

Bachelorarbeit

Entwicklung eines Demonstrationsexperiments zur Messung von $(g-2)_{Myon}$

Development of a demonstration experiment for the measurement of $(g-2)_{muon}$

angefertigt von

André Wilmar

aus Erlabrunn

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2013/08

Bearbeitungszeit: 1. Juli 2013 bis 23. September 2013

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter/in: Priv.Doz. Dr. Kevin Kröniger

Zusammenfassung

Die Paritätsverletzung innerhalb der Zerfallskette π - μ -e wurde in einem Experiment durch GARWIN, LEDERMAN UND WEINRICH gezeigt [1]. Die vorliegende Bachelorarbeit basiert auf den Grundgedanken des damals durchgeführten Experiments. Polarisierete Myonen werden in einem Absorber (Stahlplatten), der sich innerhalb eines Magnetfeldes bekannter Stärke befindet, gestoppt. Der Spin der Myonen präzidiert aufgrund des Magnetfeldes, wodurch eine Winkelverteilung der Zerfälle der Myonen auftritt. Diese kann mittels einer Funktion nach der Zerfallszeit gemessen werden. Das magnetische Moment des Myons kann so über die Präzissionsfrequenz berechnet werden. Die Ergebnisse der Messung dieser Arbeit lassen jedoch darauf schließen, dass die benutzte Elektronik nicht akkurate Werte liefert, so dass ein Vergleich zu den theoretischen Werten kaum möglich ist.

Stichwörter: Physik, Bachelorarbeit, Myon, Lebensdauer, Landé-Faktor $(g - 2)_{\text{Myon}}$

Abstract

The non-conservation of parity in the decay chain π - μ -e was established in an experiment of GARWIN, LEDERMAN UND WEINRICH [1]. The experiment reported in this bachelor thesis uses essentially this idea. Polarized cosmic muons are stopped in an absorber (plates of steel) situated in a region of known magnetic field. The spins of the muons precess in the field and the angular distribution of the decaying muons is measured as a function of time. Using this information, the magnetic moment of the muon can be calculated from the precession frequency. The results of the experiments reported here lead to the conclusion, that more accurate electronic is needed to produce values that are comparable to theory.

Keywords: Physics, Bachelor thesis, Muon, Lifetime, Landé-Faktor $(g - 2)_{\text{muon}}$

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1.1. Klassifikation der Elementarteilchen	3
2.1.2. Fundamentale Wechselwirkungen	5
2.1.3. Das Zerfallsgesetz	7
2.2. Kosmische Höhenstrahlung	8
2.3. Das Myon	9
2.3.1. Entstehung und Zerfall	10
2.3.2. Relativistische Betrachtung	14
2.3.3. Paritätsverletzung	15
2.3.4. Magnetisches Moment und Landé-Faktor	16
2.3.5. Spinpräzession	17
3. Experimentelle Vorgehensweise	19
3.1. Wechselwirkung mit Materie	19
3.2. Detektoren	24
3.2.1. Szintillatoren	24
3.2.2. Photomultiplier (PMT)	25
3.2.3. Lichtleiter	27
3.3. Aufbau des Experiments	27
3.3.1. verwendete Detektoren	29
3.3.2. verwendete Elektronik und Software	32
4. Messungen und Ergebnisse	35
4.1. Simulation	35
4.2. Vormessungen	36
4.2.1. Schwellenspannungen	36
4.2.2. Effizienzen der Szintillationsdetektoren	39

Inhaltsverzeichnis

4.2.3. Abschätzung zufälliger Koinzidenzen	42
4.2.4. Lichteinfluss	43
4.3. Lebensdauerermessung	44
4.4. Auswertung der $(g - 2)_\mu$ -Messung	47
4.4.1. Magnetfeldbetrachtung	49
4.4.2. Lebensdauerermessung mit Magnetfeld	50
5. Diskussion und Ausblick	53
5.1. Simulation	53
5.2. Vormessungen	54
5.3. Lebensdauerermessung	56
5.4. $(g - 2)_\mu$ -Messung	57
A. Erster Anhang - Abbildungen	61
B. Zweiter Anhang - Messtabellen	73

1. Einleitung

"Who ordered that?"

(Isidor Isaac Rabi, 1936)

In der Mitte der 1930er Jahre waren sich die Physiker sicher, ein grundlegendes Verständnis des Atomaufbaus zu besitzen. Das Proton, das Neutron und das Elektron – aus diesen Grundbausteinen wäre alles aufgebaut. Doch 1936 musste dieses Modell der Grundbausteine mit der Entdeckung des Myons und anderer neuer Teilchen neu erklärt werden. Das Myon besaß dabei zunächst so erstaunliche Eigenschaften, dass man es als schweres Elektron bezeichnete. Da es zu dieser Zeit jedoch den Anschein hatte, dass dieses Teilchen keinerlei Rolle auf atomarer Ebene spielte, fragte der spätere Nobelpreisträger I. I. RABI¹ erstaunt *"Who ordered that?"*, als er von dieser Entdeckung erfuhr. Diese Frage sollte die Teilchenphysik, auch in Bezug auf andere Entdeckungen, noch lange Zeit beschäftigen.

Heutzutage wissen wir, dass das Myon zu den Elementarteilchen gehört. Anders als andere Teilchen muss das Myon jedoch nicht in kostspieligen Teilchenbeschleunigern erzeugt werden, sondern entsteht beim Zerfall kosmischer Teilchen und kann in der von VICTOR HESS² 1912 entdeckten Höhenstrahlung nachgewiesen werden. Auf Grund der kostenlosen Verfügbarkeit des Myons ist es oft elementarer Bestandteil vieler Experimente, so auch in den Experimenten der hier vorliegenden Bachelorarbeit.

Grundgedanke war hierbei ein Experiment zu entwickeln, das künftigen Studenten und Studentinnen die Möglichkeit gibt, einige Eigenschaften wie die Lebensdauer und den Landé-Faktor des Myons zu bestimmen. Weiterhin könnte das Experiment zukünftig als Versuch für verschiedene Praktika dienen. Ein weiterer Vorteil der Nutzung von Myonen ist neben den Kostengründen, dass sie ein besseres Verständnis alltäglicher Strahlenbelastung geben und keine Risiken zu hoher Strahlendosen (wie sie beispielsweise bei Experimenten mit radioaktiven Präparaten auftreten können) verursachen. Auch aus per-

¹Isidor Isaac Rabi war ein US-amerikanischer Physiker, der 1944 für seine Arbeit zur Molekularstrahlungsmagnetresonanzdetektionsmethode (Vorläufer der NMR-Spektroskopie) den Nobelpreis erhielt.

²Der österreichische Physiker Victor Hess erhielt 1936 für die Entdeckung kosmischer Strahlung den Nobelpreis.

1. Einleitung

sönlicher Sicht empfand ich das Thema der Arbeit als sehr interessant. Gleichzeitig wurde meine Wahl auch dadurch bekräftigt, dass ähnliche Versuche an anderen Universitäten in Rahmen von Schülerinnen- und Schülerlabors durchgeführt werden bzw. durchgeführt werden sollen und auch durch die aktuelle Forschungsarbeit auf dem Gebiet der kosmischen Strahlung. Dabei lässt sich der Landé-Faktor an Teilchenbeschleunigern heutzutage sehr präzise messen. Eine Übereinstimmung des experimentell gemessenen Wertes mit dem theoretisch berechneten Wert konnte auf bis zu 10 Nachkommastellen in einem Experiment am *Brookhaven National Laboratory* in den USA nachgewiesen werden [2]. Diese genaue Übereinstimmung von Theorie und Experiment lässt bedeutende Hinweise auf eine Gültigkeit der Quantenelektrodynamik schlussfolgern.

Hauptbestandteil dieser Arbeit wird es sein, zu überprüfen wie Nahe man mittels der gegebenen Detektoren der Theorie kommen kann bzw. ob es es überhaupt möglich sein wird, annehmbare Werte insbesondere für den Landé-Faktor zu erhalten.

2. Grundlagen

2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Als Grundlage der Teilchenphysik versteht man das Standardmodell. Es beschreibt die Tatsache, dass sich Materie aus Teilchen zusammensetzt, welche keine innere Struktur und keine Ausdehnung besitzen. Man bezeichnet diese Teilchen daher auch als Elementarteilchen. Aufgrund weiterer Eigenschaften, wie beispielsweise zwischen ihnen wirkender Wechselwirkungen, Spin oder elektrischer Ladung kann man sie in verschiedene Gruppen unterteilen.

2.1.1. Klassifikation der Elementarteilchen

Teilchen, die die Bausteine der Materie bilden, werden als Fermionen¹ bezeichnet. Sie besitzen, in Einheiten von \hbar , einen halbzahligen Spin ($1/2, 3/2, \dots$). Auf der anderen Seite stehen die Wechselwirkungsteilchen der vier fundamentalen Grundkräfte mit ganzzahligem Spin ($0, 1, 2, \dots$), die Bosonen².

Fermionen

Innerhalb der Gruppe von Fermionen wird in *Quarks* und *Leptonen*, auf die unterschiedliche Kräfte wirken (siehe Kapitel 2.1.2), unterschieden. Während das Elektron ein bekannter Vertreter der Leptonen ist, bestehen beispielsweise Protonen und Neutronen aus Quarks. Durch Streuexperimente konnte nachgewiesen werden, dass sie eine Größe von weniger als 10^{-18}m haben und somit möglicherweise punktförmig sind. Anders als bei Atomen, Atomkernen oder Hadronen konnte man bisher keine angeregten Zustände finden [3].

Insgesamt lassen sich 6 Leptonen und 6 Quarks zählen. Zudem existiert zu jedem Fermion ein entsprechendes Antiteilchen, das äquivalente Eigenschaften besitzt, jedoch eine im Vorzeichen umgekehrte elektrische Ladung wie das Teilchen besitzt. So kommt man auf

¹Nach dem italienischen Physiker Enrico Fermi.

²Nach dem indischen Physiker Satyendranath Bose.

2. Grundlagen

eine Anzahl von 24 verschiedenen Teilchen, die als Fermionen bezeichnet werden. Dabei können je 2 Fermionen einer Familie (auch Generation) zugeordnet werden. Bei den Leptonen sind dies immer das geladene Teilchen und das dazugehörige Neutrino. In Tabelle 2.1 ist eine Übersicht ohne die entsprechenden Antiteilchen dargestellt [4].

	Teilchen		Masse (Mev/c^2)	Ladung (in e -Einheiten)
Leptonen	Elektron	e^-	0,511	-1
	Elektronneutrino	ν_e	$<10^{-5}$	0
	Myon	μ^-	105,7	-1
	Myonneutrino	ν_μ	$<0,25$	0
	Tauon	τ^-	1777	-1
	Tauonneutrino	ν_τ	<35	0
Quarks	Up	u	1,5	$+2/3$
	Down	d	3,5	$-1/3$
	Charm	c	1270	$+2/3$
	Strange	s	104	$-1/3$
	Top	t	$1,7 \cdot 10^5$	$+2/3$
	Bottom	b	4200	$-1/3$

Tab. 2.1.: Übersicht der Fermionen mit Zuordnungen der Familien.

Quarks tragen, anders als Leptonen, neben der elektrischen auch noch eine weitere Ladung, die sogenannte *Farbladung* [5]. Eigentlich ein recht unglücklich gewählter Name, da es sich hier weder um eine Größe der Abstoßungskraft noch um eine in der Realität sichtbare Farbe handelt. Vielmehr musste die Farbladung als zusätzliche Quantenzahl eingeführt werden, um beobachtete Zustände, die normalerweise das Pauli-Prinzip verletzen würden, erklären zu können. An die Farblehre der Optik angelehnt, unterscheidet man demnach die Zustände *blau*, *rot* und *grün*. Des weiteren gibt es zu jedem Zustand den umgekehrten Zustand, die Antifarbe, die entsprechend als *antiblau*, *antirot* und *antigrün* bezeichnet wird. Mit diesen 6 Farbladungen kann man nun ein Quark in 36 unterscheidbare Typen einordnen (man unterscheidet jedoch weiterhin 6 Quarks, da die Farbladung eines Quarks nicht direkt bestimmt werden kann).

Wie bereits erläutert, besitzt jedes Fermion ein Antiteilchen. Demzufolge besitzt auch jedes Quark ein Antiquark, welches neben einer umgekehrten Ladung auch die jeweilige Antifarbe besitzt.

Grundsätzlich sind nun nur farblose/weiße Zustände erlaubt. Diese werden beispielsweise gebildet, wenn eine Farbe mit der dazugehörigen Antifarbe kombiniert oder eine Kombination aus allen drei (Anti-)Farben gebildet wird. Dementsprechend entstehen Verbindungen von Quarks zu weiteren Materieteilchen, die allgemein als Hadronen bezeichnet

und gleichsam in Baryonen und Mesonen unterschieden werden.

Baryonen bestehen aus drei Quarks und können dementsprechend nur gebildet werden, wenn die baryonbildenden Quarks unterschiedliche Farben bzw. Antifarben besitzen. Zwei bekannte Beispiele für Baryonen sind Proton und Neutron³. Mesonen auf der anderen Seite bestehen aus der Kombination Quark-Antiquark, deren Farbladungsquantenzahl jeweils Farbe und dazugehörige Antifarbe beinhaltet. Beschäftigt man sich mit der Entstehung von Myonen, so ist ein Grundwissen über π -Mesonen, auch Pionen genannt, von großer Bedeutung. Das sind Verbindungen von Variationen aus (Anti-)*up*- und (Anti-)*down*-Quarks. Während ein π^+ aus einem *up*- und einem Anti-*down*-Quark (Schreibweise: $u\bar{d}$), ein π^- aus einem Anti-*up*- und einem *down*-Quarkpaar (Schreibweise: $\bar{u}d$) besteht, kann ein π^0 aus einer Kombination *up*-Anti-*up*- Quarkpaar und *down*-Anti-*down*-Quarkpaar gebildet werden ($u\bar{u}$ beziehungsweise $d\bar{d}$). Die entstehende Ladung entspricht dabei immer der Summe der Ladungen der einzelnen Quarks.

2.1.2. Fundamentale Wechselwirkungen

Wie auch die Vorstellung der elementaren Teilchen hat sich die Vorstellung über die Grundkräfte in der Natur und über die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen stetig verändert [5].

Gravitation, Elektrizität, Magnetismus und die bis dahin unverstandenen Kräfte zwischen Atomen und Molekülen galten um 1800 als die 4 Grundkräfte. Dass hierbei die Elektrizität und der Magnetismus nur zwei Erscheinungsvarianten des *Elektromagnetismus* sind, wurde erst gegen Ende des 19. Jahrhunderts erkannt. Heute kennen wir die in Tabelle 2.2 dargestellten vier fundamentalen Wechselwirkungen, auf denen alle physikalischen Phänomene aufbauen [6].

Wechselwirkung	Austauschboson	wirkende Teilchen	Reichweite	relative Stärke
Gravitation	Graviton ⁴ g	Masseeteilchen	∞	10^{-41}
schwache WW	Z^0, W^+, W^-	alle Teilchen	$<10^{-15}$ m	10^{-13}
elektromagnetische WW	Photon γ	Teilchen mit elektrischer Ladung	∞	10^{-2}
starke WW	Gluon g	Teilchen mit Farbladung	$\approx 10^{-15}$ m	1

Tab. 2.2.: Übersicht der der fundamentalen Wechselwirkungskräfte.

³Das Proton besteht aus 2 *up*-Quark und einem *down*-Quark, für das Neutron sind die Zahlen vertauscht.

⁴Postuliert, d.h. ein hypothetisches Boson.

2. Grundlagen

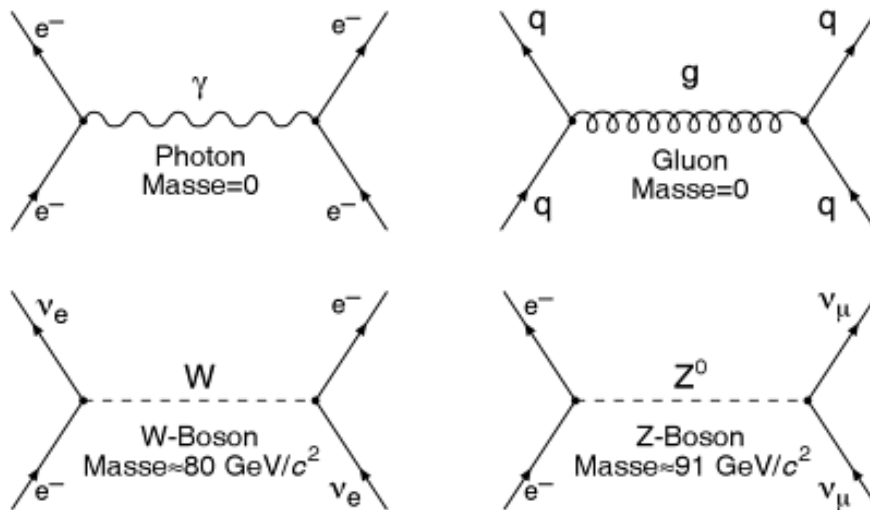


Abb. 2.1.: Darstellung der Wechselwirkungen mit beteiligten Teilchen [5].

Prinzipiell ist die Gravitation wichtig beispielsweise für die Existenz von Sternen, Galaxien und Planetensystemen, d.h. für sehr massereiche Systeme. Im Bereich der Elementarteilchen ist ihre Stärke aber im Vergleich zu den anderen Wechselwirkungen eher gering und wird daher nicht weiter betrachtet.

Der heutigen Vorstellung zufolge bezeichnet man *Vektor-* oder auch *Austauschbosonen*, d.h. Teilchen mit Spin 1, als Teilchen, die die 4 Grundkräfte vermitteln. In Abbildung 2.1 werden Wechselwirkungen zwischen zwei Teilchen durch Austauschbosonen dargestellt. Hierbei werden Fermionen durch gerade Linien dargestellt, während Photonen durch Wellenlinien, Gluonen durch Spiralen und die W^\pm - und Z^0 -Bosonen durch gestrichelte Linien veranschaulicht werden.

Als Grundlage der Übertragung besitzt jede Wechselwirkung eine spezifische Ladung. Es handelt sich dabei um die elektrische Ladung, die schwache Ladung und die starke Ladung, die auch als Farbladung oder kurz Farbe bekannt ist. Nur wenn ein Teilchen eine dieser spezifischen Ladungen besitzt, kann es über die jeweils zugrundeliegende Kraft wechselwirken. Dabei gilt:

- Leptonen und Quarks tragen eine schwache Ladung,
- Quarks und einige Leptonen (die Neutrinos nicht) besitzen eine elektrische Ladung,
- Quarks tragen eine Farbladung, Leptonen hingegen nicht.

Aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \gtrsim \frac{\hbar}{2}$ können W - und Z -Bosonen aufgrund ihrer hohen Masse von $M_W \approx 80 \text{ GeV}/c^2$ und $M_Z \approx 91 \text{ GeV}/c^2$ nur für relativ kurze Zeiten existieren. Dadurch ist auch die Reichweite der schwachen Kraft sehr gering.

Da das Photon hingegen keine Masse besitzt, ist die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung unendlich groß. Gluonen haben ebenfalls keine Masse. Sie können, da sie ebenfalls eine Farbladung besitzen, aber auch untereinander koppeln, was dazu führt, dass auch die Reichweite der starken Kraft sehr begrenzt ist.

2.1.3. Das Zerfallsgesetz

Der Großteil der Materieteilchen ist instabil. Die Teilchen besitzen teilweise eine sehr kurze Lebensdauer. Sie zerfallen meist innerhalb von 10^{-25} bis 10^{-10} s in andere Teilchen. Prinzipiell ist es nicht möglich vorherzusagen, in welcher Zeit das einzelne Teilchen zerfallen wird. Es ist lediglich möglich, eine Wahrscheinlichkeit dafür anzugeben, dass in einem bestimmten Intervall ein Teilchen zerfällt. Solche Zerfälle finden generell spontan statt. Das heißt, die Zerfallswahrscheinlichkeit ist in allen Zeitintervallen dt dieselbe. Innerhalb einer ausreichend großen Strichprobe von Teilchen wird demnach innerhalb einer gewissen Zeit immer dieselbe Zahl zerfallen. Es ist dabei unerheblich, wie „alt“ die Teilchen zu Beginn der Messung sind. Wenn $N(t)$ die Zahl der zum Zeitpunkt t vorhandenen Teilchen ist, zerfallen innerhalb des Zeitintervalls $[t, t + dt]$

$$dN = -\lambda N dt \quad (2.1)$$

Teilchen. Dabei bezeichnet λ die Proportionalitätskonstante, eine für jedes Teilchen charakteristische Größe. Das Vorzeichen resultiert aus der Tatsache, dass $dN/dt < 0$ sein sollte und sowohl λ als auch N positiv sind. Durch Integration dieser Differentialgleichung mit Randwertbedingung $N(t_0 = 0) = N_0$ erhält man das allgemeine Zerfallsgesetz:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

Diese Wahrscheinlichkeit ist demnach poissonverteilt⁵.

Interessiert man sich für die mittlere Lebensdauer τ eines Teilchens, so muss man den Erwartungswert der Zeit, die vergeht, bevor ein Teilchen zerfällt, betrachten. Hierbei ist der Erwartungswert definiert durch:

$$\tau = \langle t \rangle = \int_0^{\infty} P(t) dt \quad (2.3)$$

Setzen wir für die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls eines einzelnen Teilchens im Zeitin-

⁵Eine Poissonverteilung hat die Form $P(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}$ und gibt die Wahrscheinlichkeit an, k „interessante“ bzw. die jeweilige Ausgangsbedingung erfüllende Ereignisse zu beobachten.

2. Grundlagen

tervall dt $P(t) = -\frac{1}{N_0} \frac{dN}{dt} = \lambda e^{-\lambda t}$ in Gleichung 2.3 ein, so erhält man nach Intergration:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (2.4)$$

2.2. Kosmische Höhenstrahlung

Als kosmische Höhenstrahlung bezeichnet man hochenergetische Teilchenstrahlung, die im weitesten Sinne extraterrestrischen Ursprungs ist. Sie besitzt Energien von einigen 1000 eV bis zu 10^{20} eV [7]. Prinzipiell unterscheidet man jedoch *primäre* kosmische Strahlung, die aus dem Weltall auf die Erde trifft und *sekundäre* kosmische Strahlung, welche erst nach der Wechselwirkung zwischen den Teilchen der Erdatmosphäre und denen der primären Höhenstrahlung entsteht. Bestandteile der primären Strahlung sind hauptsächlich Wasserstoffkerne ($\sim 85\%$) und Heliumkerne ($\sim 12\%$) sowie ein kleiner Teil schwererer Kerne zwischen Lithium und Eisen, also Kerne mit $Z \geq 3$ [10].

Treten diese Teilchen, die ihren Ursprung⁶ zum Großteil in unserer Sonne haben und mittels Sonnenwinden kontinuierlich abgestrahlt werden, in ungefähr 20 km Höhe in unsere Atmosphäre ein, so erzeugen sie eine große Anzahl von Sekundärteilchen in unelastischen Kollisionen, wobei hadronische und elektromagnetische Kaskaden ausgelöst werden (siehe hierzu Abbildung 2.2). Die häufigsten Kaskaden sind in Tabelle 2.3 dargestellt.

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

Tab. 2.3.: Übersicht der häufigsten Reaktionen während einer Kaskade in der Erdatmosphäre. Protonen (p), Neutronen (n) und Pionen (π) erzeugen Lambda (Λ)- und Sigma (Σ)- Hyperonen [9].

Die entstehenden Teilchen sind jedoch ebenfalls instabil und zerfallen weiter, bis sie stabile Zustände erreichen. Dabei entstehen unter anderem auch Myonen.

⁶Hochenergetische kosmische Teilchen kommen aus den Tiefen unserer Galaxien, also auch von extragalaktischen Objekten.

2. Grundlagen

eine mittlere Lebensdauer von $\tau_\mu = (2,19703 \pm 0,00002) \mu\text{s}$ [4].

Die Antiteilchen des negativ geladenen Myons (μ^-) und seines Myon neutrinos (ν_μ) sind das positiv geladene Antimyon (μ^+) mit dem dazugehörigen Myonantineutrino ($\bar{\nu}_\mu$).

2.3.1. Entstehung und Zerfall

Wie bereits im Kapitel 2.2 erläutert, sind die bei den Kaskaden entstehenden Teilchen aus Tabelle 2.3 nicht stabil. Erst durch weitere Zerfälle erreichen sie stabile Zustände. Letztenendes zerfallen die aus der primären Höhenstrahlung entstandenen Teilchen dabei fast ausschließlich (teilweise über instabile Zwischenprodukte wie im Falle des Sigma (Σ)-Hyperons) in ein Myon mit dazugehörigen Neutrino, wie in Tabelle 2.4 zu sehen ist.

Zerfallsreaktion			Lebensdauer in s	relative Häufigkeit in %
Σ^-	\rightarrow	$n + \pi^-$	$1,48 \cdot 10^{-10}$	≈ 100
Σ^+	\rightarrow	$n + \pi^+$	$0,8 \cdot 10^{-10}$	≈ 48
Λ	\rightarrow	$p + \pi^+$	$2,63 \cdot 10^{-10}$	≈ 64
K^-	\rightarrow	$\pi^- + \pi^0$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	≈ 21
K^+	\rightarrow	$\pi^+ + \pi^0$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	≈ 21
K^+	\rightarrow	$\mu + \nu_\mu$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	≈ 64
K^-	\rightarrow	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	≈ 64
π^+	\rightarrow	$\mu^+ + \nu_\mu$	$2,6 \cdot 10^{-8}$	≈ 100
π^-	\rightarrow	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$2,6 \cdot 10^{-8}$	≈ 100
π^0	\rightarrow	2γ	$8,4 \cdot 10^{-17}$	≈ 99
π^0	\rightarrow	$\gamma + e^- + e^+$	$8,4 \cdot 10^{-17}$	≈ 1

Tab. 2.4.: Übersicht der Zerfallskanäle zur Myonentstehung [9].

Tatsächlich sind ca. 80% der auf die Erde auftreffenden Teilchen Myonen [8]. Die restlichen 20% sind Elektronen. Aufgrund des Überschusses an Protonen in der Primärstrahlung hat man auf Meereshöhe auch einen größeren Anteil positiv geladener Antimyonen. Das Ladungsverhältnis liegt laut GRUPEN [8] bei:

$$\frac{N(\mu^+)}{N(\mu^-)} = 1,28. \quad (2.5)$$

Myonen entstehen meist in einer Höhe von 10 bis 15 km und erreichen die Erde nur aufgrund ihrer hohen Energien von mehreren GeV und der damit einhergehenden Geschwindigkeit bevor sie anschließend zerfallen (siehe hierzu Kapitel 2.3.2). Auf Meereshöhe hat man dabei einen gesamten Myonenfluss von etwa $200 \text{ Myonen}/\text{m}^2\text{s}$ [8].

Aufgrund der Eigenschaft des Myons, keinen stabilen Zustand zu bilden, zerfällt es in einem 3-Körper-Prozess unter dem Einfluss der schwachen Wechselwirkung mittels Austausch eines W-Bosons, dem elektrisch geladenen Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung, in die in Tabelle 2.5 dargestellten Teilchen. Dabei müssen alle Quantenzahlen wie beispielsweise die Leptonenfamilienzahlen erhalten bleiben, weshalb ein hypothetischer Zerfall wie in Tabelle 2.6 nicht möglich ist.

$$\begin{array}{r}
 \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\
 L_\mu: +1 = 0 \quad 0 \quad +1 \\
 L_e: 0 = +1 \quad -1 \quad 0
 \end{array}
 \left|
 \begin{array}{r}
 \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\
 L_\mu: -1 = 0 \quad 0 \quad -1 \\
 L_e: 0 = -1 \quad +1 \quad 0
 \end{array}
 \right.$$

Tab. 2.5.: Übersicht der Zerfallskanäle des Myons.

$$\begin{array}{r}
 \mu^- \rightarrow e^- + \gamma \\
 L_\mu: +1 \neq 0 \quad 0 \\
 L_e: 0 \neq +1 \quad 0
 \end{array}$$

Tab. 2.6.: Hypothetischer Zerfall des Myons.

