. Die Signale des Photomultipliers wurden dabei erst in einem Hauptverstärker verstärkt und anschließend in einem MCA digitalisiert (vgl. Abb. 22). Die Vielkanalanalysatoreinheit des MCA ordnete den einlaufenden Signalen gemäß ihrer Amplitude eine Kanalzahl zu. Anschließend wurde das digitalisierte Signal mit einem geeigneten Programm auf dem PC ausgelesen. Die Auslese geschieht im Folgenden mit dem Programm *TV*; dieses wird am Institut für Kernphysik vor allem für die Gammaskopie verwendet, die einen im Prinzip sehr ähnlichen Versuchsaufbau für einen Germanium-Halbleiterdetektor verwendet.

Um die Kompaktheit des Versuchsaufbaus für Praktikumszwecke zu gewährleisten und die Inbetriebnahme und Verkabelung des Aufbaus für Studierende möglichst einfach zu halten, wird auf den NIM-Standard (Nuclear Instrumentation Standard) zurückgegriffen. Dabei werden alle Elektronik-Module übersichtlich in einem Crate untergebracht, siehe Abbildung 19.

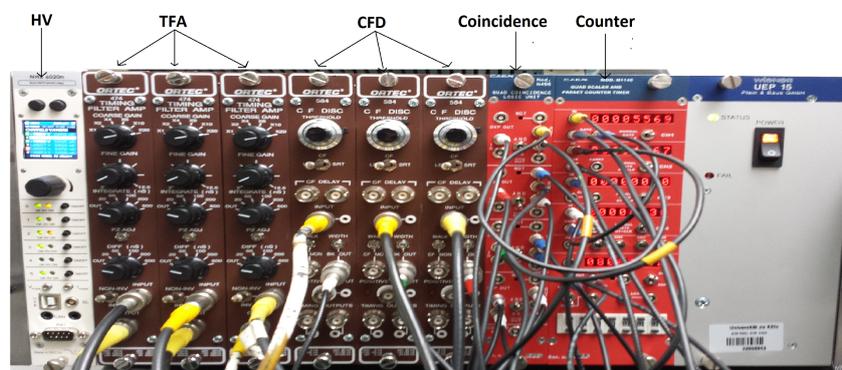


Abbildung 19: NIM-Crate mit der später verwendeten kompletten nachgeschalteten Elektronik. Von links an sind folgende Module zu erkennen: HV, drei TFA-Module, 3-CFD-Module, Coincidence-Modul, Counter-Modul.

3.4.2 HV

Der Photomultiplier wurde nach Untersuchungen zur optimalen Spannung mit einer Betriebsspannung von 1000 V betrieben. Die Spannungsversorgung der Photomultiplier lieferte ein NIM-Modul (NHS6020n) der Firma „iseg“. Es bietet 6 Hoch-

spannungsausgänge, die jeweils einzeln auf eine gewünschte Spannung von bis zu 2 kV [26] bei einer Genauigkeit von 1 V eingestellt werden können. Die Stromstärke zum Betrieb der Photomultiplier, der sogenannte Leckstrom, kann für jeden Ausgang individuell im Display angezeigt werden. Bei einer Betriebsspannung von 1000 V ergeben sich Leckströme von etwa $0,65\text{ mA}$ für die Photomultiplier. Zu Beginn der Testreihen gab es Probleme beim Betrieb des Hochspannungsmoduls, jedoch konnten diese nach Rückfragen mit dem Hersteller behoben werden.

3.4.3 Timing Filter Amplifier

Amplifier sind aktive Bauelemente, die einkommende primäre elektrische Signale als sekundäre Ausgangssignale verstärken. Aufgrund der in Abschnitt 3.4.1 dargestellten notwendigen zeitlichen Eigenschaften zur Verarbeitung der schnellen PMT-Signale wurden im Versuchsaufbau Amplifier-Module (Timing Filter Amplifier 474) der Firma Ortec verwendet. Da in späteren Testreihen Koinzidenzmessungen mit drei Kanälen durchgeführt werden, bedarf das Signal einer jeden Kanäle eine eigene Verstärkung und damit ein eigenes TFA-Modul.

Der Amplifier arbeitet mit einem einstellbaren RC-Filter. Das Inputsignal muss dabei als lineares Signal mit einer Amplitude zwischen 0 und $\pm 1\text{ V}$ [27] vorliegen. Die Polarität des Inputsignals spielt für den TFA keine Rolle. Die Polarität des Outputsignals kann über einen Invertierungsschalter eingestellt werden. Im Falle der Kamiokanäle lag das Inputsignal typischerweise mit einer negativen Polarität im Bereich von ca. 20 mV vor (siehe Abbildung 18). Die Verstärkung kann über zwei Drehschalter zur Grob- und Feineinstellung gewählt werden. Falls das Outputsignal Ober- oder Unterschwinger aufweist, können diese mit der Pole-Zero-Einstellung behoben werden.

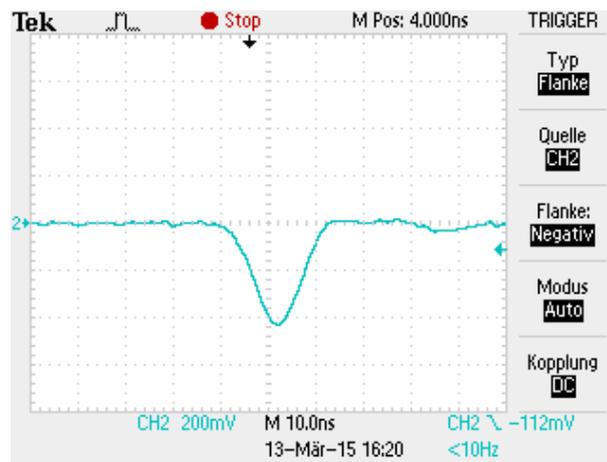


Abbildung 20: Oszilloskopsignal eines mit TFA verstärkten PMT-Signals. Die Signalamplitude beträgt jetzt 400 mV , was einem Verstärkungsfaktor (Gain) von ca. 20 entspricht. Die Signallänge ist ca. 10 ns (FWHM).

Ein typisches PMT-Signal, welches mit dem TFA-Modul verstärkt wurde, ist in Abbildung 20 zu sehen. Das Outputsignal zeigt eine Amplitude von ca. 400 mV bei einem Verstärkungsfaktor von $X20$. Die zeitliche Auflösung wurde minimal entzerrt und liegt bei ca. 10 ns (FWHM). Wichtiges Kriterium eines Amplifiers ist, dass die eigentliche Signalform erhalten bleibt, wie in Abbildung 20 ersichtlich. Die Verwendung des Amplifiers ist nicht zwingend notwendig, jedoch können die Signale durch den TFA so weit verstärkt werden, dass sich nach dem anschließenden Constant Fraction Discriminator ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis ergibt.

3.4.4 MCA

Im ersten Signalweg (siehe Abbildung 22) wird das Outputsignal des Amplifiers direkt in den Vielkanalanalysator (Multi-Channel Analyzer, MCA) gespeist. Der MCA ordnet dabei jeder Signalamplitude (d.h. Spannungshöhe) eine Kanalzahl zu. Die Zuordnung wird durch einen ADC digitalisiert und kann anschließend durch einen PC ausgelesen und durch ein geeignetes Programm als Spektrum dargestellt werden.

3.4.5 Constant Fraction Discriminator

Um Ereignisse mit einem Counter zu zählen, bedarf es zuvor einer Anpassung des PMT bzw. des Amplifier-Signals mit einem Diskriminator. Der Constant Fraction Discriminator (Ortec Model 584) digitalisiert die einkommenden, negativen Input-

signale (zwischen 0 V und -5 V [28]) und wandelt diese in logische NIM-Pulse um. Durch die Constant-Fraction-Methode ist es möglich, eine genauere Zeiteinstellung im Vergleich zu Leading-Edge-Diskriminatoren zu gewährleisten. Dabei wird das ankommende Inputsignal gesplittet: Zum einen in einen Anteil mit fester Zeitverzögerung, zum anderen in einen invertierten, gedämpften, unverzögerten Anteil. Durch Addition beider Anteile ergibt sich ein resultierendes bipolares Signal, welches einen amplitudenunabhängigen Nulldurchgang an einer festen zeitliche Position aufweist.

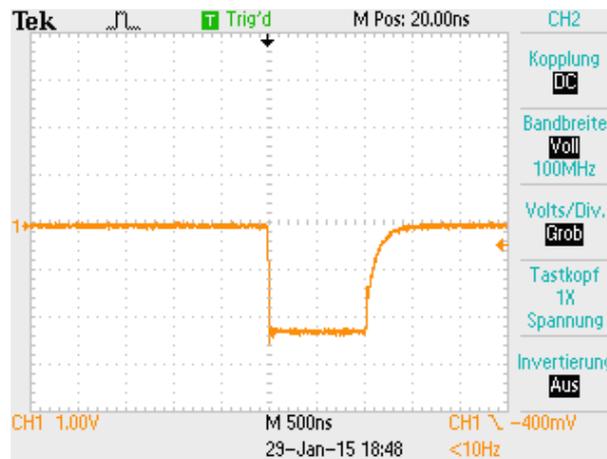


Abbildung 21: Oszilloskopsignal des logischen Blocksignals des CFD mit einer eingestellten Breite von ca $1\mu\text{s}$.

Als Outputsignal gibt der CFD im BK-Ausgang ein logisches NIM-Signal (als logische 1) aus, sobald ein fester Schwellwert (Threshold) überschritten wird. Der Schwellwert kann über einen Drehschalter zwischen -5 mV und -1 V [28] auf 2 mV genau eingestellt werden. Der optimale Threshold-Wert muss zuvor für jedes Detektor-CFD-Paar ermittelt werden (siehe Abschnitt 4.2.2.). Die zeitliche Breite des logischen Pulses kann variiert werden. Im Folgenden wurden die Blocksignale der drei CFD's für Koinzidenzmessungen auf 1000 ns Breite (siehe Abbildung 21) eingestellt, da die Rate der Koinzidenzereignisse recht niedrig ausfällt und Laufzeitunterschiede der Lichtsignale durch Mehrfachreflexion in den Kamiokande-Detektoren berücksichtigt werden sollen.

