

## Bachelorarbeit

# Weiterentwicklung eines Experimentes zur Messung des Spins $(g - 2)_\mu$ kosmischer Myonen

## Development of an experiment for the measurement of the spin $(g - 2)_\mu$ of cosmic muons

angefertigt von

**Marcel Kramer**

aus Hildesheim

am II. Physikalischen Institut

**Arbeitsnummer:** II.Physik-UniGö-BSc-2019/05

**Bearbeitungszeit:** 28. Mai 2019 bis 20. August 2019

**Erstgutachter:** Prof. Dr. Arnulf Quadt

**Zweitgutachter:** Priv. Doz. Dr. Jörn Große-Knetter



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Myonen . . . . .	3
2.1.1. Einordnung ins Standardmodell . . . . .	3
2.1.2. Zerfallskanäle . . . . .	4
2.2. Das $(g - 2)_\mu$ Experiment . . . . .	6
2.2.1. Landé-Faktor . . . . .	6
2.2.2. Paritätsverletzung . . . . .	6
2.2.3. Lamorpräzession . . . . .	8
2.3. Kosmische Strahlung . . . . .	9
2.4. Energieverlust in Materie . . . . .	11
<b>3. Experimentelle Vorgehensweise</b>	<b>15</b>
3.1. Versuchskonzept . . . . .	15
3.2. Versuchsbauteile . . . . .	17
3.2.1. Szintillator . . . . .	17
3.2.2. Photoelektronenvervielfacher . . . . .	18
3.2.3. Rechteckspule . . . . .	21
3.3. Ausleseelektronik . . . . .	23
<b>4. Ergebnisse</b>	<b>27</b>
4.1. Absorber . . . . .	27
4.2. Spulenbau . . . . .	29
4.2.1. Vorüberlegungen . . . . .	29
4.2.2. Feldsimulation . . . . .	30
4.2.3. Erste Spule . . . . .	32
4.2.4. Zweite Spule . . . . .	33
4.3. Vormessungen . . . . .	36
4.3.1. Kalibrierung der Messelektronik . . . . .	36

## *Inhaltsverzeichnis*

4.3.2. Positronensignale . . . . .	38
4.3.3. Zufallssignale . . . . .	39
4.4. Lebensdauer Messungen . . . . .	40
4.4.1. Untergrundsignale . . . . .	40
4.4.2. Lebensdauer von $\mu^+$ . . . . .	41
4.4.3. $(g - 2)_\mu$ Messung . . . . .	43
<b>5. Diskussion</b>	<b>47</b>
5.1. Spulenbau . . . . .	47
5.2. Vormessungen . . . . .	48
5.3. Lebensdauer Messungen . . . . .	50
5.4. Didaktische Aspekte . . . . .	51
<b>6. Zusammenfassung</b>	<b>53</b>
<b>A. Raten der Szintillationszähler</b>	<b>55</b>
<b>B. Ausleseskript fürs Oszilloskop</b>	<b>59</b>

# 1. Einleitung

Die Teilchenphysik ist ein Bereich der Wissenschaft, in dem es wenig direkten Bezug zum Alltagsleben gibt. Sie ist aber eines der größten Themengebiete, in denen moderne Grundlagenforschung betrieben wird. Um aktuelle Forschung in diesem Gebiet zu betreiben, sind meistens teure Teilchenbeschleuniger nötig, wie der *Large Hadron Collider* am europäischen Kernforschungszentrum CERN. Die größten Teilchenbeschleuniger sind so kostspielig und arbeitsintensiv in Entwicklung und Betrieb, dass sie nur durch internationale Kooperation betrieben werden können. Daher ist es wenig verwunderlich, dass Studierende nur wenig Erfahrung mit experimentellen Vorgehensweisen und anwendungsbezogenen Konzepten der Teilchenphysik haben.

Als Alternative zur Nutzung eines Teilchenbeschleunigers, können die natürlich auftretenden hochenergetischen Teilchen aus der kosmischen Strahlung verwendet werden, um mit einfachen Methoden und geringen Kosten Experimente im Gebiet der Teilchenphysik durchzuführen. Teile dieser Strahlung können mit einfachsten Detektoren wie einer Nebelkammer oder einem Szintillator nachgewiesen werden. So konnte unter anderem die Existenz des Positron 1932 nachgewiesen werden, lange bevor Teilchenbeschleuniger in der Lage waren sie zu erzeugen.

Ziel dieser Arbeit ist es, ein Experiment weiter zu entwickeln, das die Eigenschaften von Myonen, den häufigsten Teilchen der kosmischen Strahlung auf Meereshöhe, untersucht. Dies könnte ein Teil des Fortgeschrittenen-Praktikums für Studierende der Physik an der Georg-August-Universität Göttingen werden. Bei diesem Versuch soll die Lebensdauer und der Landé-Faktor sowie dessen Anomalie bestimmt und das Konzept der Paritätsverletzung bei der schwachen Wechselwirkung anschaulich dargestellt werden. Die Grundlage für diesen Versuch bildet die Arbeit von Claude Amsler zur Bestimmung des magnetischen Momentes von kosmischen Myonen (vgl. [1]). Einige Teile des Versuchsaufbaus standen bereits als Resultat der Bachelorarbeit von Pascal Hugo zur Verfügung (vgl. [2]).

Im Kapitel 2 werden zunächst die physikalischen Grundlagen dargestellt, auf denen das

## *1. Einleitung*

Experiment beruht. Das Kapitel 3 befasst sich mit Aufbau und Kalibrierung der Versuchsbestandteile. Darauf folgen in Kapitel 4 die Berechnungen zu neuen Bauteilen und die Resultate der durchgeführten Messungen. Diese werden in Kapitel 5 kritisch betrachtet, um daraus Schlüsse für die Verwendung und Weiterentwicklung dieses Versuches zu ziehen. Zum Schluss werden in Kapitel 6 die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst.



## 2. Grundlagen

Gen.	Teilchen	$L_e$	$L_\mu$	$L_\tau$
1.	$e^-$ , $\nu_e$	+1		
1.	$e^+$ , $\bar{\nu}_e$	-1		
2.	$\mu^-$ , $\nu_\mu$		+1	
2.	$\mu^+$ , $\bar{\nu}_\mu$		-1	
3.	$\tau^-$ , $\nu_\tau$			+1
3.	$\tau^+$ , $\bar{\nu}_\tau$			-1

**Tab. 2.2.:** Auflistung der Leptonenzahlen für die Leptonen und ihre Antiteilchen.

Leptonen wird je nach Generation die *Leptonenzahl*  $L_e, L_\mu$  oder  $L_\tau$  gleich 1 und den Antileptonen entsprechend  $-1$  zugeordnet (vgl. Tab. 2.2). Bei allen bekannten Reaktionen werden die Leptonenzahlen erhalten.

### 2.1.2. Zerfallskanäle

Wie bei den meisten Zerfallsprozessen haben frei zerfallende Myonen und Antimyonen eine konstante Wahrscheinlichkeit  $\lambda$  im nächsten Zeitintervall  $dt$  zu zerfallen, unabhängig davon wie lange es dieses Teilchen bereits gibt. Im Zeitintervall  $dt$  erwarten wir daher, dass  $\lambda N dt$  Zerfälle in einer Menge von  $N$  Myonen stattfinden. Die Differentialgleichung für die Zahl der verbleibenden Myonen ist somit:

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

Die Zahl der verbleibenden Myonen zur Zeit  $t$  ist:

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-\lambda t) , \quad (2.2)$$

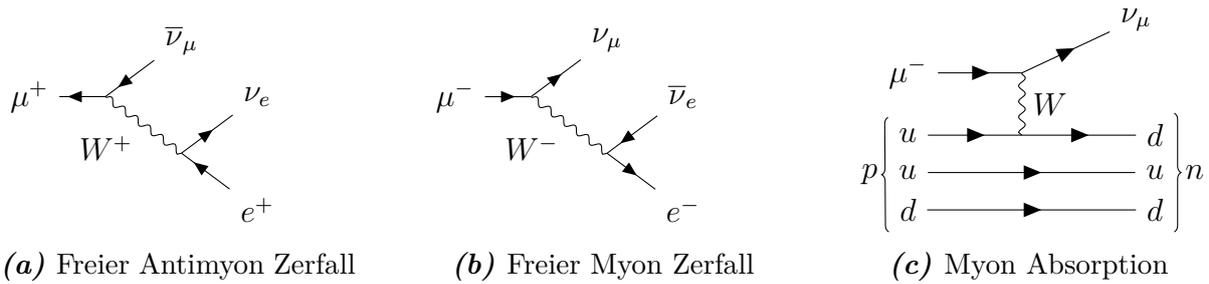
wobei  $N_0 = N(t = 0)$  die Ausgangszahl der Myonen ist. Für ein Teilchen wird die *mittlere Lebensdauer*

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (2.3)$$

definiert, die Zeit, nach der ein Teilchen mit der Wahrscheinlichkeit  $1/e$  noch nicht zerfallen ist. Hat ein Teilchen verschiedene Zerfallskanäle mit den Zerfallskonstanten  $\lambda_1, \lambda_2$ , so verringert sich die Lebensdauer auf

$$\tau_{ges} = \frac{1}{\lambda_{ges}} = \frac{1}{\lambda_1 + \lambda_2} . \quad (2.4)$$