Für diesen Zerfall liegt die experimentelle obere Grenze im Verhältnis aller möglichen Zerfälle unter 10^{-9} , wodurch die Leptonfamilienzahlerhaltung bestätigt wird [11]. Entsprechend des exponentiellen Zerfallsgesetzes, das in Kapitel 2.1.3 hergeleitet wurde, hat das Myon eine Lebensdauer von $\tau_\mu = 2,2 \mu\text{s}$. Dabei gibt es für Myonen, nicht aber für Antimyonen, noch einen Effekt, sodass sich die Lebensdauer der verschiedenen geladenen Myonen unterscheidet und der somit für den Versuch von Bedeutung ist. Dieser Effekt resultiert daraus, dass die negativ geladenen Myonen, im Gegensatz zu den Antimyonen, noch zusätzlich von einem Atomkern eingefangen werden können. Für positive Myonen ist dies aufgrund der Coloumbabstoßung nicht möglich. Der Einfang geschieht dabei im hoch angeregten Zustand, wodurch so lange Photonen emittiert werden, bis der Grundzustand erreicht wird. Das Myon übernimmt nun im neugebildeten myonischen Atom die Rolle des abgegebenen Elektrons.



Gegegenüber der Lebensdauer des freien Myons ist die für diese Reaktion benötigte Zeit von circa 10^{-14}s (z.B. 10^{-13} für Kohlenstoff [12]) und ist etwa 10^{-8} mal kleiner.

In der Quantenmechanik ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron sich im Abstand r vom Kern entfernt befindet, gegeben durch

$$|\Psi(r)|^2 4\pi r^2 dr,$$

2. Grundlagen

was jedoch nur gilt, wenn für den Drehimpuls l und die magnetische Quantenzahl m_l gilt: $l = m_l = 0$ [13]. Nur in diesem Fall ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit allein vom Radius r abhängig und besitzt ein Maximum, dessen exakten Wert Nils Bohr in seinem halbklassischen Modell vorhergesagt und, wie in Gleichung 2.6 gezeigt, berechnet wird.

$$r_B = \frac{h^2 \epsilon_0}{m_\mu \pi e^2} \cdot \frac{1}{Z} \quad (2.6)$$

Aufgrund des Massenverhältnis von Myon und Elektron, ist der Bahnradius des Myons in diesem Modell im gleichen Verhältnis, also $\frac{m_e}{m_\mu} \approx \frac{1}{207}$ mal, kleiner. Dementsprechend ist das Maximum der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Myons sehr viel näher am Kern des Atoms als die der Elektronen des Atoms in der Atomhülle. In diesen s-Zuständen ($l = 0$ und $m_l = 0$) kann über den Austausch eines W-Bosons mit dem Kern über die schwache Wechselwirkung ein inverser Betazerfall stattfinden, dargestellt in Gleichung 2.7.



In Gleichung 2.8 ist dargestellt, wie die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Myonen im Kernvolumen proportional zur Einfangwahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit λ_e ist.

$$\lambda_e \propto \int_0^{R_{Kern}} 4\pi |\Psi(r)_{n,l}|^2 dr \quad (2.8)$$

Die Schrödingergleichung, mit Hilfe deren man Lösungen für die gesuchte Wellenfunktion findet, besitzt im Falle des Grundzustandes mit $n = 1$ und $l = 0$ Lösungen der Form $\Psi(r)_{n,l} = \frac{2}{\sqrt{r_B}} e^{-\frac{r}{r_B}}$ [13]. Setzt man das in Gleichung 2.8 ein, so erhält man eine Proportionalität für λ_e . Das Verhältnis zwischen Kernradius und Bohrschen Radius des Myons

$$\begin{aligned} \lambda_e &\propto \int_0^{R_{Kern}} 4\pi r^2 \frac{4}{r_B^3} e^{-\frac{2r}{r_B}} dr \quad \text{mit Substitution } x = \frac{2r}{r_B} \\ &= 2\pi \int_0^{x_k} x^2 e^{-x} dx \\ &= -2\pi(x^2 + 2x + 2)e^{-x} \Big|_0^{x_k} \end{aligned}$$

ist für leichte bis mittlere Kerne klein, wodurch die Exponentialfunktion der letzten Gleichung nach x um den Punkt Null entwickelt werden kann. Da die Terme mit Exponenten < 3 herausfallen, erhält man:

$$\begin{aligned}
\lambda_e &\approx 2 + \frac{2}{3}x^3 \Big|_0^{x_k} & x &= \frac{2r}{r_B} \\
&= \left(\frac{2r}{r_B} \right) \Big|_0^{R_{Kern}} \\
&= R_{Kern}^3 \left(\frac{2Zm_\mu e^2}{\hbar^2} \right)^3 \quad \text{mit } R_{Kern}^3 \propto Z \\
&\propto Z^4
\end{aligned}$$

Mit steigender Kernladungszahl Z nimmt somit die K-Einfanglebensdauer τ_e ab.

Es ergibt sich somit für die Gesamtwahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit, dass aus der K-Schale ein negatives Myon verschwindet $\lambda_- = \lambda_{frei} + \lambda_e$, wobei mit λ_e die Einfangwahrscheinlichkeit des Myons in der K-Schale und λ_{frei} die Zerfallswahrscheinlichkeit des freien Myons bezeichnet wird. Die mittlere Lebensdauer des negativ geladenen Myons ergibt sich somit zu:

$$\tau_- = \frac{1}{\lambda_{frei} + \lambda_e} \Leftrightarrow \frac{1}{\tau_-} = \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_{frei}} \quad (2.9)$$

Da wie bereits beschrieben, das positiv geladene Myon aufgrund der wirkenden Coulombabstoßung nicht in den Kern eingefangen werden kann und somit kein weiterer Zerfallskanal existiert, ist die Zerfallswahrscheinlichkeit λ_+ nur durch λ_{frei} definiert. Dadurch ist auch die Lebensdauer des Antimyons größer als die des negativ geladenen Myons. Sie wird berechnet durch:

$$\tau_+ = \frac{1}{\lambda_+} = \frac{1}{\lambda_{frei}} \quad (2.10)$$

Man erhält somit unter Berücksichtigung des Myoneinfangs folgendes Zerfallsgesetz.

$$N(t) = N(\mu^-, t_0) e^{-\frac{t-t_0}{\tau_e} - \frac{t-t_0}{\tau_{frei}}} + N(\mu^+, t_0) e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{frei}}} \quad (2.11)$$

Aus der Lebensdauer des Myons lässt sich auch die Fermi-Konstante G_F bestimmen [3]. Diese gibt in Näherungen kleiner Viererimpulsüberträge⁷ die Kopplungsstärke der schwachen Wechselwirkung an. Man erhält mit folgendem Zusammenhang für die Zerfallsbreite⁸:

$$\Gamma_\mu = \frac{\hbar}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2}{192\pi^3(\hbar c)^6} \cdot (m_\mu c^2)^5 \cdot (1 + \epsilon) \quad (2.12)$$

Um Phasenraumkorrekturen und den Einfluss von Prozessen höherer Ordnung (Strah-

⁷Als Viererimpuls eines Teilchens bezeichnet man in der relativistischen Physik zusammenfassend seine Erhaltungsgrößen Energie und Impuls

⁸Die Zerfallsbreite ist gleich dem Inversen der mittleren Lebensdauer. Sie wird verwendet, um Lebensdauern kurzlebiger Teilchenzustände zu beschreiben.

2. Grundlagen

lungskorrekturen) auszugleichen wurde hierbei der Korrekturterm ϵ eingeführt, der jedoch nur einen kleinen Wert besitzt⁹.

Die Particle Data Group gibt $\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = (1,1663787 \pm 0,0000006) \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ als Literaturwert der Fermi-Konstante an [24].

2.3.2. Relativistische Betrachtung

Freie Myonen besitzen, wie in Kapitel 2.3.1 erläutert, eine relativ kurze Lebensdauer von etwa $\tau_\mu \approx 2,2 \mu\text{s}$. Wenn sie sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von $v = 0,998c$ fortbewegen, würden sie nach klassischer Rechnung eine Strecke von

$$s = v \cdot \tau_0 = 0,998c \cdot \tau_0 = 0,998 \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} = 658 \text{ m}$$

zurücklegen können, bevor sie zerfallen [10]. Da sie jedoch in einer Höhe von 10 bis 15 km entstehen und auf Meereshöhe dennoch experimentell nachgewiesen werden können, kann eine klassische Betrachtung nicht der richtige Ansatz sein. Vielmehr muss hier aufgrund der hohen Geschwindigkeiten eine relativistische Betrachtung stattfinden [15]. ALBERT EINSTEIN schrieb, dass die Interpretation einer Beobachtung eines Teilchens, dass sich mit annähernd Lichtgeschwindigkeit fortbewegt, vom Bezugssystem abhängig ist. Die großen Geschwindigkeiten der Myonen führen dazu, dass die relativistischen Effekte der Längenkontraktion und der Zeitdilatation berücksichtigt werden müssen. Während sich im Beobachtersystems des Myons die Strecke um den sogenannten *Lorentzfaktor* γ verkürzt, verlängert sich im Bezugssystem der Erde die Lebensdauer des Myons um den Faktor γ . Für den Lorentzfaktor gilt in diesem Fall:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \approx 16$$

Meist wird der Quotient $\frac{v}{c}$ auch durch β ersetzt. Betrachtet vom Beobachtersystem der Erde, mit der mittleren Lebensdauer $\tau = \gamma \cdot \tau_0$, folgt nun durch diesen Lorentzfaktor für die zurückgelegte Strecke:

$$s = \tau_0 \cdot \gamma \cdot v = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} \cdot 16 \cdot 0,998 \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \approx 10500 \text{ m}$$

Das Myon erreicht somit nach relativistischer Rechnung die Erdoberfläche, da es eine mittlere Lebensdauer von etwa $\tau_{\text{relativ}} = 35,2 \mu\text{s}$ besitzt. Der experimentelle Nachweis von Myonen auf der Erdoberfläche ist damit eine Bestätigung der Einstein'schen Relativitätstheorie.

⁹Für nähere Erklärungen siehe hierzu auch [14].

2.3.3. Paritätsverletzung

Als Paritätsverletzung oder genauer gesagt, der *Verletzung der Erhaltung der Parität* bezeichnet man eine wichtige Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung, die sie von den anderen auf Teilchenebene wirkenden Kräfte, welche *paritätserhaltend* sind, unterscheidet. Grundsätzlich wird damit die Tatsache beschrieben, dass es in einer spiegelverkehrt aufgebauten Welt physikalische Prozesse gibt, die anders als in einem Spiegelbild der normalen Welt ablaufen würden. Einfacher gesagt: Die wirkliche Reaktion, beispielsweise ein β -Zerfall, die über die schwache Wechselwirkung vermittelt wird, unterscheidet sich von ihrem Spiegelbild. In der klassischen Mechanik kann man jedoch nicht unterscheiden, ob eine wirkliche Reaktion beobachtet wird, oder es sich um das Spiegelbild jener handelt, sie sind spiegelsymmetrisch. Bis zur Veröffentlichung der Arbeit von T.D. LEE und C.N. YANG über die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung im Jahre 1956 galt die Paritätserhaltung als universell [16]. Experimentell wurde diese Vorhersage 1957 durch die Arbeit von C.S. WU bestätigt [17]. Unter Einfluss eines Magnetfeldes beobachtete sie den Zerfall von ^{60}Co -Kernen, deren Spins durch das Magnetfeld in eine festgelegte Richtung ausgerichtet wurden. Es konnte gezeigt werden, dass die Elektronen einen, zum ursprünglichen Kernspin der Kobaltkerne antiparallelen Impuls besitzen. Dies wurde damit begründet, dass deutlich mehr Elektronen entgegen der Magnetfeldrichtung emittiert wurden. Für paritätserhaltende Reaktionen sollte dies auch nach Umkehrung des Magnetfeldes und somit des Kernspins so sein. Es stellte sich jedoch eine andere Verteilung der Zerfallelektronen heraus, die noch immer bevorzugt mit einem antiparallelen Impuls zum Kernspin erzeugt wurden.

In seiner 1958 veröffentlichten Arbeit gelang M. GOLDHABER eine Erklärung, die besagt, dass Neutrinos und Antineutrinos in ihrer *Helizität* festgelegt sind [3, 18]. Sie wird durch die Gleichung

$$h = \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{s}| \cdot |\mathbf{p}|} \quad (2.13)$$

beschrieben. Im Zähler stehen dabei das Skalarprodukt aus Axialvektor (Spin) und einem Vektor (Impuls). Damit wird auch angegeben, ob ein Teilchen einen zum Spin parallelen (die Helizität ist positiv - man spricht auch von rechtshändigen Teilchen) oder antiparallelen (die Helizität ist negativ - bzw. von linkshändigen Teilchen) Impuls besitzt. GOLDHABER konnte in einem Experiment mit einer $^{152}_{63}\text{Eu}$ -Quelle¹⁰ zeigen, dass *Neutrinos stets linkshändig und Antineutrinos stets rechtshändig sind*.

Auf dieser Erklärung aufbauend, kann das Experiment von C.S. WU noch einmal näher

¹⁰Er benutzte Europium-152-Kerne in isomeren Zustand, die durch K-Einfang in den Tochterkern Samarium-152 und ein Elektronenneutrino zerfallen (siehe hierzu [3] S.285 f).

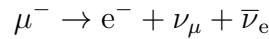
2. Grundlagen

betrachtet werden. Über die unten aufgeführte Reaktion zerfällt der Mutterkern, der einen Kernspin von $5\hbar$ besitzt, in den Tochterkern mit einem Kernspin von $4\hbar$.



Aufgrund der Drehimpulserhaltung und der Tatsache, dass der Bahndrehimpuls des Cobaltkerns in dessen Bezugssystem gleich Null ist, muss die Differenz der Kernspins von Mutter- und Tochterkern auf das Elektron und Antielektroneneutrino übertragen werden. Beide besitzen somit einen parallelen Spin von $\frac{1}{2}\hbar$. Da im Bezugssystem des Mutterkerns sich dieser in Ruhe befindet, müssen die Impulse beider Teilchen antiparallel sein. Da Antiteilchen wie oben beschrieben stets positive Helizität besitzen, muss der Impuls des Antineutrinos aus dem Zerfall zu seinem Spin parallel sein. Demnach muss der Impuls des Elektrons antiparallel zu seinem Spin und demzufolge auch zum Kernspin des ${}^{60}\text{Co}$ -Kerns sein. Das erklärt die Beobachtungen von Wu.

Ein anderes Beispiel der Paritätsverletzung ist im Zerfall des Myons gegeben.



Befindet man sich beim Zerfall im Ruhesystem des Myons, so hat das Elektron den größten Impuls, wenn die Impulse der Neutrinos antiparallel zu dem des Elektrons aber parallel zueinander sind. Wie in Abbildung 2.3 zu sehen, müssen die Spins der Neutrinos antiparallel sein, um eine negative Helizität für Teilchen bzw. eine positive für Antiteilchen zu gewährleisten. Da sich die Spins des $(\nu_\mu, \bar{\nu}_e)$ -Paares nun gegenseitig aufheben, muss aufgrund der Drehimpulserhaltung das Elektron die ursprüngliche Spinrichtung des Myons besitzen. Durch Experimente konnte beobachtet werden, dass aus dem Zerfall polarisierter Myonen entstandene Elektronen bevorzugt entgegen der Spinrichtung emittiert werden. Das bedeutet, dass sie linkshändig wären. In dieser Rechts-Links-Asymmetrie zeigt sich die Paritätsverletzung [19].

2.3.4. Magnetisches Moment und Landé-Faktor

Das magnetische Moment eines Teilchens wird durch dessen Spin \mathbf{s} definiert. Ähnlich dem magnetischen Moment einer rotierenden Ladungsverteilung ist der Zusammenhang zwischen Spin und magnetischem Moment in der Quantenmechanik [20]:

$$\vec{\mu} = g \frac{\mu_{\text{mag}}}{\hbar} \vec{s} \quad (2.14)$$

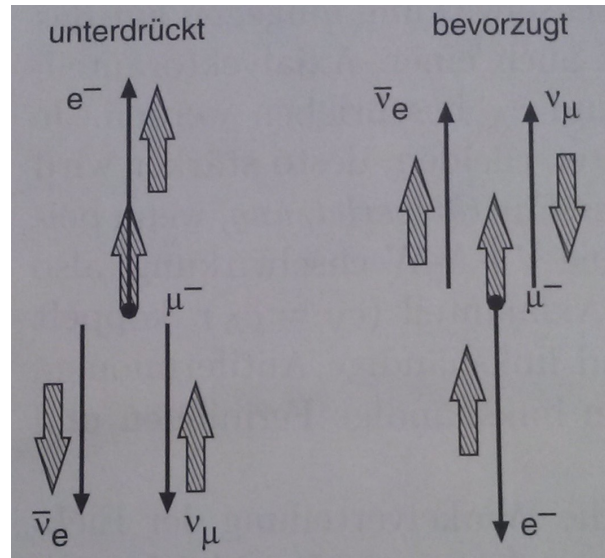


Abb. 2.3.: Darstellung der bevorzugten und unterdrückten Impulsrichtung des Elektrons [3].

Hierbei stehen \vec{s} für den Spin des Teilchens und $\mu_{mag} = \frac{q\hbar}{2m}$ für das Magneton des Teilchens mit Ladung q und Masse m . Als Landé-Faktor oder auch g-Faktor bezeichnet man den Faktor g der Gleichung 2.14. Mittels DIRAC-Theorie¹¹ kann er aus der relativistischen Quantenmechanik hergeleitet werden. Für Fermionen, unter anderem also auch für Myonen, hat er den Wert $g = 2$. An diesen Faktor angelehnt werden Experimente zur Messung des Landé-Faktors auch oft als $(g - 2)$ -Experimente bezeichnet [3].

Von diesem Wert entstehen bei experimentellen Messungen jedoch stets kleinste Abweichungen, die sich durch die Quantenelektrodynamik erklären lassen. Als magnetische Anomalie bezeichnet man die relative Abweichung aus Gleichung 2.15.

$$a = \frac{g - 2}{2} \quad (2.15)$$

2.3.5. Spinpräzession

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch ein homogenes Magnetfeld mit Feldstärke \mathbf{B} , so beeinflusst das Magnetfeld das magnetische Moment dahingehend, dass darauf nun ein Drehmoment wirkt und somit auch auf den Spin des Teilchens. Dieser präzediert, solange es eine senkrechte Komponente zu \mathbf{B} gibt, nun um die Feldlinienrichtung mit der

¹¹nach Paul Dirac, einem britischen Physiker der 1933 mit Erwin Schrödinger den Nobelpreis für Physik erhielt „für die Entdeckung einer neuen, nützlichen Form der Atomtheorie.“

2. Grundlagen

LARMOR-Frequenz¹² [3]:

$$\omega_L = g \frac{\mu_{mag} |\mathbf{B}|}{\hbar} \quad (2.16)$$

Das bedeutet, dass über die LARMOR-Frequenz indirekt der Landé-Faktor gemessen werden kann. Dabei gilt die Relation:

$$g = \frac{\omega_L \hbar}{\mu_{mag} |\mathbf{B}|} \quad (2.17)$$

Hierbei ist $|\mathbf{B}|$ die magnetische Feldstärke und $\mu_{mag} = \frac{q\hbar}{2m}$ das Magneton mit Masse m und Ladung q des beobachteten Teilchens.

¹²Nach Joseph Larmor, irischer Physiker.

3. Experimentelle Vorgehensweise

In diesem Kapitel soll es darum gehen, Nachweismethoden bestimmter Elementarteilchen zu erläutern. Dies geschieht bis heute ausschließlich über die Wirkungen ihrer Wechselwirkungen mit anderen Teilchen. Dadurch ist es möglich, auf bestimmte Eigenschaften wie Ort, Energie bzw. Impuls oder auch Ladung des jeweiligen Teilchens zu schlussfolgern. Während sich der erste Abschnitt mit der theoretischen Betrachtung befasst, wird im zweiten Abschnitt die Funktionsweise bestimmter, im Versuch verwendeter Detektoren beschrieben. Anschließend wird auf die verwendeten Geräte noch etwas näher eingegangen.

3.1. Wechselwirkung mit Materie

Durchqueren Teilchen Materie, so sind diese durch ihre Wechselwirkungen mit den Teilchen der Materie nachweisbar. Das geschieht mit den in Kapitel 2.1.2 beschriebenen fundamentalen Wechselwirkungen. Grundlegend muss hierbei auf die wichtige Eigenschaft der elektrischen Ladung von Teilchen, das heißt in geladene und ungeladene Teilchen unterschieden werden.

In den Bereich der ungeladenen Teilchen fallen sowohl das Neutron als auch das Photon. Letzteres kann über drei Prozesse nachgewiesen werden. Das sind die Paarbildung, der Comptoneffekt und der Photoeffekt. Während die Paarbildung, wie der Name schon vermuten lässt, die Bildung eines e^+e^- -Paares im Feld eines Atomkerns aus einem mit genügend hoher Energie versehenen Photon beschreibt, sind sowohl der Photoeffekt, als auch der Comptoneffekt Reaktionen, die aus der Wechselwirkung von Photonen mit Valenzelektronen der Atome in der Materie resultieren. Welcher dieser Effekte in der jeweiligen Materie stattfindet, hängt, wie in Abbildung 3.1 dargestellt, von der Energie des Photons ab. Neutronen auf der anderen Seite können nur durch die Energieübertragung mittels unelastischer Stöße mit Kernen nachgewiesen werden (siehe hierzu [21, 22]).

Für diese Arbeit ist jedoch die Wechselwirkung von Materie mit elektrisch geladenen Teilchen wie beispielsweise Myonen von besonderem Interesse. Dabei ist die elektromagnetische Wechselwirkung die dominante Form der Energieübertragung zwischen geladenen

3. Experimentelle Vorgehensweise

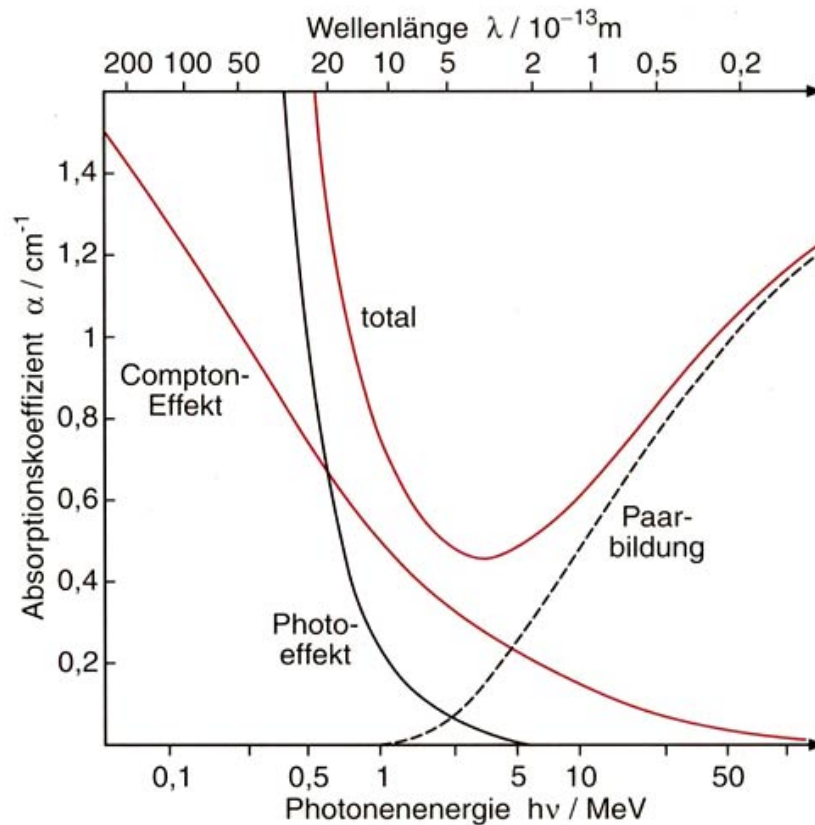


Abb. 3.1.: Beiträge von Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung zum Absorptionskoeffizienten von Blei in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Oberhalb weniger MeV überwiegt die Paarbildung [3].

Teilchen und Hüllenelektronen des Materials. Es kommt zur Anregung, bis hin zur teilweise stattfindenden Ionisation der Moleküle und Atome des Materials. Im Kamiokannen-Experiment¹ wird eine weitere Reaktion zur Messung von Myonen genutzt, die sogenannte CHERENKOV-Strahlung². Ähnlich der Bremsstrahlung wird hier die Emitierung von Photonen in Wasser als Nachweismittel genutzt (siehe [21, 22]).

Weiterführend unterscheidet man geladene Teilchen in leichte Teilchen, wie etwa das Elektron und Positron und schwere Teilchen, wozu unter anderem Heliumkerne (α -Teilchen), Pionen oder auch Myonen zählen. Dies wird damit begründet, dass schwere Teilchen anders wechselwirken als leichte. So ist der Einfluss der Bremsstrahlung für Elektronen sehr groß, da er einen nicht unerheblichen Beitrag zum Energieverlust beiträgt. Für schwere Teilchen ist dies jedoch vernachlässigbar gering, da dessen Beitrag proportional zum Kehrwert des Quadrats der Masse des einfallenden Teilchens einwirkt, wie in Gleichung 3.1 zu sehen ist. In Tabelle 3.1 sind die hierbei benötigten Größen aufgeführt. Durch eine

¹Für nähere Informationen siehe hierzu [31]

²nach Pawel Alexejewitsch Tscherenkow, einem russischen Physiker.

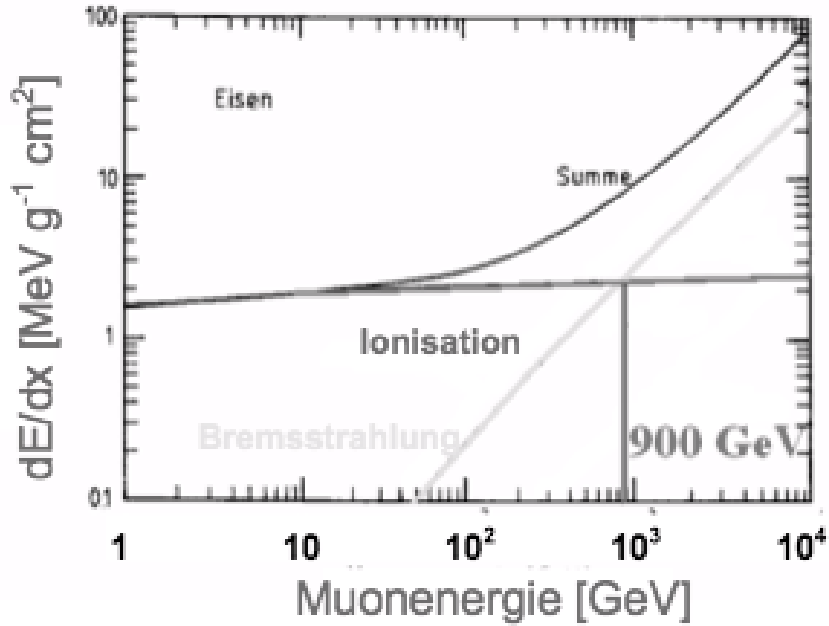


Abb. 3.2.: Darstellung des Gesamtenergieverlusts je Wegstrecke aufgetragen gegen die Gesamt-Myonenenergie in Eisen, als auch der Energieverlust über Ionisation und über die Bremsstrahlung [21].

lineare Abhängigkeit der Energie des jeweiligen Teilchens ist davon auszugehen, dass für Myonen die Energieabgabe durch Bremsstrahlung in Eisen erst ab ca. 900 GeV überwiegt, wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist [21].

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha \cdot \rho \cdot N_A \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \right)^2 \cdot \frac{Z(Z+1)}{A} \cdot \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) \cdot \frac{z^2}{m^2} E \quad (3.1)$$

In dem in der Arbeit durchgeführten Experiment wechselwirken die Myonen elektromagnetisch mit dem Szintillatormaterial und können so über Anregung und Ionisation nachgewiesen werden.

