



GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT
GÖTTINGEN

Fakultät für Physik

II. Physikalisches Institut

Bachelor Thesis

AUFBAU EINES MOBILEN DETEKTORSYSTEMS ZUR
VERMESSUNG KOSMISCHER MYONEN

CONSTRUCTION OF A MOBILE DETECTOR SYSTEM FOR
MEASUREMENTS OF COSMIC MUONS

Erstgutachter: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter : Prof. Dr. Ariane Frey

Betreuer: Dr. Kevin Kröninger

vorgelegt von Jens Dietert

11. August 2010

Göttingen

Matrikel-Nr.: 20723131

Email: jens@dietert.name

Identifikationsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2010/04

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Kosmische Myonen	4
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	4
2.1.1	Fermionen	4
2.1.2	Bosonen	5
2.1.3	Zusammengesetzte Teilchen	6
2.2	Entstehung kosmischer Strahlung / Myonen	6
2.2.1	Myonzerfall	7
2.2.2	Relativitätstheorie	11
2.3	Nachweis von Myonen	13
2.3.1	Der Cherenkov-Effekt	13
2.3.2	Statistische Methoden	16
3	Die Kamiokannen	18
3.1	Photomultiplier	18
3.2	VM2000-Folie	19
3.3	Elektronik	21
3.4	Mobile Version der Kamiokanne	22
3.5	Die Dewar-Kamiokanne	24
4	Messungen und Auswertung	25
4.1	Vergleich verschiedener Kamiokannen	25
4.2	Stabilitätsmessungen	28
4.3	Absorptionsmessungen	32
4.3.1	Absorptionsmessungen von Beton	32
4.3.2	Absorptionsmessungen von Gestein	35
4.3.3	Absorptionsmessungen von Eisen	37
4.4	Winkelabhängigkeit der Myonrate	39
5	Zusammenfassung und Ausblick	42
6	Literatur	43
7	Anhang	44

1 Einleitung

Diese Bachelorarbeit befasst sich mit der Konstruktion eines Detektorsystems zum Nachweis von kosmischen Myonen, der Kamiokanne, und ersten Messungen.

Es handelt sich bei der Kamiokanne um die verkleinerte Version des Super-Kamiokande-Experiments in Japan, bei dem mithilfe von großen Wassertanks und Photomultipliern verschiedene Teilchen nachgewiesen werden.

Die Kamiokannen, die hier verwendet wurden, bestehen aus mit Wasser gefüllten Thermoskannen mit aufgeschraubten Photomultipliern. Fliegen geladene Teilchen durch das Wasser, erzeugen sie durch den Cherenkov-Effekt einen kurzen Lichtblitz. Die Intensität des Lichtblitzes und die Anzahl der Lichtblitze pro Zeiteinheit erlauben es, Rückschlüsse auf die zu messenden Teilchen zu ziehen.

In Kapitel 2 wird zunächst das Standardmodell der Teilchenphysik erläutert und auf die Eigenschaften von Myonen eingegangen. Danach werden theoretische Grundlagen für den Nachweis von Myonen und statistische Methoden beschrieben.

Das Kapitel 3 stellt die verschiedenen Versionen der Kamiokanne und ihren Aufbau vor.

In Kapitel 4 werden die Messungen erläutert. Es wird das Verhalten der mobilen Version der Kamiokanne untersucht und insbesondere Stabilitätsmessungen durchgeführt.

Neben Vergleichsmessungen der verschiedenen Kamiokannen werden Absorptionsmessungen mit verschiedenen Materialien durchgeführt.

Das Kapitel 5 liefert eine Zusammenfassung über die Ergebnisse und einen Ausblick.

2 Kosmische Myonen

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt die Eigenschaften der bekannten Elementarteilchen sowie deren Wechselwirkungen durch Austauschpartikel untereinander. Diese Teilchen werden zunächst in zwei Gruppen unterteilt, in Teilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen) und Teilchen mit ganzzahligem Spin (Bosonen).

2.1.1 Fermionen

Als Fermionen bezeichnet man die Elementarteilchen mit halbzahligem Spin. Sie sind in Quarks, welche eine zusätzliche Eigenschaft („Farbe“) tragen, und Leptonen unterteilt. Die Fermionen sind in drei Generationen unterteilt, wobei die Teilchen höherzahliger Generationen eine größere Masse besitzen. Die Tabelle 1 [PDG] gibt einen Überblick über die Eigenschaften verschiedener Fermionen.

Generation	Quarks			Leptonen		
	Name	Masse [MeV/c ²]	Ladung [e]	Name	Masse [MeV/c ²]	Ladung [e]
1	up <i>u</i>	1.5 – 3	2/3	Elektronneutrino ν_e	$< 2.5 \cdot 10^{-6}$	0
	down <i>d</i>	3 – 7	-1/3	Elektron <i>e</i>	0.511	-1
2	charm <i>c</i>	1160 – 1340	2/3	Myonneutrino ν_μ	< 0.17	0
	strange <i>s</i>	70 – 120	-1/3	Myon μ	105.66	-1
3	top <i>t</i>	170900 – 177500	2/3	Tauneutrino ν_τ	< 18	0
	bottom <i>b</i>	4130 – 4270	-1/3	Tau τ	1776.99	-1

Tabelle 1: Überblick über verschiedene Eigenschaften von Fermionen.

2.1.2 Bosonen

Als Bosonen werden die Austauschteilchen der verschiedenen elementaren Wechselwirkungen, der starken, der elektromagnetischen sowie der schwachen Wechselwirkung bezeichnet. Sie besitzen einen ganzzahligen Spin. Die Gravitation wird nicht im Standardmodell beschrieben. Es ergibt sich also eine Unterteilung in drei verschiedene Teilchenarten:

- Das *Gluon* g ist das masselose Austauschteilchen der starken Wechselwirkung. Die Reichweite eines Gluons liegt im Bereich von 10^{-15} m.
- Das *Photon* γ ist das ebenfalls masselose Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Es bewegt sich mit Lichtgeschwindigkeit und seine Reichweite ist unendlich groß, die Wechselwirkung ist aber etwa 100 mal schwächer als die starke Wechselwirkung.
- Z^0 - sowie W^\pm -Bosonen werden die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung genannt. Sie besitzen eine Masse von $91 \text{ GeV}/c^2$ (Z^0 -Boson) und $81 \text{ GeV}/c^2$ (W^\pm -Bosonen). Die Kräfte, die durch die schwache Wechselwirkung übertragen werden, sind etwa 10^{-5} mal schwächer als die resultierenden Kräfte aus der starken Wechselwirkung. Bosonen besitzen eine Reichweite von etwa 10^{-18} m.

In der Tabelle 2 [CS] sind die wichtigsten Eigenschaften der verschiedenen Wechselwirkungen zusammengefasst.

Austauschteilchen	Wechselwirkung	Masse [GeV/c ²]	Reichweite [m]	relative Stärke
Gluon g	starke WW	0	10^{-15}	1
Photon γ	elektromagn. WW	0	∞	10^{-2}
Z^0 - / W^\pm -Bosonen	schwache WW	91.2 / 80.3	10^{-18}	10^{-5}

Tabelle 2: Überblick über verschiedene Eigenschaften der Wechselwirkungsarten.

2.1.3 Zusammengesetzte Teilchen

Leptonen können, im Gegensatz zu Quarks, auch alleine auftreten. Mehrere Quarks zusammen bilden durch die starke Wechselwirkung gebundene Hadronen, die man wiederum in Mesonen und Baryonen unterteilt. Sie unterscheiden sich durch ihre Spinzahl. Mesonen besitzen einen ganzzahligen, Baryonen einen halbzahligen Spin. Mesonen bestehen aus einem Quark und einem Antiquark, Baryonen aus drei Quarks.

Bekanntere Beispiele für Baryonen sind Protonen (zwei up- und ein down-Quark) und Neutronen (ein up- und zwei down-Quarks).

Bei der Entstehung von kosmischen Myonen in der Atmosphäre sind zum Großteil Kaonen und Pionen beteiligt, also verschiedene Mesonen.

Eine Übersicht über verschiedene Eigenschaften der exemplarisch ausgewählten Teilchen K^- und π^+ liefert die Tabelle 3 [PDG].

Name	Masse [MeV/c ²]	Zusammensetzung	Ladung [e]
Kaon K^-	493.7	$s\bar{u}$	-1
Pion π^+	139.6	$u\bar{d}$	1

Tabelle 3: Überblick über verschiedene Eigenschaften von Kaonen und Pionen.

2.2 Entstehung kosmischer Strahlung / Myonen

Die kosmische Strahlung wurde entdeckt, als man bei der Untersuchung von radioaktiven Prozessen und Materialien festgestellt hat, dass auch ohne diese radioaktiven Präparate Strahlung detektiert werden konnte. Zunächst wurde vermutet, dass diese Strahlung aus dem Erdinneren kommt. Dies wurde allerdings 1911/1912 vom österreichischen Physiker Victor Hess widerlegt. Dieser führte Versuche mit Ballons durch, in denen er die Strahlungsintensität in Abhängigkeit von der Höhe über dem Erdboden gemessen hat. Wenn man annimmt, dass die Strahlung vom Erdinneren ausgeht, erwartet man, dass die Intensität mit steigender Höhe abnimmt. Doch im Gegenteil nahm bei den

Messungen die Intensität mit der Höhe zu. Daher wurde klar, dass die Strahlung aus dem Weltall beziehungsweise aus der Atmosphäre stammen muss, sie wurde daher *kosmische Strahlung* [HIL] genannt.

Myonen entstehen zum Großteil in der Atmosphäre durch das Einwirken der kosmischen Strahlung auf die Atmosphäre. Treffen Bestandteile der *primären kosmischen Strahlung* (zumeist Protonen, aber auch α - und schwerere Teilchen) auf die Erdatmosphäre, so treten diese in Wechselwirkung mit den sich dort befindlichen Teilchen. Dabei entstehen kurzlebige Mesonen, unter anderem Pionen und Kaonen. Diese kurzlebigen Teilchen zerfallen dann weiter, wobei auch Myonen entstehen können. Ein typischer Zerfall eines positiv geladenen Pions ist in Abb. 1 [CS] ersichtlich. Ein negatives geladenes Pion zerfällt, unter Aussendung eines W^- -Bosons, zu einem negativ geladenen Myon und einem Myonantineutrino.

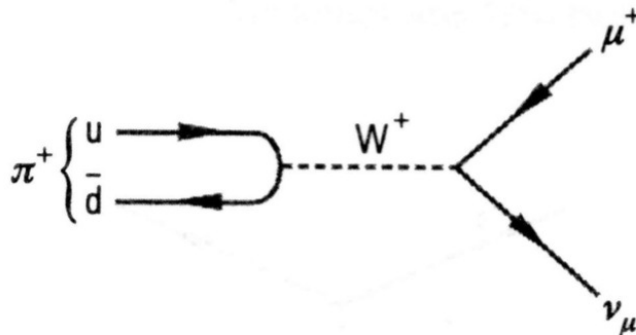


Abbildung 1: Feynmandiagramm des Zerfalls eines π^+ zu μ^+ und ν_μ .

2.2.1 Myonzerfall

Alle Teilchen zerfallen wegen der Energieerhaltung nur in einen Zustand geringerer Energie, also in ein Teilchen mit einer geringeren Masse als das Ausgangsteilchen. Daher sind Zerfälle von Fermionen nur von einer höheren in eine niedrigere Generation möglich.

Myonen besitzen eine geringe Lebensdauer, sie beträgt nur etwa $\tau_0 = (2.19703 \pm 0.00004) \mu\text{s}$ [CS]. Wenn die Myonen in einer Höhe von etwa 10 – 15 km [CR]

entstehen, besitzen sie eine hohe kinetische Energie. Da der Zeitpunkt, zu dem ein einzelnes Myon zerfällt, nicht vorhersagbar ist und statistisch verteilt ist, genügt die Anzahl der Myonen in Abhängigkeit von der Zeit der Gleichung [CS]:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-t/\tau_0} . \quad (1)$$

Dabei ist der wichtigste Zerfallskanal für das freie Myon der Zerfall unter Aussendung eines W^- -Bosons zu einem Myonneutrino. Das W^- -Boson zerfällt danach in ein Elektron und ein Elektronantineutrino. Der Feynman-Graph dieses Zerfalls ist in Abb. 2 [GRU1] dargestellt.