Elementarteilchen im Vakuum haben immer die gleiche Lebensdauer wie ihre Antiteilchen. In Materie können die Teilchen aber mit anderen Elementarteilchen oder zusammengesetz-



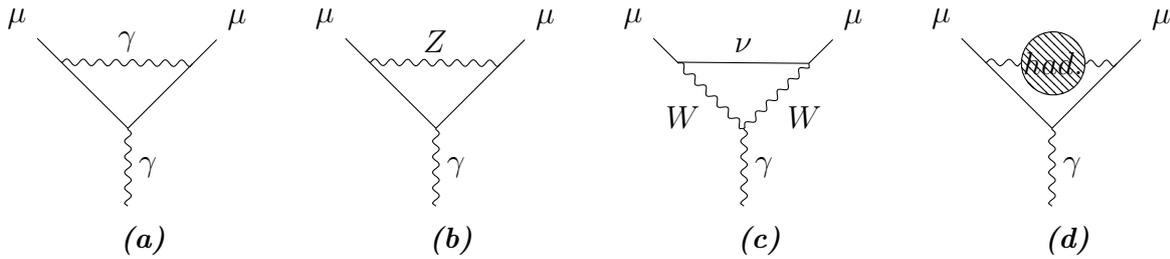
**Abb. 2.1.:** Wahrscheinlichste Zerfallsmöglichkeiten gestopppter Myonen und Antimyonen in Materie. Die Wahrscheinlichkeit über einen anderen Kanal zu zerfallen ist mit 0.0034(4) % vernachlässigbar klein (vgl. [3]).

Material	mittlere Lebensdauer	
	Myon $\tau_{\mu^-}$ [ $\mu\text{s}$ ]	Antimyon $\tau_{\mu^+}$ [ $\mu\text{s}$ ]
Vakuum	2.19703(4)	2.19703(4)
Aluminium	0.8640(10)	
Kupfer	0.1635(10)	

**Tab. 2.3.:** Mittlere Lebensdauer von Myonen und Antimyonen in ausgewählten Absorbermaterialien (nach [4]).

ten Teilchen interagieren. Dies bedeutet, dass sich die Teilchen neben dem freien Zerfall auch noch in anderen Prozessen umwandeln können. Daher kann sich das Verhalten von Teilchen und Antiteilchen in Materie stark voneinander unterscheiden, wenn sich in der Materie nur der Reaktionspartner des Teilchens, aber nicht der des Antiteilchens befindet. Während die freien Zerfälle von Antimyonen (Abb. 2.1a) und Myonen (Abb. 2.1b) analog ablaufen und lediglich alle Teilchen durch ihre Antiteilchen ersetzt sind, kann das Myon außerdem mit einem Up-Quark in Protonen nach dem Feynman-Diagramm in Abbildung 2.1c reagieren. Dieser Prozess ist vergleichbar mit dem Elektroneneinfang von Atomkernen. Der wesentliche Unterschied ist, dass aufgrund der über 200 mal höheren Masse das Myon-Orbital dichter am Atomkern ist und das die Einfangwahrscheinlichkeit somit steigert. Da in der herkömmlichen Materie keine Anti-Up-Quarks vorhanden sind, ist ein vergleichbarer Prozess für das Antimyon nicht möglich. Die akkumulierte Zerfallskonstante des Myons ist somit größer als die eines Antimyons, welches nur frei zerfallen kann. Dies hat zur Folge, dass Myonen, die in einem Absorber gestoppt werden, je nach Material eine deutlich kürzere mittlere Lebensdauer haben als gestoppte Antimyonen (Tab. 2.3).

## 2. Grundlagen



**Abb. 2.2.:** Ausgewählte Feynmandiagramme, die zur Anomalie  $a_\mu$  beitragen: (a) 1. Ordnung QED, (b) und (c) niedrigste Ordnung schwacher Wechselwirkung, (d) niedrigste Ordnung starker Wechselwirkung (nach [3]).

## 2.2. Das $(g - 2)_\mu$ Experiment

### 2.2.1. Landé-Faktor

Der *Landé-Faktor*, häufig auch *gyromagnetischer Faktor* oder *g-Faktor* genannt, eines Teilchens der Masse  $m$  und Ladung  $q$ , gibt das Verhältnis zwischen seinem magnetischen Moment  $\vec{M}$  und Spin  $\vec{S}$  in Einheiten des bohrschen Magnetons an:

$$\vec{M} = g \frac{q}{2m} \vec{S}.$$

Die *Dirac-Gleichung* sagt für das (Anti-)Myon den Faktor  $g_\mu = 2$  voraus. Dieser Wert wird in der Realität durch Quantenschleifen-Effekte, wie denen in Abbildung 2.2 dargestellten Effekten, erhöht. Diese Anomalie

$$a_\mu := \frac{g_\mu - 2}{2}$$

des g-Faktors kann durch das Standardmodell vorhergesagt und berechnet werden. Eine experimentelle Überprüfung von  $a_\mu$  kann daher die Validität des Standardmodells testen. Die Differenz zwischen experimentellen Ergebnissen und Berechnungen nach dem Standardmodell könnte ein Indiz auf die Supersymmetrie (SUSY) sein [3]. Versuche zur Untersuchung der Anomalie  $a_\mu = (g_\mu - 2)/2$  werden allgemein als  $(g - 2)_\mu$  - Experimente bezeichnet.

### 2.2.2. Paritätsverletzung

Ein physikalischer Prozess, der die Symmetrie der Erhaltung der Parität verletzt, wird als *Paritätsverletzung* bezeichnet. Die Erhaltung der Parität bedeutet, dass ein physikalischer Prozess gleich abläuft, wenn die Raumkoordinaten am Ursprung gespiegelt werden, also

wenn der Prozess invariant ist bezüglich der Abbildung

$$(t, x, y, z) \mapsto (t, -x, -y, -z) . \quad (2.5)$$

Lange Zeit wurde angenommen, dass die Erhaltung der Parität eine Symmetrie sei, die in allen physikalischen Vorgängen gegeben sei. Im Jahr 1956 konnte die Physikerin Chien-Shiung Wu in einem Experiment nachweisen, dass bei Prozessen der schwachen Wechselwirkung die Parität verletzt werden kann (vgl. [5]). Bis heute sind keine paritätsverletzenden Vorgänge bekannt, die nicht durch schwache Wechselwirkung hervorgerufen werden. Die Ursache dafür ist, dass die Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung, die W-Bosonen, nur an Teilchen mit *negativer Chiralität* und Antiteilchen mit *positiver Chiralität* koppeln.

Für masselose Fermionen mit Spin  $\vec{s}$  und Impuls  $\vec{p}$ , wie den beim Myonzerfall beteiligten Neutrinos, ist das Konzept der Chiralität äquivalent zur *Helizität*

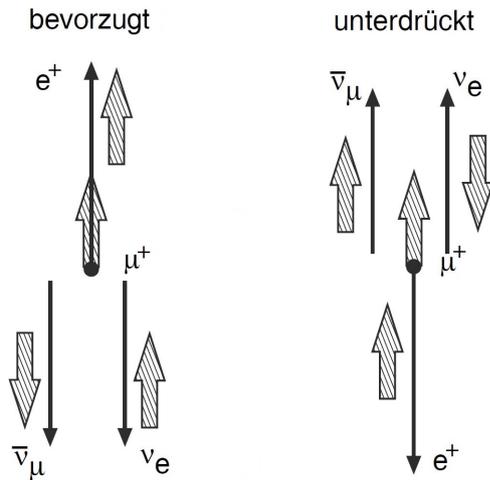
$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| \cdot |\vec{p}|} . \quad (2.6)$$

Negative Helizität bedeutet, dass das Teilchen einen Spin überwiegend antiparallel zur Impulsrichtung hat und positive Helizität, dass Spin- und Impulsvektor überwiegend parallel sind. Diese Zustände werden auch als links- oder rechtshändig bezeichnet. Bei der Spiegelung der Raumkoordinaten, also der Anwendung der Paritätssymmetrie, kehrt sich das Vorzeichen des Impulsvektors um. Da der Spinvektor aber ein Axialvektor ist, bleibt sein Vorzeichen gleich. Somit kehrt sich das Vorzeichen der Helizität um.

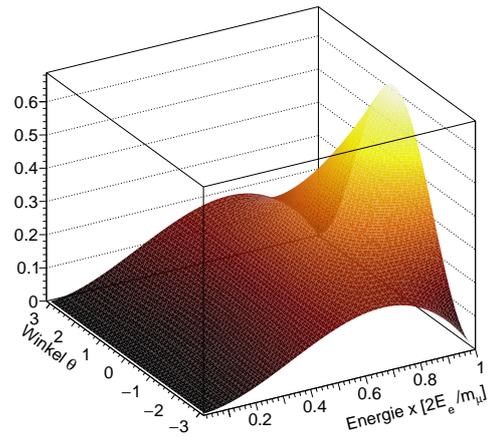
Massebehaftete Fermionen haben  $\beta = v/c < 1$ . Folglich gibt es Inertialsysteme, in denen sich die Helizität umkehrt. Somit haben Zustände links- oder rechtshändiger Chiralität massebehafteter Fermionen eine Komponente umgekehrter Chiralität, der größer ist, je kleiner  $\beta$  ist. Dadurch haben sie eine impulsabhängige Wahrscheinlichkeit, an W-Bosonen zu koppeln.