Bethe-Bloch-Formel

Bewegen sich schnelle geladene Teilchen durch Materie, führen sie dabei unelastische Stöße mit den Hüllenelektronen des Materials aus. Dies führt zur Anregung oder zur Ionisation der Atome. Dadurch erleidet das durchquerende Teilchen einen Energieverlust, der durch die Formel 3.2 von HANS BETHE mit einer Korrektur von FELIX BLOCH näherungsweise angegeben wird [23]. Ihre relativistische Version von 1932 beschreibt den mittleren Energieverlust dE je Wegstrecke dx . Dieser Energieverlust, auch als *Elektronische Abbremsung* oder als *Ionisationsverlust* bezeichnet, hängt ab von Geschwindigkeit und Ladung der Pro-

3. Experimentelle Vorgehensweise

	physikalische Bedeutung	Formelzeichen	Wert
vom Material und Teilchen unabhängige Größen	Feinstrukturkonstante	α	$\propto 1/137$
	Avogadrokonstante	N_A	$6,022 \cdot 10^{23}$
	Elementarladung	e	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
	elektrische Feldkonstante	ϵ_0	$8,854 \cdot 10^{-12} \text{ A}\cdot\text{s}/\text{V}\cdot\text{m}$
Materialkonstanten des Absorbermaterials	Vakuumllichtgeschwindigkeit	c	$2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
	Kernladungszahl	Z	
	Atommasenzahl	A	
Teilcheneigenschaften	Dichte des Materials	ρ	
	Teilchenladung	z	
	Teilchenmasse	m	
	Teilchenenergie	E	

Tab. 3.1.: Erklärung zu den physikalischen Größen des mittleren Energieverlusts pro Weglänge bei der Bremsstrahlung.

jektilteilchen und vom Targetmaterial.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{n z^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (3.2)$$

In Tabelle 3.2 sind die hierzu benötigten Größen aufgelistet. Darüber hinaus bezeichnet β das Verhältnis der Momentangeschwindigkeit des Teilchens v zur Vakuumllichtgeschwindigkeit c , d.h. $\beta = \frac{v}{c}$. Die Elektronendichte n lässt sich zudem über die Gleichung $n = \frac{Z \cdot \rho}{A \cdot u}$ berechnen, wobei ρ die Dichte des durchquerten Materials, Z und A Kernladungs- bzw. Massenzahl und u die atomare Masseneinheit bezeichnen. Das mittlere Anregungspoten-

physikalische Bedeutung	Formelzeichen	Wert
Elektronenmasse	m_e	$0,511 \text{ MeV}/c^2$
Vakuumllichtgeschwindigkeit	c	$2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
Elementarladung	e	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
elektrische Feldkonstante	ϵ_0	$8,854 \cdot 10^{-12} \text{ A}\cdot\text{s}/\text{V}\cdot\text{m}$
Elektronendichte des Materials	n	
Ladungszahl des Teilchens	z	1 (für Myonen)
mittleres Anregungspotential des Materials	I	
Weglänge	x	
Energie	E	

Tab. 3.2.: Erklärung zu den physikalischen Größen des mittleren Energieverlusts pro Weglänge für die Bethe-Bloch-Formel.

tial des Materials I wurde 1933 von Felix Bloch in einer Näherung auf $I = (10 \text{ eV}) \cdot Z$

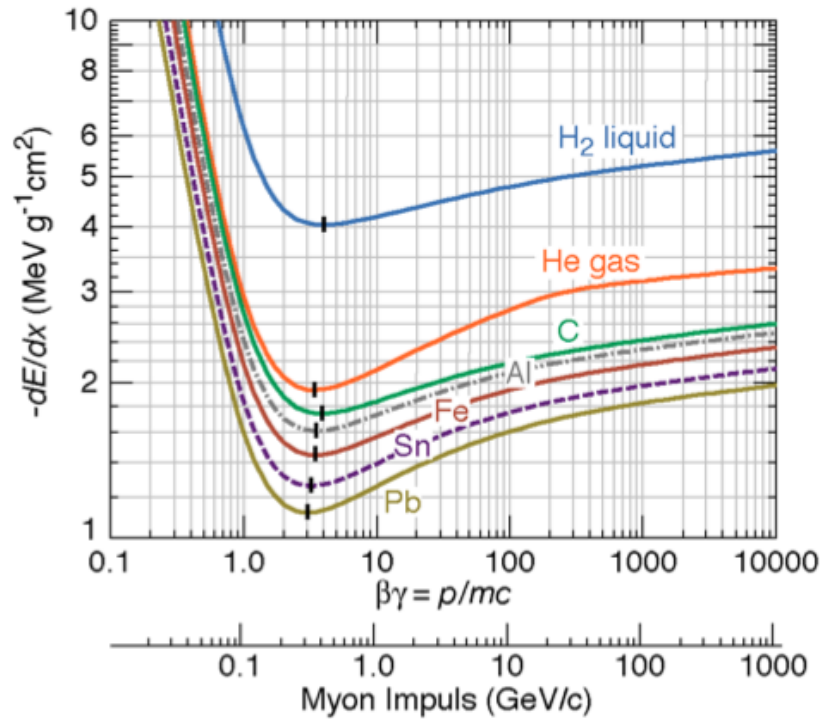


Abb. 3.3.: Darstellung des Energieverlusts je Wegstrecke aufgetragen gegen den Myonenimpuls in verschiedenen Materialien. Die kinetische Energie ergibt sich aus der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung $E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$ [24].

bestimmt. Hierbei bezeichnet Z die Ordnungszahl des durchdrungenen Materials. Mittlerweile gibt es jedoch genauere Daten, wie die im Anhang befindliche Abbildung A.1 zeigt. Mit diesen Informationen lässt sich für verschiedene Materialien der Energieverlust je Wegstrecke über den Impuls des Myons graphisch auftragen. Das ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Im Minimum ist dieser Energieverlust für die meisten Materialien unabhängig von der Teilchenart. Man fasst folglich Teilchen mit entsprechender Energie bzw. entsprechender Geschwindigkeit als Minimum Ionizing Particles (MIPs) zusammen. Für diese MIPs gilt die Näherung aus Gleichung 3.3.

$$-\frac{dE}{dx} = 1,5\rho \cdot \frac{\text{MeV}}{\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}} \quad (3.3)$$

Hierbei steht ρ für die Dichte des durchdrungenen Materials. Integriert man die Bethe-Bloch-Formel aus Gleichung 3.2 bzw. deren Näherung aus Gleichung 3.3 von der Anregungsenergie, das heißt der ans Material abgegebenen Energie bis 0, so erhält man die Reichweite eines Teilchens in der jeweiligen Materie. In der im Anhang befindlichen Abbildung A.2 sind hierfür typische Graphen der mittleren Reichweiten je Masse gegen den Myonimpuls für das Durchdringen unterschiedlicher Materialien aufgezeichnet.

3. Experimentelle Vorgehensweise

Ein typisches Beispiel des Energieverlustes ist das Durchdringen der Atmosphäre von Myonen. Diese verlieren hierbei eine Energie von 2 GeV, sodass sie auf Meereshöhe noch eine mittlere Energie von 4 GeV besitzen [4].

3.2. Detektoren

Im folgenden Kapitel soll nun die Funktionsweise der im Experiment benutzten Teilchendetektoren erläutert werden. Diese sind aus Szintillatorplatten, Photomultiplier und Lichtleitern aufgebaut, die einzeln erläutert werden. Mittels der im oberen Kapitel beschriebenen Wechselwirkungen zwischen Teilchen und Materie wurden für verschiedenste Teilchen und deren Eigenschaften spezielle Detektoren konzipiert. Wie geeignet ein spezieller Teilchendetektor ist, wird über eine wichtige Kenngröße gemessen, die Effizienz. Diese gibt die Wahrscheinlichkeit an, ob ein Teilchen, welches den Detektor durchdringt, nachgewiesen wird. Weiterführend ist das Auflösungsvermögen der zu messenden Eigenschaft des Teilchens eine weitere wichtige Größe. Für das in dieser Arbeit vorgesehene Experiment war dies die Zeitauflösung. Diese hängt vor allem von der sogenannten *Totzeit* des Detektors ab. Die Totzeit beschreibt die Zeitspanne, die nach einem Signal des Detektors vergeht, bis dieser für weitere Signale wieder bereit ist. Daneben spielt vor allem die Zeitauflösung der DAQ-Karte eine große Rolle, welche in dieser Arbeit aufgrund einer Größe von 240 ns der limitierende Faktor ist.

3.2.1. Szintillatoren

Vom lateinischen Wort *scintillare* abgeleitet, was übersetzt *Funken sprühen*, *funkeln* oder auch *flackern* bedeutet, ist ein Szintillator ein Material, das beim Durchgang von ionisierender Strahlung wie beispielsweise elektrisch geladenen Teilchen oder Photonen durch unelastische Stoßprozesse Energie aufnimmt und diese anschließend in Form von Lichtquanten wieder abgibt. Fliegt beispielsweise ein Myon durch elektrisch nichtleitendes Material, so beeinflusst die bewegte Ladung die Ladungsträger des Materials, also die Hüllenelektronen der Atome und Moleküle, die sich in unmittelbarer Nähe der Flugbahn befinden. Über elektromagnetische Wechselwirkung kann es dabei zur Anregung der betroffenen Atome und Moleküle kommen. Dabei werden die Elektronen bei richtiger Energiemengenübertragung auf höhere Energieniveaus gehoben. Gehen sie anschließend in den Grundzustand zurück, so geben sie die überschüssige Energie in Form von Photonen ab. Dabei kann man aus der Helligkeit des abgegebenen Lichtes und der damit verbundenen Anzahl der durch einen Stoßvorgang produzierten Lichtquanten auf die Energieübertragung beim unelastischen Stoß und somit die Energie des geladenen Teilchens schließen. Aus der Häufigkeit

der Photonenschauer kann zudem auf die Intensität der Strahlung geschlossen werden. Hierbei unterscheidet man zwei verschiedene Arten von Szintillatoren ausgehend von ihrer Basiskomponente. Das sind die *anorganischen* und die *organischen* Szintillatoren. Neben ihren Basiskomponenten unterscheiden sie sich auch darin, wie die Lichtemission stattfindet.

Organische Szintillatoren können beispielsweise Kristalle, Flüssigkeiten oder polymere Festkörper³ sein. Prinzipiell bestehen sie aus 2-3 Komponenten, wobei der Mechanismus der Szintillation auf der Anregung von Molekülzuständen in einem primären Fluoreszenzstoff, die beim Zerfall UV-Strahlung emittieren, beruht. Die größte Lichtausbeute von allen organischen Materialien besitzt der organische Kristall Anthracen [21, 26]. Aus diesem Grund wird die Lichtausbeute für organische Szintillatoren auch oft auf dieses Material bezogen. Ein zweites fluoreszierendes Material, z. B. der „Wellenlängenschieber“ POPOP⁴, ist dem Szintillator hinzugefügt. Das Problem, dass UV-Strahlung in den meisten durchsichtigen Materialien eine nur sehr geringe Reichweite besitzt, wird gemindert, indem es höherfrequente Photonen absorbiert und niedrigfrequente Photonen reemittiert. Der dadurch gebildeten Strahlung ist es möglich, sich unter geringerer Absorption im Szintillator auszubreiten. Die dritte Komponente des Szintillators ist das Trägermedium, das benötigt wird, damit die erzeugten Photonen sich ausbreiten können. Plastikszintillatoren haben den großen Vorteil, dass man sie in unterschiedlichste Formen gießen kann und ihre Herstellung nicht mit großen Kosten verbunden ist.

In *anorganischen Szintillatoren* erzeugt ionisierende Strahlung freie Elektronen, freie Löcher oder Elektron-Loch-Paare (Exzitonen). Dies kann geschehen, da die aus Kristallen bestehenden Szintillatoren mit Aktivator-Zentren dotiert sind. Oft wird hierbei als Material auf Natriumiodid mit einer Thalliumlegierung zurückgegriffen. Die produzierten freien Elektronen regen die Aktivzentren durch Wechselwirkung an, welche unter Emission eines Lichtquants in den Grundzustand zurückkehren. Dabei ist die Zeitauflösung zweier Signale abhängig von der Lebensdauer der angeregten Zustände der Aktivzentren (siehe hierzu auch [21, 22]). Diese ist aber höher als die Lebensdauer der angeregten Zustände bei Plastikszintillatoren, die in der Größenordnung weniger Nanosekunden liegt.

3.2.2. Photomultiplier (PMT)

Wie auch in diesem Experiment werden Photoelektronenvervielfacher in der Kern- und Teilchenphysik meist als Lichtsensoren in Verbindung mit Szintillatoren benutzt. Dabei dienen Photomultiplier (PMTs) zur Verstärkung von Lichtsignalen minimaler Intensität

³Auch als Plastikszintillator bekannt.

⁴Auch bekannt unter dem Namen 1,4-Bis-(5-phenyloxazol-2-yl)-benzol.

3. Experimentelle Vorgehensweise

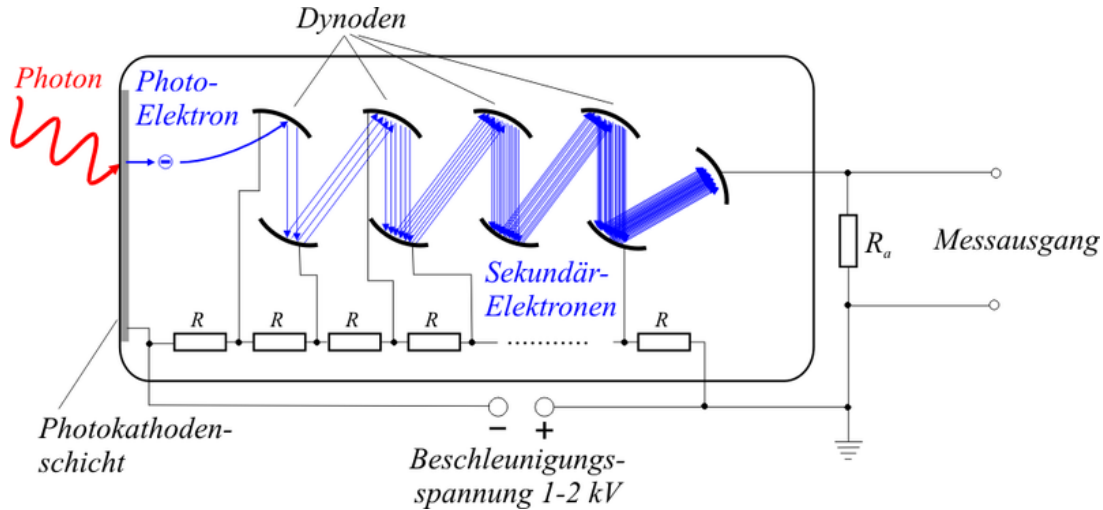


Abb. 3.4.: Aufbau und Funktionsprinzip eines PMTs. Die Photonen treffen auf die Photokathode, woraufhin Elektronen aus deren Oberfläche herausgelöst werden. Die Elektronen werden durch ein elektrisches Feld beschleunigt und treffen auf weitere Elektroden (Dynoden), aus deren Oberfläche jedes auftreffende Elektron mehrere Sekundärelektronen herausschlägt. Zum Schluss treffen die Elektronen auf eine Anode, in der das elektrische Signal gemessen wird.

(bis hin zu einzelnen Photonen). Dies wird über Erzeugung und Verstärkung eines elektrischen Signals geregelt. Der dazu benötigte Aufbau ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Innerhalb eines evakuierten Glaskolbens befindet sich eine Photokathode, die über eine Beschleunigungsspannung von 1-2 kV mit der Anode verbunden ist. Treffen Photonen auf die Photokathode, so können diese, besitzen sie die richtige Frequenz, über den von Albert Einstein erklärten Photoelektrischen Effekt Elektronen herauslösen. Die dafür notwendige Energie der Lichtquanten wird von der benötigten Austrittsarbeit der Elektronen bestimmt, wie in Gleichung 3.4 zu sehen.

$$E_{kin} = \frac{1}{2}m_e v^2 = h \cdot f - W_A = E_{Ph} - W_A \quad (3.4)$$

Hierbei bezeichnet E_{Ph} die Photonenenergie, f die Frequenz des Photons, h das Plancksche Wirkungsquantum, W_A die Austrittsarbeit (eine materialspezifische Größe), m_e die Elektronenmasse, v die Geschwindigkeit des herausgelösten Elektrons und E dessen Energie. Nach der Erzeugung der Elektronen wird deren Energie über die Relation $E = eU$, also über die Beschleunigungsspannung U , erhöht, sie werden beschleunigt. Auf ihrem Weg zur Anode treffen sie dabei auf mehrere Elektroden, sogenannte Dynoden, die über Spannungsteiler zu gleichen Anteilen an der Hochspannung anliegen. Treffen die aus der Photokathode emittierten Elektronen auf die erste Dynode, so lösen sie mehrere Sekundärelektronen, welche zur nächsten Dynode hin beschleunigt werden und beim Auftreffen

weitere Elektronen herauslösen, sodass die Anzahl der Elektronen von Dynode zu Dynode exponentiell ansteigt. Die letztendlich entstandenen Elektronen fließen an der Anode als Strom über einen Widerstand ab und erzeugen so eine Spannung, die in einem bestimmten linearen Arbeitsbereich des PMTs proportional zur Anzahl der anfänglich eingefallenen Photonen ist. Der dadurch messbare Verstärkungsfaktor ist von besonderer Bedeutung, da er sowohl von der Größe der angelegten Hochspannung als auch von der Anzahl der Dynoden und deren Material abhängig ist.

3.2.3. Lichtleiter

Wie bereits unter Kapitel 3.2.2 beschrieben, werden Photomultiplier und Szintillatoren oft gemeinsam genutzt. Ist es aufgrund bestimmter Umstände wie deren Form oder eines anliegenden Magnetfelds nicht möglich bzw. sinnvoll, sie direkt miteinander zu verbinden, so werden häufig Lichtleiter zur Übertragung der Lichtsignale benutzt. Diese transparenten Bauelemente bestehen meist aus Kunststoffen wie Polymethylmethacrylat⁵ oder Polycarbonat.

Mittels Totalreflexion auf Grund eines geringeren Brechungsindex des den Lichtleiter umgebenden Mediums oder durch Verspiegelung der Grenzfläche, grundlegend also durch Reflexion an der Grenzfläche des Lichtleiters, wird dabei die Lichtübertragung übermittelt.

3.3. Aufbau des Experiments

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über den Aufbau und Ablauf des Experiments gegeben. Dabei stehen folgende Komponenten zur Verfügung:

- 3 Szintillatorplatten
 - 3x9 Lichtleiter
 - 3 Silizium-Photomultiplier
 - 3 Hochspannungsmodule
 - 3 Lemokabel
 - 3 Lemo-BNC-Adapter
 - 1 USB-Geräte kabel
- }

3 Detektoren (große Aluminiumdose)
- }

Kabel

⁵Kurz PMMA; auch bekannt als Acryl- oder Plexiglas.

3. Experimentelle Vorgehensweise

- 1 5 V-Dreifachverteiler
 - 1 5 V-Netzteil
 - 1 DAQ-Karte
 - 1 Netbook mit Messprogramm „Muonic“
- } Netzteil

Mit Hilfe dieser Komponenten ist es möglich, Myonen über die bereits beschriebenen Verfahren nachzuweisen. Um eine Lebensdauermessung durchführen zu können, müssen zwei

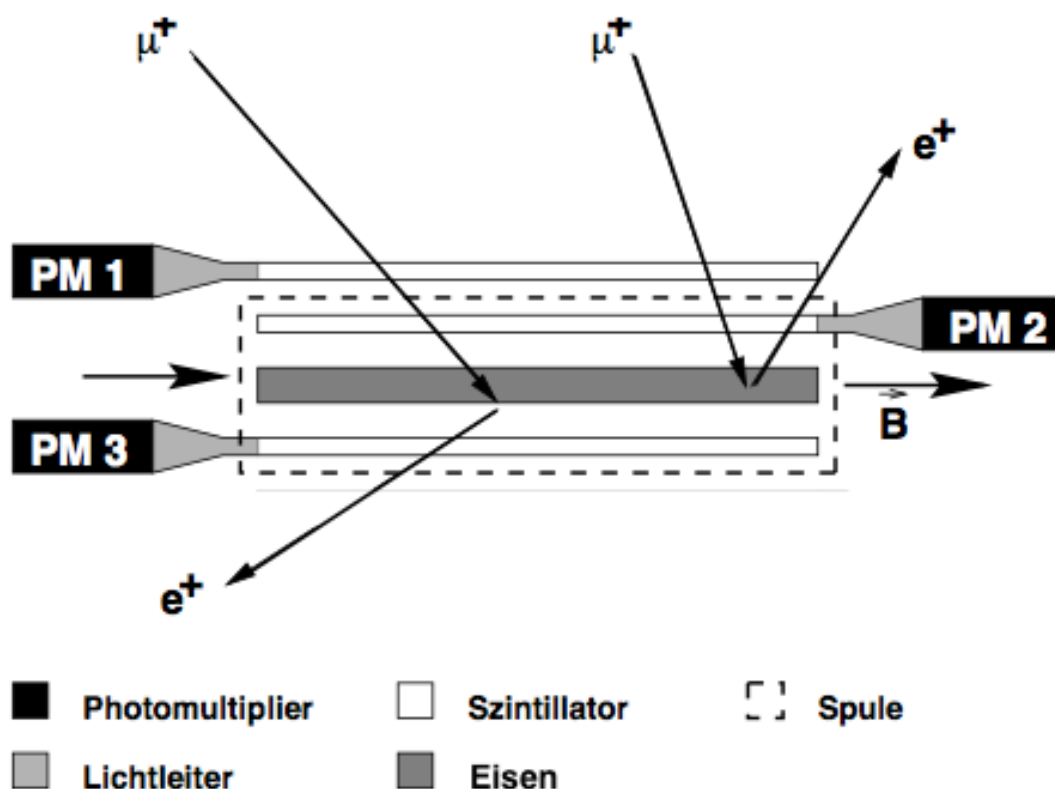


Abb. 3.5.: Messprinzip der $(g - 2)$ -Messung.

schen den übereinander angeordneten Detektoren Metallplatten eingefügt werden, sodass die sich mit annähernd Lichtgeschwindigkeit bewegenden Teilchen abgebremst werden und im Metall zerfallen können. Das bedeutet, dass ein ankommendes Myon ein koinzidentes Signal in den oberen 2 Detektoren liefert, jedoch kein Signal an dem unteren Detektor, da es im Absorbermaterial gestoppt wird. Dementsprechend muss die Metallschicht dick genug sein, das Myon stark genug abzubremesen, es darf jedoch auch nicht so dick sein, dass die beim Zerfall entstehenden Elektronen bzw. Positronen das Material nicht wieder verlassen können. Durch Integration der Bethe-Bloch-Formel aus Gleichung 3.2 kann man

für verschiedene Materialien die optimale Dicke bestimmen. Für Stahl, dessen Hauptbestandteil Eisen ist und auch im Versuch verwendet wurde, gilt eine Dicke von 0,8 cm als ideal für Myonen. Die entstandenen Zerfallsteilchen sollen anschließend im Detektor ober- bzw. unterhalb der Absorberplatte detektiert werden. Aus der Zeitdifferenz zwischen koinzidenten Signalen der oberen zwei Detektoren und dem zweiten Signal im untersten bzw. mittleren Detektor, die im Experiment maximal 20 ps sein darf, lässt sich die Lebensdauer bestimmen.

Im zweiten Teil des Experiments soll die Lebensdauerermessung analog, jedoch innerhalb eines durch ein Helmholtz-Spulenpaar erzeugten homogenen Magnetfeldes, stattfinden. Das Messprinzip ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Mit Hilfe dieses Aufbaus lässt sich eine Präzessionsfrequenz ermitteln, wodurch über Gleichung 2.17 der Landé-Faktor bestimmt werden kann.

3.3.1. verwendete Detektoren

Aufbau

Der allgemeine Aufbau des Detektors ist in Abbildung 3.6 zu sehen. In jede Szintillatorplatte sind 9 Kanäle gefräst, in die jeweils ein Lichtleiter eingeklebt ist. Die Lichtleiter werden zusammengeführt und liegen plan am lichtempfindlichen Bereich des Silizium-Photomultipliers an. Das Hochspannungsmodul versorgt den Silizium-Photomultiplier mit der nötigen Arbeitsspannung. Alle drei Komponenten sind in einer Aluminiumdose fest und lichtdicht verpackt eingebaut und bilden den Detektor. Um eine Unterscheidung der Detektorplatten zu haben, sind vom Hersteller die Nummern 36, 62 und 83 an den Platten angebracht worden. Somit wird im folgenden Sz 36 als der mit der Nummer 36 versehene Detektor beschrieben.

Szintillatorplatte

Für diesen Versuch werden drei Szintillatorplatten aus EJ-200 Plastikszintillatormaterial der Firma ELJEN TECHNOLOGY verwendet. Diese Plastikszintillatoren bestehen aus Polyvinyltoluol⁶ als Polymer-Basis. Wie dem sich im Anhang befindlichen Datenblatt aus Abbildung A.3 zu entnehmen ist, beträgt die Lichtausbeute des Szintillatormaterials 64% der Lichtausbeute von Anthracen. Damit lässt sich die durchschnittliche Energiedeposition, die für die Erzeugung eines Photons benötigt wird, für das Szintillationsmaterial berechnen. Da die für Anthracen bei etwa 60 eV liegt [26], kommt man auf einen Wert von etwa 94 eV/Photon für EJ-200 Plastikszintillatoren. Im Datenblatt ist die Effizienz mit

⁶PVT: C₁₀H₁₁

3. Experimentelle Vorgehensweise

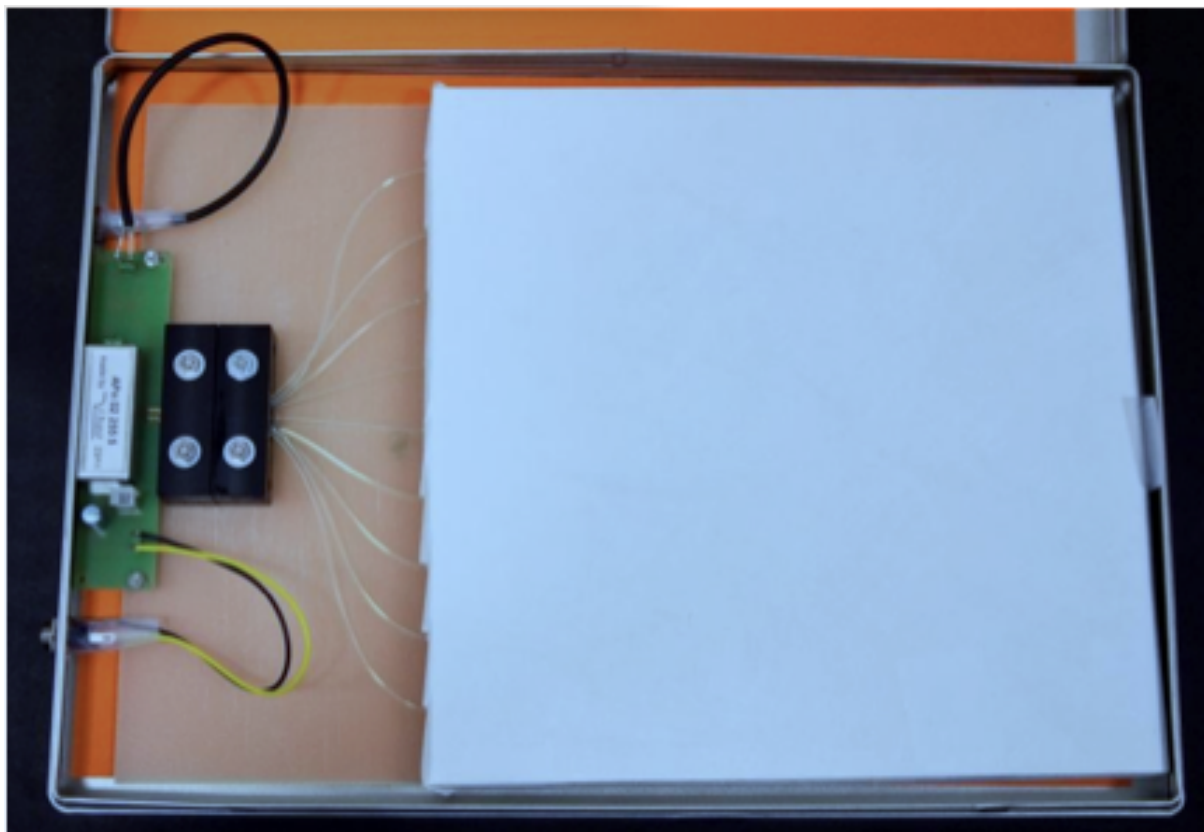


Abb. 3.6.: Blick ins innere des Detektors (große Aluminiumdose, v.l.n.r.): Hochspannungsmodul von ISEG; Photomultiplier eingebaut in eine Halterung (schwarz); 9 Lichtleiter ausgehend von der Halterung zum Szintillator; Szintillatorplatte verpackt in weißem Papier.

10000 Photonen je MeV eines Elektrons angegeben. Aus Abbildung 3.7 lässt sich erkennen, dass das Maximum der Lichtemission bei einer Wellenlänge von $\lambda = 425 \text{ nm}$ liegt. Die Szintillatorplatten sind $200 \times 200 \times 12,5 \text{ mm}^3$ groß. Man kann aufgrund dieser Grundfläche von $0,04 \text{ m}^2$ einen theoretisch maximalen Myonenfluss auf Meereshöhe von rund 8 Teilchen/s erwarten.