3.4.6 Coincidence Unit

Für spätere Messreihen zur Winkelverteilung und des Ost-West-Effekts der kosmischen Strahlung wurde ein Koinzidenz-Modul (CEAN N455) in den Signalweg integriert. Das Koinzidenz-Modul genügt dem NIM-Standard, sodass dieses die logischen NIM-Pulse der CFD's weiterverarbeiten kann. Das verwendete Modul ist ein Quad-Coincidence-Modul, sodass vier unabhängige Koinzidenz-Einheiten für Messreihen zur Verfügung stehen. Jede Koinzidenz-Einheit weist dabei zwei Eingänge und drei Ausgänge auf (siehe Abbildung 19). Über einen Kippschalter kann gewählt werden, wann ein Ausgangs-NIM-Puls generiert wird. Entweder wird bei der gewählten Einstellung *and* ein Ausgangspuls generiert, sofern zwei einkommenden NIM-Pulse innerhalb eines festen Zeitintervalls gleichzeitig vorliegen. Andernfalls wird bei der Einstellung *or* immer dann ein Ausgangspuls generiert, sobald einer der Eingänge ein logisches (1)-Signal liefert. Die Einstellung *and* wurde im Folgenden für Koinzidenzzählraten zur Bestimmung der Winkelverteilung der Myonen gewählt. Das Zeitintervall kann für jede Einheit separat eingestellt werden, liegt aber üblicherweise im Bereich von einigen 100 ns [29], sodass durch die niedrige Zählrate keine Fehlkoinzidenzen gezählt werden sollten.

3.4.7 Counter

Im letztlichen Aufbau sollte die Myonenzählrate bzw. Die Koinzidenzzählrate zweier Kamiokanne-Detektoren gemessen werden. Die Signalauslese mit dem MCA und dem PC erweist sich deshalb als eher unzweckmäßig. Es bietet sich an, einen Counter als NIM-Modul von CEAN (N1145) in den Signalweg zu integrieren, der alle Inputsignale zählt. Das CFD-Modul bzw. das Koinzidenz-Modul geben logische NIM-Pulse aus, die im Zähler weiterverarbeitet d.h. gezählt werden können. Die Inputsignale für den Counter müssen dabei als logische 1 im NIM-Format vorliegen [30], da nur dann der Zähler Ereignisse verwerten kann. Dies zeigt noch einmal die Notwendigkeit der CFD's im Signalweg. Der verwendete Counter besitzt vier unabhängige Zähler. Die Messzeit kann am Modul separat eingestellt werden. Sobald diese abgelaufen ist, wird ein weiterer NIM-Puls an die einzelnen Zähler gegeben und die Messung beendet [30]. Die Messzeit kann als siebenstellige Zahl bis auf eine ms genau eingestellt werden. Damit liegt die maximale einstellbare Messzeit bei 9999,999 s.

3.4.8 Signalweg

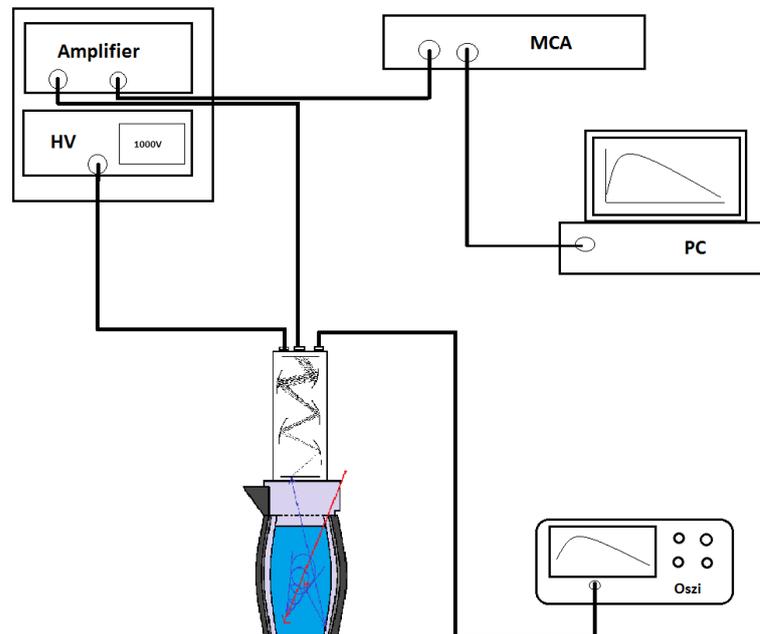


Abbildung 22: Signalweg zur Aufnahme der Impulshöhenspektren der gemessenen Myonensignale am Beginn der Messreihen.

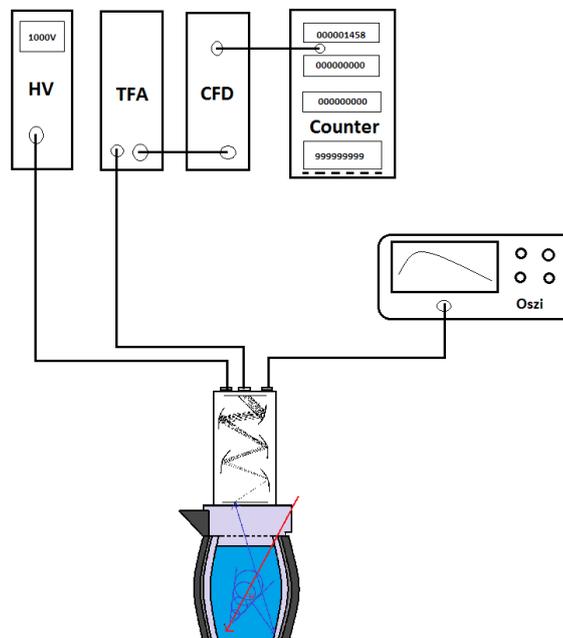


Abbildung 23: Signalweg zur Inbetriebnahme des Counters.

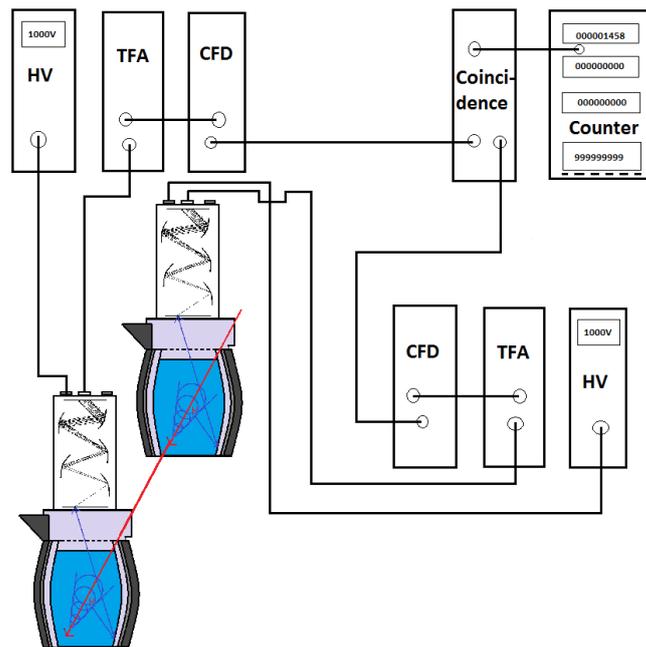


Abbildung 24: Signalweg für Koinzidenzmessreihen beim Betrieb zweier Kamiokande-Detektoren zur Richtungsuntersuchung der einlaufenden Myonen.

4 Auswertung der Messwerte

4.1 Erste Messungen: Impulshöhenspektren mit dem MCA

Um bei späteren Versuchen Aussagen über die Zählraten von nachgewiesenen Teilchen (vorzugsweise Myonen) zu treffen, muss gewährleistet sein, dass mögliche Störquellen durch Elektronik oder Messung von Photonen, die von außerhalb in die Kanne eindringen und Elektronen am Photomultiplier auslösen können, reduziert bzw. beseitigt werden. Zusammenfassend müssen also Dichtigkeitsmessungen der Kannen durchgeführt werden, um Spannungspulse - hervorgerufen durch Photonen von außerhalb der Kanne - auszuschließen. Es muss weiterhin gewährleistet werden, dass es nachweislich Spannungssignale gibt, die sich vom Rauschen abheben und auf Čerenkov-Strahlung im Wasser hinweisen. Letztlich müssen Vergleichsmessungen der drei Kannen und der drei Photomultiplier durchgeführt werden, um zu gewährleisten, dass alle Detektoren ähnliche Eigenschaften haben und somit für Koinzidenzmessungen geeignet sind.

4.1.1 Dichtigkeitsprüfung

Die ersten Testreihen wiesen mit zum Teil über 60 *Counts/s* eine deutlich höhere Zählrate auf, als aus der Theorie mit etwa 3-5 *Counts/s* zu erwarten gewesen wäre. Darüber hinaus war die Zählrate abhängig von der Positionierung der Kamiokanne-Detektoren im Raum. Erste Vermutungen legten nahe, dass die Thermoskanne also nicht lichtdicht verschlossen war und Lichtquanten von außen in die Thermoskanne eindringen, Spannungssignale am Photomultiplier hervorrufen und das Ergebnis verfälschen konnten.