Beim freien Zerfall von Antimyonen sind ein Neutrino und ein Antineutrino beteiligt. Die Energie des Positrons  $e^+$  wird maximal, wenn die Impulse von Neutrino  $\nu_e$  und Antineutrino  $\bar{\nu}_\mu$  parallel zueinander und antiparallel zum  $e^+$  Impuls sind (vgl. Abb. 2.3). Dabei muss  $\nu_e$  linkshändig und  $\bar{\nu}_\mu$  rechtshändig sein. Daraus folgt, dass sie entgegengesetzte Spins haben. Daher hat  $e^+$  denselben Spin wie das Mutterteilchen  $\mu^+$ . Da das Positron ein Antiteilchen ist, koppelt das W-Boson an die rechtshändige Komponente und somit wird das  $e^+$  bevorzugt in Richtung des Antimyonspins abgegeben. Die differentielle Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Energie  $x = 2E_{e^+}/m_\mu$  und den Winkel  $\theta$  zwischen dem

## 2. Grundlagen



**Abb. 2.3.:** Paritätsverletzung beim  $\mu^+$  Zerfall.



**Abb. 2.4.:** Wahrscheinlichkeitsverteilung des Positrons für die Energie und den Winkel zum Antimyon Spin.

Spin  $\vec{s}_{\mu^+}$  und dem Impuls  $\vec{p}_{e^+}$  ist nach [3] gegeben durch

$$\frac{d^2\Gamma}{dx d\cos\theta} = r [3 - 2x + P_\mu \cos\theta(2x - 1)] x^2, \quad (2.7)$$

wobei  $P_\mu$  den Grad der Antimyonpolarisation und  $r$  die totale Zerfallsrate angibt. Die auf  $\iint \Gamma = 1$  normierte Verteilung ist in Abbildung 2.4 aufgetragen. Die Verteilung des Winkels  $\theta$  zur Achse des Myonspins eines Zerfallspositrons der Energie  $m_e < E_e < m_\mu/2$ , also  $0.00967 < x < 1$ , ist gegeben durch  $1 + a \cos\theta$ . Der Parameter  $a$  nimmt in Abhängigkeit von  $x$  Werte zwischen  $-0.3$  und  $1$  an, mit einem Mittelwert von  $\bar{a} = 0.334$ .

### 2.2.3. Lamorpräzession

Wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, hat ein geladenes Teilchen das magnetische Dipolmoment  $\vec{M}$ . Ist ein solches Teilchen in einem Magnetfeld  $\vec{B}$ , so übt das Magnetfeld ein Drehmoment  $\vec{D} = \vec{M} \times \vec{B}$  auf das Teilchen aus. Das Drehmoment bringt die Spinachse des Teilchens  $\hat{S}$  zum Präzedieren. Die Kreisfrequenz einer solchen *Lamorpräzession* ist gegeben durch die *Lamorfrequenz*

$$\omega = g \frac{q}{2m} \cdot B. \quad (2.8)$$

Ein Zerfallspositron eines gestoppten Antimonyons, das ohne ein Magnetfeld die Winkelverteilung  $1 + a \cos \theta$  zur Spinachse  $\hat{S}_\mu$  des Antimonyons aufweist, hat folglich in einem Magnetfeld die zeitabhängige Verteilung

$$1 + a \cos(\omega t + \delta) , \quad (2.9)$$

wobei  $\delta$  die ursprüngliche Polarisierung des Antimonyons ist und damit  $\omega t + \delta$  die zeitabhängige Polarisierung des Antimonyons darstellt.

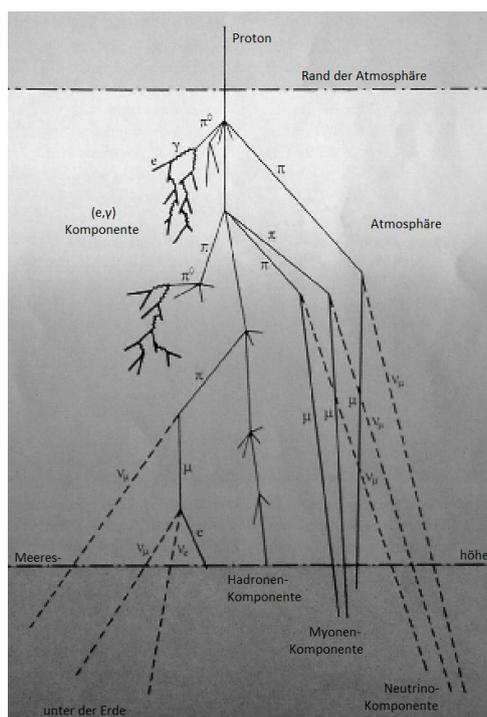
## 2.3. Kosmische Strahlung

Unsere Erde wird fortwährend von hochenergetischer Teilchenstrahlung aus dem All getroffen. Der Ursprung dieser Strahlung ist hauptsächlich Sonneneruptionen und Quellen außerhalb unseres Sonnensystems. Unterschieden wird diese Strahlung in *primäre kosmische Strahlung* aus astronomischen Objekten und *sekundäre kosmische Strahlung*, die aus Kollision von primärer Strahlung mit dem interstellarem Gas entsteht. Etwa 74 % der primären Nukleonen sind freie Protonen, circa 18 % sind in Heliumkernen und der Rest ist in wenigen schwereren Kernen von Lithium bis Eisen gebunden. Teilchen niedriger Energie werden durch den Sonnenwind aus dem inneren Sonnensystem fern gehalten oder vom Magnetfeld der Erde abgelenkt, so dass die Teilchen, die unsere Atmosphäre erreichen, meist hochenergetische Teilchen mit 0.1 GeV bis 100 TeV sind (vgl. [3]). Jede Sekunde treffen pro Quadratmeter etwa 1000 solcher Teilchen auf die Erdatmosphäre.

Wenn die Teilchen der kosmischen Strahlung auf die obere Atmosphäre treffen, können sie Teilchenschauer auslösen (vgl. Abb. 2.5). Auch die kosmische Strahlung in der Atmosphäre wird aufgeteilt in *primäre Strahlung*, den Teilchen aus primären und sekundären kosmischen Quellen, und *sekundäre Strahlung*, den Teilchen, die aus Kollisionen mit den Molekülen der Atmosphäre entstehen. Die doppelte Verwendung der Begriffe primäre und sekundäre Strahlung kann leicht zu Missverständnissen führen. In dieser Arbeit wird nur die Strahlung in der Atmosphäre betrachtet. Ein hochenergetisches Teilchen der primären Strahlung, das auf ein Luftmolekül trifft, kann Schauer von bis zu  $10^{11}$  Teilchen auslösen. Der mit über 95 % überwiegende Anteil der geladenen Teilchen, die an der Erdoberfläche ankommen, sind Myonen. Diese Tatsache steht aus klassischer Sicht im Widerspruch dazu, dass die Myonen in über 10 km Höhe entstehen. Bei einer mittleren Lebensdauer von  $\tau \approx 2.2 \mu\text{s}$  würde man erwarten, dass Myonen mit  $\beta = v/c > 0.998$  eine mittlere Weglänge von

$$s = \beta \cdot c \cdot \tau \approx 659 \text{ m} \quad (2.10)$$

## 2. Grundlagen



**Abb. 2.5.:** Exemplarische Darstellung eines Teilchenschauers in der Erdatmosphäre [6].

haben und somit fast alle vor dem Erreichen des Erdbodens zerfallen seien. Aus relativistischer Sicht wird für ein Myon die zurückgelegte Strecke, die aus Sicht der Erde  $s_0 = 10 \text{ km}$  ist, für das Myon um den *Lorentzfaktor*

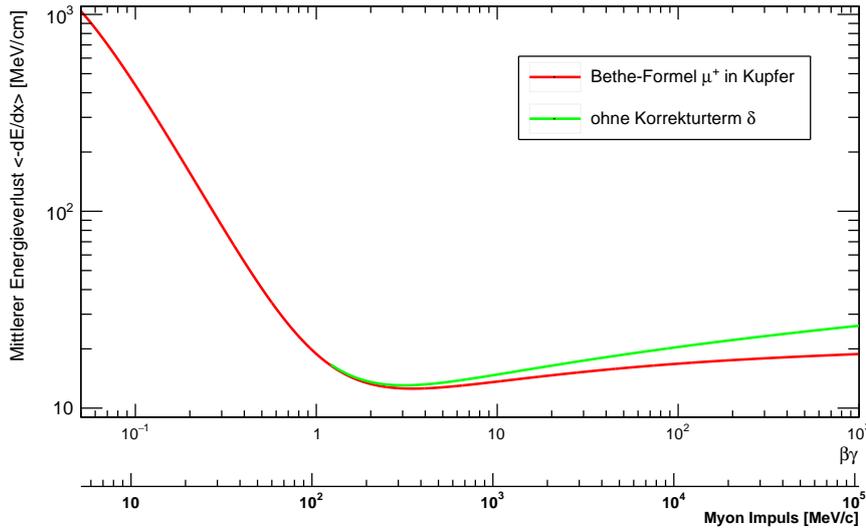
$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.11)$$

zu  $\tilde{s} = s_0/\gamma \approx 10^4 \text{ m}/15.8 = 633 \text{ m}$  reduziert. Im Gegenzug wird aus Sicht der Erde die Lebensdauer des Myons auf  $\tilde{\tau} = \tau \cdot \gamma \approx 34.8 \mu\text{s}$  erhöht. Je höher der Myonimpuls ist, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Myon zerfällt, bevor es die Erdoberfläche erreicht. Insgesamt ist der Myonfluss ( $\mu^+ + \mu^-$ ) an der Erdoberfläche

$$I \approx 1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \quad (2.12)$$

für horizontale Detektoren. Die Einfallswinkel  $\theta$  zur Senkrechten sind etwa nach  $\cos^2 \theta$  verteilt. Die genaue Verteilung ist abhängig vom Impuls des Myons, da Myonen mit großem Einfallswinkel eine längere Strecke durch die Atmosphäre durchlaufen, dabei mehr Energie verlieren und dadurch kürzere Lebenszeiten haben (vgl. [3]).