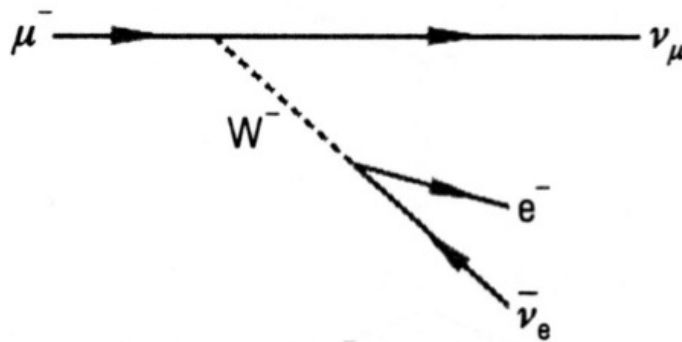


Abbildung 2: Feynmandiagramm des Zerfalls eines μ^- zu e^- , $\bar{\nu}_e$ und ν_μ .

Durch den statistischen Zerfall der Myonen ergibt sich nun folgende Flussdichte der Myonen in Abhängigkeit der Höhe über der Erdoberfläche [CR].

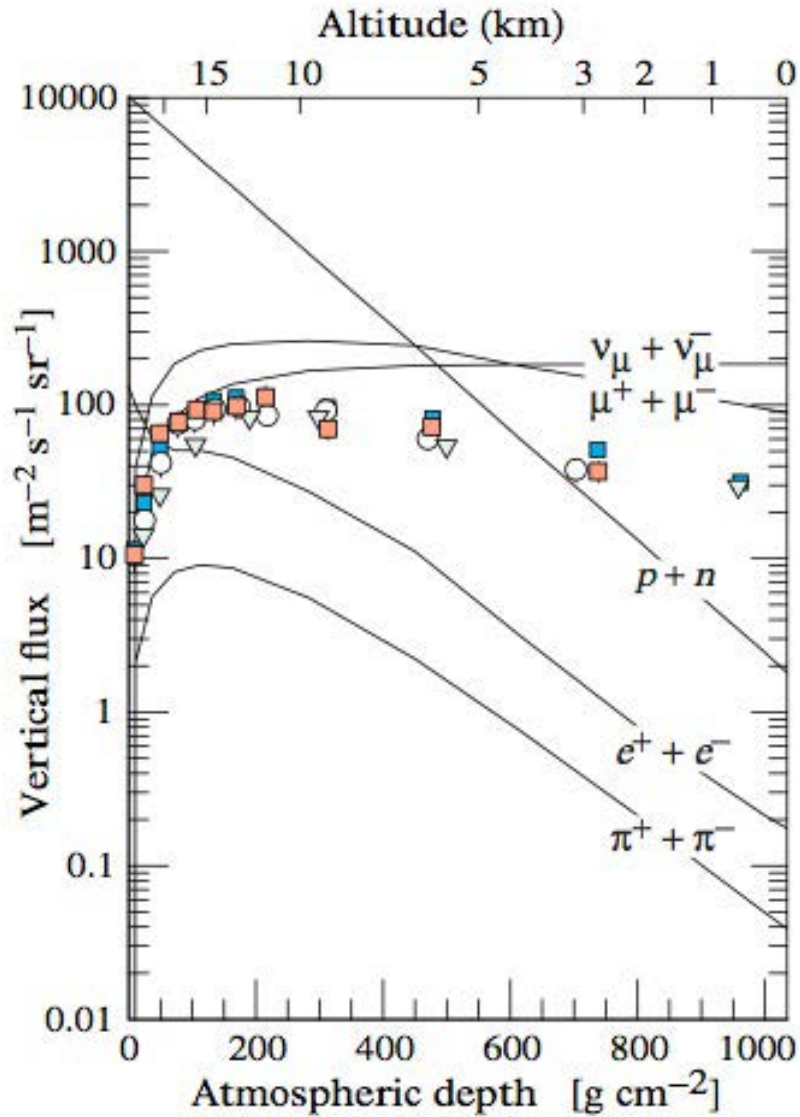


Abbildung 3: Vertikale Flussdichte verschiedener Teilchen mit Energien $> 1 \text{ GeV}/c^2$ in Abhängigkeit von der Höhe.

Beim Durchlaufen von Materie verlieren geladene Teilchen durch verschiedene Effekte Energie. Der mittlere Energieverlust durch Ionisation pro durchlaufene Strecke kann durch eine Näherung der Bethe-Bloch-Formel [POV] berechnet werden.

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{n z^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2) \cdot I} \right) - \beta^2 \right] \quad (2)$$

Dabei gilt:

m_e	=	Elektronenmasse
c	=	Lichtgeschwindigkeit
n	=	Elektronendichte des Absorbermaterials
ze	=	Ladung des Teilchens
β	=	$v/c =$ Geschwindigkeit des Teilchens
ϵ_0	=	Dielektrizitätskonstante
I	=	Ionisationspotenzial des Absorbermaterials = $16 \text{ eV} \cdot Z^{0.9}$ [POV]

Es wird deutlich, dass die Energieänderung nicht von der Masse des Teilchens, sondern nur von seiner Ladung ze und der Geschwindigkeit β abhängt.

Der Energieverlust durch Ionisation pro durchlaufener Strecke in Abhängigkeit des Impulses ist exemplarisch für Wasser und Blei in Abbildung 4 [CS] dargestellt; er fällt dabei zunächst wie $1/\beta^2$ ab, anschließend dominiert der logarithmische Term.

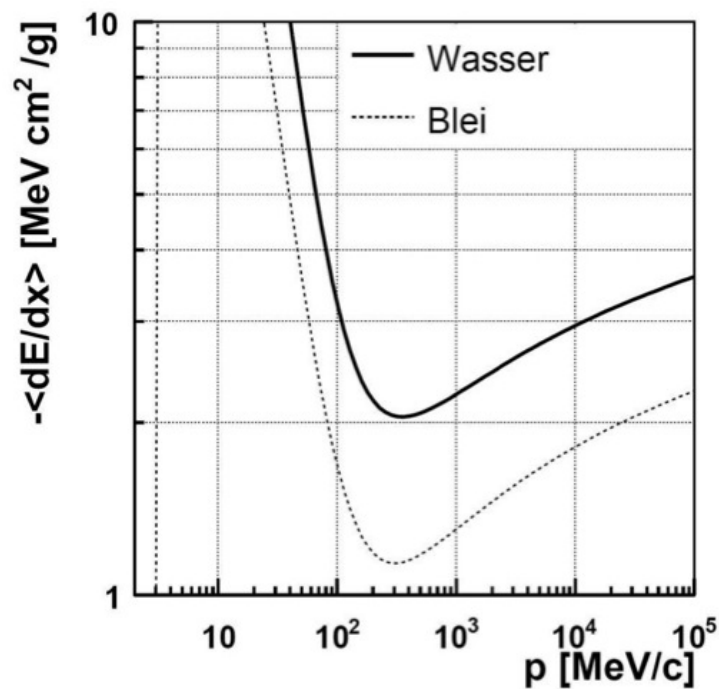


Abbildung 4: Energieverlust pro durchlaufene Strecke in Abhängigkeit vom Impuls bei verschiedenen Medien.

Aus der Gleichung 2 lassen sich Vorhersagen über die Myonrate nach dem

Durchlaufen einer gewissen Materialdicke treffen.

In Messgeräten können nur Myonen ab einer bestimmten Energie detektiert werden, da sich sonst die Signale nicht vom Rauschen abheben. Beim Durchfliegen eines Absorbermaterials, zum Beispiel Blei, verlieren die Myonen Energie. Dieser Energieverlust ist abhängig von dem Impuls der Myonen. Durch Aufintegrieren der Energie vor und nach dem Durchfliegen eines Mediums von einer noch detektierbaren Schwellenergie bis unendlich lassen sich Änderungen in der gemessenen Myonrate berechnen.

2.2.2 Relativitätstheorie

Da sich die Myonen nahezu mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, muss für die Reichweitenberechnung der kosmischen Myonen die Relativitätstheorie hinzugezogen werden.

Die mittlere Geschwindigkeit eines Teilchens hängt von seiner Energie ab. Für die folgenden Rechnungen wird die mittlere Myonenergie auf Meeresebene von 4 GeV [CR] betrachtet. Die relativistische Energie eines Teilchens lässt sich nach

$$E = m_0 \cdot \gamma \cdot c^2 = m_0 \cdot c^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3)$$

$$\Rightarrow \gamma = \frac{E}{m_0 \cdot c^2} \quad (4)$$

berechnen, wobei m_0 die Ruhemasse des Myons (hier mit $m_0 = 105.7 \text{ MeV}/c^2$ [PDG]), c die Lichtgeschwindigkeit und γ der Lorentzfaktor ist.

Ist der Faktor v/c sehr klein, folgt mit einer Reihenentwicklung näherungsweise die Energie wie in der klassischen Mechanik.

$$\begin{aligned} E &= m_0 c^2 \gamma = m_0 c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \\ &= m_0 c^2 \left(1 - (-1/2)\frac{v^2}{c^2} + \dots\right) \\ &\approx m_0 c^2 + \frac{1}{2}m_0 v^2 \end{aligned} \quad (5)$$

Für ein Myon folgt nach Gleichung 4:

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{v_\mu^2}{c^2}}} \approx 37.8. \quad (6)$$

Aus dem Lorentzfaktor lässt sich die mittlere Geschwindigkeit der Myonen berechnen.

$$v_\mu = c \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \approx 0.9997 c \quad (7)$$

Mit der klassischen Mechanik würde die mittlere Reichweite der Myonen mit einer durchschnittlichen Lebensdauer von etwa $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ s [HW] mit einer Geschwindigkeit von $v = 0.9997 c$ nach $s = v \cdot \tau_0$ bei 699.8 m liegen. Geht man von einer Produktionshöhe der Myonen von 15 Kilometern [CR] über der Erdoberfläche aus, so würde nach Gl. 1 ein Anteil von $5.8 \cdot 10^{-8}$ der in der Atmosphäre produzierten Myonen auf der Erdoberfläche ankommen.

Bei Versuchen wurden auf der Erdoberfläche und sogar unter der Erdoberfläche Myonen in nicht unerheblicher Zahl nachgewiesen [CR]. Eine Erklärung, warum man trotzdem Myonen detektieren kann, liefert die Relativitätstheorie. Diese besagt, dass die Zeit für ein sich bewegendes Objekt im Vergleich zu einem ruhenden Beobachter langsamer vergeht. Konkret bedeutet dies, dass es für einen ruhenden Beobachter auf der Erde so aussieht, als würde die Zeit des Myons langsamer vergehen, die mittlere Lebensdauer scheint also anzuwachsen.

Eine andere Perspektive dazu ist die Längenkontraktion. Sitzt man als Beobachter auf dem Myon, so wirkt die Entfernung bis zur Erdoberfläche kürzer, als sie uns ruhend zur Erdoberfläche erscheint. Die mittlere Strecke, die das Myon bis zum Zerfall zurücklegt, wird somit größer.

Wegen der Längenkontraktion ist nun die tatsächliche mittlere Weglänge, die ein Myon mit der Energie 4 GeV bis zum Zerfall zurücklegt:

$$s_{real} = \gamma \cdot v_\mu \cdot \tau_0 \approx 22\,698 \text{ m}. \quad (8)$$

Aus der Rechnung wird ersichtlich, dass eine große Anzahl von kosmischen Myonen wie erwartet auch die Erdoberfläche erreichen wird.

2.3 Nachweis von Myonen

2.3.1 Der Cherenkov-Effekt

Die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum wird als die größtmögliche Geschwindigkeit angesehen, welche ein Teilchen haben kann. In einem Medium verändert sich jedoch die größtmögliche Geschwindigkeit zu $v_{max} = c/n$, wobei c die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit und n der Brechungsindex des Mediums ist.

Trifft ein hochenergetisches Myon mit einer sehr großen Geschwindigkeit auf ein Medium, in dem die größtmögliche Geschwindigkeit v_{max} kleiner ist als die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit, so ist dieses geladene Myon zunächst schneller, als es erlaubt wäre.

Beim Durchlaufen des Mediums gibt dieses hochenergetische Teilchen Strahlung in Form von Photonen ab, die sogenannte Cherenkov-Strahlung.