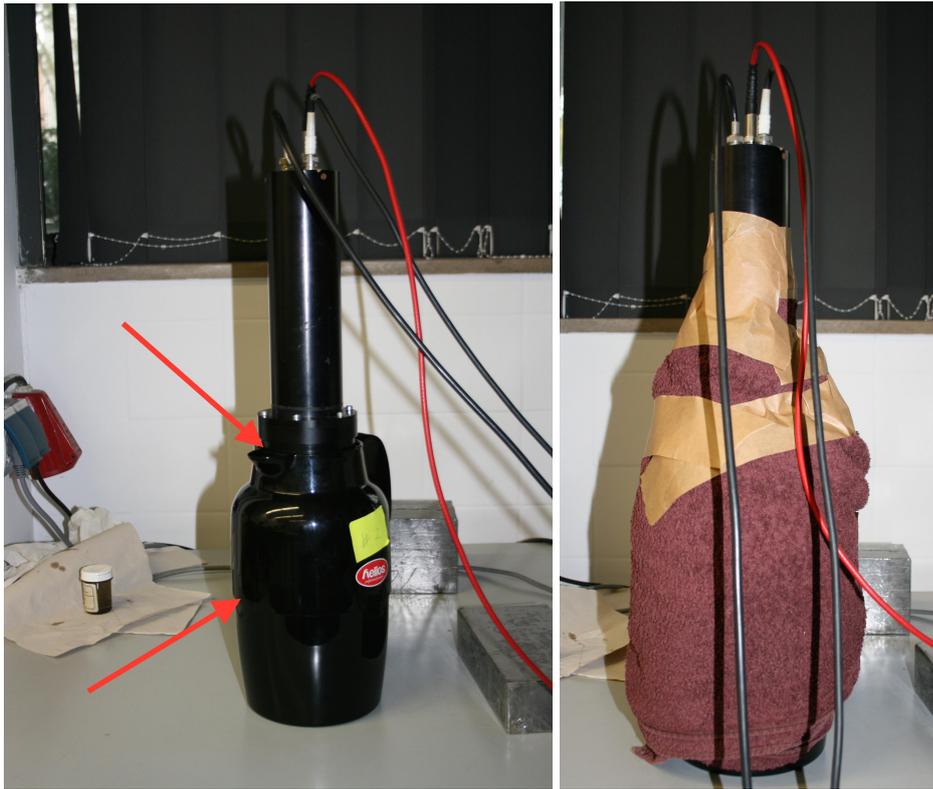


Abbildung 25: Vergleich der abgedeckten/nicht-abgedeckten Kamiokanne-Detektoren. Auf dem linken Bild sind die wahrscheinlichen Schwachstellen markiert, an denen Licht von außen in die Kanne eindringen kann.

Um die aufgezeigten Verfälschungen zu beheben, wurden die Kannen in mehrlagigen Stoff eingewickelt. Wichtig war vor allem, die zwei vermuteten lichtundichten Stellen am Ausguss und an der Verschraubung zu verdecken (siehe Abbildung 25). In Abbildung 26 ist das gemessene Vergleichsspektrum zu sehen, welches die deutliche Reduzierung der Zählrate im Vergleich zwischen abgedecktem und nicht-abgedecktem Detektor aufzeigt. Das Spektrum wurde, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, mit einem MCA aufgenommen und dem Programm TV ausgewertet. Die Abszisse zeigt die Kanalzahl, die der MCA einer Signalamplitude zuordnet. Die Ordinate zeigt die Häufigkeit des jeweiligen Kanals.

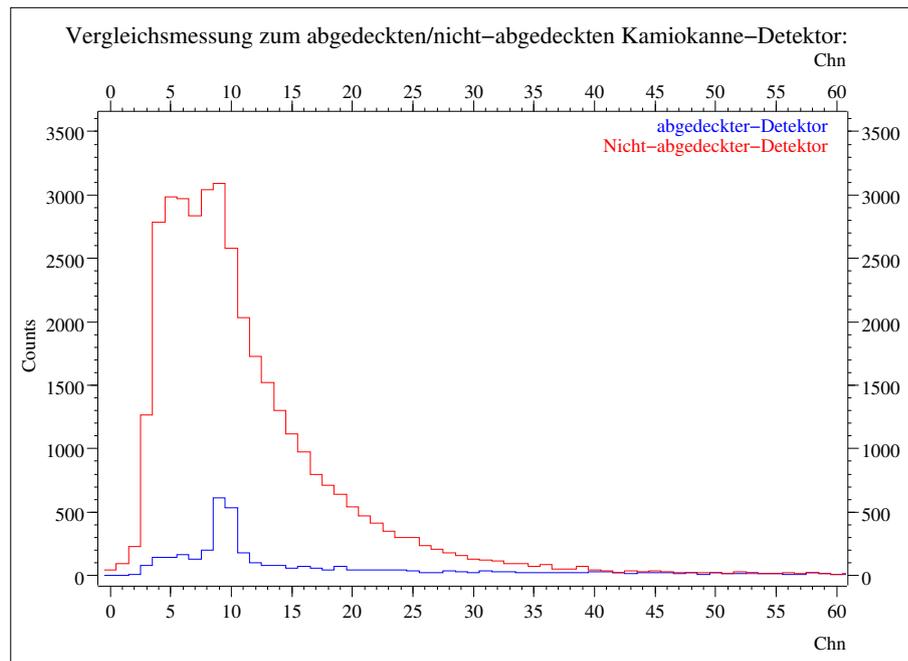


Abbildung 26: Vergleichsspektrum des abgedeckten Kamiokanne-Detektors mit dem nicht-abgedeckten Kamiokanne-Detektor bei einer Messzeit von 600 s. Erkennlich ist die deutliche Reduzierung der Untergrund-Zählrate mit der lichtdichten Abdeckung des Detektors, verursacht durch die Unterdrückung der unerwünschten Photonen von außerhalb des Detektors.

Die Fläche unter dem gemessenen Spektrum stellt die Gesamtzahl der Ereignisse dar. Die Messdauer wurde auf 600 s voreingestellt. Aus einer Gesamtzahl von 37703 *Counts* kann im Falle des nicht-abgedeckten Detektors also auf eine mittlere Zählrate von 62,8 *Counts/s* geschlossen werden, was im Vergleich zur Theorie deutlich zu groß ist. Durch die lichtdichte Abdeckung des Kamiokanne-Detektors kann die Zählrate deutlich verringert werden (siehe Abbildung 26). Aus dem entsprechenden Spektrum (blauer Verlauf) kann die Zählrate von 6,8 *Counts/s* ermittelt werden. Zudem waren die Zählraten unabhängig von äußeren Faktoren, wie Sonnenschein oder Uhrzeit. Theoretisch ist dies auch zu erwarten, da die tatsächliche Schwankung des Myonenflusses sehr gering in Bezug auf Uhrzeit und Jahreszeit ausfällt. Angemerkt sei jedoch, dass die so ermittelten Zählraten nur einen ungefähren Wert widerspiegeln, da sie nicht untergrundbereinigt wurden (siehe nächstes Kapitel).

4.1.2 Berücksichtigung des Untergrunds

Die eigentliche Myonenzählrate wird durch Rauschen, wie z.B. den Dunkelstrom des PMTs und elektronisches Rauschen der Elektronik-Module, überlagert. Um die eigentliche Zählrate zu ermitteln, muss das Rauschen berücksichtigt werden und die erhaltenen Zählraten aus den Spektren dahingehend korrigiert werden.

Photonen mit einer Wellenlänge von $400 - 500 \text{ nm}$, die durch den Čerenkov-Effekt in einem dielektrischen Medium erzeugt werden, kann der Photomultiplier detektieren. Als dielektrisches Medium kann Wasser, Plexiglas oder auch Glas dienen. Wie in Abbildung 13 gezeigt, sind die Kannen aus drei verschiedenen Schichten (Glas, Silber, Kunststoffaußenhülle) aufgebaut, sodass zusätzlich zu den erzeugten Photonen im Wasser auch Photonen durch Čerenkov-Effekt im Glas der Kanne wie auch im Lichtwellenleiter erzeugt werden können. Wird der typische Brechungsindex für Plexiglas (nach Tabelle 4: $n = 1,49$) vorausgesetzt, ergibt sich damit eine Mindestenergie von 143 MeV , die aufgrund des höheren Brechungsindex von Glas unter der Mindestenergie von Wasser (160 MeV) liegt. Bei einem Kamiokanne-Detektor ohne Čerenkov-Medium (d.h. nur die schwarze Kunststoffaußenhülle) sollten also theoretisch keine Ereignisse zu detektieren sein. Ein in diesem Zustand aufgenommenes Spektrum stellt somit das Untergrundrauschen dar.

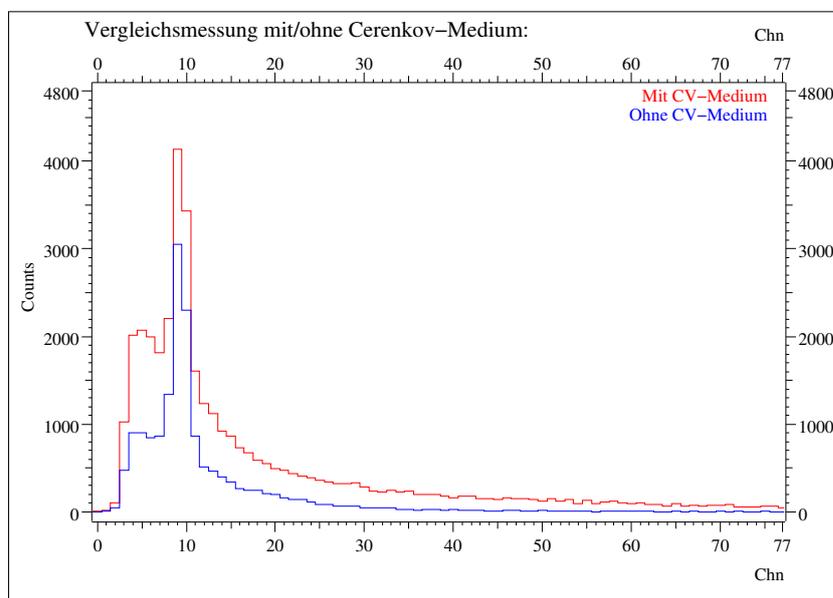


Abbildung 27: Vergleich der Spektren mit und ohne Čerenkov-Medium. Als Čerenkov-Medium wird hier das wassergefüllte Silber-Glas-Gefäß mit Lichtwellenleiter bezeichnet.