Da die primäre kosmische Strahlung überwiegend positiv geladene Teilchen enthält, ist



**Abb. 2.6.:** Energieverlust für Antimyonen in Kupfer.

auch die Zahl der  $\mu^+$  höher als von  $\mu^-$ :

$$R_\mu = \frac{N(\mu^+)}{N(\mu^-)} = 1.28 . \quad (2.13)$$

## 2.4. Energieverlust in Materie

Hochenergetische Teilchen, die dichte Materie durchlaufen, geben durch unterschiedliche Effekte Energie ab. Da Elementarteilchen zu klein sind, um direkt beobachtet zu werden, sind solche Wechselwirkungen häufig die einzigen Untersuchungsmöglichkeiten dieser Teilchen. Am einfachsten sind dabei elektromagnetische Wechselwirkungen zu beobachten, da die schwache und starke Kraft nur eine begrenzte Reichweite haben. Dies kommt daher, dass die Bosonen der schwachen Kraft im Gegensatz zu Photonen Ruhemassen besitzen und die starke Kraft durch die Selbstkopplung der Gluonen abgeschirmt wird.

Elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen mit Impuls  $p$  und Masse  $M$  im Bereich  $0.05 \leq \beta\gamma \leq 1000$ , wobei  $\beta\gamma = p/Mc$ , verlieren hauptsächlich Energie durch Ionisierung. Der mittlere Energieverlust pro Strecke kann in diesem Bereich durch die *Bethe-Formel*

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \rho K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.14)$$

## 2. Grundlagen

beschrieben werden und ist in Abbildung 2.6 für ein Antimonyon in Kupfer aufgetragen. Zur Berechnung von Gleichung (2.14) wird die maximale übertragbare Energie pro Kollision

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (2.15)$$

benötigt. Die Parameter der Formeln (2.14) und (2.15) sind in Tabelle 2.4 aufgeführt. Für Teilchen mit großem Impuls  $1 < \beta\gamma$  wurde der Korrekturterm

$$\delta(\beta\gamma) = \begin{cases} 2 \ln(10)x - \bar{C} & x \geq x_1 \\ 2 \ln(10)x - \bar{C} + a(x_1 - x)^k & x_0 \leq x < x_1 \\ 0 & x < x_0 \text{ (Nichtleiter)} \\ \delta_0 10^{2(x-x_0)} & x < x_0 \text{ (für Leiter)} \end{cases} \quad (2.16)$$

mit  $x = \log_{10}(\beta\gamma)$  eingeführt. Die Konstanten  $a, k, x_0, x_1, \bar{C}$  und  $\delta_0$  sind materialabhängig und müssen experimentell ermittelt werden. Ab  $\beta\gamma \gtrsim 10^3$  steigt der Energieverlust durch Effekte wie Bremsstrahlung und  $e^+e^-$  Paarbildung stark an und kann nicht mehr von der Bethe-Formel beschrieben werden. Der Fehler der Bethe-Formel für Antimonyonen im Bereich  $0.05 \leq \beta\gamma \leq 1000$  liegt unter 1% (vgl. [3]).

Symbol	Definition	Wert oder typische Einheit
Konstanten		
$c$	Lichtgeschwindigkeit	$2.99792 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
$m_e$	Elektronenmasse	$0.510999 \text{ MeV c}^{-2}$
$K$	Faktor $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$	$0.307075 \text{ MeV mol}^{-1} \text{ cm}^2$
Teilchenparameter		
$\beta$	Geschwindigkeit $\beta = v/c$	
$\gamma$	Lorentzfaktor $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$	
$z$	Ladungszahl	
$M$	Masse	$\text{MeV c}^{-2}$
Materialparameter		
$\rho$	Dichte	$\text{g cm}^{-3}$
$Z$	Ordnungszahl	
$A$	Massenzahl	$\text{g mol}^{-1}$
$I$	Mittleres Anregungspotential	$\text{eV (Vorsicht!)}$

**Tab. 2.4.:** Parameter zur Berechnung der Bethe-Formel (nach [3]).



# 3. Experimentelle Vorgehensweise

## 3.1. Versuchskonzept

Für diese Arbeit wurde das Konzept eines Versuches, der 1973 von Claude Amsler durchgeführt wurde, verwendet (vgl. [1]). In diesem Versuch zur Bestimmung der Anomalie  $a_\mu = (g_\mu - 2)/2$  werden gestoppte Antimyonen der kosmischen Strahlung in einem Magnetfeld zum Präzedieren gebracht, um über die Lamorfrequenz (Gleichung (2.8)) Rückschlüsse auf den g-Faktor und seine Anomalie zu ziehen.

Der für diese Arbeit verwendete Aufbau ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die in der Skizze 3.2 dargestellten wesentlichen Bestandteile des Aufbaus sind drei *Szintillationszähler* (1), bestehend aus einem *Szintillator* mit einem *Photoelektronenvervielfacher*, sowie die Absorberplatte (3) in der Spule (2). Entsprechend der Skizze steht im Folgenden die Bezeichnung A für den oberen Szintillator, den zugehörige Photoelektronenvervielfacher und deren Signale. Die Buchstaben B und C bezeichnen den mittleren und unteren Szintillationszähler. Die Szintillationszähler A, B und C können durchfliegende Teilchen detektieren und in ein elektrisches Signal umwandeln. Die Koinzidenz der Signale der oberen beiden Szintillatoren A und B tritt ein, wenn ein ungefähr senkrecht durchlaufendes Teilchen detektiert wird. Eine weitere AB-Koinzidenz, wenige Nanosekunden bis einige Mikrosekunden später, kann das Signal eines Zerfallspositrons sein, wenn das Antimyon in dem Absorber gestoppt wurde und das Positron dann nach oben emittiert worden ist. Das Signal des Szintillators C steht im Veto zur AB-Koinzidenz, da die ABC-Koinzidenz eintritt, wenn ein Teilchen senkrecht durch den Aufbau geflogen ist, ohne gestoppt zu werden. Die Zeit zwischen zwei  $AB\bar{C}$  (A und B und nicht C) Signalen gibt somit die Lebensdauer des zerfallenen Teilchens an.

Die Spule produziert ein homogenes magnetisches Feld, das gestoppte Antimyonen in der Absorberplatte zum Präzedieren bringt. Wie in Kapitel 2.2.3 beschrieben, hat ein Zerfallspositron die Verteilungsfunktion  $1 + a \cos(\omega t + \delta)$  relativ zur Ausgangspolarisationsrichtung  $\delta$  des Mutterteilchens. Das heißt der Erwartungswert der Positronimpulsrichtung präzediert mit der Kreisfrequenz  $\omega = g \cdot B \cdot e/(2m_\mu)$ . Ohne ein Magnetfeld ist nach Kapitel 2.1.2 für die Anzahl der Antimyonen mit der Lebenszeit  $t$  die Poisson-Verteilung

### 3. Experimentelle Vorgehensweise

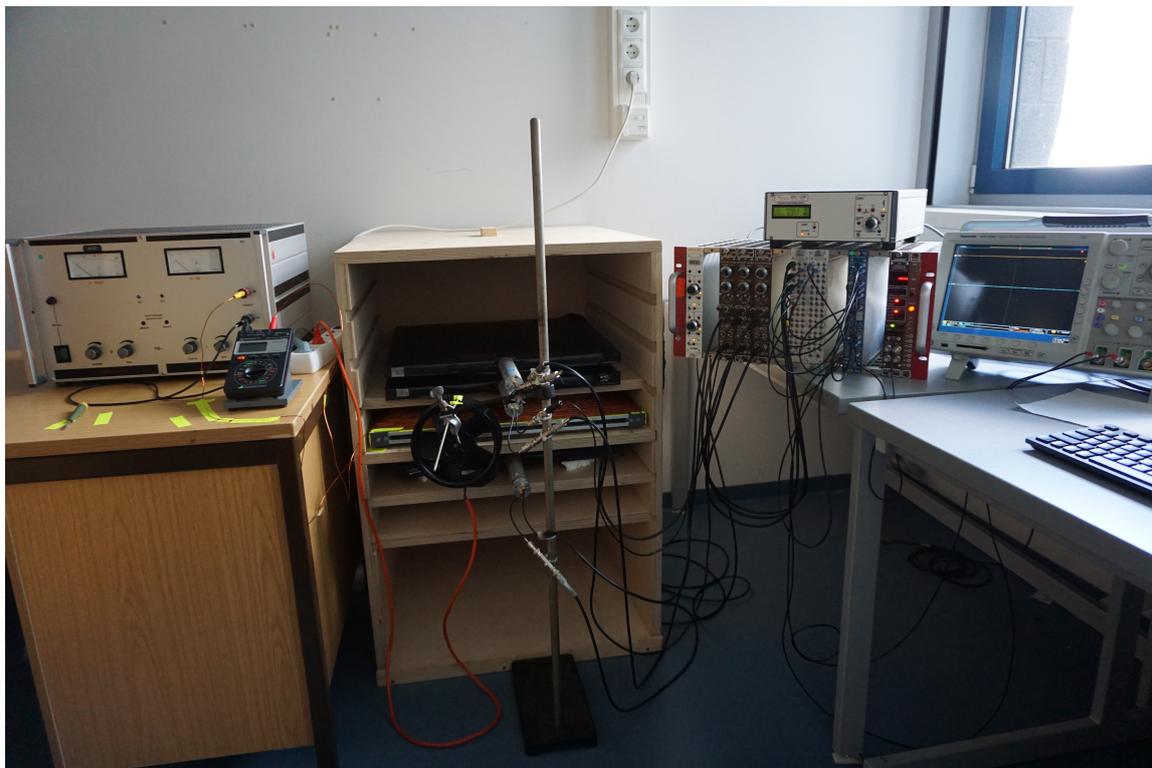


Abb. 3.1.: Versuchsaufbau.