Mittels der BETHE-BLOCH-Formel aus Gleichung 3.2 ist es möglich, die von jedem Myon beim Durchqueren des Detektors durchschnittliche an das Szintillatormaterial abgegebene Energie zu berechnen. PVT, das aus 47,5% aus Kohlenstoff- und 52,5% aus Wasserstoffatomen besteht, besitzt als gemittelte Werte eine Kernladungszahl von $Z \approx 3,375$ und eine Atommassenzahl von $A \approx 6,225$. ELJEN TECHNOLOGY gibt als Dichte des Szintillatormaterials einen Wert von $\rho = 1,032 \text{ g/cm}^3$ an.

Setzt man diese Werte in die BETHE-BLOCH-Formel ein, so erhält man für Myonen, die sich mit einer Geschwindigkeit von $v = 0,998c$ fortbewegen, einen mittleren Energiever-

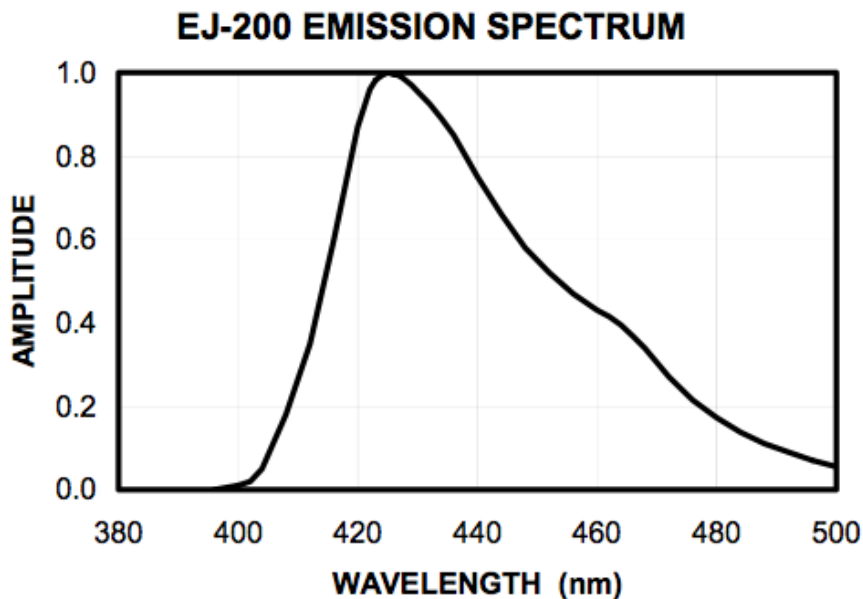


Abb. 3.7.: Amplitude des erzeugten Szintillationslichts aufgetragen gegen seine Wellenlänge. Quelle: Datenblatt von ELJEN TECHNOLOGY aus Abbildung A.3.

lust je Wegstrecke von

$$\frac{dE}{dx} \approx 2,48 \text{ MeV/cm.}$$

Das mittlere Anregungspotential des Materials I wurde hierbei mit der Näherung von Bloch bestimmt. Durch eine Dicke von 12,5 mm der Szintillatorplatten kann man den mittleren Energieverlust je Myon auf

$$dE = 3,1 \text{ MeV}$$

bestimmen. Berechnet man diesen Energieverlust mit der Näherungsformel aus Gleichung 3.3 für ein MIP, so kommt man auf einen Wert von $dE = 1,918 \text{ MeV}$. Durch die Deposition dieser Energie im Szintillatormaterial werden durch jedes Myon ungefähr 22000 bis 33000 Photonen emittiert. Dabei ist die Zeit bis zur Anregung mit 0,9 ns im Datenblatt (im Anhang) angegeben. Die mittlere Lebensdauer eines solch angeregten Zustandes ist 2,1 ns. Das sind für die Messung der Myon-Lebensdauer, wo Werte von $\tau_\mu \approx 2,2 \mu\text{s}$ erwartet werden, gute Voraussetzungen.

Silizium-Photomultiplier

Bearbeiten: Der verwendete Multi Pixel Photon Counter (MPPC) der HAMAMATSU PHOTONICS DEUTSCHLAND GMBH besteht aus einer Matrix von parallel geschal-

3. Experimentelle Vorgehensweise

teten Pixeln, wobei jedes für sich eine in Sperrrichtung arbeitende Photodiode darstellt. Wird ein Photon in Nähe der Sperrschicht absorbiert, so wird ein Elektron frei, welches im Material lawinenartig weitere freie Ladungsträger erzeugt. Aus dem optischen Signal wird so ein proportional verstärktes elektronisches Signal erzeugt.

Lichtleiter

Bearbeiten: Der Lichtleiter besteht aus 1 mm dicken Y-11 mehrschichtigen (multi-cladding) Fasern. Diese zylindrischen Fasern transportieren Lichtsignale durch Totalreflexion der Photonen an den Grenzflächen des Lichtleitermaterials. Im Speziellen haben die hier verwendeten Fasern eine höhere Effizienz bei der Weiterleitung, da die Fasern aus mehreren Materialschichten bestehen und so an mehreren Grenzflächen eine Totalreflexion erfolgen kann.

3.3.2. verwendete Elektronik und Software

5 V-Netzteil

Der 5 V-Netzteil wandelt die 230 V Wechselspannung des Stromnetzes in 5 V Gleichspannung um.

Hochspannungsmodul

Das Hochspannungsmodul der ISEG Spezialelektronik GmbH wandelt die eingehende Spannung von 5 V in 73 V um.

Lemokabel

Das Lemokabel ist ein Hochfrequenzkabel, welches Signale mit hohen Frequenzen übertragen kann.

DAQ-Karte

In der DAQ-Box ist eine DAQ-Karte (engl.: *data acquisition*) vom Fermilab, USA, eingebaut, zu sehen in Abbildung A.4 im Anhang. Diese Karte verarbeitet die Daten weiter und ersetzt somit die deutlich teurere NIM-Elektronik. Das bedeutet auch, dass sie Diskriminatoren und Trigger-Logik-Einheiten für 4 Kanäle von PMTs besitzt. Die DAQ-Karte ermöglicht eine Sondierung von elektronischen Signalen je nach Stärke des Signals. Dabei kann über Eingabe einer Schwellenspannung in einem bestimmten Messbereich die Rate

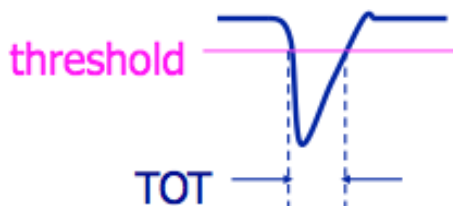


Abb. 3.8.: Darstellung der Pulshöhen des PMT-Signal (blau) und Schwellenspannung (rosa) [27].

an Rauschsignalen minimiert werden. Die Pulshöhe des Signals wird dabei über die time-over-threshold (TOT) Rate bestimmt, wie in Abbildung 3.8 zu sehen. An den Computer können so Informationen über die PMT-Signale geliefert werden, beispielsweise wie viele Kanäle Signale oberhalb der Schwellenspannung hatten, deren relative Messzeit (innerhalb eines Zeitintervalls von 0,75 Nanosekunden) und die Start- bzw. Stopzeit eines detektierten Signals. Für die Koinzidenzmessungen besitzt die DAQ-Karte ein Trigger-Zeitfenster von 240 ns [27]. Das bedeutet, dass sich ein Zeitfenster öffnet, sobald ein Kanal ein Signal oberhalb der eingestellten Schwellenspannung registriert. Darin wird ein koinzidentes Signal gemessen, falls ein weiterer Kanal ein Signal oberhalb der Schwellenspannung bemerkt. Die Auflösung beträgt hierbei 0,75 ns. Der Aufbau des Schaltplans ist in Abbildung A.5 im Anhang dargestellt.

„*Muonic*“

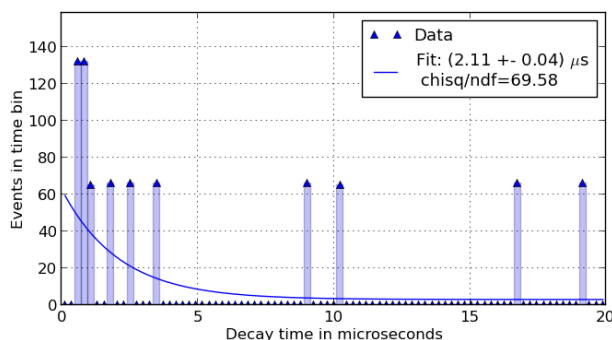
Die für die Experimente dieser Bachelor-Arbeit zur Verfügung stehende Software war *Muonic*. Sie wurde von *Netzwerk Teilchenwelt* explizit für den oben erläuterten Aufbau auf Grundlage eines Programms des Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) entwickelt. Dabei war es zu Beginn der Bachelorarbeit nur möglich, die Myonraten je Platte zu messen. Zusätzlich konnten beispielsweise Schwellenspannungen, unterschiedliche Koinzidenz- und Veto-Kriterien als auch unterschiedliche Zeitfenster der Messung eingestellt werden. Für die Messung der Lebenszeiten der Myonen musste die Software noch angepasst werden.

4. Messungen und Ergebnisse

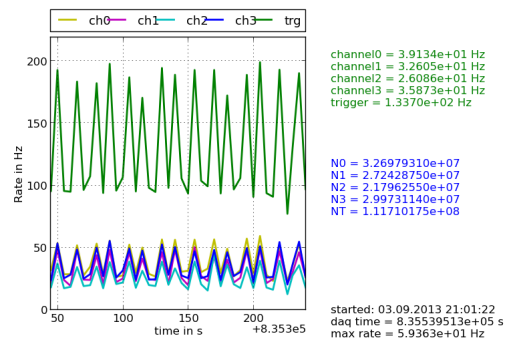
4.1. Simulation

Die Software bietet die Möglichkeit, dass simulierte Daq-Card-Daten an das Programm überliefert werden. Die Raten werden dabei mittels einer Poissonverteilung generiert. Eine txt-Datei beinhaltet jeden möglichen Übergabebefehl, der in einer realen Messung von der Daq-Karte übermittelt werden kann. Mittels Gleichverteilung wird nun eine bestimmte Informationszeile herauskopiert, die mehrere Daten enthält. Mit diesen Informationen können sowohl Pulshöhen bestimmt als auch Lebensdauern simuliert werden. Hierbei war es nicht möglich, die Schwellenspannung einzustellen.

Abbildung 4.1 (a) zeigt dabei das aus den simulierten Daten generierte Ergebnis der Lebensdauerermessung. Dabei konnte eine mittlere Lebensdauer von $\tau_\mu = (2,11 \pm 0,04) \mu\text{s}$ ermittelt werden. Der Plot wurde hierbei direkt vom Programm *Muonic* von {Netzwerk Teilchenwelt erstellt und enthält deshalb keine Fehlerbalken.



(a) (Lebensdauerermessung) Die Anzahl der jeweiligen Zerfallszeiten wurde über diese aufgetragen.



(b) (Ratenmessung)

Abb. 4.1.: Darstellung der simulierten Daten. Dabei wurden 790 Zerfälle registriert.

Abbildung 4.1 (b) zeigt die Raten der 4 Kanäle sowie die Triggerrate. Innerhalb einer Zeitspanne von 835539 s wurden 790 Zerfälle registriert. Das bedeutet, dass man innerhalb von 1058 s einen Zerfall erwarten kann.

4. Messungen und Ergebnisse

Anders als im echten Experiment wurden hier 4 Kanäle verwendet. Die Schaltung war hierbei zum Messprinzip des Experiments sehr ähnlich. Wurde ein Doppelpuls in zwei $\frac{1}{4}$ übereinander angeordneten Platten ohne ein Puls in dem darunter liegenden Detektor registriert, so löste dies den Trigger aus. Da im experimentellen Aufbau jedoch nur 3 Detektoren verwendet wurden, sind in den folgenden Kapiteln nur Messwerte für 3 Kanäle beschrieben.

4.2. Vormessungen

Bevor mit der eigentlichen Messung der Lebensdauer der Myonen begonnen werden kann, ist es nötig, verschiedene Vormessungen zu starten. So muss unter anderem für jeden Detektor eine passende Schwellenspannung eingestellt werden, sodass die Rauschrate im Verhältnis zur Signalrate möglichst gering ist. Gleichsam sollte noch untersucht werden, welche Effizienz die Detektoren besitzen und wie hoch die Rate zufälliger Koinzidenzen ist. Am Ende wird noch betrachtet, wie gut die Detektoren lichtdicht gemacht wurden.

4.2.1. Schwellenspannungen

Um möglichst aussagekräftige Ergebnisse zu bekommen, muss als erstes sichergestellt werden, dass die Rate möglicher Störungen unterdrückt wird. Um diese Rauschrate möglichst klein zu halten, kann innerhalb des Programmes die Schwellenspannung eingestellt werden. Ein Signal wird dabei erst dann detektiert, wenn es eine größere Pulshöhe besitzt als die angegebene Schwellenspannung (vgl. Abbildung 3.8). In 40 mV-Schritten wurde die Rate der einzelnen Kanäle, als auch deren Frequenz innerhalb eines 30 s Intervalls gemessen. Wie in der Theorie beschrieben, gibt es auf Meereshöhe ca. 200 Teilchen/m²s. Dies bedeutet, dass man bei dem im Experiment benutzten Detektor (Größe = 0.04 m²) eine Maximalrate von 8 Teilchen je Sekunde erwarten darf [8]. Für die gemessenen 30 Sekunden erwartet man somit eine Maximalrate von 240 Teilchen. In der Anleitung von Netzwerk Teilchenwelt wird eine Rate von 7 bis 6 Teilchen je Sekunde als Wert empfohlen, dies entspricht 180-210 Teilchen für eine 30 s-Messung. Demnach wurde in diesem Bereich die Schwellenspannung in 10 mV-Schritten variiert, um eine möglichst optimale Schwellenspannung zu finden.

Die Rate der gemessenen Teilchen N ist poissonverteilt. Demzufolge besitzt sie einen Fehler der Größe $\sigma_{N_{Poi}} = \sqrt{N}$, da ein Teilchen entweder . Da die Messung manuell durchgeführt wurde, ergibt sich ebenfalls ein Fehler für die Zeitmessung, ein Start-Stopp-Fehler, der aufgrund der Proportionalität zwischen Messzeit und Ratenmessung in einen Ratenfehler übertragen werden kann. Demnach erhält man für ein Intervall von 30 s einen Fehler von

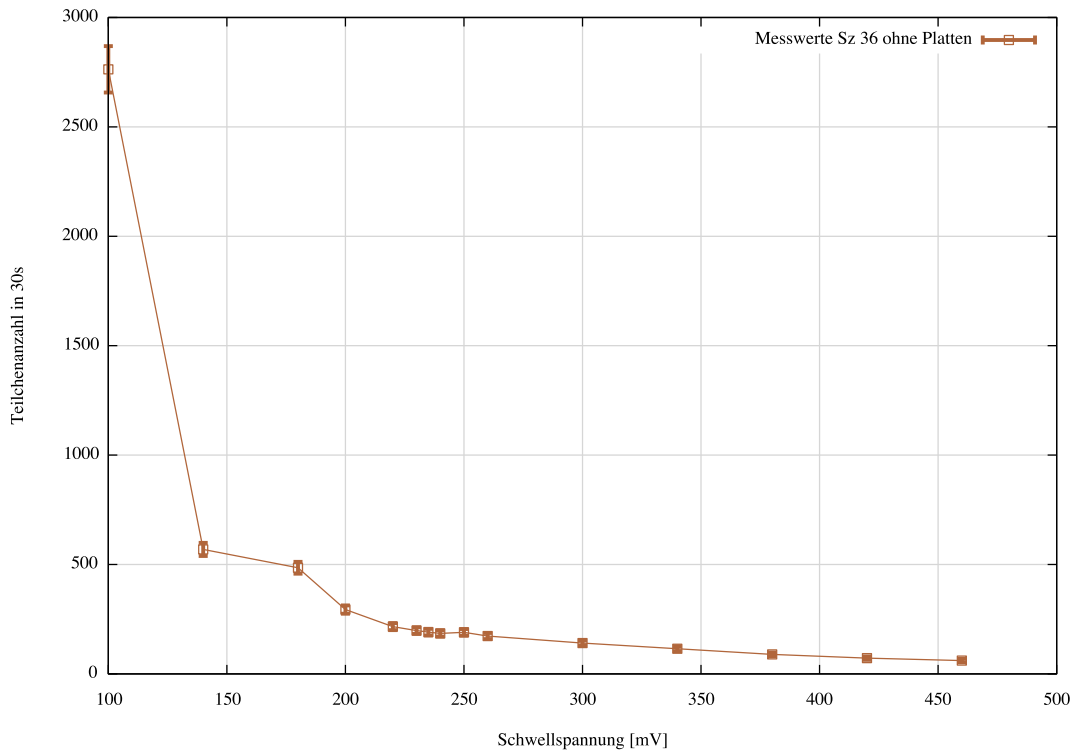


Abb. 4.2.: Ergebnisse der Messung für den Szintillator 36 für je 30 s Messzeit. Die Messung erfolgte ohne Absorberplatten. Die Verbindungslinien sind gezeichnet, um den Trend der Abflachung zu verdeutlichen.

$\sigma_{N_t} = \frac{N}{30}$. Da sich die Gesamtteilchenanzahl aus den aus der Poissonverteilung stammenden Teilchenanzahl N_{Poi} sowie der durch den Start-Stopp-Fehler nicht erfassten Teilchen N_t zusammensetzt, d.h. es gilt $N_{Ges} = N_{Poi} + N_t$, ergibt sich der Gesamtfehler zu:

$$\sigma_N = \sqrt{\sigma_{N_{Poi}}^2 + \sigma_{N_t}^2} = \sqrt{\frac{N^2}{900} + N}$$

Die einzelnen Werte der Szintillatoren 36, 62 und 83 sind in den Abbildungen 4.2, 4.3 und 4.4 dargestellt. Damit konnten die in Tabelle 4.1 dargestellten optimalen Werte für die Schwellenspannung bestimmt werden. Die gemessene Rate N setzt sich dennoch aus

Detektornummer	Schwellenspannung [mV]	gemessene Rate [Teilchen/s]
36	220	$(6,6 \pm 0,5)$
62	235	$(6,5 \pm 0,6)$
83	210	$(6,5 \pm 0,6)$

Tab. 4.1.: Übersicht der Detektornummern mit gewählter Schwellenspannung und dazu errechneten Raten.

4. Messungen und Ergebnisse

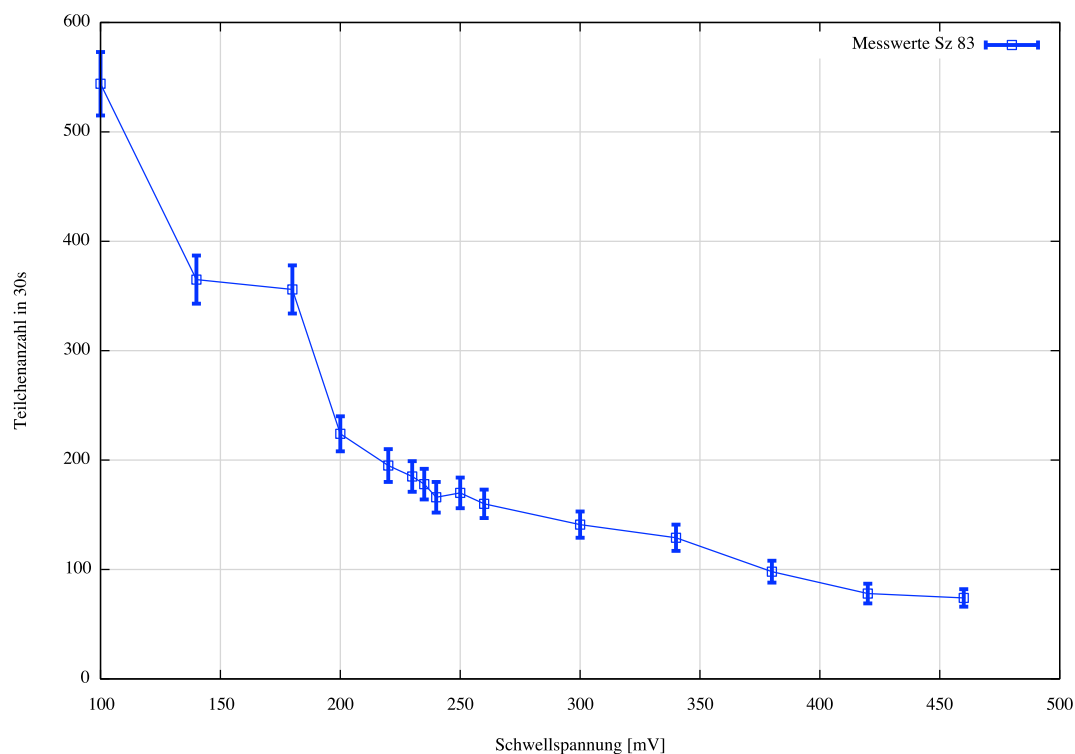


Abb. 4.3.: Ergebnisse der Messung für den Szintillator 62 für je 30 s Messzeit. Die Messung erfolgte ohne Absorberplatten. Die Verbindungslinien sind gezeichnet, um den Trend der Abflachung zu verdeutlichen.

einer Signalrate S , sowie einer Rauschrate R zusammen. Die wahre Signalrate ergibt sich somit aus der Gleichung

$$S = N - R.$$

Die Rauschrate ist hierbei ebenfalls poissonverteilt und besitzt somit einen Fehler von $\sigma_R = \sqrt{R}$. Gleichzeitig kann auch hier analog zur Signalmessung ein Start-Stopp-Fehler angenommen werden. Somit ergibt sich für den Fehler der Rauschrate:

$$\sigma_R = \sqrt{\sigma_{R_{Poi}}^2 + \sigma_{R_t}^2} = \sqrt{\frac{R^2}{900} + R}$$

Interessiert man sich nun für das Verhältnis X aus Signalrate S und Rauschrate R , so ergibt sich:

$$X = \frac{S}{R} = \frac{N - R}{R} = \frac{N}{R} - 1$$

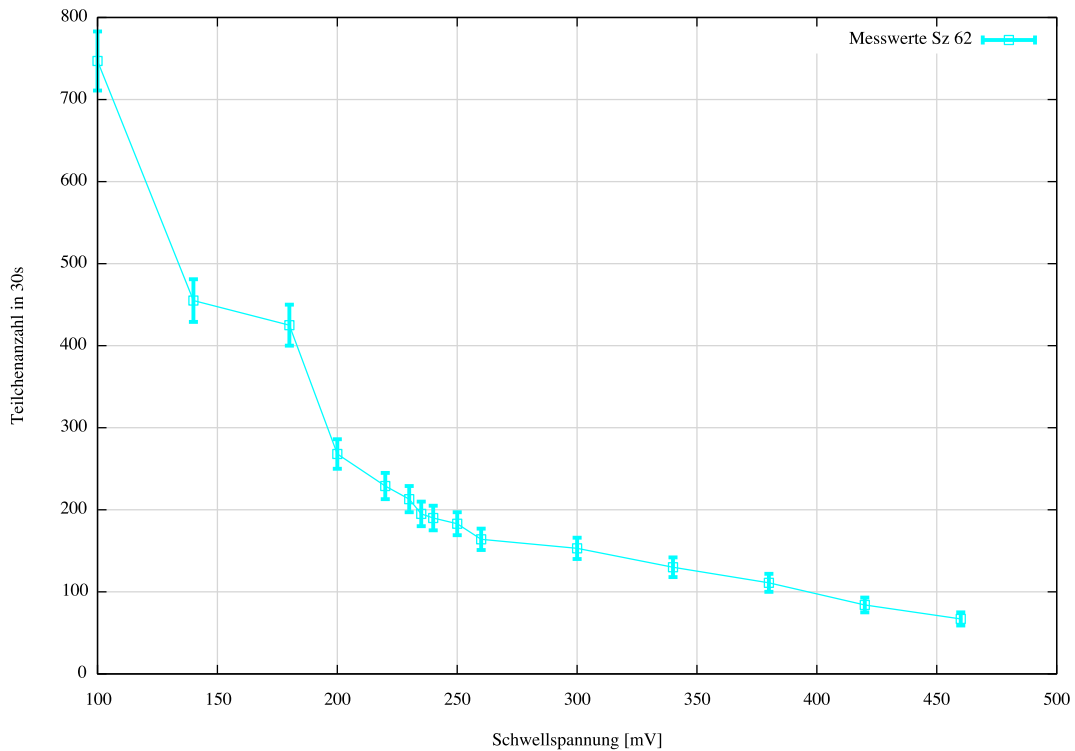


Abb. 4.4.: Ergebnisse der Messung für den Szintillator 83 für je 30 s Messzeit. Die Messung erfolgte ohne Absorberplatten. Die Verbindungslinien sind gezeichnet, um den Trend der Abflachung zu verdeutlichen.

Der dazugehörige Fehler kann mittels Fehlerfortpflanzung

$$\sigma_X = \sqrt{\left(\frac{\partial X}{\partial N}\right)^2 \sigma_N^2 + \left(\frac{\partial X}{\partial R}\right)^2 \sigma_R^2}$$

mit $\frac{\partial X}{\partial N} = \frac{1}{R}$ und $\frac{\partial X}{\partial R} = -\frac{N}{R^2}$ berechnet werden zu

$$\sigma_X = \frac{1}{30R} \sqrt{N \left(2N + 900 + \frac{N}{R} \right)}.$$

4.2.2. Effizienzen der Szintillationsdetektoren

Wie bereits erläutert, ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein durch den Detektor fliegendes Myon detektiert wird, poissonverteilt. Mittels der folgenden Messung sollte nun diese Nachweiswahrscheinlichkeit für jeden Detektor quantifiziert werden. Um dies durchführen zu können, musste innerhalb des Programmes auf die Einstellungen zu möglichen Koinzidenzen zugegriffen werden. So wurde in der ersten Messung die Anzahl aller Dreierkoinzidenzen der drei Detektoren innerhalb eines Zeitfensters von $t = 1800$ s gemessen.

4. Messungen und Ergebnisse

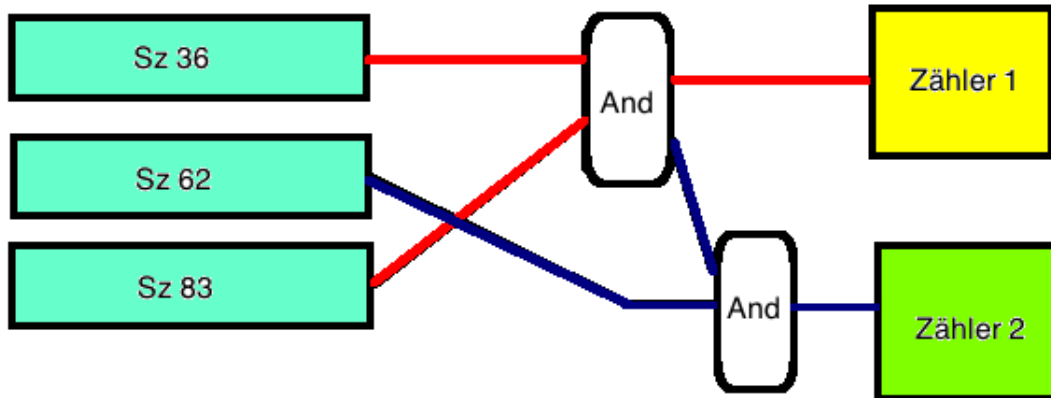


Abb. 4.5.: Schematischer Schaltplan der Effizienzmessung (hier die Effizienz des Detektors Sz 62). In Realität musste erst die Messung der Zweierkoinzidenzen, danach die Messung der Dreierkoinzidenzen gemacht werden.

Anschließend wurde über das gleiche Zeitfenster überprüft, wie oft ein Signal mit Koinzidenz zwischen dem obersten und untersten Detektor detektiert wird. Dabei musste darauf geachtet werden, dass alle Detektoren in beiden Messungen ungefähr die gleiche Rate an Teilchen aufweisen, um ein realistisches Ergebnis zu bekommen. Mit der Software war es nicht möglich, beide Messungen gleichzeitig laufen zu lassen.