Das Vergleichsspektrum zwischen einer Messung mit bzw. ohne Čerenkov (CV)-Medium im Detektor ist in Abbildung 27 zu sehen. Die Messzeit betrug jeweils 5400 s. Die Zählrate pro Kanal bei der Messung mit Čerenkov-Medium ist stets höher als bei der Messung ohne Čerenkov-Medium (schwarze Kunststoffaußenhülle). Dies bedeutet zum einen, dass Ereignisse, die durch den Čerenkov-Effekt schneller geladener Teilchen im Inneren des Detektors erzeugt werden, nachgewiesen werden können. Zum anderen kann die eigentliche Teilchenzählrate durch Abzug des gemessenen Rauschens bestimmt werden. Da Myonen und Neutrinos die durchdringende Komponente der Höhenstrahlung bilden und Neutrinos nur über Sekundärprozesse in wesentlich größeren Čerenkov-Detektoren nachgewiesen werden können, kann bei den Ereignissen außerhalb des Rauschens tatsächlich von Čerenkov-Photonen, hervorgerufen durch kosmische Myonen, ausgegangen werden. Aus dem Abzug des Spektrums ohne CV-Medium vom Spektrum mit CV-Medium wurde das Differenzspektrum (Abbildung 28) erstellt, aus der die korrigierte Zählrate ermittelt werden konnte. Damit ergab sich eine korrigierte Zählrate von $4,27 \text{ Counts/s}$ für Myonen im Čerenkov-Medium, welche sehr gut mit der theoretisch erwarteten Zählrate übereinstimmt.

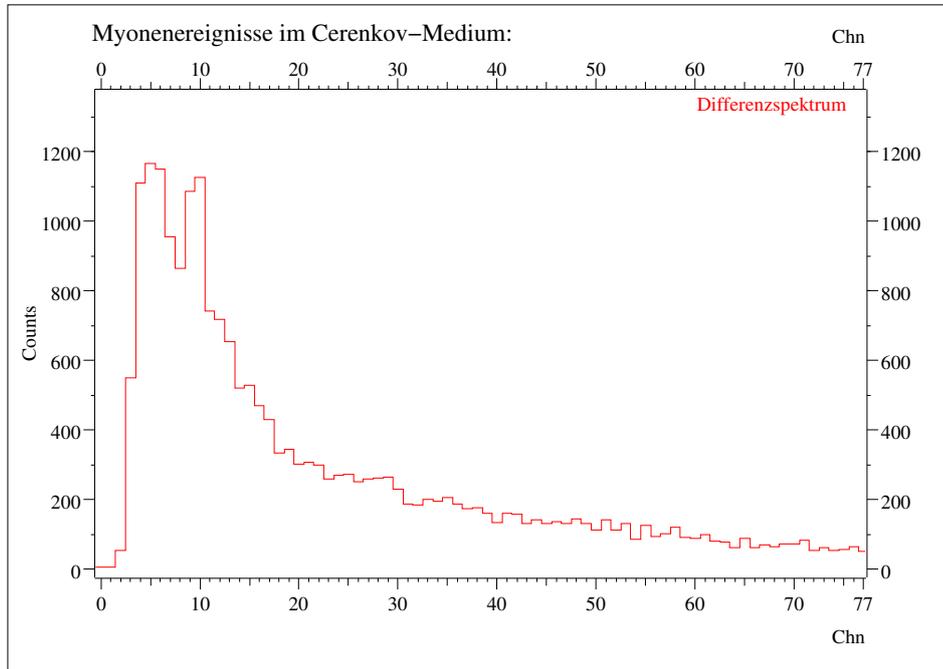


Abbildung 28: Differenzspektrum mit bzw. ohne Čerenkov-Medium - Gesamt Ereignisse in der Kamiokanne nach Abzug des Rauschens.

Um zusätzlich einen Eindruck darüber zu bekommen, in welchem Teil des Kamiokande-Detektors die Čerenkov-Photonen erzeugt werden, wurden die folgenden weiteren Messungen durchgeführt:

1. Kamiokande gefüllt mit Wasser als Medium, sowie mit Lichtwellenleiter;
2. Kamiokande mit Lichtwellenleiter, jedoch ohne Wasser;
3. Kamiokande ohne Lichtwellenleiter und Wasser;
4. Kamiokande ohne Lichtwellenleiter und Glaseinsatz, d.h. komplett ohne aktives Čerenkov-Medium.

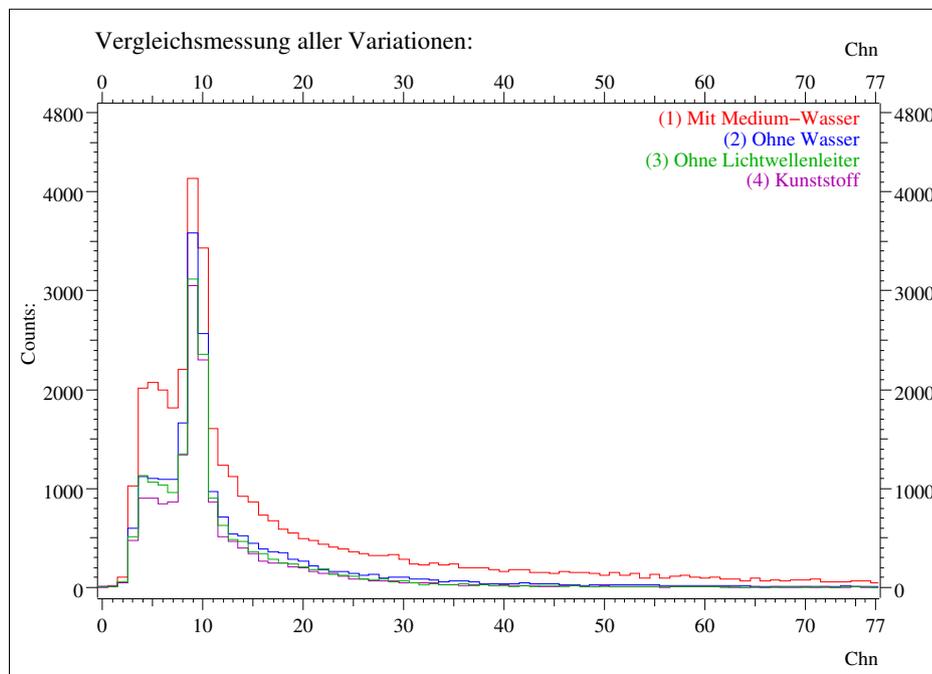


Abbildung 29: Spektrenverläufe der unterschiedlichen Zusammensetzungen der Kamiokande gemäß der oben genannten Aufzählung, zur genaueren Untersuchung der Herkunft des gemessenen Čerenkov-Effekts im Detektor.

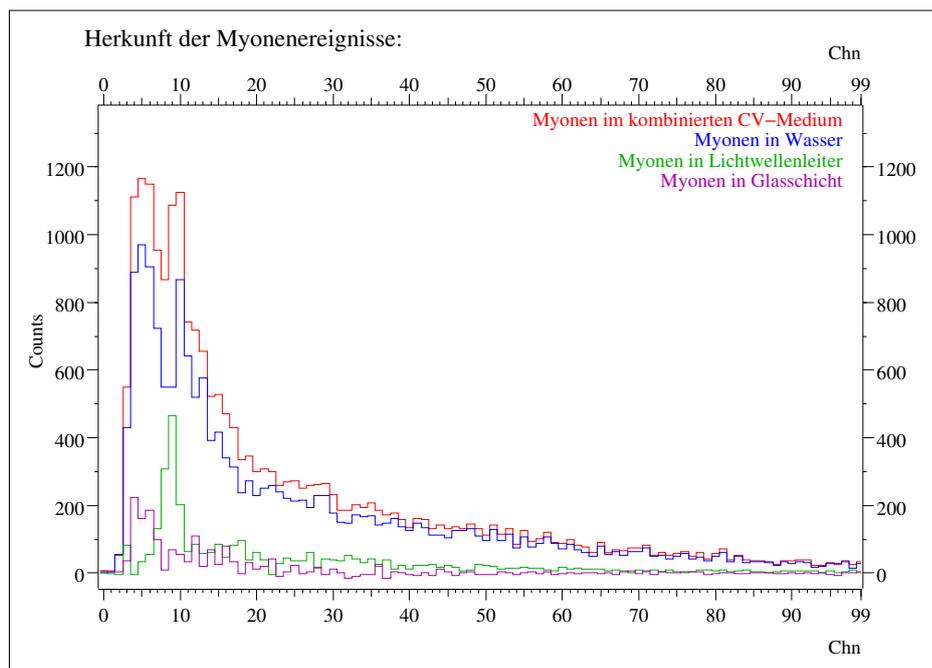


Abbildung 30: Differenzspektren der unterschiedlichen Zusammensetzungen der Kamiokanne. Es ist zu erkennen, dass die Myonen wie erwartet hauptsächlich im Wasser nachgewiesen werden.

In Abbildung 29/30 sind die dazugehörigen Verläufe und in Tabelle 5 die Differenzzählraten gezeigt. Wie aus dem blauen Differenzspektrum in Abbildung 30 zwischen mit Wasser gefüllter Kamiokanne und leerer Kamiokanne (ablesbar aus den Verläufen rot und blau in Abbildung 29) ersichtlich, werden die meisten Čerenkov-Photonen im Wasser erzeugt. Es werden aber auch Čerenkov-Photonen im Plexiglas des Lichtwellenleiters erzeugt, (vgl. grüne Kurve in Abbildung 30).

Wie zuvor bereits erwähnt, liegt die Mindestenergie der Myonen für den Čerenkov-Effekt im Lichtwellenleiter unterhalb derer im Wasser, die Entstehung von Čerenkov-Licht ist hier also sogar wahrscheinlicher. Trotzdem überwiegt der Anteil aus der Wechselwirkung der Myonen mit dem Wasser im Detektor, da das Wasservolumen den größten Teil des aktiven Volumens ausmacht.

Zusammensetzung	Zählrate (1/s)
Gesamtes aktives CV-Medium	4,27
Wasser	3,41
Lichtwellenleiter	0,61
Glashülle der Kanne	0,25
Untergrund	3,00

Tabelle 5: Gemessene Zählraten in Abhängigkeit der verschiedenen Zusammensetzung der Kamiokanne

Der Anteil der Photonen, die im Glas der Thermoskanne durch den Čerenkov-Effekt hervorgerufen werden, fällt im Vergleich zu den insgesamt erzeugten Photonen am geringsten aus (vgl. violette Kurve in Abbildung 30). Dies lässt sich durch die Dünnwandigkeit des Glaseinsatzes des Kamiokanne-Detektors und die damit verbundene geringe Ausbeute an Čerenkov-Photonen erklären.