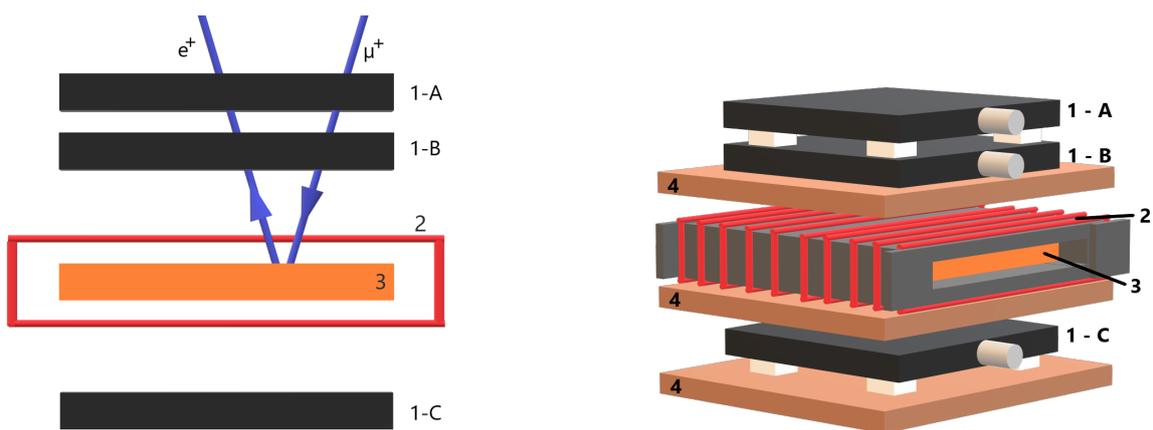


Abb. 3.2.: Aufbauskitze: 1–Szintillationszähler; 2–Spule; 3–Absorber; 4–Holzplatten (Teil der Halterung).

$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu)$  zu erwarten. Da die Positronen nur von den Szintillatoren registriert werden können, wenn sie in einem Winkel nahe der senkrechten nach oben zerfallen, wird die detektierte Zahl der Positronen um einen Faktor proportional zur mittleren Positronimpulsrichtung reduziert. Somit wird in diesem Experiment die Anzahl

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_\mu}\right) \cdot [1 + \alpha \cos(\omega t + \delta)] \quad (3.1)$$

an detektierten Antimyonen mit der Lebenszeit  $t$  erwartet. Der Ausgangspolarisationswinkel  $\delta$  der Antimyonen sollte hier etwa 0 sein. Der Gewichtungsfaktor  $\alpha$  ist abhängig von verschiedenen komplexen Parametern. Zum einen fließt die Geometrie des Versuches ein, vor allem durch den Raumwinkel, unter dem die Positronen detektiert werden können. Zum anderen der Faktor  $a$ , der die Winkelverteilung beim Zerfall des Antimyons modelliert und abhängig von der Positronenergie sowie der Antimyonpolarisation ist. Außerdem wird der Faktor  $\alpha$  durch den Teil der Zerfälle beeinflusst, die außerhalb des Magnetfeldes stattfinden, also zum Beispiel in Szintillator B und im Holzrahmen des Aufbaus.

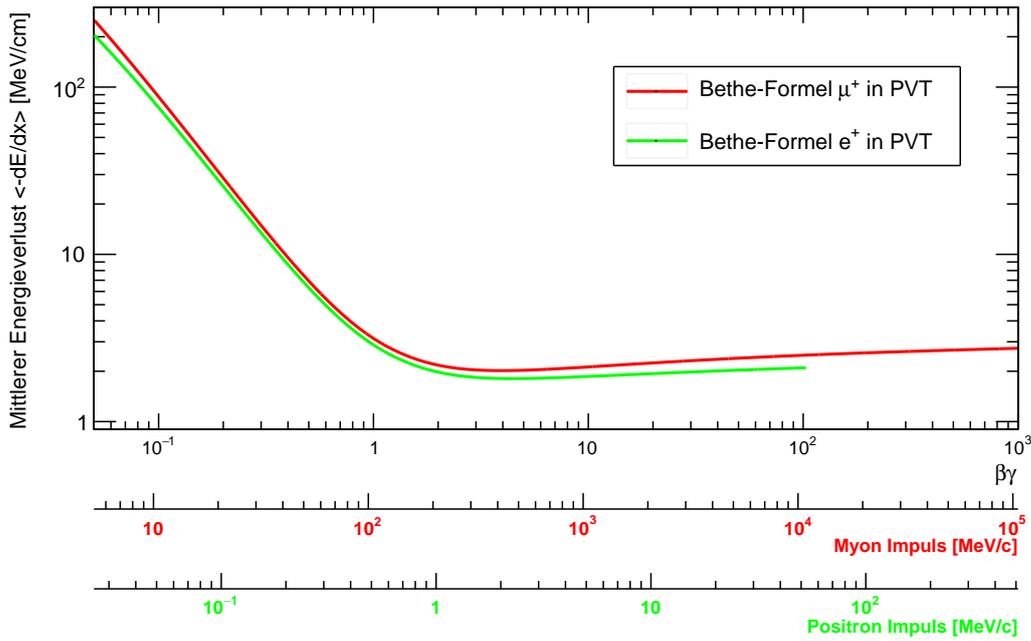
## 3.2. Versuchsbauteile

### 3.2.1. Szintillator

Da man Elementarteilchen nicht direkt beobachten kann, müssen sie indirekt mit Teilchendetektoren nachgewiesen werden. Die meisten Teilchendetektoren nutzen die Energie, die Teilchen beim Durchqueren von Materie deponieren (siehe Kapitel 2.4), um optische oder elektrische Signale zu produzieren. Ein *Szintillator* ist ein Material, welches Photonen aussendet, wenn es von durchfliegenden Teilchen angeregt wird. Unterschieden werden *anorganische* und *organische* Szintillatoren. Anorganische Szintillatoren sind in der Regel große Einkristalle mit dotierten Aktivator-Zentren. In solchen Materialien kann ein ionisierendes Teilchen beim Durchlaufen Elektron-Loch-Paare erzeugen, die an Aktivator-Zentren unter Emission von Photonen in den Grundzustand zurückfallen.

Organische Szintillatoren gibt es in Form von Kristallen, Flüssigkeiten oder polymeren Festkörpern. In ihnen werden die Moleküle des *Fluoreszenzstoffes* von durchfliegenden Teilchen in höhere Energiezustände gebracht und fallen unter Abgabe von Photonen in den Grundzustand zurück. Die Anzahl der abgegebenen Photonen ist proportional zur deponierten Energie. Anhand der gemessenen Photonenzahl können so Rückschlüsse auf Art und Energie des Teilchens gezogen werden. Neben dem primären Fluoreszenzstoff sind in den meisten organischen Szintillatoren *Wellenlängenschieber*. Sie absorbieren die

### 3. Experimentelle Vorgehensweise



**Abb. 3.3.:** Energieverlust von Antimyonen und ihren Zerfallspositronen in den Szintillatoren aus PVT.

Photonen des primären Fluoreszenzstoffes und reemittieren Photonen einer höheren Wellenlänge. Dies ist nötig, da der Szintillator in der Regel nicht transparent ist für Licht mit kurzen Wellenlängen. An den Rändern des Szintillatorkörpers sind meistens Lichtleiter angebracht, die die Photonen zur Ausleselektronik leiten.

In diesem Experiment wurden drei Szintillatoren vom Typ *BC-408* der Firma SAINT-GOBAIN CRYSTALS verwendet. Dies sind polymere Festkörper aus Polyvinyltoluol (PVT). Die Szintillatorplatten sind je  $500 \text{ mm} \times 500 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$  groß. Der Erwartungswert der abgegebenen Energie kann mittels der Bethe-Formel (2.14), mit den Parametern für PVT aus Tabelle 3.1 berechnet werden. Für ein Antimyon mit einem Impuls zwischen  $p = 10 \text{ MeV}/c$  und  $p = 100 \text{ GeV}/c$  liegt dieser Wert zwischen  $4.4 \text{ MeV}$  und  $190 \text{ MeV}$ . Ein Zerfallspositron kann einen Impuls bis zu  $c \cdot m_{\mu}/2 \approx 52.83 \text{ MeV}/c$  haben. Wie in Abbildung 3.3 dargestellt ist, verliert ein Positron in PVT etwas weniger Energie als ein Myon mit demselben  $\beta\gamma$ . Das Lichtspektrum dieser Szintillatoren ist in Abbildung 3.5a dargestellt.