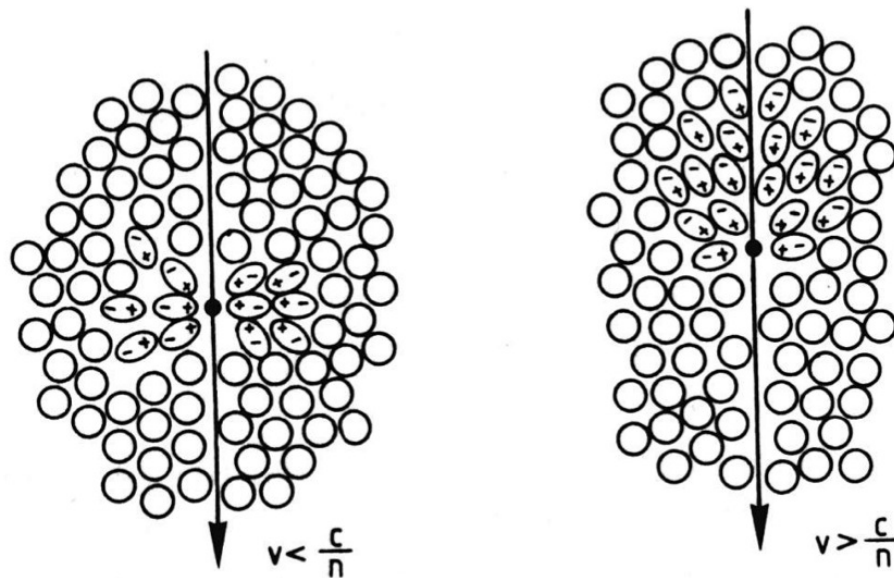


Abbildung 5: Durchlaufen eines geladenen Teilchens durch ein Medium bei verschiedenen Geschwindigkeiten.

Die linke Seite von Abbildung 5 [GRU2] zeigt das Durchlaufen eines geladenen Teilchens durch ein Medium mit einer Geschwindigkeit unterhalb der Lichtgeschwindigkeit im Medium. Auf seinem Weg durch das Medium polarisiert das geladene Teilchen umliegende Teilchen des Mediums, allerdings wird nach

außen hin wegen der symmetrischen Polarisierung des Mediums und der daraus folgenden destruktiven Interferenz der elektromagnetischen Wellen keine Strahlung erkennbar.

Ist die Geschwindigkeit des Teilchens, wie im rechten Teil der Abbildung 5 erkennbar, schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Medium, wird keine symmetrische, sondern eine asymmetrische Polarisierung eintreten. Es treten neben destruktiven auch konstruktive Interferenzen auf, nach außen hin wird also elektromagnetische Strahlung frei. Durch das Aussenden von Strahlung verliert das Teilchen Energie. Es wird im Laufe der Zeit langsamer, bis es die Lichtgeschwindigkeit innerhalb des Mediums erreicht hat.

Die Aussendung der elektromagnetischen Strahlung tritt, analog zum Mach-Effekt, unter einem bestimmten Winkel θ auf, wie in Abbildung 6 [KLE] dargestellt ist.

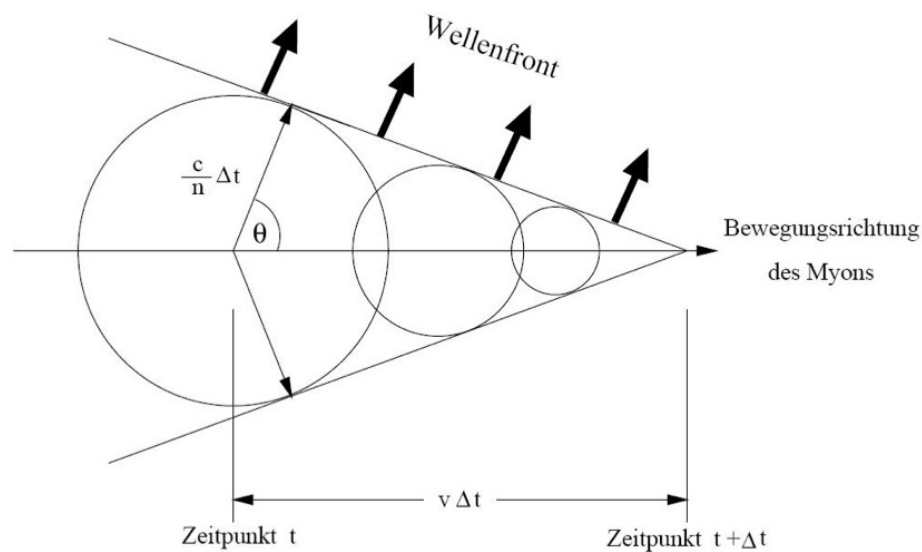


Abbildung 6: Entstehung des Cherenkov-Kegels.

Das geladene Teilchen, welches sich durch das Medium bewegt, legt nun in der Zeit Δt die Strecke $s = v \cdot \Delta t$ zurück.

Wegen $v = c/n$ kann der Weg, den die abgestrahlten Kugelwellen in der Zeit Δt zurücklegen, nach Gleichung 9 berechnet werden,

$$s = \frac{c}{n} \cdot \Delta t. \quad (9)$$

Für den Winkel θ folgt nun im rechtwinkligen Dreieck mit $\beta = v/c$ die Gleichung 10 [CS],

$$\cos(\theta) = \frac{c/n \cdot \Delta t}{v \cdot \Delta t} = \frac{c}{v \cdot n} = \frac{1}{\beta \cdot n}. \quad (10)$$

Die Anzahl der pro Strecke ausgesendeten Photonen innerhalb eines Wellenlängenbereichs von λ_1 bis λ_2 kann berechnet werden durch [GRU2]

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dx} &= 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \\ &= 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sin^2(\theta) \frac{d\lambda}{\lambda^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Dabei ist $\alpha = 1/137$ die Feinstrukturkonstante und $z = -1$ die Ladung des durch das Medium laufenden, geladenen Myons.

Je größer der Brechungsindex n sowie der Faktor β ist, desto mehr Photonen werden pro Strecke freigesetzt. Höherenergetischere Myonen erzeugen also einen Lichtblitz mit höherer Intensität als niederenergetischere Myonen.

Wird als Näherung die Dispersion vernachlässigt, so folgt die Gleichung 12 [GRU2],

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \cdot \sin^2(\theta) \cdot \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1\lambda_2}. \quad (12)$$

Wählt man als Grenzwellenlängen die Wellenlängen des sichtbaren Lichts, also etwa $\lambda_1 = 400$ nm und $\lambda_2 = 700$ nm, so ergibt sich folgende Anzahl von Photonen N pro Wegstrecke x ,

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dx} &= A \sin^2 \theta \\ &= A \cdot \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \text{ mit } A = 491 \text{ cm}^{-1}. \end{aligned} \quad (13)$$

2.3.2 Statistische Methoden

Um die folgenden Experimente und Beobachtungen auszuwerten, wird die Poisson-Verteilung benutzt. Diese beschreibt Zählexperimente, wobei die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Ereignisses gering ist [CS].

Für die Beschreibung einer Poisson-Verteilung ist lediglich ein einziger Parameter λ notwendig. Dieser ist gleichzeitig die durchschnittliche Rate des Ereignisses.

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von k Ereignissen ist dann gegeben durch

$$P(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}. \quad (14)$$

Der Erwartungswert der Poisson-Verteilung ist durch $E = \lambda$ gegeben, die mittlere quadratische Abweichung vom Erwartungswert durch $\sigma^2 = \lambda$.

Für den Fehler der Rate $r = k/T$, wobei T die Messdauer und k die Anzahl der Ereignisse ist, wird die Messzeit T als fehlerfrei angenommen. Dies ist eine gute Näherung, da sich die Messungen normalerweise über mehr als 20 Minuten erstrecken, und der Ablesefehler der Zeit im Bereich von Sekunden liegt. Im Normalfall ist der Fehler also unter 0.1%. Der Fehler der Einzelmessungen ist nach der Poissonverteilung mit $\sigma = \sqrt{\lambda}$ angenommen. Demnach folgt nach Fehlerfortpflanzung die Gleichung 15,

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \sqrt{\left(\frac{\partial r}{\partial \lambda}\right)^2 (\sigma_k)^2} \\ &= \sqrt{\frac{1}{T^2} \cdot (\sqrt{k})^2} \\ &= \frac{1}{T} \cdot \sqrt{k} \\ \Rightarrow \sigma_r &= \frac{\sqrt{k}}{T}. \end{aligned} \quad (15)$$

Bei den Messungen mit der Dewar-Kamiokanne (siehe Kapitel 3.5) sowie der mobilen Variante der Kamiokanne muss von den eigentlichen Messwerten noch ein Fehler abgezogen werden. Die tatsächliche Myonrate r_r mit Fehler σ_{r_r} ergibt

sich nach Gleichung 16 und 17 mit der gemessenen Myonrate r_g mit Fehler σ_{r_g} und der Rauschrate r_R mit Fehler σ_{r_R} .

$$r_r = r_g - r_R \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{r_r} &= \sqrt{\left(\frac{\partial r_r}{\partial r_g}\right)^2 (\sigma_{r_g})^2 + \left(\frac{\partial r_r}{\partial r_R}\right)^2 (\sigma_{r_R})^2} \\ &= \sqrt{r_R^2 \cdot \sigma_{r_g}^2 + r_g^2 \cdot \sigma_{r_R}^2} \end{aligned} \quad (17)$$

3 Die Kamiokannen

Beide bei den Experimenten verwendeten Kamiokannen bestehen aus einem mit Wasser gefüllten Behälter, auf dem ein Photomultiplier aufgeschraubt ist. Die Spannungspulse des Photomultipliers werden danach an eine Elektronik übergeben und ausgewertet.

3.1 Photomultiplier

Da die Lichtblitze von der Cherenkov-Strahlung, die Myonen beim Durchfliegen der Kamiokanne erzeugen, im Bereich von nur mehreren tausend Photonen liegen (siehe Gleichung 13), ist ein äußerst empfindliches Nachweisgerät nötig. Eine Lösung dafür ist das Verwenden eines Photomultipliers.

Ein Photomultiplier besteht aus einer relativ dünnen Kathodenschicht sowie einer Kette von Dynoden. Ein typischer Aufbau ist in Abbildung 7 [KLE] zu sehen.

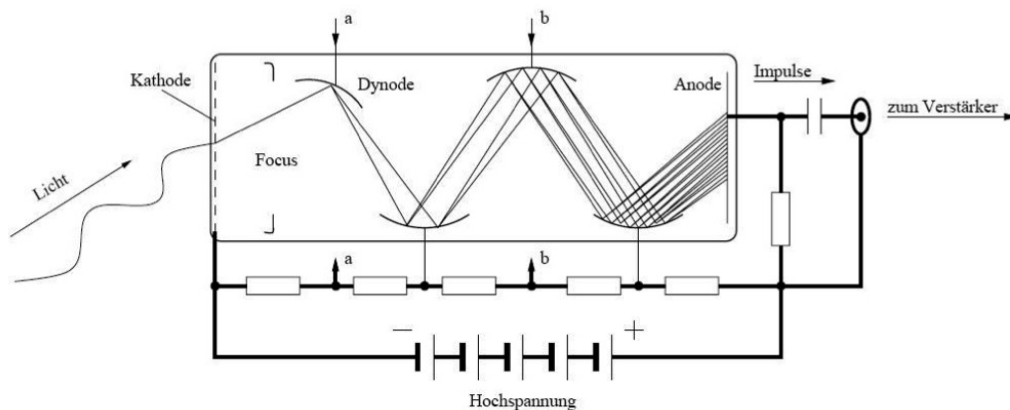


Abbildung 7: Aufbau eines Photomultipliers.

Trifft nun ein Photon auf die Kathodenschicht des Photomultipliers, so werden durch den Photoeffekt aus dieser Schicht Elektronen ausgelöst. Diese Elektronen werden in Richtung der ersten Dynode beschleunigt, da zwischen der Kathodenschicht und der ersten Dynode eine passende Spannung angelegt wurde. Die typische Potenzialdifferenz zwischen zwei Dynoden liegt im Bereich von 100 – 200 V [CS]. Wenn diese Elektronen auf die erste Dynode treffen, werden

aus dem Dynodenmaterial wiederum Elektronen herausgelöst. Diese Elektronen werden dann zur nächsten Dynode beschleunigt. Pro auf das Dynodenmaterial eintreffendes Elektron werden etwa 3 - 5 Sekundärelektronen erzeugt.

Da die Dynodenanzahl normalerweise zwischen 6 und 10 liegt, kann so eine Verstärkung bei vier Sekundärelektronen und 10 Dynoden etwa 10^6 betragen. Die effektive Verstärkung hängt natürlich von der Bauart und von der Materialwahl der Dynoden und der Kathodenschicht ab. Daher besitzen unterschiedliche Photomultiplier auch unterschiedliche Sensitivitäten für Strahlung verschiedener Wellenlängen.

Wegen der hohen Potenzialdifferenz zwischen den einzelnen Dynoden kann es vorkommen, dass sich auch ohne vorherigen Elektronenbeschuss einzelne Elektronen aus dem Dynodenmaterial lösen. Dies führt zu einem Puls ohne vorher eintreffende Strahlung. Die Pulsspannung ist umso höher, je mehr Dynoden der falsche Puls durchläuft.