4.1.3 Vergleichsmessungen der verschiedenen Thermoskannen und PMTs

Für die Koinzidenzmessungen zur Winkelverteilung der kosmischen Strahlung werden im späteren Verlauf drei Kamiokanne-Detektoren mit Photomultipliern benötigt. Um zu gewährleisten, dass jeder dieser Detektoren vergleichbare Eigenschaften aufweist, d.h. ähnlich viele Ereignisse detektiert und so zur Koinzidenzmessung geeignet ist, wurden mehrere Vergleichsspektren mit dem MCA aufgenommen.

Dabei wurden die verschiedenen Thermoskannen von 1-3 durchnummeriert und die PMT's von 3-5. In Abbildung 31 ist die Vergleichsmessung der Thermoskannen bei Benutzung des PMT's Nr. 5 zu sehen. Die drei Spektren stimmen sehr gut überein und auch die gemessenen Zählraten weichen kaum voneinander ab. Im Folgenden kann also davon ausgegangen werden, dass die Thermoskannen, obwohl sie produktionsbedingt nicht identisch sind (z.B. unterschiedliche Lufteinschlüsse, Unregelmäßigkeiten der Oberfläche etc.) jeweils ähnliche Ergebnisse liefern.

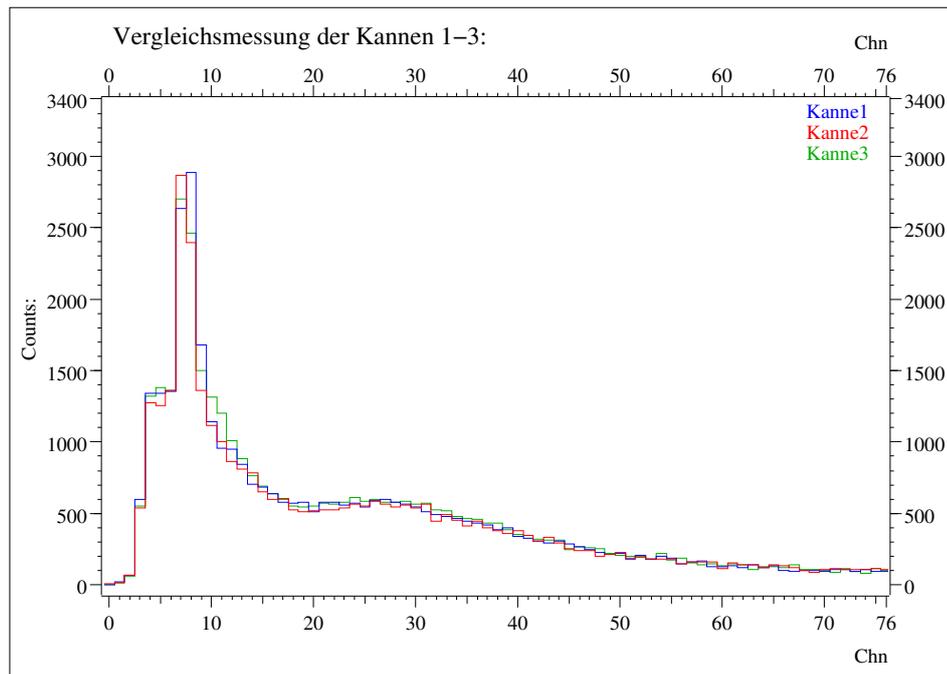


Abbildung 31: Vergleichsspektren der unterschiedlichen Thermoskannen (Nr. 1-3) bei Verwendung des PMT's Nr. 5. Die Messdauer betrug jeweils 3600 s. Das Signal wurde zusätzlich mit Hilfe eines TFA verstärkt. Die gute Übereinstimmung ist aus den sehr ähnlichen Verläufen zuerkennen.

Neben der Vergleichsmessung der Thermoskannen wurden Vergleichsmessungen der drei vorhandenen PMT's durchgeführt. Dabei wurde immer die gleiche Kanne (Nr. 3) verwendet. Die Messdauer betrug 5400 Sekunden, die Betriebsspannung des jeweiligen PMT's 1000 V.

In Abbildung 32 sind die Vergleichsmessungen mit den drei verschiedenen PMT's ersichtlich. Es zeigen sich leicht verschiedene Verläufe, jedoch liefern bzgl. der Zählrate alle drei PMT's vergleichbare Ergebnisse. Es kann also auch bei den PMT's davon ausgegangen werden, dass diese für Koinzidenzmessungen geeignet sind.

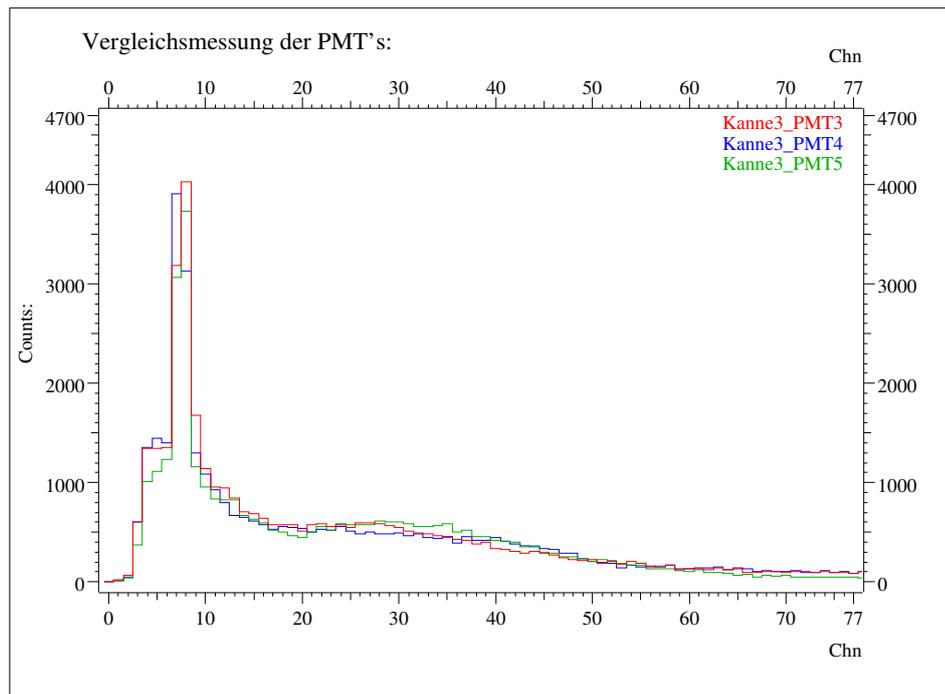


Abbildung 32: Vergleichsspektren zum Vergleich der Photomultiplier Nr. 3-5 bei einer Messdauer von 5400 Sekunden. Alle Messungen wurden mit der wassergefüllten Thermoskanne Nr. 3 durchgeführt. Das Signal wurde zuvor vom TFA verstärkt.

Damit lässt sich zusammenfassen: Die Spektren, die mit dem MCA erzielt wurden, liefern aufschlussreiche Informationen hinsichtlich Vergleichbarkeit der Thermoskannen und PMT's und des Zählratenanteils aus den verschiedenen Komponenten der Kamiokanne-Detektoren. Die Spektren können als Impulshöhenspektren bezeichnet werden. Zwar ist es theoretisch möglich, wie bereits im Abschnitt 2.6. erwähnt, durch Čerenkov-Strahlung auf die Energie der zu detektierenden Teilchen zu schließen, ja sogar durch die Bedingung für Čerenkov-Strahlung eine untere Schranke der Energie anzugeben. Allerdings erweisen sich die Kamiokanne-Detektoren aufgrund ihrer beschränkten Größe und limitierten Effizienz dafür als nicht geeignet. So ist beispielsweise zu beachten, dass die Anzahl der detektierten Photonen pro Myon abhängig von der Weglänge durch den Detektor ist. Es ist also erst einmal mit diesem Versuch nicht möglich, die Energien der kosmischen Myonen zu vermessen.

4.2 Messung der Zählrate mit NIM-Elektronik

4.2.1 Messung zur Ermittlung der Hochspannung

Das vorherige Kapitel stellte eine Einführung in die Eigenschaften der Kamiokanne-Detektoren dar. Es sollte vor allem veranschaulicht werden, welche Probleme bezüglich der Dichtigkeit der Thermoskannen existieren und den Ursprung der gemessenen Signale klären. Die zum Betrieb der PMT gewählte Hochspannung wurde aus Erfahrungen anderer Mitarbeiter des IKP im Umgang mit dem Photomultiplier, sowie aus Empfehlungen des Herstellers gewählt. Um jedoch einen optimalen Arbeitsbereich der Photomultiplier für das Kamiokanne-Experiment zu gewährleisten, bedarf es einer Überprüfung dieser Angaben, um schließlich eine wohlgewählte Hochspannung als Arbeitsspannung der PMT's für Koinzidenzmessungen von Čerenkov-Ereignissen zu benutzen. Die Amplitude des Ausgangssignals des Photomultipliers ist abhängig von der gewählten Betriebsspannung. So kann die Zählrate bei Ratenmessungen mit festem Threshold durch die angelegte Hochspannung variiert werden. In Abbildung 33 ist diese Abhängigkeit ersichtlich, wobei die Zählrate ab 800 V scheinbar exponentiell ansteigt.