#### 3.2.2. Photoelektronenvervielfacher

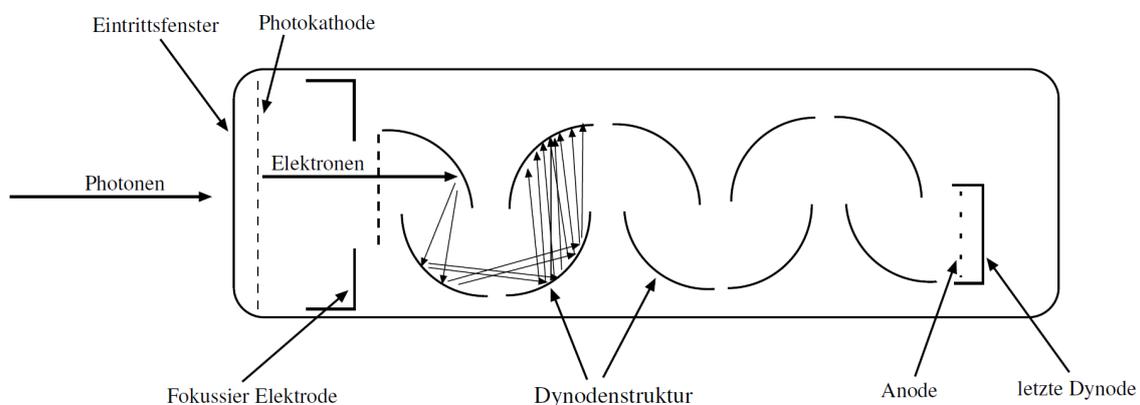
Ein *Photoelektronenvervielfacher* (englisch: photomultiplier tube (PMT)) ist ein Detektor, der schwache Lichtpulse in der Größenordnung von 100-1000 Photonen detektieren und in ein elektrisches Signal umwandeln kann. Er wird häufig mit einem Szintillator zu einem Szintillationszähler vereint. Eine solche Vereinigung ist nötig, damit die Bautei-

Symbol	Wert			Einheit
	für Al	für Cu	für PVT	
$\rho$	2.699	8.960	1.032	g/cm <sup>3</sup>
$Z$	13	29	$\approx 3.37$	
$A$	26.982	63.546	$\approx 6.23$	
$Z/A$	0.48183	0.45636	0.54141	eV
$I$	166.0	322.0	64.7	
$a$	0.08024	0.14339	0.16101	
$k$	3.6345	2.9044	3.2393	
$x_0$	0.1708	-0.0254	0.1464	
$x_1$	3.0127	3.2792	2.4855	
$\overline{C}$	4.2395	4.4190	3.1997	
$\delta_0$	0.12	0.08	0.00	

**Tab. 3.1.:** Parameter der Bethe-Formel für Aluminium, Kupfer und Polyvinyltoluol (PVT) (nach [7, 8]).

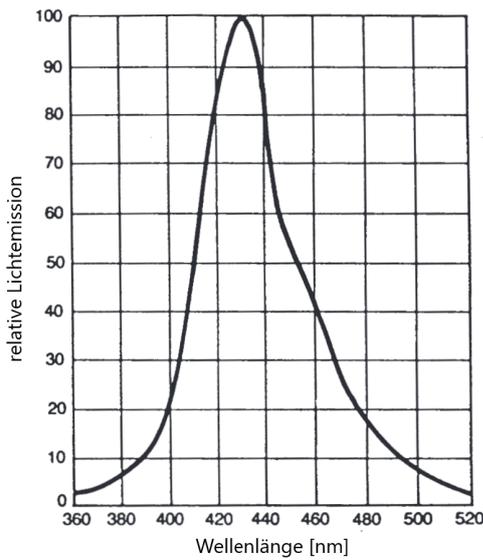
le aufeinander abgestimmt sein können, um Übertragungsverluste zu minimieren und so möglichst gute Signale zu bekommen.

Der Aufbau eines Photoelektronenvervielfachers ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Beim Übergang aus dem Szintillator müssen die Photonen das Eintrittsfenster durchqueren. Für die meisten Fenstermaterialien gilt, dass Licht mit kürzeren Wellenlängen zunehmend seltener transmittiert wird. Photonen der Wellenlänge  $\lambda$ , die in das Gerät einfallen, geben ihre Energie  $hc/\lambda$  an Elektronen in der Photokathode ab. Dabei wird die gesamte Energie eines Photons an ein einzelnes Elektron abgegeben. Wenn die Energie des Photons größer ist als die Potentialbarriere an der Oberfläche der Photokathode, kann das Elektron ausgelöst werden. Dieser Effekt, dass Licht Energie in diskreten Mengen abgibt und dabei Elektronen aus einer Kathode auslöst, wird der *photoelektrische Effekt* genannt. Diese

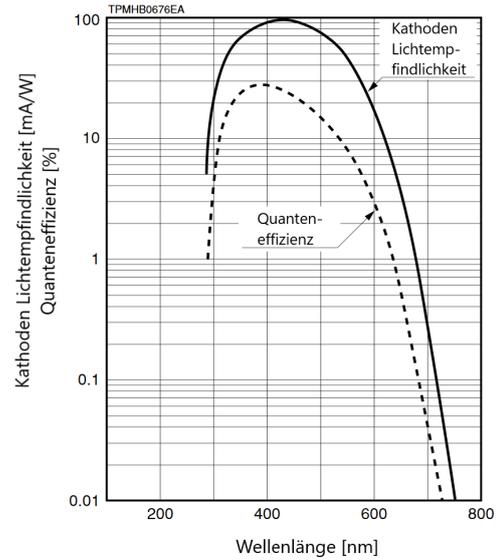


**Abb. 3.4.:** Schematischer Aufbau eines Photoelektronenvervielfacher.

### 3. Experimentelle Vorgehensweise



(a) Lichtproduktionsspektrum der verwendeten Szintillatoren.



(b) Quanteneffizienz der verwendeten Photoelektronenvervielfacher.

**Abb. 3.5.:** Lichtproduktion und Quanteneffizienz der Szintillationszähler nach Herstellerangaben [9].

und weitere Eigenschaften, wie die Dicke der Kathode, werden in der *Quanteneffizienz*

$$q = \frac{N_e}{N_\gamma} \quad (3.2)$$

eines Photoelektronenvervielfachers zusammengefasst. Sie gibt an, wie viele der Photonen  $N_\gamma$  in freie Elektronen  $N_e$  umgesetzt werden. Da der Photoeffekt die benötigte Wellenlänge nach oben beschränkt und das Fenstermaterial die Wellenlänge nach unten beschränkt, gibt es einen material- und formabhängigen Wellenlängenbereich, in dem die Quanteneffizienz maximal wird (siehe Abbildung 3.5b). Folglich sollte der Photoelektronenvervielfacher seine maximale Quanteneffizienz im Bereich der Wellenlänge des Szintillators haben, um möglichst deutliche Signale zu bekommen.

Die ausgelösten Elektronen an der Photokathode werden durch eine anliegende Spannung zu der ersten Dynode beschleunigt und von der Fokussierelektrode zu einem kleineren Paket gebündelt. Durch das durchlaufene Potential bekommen die Elektronen genügend kinetische Energie, um in der Dynode weitere Elektronen aus dem Material zu befreien. Diese Elektronen werden dann sukzessive von Dynode zu Dynode beschleunigt, um dort weitere Elektronen auszulösen und so am Ende in großer Anzahl an der Anode anzukommen. Durch dieses Prinzip können einzelne Elektronen von der Photokathode um das typischerweise  $10^5$  bis  $10^8$  fache verstärkt werden. Die Ladung an der Anode kann dann,

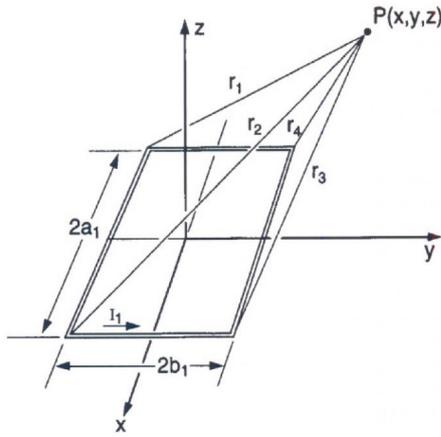
über herkömmliche Methoden verstärkt, als analoger Spannungspuls ausgelesen werden. Die anliegende Spannung zwischen den Dynoden ist ausschlaggebend für den Verstärkungsfaktor des Photoelektronenvervielfachers. Eine höhere Spannung sorgt dafür, dass die Elektronen zwischen zwei Dynoden stärker beschleunigt werden und so ein stärkeres Signal geliefert wird. Allerdings sorgt eine höhere Spannung auch dafür, dass sich thermische Elektronen aus der Kathode oder den Dynoden lösen können und somit nach der Verstärkung ein falsches Signal liefern können. Daher muss die Spannung vorsichtig gewählt werden, um die Signalrate zu maximieren, aber die Untergrundrate zu minimieren. In diesem Versuch waren die drei Szintillatoren jeweils mit einem Photoelektronenvervielfacher vom Typ *R980* der Firma HAMAMATSU vereint. Das Effizienzmaximum liegt mit etwa 350 nm bis 450 nm bei dem Maximum der Lichtproduktion der Szintillatoren (vgl. Abb. 3.5). Der Szintillationszähler mit der Seriennummer des Herstellers *993* wurde als Szintillationszähler A verwendet. Die Szintillationszähler B und C haben die Seriennummern *994* und *995N*.