Diese Pulse können von der Auswertungs elektronik als Myonen gezählt werden. Daher ist es wichtig, Rauschmessungen ohne Wasser durchzuführen. Bei diesen Messungen werden keine Myonen, sondern nur Rauschen gemessen. Mithilfe der Gleichung 16 wird danach die tatsächliche gemessene Myonrate ermittelt.

3.2 VM2000-Folie

Um die Pulse für den Photomultiplier zu verstärken, wurde innerhalb der Kanne eine reflektierende VM2000-Folie angebracht. Diese hat zwei positive Effekte, welche von Hans Weger [HW] untersucht wurden:

- Verschiebung der Wellenlänge der Cherenkov-Strahlung ,
- bessere Reflektion der Cherenkov-Strahlung.

Die Kanne besitzt normalerweise eine Glasschicht, durch die viel Strahlung verloren, und nicht reflektiert wird. Wird nun diese sonst verlorene Strahlung jedoch reflektiert, erreicht mehr Strahlung den Photomultiplier, sodass die Wahrscheinlichkeit, auch niederenergetischere Myonen zu detektieren, erhöht wird.

Die VM2000-Folie ist in der Lage, 99% der eintreffenden Strahlung zu reflektieren. Die Pulshöhe der nun auch gut reflektierten Lichtblitze ist um den Faktor 1.75 mal so groß wie die Pulshöhe ohne die Folie, das Verhältnis von Pulshöhe zu Grundrauschen beträgt mit VM2000-Folie 7, ohne die Folie lediglich 3.2. Die Veränderung der gemessenen Myonraten in Abhängigkeit von der eingestellten Schwellspannung sind in Abbildung 8 [HW] zu sehen.

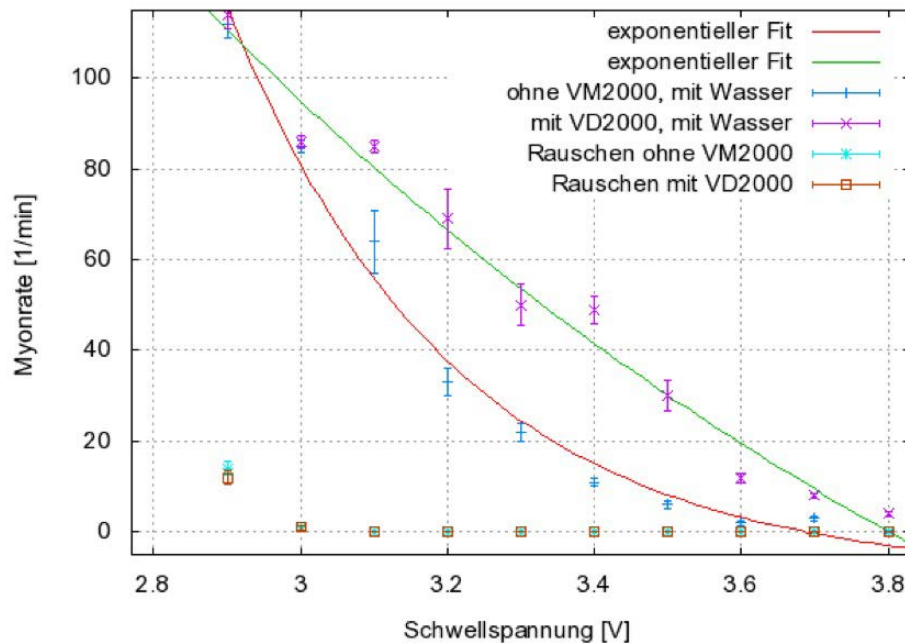


Abbildung 8: Gemessene Myonraten in Abhängigkeit von der Schwellspannung [HW].

Die VM2000-Folie wirkt außerdem als Wellenlängenschieber. Trifft die eintreffende Strahlung auf die Folie, so regt sie die Atome der Folie an. Durch mehrere Emissionsschritte wird die Wellenlänge der Strahlung vergrößert, die Folie verschiebt die Frequenz des UV-Lichts in den Bereich des sichtbaren Lichts. Der Photomultiplier ist im Bereich des sichtbaren Lichts am empfindlichsten, Photonen mit höherer oder geringerer Wellenlänge erzeugen kleinere Spannungspulse am Photomultiplier. Daher werden nun auch Pulse detektiert, die ohne das Anbringen der Folie nicht gezählt werden konnten.

Die Auswirkungen der aus dem UV-Bereich stammenden Lichtblitze ist jedoch relativ gering, entscheidend für die Erhöhung der Detektorleistung der

Kamiokande ist die Reflektion der ohnehin für den Photomultiplier sichtbaren Lichtblitze, da nun mehr Spannungspulse die nötige Schwellspannung überschreiten. Das Rauschen hat sich ab einer Schwellspannung von 3 V nicht mehr verändert.

Hinweis: Für diese Messungen wurden von Hans Weger eine ältere Elektronikversion mit anderem Verstärker und Zähler benutzt.

3.3 Elektronik

Die Pulshöhe, die der Photomultiplier bei einem durchschnittlichen Lichtblitz erzeugt, liegt im Bereich von etwa 10 - 20 mV. Diese Pulshöhe ist allerdings zu gering, um sie direkt mit den verwendeten Zählern zählen zu lassen. Daher müssen die Pulse in einem Zwischenschritt verstärkt werden, um danach detektiert werden zu können.

Die Verstärkung der Pulse bereitet allerdings mehrere Schwierigkeiten. Es ist durch den statistischen Einfall der Myonen möglich, dass zwei oder mehr Myonen in einem sehr geringen zeitlichen Abstand durch die Kanne fliegen. Selbst wenn der zeitliche Abstand groß genug ist, dass der Photomultiplier voneinander getrennte Pulse ausgibt, kann es vorkommen, dass ein langsamer Verstärker die Pulse soweit dehnt, dass die späteren Pulse nicht mehr einzeln vom Counter gezählt werden können. Dieser Fall wird mit einem schnellen Verstärker seltener eintreten, dennoch ist er weiterhin statistisch möglich.

Des Weiteren bewirkt eine Verstärkung des Ausgangssignals des Photomultipliers auch, dass das elektronische Rauschen (zum Beispiel durch sich lösende Elektronen aus dem Dynodenmaterial des Photomultipliers ohne Myonbeschuss) zusammen mit den eigentlichen Signalen verstärkt wird. Ist die Schwelle des Zählers so niedrig eingestellt, dass dieses Rauschen auch mitgezählt wird, kommt es zu einer Verfälschung der Messergebnisse. Daher ist es vor den eigentlichen Messungen notwendig, ein eventuelles Rauschen in Abhängigkeit des Schwellenwertes zu ermitteln.

3.4 Mobile Version der Kamiokanne

Für die mobile Version der Kamiokanne wurde ein Gerät entworfen, in dem sowohl die Stromversorgung mittels eines Akkus, die Hochspannungsversorgung, ein Verstärker sowie ein Zähler Platz finden. Dieses Gerät ist in Abbildung 9 zu sehen.



Abbildung 9: Messsituation mit der mobilen Kamiokanne.

Die Stromversorgung wird über einen Akku realisiert, mit dem Messungen über einen Zeitraum von etwa vier Stunden möglich sind. Es ist möglich, den Akku durch ein Netzgerät zu laden, und auch Messungen während des Ladens durchzuführen.

Der Hochspannungstransformator liefert die benötigten -1500 V Betriebsspannung. Die Höhe der Spannung ist durch ein Potentiometer an der Frontplatte des Steuergeräts einstellbar, ebenso wie die Schwellspannung für die Auswertungseinheit.

Für das Auswerten wird zunächst eine Schwellspannung benötigt, nur Spannungspulse über dieser Schwelle werden verstärkt.

Diese verstärkten Spannungspulse werden dann mittels weiterer Bauteile in

TTL-Signale umgewandelt, welche danach an einen Zähler weitergeleitet werden. Das Signal, welches der Zähler erhält, ist auch an einer BNC-Buchse an der Frontplatte abgreifbar.

Wegen anhaltender Probleme mit der Grundspannung („Baseline“) des Photomultipliers wurde eine AC-Kopplung eingebaut, sodass nun das differenzielle Signal an den Verstärker und somit an den Zähler weitergeleitet wird. Außerdem wurde nach später auftretenden Problemen der Massepunkt der Hochspannung auf den Massepunkt des Signalausgangs gelegt.

Die Grundspannung des Photomultipliers verändert sich in den ersten zwei Stunden nach Messbeginn deutlich. Typische Verläufe sind in Abbildung 10 dargestellt.

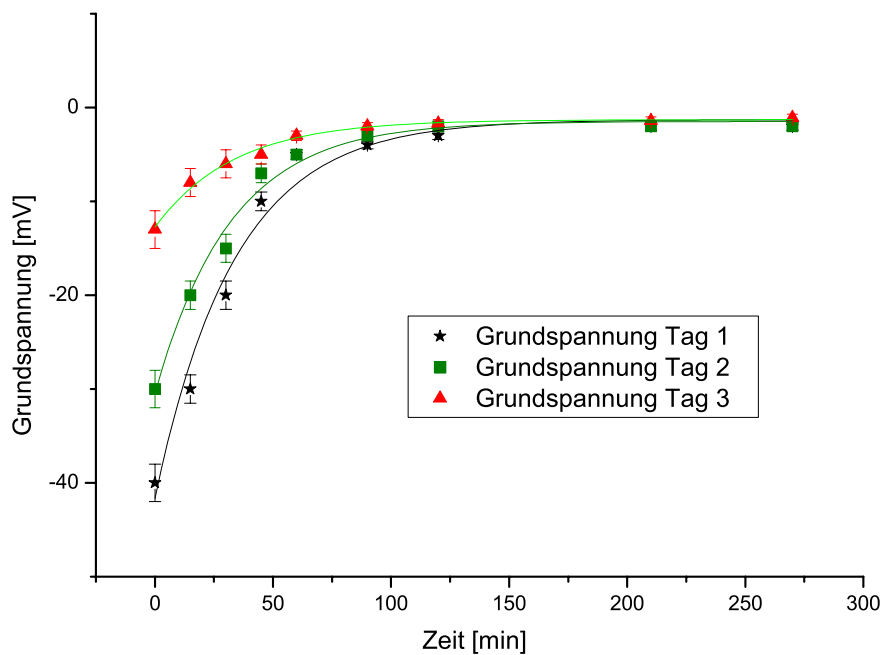


Abbildung 10: Verlauf der Grundspannung des Photomultipliers.

Es ist ersichtlich, dass in den ersten zwei Stunden nach Messbeginn die Grundspannung des Photomultipliers im Betrag exponentiell abnimmt und gegen den Grenzwert 0 strebt. Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen ist, dass durch das Öffnen der Kanne Licht auf den Photomultiplier trifft und dort Elektronen an der dünnen Kathodenschicht auslöst. Diese werden jedoch nicht

in Richtung der ersten Dynode beschleunigt, da keine Spannung an den Photomultiplier angelegt wurde. Trifft viel Licht auf den Photomultiplier, könnte sich eine Raumladungswolke innerhalb des Photomultipliers bilden.

Bis diese Ladungswolke abgebaut ist werden kontinuierlich Ladungen abgeführt. Je geringer die Anzahl der verbliebenen Elektronen in der Raumladungswolke ist, desto langsamer verläuft auch der Abbau dieser Wolke, daher verläuft die Annäherung der Grundspannung an die Nulllinie asymptotisch.

Um verlässliche Messergebnisse zu erhalten, ist also vor Beginn der Messungen eine Aufheizzeit von zwei Stunden einzuplanen.

3.5 Die Dewar-Kamiokanne

Neben der mobilen Variante der Kamiokanne wurde eine weitere Version aufgebaut. Diese basiert auf einem ebenfalls mit der VM2000-Folie ausgekleidetem Dewar-Gefäß. Als Photomultiplier wurde ein Hamamatsu R1307 eingesetzt, welcher mit einer Hochspannung von 1000 Volt betrieben wird.

Die durchschnittliche Höhe eines Spannungspulses liegt mit diesem Photomultiplier deutlich höher als bei dem anderen verwendeten Photomultiplier (siehe 4.1), sodass ein Verstärker mit einem geringeren Verstärkungsfaktor (Faktor 5) eingesetzt werden kann. Die tatsächliche Verstärkung der schnellen Spannungspulse ist wegen des langsamen Verstärkers geringer, er liegt im Bereich vom Faktor 2.

Das Spannungsrauschen des Photomultipliers ist auf demselben Niveau (etwa 3 mV) wie das der mobilen Variante.