Das Schema der beiden Messungen ist nochmals in Abbildung 4.5 dargestellt. Es ist N_μ die Myonrate, die in dem Zeitintervall durch die Detektoren geht und ϵ_i die Nachweiswahrscheinlichkeit bzw. Effizienz des i -ten Detektors. Diese Nachweiswahrscheinlichkeit unterliegt jedoch einer Einschränkung. So stellt sie eine bedingte Wahrscheinlichkeit dar, dass ein Myon, welches im oberen und unteren Detektor detektiert wurde, auch im mittleren Detektor detektiert wird.

Die gemessene Anzahl von Dreierkoinzidenzen ergibt sich aus

$$N_3 = \epsilon_{SZ\ 36} \cdot \epsilon_{SZ\ 62} \cdot \epsilon_{SZ\ 83} \cdot N_\mu.$$

Beschreibt man die Anzahl der Zweierkoinzidenzen mathematisch, so ist dies das Produkt aus der Myonrate sowie der Effizienzen von obersten und untersten Detektor. Wie in Abbildung 4.5 dargestellt, könnte dies für Zähler 1 in Abbildung 4.5 von Detektor Sz62 lauten:

$$N_2 = \epsilon_{SZ\ 36} \cdot \epsilon_{SZ\ 83} \cdot N_\mu$$

So erhält man die Effizienz des mittleren Detektors aus dem Verhältnis von N_3 und N_2 .

Für Detektor SZ62 ist es:

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{\epsilon_{\text{SZ 62}} \cdot \epsilon_{\text{SZ 83}} \cdot \epsilon_{\text{SZ 36}} \cdot N_\mu}{\epsilon_{\text{SZ 83}} \cdot \epsilon_{\text{SZ 36}} \cdot N_\mu} = \epsilon_{\text{SZ 62}}$$

Anzumerken ist hierbei, dass hierdurch keine absoluten Effizienzen berechnet werden. Es handelt sich lediglich um Effizienzen, die die Nachweiswahrscheinlichkeit in diesem Aufbau und auch nur für Myonen angeben. Um den Effizienzfehler zu errechnen, benötigt man die Fehler der beiden Ratenmessungen, die beide Poissonprozesse sind. Für N_3 gibt es hierbei jedoch nur die Möglichkeiten, dass ein Teilchen in allen drei Detektoren registriert wird oder nicht, man verwendet somit eine Binomialverteilung zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit. Diese Einschränkung auf bestimmte Ereignisse hängt nun davon ab, wie hoch die Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor ist. Das Teilchen wird dementsprechend mit Wahrscheinlichkeit ϵ registriert oder mit Wahrscheinlichkeit $1 - \epsilon$ nicht registriert. Diese Verteilung besitzt einen Erwartungswert $N_3\epsilon$ und eine Standardabweichung von $\sqrt{N_3 \cdot \epsilon(1 - \epsilon)}$. Damit ergibt sich ein Fehler für N_3 mittels:

$$\sigma_{N_3} = \frac{\sqrt{N_3 \cdot \epsilon(1 - \epsilon)}}{\sqrt{N_3}} = \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)}$$

Der Ansatz der Fehlerfortpflanzung liefert nun mit dem Fehler von N_2 mit $\sigma_{N_2} = \sqrt{N_2}$ eine Abschätzung des Effizienzfehlers:

$$\begin{aligned} \sigma_\epsilon &= \sqrt{\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial N_2}\right)^2 \sigma_{N_2}^2 + \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial N_3}\right)^2 \sigma_{N_3}^2} \\ &= \sqrt{\frac{N_3^2 - N_2 \cdot \epsilon(1 - \epsilon)}{N_2^3}} \end{aligned}$$

Mit $\epsilon = \frac{N_3}{N_2}$ als Effizienz des mittleren Detektors erhält man schließlich:

$$\sigma_\epsilon = \frac{\sqrt{N_3(N_3 N_2 + N_3 - N_2)}}{N_2^2}$$

In Tabelle 4.2 werden die errechneten Effizienzen aus den ebenfalls dargestellten Messwerten der Triggerzahlen aufgezeigt. Dabei konnte allen Detektoren eine hohe Effizienz nachgewiesen werden.

4. Messungen und Ergebnisse

Detektornummer	Anzahl N_2 der Zweierkoinzidenzen	Anzahl N_3 der Dreierkoinzidenzen	Effizienz ϵ
36	5584	5346	$(95,7 \pm 1,3)\%$
62	5757	5407	$(93,9 \pm 1,3)\%$
83	5710	5493	$(96,2 \pm 1,3)\%$

Tab. 4.2.: Übersicht der Detektornummern mit gemessenen Koinzidenzraten und errechneten Effizienzwerten.

4.2.3. Abschätzung zufälliger Koinzidenzen

Nachdem ermittelt wurde, welche Effizienzen die Detektoren besitzen, soll nun eine Abschätzung über die Anzahl zufällig gemessener Koinzidenzen erfolgen. Dazu wurde in 2 Messungen die Anzahl der Dreierkoinzidenzen gemessen. Im ersten Aufbau wurden die Platten dazu wie im späteren Aufbau zur Messung der Lebensdauer von Myonen übereinander angeordnet. Über einen Zeitraum von 1800 s wurde die Anzahl der Dreierkoinzidenzen gemessen. Die Rate ist in Abbildung A.7 im Anhang zu sehen. Anschließend wird in einer zweiten Messung über 1800 s der Aufbau so verändert, dass alle 3 Detektoren nun nebeneinander liegen. Dementsprechend dürfte kein 'korrektes' Signal für eine Dreierkoinzidenz festgestellt werden. Das bedeutet, dass geschlussfolgert werden kann, dass ein gemessenes Signal durch mehrere Myonen erzeugt wurde. Dies wird durchgeführt, da die Wahrscheinlichkeit, dass ein einzelnes Myon alle drei nebeneinander angeordneten Detektoren durchqueren kann, gegen Null geht. Der Graph für diese Messungen ist in Abbildung A.8 im Anhang dargestellt.

Im späteren Experiment zur Messung der Lebensdauer ist eine Zweierkoinzidenz der oberen Detektoren (SZ 62 und SZ 83) mit einem Vetokriterium des unteren Detektors (SZ 36) Voraussetzung für ein Startsignal der Messung. Um auch hier eine Abschätzung zufälliger Koinzidenzen zu erhalten, wurde die gleiche Messung nochmals mittels Zweierkoinzidenz durchgeführt. Die jeweiligen Abbildungen sind im Anhang zu finden (Abbildungen A.9 und A.10). Da die jeweiligen Messungen nicht gleichzeitig durchgeführt werden konnten, musste beachtet werden, dass die einzelnen Detektoren eine ähnliche Rate aufweisen. Dadurch muss zwangsläufig ein systematischer Fehler mit in das Ergebnis einfließen. Zu beachten ist, dass die Triggerrate für Zweierkoinzidenzen im Aufbau, in dem die Detektoren übereinander angeordnet wurden, erst ab dem zweiten Messwert betrachtet werden dürfen. Aus unerklärlichen Gründen kam man bei dem ersten Messwert der Messung auf eine Triggerrate von 24 Teilchen wie in Abbildung A.9 zu erkennen ist. Dieser Wert muss von der gemessenen Gesamtrate abgezogen werden, da er anscheinend aus einem Fehler der Übertragung von Befehlen zwischen Computer und DAQ-Karte resultiert.

In Tabelle 4.3 sind die Werte der Messungen nochmals dargestellt. Die Fehler ergeben sich aus der Poissonverteilung der Werte. Für das Verhältnis X der Raten aus den Messungen übereinander $N_{\ddot{u}}$ und nebeneinander N_n ergibt sich der Fehler mittels Fehlerfortpflanzung zu:

$$\sigma_X = \sqrt{\left(\frac{\partial X}{\partial N_{\ddot{u}}}\right)^2 \sigma_{N_{\ddot{u}}}^2 + \left(\frac{\partial X}{\partial N_n}\right)^2 \sigma_{N_n}^2} = \frac{1}{N_n} \sqrt{\sigma_{N_{\ddot{u}}}^2 + \frac{N_{\ddot{u}}^2}{N_n^2} \sigma_{N_n}^2}$$

Koinzidenz	Triggerrate für Aufbau „nebeneinander“	Triggerrate für Aufbau „übereinander“	Verhältnis $\frac{N_{\ddot{u}}}{N_n}$
Dreierkoinzidenz	3 ± 2	5605 ± 75	(1868 ± 1079)
Zweierkoinzidenz	28 ± 6	6467 ± 81	(231 ± 44)

Tab. 4.3.: Übersicht der Ergebnisse aus den Messungen der Zweier- und Dreierkoinzidenzen in den jeweiligen Messaufbauten. Als Verhältnis wird jeweils das Verhältnis der gemessenen Raten für das benutzte Koinzidenzkriterium bezeichnet.

Der große Fehler des Verhältnisses für die Dreierkoinzidenz ergibt sich dadurch, dass das Verhältnis zwischen Wert und Fehler des Messwertes N_n die Größe 3:2 besitzt. Dies hat großen Einfluss auf die Fehlerfortpflanzung. Das gilt auch für die Messung der Zweierkoinzidenzen, fällt hierbei aufgrund eines Verhältnisses von 14:3 zwischen Wert und Fehler aber nicht so stark ins Gewicht.

4.2.4. Lichteinfluss

Um eine Abschätzung der Qualität der Verarbeitung der Detektoren zu erhalten, soll nun geprüft werden, wie stark die Detektoren von äußeren Einflüssen beeinträchtigt werden. Um dies zu ermitteln, wird für jeden Detektor eine Messreihe der Ratenmessung unter Lichteinfluss und eine ohne Lichteinfluss stattfinden. Für die zweite Messung wird der Raum dabei vollkommen abgedunkelt. Da beide Messungen nicht gleichzeitig stattfinden können, ergibt sich wie bei den vorherigen Messungen ein systematischer Fehler. Um diesen zu minimieren, wurde die Messung über eine Zeitspanne von 1800 s durchgeführt.

Tabelle B.1 zeigt die Messwerte sowie die errechneten Raten der Detektoren. Die Messwerte sind in Abbildung A.8 und A.11 dargestellt, wobei die Messwerte bei eingeschalteten Licht direkt aus der Messung der Dreierkoinzidenzen mit nebeneinander liegenden Detektoren genommen werden können. Alle Werte sind poissonverteilt und enthalten den jeweiligen Fehler $\sigma_N = \sqrt{N}$. Das Verhältnis X der Werte aus den Messungen bei beleuchteten Raum N_{hell} und abgedunkelten Raum N_{dunkel} wird durch das Verhältnis $\frac{N_{hell}}{N_{dunkel}}$

4. Messungen und Ergebnisse

bestimmt. Dessen Fehler σ_X ergibt sich über Fehlerfortpflanzung zu:

$$\begin{aligned}\sigma_X &= \sqrt{\left(\frac{\partial X}{\partial N_{hell}}\right)^2 \sigma_{N_{hell}}^2 + \left(\frac{\partial X}{\partial N_{dunkel}}\right)^2 \sigma_{N_{dunkel}}^2} \\ &= \frac{1}{N_{dunkel}} \sqrt{\sigma_{N_{hell}}^2 + \frac{N_{hell}^2}{N_{dunkel}^2} \sigma_{N_{dunkel}}^2}\end{aligned}$$

Detektor	gemessene Teilchenzahl ohne Licht	gemessene Teilchenzahl mit Licht	Verhältnis $\frac{N_{hell}}{N_{dunkel}}$
SZ 36	12306 ± 111	12438 ± 112	(1,01 ± 0,02)
SZ 62	12226 ± 111	11442 ± 107	(0,94 ± 0,02)
SZ 83	11197 ± 106	11650 ± 108	(1,04 ± 0,02)

Tab. 4.4.: Übersicht der Ergebnisse aus den Messungen mit bzw. ohne Lichteinfluss. Als Verhältnis wird jeweils das Verhältnis der gemessenen Raten für die Lichtverhältnisse bezeichnet.

4.3. Lebensdauermessung

Wie in der Theorie in Kapitel 2.3.1 beschrieben, kann die Lebensdauer des Myons über das Zerfallsgesetz bestimmt werden. Um eine aussagekräftige Zerfallsrate von Teilchen messen zu können werden nun Stahlplatten zwischen den untersten und mittleren Detektor gebracht. Wie in der Theorie beschrieben, werden die Myonen darin gestoppt und zerfallen im Absorbermaterial. Der Aufbau des Experimentes ist nun gegeben durch:

oberer Detektor:	SZ 62
mittlerer Detektor:	SZ 83
Absorbermaterial:	Stahlplatten (max 4 Stück, jede 0,2 cm dick)
unterer Detektor:	SZ 36

Die Schwellenspannungen wurden entsprechend den ermittelten Werten aus Kapitel 4.2.1 für die folgenden Messungen eingestellt.

Bei Auftragung der gemessenen Werte gegen die Zeitdifferenz von Stopp- und Start-Signal, welches in Kapitel 3.2.2 erläutert wurde, ist gemäß der Gleichung 2.11 ein exponentieller Verlauf zu erwarten. Die Lebensdauer eines durch einen Myon-Einfang entstandenen Myon-Atoms beträgt für Eisen ca. $(0.201 \pm 0.004) \mu\text{s}$ und beeinträchtigt die Messung minimal, da hier Zerfallszeiten bis zu $20 \mu\text{s}$ betrachtet werden [28]. Für die Graphen,

die von der Software generiert werden, sind Lebensdauern in einem 250 ns Intervall zu einem Kanal zusammengefasst, so dass auf 20 μs insgesamt 80 bins verwendet werden. Dies wurde auf Grundlage der vom Programm gemessenen Werte gewählt, da aus einer kleineren Intervallauftragung sehr ungenaue Werte resultieren. Da die Lebensdauer des Myon-Einfangs innerhalb eines solchen bins liegt, geht man daher von einem exponentiellen Verlauf der Form $N(t) = N_0 + Ae^{-\frac{t}{\tau}}$ aus. Mittels eines χ^2 -Fit kann die mittlere Lebensdauer des Myons bestimmt werden.

Der χ^2 -Test

Bei der Auswertung der Messwerte entsteht das Problem, eine glatte Kurve an eine Folge von Meßpunkten, die zur Bestimmung der Kurvenparameter dienen sollen, anzupassen. Hierbei handelt es sich um das Zerfallsgesetz

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

das die Anzahl $N(t)$ der pro Zeiteinheit zerfallenden Myonen als Funktion der Zeit t beschreibt. In der oberen Gleichung ist N_0 die Zahl der Zerfälle zum Zeitpunkt $t = 0$ und λ die Zerfallskonstante, die über die Beziehung

$$\lambda = \frac{1}{\tau}$$

mit der mittleren Lebensdauer τ eines Zerfalls zusammenhängt. Wir messen n mal die Zeiteinheit stattfindender Zerfälle und stellen uns die Aufgabe, durch geeignete Anpassung des Zerfallsgesetzes an die Meßwerte die mittlere Lebensdauer τ zu bestimmen. Die Messung liefert

Wertepaare (N_i, t_i)

d.h. zum Zeitpunkt t_i pro Zeiteinheit gemessene Anzahlen N_i Zerfälle. Die Vorschrift für die Anpassung der Funktion lautet

$$\chi^2(\tau) = \sum_{i=1}^n \frac{(N_i(\tau) - N(t_i))^2}{\sigma_i^2} = \text{Minimum als Funktion von } \tau. \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet σ_i den mittleren quadratischen Fehler von N_i , der bei poissonverteilten Werten nach den Gesetzen der Statistik durch

$$\sigma_i = \sqrt{N_i}$$

4. Messungen und Ergebnisse

gegeben ist. Man vergleicht in Gleichung 4.1 also die Abweichung jedes Meßwertes N_i von der gewählten Kurve mit dem Fehler des Meßwertes und minimiert die Summe der mit dem reziproken Fehlerquadrat gewichteten Abweichungsquadrat bezüglich des Parameters τ . Ausdrücke der Form 4.1 werden allgemein mit χ^2 bezeichnet und beinhalten die Gaußsche Methode der kleinsten Quadrate. Die praktische Auswertung erfolgt, indem man χ^2 für eine Anzahl geeignet erscheinender Werte τ berechnet und das Minimum mit Hilfe einer graphischen Darstellung der Funktion $\chi^2(\tau)$ bestimmt. Es können mehrere Minima auftreten, in welchen man nach dieser Methode landen kann, weshalb bei dieser Methode darauf zu achten ist, dass man im Gesamtminimum (globales Minimum) landet. Für die kommende Auswertung wird das χ^2 durch die Anzahl der Freiheitsgrade geteilt. Diese berechnen sich aus der Anzahl der Bins und der Anzahl der zu bestimmenden Variablen für den jeweiligen Plot.

Berechnete Werte

Die Aufnahme der Zerfallereignisse erfolgte über das Programm Muonic. Das Programm kann eigenständig einen Graphen mit Beschriftung erstellen. Diese sind im Anhang in den Abbildungen A.12, A.13, A.14, A.15 und A.16 dargestellt. Die Messungen unterscheiden sich nur in der verwendeten Anzahl von Absorberplatten. Die Ergebnisse sind auch in Tabelle 4.5 dargestellt.

Anzahl Absorberplatten	gemessene Zerfälle N	gemessene Zeit [s]	benötigte Zeit je Zerfall [s]	mittlere Lebensdauer [μ s]	$\frac{\chi^2}{\text{\#Freiheitsgrade}}$	
4	1.Messung:	4175	600840	143,9	$2,08 \pm 0,01$	57,42
	2.Messung:	4295	477850	111,3	$2,03 \pm 0,00$	115,41
3		3530	519380	147,1	$2,14 \pm 0,01$	39,93
2		4297	609570	141,9	$2,04 \pm 0,00$	54,61
1		5390	513310	95,2	$2,02 \pm 0,00$	89,43

Tab. 4.5.: Übersicht über die vom Programm berechneten Lebensdauermessungen der gemessenen Zerfälle. Dabei ist die Stärke des Absorbermaterials variiert.

In Tabelle 4.5 kann man erkennen, dass die Werte der $\frac{\chi^2}{\text{\#Freiheitsgrade}}$ in jeder Messung sehr hoch sind. Aufgrund dieser hohen Werte wird eine zweite Auswertung mittels eines root-Makros durchgeführt, um die Richtigkeit überprüfen zu können. Die Daten der Lebensdauer jeder Messung werden dabei zu einer großen Datenmenge zusammengesetzt. Zuvor muss jedoch überprüft werden, ob dies durchgeführt werden darf, um eine Fehlerabschätzung zu bekommen. Dazu werden die mit dem root-Makro erstellten Plots jeder Messung übereinander gelegt, um zu schauen, ob eine prägnante Abweichung der ver-

schiedenen Graphen erkennbar ist. Dies ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Wie zu sehen ist, ist die Verteilung aller Messungen relativ identisch, weshalb nun eine Auswertung aller Messwerte durchgeführt wird. Die Ergebnisse der Auswertung mittels root-Makro sind

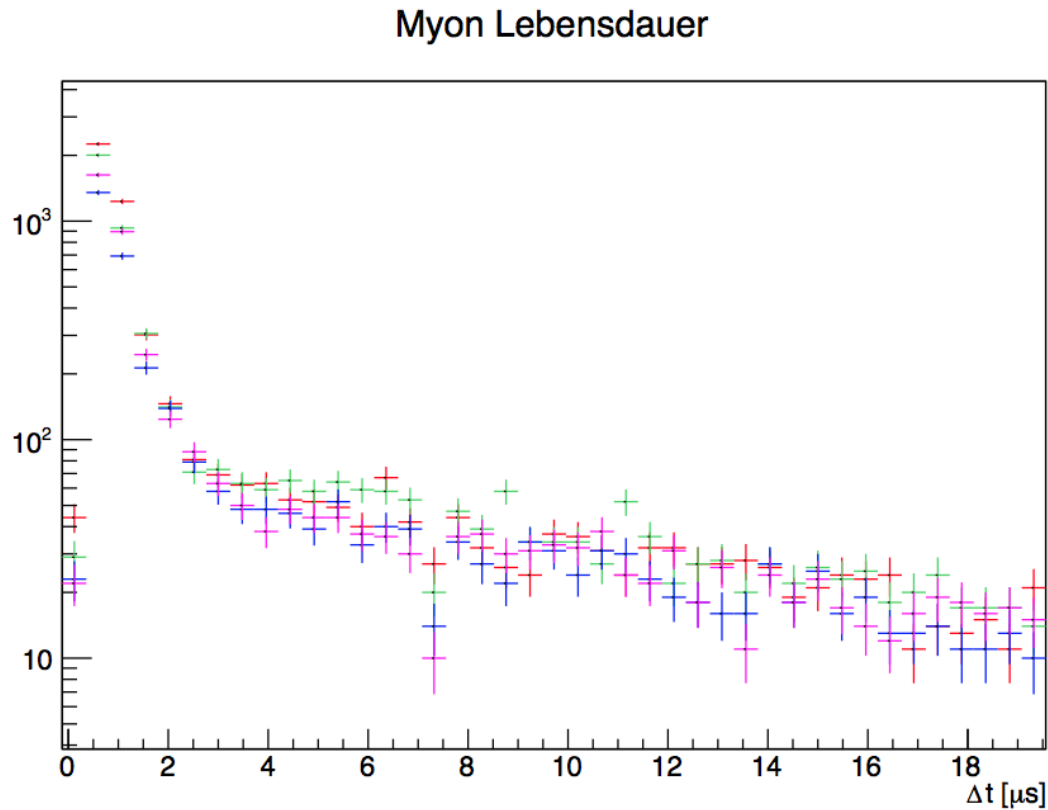


Abb. 4.6.: Mittels root-Makro ausgewertete Daten der Messungen der Lebensdauer mit Fehler für unterschiedliche Stärken des Absorbermaterials übereinander gelegt. Rot, grün, blau, lila entsprechen 1, 2, 3,4 Platten bzw. einer Stärke des Absorbermaterials von 2, 4, 6, 8 mm.

in Tabelle 4.6 dargelegt. Die Auswertung mit Berücksichtigung einer Rauschrate ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

4.4. Auswertung der $(g - 2)_\mu$ -Messung

Für die Messung des Landé-Faktors wird ein homogenes Magnetfeld benötigt, in dem sich die Detektoren befinden sollen. Das wird im Versuch mittels eines Helmholtz-Spulenpaares erzeugt.

4. Messungen und Ergebnisse

Auswertungsart	$N_{(0, \mu^+)}$	$\tau_{\mu^+} [\mu\text{s}]$	$N_{(0, \mu^-)}$	$\tau_{\mu^-} [\mu\text{s}]$	Offset / Rauschrate	$\frac{\chi^2}{\#\text{Freiheitsgrade}}$
gemäß Glg. 2.11 (ohne Rauschsignale)	156 ± 6	10,95 $\pm 0,41$	28550 ± 4374	0,37 $\pm 0,02$		1,07
gemäß Glg. 2.11 (lin. Rauschrate)	156 ± 5	9,70 $\pm 1,61$	29716 ± 4933	0,36 $\pm 0,02$	7 ± 9	1,07

Tab. 4.6.: Ergebnisse der Auswertung mittels root-Makro. Die Auswertung erfolgte zum einen unter der Berücksichtigung einer Rauschrate als auch mit der Annahme, dass kein Hintergrundrauschen vorhanden war.

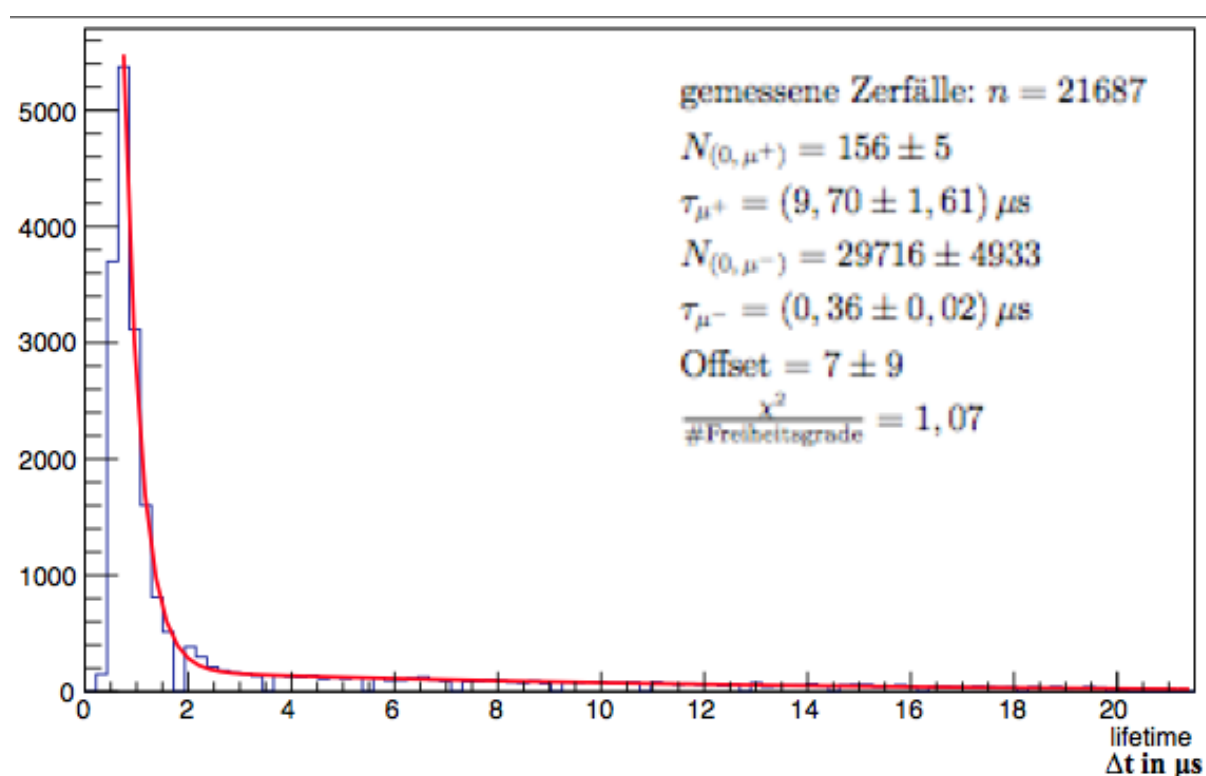


Abb. 4.7.: Mittels root-Makro erstellte Plots der Messungen der Lebensdauer für unterschiedliche Stärken des Absorbermaterials übereinander gelegt.