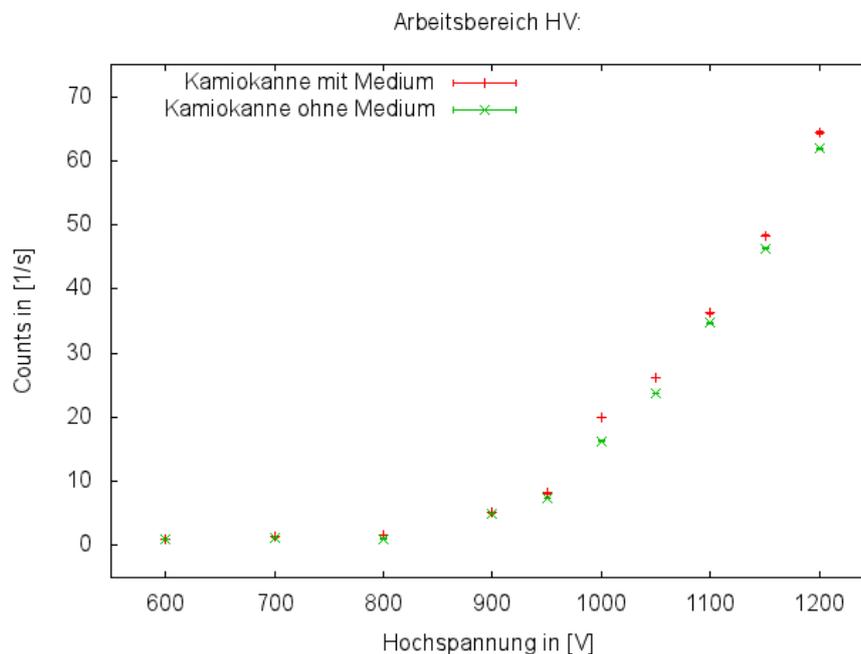


Abbildung 33: Zählraten bei Variation der am PMT angelegten Betriebsspannung für einen Kamiokanne-Detektor mit bzw. ohne Čerenkov-Medium. Die Messzeit betrug 600 s. Der Fehler der Zählrate ergab sich als statistischer Fehler, der der Hochspannung als Ablesefehler.

Dabei wurden Ratenmessungen für die Kamiokanne mit Čerenkov-Medium (rot) und ohne Čerenkov-Medium (grün), bei Variation der angelegten PMT-Spannung durchgeführt. Das Rauschverhalten ist durch die Kurve der leeren Kanne ohne Čerenkov-Medium gegeben. Unterhalb von 800 V existiert nur ein leichtes Rauschen. Das Rauschen kann u.a. durch den Dunkelstrom, wie thermische Anregung, hervorgerufen werden. Bei Spannungen ab 900 V zeigt die Grafik einen ersten Anstieg der Zählrate, wobei das Rauschen in gleichem Maße zunimmt.

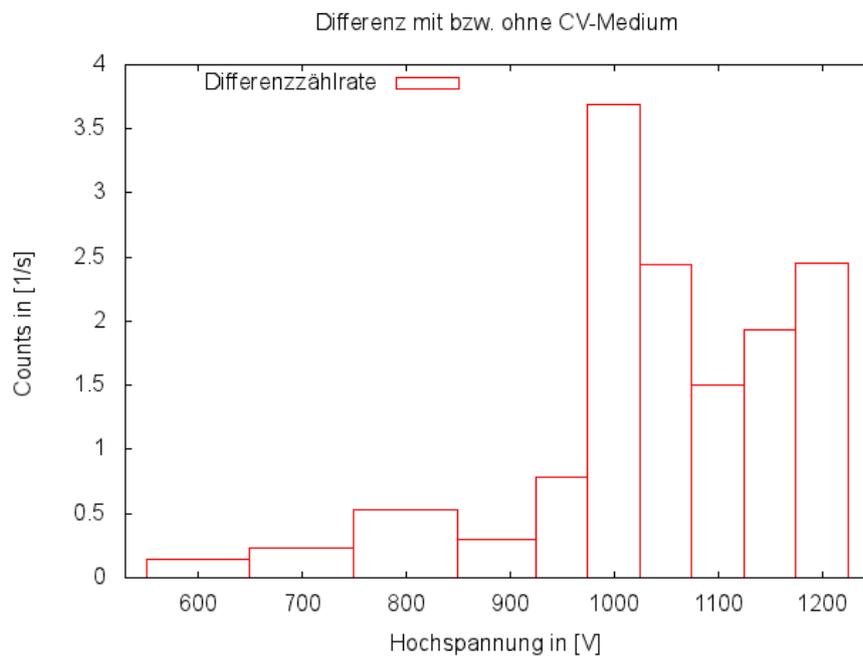


Abbildung 34: Differenzzählraten bei Variation der am PMT angelegten Betriebsspannung nach Abzug des Rauschens.

In Abbildung 34 ist die Differenzzählrate ersichtlich, die sich aus der Zählrate mit Čerenkov-Medium nach Abzug des Rauschens ergibt. Bei 1000 V hebt sich die Zählrate deutlich vom Rauschen ab, sodass die zuvor empirisch gewählte Hochspannung begründet werden kann. Die rauschbereinigte Zählrate liegt bei 1 kV bei etwa $3,7 \text{ Counts/s}$. Oberhalb von 1 kV verlaufen die Kurven, mit und ohne Čerenkov-Medium, wieder enger zueinander, sodass die Differenzzählrate abnimmt und sich zwischen $2 - 2,5 \text{ Counts/s}$ einpendelt. Dies lässt sich durch die geringe Signalamplitude der detektierten Čerenkov-Photonen und den damit verbundenen niedrigen Threshold erklären. So überschreiten die Signale aus dem Čerenkov-Effekt bei einer Betriebsspannung von 1000 V gerade die Nachweisschwelle, wäh-

rend das Rauschen noch unterdrückt wird. Bei höheren Spannungen überschreitet auch ein größer werdender Teil des Rauschens die Nachweisschwelle, was in einem reduzierten Signal-zu-Rausch-Verhältnis resultiert.

Zu beachten gilt es, dass die maximale Betriebsspannung, die vom Hersteller auf 1200 V [24] angegeben wird, nicht überschritten werden darf. Obwohl die drei verwendeten PMT's baugleich sind, können durchaus Unterschiede bzgl. des Rauschverhaltens auftreten. Dies wurde zwar in erster Näherung bereits ausgeschlossen (vgl. Abbildung 32), dennoch wurde zur Ermittlung der optimalen Betriebsspannung für jeden PMT eine identische Messreihe durchgeführt, wobei sich auch für die zwei weiteren PMT's eine optimale Betriebsspannung von 1000 V ergab.

4.2.2 Anpassung des Thresholds des CFD

Zusätzlich zur gewählten Spannung kann die Zählrate auch durch Einstellung des Thresholds der CFD's beeinflusst werden. Die Schwelle kann, wie in Kapitel 3.4.5. erläutert, zwischen -5 mV und -1 V eingestellt werden. Um eine optimale Threshold-Einstellung für spätere Koinzidenzmessungen auszuwählen, wurden Ratenmessungen bei variierendem Threshold-Wert durchgeführt. Zudem ist der Wert des Thresholds bzw. die Höhe der Signale abhängig vom Verstärkungsfaktor im TFA-Modul, sodass bei allen Messreihen auf einen gleichbleibenden Verstärkungsfaktor im TFA geachtet werden muss. In der hier dargestellten Messreihe wurde ein Verstärkungsfaktor von $X20$ gewählt.

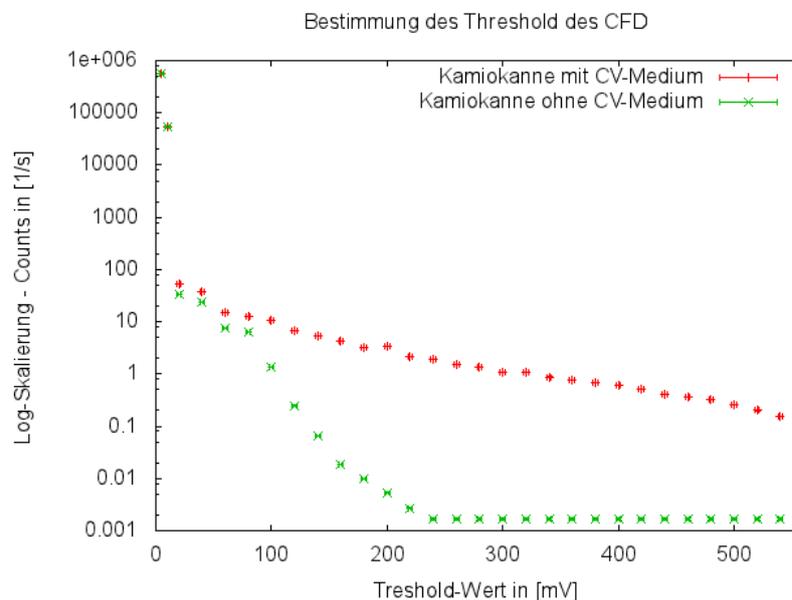


Abbildung 35: Bestimmung der gemessenen Zählrate in Abhängigkeit des Thresholds des CFD's bei fester Hochspannung von 1000 V . Die Ordinate wurde logarithmisch skaliert. Der Fehler der Zählrate ergab sich als statistischer Fehler, der des Threshold als Ablesefehler.

Wie in Abbildung 35 zu erkennen ist, zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit der Zählrate von der Threshold-Einstellung des CFD. Bei einem niedrigen Threshold-Wert (-5 mV bis -80 mV) werden viele Pulse des Rauschens detektiert, die die eigentlichen Ereignisse überdecken. Mit zunehmendem Threshold-Wert nimmt die Anzahl der Pulse aus dem Rauschen rasch ab, bis etwa ab einer Threshold-Einstellung von -130 mV praktisch kein Rauschen mehr detektiert wird. Ab einer Schwelle von -100 mV verlaufen die zwei Kurven nicht mehr unmittelbar ähnlich, sondern die

tatsächliche Zählrate überwiegt von da an gegenüber dem Rauschen, sodass die Einstellung des Thresholds auf ein Minimum von -100 mV angegeben werden kann. Bei zu hoch gewähltem Threshold-Wert werden auch Pulse, die nicht aus dem Rauschen, sondern aus den eigentlichen Ereignissen (hervorgerufen durch Čerenkov-Strahlung) stammen, verworfen, was es zu vermeiden gilt. Den Kompromiss zwischen Überdecken der Ereigniszählrate durch Rauschen und Verwerfen von eigentlichen Ereignissen bilden Thresholdwerte zwischen -140 mV und -160 mV , da dann das Rauschen minimal wird, jedoch trotzdem noch nicht zu viele Pulse aussortiert werden. Für die beiden anderen Kamiokande-Detektoren plus CFD wurde in analoger Weise zur Ermittlung des optimalen Threshold-Wertes vorgegangen.