Das Problem einer sich verschiebenden Grundlinie tritt bei diesem Photomultiplier nicht auf, sodass er kurz nach dem Einschalten konsistente Ergebnisse liefern kann. Allerdings ist dieser Photomultiplier nicht mit der Spannungsversorgung und Auswertungseinheit der mobilen Variante kompatibel.

Für das Zählen der Pulse wurde ein HAMEG HM 8021-3 mit einer einstellbaren Triggerschwelle verwendet.

4 Messungen und Auswertung

4.1 Vergleich verschiedener Kamiokannen

Neben der mobilen Variante der Kamiokanne wurde in einigen Messungen die in Kapitel 3.5 beschriebene Kamiokanne verwendet.

Aufgrund des empfindlicheren Photomultipliers wird mit dieser Kamiokanne eine höhere Myonrate gemessen, da nun auch niederenergetischere Myonen detektiert werden können. Für eine bessere Vergleichbarkeit wurden Messungen unter gleichen Versuchsbedingungen durchgeführt.

Zunächst wurde ein Vergleich des von den Photomultipliern kommenden Spannungspulses mit und ohne Verstärker mit etwa 1000 Messwerten angestellt. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 11 und 12 aufgetragen.

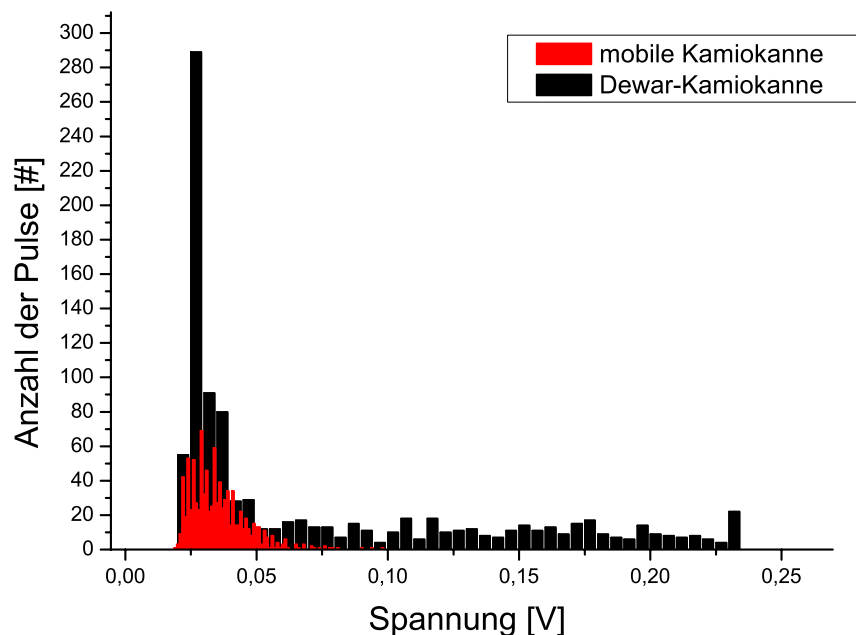


Abbildung 11: Verteilung der Spannungspulse der Photomultiplier ohne Verstärker.

Die Myonen, die einen Spannungspuls mit geringer Höhe produzieren, sind von der Elektronik kaum vom Rauschen zu unterscheiden. Die Schwellspan-

nung liegt so hoch, dass diese geringen Spannungspulse nicht mehr mit gezählt werden. Entscheidend für die Ratenmessungen sind demnach die Myonen mit einem Spannungspuls größer als der erste Peak.

Ohne Verstärker wird deutlich, dass mit der mobilen Variante der Kamiokanne das Rauschen nur schwer von den Signalen getrennt werden kann. Die Dewar-Kamiokanne liefert ohne Verstärker eine deutlich differenziertere Verteilung mit größeren Spannungspulsen.

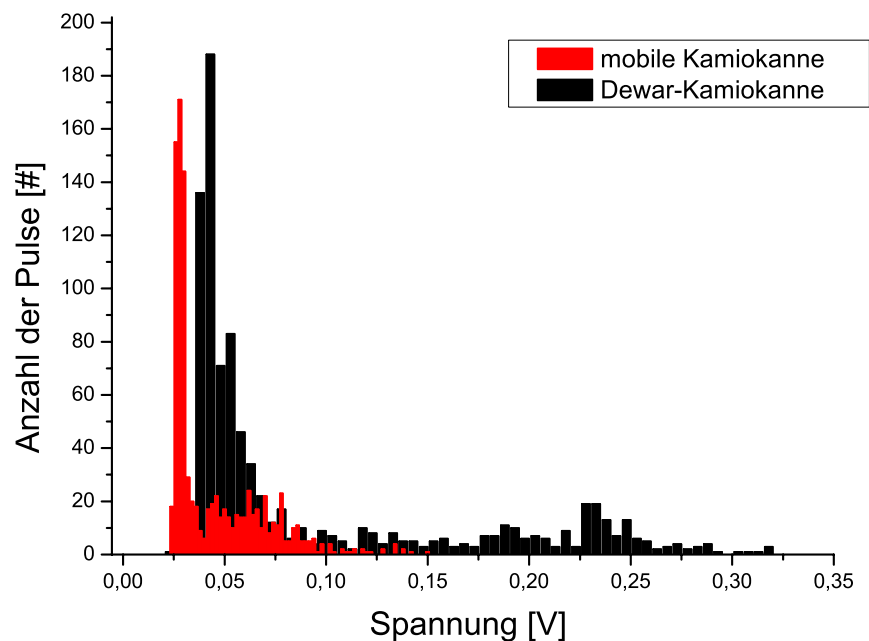


Abbildung 12: Verteilung der Spannungspulse der Photomultiplier mit Verstärker.

Mit Verstärker ist bei der mobilen Kamiokanne das Rauschen von den messbaren Spannungspulsen getrennt. Dennoch liefert auch hier die Dewar-Kamiokanne größere Pulse, die Höhe des größten Spannungspulses ist mehr als zwei mal so groß wie bei der mobilen Kamiokanne.

Die Pulsform der beiden Photomultiplier mit und ohne Verstärker sind in Abbildung 13 für die mobile Version der Kamiokanne und in Abbildung 14 für die Dewar-Kamiokanne abgebildet.

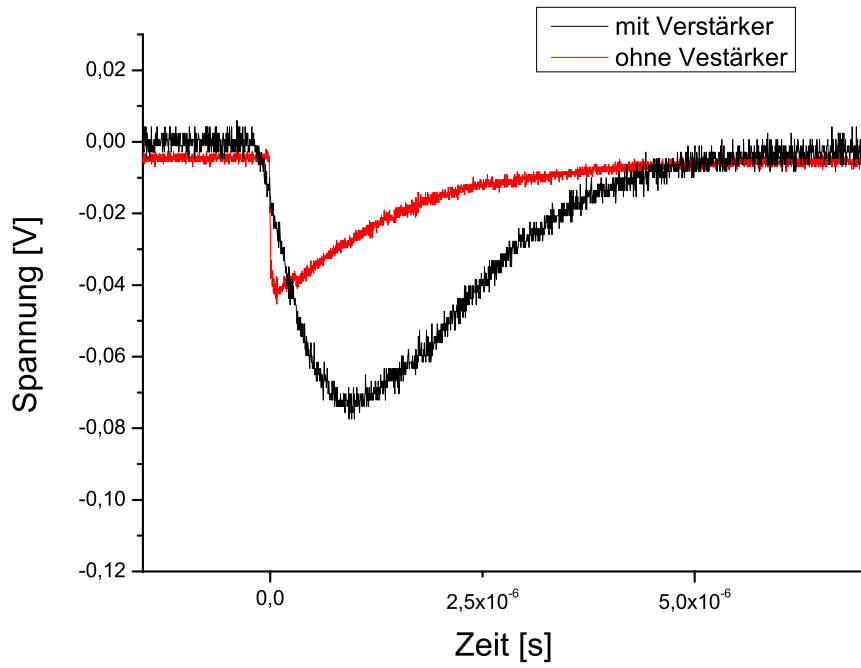


Abbildung 13: Vergleich typischer Spannungspulse der mobilen Kamiokanne mit und ohne Verstärker.

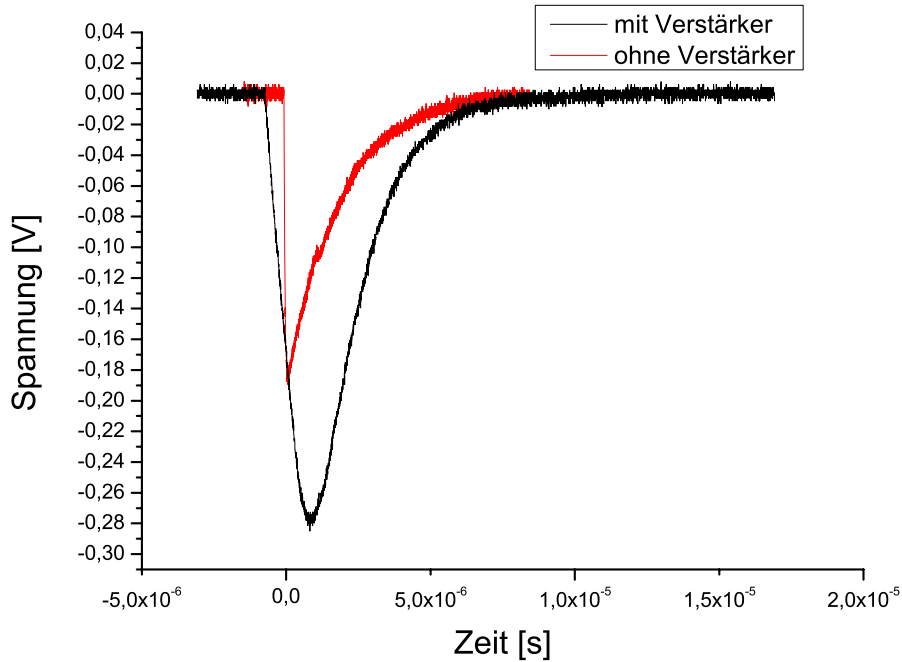


Abbildung 14: Vergleich typischer Spannungspulse der Dewar-Kamiokanne mit und ohne Verstärker.

Die Pulsform beider Photomultiplier unterscheidet sich kaum, lediglich die Amplitude der Dewar-Kamiokanne ist durchschnittlich größer. Das Signal-Rausch-Verhältnis liegt bei der Dewar-Kamiokanne mit Verstärker bei etwa 9, mit der mobilen Variante der Kamiokanne bei ca. 3.

4.2 Stabilitätsmessungen

Da mit der mobilen Elektronik und der veränderten AC-Kopplung zu Beginn der Messungen Unregelmäßigkeiten in der Konsistenz der Ergebnisse auftraten, wurden zunächst Stabilitätsmessungen über einen längeren Zeitraum durchgeführt. Exemplarisch sind solche Messungen in Abbildung 15 und 16 aufgezeichnet. Die Schwellspannung war in jeder der Messungen auf 10 mV eingestellt. Der horizontale Fehlerbalken beschreibt die Messdauer.

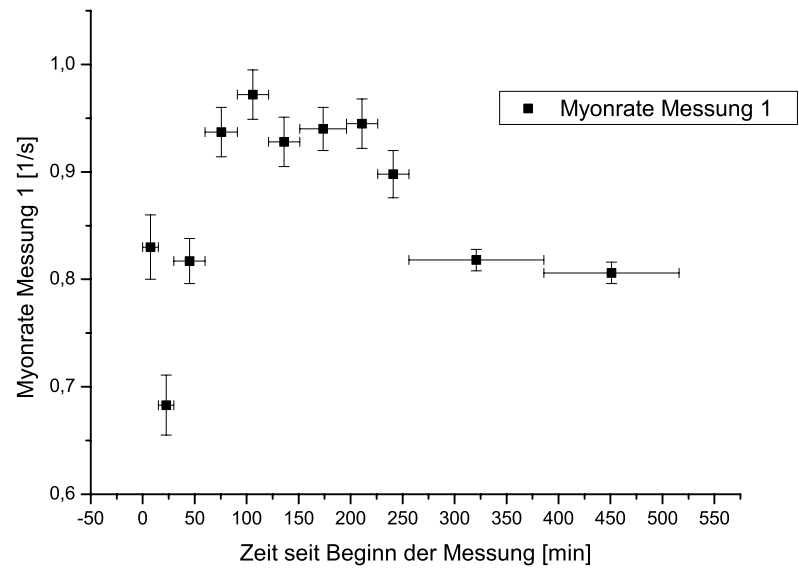


Abbildung 15: Ratenmessung Tag 1.