4.4.1. Magnetfeldbetrachtung

Das verwendete Helmholtzspulenpaar der Firma PHYWE besitzt einen Spulenradius R von 20 cm (siehe hierzu das Informationsblatt von PHYWE im Anhang in Abbildung A.6). Wie im Informationsblatt beschrieben, berechnet sich die magnetische Feldstärke H im Inneren des Spulenpaares mittels Gleichung 4.2.

$$H = 0,715\mu_0 \frac{n \cdot I}{R} \quad (4.2)$$

Hierbei stehen n für die Windungszahl (je Spule 154), μ_0 für die Permeabilitätskonstante (nach Informationsblatt in Abbildung A.6 beträgt $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ T m/A) und I für die durch die Spulen fließende Stromstärke, die für den Versuch auf 4,5 A gesetzt wurde. Der Fehler der magnetischen Flussdichte ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung zu:

$$\sigma_H = 0,715\mu_0 \frac{n}{R} \sigma_I$$

Da aufgrund verschiedener Einflüsse (Temperatur, Luftfeuchtigkeit u.a.) die Stromstärke nie konstant bleibt, wird ein Fehler von $\sigma_I = 0,05$ A angenommen, so dass sich für die magnetische Flussdichte ein Wert von

$$H = (3,1 \pm 0,1) \text{ mT}$$

ergibt. Da im Versuch Stahl als Absorbermaterial verwendet wurde, muss für das Magnetfeld noch die relative Permeabilität μ_r von Eisen einberechnet werden. Eisen besitzt dabei je nach Verarbeitung laut [29] einen Wert von $\mu = 500$ bis 10000. Die magnetische Flussdichte im Absorbermaterial berechnet man demnach aus der Beziehung $B = \mu_r H$, so ergibt sich B zu:

$$B = (1,6 \pm 0,5) \text{ T bis zu } B = (31 \pm 1) \text{ T}$$

Dabei ergibt sich der Fehler aus:

$$\sigma_B = \mu_r \sigma_H$$

4.4.2. Lebensdauerermessung mit Magnetfeld

Wie in Kapitel 2.3.5 beschrieben, präzidiert der Spin der Myonen, wenn sie im Absorbiermaterial gestoppt werden aufgrund des homogenen Magnetfeldes, das durch die Helmholtzspulen hervorgerufen wird. Die beim Zerfall des Myons entstehenden Elektronen (bzw. Positronen) werden entgegen der Spinrichtung des Myons emittiert (siehe Kapitel 2.3.3), was dazu führt, dass sich eine periodische Verteilung der Flugrichtungen der Zerfallsteilchen einstellt. An bestimmten Zeitpunkten können dementsprechend weniger Zerfallsteilchen detektiert werden, da sie horizontal aus dem Aufbau und damit parallel zu den Detektoren herausfliegen. Damit stellt sich eine mit der Zeit periodische Verteilung der detektierten Zerfälle ein. Die dabei entstehende Schwingung besitzt die Frequenz ω_L , die Larmor-Frequenz (siehe Kapitel 2.3.5), mit der man über Gleichung 2.17 den Landé-Faktor des Myons bestimmen kann. Der Fehler ergibt sich dabei aus der Fehlerfortpflanzung zu:

$$\begin{aligned}\sigma_g &= \sqrt{\left(\frac{\partial g}{\partial B}\right)^2 \sigma_B^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial \omega_L}\right)^2 \sigma_{\omega_L}^2} \\ &= \sqrt{\left(-\frac{\hbar \omega_L}{\mu_{\text{mag}} B^2}\right)^2 \sigma_B^2 + \left(\frac{\hbar}{\mu_{\text{mag}} B}\right)^2 \sigma_{\omega_L}^2}\end{aligned}$$

Durch Umformung erhält man letztendlich:

$$\sigma_g = \left(\frac{\hbar}{\mu_{\text{mag}} B^2}\right) \sqrt{\omega_L^2 \cdot \sigma_B^2 + B^2 \cdot \sigma_{\omega_L}^2}$$

Der Wert der Larmorfrequenz ergibt sich durch eine Auftragung der Anzahl der gemessenen Lebensdauern im Magnetfeld über die jeweilig gemessene Lebensdauer. Neben einem exponentiellen Fit der Zerfallszeiten für μ^- und μ^+ muss dabei eine Wellenfunktion mit betrachtet werden. Der Graph ergibt sich demnach zu

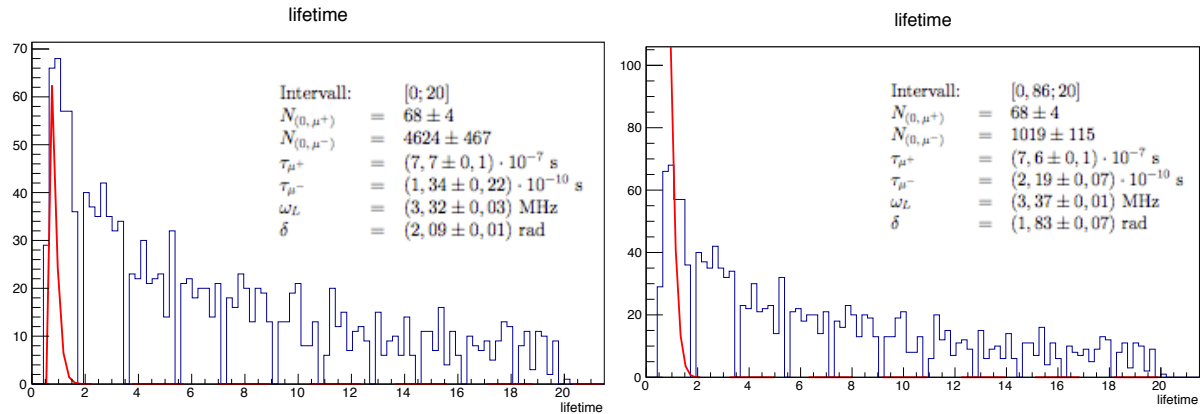
$$N(t) = N_{(0, \mu^-)} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{\mu^-}}} \cdot \sin(\omega_L t + \delta) + N_{(0, \mu^+)} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{\mu^+}}}.$$

Dabei bezeichnen $N_{(0, \mu^-)}$ und $N_{(0, \mu^+)}$ die Anzahl negativ bzw. positiv geladener Myonen, τ_{μ^-} bzw. τ_{μ^+} deren errechnete Lebensdauer, ω_L die Larmorfrequenz sowie δ eine Phasenverschiebung. Aus dem Fit aus Abbildung 4.8 ergeben sich die in Tabelle 4.7 dargestellten Werte.

4.4. Auswertung der $(g - 2)_\mu$ -Messung

Intervall	$N_{(0,\mu^+)}$	τ_{μ^+} [10^{-7} s]	$N_{(0,\mu^-)}$	τ_{μ^-} [10^{-10} s]	ω_L [MHz]	δ [rad]
[0; 20]	68 ± 4	$7,7 \pm 0,1$	4624 ± 467	$1,34 \pm 0,22$	$3,32 \pm 0,03$	$2,09 \pm 0,01$
[0,86; 20]	68 ± 4	$7,6 \pm 0,1$	1019 ± 115	$2,19 \pm 0,07$	$3,37 \pm 0,13$	$1,83 \pm 0,07$

Tab. 4.7.: Aus dem Plots entnommene Werte der Lebensdauerermessung innerhalb des Magnetfeldes.



(a) Intervall: 0 bis 20 μ s.

(b) Intervall: 0,86 bis 20 μ s.

Abb. 4.8.: Mittels root-Makro erstellter Graph der Messungen der Lebensdauer innerhalb eines Magnetfeldes.

Mit diesen Werten lässt sich der Landé-Faktor berechnen. Die Werte sind in Tabelle 4.8 dargestellt.

ω_L [MHz]	$g(B = (1,6 \pm 0,5) T)$	$g(B = (31 \pm 1) T)$
$3,32 \pm 0,03$	$(5,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$(2,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$
$3,37 \pm 0,13$	$(5,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	$(2,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$

Tab. 4.8.: Berechnete Werte des Landé-Faktors.

5. Diskussion und Ausblick

Im folgenden Kapitel sollen die Ergebnisse aus Kapitel 4 nun interpretiert und diskutiert werden. Dabei soll auch auf die möglichen Verbesserungen eingegangen werden.

5.1. Simulation

Die Ergebnisse der simulierten Daten liefern eine gute Übereinstimmung mit dem Literaturwert der Lebensdauer von Myonen. Der vom Programm errechnete Wert von $(2,11 \pm 0,04) \mu\text{s}$ weicht dabei nur ca. 4% vom Literaturwert $\tau_{Lit} = (2,1969803 \pm 0,0000022) \mu\text{s}$ ab [4]. Dass der Literaturwert jedoch nicht im Fehlerintervall des errechneten Wertes liegt muss berücksichtigt werden. Überhaupt erscheint der vom Programm ermittelte Fehler der Lebensdauer mit $\sigma_\tau = 0,04 \mu\text{s}$ eher unrealistisch. Betrachtet man den Graphen aus Abbildung 4.1 (a), so fällt auf, dass nur für bestimmte bins Zerfallszeiten registriert wurden. Zwar müsste wie in der Abbildung zu sehen ein exponentieller Anstieg erkennbar sein, jedoch sollte nach 790 registrierten Zerfällen ein sehr viel breiteres Spektrum an Lebensdauern gemessen worden sein. Dies lässt auf einen Fehler der poissonverteilten Werte und damit auch auf einen Fehler der simulierten Daten schließen. Gerade deshalb, erscheint auch der Fehler der Lebensdauer unrealistisch. Auch beim Blick auf den Wert des $\chi^2/(\text{Anzahl der Freiheitsgrade})$ fällt auf, dass dieser unnatürlich hoch ist. Sein Wert von 69,58 resultiert aber aus dem kleinen Fehler der Lebensdauer und ist offensichtlich falsch. Nichts desto trotz ist dies ein großer Anhaltspunkt für eine falsche Auswertung der Software.

Gleichzeitig muss kritisiert werden, dass die Triggerrate keine wahre Rate darstellt, sondern die Summe der einzelnen Raten aller Kanäle ist. Dies ist für das physikalische Verständnis, dass die Triggerrate durch koinzidente Signale aus den oberen Detektoren gebildet wird, nicht förderlich und prinzipiell falsch, da die Triggerrate nie größer sein darf als eine Rate eines in Koinzidenz verwendeten Kanals.

Auch sind die Raten der einzelnen Kanäle viel zu hoch. Wie in Abbildung 4.1 (b) zu sehen, sind die Raten (Teilchen pro Sekunde) jedes Kanals im Bereich von ungefähr 30 Hz. Für

5. Diskussion und Ausblick

die Größe der gegebenen Detektoren sollte jedoch eine maximale Rate von 8 Hz erwartet werden [8]. Somit ist der simulierte Wert fast viermal so groß wie der maximal messbare. Für eine bessere Simulation sollte das Programm schnellstmöglich an die Detektorgröße angepasst werden. Die Zeit um einen Zerfall zu detektieren liegt bei 1058 s und ist demzufolge ungefähr 9-mal so groß wie die benötigte Zeit zur Detektion eines Zerfalls bei einer echten Messung. So konnte innerhalb von über 9 Tagen 790 Zerfälle registriert werden.

Insgesamt ist die Funktion, eine simulierte Messung durchführen zu können, für mögliche Benutzer eine geeignete Alternative, man muss dies aber unbedingt verbessern um auch eine sinnvolle Interpretation garantieren zu können. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit war mir dies nicht möglich.

5.2. Vormessungen

Leider lässt die Messung der Schwellenspannung keine genaue Analyse zu, da Vergleichsdaten fehlen. Wenn man die Szintillatoren untereinander vergleicht, fällt auf, dass sich ab einem Bereich von ca. 200 mV angelegter Schwellenspannung eine gute Übereinstimmung der gemessenen Raten zwischen den einzelnen Detektoren zeigt. Dies wird auch durch die gewählten Schwellenspannungen unterstrichen, die innerhalb eines 25 mV Intervalls liegen (siehe Tabelle 4.1). Nimmt man an, dass für die gewählten Spannungen circa 5% der gemessenen Werte durch Rauschsignale entstanden sind¹, so käme man auf eine eigentliche Rate von $(6,3 \pm 0,5)$ Teilchen/s für Detektor SZ 36 bzw. $(6,2 \pm 0,5)$ Teilchen je Sekunde. Damit ergibt sich für jeden Detektor ein Verhältnis von (19 ± 2) aus Signal- und Rauschrate bei den gewählten Schwellenspannungen (Herleitung siehe Kapitel 4.2.1). *Netzwerk Teilchenwelt* gibt an, dass eine optimale Schwellenspannung im Bereich einer gemessenen Rate von 6 bis 7 Teilchen je Sekunde liegt. Prinzipiell müsste die Rauschrate jedoch noch genau bestimmt werden. Dies könnte beispielsweise durch eine Messung mit einer Myonenquelle² gewährleistet werden. Andererseits könnte man ein Pulshöhenspektrum verschiedener Signale aufnehmen, in dem radioaktive Proben als Eichquellen dienen. Damit könnten Rückschlüsse auf die Sensitivität bestimmter Energiebereiche gezogen werden. Eine grundsätzliche Aussage über die Ergebnisse der Schwellenspannungsmessung ist so jedoch nicht möglich, da die Rauschrate nicht bekannt ist und nur grob abgeschätzt werden kann.

¹Die 5% dienen nur zur Veranschaulichung einer Rauschsignalabschätzung.

²Beispielsweise eine $S\mu S$ Myonenquelle, in der schnelle Protonen auf ein Kohlenstofftarget stoßen.

Die berechneten Effizienzen der Szintillationsdetektoren sind erstaunlich gut. Da Plastikszintillatoren sehr anfällig gegenüber leichten Erschütterungen sind, woraufhin sich Mikrorisse im Szintillationsmaterial bilden können, die genau wie mögliche Verunreinigungen bei der Herstellung zu unerwünschten Lichtstreuungen führen können, wurde mit einem deutlich niedrigeren Wert für die Effizienz gerechnet. Mit einer durchschnittlichen Effizienz von $(95,3 \pm 1,3)\%$ scheinen die Detektoren für eine Koinzidenzmessung sehr geeignet zu sein. Natürlich ist zu bedenken, dass der Fehler höher ausfallen muss, da die Messungen von Zweier- bzw. Dreierkoinzidenz nicht gleichzeitig stattfinden konnten und dementsprechend nicht die gleiche Teilchenanzahl in allen Detektoren registriert werden konnten. Da man jedoch von einem konstanten Fluss der Myonen auf Meereshöhe ausgehen kann, sollte dieser Fehler aufgrund einer Messzeit von 1800 Sekunden stark minimiert worden sein. Dennoch darf dies nicht vernachlässigt werden.

Die Ergebnisse der Effizienzen werden durch die Ergebnisse der zufälligen Koinzidenzmessungen zusätzlich bestätigt. So konnte hier gezeigt werden, dass bei einer Dreierkoinzidenzmessung auf 1868 richtige Signale ein zufälliges kommt. Der Fehler des Verhältnisses ist zwar relativ groß ($\approx 58\%$ des Wertes), resultiert jedoch daraus, dass der Fehler der Signalrate σ_{N_n} $2/3$ des Wertes N_n ausmacht. Das Verhältnis der zufälligen Signale der Zweierkoinzidenzmessung ist für die spätere Auswertung von großer Bedeutung, da für die Lebensdauermessung ein solches Signal der oberen beiden Detektoren als Startsignal dient. Daher ist es zufriedenstellend, hierbei feststellen zu können, dass für ein zufälliges Signal 231 richtige Signale registriert werden. Der Fehler ist mit ca 19% des errechneten Wertes sehr viel kleiner als der der Dreierkoinzidenzmessung. Dies resultiert aus der höheren Rate gemessener Triggersignale beider Messungen.

Die Messung zur Abschätzung des Lichteinflusses auf die von den Detektoren gemessene Myonrate scheint ebenfalls positiv ausgefallen zu sein, obwohl Umgebungslicht für jeden Detektor eine hohe Rauschquelle darstellt. Da für alle Szintillatoren ein Verhältnis von $\frac{N_{hell}}{N_{dunkel}} \approx 1$ herausgekommen ist, scheint es keine Unterschiede zwischen einer Messung bei eingeschaltetem Licht und ausgeschaltetem Licht zu geben. Weitere Messungen zur Untersuchung möglicher Einflüsse sollten zukünftig hinzugefügt werden. So könnte eine Messung mit ständigem Ein- und Ausschalten des Lichts hinzugefügt werden. Dabei erwartet man für diese Messung eine größere Abweichung zu den hier gemachten Messungen mit konstanten Lichtverhältnissen, auch aufgrund dahingehend verursachter Spannungsschwankungen im Stromnetz. Dies ist auch in Abbildung A.14 (b) zu erkennen. Der dort zu sehende Ausschlag der Myonrate wurde nach dem Einschalten des Computer-

bildschirms gemessen. Für die spätere Messung der Lebensdauer ist dies aber nicht von Relevanz, da die Messung nicht unter flackernden Licht bzw. schwankenden Spannungen stattfinden wird.

5.3. Lebensdauermessung

Bei der Auswertung der Lebensdauermessung muss man in die vom Programm erzeugten Ergebnisse und die Ergebnisse, die durch Auswertung in einem extra geschriebenen root-Makro entstanden sind, unterteilen.

Die Ergebnisse des Programms für die Lebensdauermessung haben eine Abweichung von 3,3 bis 8,2 % vom theoretischen Wert von $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ s. Dabei besitzt die Messung mit der geringsten Anzahl erhaltener Daten die geringste Abweichung. Allein dies lässt vermuten, dass die Auswertung des Programms nicht korrekt ist. Die errechneten Fehlerintervalle scheinen dazu einen viel zu geringen Wert zu besitzen, da sie nur eine Variation von 0 bis maximal 0,5 % des Wertes ergeben. Die errechneten Werte der χ^2 geteilt durch die Anzahl der Freiheitsgrade scheinen ein perfektes Ergebnis zu vermitteln, was jedoch nur durch die kleinen Fehlerintervalle der Lebensdauern zustande kommt.

Blickt man auf die Graphen der Abbildungen A.12 (a) bis A.16 (a), so erkennt man, dass die Anzahl der gemessenen Lebensdauern im Bereich von $\Delta t = 0$ bis $0,8 \mu\text{s}$ sehr gering ist. Dies lässt auf eine schlechte Zeitauflösung und hohe Totzeit der DAQ-Karte schließen, wodurch die Werte der Lebensdauer 'verschönert' wird. Beginnt man den Graphen erst ab Lebensdauern größer $0,8 \mu\text{s}$ zu zeichnen, so würde sich eine viel größere mittlere Lebensdauer ergeben. Dies wird auch in der Auswertung mittels root-Makro bestätigt, konnte jedoch nicht vom Programm *Muonic* durchgeführt werden. Weiterführend konnten mittels Programmauswertung keine möglichen Untergründe betrachtet und einberechnet werden.

Die Ergebnisse der Auswertung mittels des root-Makros erscheinen, vor allem aufgrund des Wertes des $\chi^2/\#\text{Freiheitsgrade}$ mit jeweils 1,07 sehr viel adäquater als die Werte des Programms. Die berechnete mittlere Lebensdauer der negativ geladenen Myonen konnte mit einem Wert von je $(0,37 \pm 0,02)$ s bestimmt werden. Dies ist zwar fast doppelt so groß, wie der Literaturwert von $(0.201 \pm 0.004) \mu\text{s}$, zeigt aber im Vergleich der anderen Werte mit deren Literaturwerten noch die beste Übereinstimmung [28]. Die mittlere Lebensdauer der positiv geladenen Myonen hingegen ist mit $(10,95 \pm 0,41) \mu\text{s}$ bzw. $(9,70 \pm 1,61) \mu\text{s}$ (beachtet man eine lineare Rauschrate), etwa 4,5 mal größer als der Literaturwert von $\tau_{Lit} = (2,1969803 \pm 0,0000022) \mu\text{s}$ [4]. Der größere Fehler der mittleren Lebensdauer

er des zweiten Wertes ergibt sich aus der Berücksichtigung einer angenommenen linearen Rauschrate. Allerdings scheint diese mit nur 7 Rauschsignalen sehr gering, bestätigt jedoch die in den Vormessungen gemessenen Effizienzen und zufällig auftretende Koinzidenzsignale. Was an dieser Auswertung verwunderlich erscheint, ist das Verhältnis zwischen positiv und negativ geladenen Myonen. Dieses kann mit einem Wert von $\frac{N_{\mu^+}}{N_{\mu^-}} = 0,005$ nicht mit dem Literaturwert von 1,28 verglichen werden [8]. Eine Auswertung, in der dieses Teilchenverhältnis berücksichtigt wurde, ergab sehr viel schlechtere Ergebnisse mittlerer Lebensdauern ($\tau_{\mu^+} = (16,32 \pm 2,02) \mu\text{s}$ bzw. $\tau_{\mu^-} = (3,20 \pm 1,45) \mu\text{s}$).

5.4. $(g - 2)_\mu$ -Messung

Abbildung 4.8 zeigt, dass neben dem exponentiellen Abfall ebenfalls der Verlauf einer Sinusfunktion zu erkennen ist. Dies ist, bedenkt man die schlechte Zeitauflösung der DAQ-Karte, die gute Ergebnisse bei der Auswertung der Lebensdauer verhinderte, sehr überraschend. Überlappt man die Ergebnisse der Lebensdauerermessung innerhalb mit denen außerhalb des Magnetfeldes wie in Abbildung 5.1, so erkennt man jedoch, dass diese Schwingung eher zufällig entstanden ist, da die ermittelte Schwingungsdauer ein Vielfaches der eigentlichen Schwingungsdauer zu sein scheint. Die Unterschiede in der Struktur der Ereignisse mit und ohne Magnetfeld entstehen womöglich, da die Präzession am Anfang, wo auch die meisten Zerfälle aufgrund von $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ erwartet werden, ein Minimum erzeugt und somit der Peak am Anfang wesentlich kleiner ausfällt. Dies müsste außerhalb des Rahmens dieser Bachelorarbeit näher untersucht werden. Dass die berechnete Frequenz ein Vielfaches der eigentlichen Larmorfrequenz ist, wird auch in den ermittelten Werten des Landé-Faktors deutlich, die deutlich zu groß ausfallen. Nimmt man jedoch an, dass die Permeabilität des Eisens nicht berücksichtigt wird, so erhält man einen Wert von $g = 2,5 \pm 0,1$. Dies wäre mit einer Abweichung von 25% zum Literaturwert ein für diese Messung sehr guter Wert. Man muss demnach in folgenden Experimenten eine sehr genaue Bestimmung des Magnetfeldes durchführen, beispielsweise mittels einer Hall-Sonde, wobei dann ein Stoff mit bekannter relativer Permeabilität benutzt werden sollte. Für das in dieser Bachelorarbeit mittels Helmholtzspulen aufgebaute Magnetfeld könnte so auch die Homogenität überprüft werden.

In der Arbeit von CLAUDE AMSLER [30] ist eine vergleichbare Messung durchgeführt worden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.2 zu sehen. Nach der Normierung der Raten konnte durch Subtraktion der Lebensdauer ohne Magnetfeld von der Messung mit Ma-

Myon Lebensdauer

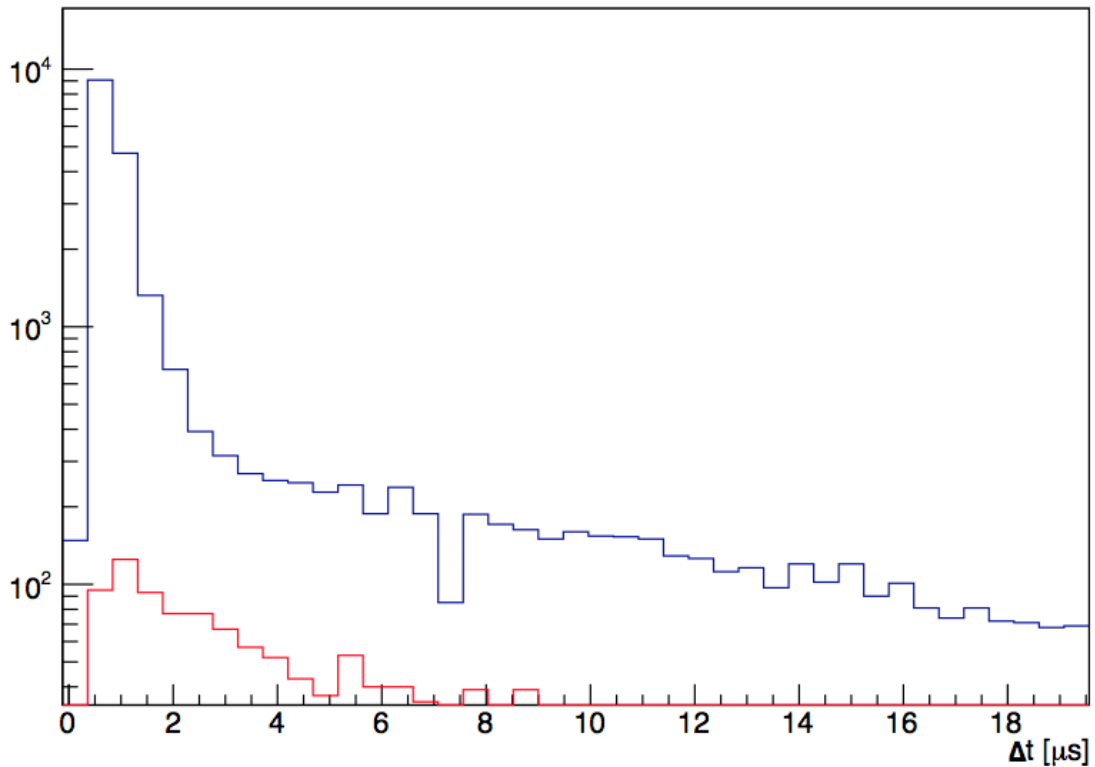


Abb. 5.1.: Messergebnisse der Lebensdauerermessung ohne (blau) und mit Magnetfeld (rot). Aufgetragen wurde die Anzahl von Doppelpulsen gegen die Zeit Δt .

netzfeld die Larmor-Frequenz ω_L der Schwingung [30] errechnet werden. AMSLER konnte in seinem Experiment einen mittlere Wert von $g = 1,95 \pm 0,09$ für den Landé-Faktor des Myons bestimmen. Dies ist ein sehr guter Wert, da er damit den in der Theorie aus Kapitel 2.3.4 vorgestellten Wert von $g = 2$ bestätigt, auch da dieser sich im Fehlerintervall des von Amsler experimentell bestimmten Wertes befindet [30].

Benutzt man den theoretischen Wert des Landé-Faktors mit $g = 2$ und die Daten der Magnetfeldbetrachtungen aus Kapitel 4.4.1, so kann man mittels Gleichung 2.16 die Larmorfrequenz bestimmen. Für ein Magnetfeld der Stärke $B = (3,1 \pm 0,1)$ mT errechnet sich ein Wert von $\omega_L = (2,64 \pm 0,09)$ MHz. Dies kann durch Umstellung der Relation $\omega_L = \frac{2\pi}{T_L}$ in eine Larmorschwingungsdauer T_L umgerechnet werden. Man erhält einen Wert von $T_L = (2,38 \pm 7,68) \cdot 10^{-6}$ s. Der Fehler der Schwingungsdauer ergibt sich hierbei aus $\sigma_{T_L} = \frac{2\pi}{\omega_L^2} \sigma_{\omega_L}$. Dies müsste mittels der für das Experiment zur Verfügung stehenden Komponenten gemessen werden können. Da jedoch als Absorbermaterial Stahl benutzt wurde, das hauptsächlich aus Eisen besteht, muss diese Rechnung durch die relative Permeabilität von Eisen angepasst werden. Das Magnetfeld innerhalb des Absorbermaterials

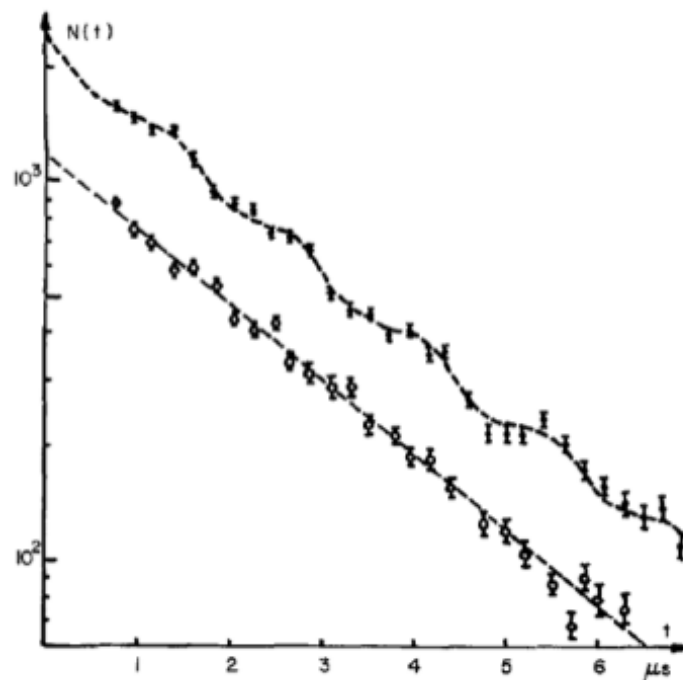


Abb. 5.2.: Messergebnisse von Claude Amsler. Das obere Spektrum resultiert aus einer Messung innerhalb eines Magnetfeldes der Stärke 55 G ($=5,5$ mT; ~ 17500 gemessene Zerfälle), der untere Graph zeigt die Doppelpulse Δt aus der Messung ohne Magnetfeld (~ 9000 gemessene Zerfälle) [30].

ergibt sich wie in Kapitel 4.4.1 beschrieben zu $B = (1,6 \pm 0,5)$ T bis zu $B = (31 \pm 1)$ T, wodurch die Rechnung für die Larmorfrequenz die Werte $\omega_L = (1,36 \pm 0,43)$ GHz bis zu $\omega_L = (26,40 \pm 0,86)$ GHz ergibt. Damit wäre auch die Zeit der Larmorschwingungsdauer um einen Faktor 500 bis 10000 kürzer ($T_L = (4,61 \pm 0,15) \cdot 10^{-9}$ s bis $T_L = (2,38 \pm 0,08) \cdot 10^{-10}$ s). Diese Zeit kann von der DAQ-Karte aufgrund einer schlechten Zeitauflösung von 240 ps nicht registriert werden.

Fortführend könnte in zukünftigen Experimenten eine Messung mit umgekehrter Polung des Magnetfeldes interessante Ergebnisse liefern, da dabei der Myonspin eine halbe Drehung im Vergleich zur jetzigen Magnetfeldrichtung erfahren würde. Dementsprechend müsste ein starker Anstieg innerhalb der ersten bins auftreten, was jetzt nicht zu erkennen ist. Für zukünftige Versuche dieser Art wäre es zudem sehr sinnvoll, auf eine neuere DAQ-Karte mit einer besseren Zeitauflösung zurückzugreifen oder falls dies nicht möglich ist, ein anderes Absorbermaterial als Stahl zu benutzen. Hierfür würde sich beispielsweise Kupfer anbieten, welches auch in dem Experiment von AMSLER benutzt wurde, da es eine hohe Dichte hat, nicht magnetisch ist und eine hohe Strahlenlänge besitzt, wodurch die Elektronenabsorption minimiert wird [30].