4.2.3 Koinzidenzmessung zur Winkelabhängigkeit und Inklinationseffekte

Hauptanliegen dieser experimentellen Ausarbeitung ist es, einen neuen Versuchsaufbau zur Koinzidenzmessung der Winkelverteilung der kosmischen Strahlung im Höhenstrahlungslabor des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln mit Hilfe von Čerenkov-Detektoren zu entwickeln.

Um den letztlichen Versuchsaufbau zu realisieren, werden die Ergebnisse der vorherigen Abschnitte berücksichtigt. Aus den Vergleichsmessungen der Kannen kann gewährleistet werden, dass die Kannen ähnlich viele Ereignisse (vorzugsweise Myonen) detektieren und so zur Koinzidenzmessung geeignet sind. Ein weiteres Problem, welches erkannt und behandelt wurde, war die nicht lichtdichte Konstruktion der wassergefüllten Čerenkov-Detektoren. Im endgültigen Versuchsaufbau müssen die Detektoren also in lichtdichte Kammern untergebracht werden. Der Aufbau wurde, unter Berücksichtigung dieser Vorgaben, von der institutseigenen Feinmechanikwerkstatt in die Tat umgesetzt. Wie in Abbildung 36 ersichtlich, befinden sich zwei Detektoren an zwei Armen (links und rechts) und der dritte Detektor befindet sich oberhalb der Arme im Drehpunkt der Arme. Der Winkel kann bis auf ca. 1° genau bei beiden Armen eingestellt werden.

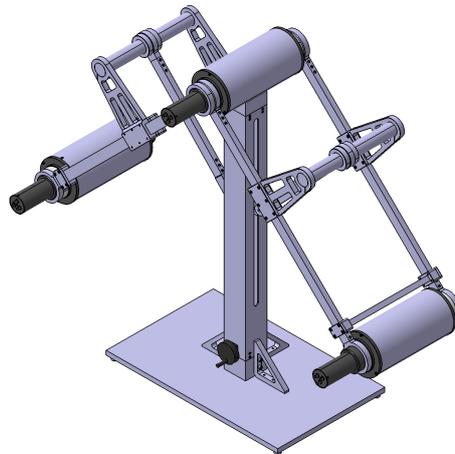


Abbildung 36: Konstruktionszeichnung des endgültigen Kamiokande-Aufbaus. Es werden drei Kamiokande-Detektoren, zwei an den unteren Enden der Arme und ein Detektor als oberer Drehpunkt, verwendet. Die Armlänge beträgt 1000 mm .

Die Winkelauflösung ergibt sich aus einer trigonometrischen Betrachtung (vgl. Abbildung 37) und ist abhängig von der gewählten Armlänge l zwischen den Detektoren, sodass diese beim Aufbau berücksichtigt werden musste, um eine möglichst große Winkelauflösung bei gleichzeitig kompaktem Aufbau zu gewährleisten.

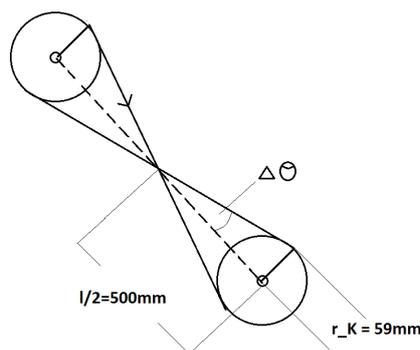


Abbildung 37: Zur Bestimmung der Winkelauflösung des Detektorpaares

In Abschnitt 4.1.2 (vgl. Tabelle 5) wurde gezeigt, dass der überwiegende Anteil an detektierten Čerenkov-Photonen aus der Wechselwirkung zwischen kosmischen

Myonen und der Wasserfüllung resultiert. Insofern kann für r_K bzgl. der Winkelauflösung der Innenradius des Glaseinsatzes der Thermoskanne von 59 mm angesetzt werden. Bei der konstruierten Armlänge von 1000 mm und nach Abbildung 37 ergibt sich die Winkelauflösung zu:

$$\tan(\Delta\Theta) = \frac{r_K}{\frac{l_{Arm}}{2}} \Rightarrow \Delta\Theta = \tan^{-1}\left(\frac{r_K}{\frac{l_{Arm}}{2}}\right) = 6,7^\circ$$

Nach der Theorie in Abschnitt 2.3.4. kann die Intensität des Myonenflusses in Bezug auf den Winkel Θ relativ zur Senkrechten beschrieben werden durch:

$$I(\Theta) = I_0 \cdot \cos(\Theta)^n \quad (3.2),$$

sodass diese die zu fittende Funktion darstellt. Um dieses Verhalten zu überprüfen, wurde eine einfache Koinzidenzmessung mit zwei Kamiokanne-Detektoren durchgeführt. Die Drehachse auf denen die Detektoren befestigt waren, war so ausgerichtet, dass der positive Winkel genau in West- und der negative Winkel in Ost-Richtung gemessen wurde. Die Messdauer betrug je Winkeleinstellung 10000 s . Der Gesamtfehler der Zählrate ergibt sich aus dem statistischen Fehler der Gaußverteilung und dem systematischen Fehler der Zufallskoinzidenzen bei einem Winkel von 180° .

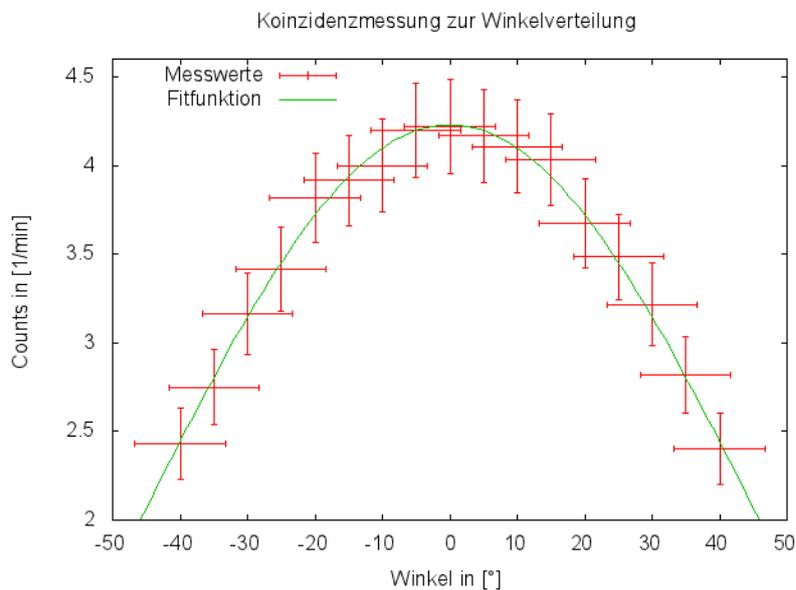


Abbildung 38: Koinzidenzzählraten bei Variation des Zenitwinkels. Die Messdauer pro Winkelwert betrug 10000 s .

In Abbildung 38 ist die gemessene Zählrate in Abhängigkeit zum eingestellten Winkel dargestellt. Die Koinzidenzzählrate eines Detektor-Paares nimmt sowohl in West, wie auch in Ost-Richtung mit steigendem Winkel ab, sodass die Messwerte durch Gleichung 3.2 angefitet werden können. Mit der angegebenen Funktion (3.2) ergibt sich der Exponent n zu:

$$n = 2,05 \pm 0,05$$

Der experimentell bestimmte Exponent stimmt also sehr gut mit dem Theoriewert innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Zum Nachweis des Ost-West-Effekts wird der Asymmetriekoeffizient ϵ (Gleichung 3.7) je Winkel bestimmt und anschließend gemittelt.

Damit ergibt sich:

Winkel	$I_{West}(1/min)$	$I_{Ost}(1/min)$	ϵ	$\Delta\epsilon$
0	4,2167	4,2167	-	-
5	4,1667	4,2000	-0,0040	0,0004
10	4,1080	3,9997	0,0133	0,0004
15	4,0333	3,9167	0,0147	0,0004
20	3,6733	3,8167	-0,0191	0,0004
25	3,4833	3,4167	0,0097	0,0004
30	3,2167	3,1667	0,0078	0,0004
35	2,8167	2,7500	0,0112	0,0004
40	2,4000	2,4333	-0,0069	0,0004

Tabelle 6: Asymmetriekoeffizient bestimmt aus den gemessenen Koinzidenzzählraten in Ost- bzw. Westrichtung.

Nach Abschnitt (2.3.5) sollte die Intensität aus östlicher Richtung kommend zunehmen, bis diese ihr Maximum in westlicher Richtung erreicht. Der Asymmetriekoeffizient müsste demnach einen positiven Wert annehmen. Der gemittelte Asymmetriekoeffizient $\bar{\epsilon}$ und dessen Fehler ergibt sich zu:

$$\bar{\epsilon} = 0,005 \pm 0,002$$

Damit konnte der Ost-West-Effekt durch den Asymmetriekoeffizienten zwar nachgewiesen werden, jedoch fällt der Fehler recht groß aus. Dies lässt sich auch dadurch erklären, dass der Effekt für Breitengrade $> 50^\circ$ näherungsweise verschwinden sollte und die geografischen Koordinaten für Köln ($50,9^\circ$ N, $7,0^\circ$ O,) betragen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuer Versuchsaufbau zur kosmischen Strahlung erstellt und untersucht, der später in das Praktikum am IKP der Universität zu Köln integriert werden soll.

In der ersten Versuchsphase wurden mit einem MCA die Impulshöhenspektren der gemessenen Signale aufgenommen und damit die charakteristischen Eigenschaften der Kamiokanne-Detektoren überprüft. Es konnte das Problem der Lichtundichtigkeit der Kannen aufgezeigt und in weiteren Messungen die Funktionstüchtigkeit der Problemlösung nachgewiesen werden. Es wurde gezeigt, dass Signale außerhalb des Rauschens auftreten, die auf Čerenkov-Photonen, hervorgerufen durch kosmische Myonen, zurückgeführt werden können. Typische Zählraten der Einzelmessungen lagen zwischen 3,7 und 4,3 *Counts/s*, die mit dem theoretisch erwarteten Wert zu vereinbaren sind. Durch Vergleichsmessungen der drei Kamiokannen und der drei PMT's konnte gewährleistet werden, dass diese zur Koinzidenzschaltung hinsichtlich ähnlicher Verstärkung und ähnlicher Sensitivität geeignet sind.