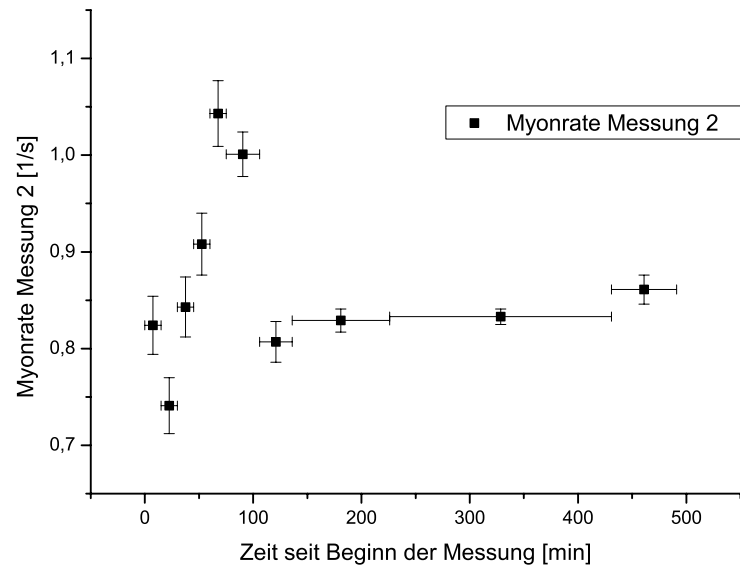


Abbildung 16: Ratenmessung Tag 2.

Aus den Diagrammen wird deutlich, dass nach einem Zeitraum von mindestens zwei Stunden die späteren Messwerte gegen einen Wert streben und die

Schwankungen abnehmen, dieses hängt mit der sich verändernden Grundspannung zusammen. Ist diese bei einem konstant niedrigen Wert angelangt, so verändert sich die gemessene Myonrate nicht mehr deutlich. In Abbildung 17 sind Stabilitätsmessungen nach einer Aufheizzeit von zwei Stunden aufgetragen. Die gestrichelte Gerade stellt den Mittelwert der Messungen dar.

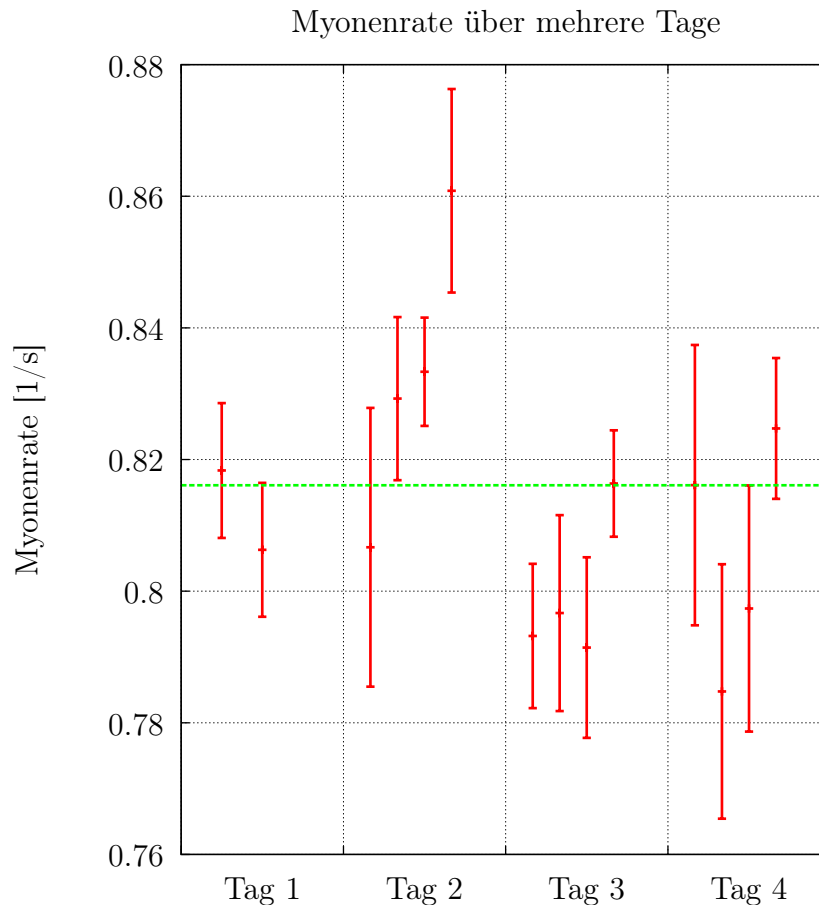


Abbildung 17: Stabilitätsmessungen der mobilen Kamiokanne.

Der Mittelwert der Messungen beträgt 0.815 ± 0.003 1/s. Die χ^2 -Wahrscheinlichkeit für diese Fit-Funktion beträgt über 99 %, der Fit ist also erfolgreich.

Um die Stabilität der Dewar-Kamiokanne zu testen, wurden Ratenmessungen mit gleichen Messbedingungen wiederholt. Als Zähler wurde die Zählfunktion eines Oszilloskops verwendet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 18 aufgetragen.

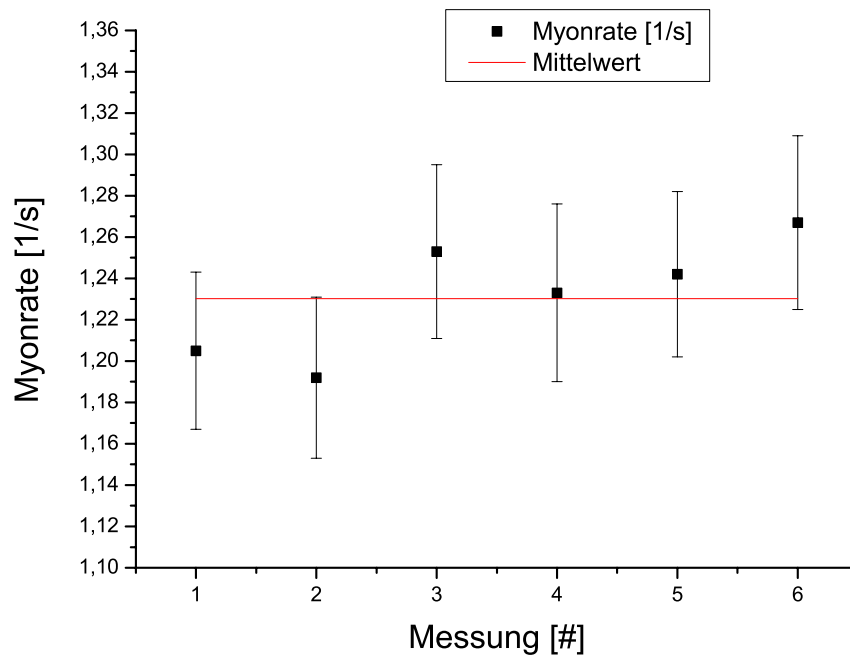


Abbildung 18: Ratenmessung mit der Dewar-Kamiokanne.

Es ist gut erkennbar, dass der Mittelwert der Messungen innerhalb des Fehlers der Einzelmessungen liegt.

Bei Messungen mit der mobilen Elektronik als Auswertungseinheit zeigt die Dewar-Kamiokanne ein konsistentes Verhalten (siehe Abbildung 19). Hier wurde zwischen den Einzelmessungen das Wasser gewechselt, um zu zeigen, dass auch dies keine Auswirkungen auf Messungen hat. Als Zähler wurde die Elektronik der mobilen Kamiokanne verwendet, die Schwellspannung ist also eine andere als bei Abbildung 18.

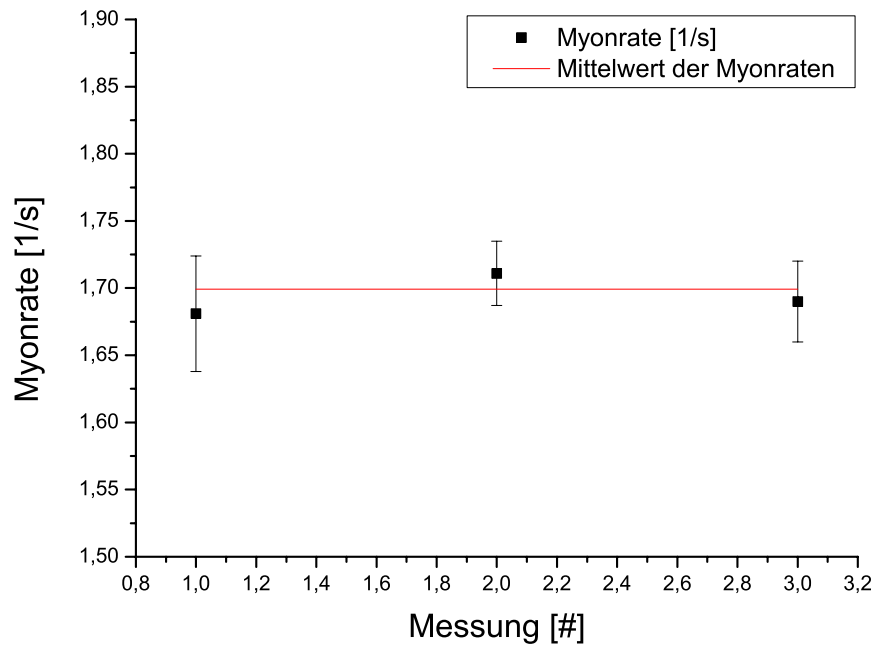


Abbildung 19: Ratenmessung der Dewar-Kamiokanne mit Auswechseln des Wassers.

Bei der mobilen Kamiokanne wurden deutliche Abweichung zwischen gemessenen Myonraten festgestellt, wenn das Wasser gewechselt wurde. Diese systematische Abweichung ist nicht abhängig von der Füllhöhe der Kamiokanne. Durch die Messungen wird deutlich, dass die Dewar-Kamiokanne eine stabile, etwa doppelt so große gemessene Myonrate liefert als die mobile Version der Kamiokanne.

4.3 Absorptionsmessungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen durchgeführt, um die Absorptionsfähigkeiten von verschiedenen Materialien zu untersuchen.

4.3.1 Absorptionsmessungen von Beton

Für diese Messungen wurde eine nicht-mobile Variante mit dem Photomultiplier der mobilen Version der Kamiokanne eingesetzt. Die Versorgung mit

Hochspannung wurde durch ein stationäres Gerät sichergestellt, die Verstärkung der Spannungspulse des Photomultipliers übernahm der Linear-Verstärker TC 202BLR von Tennelec.

Die Einzelmessungen erstreckten sich nach einer Aufheizphase über mindestens 20 Minuten. Die Messdaten sind in Abbildung 20 erkennbar.

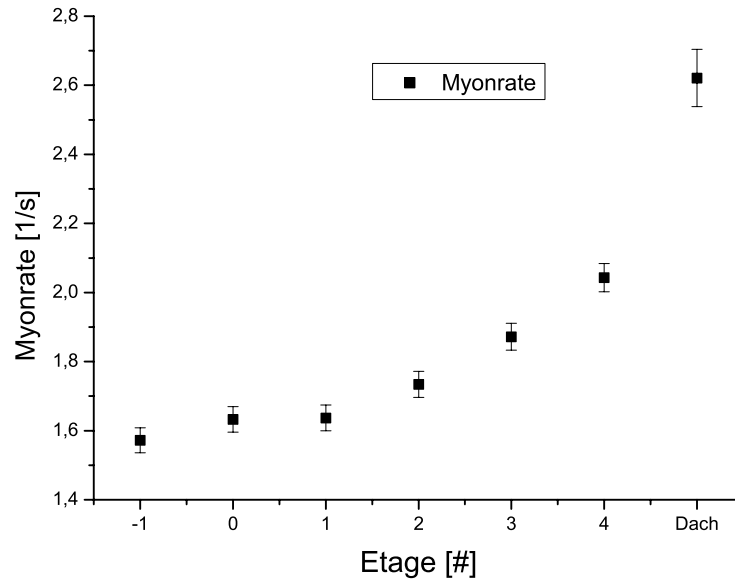


Abbildung 20: Messdaten der Absorptionsmessung von Beton in Abhängigkeit von der Etage.