A. Erster Anhang - Abbildungen

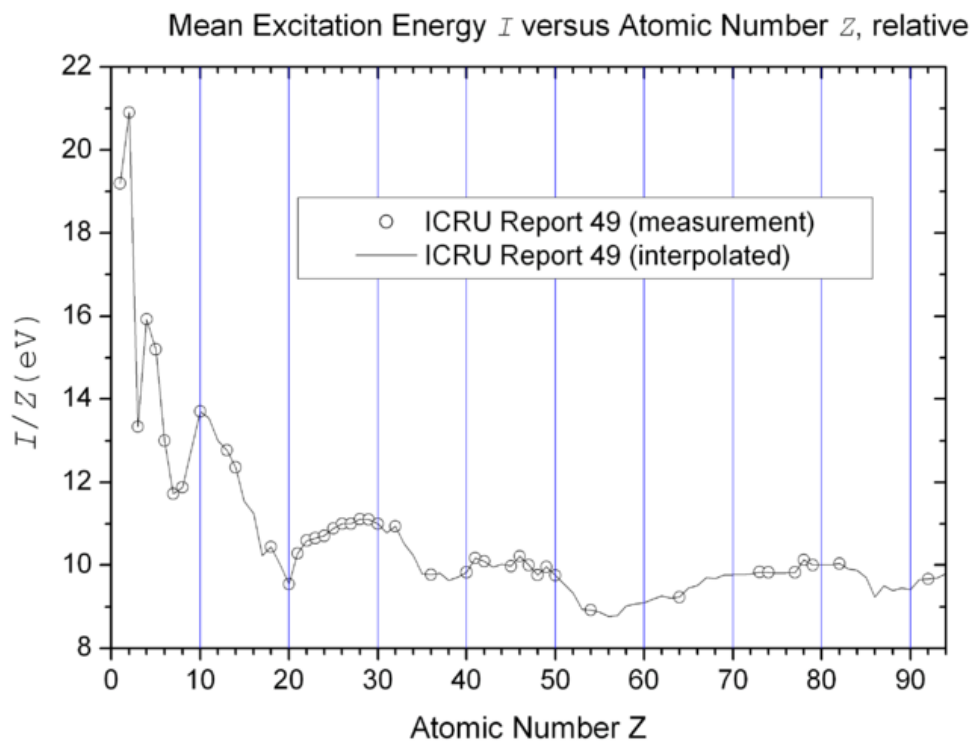


Abb. A.1.: Das mittlere Anregungspotential I von Elementen, dividiert durch die Ordnungszahl Z , aufgetragen über der Ordnungszahl [25].

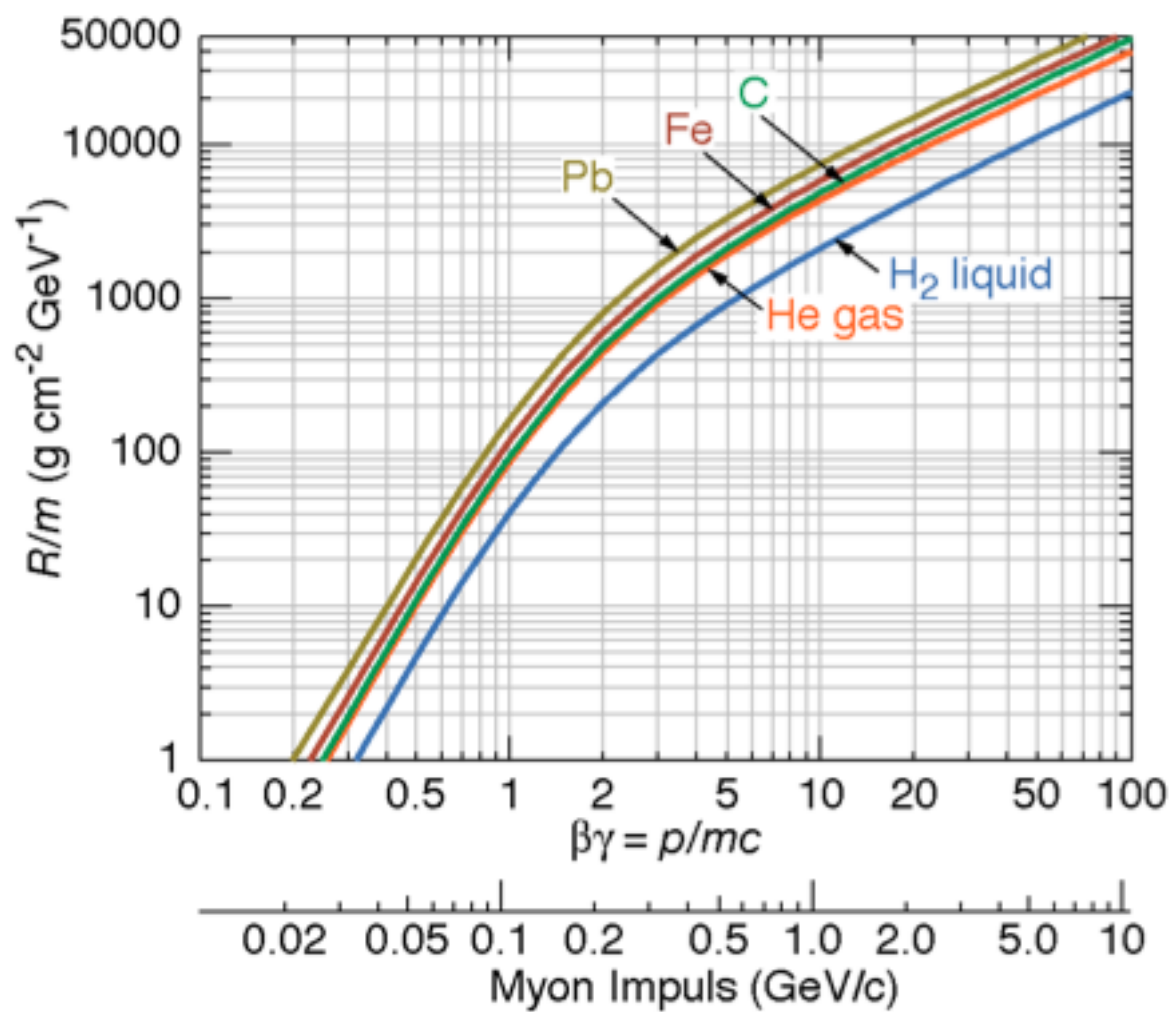


Abb. A.2.: Das mittlere Anregungspotential I von Elementen, dividiert durch die Ordnungszahl Z , aufgetragen über der Ordnungszahl [24].

EJ-200 PLASTIC SCINTILLATOR

This plastic scintillator combines the two important properties of long optical attenuation length and fast timing and is therefore particularly useful for time-of-flight systems using scintillators greater than one meter long. Typical measurements of 4 meter optical attenuation length are achieved in strips of cast sheet in which a representative size is 2 cm x 20 cm x 300 cm.

The combination of long attenuation length, high light output and an emission spectrum well matched to the common photomultipliers recommends EJ-200 as the detector of choice for many industrial applications such as gauging and environmental protection where high sensitivity of signal uniformity are critical operating requirements.

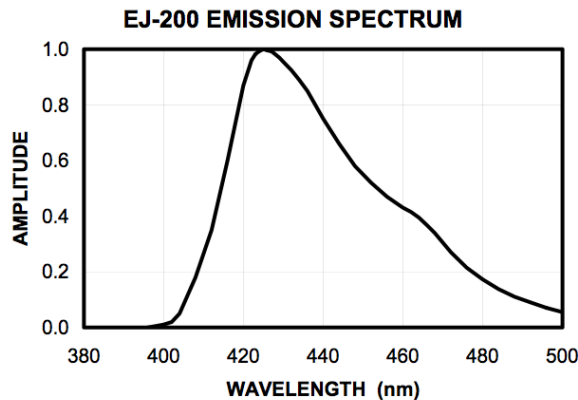
Physical and Scintillation Constants:

Light Output, % Anthracene	64
Scintillation Efficiency, photons/1 MeV e ⁻	10,000
Wavelength of Max. Emission, nm	425
Rise Time, ns	0.9
Decay Time, ns	2.1
Pulse Width, FWHM, ns	~2.5
No. of H Atoms per cm ³ , x 10 ²²	5.17
No. of C Atoms per cm ³ , x 10 ²²	4.69
No. of Electrons per cm ³ , x 10 ²³	3.33
Density, g/cc:	1.023

Polymer Base: Polyvinyltoluene
Refractive Index: 1.58
Vapor Pressure: Is vacuum-compatible
Coefficient of Linear Expansion: 7.8 x 10⁻⁵ below +67°C

Light Output vs. Temperature:
 At +60°C, L.O. = 95% of that at +20°C
 No change from +20°C to -60°C

Chemical Compatibility: Is attacked by aromatic solvents, chlorinated solvents, ketones, solvent bonding cements, etc. It is stable in water, dilute acids and alkalis, lower alcohols and silicone greases. It is safe to use most epoxies and "super glues" with EJ-200.




	ELJEN TECHNOLOGY PO Box 870, 300 Crane Street Sweetwater TX 79556 USA	Tel: (325) 235-4276 or (888) 800-8771 Fax: (325) 235-0701 Website: www.eljentechnology.com
---	--	---

Abb. A.3.: Datenblatt des EJ-200 Plastiszintillators der Firma ELJEN TECHNOLOGY.

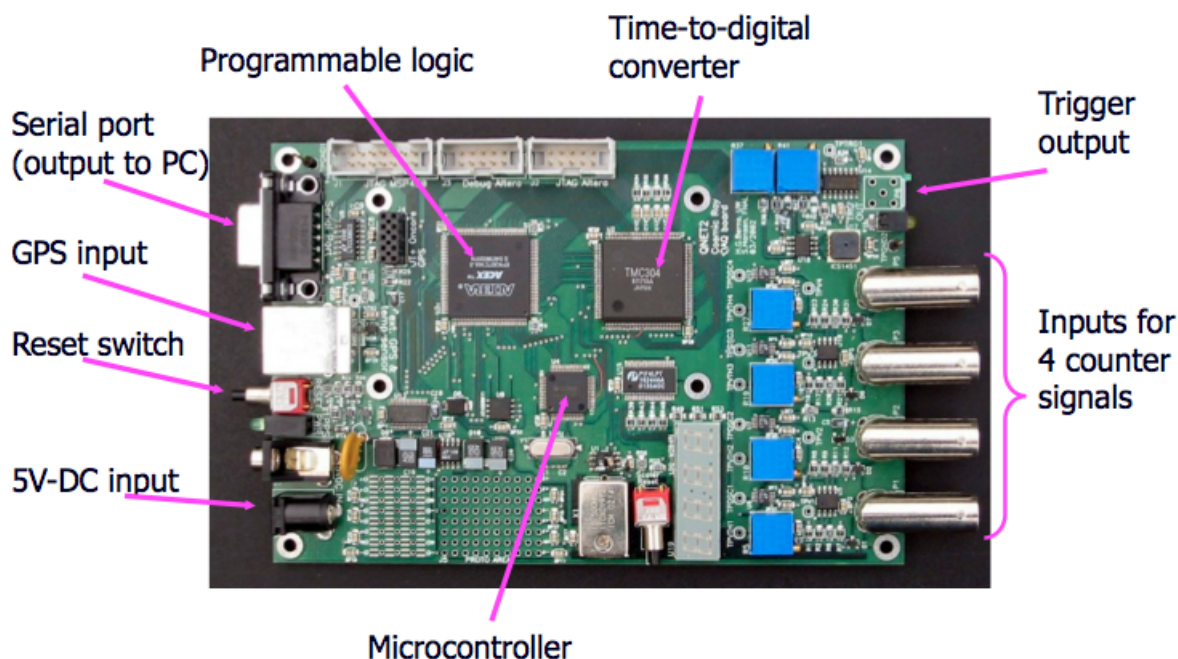


Abb. A.4.: Aufbau der verwendeten DAQ-Karte [27].

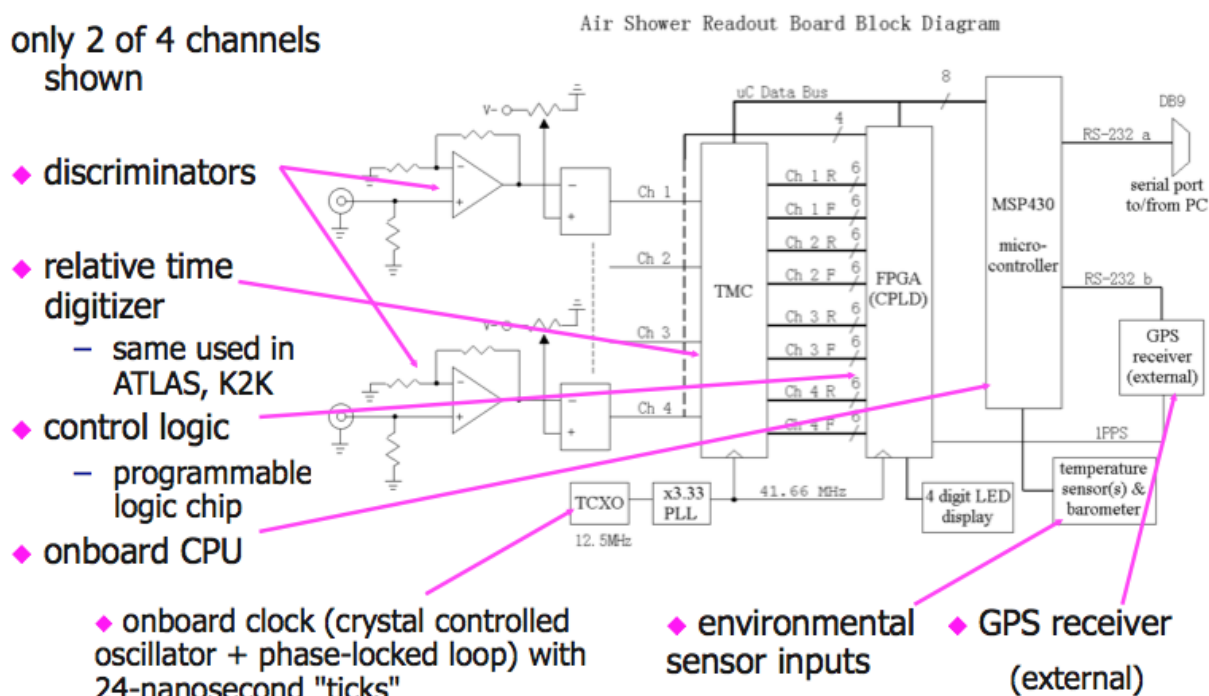


Abb. A.5.: Darstellung des Schaltplans der DAQ-Karte. Im Aufbau sind aus Platzgründen nur 2 Kanäle eingezeichnet. Zusätzlich wurde noch der Einsatz eines GPS-System hinzugefügt [27].



Betriebsanleitung

Fadenstrahlrohr
Helmholtz-Spulenpaar

06959.00
06960.00



Abb. 1: Fadenstrahlrohr 06959.00 in Helmholtz-Spulenpaar 06960.00

1. ZWECK UND BESCHREIBUNG

Mit Hilfe des Fadenstrahlrohrs 06959.00 kann in Verbindung mit dem Helmholtz-Spulenpaar 06960.00 das Verhalten eines Elektronenstrahls in einem senkrecht zur Elektronenbahn orientierten Magnetfeld untersucht werden. Die Elektronenbahn ist durch die Fluoreszenz der Edelgasfüllung in der Röhre sichtbar. In der Röhrenachse befindet sich ein Maßstab in Form von mit Leuchtfarbe beschriebenen Metallstegen, der ein genaues Ausmessen des Durchmessers der Elektronenbahn zur Bestimmung der spezifischen Elektronenladung e/m ermöglicht. Die Röhre ist nach dem Evakuieren mit Argon auf einen Druck von ca. 10^{-1} Pa (10^{-3} mbar) gefüllt worden. Dieser Edelgas-Restdruck spielt eine wichtige Rolle bei der Bündelung des Elektronenstrahls. Die Elektronen stoßen längs ihrer Bahn mit Gasmolekülen zusammen und ionisieren diese, so daß der Strahl durch das Argon-Rekombinationsleuchten sichtbar wird. Da andererseits bei den Ionisationsvorgängen nur die entstandenen Sekundärelektronen aus dem Strahl herausfliegen, bilden die trägen positiven Argonionen einen Faden längs der Bahn des Elektronenstrahls, der auf Grund der elektrostatischen Anziehungskräfte wesentlich zur guten Bündelung des Strahls, auch über große Wegstrecken, beiträgt. Die Helmholtzspulen bestehen aus zwei gleichartigen, freitragenden Spulen auf je einem Kunststofffuß. Die Spulen sind durch drei Abstandsschienen so positioniert, daß ihr axialer Abstand gleich dem mittleren Spulenradius ist. (Nach Lösen von Rändelschrauben können die Abstandsschienen entfernt werden; die Spulen sind dann einzeln verwendbar.) Zwei dieser Abstandsschienen sind mit einer Vorrichtung zur Halterung des Fadenstrahlrohrs im Zentrum des Helmholtz-Spulenpaares versehen. Die Anschlußbuchsen der Spulenwicklung sind in den Kunststofffuß der Spule eingegossen; die Spulen können mit Hilfe von Verbindungsleitungen wahlweise parallel oder in Reihe geschaltet werden. Die Numerierung der Anschlußbuchsen

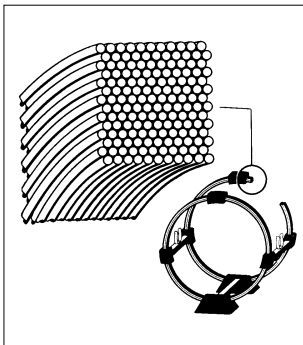


Abb. 2: Wicklungsschema der Helmholtz-Spulen.

(1; 2) erleichtert die Beschaltung der Spulen. Der freitragende Aufbau der Spulen gestattet ein Auszählen der Windungszahl. Beim Auszählen der Windungen muß berücksichtigt werden, daß die Windungen der einzelnen Lagen etwas gegeneinander versetzt sind (vgl. Abb. 2). Jede Spule ist aus Kupferdraht in 14 Lagen mit je 11 Windungen gewickelt, woraus sich die Windungszahl $n = 154$ ergibt.

2. THEORIE

2.1 Bestimmung der spezifischen Ladung e/m
Auf bewegte Elektronen wirkt im magnetischen Feld eine Kraft senkrecht zur Feld- und senkrecht zur Bewegungsrichtung. Die Größe der Kraft ist der Ladung e und der Geschwindigkeit v der Elektronen sowie der magnetischen Flußdichte B proportional. Ordnet man das Fadenstrahlrohr im Magnetfeld der Helmholtz-Spulen so an, daß der Fadenstrahl das Strahlerzeugungssystem senkrecht zur Feldrichtung verläßt, dann ist die auf die Elektronen wirkende Kraft F gegeben durch:
$$F = e v B.$$

Unter der Einwirkung dieser Kraft wird der Fadenstrahl zu einem Kreisbogen verformt und bei hinreichend starkem Magnetfeld zu einem Vollkreis mit dem Radius r gebogen. Die auf der Elektronen wirkende Kraft F muß dann gleich der Zentrifugalkraft $\frac{mv^2}{r}$ sein:

$$e v B = \frac{mv^2}{r} \quad (1)$$

Durch Umformung dieser Gleichung erhält man für die Geschwindigkeit v der Elektronen die Beziehung:

$$v = \frac{e}{m} B r \quad (2)$$

Aus dem Energiesatz $\frac{1}{2} m v^2 = e U$ ergibt sich unmittelbar, daß die Geschwindigkeit der Elektronen von der Größe der Beschleunigungsspannung U abhängt:

$$v = \sqrt{\frac{e}{m} 2U} \quad (3)$$

Fügt man Gl. (3) in Gl. (2) ein, so ergibt sich für die spezifische Ladung des Elektrons

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{r^2 B^2} \quad (4)$$

Da alle Größen auf der rechten Seite von Gl. (4) durch Messung bestimmt werden können, läßt sich die spezifische Ladung des Elektrons durch Rechnung ermitteln.

2.2 Die Bestimmung der magnetischen Flußdichte im Zentrum der Helmholtz-Spulen

Die Anordnung nach Helmholtz-Gauguin zur Erzeugung homogener Magnetfelder ist dadurch gekennzeichnet, daß zwei einzelne kreisförmige Leiter mit gleichen Radien, deren Mittelpunkte auf der gemeinsamen Achse im Abstand ihrer Radien liegen, von demselben Strom durchflossen werden. Verwendet man statt einzelner, kreisförmiger Leiter Spulen mit größerem Querschnitt, so sind die Abweichungen von der Homogenität klein, wenn man gewisse Bedingungen hinsichtlich des Querschnittes der Spulen beachtet und den Abstand von Spulenmitte zu Spulenmitte gleich dem mittleren Spulenradius wählt. Die magnetische Flußdichte B im inneren Bereich eines solchen Helmholtz-Spulen Systems läßt sich aus dem mittleren Spulenradius R , der Windungszahl n einer Spule und der Stromstärke I in den Spulen errechnen:

$$B = 0,715 \mu_0 \frac{n \cdot I}{R} \quad (5)$$

Hierbei ist Voraussetzung, daß die Stromstärke I in beiden Spulen gleich ist. Für μ_0 ist der Wert $1,256 \cdot 10^{-6}$ T m/A einzusetzen.

Abb. 3: Versuchsanordnung zur Bestimmung von e/m mit dem Fadenstrahlrohr.

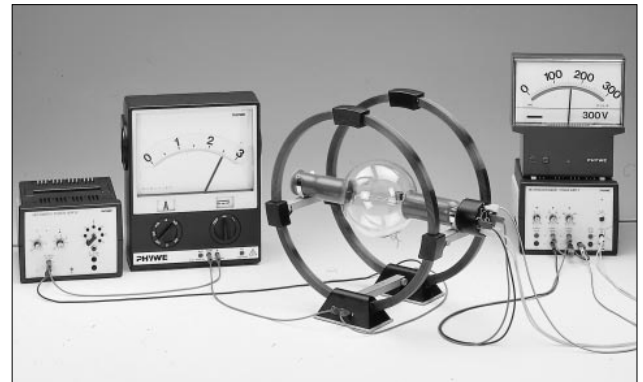


Abb. A.6.: Informationsblatt der Firma PHYWE (Seiten 1 und 2 oben, Seiten 3 und 4 unten) zum in der Arbeit verwendeten Helmholtz-Spulenpaar.

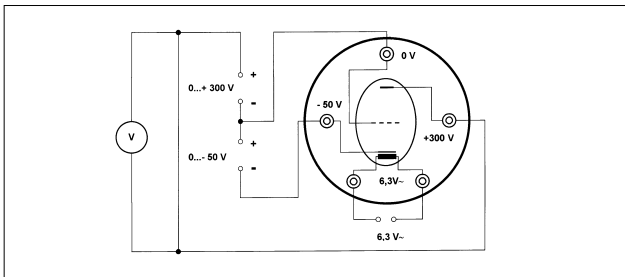


Abb. 4: Elektrische Beschaltung des Fadenstrahlrohres.

3. HANDHABUNG

Zunächst werden die beiden Helmholtzspulen mit Hilfe der zugehörigen Abstandsschienen verbunden. Durch Festziehen der Rändelschrauben werden die Abstandsschienen gesichert; es entsteht so eine stabile Anordnung, die das Fadenstrahlrohr gemäß Abb. 3 aufnimmt.

3.1 Elektrischer Anschluß des Fadenstrahlrohres

Sämtliche elektrische Versorgungsspannungen für das Fadenstrahlrohr entnimmt man dem Netzgerät 0...600 V DC, geregelt (13672.93). Die Anschlußbuchsen auf der Stirnseite des Fadenstrahlrohres sind so beschriftet, daß die korrekte Verbindung mit dem Netzgerät keine Probleme bereiten dürfte. Abb. 4 zeigt die der Anordnung gemäß Abb. 3 entsprechende Schaltung.

Durch die oben beschriebene Beschaltung des Fadenstrahlrohres wird eine feste Heizspannung von 6,3 V- gewählt, während die an das Strahlerzeugungssystem angelegte Gitterspannung und die Anodenspannung mit Hilfe der im Netzgerät eingebauten Potentiometer »-50...0 V« bzw. »0...+250 V« eingestellt werden können. Die Geschwindigkeit und damit die Energie der Elektronen des Fadenstrahls ist durch die insgesamt zwischen Kathode und Anode wirksame Beschleunigungsspannung U gegeben. Sie wird mit einem Drehspulinstrument 300 V- gemessen.

3.2 Elektrische Versorgung der Helmholtzspulen

Die beiden Helmholtzspulen werden in Reihe geschaltet, wobei die Polung so zu wählen ist, daß sich die Felder beider Helmholtzspulen addieren. Dies erreicht man z. B. indem man die mit »1« bezeichneten Buchsen beider Spulen miteinander verbindet und über die beiden mit »2« beschrifteten Buchsen den Strom zuführt. Die Stromstärke wird mit einem Drehspulinstrument (3 A-) gemessen und erlaubt die Berechnung der magnetischen Flußdichte gemäß Abschnitt 2.

Zur Versorgung der Helmholtzspulen eignet sich das Universal-Netzgerät 13500.93. Steht dagegen nur eine Gleichspannungsquelle mit geringerer Spannung zur Verfügung, so kann es zweckmäßig sein, die Spulen parallel zu schalten. Um annähernd gleiche Stromstärken in beiden Spulen sicherzustellen sollte man den Strommesser in die gemeinsame Zuleitung zu den Spulen legen. Zur Feldberechnung ist dabei der halbe Wert der angezeigten Stromstärke zu verwenden.

Hinweis:

Tritt bei eingeschaltetem Strom in den Helmholtzspulen keine oder nur eine unwesentliche Ablenkung des Fadenstrahles auf, so wirken die Felder der beiden Spulen gegeneinander. Abhilfe: Stromzuführungen an einer Spule vertauschen!

3.3 Inbetriebnahme des Fadenstrahlrohres und Bestimmung der spezifischen Ladung des Elektrons

Vor der Inbetriebnahme des Fadenstrahlrohres überzeugt man sich davon, daß die beiden Potentiometer »-50...0 V« und »0...+250 V« des Netzanschlußgerätes auf Null stehen. Durch diese Maßnahme vermeidet man, daß beim Einschalten der Heizspannung an Gitter oder Anode des Strahlerzeugungssystems Spannung liegt. Man schließt auf diese Weise mit Sicherheit eine evtl. Beschädigung der Kathodenschicht während des Anheizvorganges aus. Erst nach einer Anheizzeit von ca. einer Minute betätigt man die beiden Potentiometer und beobachtet nun im gut abgedunkelten Raum das Auftreten des Fadenstrahles. Während man mit dem Potentiometer »0...+250 V« die Höhe der Anodenspannung wählt, läßt sich mit Hilfe des Potentiometers »-50...0 V« die Gitterspannung geeignet einstellen und damit Schärfe und Helligkeit des Fadenstrahles. Die volle Intensität des Fadenstrahles wird in der Regel erst nach einer Heißdauer von 2 bis 3 Minuten erreicht. Bei längeren Meßpausen empfiehlt es sich, beide Potentiometer wieder auf Null zu drehen. Durch diese Maßnahme wird die Lebensdauer des Fadenstrahlrohres erheblich verlängert.

Zur experimentellen Bestimmung der spezifischen Ladung des Elektrons kann man wie folgt vorgehen:

1. Nach der Anheizzeit stellt man den Fadenstrahl geeignet ein und wählt dabei eine bestimmte Beschleunigungsspannung U .
2. Sodann schaltet man den Strom durch die Helmholtz-Spulen ein und beobachtet, wie der Fadenstrahl unter der Wirkung des homogenen Magnetfeldes eine Kreisbahn beschreibt (max. zul. Dauerstromstärke 5 A).
3. Durch entsprechendes Drehen des Fadenstrahlrohres in der Halterung sorgt man dafür, daß der Fadenstrahl das Strahlerzeugungssystem genau senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes verläßt und bei geeigneter Größe des Magnetfeldes einen Vollkreis beschreibt.
4. Man stellt den Spulenstrom so ein, daß der Fadenstrahl einen der vier Meßstege trifft. Man kann auf diese Weise Vollkreise mit den Radien 2, 3, 4 und 5 cm einstellen.