Durch die Integration eines CFD's in den Signalweg konnte der PC durch einen Counter abgelöst werden, wobei zuvor der optimale Threshold-Wert der CFD's ermittelt wurde. Die Winkelabhängigkeit und der Koinzidenzeffekt der myonischen Komponente der kosmischen Höhenstrahlung wurde mit Wasser-Čerenkov-Detektoren aufgenommen und ausgewertet. Die Winkelabhängigkeit wurde durch die theoretische Fitfunktion beschrieben, wobei die Parameter im erwarteten Bereich lagen. Zudem konnte der Ost-West-Effekt trotz der ungünstigen geografischen Lage noch nachgewiesen werden, wobei der Fehler recht groß ausfällt. Der Asymmetriekoeffizient zeigt demnach eine leicht erhöhte Intensität aus westlicher Richtung.

Die Elektronik wurde im Laufe der Arbeit so modifiziert und ausgestaltet, dass am Ende ein kompakter Versuchsaufbau zur Untersuchung der kosmischen Strahlung im Höhenstrahlungslabor des IKP zur Verfügung steht. Der neuwertige Aufbau, der von der Feinmechanikwerkstatt übernommen wurde bietet erstmals die Möglichkeit die Myonenintensität in Ost- und Westrichtung simultan zu messen, sodass bei begrenzter Praktikumszeit mehr Messreihen durchgeführt werden können.

Der bisherige Aufbau zeigt zudem das Potential, auf zwei Ebenen modifiziert zu werden. Zum einen bietet sich die Möglichkeit, die Durchführung der Versuchsreihen weiter zu verbessern, zum anderen, die Möglichkeit den Aufbau auszubauen. Hinsichtlich der Verbesserung muss in jedem Fall die Messdauer des Counters mo-

difiziert werden. Durch die für Koinzidenzmessungen relativ kurze Messdauer von 10000 Sekunden konnte der Inklinationsseffekt nur ungenügend nachgewiesen werden. Längere Messintervalle würden daher genauere Ergebnisse liefern.

Des Weiteren können durch die Flexibilität des Aufbaus mehrere Messorte (z.B. unterschiedliche Stockwerke) erschlossen und evtl. Absorptionsmessungen für den Myonenfluss durchgeführt werden. Weitere Anwendungsmöglichkeiten bieten zudem die Lebensdauerermessung der Myonen mit Hilfe wassergefüllter Čerenkov-Detektoren, wobei sich dafür eher ein längeres Gefäß als die Thermoskannen anbieten würde (z.B. ein langer Plastikzylinder mit einer verspiegelnden aufgedampften Silberschicht). Darüber hinaus könnten kosmische Schauer mit mehreren Kamiokanne-Detektoren in größeren Koinzidenzmessungen nachgewiesen werden, wobei dafür eine deutlich größere Anzahl an Kamiokannen mit PMT's zur Verfügung gestellt werden müsste.

Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass der Versuch mit den Kamiokanne-Detektoren nicht nur den Studierenden einen Einblick in die für die Kern und Teilchenphysik wichtige Höhenstrahlung bietet, sondern auch eine weitere wichtige Detektortechnik, neben Szintillatoren und Halbleiterdetektoren, die in der Praktikumsdatenbank bereits vorhanden sind, vorstellt und didaktisch reduziert aufzeigt. Dadurch zeigt sich neben dem eigentlichen physikalischen Bezug und der Verwendung des Čerenkov-Effekts zum Nachweis kosmischer Myonen, in einer zweiten Facette der schöne didaktische Zusammenhang, dass auch mit einfachen Kaffeekannen Teilchenphysik betrieben werden kann.

Danksagung:

Zuallererst möchte ich mich ganz herzlich bei Professor Dr. Peter Reiter bedanken, für die Themenstellung, die Erstkorrektur und die Zeit, die er mir entgegengebracht hat.

Im Weiteren möchte ich Professor Dr. Andreas Zilges für die Zweitkorrektur danken.

Ein ganz besonderes Dankeschön möchte ich an Dr. Michael Seidlitz richten. Er schenkte mir nicht nur unglaublich viel Zeit und Mühe, sondern war stets bei jeder Frage oder jedem Problem für mich da.

Darüber hinaus möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Reiter bedanken, da diese mich sehr kollegial aufgenommen haben und jederzeit für Fragen zur Verfügung standen, insbesondere bei David Schneiders, da er für mich stets zweite Ansprechperson nach Dr. Michael Seidlitz war.

Ein weiteres Dankeschön möchte ich an die Feinmechanikwerkstatt der Kernphysik richten, da sie den letztlichen Versuchsaufbau extra konstruierten und es mir nicht übel nahmen, wenn ich sie fragte, wie lange es noch dauert.

Darüber hinaus möchte ich mich natürlich auch bei meinen Eltern bedanken, da ohne sie kein Studium möglich wäre, und bei meiner Freundin, für die stete Aufheiterung.

Literatur

- [1] Demtröder, Wolfgang (1997): Experimentalphysik 4. Kern-, Teilchen- und Astrophysik. 2. Auflage, Berlin, Heidelberg, New-York.
- [2] Karlsruher Institut für Technologie. URL: <http://psi.physik.kit.edu/img/Teilchen.png>, abgerufen am 13.03.2015
- [3] Povh, Bogda; Rith, Klaus; Scholz, Christoph; Zetsche, Frank (2006): Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte. 7. Auflage, Berlin, Heidelberg, New-York.
- [4] Berger, Christoph (2006): Elementarteilchenphysik. Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten. 2. Auflage, Berlin, Heidelberg, New York
- [5] Grupen, Claus (2001): Astroteilchenphysik. Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung. 17. Auflage, Mannheim, Leipzig, Wien.
- [6] Hilscher, H. (1992): Kosmische Myonen - ein Hochenergieexperiment für die Schule. In: PdN-Physik 3/41
- [7] Bachmann, Sebastian: Measurement of Muon Properties in the Advanced Students Laboratory. Universität Heidelberg. URL:http://www.physi.uni-heidelberg.de/~bachmann/Lehre/F13_Anleitung.pdf, abgerufen am 13.03.2015
- [8] Heisenberg, Werner (1953): Kosmische Strahlung. Vorträge gehalten im Max-Planck-Institut für Physik Göttingen. 2. Auflage, Berlin Göttingen, Heidelberg
- [9] Deutsches Elektronen-Synchrotron. Kolanski, Hermann: Experimentelle Teilchen- und Astroteilchenphysik, (2005/06). URL:<http://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/astro0506/skripte/cosmics01.pdf>, abgerufen am 16.03.2015
- [10] Amsler, c. et al. (Particle Data Group) (2008). Physics Letters, B667
- [11] URL: http://edu.pyhajoki.fi/lukiouusi/Opiaineet/Fysiikka/cern2006/exercises/bonn1/de/bilder_neu/hoehenstrahlung.jpg, abgerufen am 15.03.2015
- [12] Cornell University Library. Cosmic Rays: Recent Progress and some Current Questions. URL:arXiv:astro-ph/0607109, abgerufen am 20.03.2015
- [13] Auger Engineering Array Group, Pierre Auger Observatory: URL:<http://www.auger.org>, abgerufen am 24.03.2015

-
- [14] Ilkofer, O. C. und Grieder, P. K. F. (1984): Physik Daten - Cosmic Rays on Earth, Fachinformationszentrum, Karlsruhe
- [15] Clauser, Christoph (2013): Einführung in die Geophysik. Globale physikalische Felder und Prozesse in der Erde. Aachen.
- [16] Beringer, J. et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D86, 010001 (2012)
- [17] Grupen, Claus (1993): Teilchendetektoren. Mannheim, Leipzig, Wien, Zürich]
- [18] Schipolski, E.W.: Atomphysik I. Einführung in die Atomphysik (1979). 15. Auflage, Berlin.
- [19] Demtröder, Wolfgang (1997): Experimentalphysik 2. Elektrizität und Optik. 2. Auflage, Berlin, Heidelberg, New-York.
- [20] Offizielle Website des Super-Kamiokande-Experiments: <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/gallery/>, abgerufen am 24.03.2015
- [21] Neidlinger, H.H. und Schissel, P. (1986): Polymer glazings for silver mirrors, Solar Energy Materials, Volume 14, Issues 3-5, November 1986, Pages 327-339
- [22] Demtröder, Wolfgang (1997): Experimentalphysik 3.: Atom, Moleküle Festkörper. 2. Auflage, Berlin, Heidelberg, New-York.
- [23] Deutsches Elektronen-Synchrotron.
URL:http://www-zeuthen.desy.de/exps/physik_begreifen/chris/Photomultiplier.html, abgerufen am 16.03.2015.
- [24] Photonis: Datenblatt Photomultiplier XP20D0
- [25] Deutsches Elektronen-Synchrotron. Kolanski, Hermann: Experimentelle Teilchen- und Astroteilchenphysik, (2009/10). URL:<http://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/astro0910/skripte/cosmics02.pdf>, abgerufen am 16.03.2015
- [26] Iseg:NHS Standard HV Modules NHS6020N. Technical Data.
- [27] Ortec Operating and Servis Manual Modell 474:Timing Filter Amplifier
- [28] Ortec Operating and Servis Manual Modell 584: Constant-Fraction Discriminator
- [29] CAEN: Technical Information Manual:Mod. N41145, Quad Coincidence

- [30] CAEN: Technical Information Manual:Mod. N41145, Quad Scaler and present Counter/Timer

Erklärung

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen meiner Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken und Quellen, einschließlich der Quellen aus dem Internet, entnommen sind, habe ich in jedem Fall unter Angabe der Quellen als Entlehnung kenntlich gemacht. Dasselbe gilt sinngemäß für Tabellen, Karten und Abbildungen. Diese Arbeit habe ich in gleicher oder ähnlicher Form oder auszugsweise nicht im Rahmen einer anderen Prüfung eingereicht.

(Tobias Kutsch)