Da sich die Myonraten an verschiedenen Tagen aufgrund des Wetters, der Temperatur, der Luftfeuchtigkeit und weiterer Faktoren unterscheiden, wurde die Messung auf dem Dach durch eine Vergleichsmessung im Keller des Gebäudes normiert. Für die relative Myonrate r_{nD} außerhalb des Gebäudes gilt die Gleichung 18, wobei r_D die tatsächlich gemessene Myonrate auf dem Dach, $r_{K alt}$ die bereits am Vortag für die Absorptionsfähigkeit des Betons im Keller gemessene Rate sowie $r_{K neu}$ die am Messtag der Dachmessung gemessene Myonrate im Keller darstellt.

$$r_{nD} = \frac{r_{K alt}}{r_{K neu}} \cdot r_D \quad (18)$$

Für den Fehler dieses normierten Messpunkts gilt nach Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta r_{nD} = \sqrt{\left(\frac{\partial r_{nD}}{\partial r_{Kalt}}\right)^2 (\sigma_{r_{Kalt}})^2 + \left(\frac{\partial r_{nD}}{\partial r_{Kneu}}\right)^2 (\sigma_{r_{Kneu}})^2 + \left(\frac{\partial r_{nD}}{\partial r_D}\right)^2 (\sigma_{r_D})^2}. \quad (19)$$

Dabei bezeichnen $\sigma_{r_{Kalt}}$, $\sigma_{r_{Kneu}}$ und σ_{r_D} den Fehler der Einzelmessungen.

Eingesetzt folgt dann für den Fehler Δr_{nD} :

$$\Delta r_{nD} = \sqrt{\left(\frac{r_D}{r_{Kneu}}\right)^2 (\sigma_{r_{Kalt}})^2 + \left(\frac{r_{Kalt} \cdot r_D}{r_{Kneu}^2}\right)^2 (\sigma_{r_{Kneu}})^2 + \left(\frac{r_{Kalt}}{r_{Kneu}}\right)^2 (\sigma_{r_D})^2}. \quad (20)$$

Die Messung auf dem Dach weicht in ihrer Rate deutlich von der Messung in der vierten Etage ab, daher wurde für das Fitten der Messwert auf dem Dach nicht beachtet. Gründe hierfür könnten mögliche Aufbauten auf dem Dach, sowie wie die in Abbildung 4 verdeutlichte starke Energieabnahme von Myonen mit geringem Impuls sein. Die höherenergetischeren Myonen gelangen aber mit großer Wahrscheinlichkeit auch weiter durch das Gebäude.

Um die Absorptionsfähigkeit von Beton festzustellen, werden folgende Annahmen getroffen: Zwischen den Etagen befindet sich jeweils 30 cm Beton, durch den die Myonen Energie verlieren, die zum größten Teil mit Luft gefüllten Zwischenräume werden vernachlässigt.

Dabei gilt mit der Betondicke d , der Anzahl der Etagen n und der Deckendicke h die Gleichung 21 mit dem Fehler nach Gleichung 24. Die Anzahl der Etagen wird als fehlerfrei angenommen.

$$d = n \cdot h \quad (21)$$

$$\Delta d = \sqrt{\left(\frac{\partial d}{\partial n}\right)^2 (\sigma_n)^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial h}\right)^2 (\sigma_h)^2} \quad (22)$$

$$= \sqrt{h^2 \cdot \underbrace{\sigma_n^2}_0 + n^2 \cdot \sigma_h^2} \quad (23)$$

$$= n \cdot \sigma_h. \quad (24)$$

Die Messergebnisse sind nun in Abbildung 21 dargestellt.

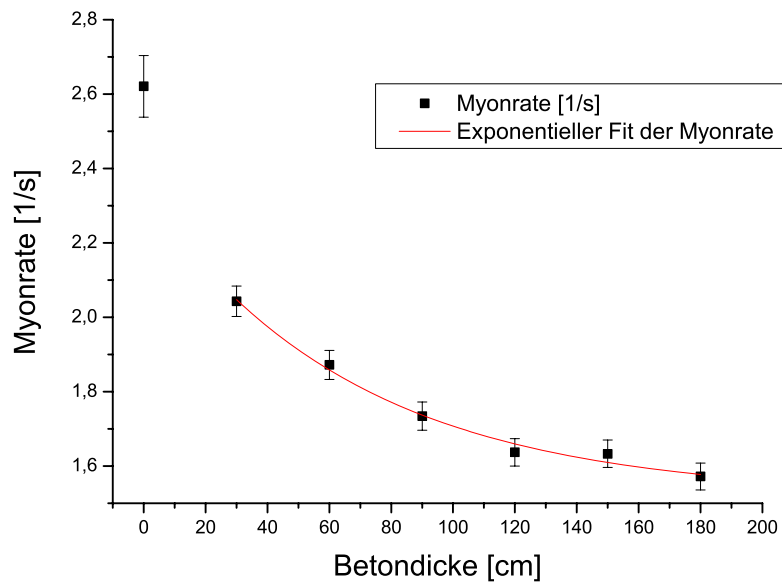


Abbildung 21: Messdaten der Absorptionsmessung von Beton in Abhängigkeit der Betondicke.

Die verwendete Fit-Funktion lautet $f(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{x}{t}\right) + y_0$. An dieser Funktion ist sofort der für den Zerfall charakteristische Koeffizient t ablesbar. Die Koeffizienten lauten:

$$A = (0.82236 \pm 0.05339) \text{ s}^{-1}$$

$$t = (67.42488 \pm 13.23768) \text{ cm}$$

$$y_0 = (1.52077 \pm 0.04129) \text{ s}^{-1}$$

Für diese Fit-Funktion beträgt die χ^2 -Wahrscheinlichkeit 81.75 %, sodass von einem guten Modell gesprochen werden kann.

4.3.2 Absorptionsmessungen von Gestein

Für die Absorptionsmessungen von Gestein wurden Messungen in einem stillgelegten Salzbergwerk bei Hildesheim vorgenommen. Da zum Zeitpunkt der Messungen die mobile Messeinrichtung noch nicht einsatzfähig war, mussten

die Messungen unter Zuhilfenahme des normalen Stromnetzes mit der in Kapitel 3.5 beschriebenen Kamiokanne durchgeführt werden.

Es wurde eine Vergleichsmessung über Tage, sowie Messungen an zwei Messpunkte mit 400 m beziehungsweise 750 m Teufe unter Tage vorgenommen. Die Teufe bezeichnet die Tiefe von der Erdoberfläche am Schacht. Durch diese Angabe ist ein direktes Ablesen der sich zwischen Messpunkt und Erdoberfläche befindlichen Gesteinsdicke möglich.

Als Fehler der Teufe wird bei den Messpunkten unter Tage eine Abweichung von ± 20 m angenommen.

Da die Messpunkte nicht direkt untereinander, sondern horizontal in mehreren Kilometern Entfernung lagen, ist es möglich, dass die Messungen durch alte Abbaugruben verfälscht wurden. In diesen bis zu mehreren hundert Meter hohen Kammern werden die Myonen von der weniger dichten Luft weniger absorbiert als von festem Deckgestein. Auch die genaue Zusammensetzung des Deckgesteins von dem Messpunkt bis zur Erdoberfläche ist nicht bekannt.

Ein typischer Messaufbau ist in Abbildung 22 abgebildet.



Abbildung 22: Typischer Messaufbau der Absorptionsmessungen von Gestein.

Die Messwerte sind in Tabelle 4 und Abbildung 23 aufgetragen.

Teufe	Myonrate	Fehler
[m]	[1/s]	[1/s]
0	3.220	0.042
400	0.168	0.007
750	0.130	0.006

Tabelle 4: Überblick über die Messwerte.

Die Myonraten in den Teufen 400 m und 750 m sind statistisch unabhängig voneinander.

Als Fit-Funktion wurde wie bereits bei den Absorptionsmessungen zu Beton die Funktion $f(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{x}{t}\right) + y_0$ verwendet.

Der für die Absorption wichtige Koeffizient beträgt $t = 88.1848$ m. Aufgrund der wenigen Messpunkte ist keine Fehlerabschätzung möglich.

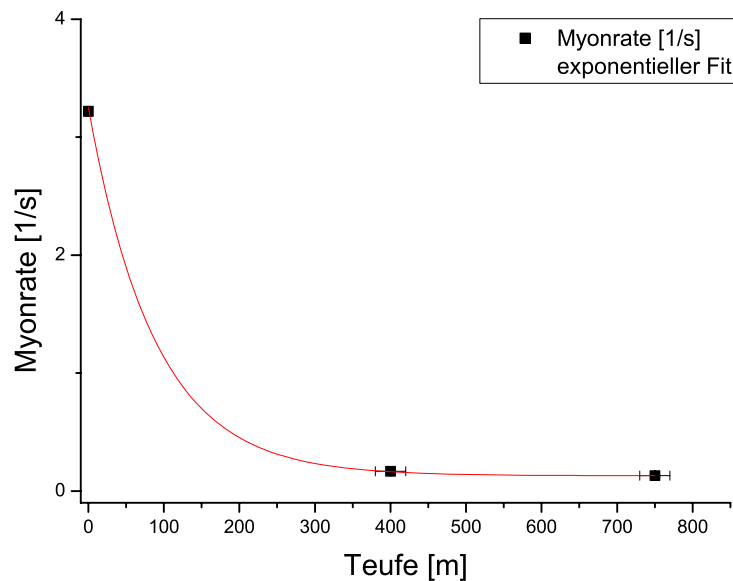


Abbildung 23: Messwerte der Absorptionsmessungen von Gestein.

4.3.3 Absorptionsmessungen von Eisen

Um den Einfluss von Eisen auf die Myonrate zu untersuchen, wurden Messungen auf und in einer Eisenkiste durchgeführt. Die Eisenkiste besitzt einen

Dicke der Eisenschicht [cm]	Myonrate [1/s]	Fehler [1/s]
0	3.220	0.042
30	0.168	0.007

Tabelle 5: Messwerte der Eisen-Absorptionsmessung.

etwa 30 cm dicken Deckel. Das Eisen¹ besitzt sehr wenig radioaktiven Verunreinigungen, somit kann die Fremdstrahlung, die für ein höheres Rauschen am Photomultiplier sorgen würde, minimiert werden. Ein Messaufbau ist in Abbildung 24 erkennbar.

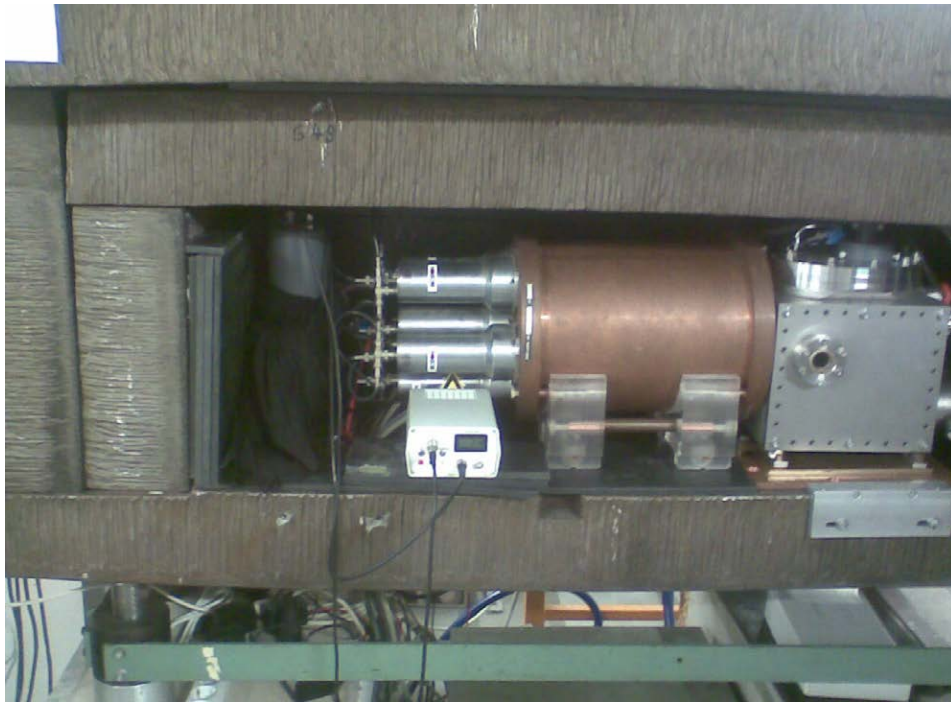


Abbildung 24: Messaufbau zur Absorptionsmessung von Eisen.

Die Messergebnisse sind in Tabelle 5 dargestellt.

Durch den Eisendeckel werden $94.8 \pm 0.2\%$ der Myonen absorbiert.

Wegen der wenigen möglichen Messpunkte ist hier keine sinnvolle Bestimmung des Absorptionskoeffizienten t möglich, eine deutliche Abschirmung ist jedoch

¹Das verwendete Eisen stammt von dem ehemaligen holländischen Panzerschiff „Hartog Hendrik“, welches 1902 gebaut und im Zweiten Weltkrieg versenkt wurde.

erkennbar.