5. Man liest nun den bei der vom Voltmeter angezeigten Beschleunigungsspannung U zur Erzeugung eines Vollkreises mit dem Radius r erforderlichen Spulenstrom I am Amperemeter ab und berechnet aus diesen Meßwerten unter Benutzung der Gl. (4) und (5) die spezifische Ladung e/m des Elektrons (Literaturwert: $e/m = 1,759 \cdot 10^{11}$ As/kg).

Die Genauigkeit, mit der die spezifische Ladung e/m des Elektrons bestimmt wird, ergibt sich weitgehend aus der Meßgenauigkeit für die quadratischen Glieder der Gl. (4), d.h. für Radius r und magnetische Flußdichte B . Der Radius r läßt sich mit Hilfe der im Fadenstrahlrohr eingebauten Meßeinrichtung für den Strahlkreisdurchmesser recht genau bestimmen, so daß der bei dieser Messung aufgetretene Fehler klein gehalten werden kann (> 1%). Die magnetische Flußdichte B wird gem. Gl. (5) aus der Spulenstromstärke I berechnet; von der Genauigkeit dieser Strommessung hängt also in hohem Maße die Genauigkeit des ermittelten Wertes für e/m ab. Für hohe Genauigkeitsansprüche empfiehlt es sich deshalb, die Helmholtzspulen unbedingt in Reihe zu schalten, so daß beide Spulen exakt vom gleichen Strom durchflossen werden.

4. TECHNISCHE DATEN

Fadenstrahlrohr	Argon
Gasfüllung	10^{-1} Pa
Gasdruck	6,3 V
Heizspannung der Kathode	max. -50 V
Kathodenspannung	0 V
Gitterspannung	max. + 250 V
Anodenspannung	ca. 170 mm
Durchmesser des Glaskolbens	47 cm
Gesamtlänge	
Helmholtz-Spulenpaar	
Spulendurchmesser	400 mm
Windungszahl	je 154
Spulenwiderstand	2, 1
max. Strom je Spule	5 A
(Dauerbelastung)	
max. Flußdichte bei $I = 5$ A in Helmholtz-Anordnung	3,5 mT

5. GARANTIEHINWEIS

Für das von uns gelieferte Gerät übernehmen wir eine Garantie von 6 Monaten; sie umfaßt nicht den natürlichen Verschleiß sowie Mängel, die durch unsachgemäße Behandlung entstehen. Der Hersteller kann nur dann als verantwortlich für Funktion und sicherheitstechnische Eigenschaften des Gerätes betrachtet werden, wenn Instandhaltung, Instandsetzung und Änderungen daran von ihm selbst oder durch von ihm ausdrücklich hierfür ermächtigte Stellen ausgeführt werden.

6. GERÄTELISTE

Für den in Abb. 3 wiedergegebenen Versuchsaufbau werden folgende Geräte benötigt:

Fadenstrahlrohr	06959.00
Helmholtz-Spulenpaar	06960.00
Netzgerät, universal	13500.93
Geregeltes Netzgerät 0...600 V-	13672.93
Meßgeräte für die demonstrative Anzeige:	
Analog-Demo-Multimeter ADM 2	(2x) 13820.00
Drehspulmeßinstrument	(2x) 11100.00
Meßbereich 3A-	11102.33
Meßbereich 300 V-	
Verbindungsleitungen	11104.53

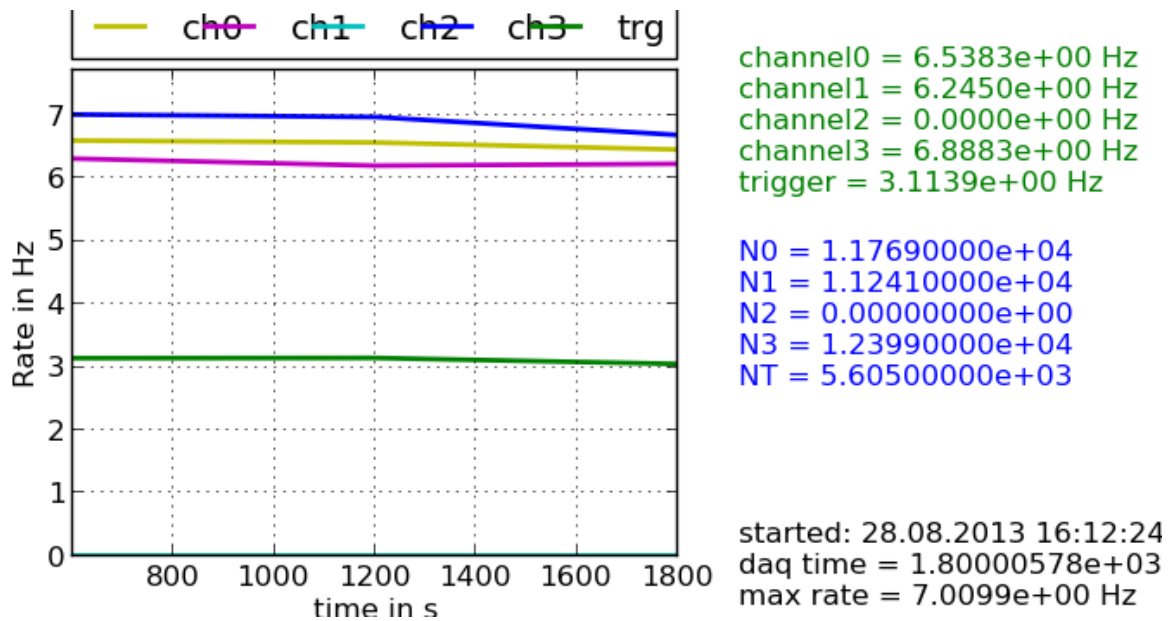


Abb. A.7.: Ratenmessungen der Detektoren Sz 36, SZ 62 und SZ 83. Die Triggerrate zählt Signale einer Dreierkoinzidenz. Die Detektoren sind übereinander angeordnet.

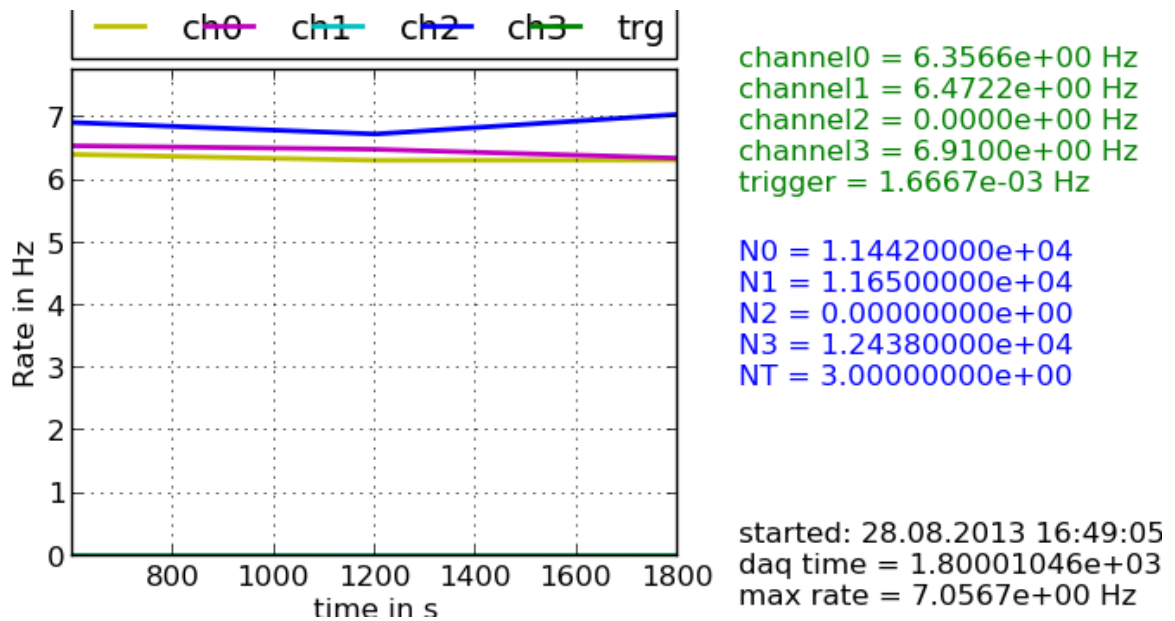
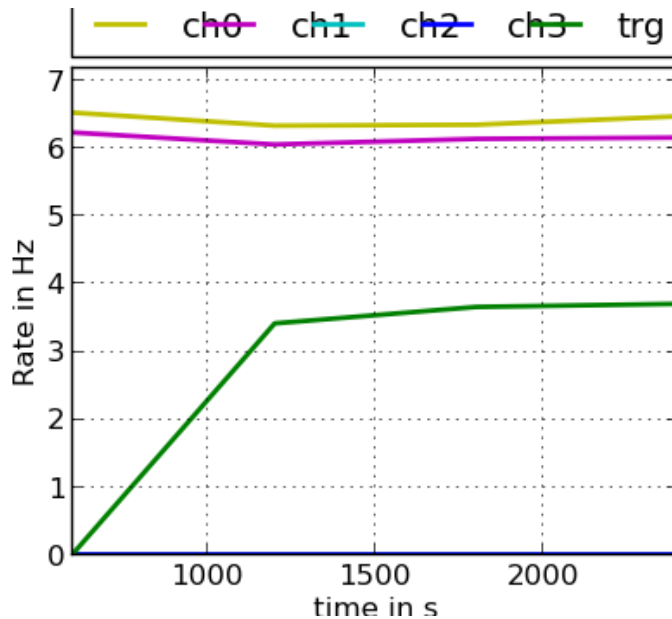


Abb. A.8.: Ratenmessungen der Detektoren Sz 36, SZ 62 und SZ 83. Die Triggerrate zählt Signale einer Dreierkoinzidenz. Die Detektoren sind nebeneinander angeordnet.

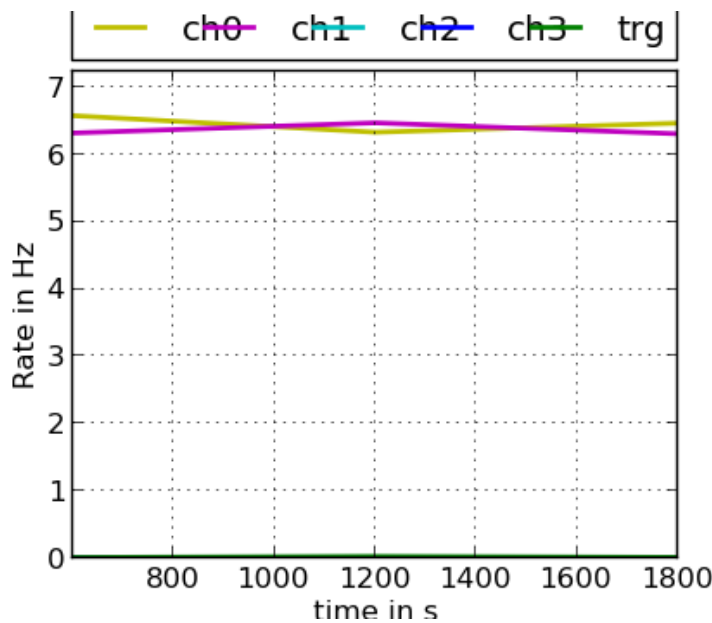


channel0 = 6.4271e+00 Hz
channel1 = 6.1538e+00 Hz
channel2 = 0.0000e+00 Hz
channel3 = 0.0000e+00 Hz
trigger = 2.7046e+00 Hz

N0 = 1.54250000e+04
N1 = 1.47690000e+04
N2 = 0.00000000e+00
N3 = 0.00000000e+00
NT = 6.49100000e+03

started: 28.08.2013 18:09:41
daq time = 2.39999849e+03
max rate = 6.5333e+00 Hz

Abb. A.9.: Ratenmessungen der Detektoren SZ 62 und SZ 83. Die Triggerrate zählt Signale einer Zweierkoinzidenz. Die Detektoren sind übereinander angeordnet.



channel0 = 6.4572e+00 Hz
channel1 = 6.3650e+00 Hz
channel2 = 0.0000e+00 Hz
channel3 = 0.0000e+00 Hz
trigger = 1.5556e-02 Hz

N0 = 1.16230000e+04
N1 = 1.14570000e+04
N2 = 0.00000000e+00
N3 = 0.00000000e+00
NT = 2.80000000e+01

started: 28.08.2013 17:39:01
daq time = 1.80000133e+03
max rate = 6.5766e+00 Hz

Abb. A.10.: Ratenmessungen der Detektoren SZ 62 und SZ 83. Die Triggerrate zählt Signale einer Zweierkoinzidenz. Die Detektoren sind nebeneinander angeordnet.

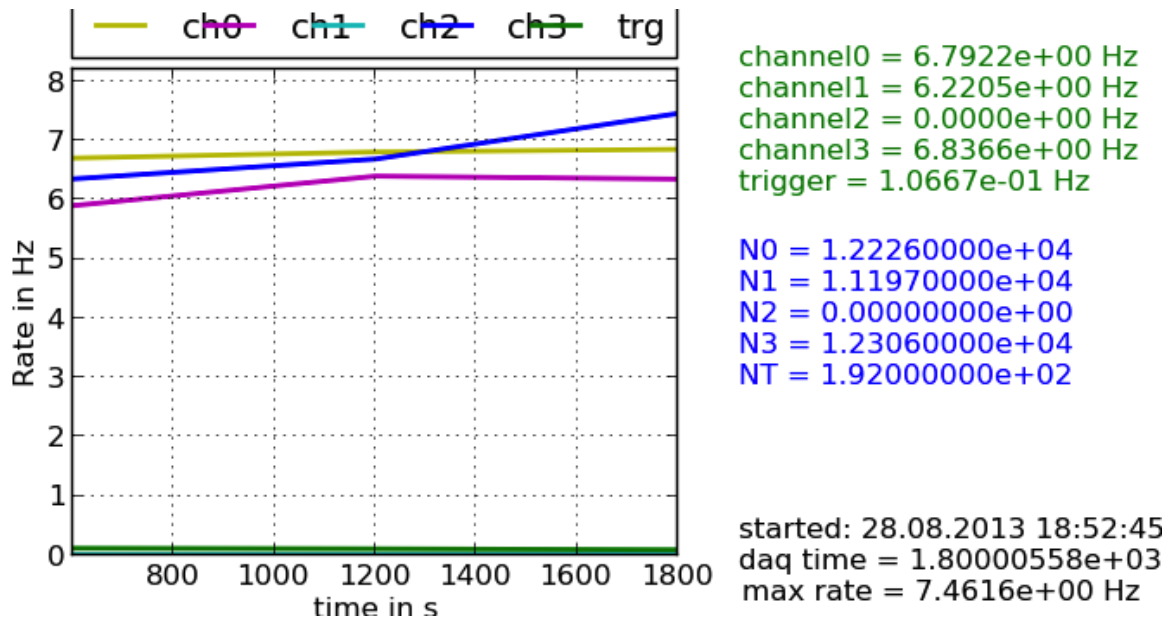
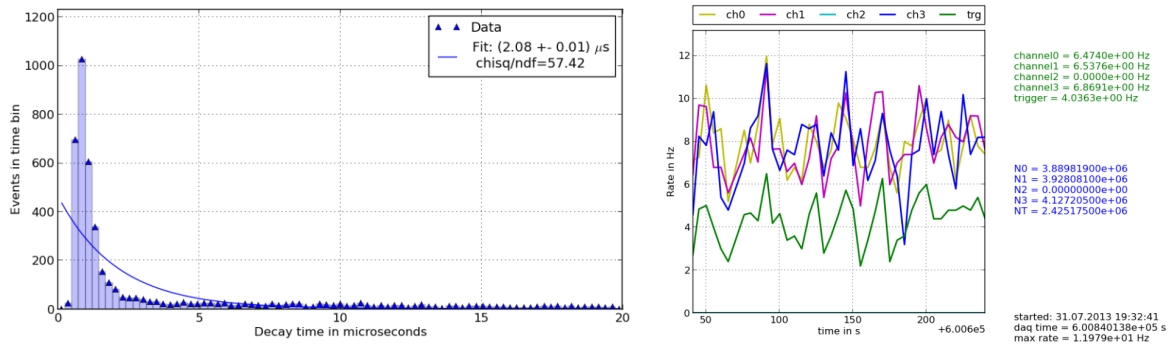


Abb. A.11.: Ratenmessungen der Detektoren SZ 36, SZ 62 und SZ 83 ohne Lichteinfluss.

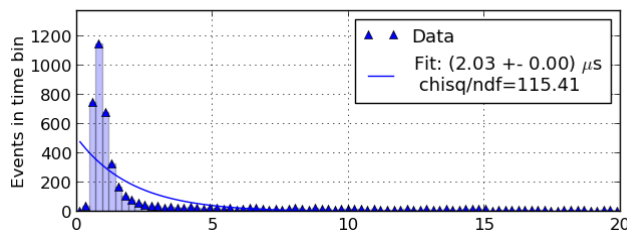


(a) Die Anzahl der gemessenen Zeiten innerhalb eines bestimmten Intervalls von $250 \mu\text{s}$ aufgetragen gegen die Lebensdauern.

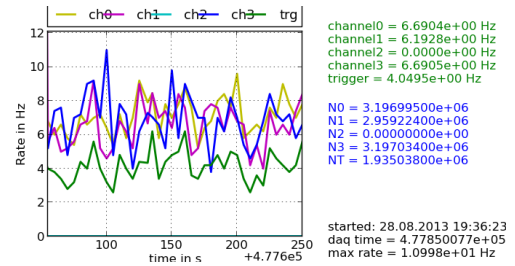
(b) Gemessene Raten.

Abb. A.12.: Plots der Lebensdaueremessung erstellt durch das Programm *Muonic*: Bei der Messung mit 4 Absorberplatten (Stahl) wurden 4175 Zerfälle registriert.

A. Erster Anhang - Abbildungen

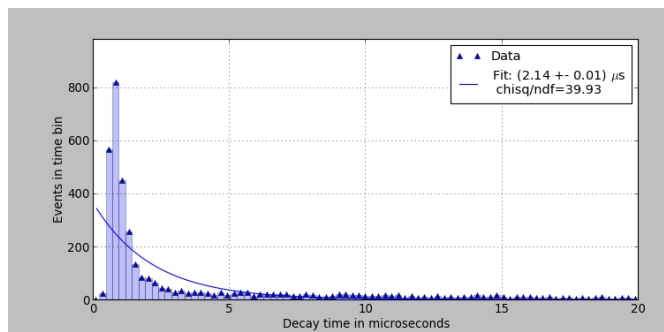


(a) Die Anzahl der gemessenen Zeiten innerhalb eines bestimmten Intervalls von $250 \mu\text{s}$ aufgetragen gegen die Lebensdauern.

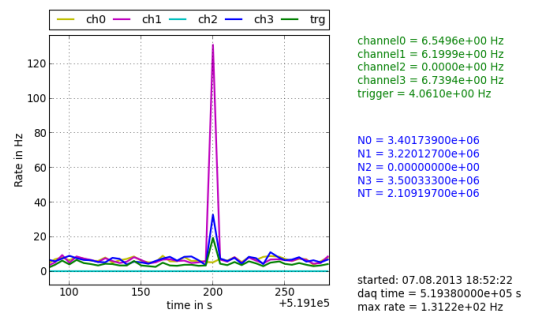


(b) Gemessene Raten.

Abb. A.13.: Plots der Lebensdauerermessung erstellt durch das Programm *Muonic*: Bei der Messung mit 4 Absorberplatten (Stahl) wurden 4295 Zerfälle registriert.

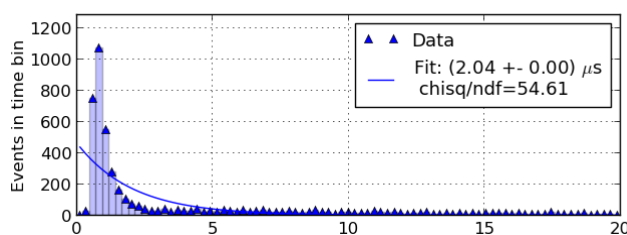


(a) Die Anzahl der gemessenen Zeiten innerhalb eines bestimmten Intervalls von $250 \mu\text{s}$ aufgetragen gegen die Lebensdauern.

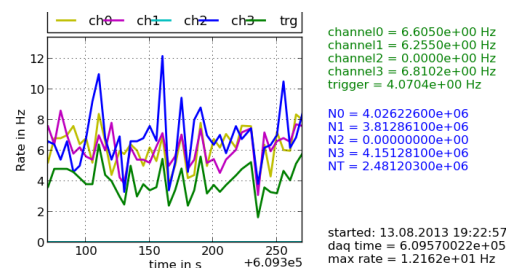


(b) Gemessene Raten.

Abb. A.14.: Plots der Lebensdauerermessung erstellt durch das Programm *Muonic*: Bei der Messung mit 3 Absorberplatten (Stahl) wurden 3530 Zerfälle registriert.

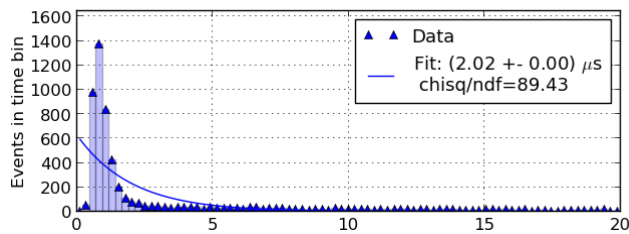


(a) Die Anzahl der gemessenen Zeiten innerhalb eines bestimmten Intervalls von $250 \mu\text{s}$ aufgetragen gegen die Lebensdauern.

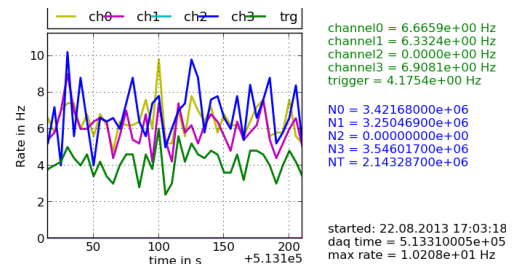


(b) Gemessene Raten.

Abb. A.15.: Plots der Lebensdauerermessung erstellt durch das Programm *Muonic*: Bei der Messung mit 2 Absorberplatten (Stahl) wurden 4297 Zerfälle registriert.



(a) Die Anzahl der gemessenen Zeiten innerhalb eines bestimmten Intervalls von $250 \mu\text{s}$ aufgetragen gegen die Lebensdauern.



(b) Gemessene Raten.

Abb. A.16.: Plots der Lebensdauerermessung erstellt durch das Programm *Muonic*: Bei der Messung mit 1 Absorberplatte (Stahl) wurden 5390 Zerfälle registriert.

B. Zweiter Anhang - Messtabellen

Schwellenspannung [mV]	gemessene Teilchenzahl Detektor SZ 36	gemessene Teilchenzahl Detektor SZ 62	gemessene Teilchenzahl Detektor SZ 83
100	2763	748	544
140	569	455	365
180	485	425	356
200	294	268	224
220	217	229	196
230	198	214	185
235	192	196	179
240	185	191	166
250	190	183	170
260	173	165	161
300	142	153	142
340	114	130	130
380	90	111	98
420	73	84	79
460	62	68	74

Tab. B.1.: Übersicht der Ergebnisse aus den Messungen der Schwellenspannungen gemessen über eine Zeitspanne von 30 Sekunden.

Literaturverzeichnis

- [1] R.L. Garwin, L.H. Lederman, M. Weinrich, *Phys. Rev.* **105**, 1415 (1957)
- [2] G.W. Bennett, et al. *Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL*, *Physical Review* **D73**, 072003 (2006)
- [3] B. Povh, et al. *Teilchen und Kerne*, Springer-Verlag, 5. Auflage (2001)
- [4] K. Nakamura, *Review of Particle Physics*, *J. Phys G* 37, 075021 (2012)
- [5] D. Griffiths, *Introduction to elementary Particles*, Wiley-VCH (2004)
- [6] D. Halliday, et al. *Fundamentals of Physics*, Jearl Walker, 9th Edition (2010)
- [7] C. Grupen, *Astroteilchenphysik: Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung*, Vieweg (September 2000)
- [8] C. Grupen, *Kosmische Strahlung*, in: *Physik in unserer Zeit* **16 Nr. 3** (1985)
- [9] H. Hilscher, *Kosmische Myonen - Ein Hochenergieexperiment für die Schule*, in: *PdN-Physik* 3/41 (1992)
- [10] C. Gerthsen, H. Vogel, *Physik*, Springer-Verlag, 17. Auflage, Berlin [u.a.] (1993)
- [11] D. W. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley, Bonn, (1990)
- [12] M. von Ardenne, et al. *Effekte der Physik und ihre Anwendungen*, Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch, (2005)
- [13] K. Gottfried, T.M. Yan, *Quantum Physics: Fundamentals*, Springer-Verlag, Second Edition, (2003)
- [14] W. J. Marciano: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **41** (1991)
- [15] A. French, *Die spezielle Relativitätstheorie*, Vieweg, Braunschweig (1971)
- [16] T. D. Lee, C.N. Yang, *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, *Physical Review* **104**, 254 (1956)

- [17] C. S. Wu, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, *Physical Review* **105**, 1413 (1957)
- [18] M. Goldhaber, et al. *Helicity of Neutrinos*, *Physical Review* **109**, 1015 (1957)
- [19] H. Burkard, et al.: *Phys. Lett.* **B160** (1985)
- [20] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*, Springer-Verlag (2010)
- [21] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag (1993)
- [22] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner (2005)
- [23] H. Bethe, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*, *Annalen der Physik* **397 Nr. 3**, 325 (1930)
- [24] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, *Physics Letters B* **592**, (2012)
- [25] ICRU Report 49, *Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD, USA (1993)
- [26] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag (1994)
- [27] R. J. Wilkes, et al. *The Quarknet/WALTA/CROP Data Acquisition (DAQ) Card*, ein Benutzerhandbuch der Univ. of Washington (2003)
- [28] C. Rubbia, *High Energy Physics*, Volume 3. Edited by E. H. S. Burhop. Published by Academic Press, New York, (1969)
- [29] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*, Springer-Verlag (2006)
- [30] C. Amsler, *The Determination of the Muon Magnetic Moment from Cosmic Rays*, *Am. J. Phys.* **42**, 1067 (1974)
- [31] <http://kamiokanne.uni-goettingen.de>

Danksagung

Zunächst möchte ich mich an dieser Stelle bei all denjenigen bedanken, die mich während der Anfertigung dieser Bachelorarbeit unterstützt und motiviert haben.

Ganz besonders gilt dieser Dank den Mitarbeitern des II. Physikalischen Instituts Göttingen. Sie alle haben maßgeblich dazu beigetragen, dass diese Bachelorarbeit nun so vorliegt. Vielen Dank, dass Sie mir die Möglichkeit gegeben haben, bei Ihnen zu forschen und zu arbeiten.

Stellvertretend hierfür möchte ich Herrn Prof. Dr. Arnulf Quadt für die Bereitstellung des Themas danken, sowie Herrn Boris Lemmer, der meine Arbeit und somit auch mich betreut hat. Nicht nur, dass er immer wieder durch kritisches Hinterfragen wertvolle Hinweise gab, auch seine moralische Unterstützung und Motivation, sowie seine Ratschläge bei der Korrektur der Arbeit waren unschlagbar. Er hat mich dazu gebracht, über meine Grenzen hinaus zu denken. Vielen Dank für die Geduld und Mühen.

Auch der Mechanikwerkstatt um Klaus Arndt und Uwe Ronsöhr sei an dieser Stelle gedankt für die Herstellung des im Aufbau verwendeten Absorbermaterials.

Daneben gilt mein Dank meinen Eltern und Jost Kollmeier sowie auch meinem Betreuer Boris Lemmer, die in zahlreichen Stunden Korrektur gelesen haben. Zahlreiche Kommata, Satzstellungen und Rechtschreibfehler flogen dank ihrer Hilfe hinaus oder auch hinein. Weiterhin sei an dieser Stelle auch Philipp Buchsteiner für seine Hilfe gedankt.

Nicht zuletzt gebührt meiner Familie Dank. Meiner Schwester Anna dafür, dass sie mir auch in schweren Zeiten ein Lächeln schenkt, sowie natürlich meinen Eltern Rena und Gisbert Wilmar, da Sie während des Studiums nicht nur finanziell, sondern vor allem auch emotional immer für mich da waren.