4.4 Winkelabhängigkeit der Myonrate

Um die Winkelabhängigkeit der eintreffenden Myonen zu messen, wurden Messungen in verschiedenen Abständen zu einem Gebäude durchgeführt. Die mobile Variante der Kamiokanne wurde dazu im Abstand von 0, 2, 4, 6, 8 und 10 Metern vom Gebäude aufgestellt.

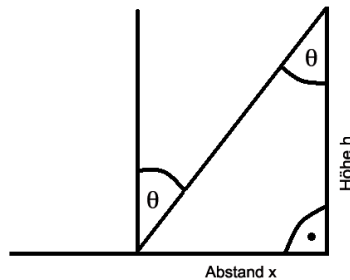


Abbildung 25: Skizze der Messsituation.

Der Öffnungswinkels θ wird nach Abbildung 25 berechnet durch (x bezeichnet den Abstand zum Gebäude, h die Höhe des Gebäudes):

$$\theta = \arctan\left(\frac{x}{h}\right). \quad (25)$$

Für den Fehler gilt nach Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_{\theta} = \sqrt{\left(\frac{\partial}{\partial x} \arctan\left(\frac{x}{h}\right)\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial}{\partial h} \arctan\left(\frac{x}{h}\right)\right)^2 \sigma_h^2} \quad (26)$$

$$\Rightarrow \sigma_{\theta} = \sqrt{\left(\frac{h}{h^2 + x^2}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(-\frac{x}{h^2 + x^2}\right)^2 \sigma_h^2} \quad (27)$$

Die Fehler der einzelnen Messgrößen wurden wie folgt abgeschätzt.

$$\sigma_x = 0.2 \text{ m}$$

$$\sigma_h = 0.8 \text{ m}$$

Als Modell für die Messung wurde folgendes Modell gewählt: Das Gebäude wird als unendlich ausgedehnt angesehen. Es werden nur Myonen betrachtet,

die im Öffnungswinkel zwischen $-\pi/2$ und $\pi/2$ auf die Kamiokanne treffen. Myonen, die durch die Erde hindurch auf die Kamiokanne treffen, werden vernachlässigt.

Der Winkelverlauf folgt mit diesem Modell einer \cos^2 -Verteilung [CR] (siehe Abbildung 26).

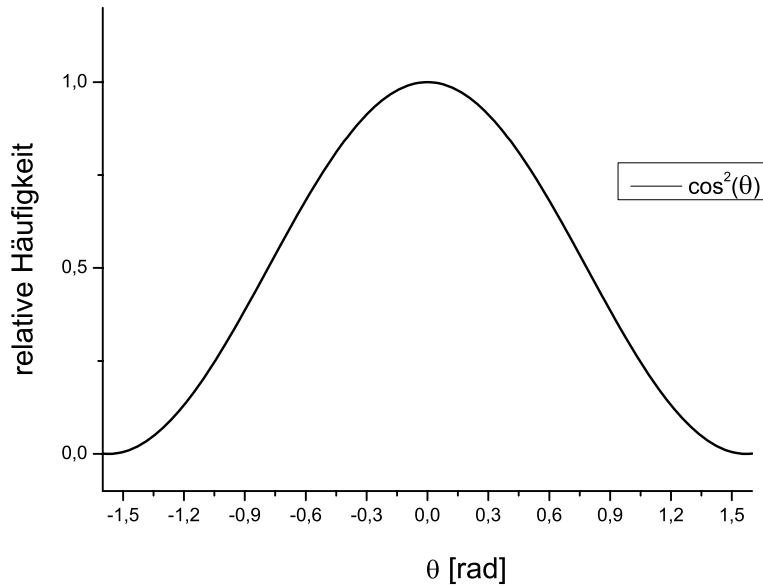


Abbildung 26: Dichtefunktion der Myonrate.

Die Rate der bis zum Öffnungswinkel θ_x auf die Kamiokanne auftreffenden Myonen lässt sich nun durch Aufintegrieren über die Dichtefunktion mit einem Normierungsfaktor A bestimmen.

$$r(\theta_x) = A \cdot \int_{-\pi/2}^{\theta_x} \cos^2(\theta) \, d \cos(\theta) \quad (28)$$

$$= A \cdot \left(\left[\frac{1}{2} \cos(\theta) \sin(\theta) + \frac{1}{2} \theta \right]_{-\pi/2}^{\theta_x} \right) \quad (29)$$

$$= A \cdot \left(\frac{\pi}{4} + \frac{1}{2} \cos(\theta_x) \sin(\theta_x) + \frac{1}{2} \theta_x \right) \quad (30)$$

Für die gegebenen Messwerte wurde mit der obigen Fit-Funktion der Normierungsparameter $A = 2.394383 \pm 5.1 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ gefunden. Die Messwerte mit Fit-Funktion sind in Abbildung 27 dargestellt.

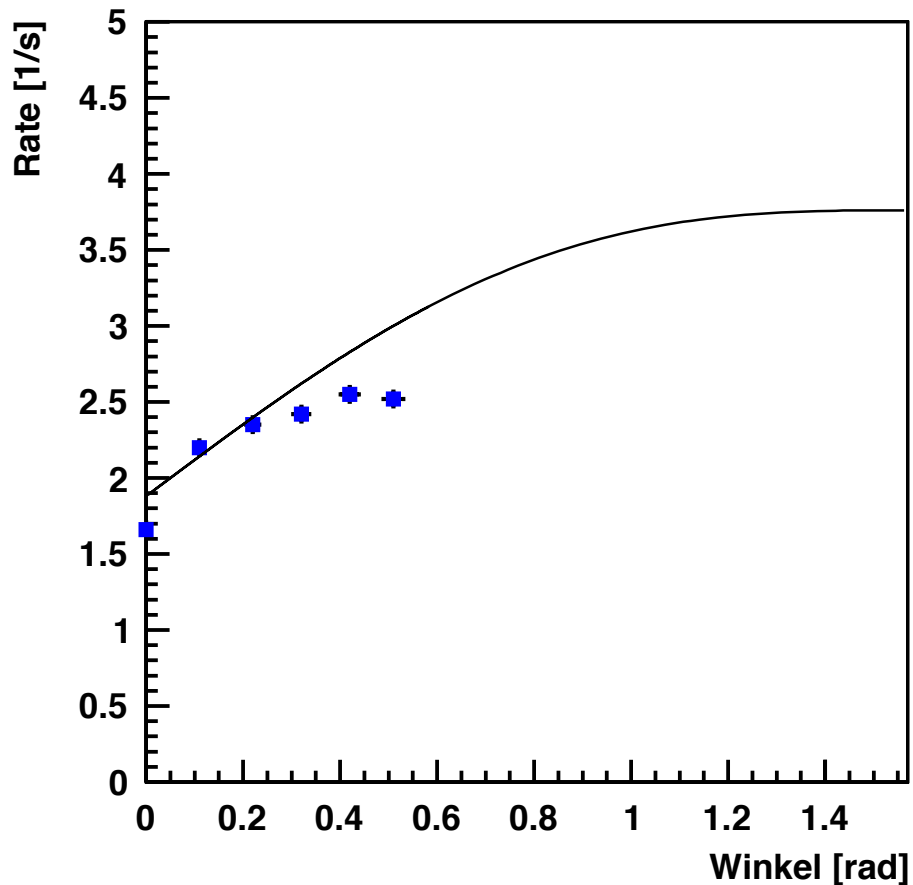


Abbildung 27: Winkelverteilung der Myonrate mit Fit-Funktion.

Wie an der Fit-Funktion und auch der Dichtefunktion zu sehen ist, sollte die maximale Rate unendlich weit weg vom Gebäude, also bei einem Winkel von $\theta = \frac{\pi}{2}$ erreicht werden. Die Messwerte lassen jedoch erahnen, dass bei den Messungen die maximale Myonrate bereits früher erreicht wird.

Problematisch ist sicherlich, dass, je weiter der Abstand x vom Gebäude wird, der Weg für die doch zumeist aus kleinem Öffnungswinkel stammenden Myonen durch das Gebäude immer geringer wird, und dass andere Gebäude in der Nähe sind.

Des Weiteren hat sich die Kamiokanne im Verlauf der Messungen durch die Sonneneinstrahlung erwärmt.

Der Trend einer größeren Myonrate bei einem größeren Öffnungswinkel konnte nachgewiesen werden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Mit der mobilen Variante der Kamiokanne konnte ein Experiment zur Messung von kosmischen Myonen aufgebaut werden. Die Messeinheit ist kompakt und daher für den mobilen Einsatz geeignet.

Um festzustellen, ob die Kamiokannen reproduzierbare Ergebnisse liefern, wurden Stabilitätsmessungen durchgeführt. Dabei wurde deutlich, dass die Dewar-Kamiokanne gleichbleibende gemessene Myonraten liefert.

Um die Absorptionsfähigkeit von verschiedenen Medien zu untersuchen, wurden Messungen der Myonraten nach dem Durchlaufen von Beton, Eisen und Gestein durchgeführt. Eine Abnahme der Myonrate war festzustellen, selbst bei den geringen Myonraten im Salzbergwerk. Die Absorptionskoeffizienten von Gestein und Beton konnten bestimmt werden.

Im Anschluss wurden Messungen zur Winkelverteilung der Myonen durchgeführt. Die Tendenz, dass bei größerem Öffnungswinkel mehr Myonen detektiert werden konnten, wurde gezeigt.

Insgesamt ist also festzustellen, dass zumindest die Dewar-Kamiokanne konsistente und reproduzierbare Messwerte liefert. Außerdem ist die Hochspannungsversorgung sowie die Auswertungs elektronik der mobilen Version der Kamiokanne funktionsfähig.

Um die Genauigkeit der Messungen weiter zu steigern, wird für die Dewar-Kamiokanne eine neue Elektronik entwickelt.

Für Messungen der Absorptionsfähigkeit von Luft wären Ratenmessungen in verschiedenen Höhen eine gute Möglichkeit, die mobile Variante der Kamiokanne auf ihre Praxisfähigkeit zu testen.

6 Literatur

- [POV] B. Povh: *Teilchen und Kerne : eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, 8. Auflage (Springer Verlag, Berlin u.a., 2009)
- [GRU1] C. Grupen: *Astroteilchen - Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung*, 1. Auflage (Vieweg, Braunschweig u.a., 2000)
- [HIL] H. Hilscher: *Kosmische Myonen - Ein Hochenergieexperiment für die Schule*, (Praxis der Naturwissenschaften, 3/41. Jahrgang, 1992)
- [GRU2] C. Grupen: *Teilchendetektoren*, 2. Auflage (BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim u.a., 1993)
- [KLE] M. Klein: *Kosmische Myonen - Schulversuche zur Höhenstrahlung*, (Staatsexamensarbeit, Mainz, 2000)
- [CS] Christian Söder: *Vorbereitung und Aufbau eines FP-Versuchs für den Bachelorstudiengang Physik zum Nachweis kosmischer Strahlung mit Cherenkovdetektoren*, (Staatsexamensarbeit, II.Physik-UniGö-Staatsex-2008/01, Göttingen, 2008)
- [HW] Hans Weger: *Kalibration eines Photomultipliers für den Nachweis kosmischer Myonen mittels des Cherenkov-Effekts*, (Bachelorarbeit, II.Physik-UniGö-Bach-2009/08, Göttingen, 2009)
- [PDG] C. Amsler, et al.: *Particle Physics Booklet*, (Physics Letters B667, 2008)
- [RPP] C. Amsler, et al.: *The Review of Particle Physics*, (Physics Letters B667, 2008)
- [CR] T.K. Gausser, T. Stanev: *Cosmic Rays*, (Physics Letters B667, 1, 2009)

7 Anhang

Danksagung

Zunächst möchte ich Herrn Prof. Dr. Arnulf Quadt für die Bereitstellung des Themas sowie für die Korrektur dieser Bachelorarbeit danken. Ebenfalls für die Korrektur möchte ich Frau Prof. Dr. Ariane Frey danken.

Ich möchte insbesondere meinem Betreuer Dr. Kevin Kröninger stellvertretend für alle Mitarbeiter des Instituts für die stets freundliche und kompetente Begleitung meiner Bachelorarbeit danken. Ausserdem danke ich Volker Ebrecht für das Lösen der Elektronikprobleme.

Für das Messen untertage möchte ich Klaus Rumphorst, Rainer Selbach sowie für die direkte Betreuung Axel Hinterthür von der K + S AG danken.

Für das Korrekturlesen möchte ich Helge Dietert, Tilko Dietert, Anke Schlömer und Maria Lutz danken.

Erklärung

Erklärung Nach §13 Abs. 8 der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbstständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestanden Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 11. August 2010

(Jens Dietert)