### 3.2.3. Rechteckspule

Ein weiteres entscheidendes Bauteil für diesen Versuch ist die Spule, die ein möglichst homogenes Magnetfeld in dem Absorber produzieren soll. Die Teilchen, die in Domänen mit einem starken Feld zerfallen, präzedieren nach Gleichung (2.8) schneller als die Teilchen, die in Domänen mit einem schwächeren Feld zerfallen. Mit jeder Rotation der Spinachse der Antimonyonen wird folglich die Phase zwischen Teilchen in Bereichen mit starken Feldern zu denen in Bereichen mit schwachen Feldern weiter verschoben. Sobald die Phasenverschiebung zu groß wird, kann das periodisch zu- und abnehmende Verhalten der detektierten Zerfälle nicht mehr erkannt werden. Die Homogenität des Magnetfeldes ist also ausschlaggebend dafür, wie viele Periodendauern der Lamorpräzession untersucht werden können. Daher ist ein ferromagnetisches Absorbermaterial nicht sinnvoll, da sich in einem solchen Material selbst bei einem homogenen Magnetfeld Domänen mit unterschiedlich starken Feldern bilden und die exakte Feldstärke in dem Material nur schwer zu bestimmen ist.

Die am einfachsten umzusetzende Bauform, um ein solches Magnetfeld zu bekommen, ist eine Spule mit rechteckiger Grundfläche über die gesamte Länge der Absorberplatte. Das Feld einer solchen Spule kann simuliert werden, durch die Superposition von den Feldern rechteckiger Leiterschleifen in regelmäßigen Abständen voneinander. Das Feld einer solchen Leiterschleife mit den Seitenlängen  $2a$  und  $2b$  wurde von Martin Misakian analytisch berechnet (vgl. [10]). Eine Leiterschleife, die, wie in Abbildung 3.6 dargestellt, um den Koordinatenursprung in der  $x - y$ -Ebene positioniert ist, hat am Punkt  $P = (x, y, z)$  das

### 3. Experimentelle Vorgehensweise



$$\begin{aligned}
 C_1 &= -C_4 = a + x & d_1 &= d_2 = y + b \\
 C_2 &= -C_3 = a - x & d_3 &= d_4 = y - b \\
 r_1 &= \sqrt{(a + x)^2 + (y + b)^2 + z^2} \\
 r_2 &= \sqrt{(a - x)^2 + (y + b)^2 + z^2} \\
 r_3 &= \sqrt{(a - x)^2 + (y - b)^2 + z^2} \\
 r_4 &= \sqrt{(a + x)^2 + (y - b)^2 + z^2}
 \end{aligned}$$

**Abb. 3.6.:** Parameter der Formel für das magnetische Feld einer rechteckigen Leiterschleife nach [10].

magnetische Feld in  $z$ -Richtung

$$B_z(x, y, z) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \sum_{i=1}^4 \left( \frac{(-1)^i d_i}{r_i [r_i + (-1)^{i+1} C_i]} - \frac{C_i}{r_i [r_i + d_i]} \right). \quad (3.3)$$

Die Feldkomponenten in  $x$ -Richtung und  $y$ -Richtung sind durch

$$B_x(x, y, z) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \sum_{i=1}^4 \left( \frac{(-1)^{i+1} z}{r_i [r_i + d_i]} \right) \quad (3.4)$$

und

$$B_y(x, y, z) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \sum_{i=1}^4 \left( \frac{(-1)^{i+1} z}{r_i [r_i + (-1)^{i+1} C_i]} \right) \quad (3.5)$$

gegeben, aber für das Innere einer langen Rechteckspule vernachlässigbar klein.

Das magnetische Feld in  $z$ -Richtung für eine Spule der Länge  $L$  mit  $N$  Windungen ist die Superposition

$$B_{Spule}(x, y, z) \approx \sum_{j=0}^{N-1} B_z \left( x, y, z + \left[ j \cdot \frac{L}{N} \right] \right) \quad (3.6)$$

der Felder der einzelnen Leiterschleifen.

## 3.3. Ausleseelektronik

### NIM-Standard

In diesem Versuch werden NIM-Module verwendet, um die Signale der Teilchendetektoren weiter zu verarbeiten. Der Begriff NIM-Standard steht für *Nuclear Instrumentation Modul-Standard* und beschreibt eine Reihe von standardisierten Parametern für modulare Systeme, die vielfach in der Physik verwendet werden. Module, die diesem Standard genügen, können in Gehäuse (NIM-crate) gesteckt werden, die die Module mit Spannung versorgen. Zur Übertragung von Informationen haben NIM-Module digitale logische NIM-Signale, die ebenfalls standardisiert sind, so dass NIM-Module miteinander kompatibel sind. Die logische Eins ist als ein Strom von  $-12\text{ mA}$  bis  $-32\text{ mA}$  beziehungsweise eine Spannung von  $-0.6\text{ V}$  bis  $-1.6\text{ V}$  über einen  $50\ \Omega$  Widerstand definiert. Die logische Null ist ein Strom von  $0\text{ mA}$  und damit  $0\text{ V}$ . Diese NIM-Signale zeichnen sich durch sehr kurze Anstiegszeiten aus, die in der Regel in der Größenordnung von einer Nanosekunde liegen. Damit sind sie für Präzisionsmessungen der Lebenszeiten von Antimyonen geeignet.

### Diskriminator

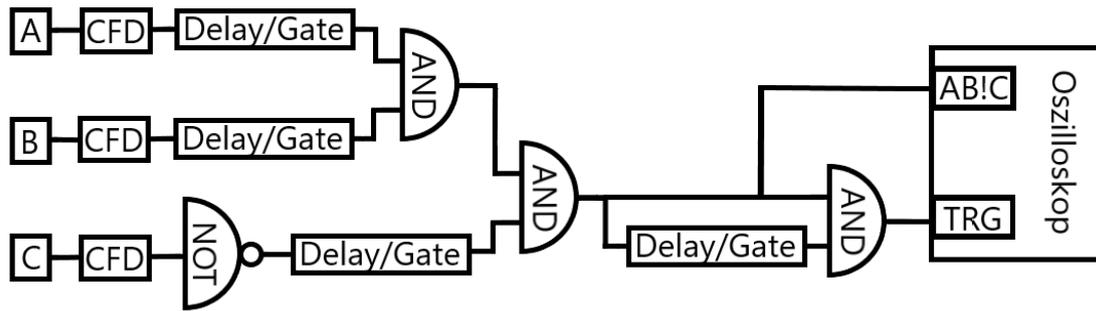
Um die analogen Signale der Szintillationszähler weiter zu verarbeiten, müssen die Signale soweit wie möglich vom Rauschen der Photoelektronenvervielfacher getrennt werden und in digitale Signale umgewandelt werden. In diesem Versuch wird an jeden Szintillationszähler ein Proportionaldiskriminator (englisch: constant fraction discriminator (CFD)) geschaltet. Ein einfacher Diskriminator sendet ein NIM-Signal, sobald ein analoges Eingangssignal einen Schwellenwert übersteigt. Dieses NIM-Modul verzögert zusätzlich das Signal, bis ein festgelegter Bruchteil der Maximalspannung erreicht ist. Dadurch wird das relativ breite Signal der Szintillationszähler immer zur gleichen Zeit ausgelöst, unabhängig davon, wie hoch die Maximalspannung ist, also wie viel Energie das Teilchen im Szintillator hinterlassen hat.

Die hier verwendeten Diskriminatoren sind drei NIM-Module vom Typ *Ortec Model 583B Constant Fraction Differential Discriminator* der Firma ORTEC.

### Signal-Koinzidenz

Die Signale der Szintillationszähler müssen vor der Weiterverarbeitung selektiert werden, weil die Szintillatoren neben durchlaufenden Antimyonen auch von Strahlung in der Umgebung ausgelöst werden und zusätzlich ein Teil der Signale durch thermische Elektronen im Photoelektronenvervielfacher verursacht werden. Das Schema der Signalverarbeitung

### 3. Experimentelle Vorgehensweise



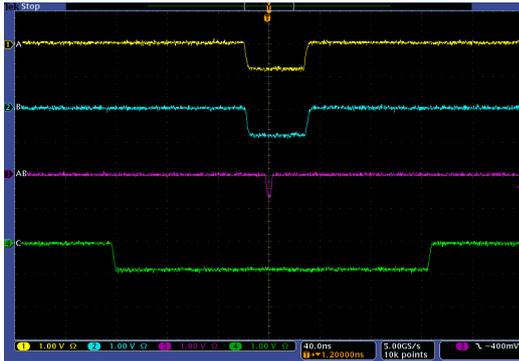
**Abb. 3.7.:** Schema der Verarbeitung der Signale von den Szintillationszählern A, B und C.

ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Ein Großteil des Untergrundrauschens wird bereits durch die eingestellten Schwellenwerte der Proportionaldiskriminatoren aussortiert. Die Signale der Diskriminatoren werden durch ein Gatter-Generator (Gate/Delay Generator) NIM-Modul geleitet. Mit diesem Modul kann die Verzögerung der Signale und die Signalbreite eingestellt werden. Da für diese Arbeit nur die Myonen interessant sind, die durch die beiden Szintillatoren A und B fliegen, werden nur Signale betrachtet, die von A und B gleichzeitig ausgesendet werden. Die zeitlich angepassten Signale von A und B werden an ein NIM-Modul geleitet, das wie ein logisches Und-Gatter funktioniert (AND-Gate). Außerdem werden die Signale aussortiert, wenn gleichzeitig zur AB-Koinzidenz der Szintillationszähler C ein Signal sendet, da dann das Teilchen nicht im Absorber gestoppt werden konnte. Dazu wird das C Signal negiert und verzögert mit dem AB-Signal in ein Und-Gatter gesendet. Somit sendet das Gatter als Ergebnis ein Signal  $AB\bar{C}$  aus, wenn A und B in Koinzidenz stehen mit C in Antikoinzidenz. Wenn zwei solche Signale in kurzer Zeit aufeinander folgen, wird ein Auslösesignal an das Oszilloskop gesendet. Dazu wird aus dem kurzen  $AB\bar{C}$ -Signal mit einem weiteren Gatter-Generator ein  $8.7\ \mu\text{s}$  breiter Puls erzeugt und mit dem  $AB\bar{C}$ -Und-Gatter in ein weiteres Und-Gatter geleitet. Die Signalbreiten und Verzögerungen sind in Abbildung 3.8 aufgeführt.

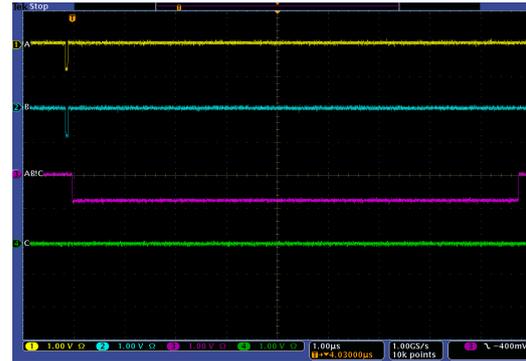
Für die drei Logikgatter wird in diesem Versuch ein Modul vom Typ *NIM Model 622 Quad 2-Fold Logic Unit* der Firma LECROY verwendet. Die Gatter-Generatoren sind zwei Module vom Typ *GG8000 Octal Gate and Delay Generator* der Firma ORTEC.

### Oszilloskop

Um die Lebenszeit eines gestoppten Antimyon zu bestimmen, wird ein Oszilloskop vom Typ *DPO4104* der Firma TEKTRONIX verwendet. Wie in Abbildung 3.9 dargestellt ist,



(a) Signale A,B und C nach dem Gatter-Generator sowie das Ausgangssignal des Und-Gatters für AB-Koinzidenz.

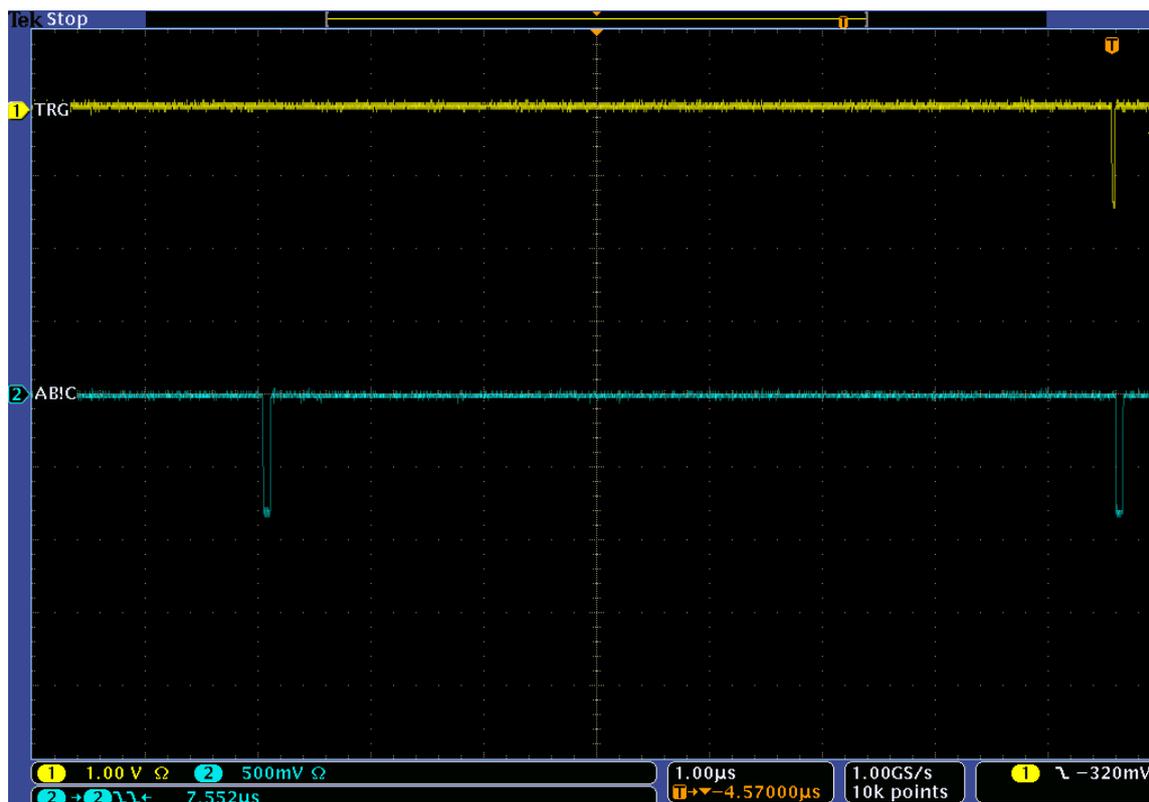


(b) Signale A,B und C sowie das lange  $ABC$ -Signal nach dem Gatter-Generator.

**Abb. 3.8.:** Die eingestellten Signalbreiten und Verzögerungen der Signale aus den Gatter-Generatoren.

bestimmt das Oszilloskop das Zeitintervall zwischen zwei  $ABC$ -Signalen, wenn diese zwischen  $0.25(5)\mu\text{s}$  und  $8.95(5)\mu\text{s}$  auseinander sind. Als Messintervall ist die Spanne von  $0.3\mu\text{s}$  bis  $8.9\mu\text{s}$  definiert. Auf diese Messwerte besteht über die USB-Schnittstelle Zugriff, um von einem Computer ausgelesen zu werden. Dazu wurde für diese Arbeit ein Python Skript geschrieben, das wartet bis ein Messwert vorhanden ist, diesen ausliest und dann eine neue Messung startet (siehe Anhang B).

### 3. Experimentelle Vorgehensweise



**Abb. 3.9.:** Bild des Oszilloskopdisplays, nachdem ein Antimyonzerfall registriert wurde. Der Kanal 1 'TRG' bekommt ein Signal, weil zwei  $AB\bar{C}$ -Signale innerhalb von unter 8.9 ns aufeinander folgen. Der Abstand der fallenden Flanken der  $AB\bar{C}$ -Signale auf Kanal 2 'AB!C' wird vom Oszilloskop bestimmt.

# 4. Ergebnisse

## 4.1. Absorber

Die Auswahl der Absorberplatte war der erste Schritt dieser Arbeit. Mit diesem Material sollen die Antimyonen der kosmischen Strahlung gestoppt werden, um weitere Untersuchungen zu ermöglichen. Da die Teilchen durch die  $500 \text{ mm} \times 500 \text{ mm}$  großen Szintillatoren gehen müssen, bevor sie in dem Absorber gestoppt werden, sollte die Absorberplatte ebenfalls  $500 \text{ mm} \times 500 \text{ mm}$  groß sein. Für den Bau dieses Versuches standen Aluminium oder Kupfer in einer Stärke von 10 mm zur Verfügung.

Ein geeignetes Absorbermaterial sollte in der Lage sein, Myonen mit möglichst großem Impuls zu stoppen. Definiert wird dazu die Reichweite  $R_{CSDA}$ , die ein kontinuierlich abgebremstes Teilchen im Durchschnitt zurücklegen kann (CSDA = continuous slowing down approximation (engl.)). Zur Berechnung wird das Inverse der Bethe-Formel (2.14) über die Energie integriert. Sei  $B(E) = \langle dE/dx \rangle$  die Bethe-Formel in Abhängigkeit von der Energie  $E$ , dann gilt für die Reichweite eines Teilchen mit der Energie  $E_{max}$

$$R_{CSDA} = \int dx = \int_{E_{max}}^{E_0} -\frac{dE}{B(E)}. \quad (4.1)$$

Da die Gleichung (2.14) nur implizit von  $E$  abhängt, muss die Substitution

$$dE = \frac{\beta\gamma}{\sqrt{\beta^2\gamma^2 + 1}} d(\beta\gamma) \quad (4.2)$$

durchgeführt werden. Die Reichweite eines Teilchens mit  $\beta_1\gamma_1$  ist somit explizit durch

$$R_{CSDA} = \int_{\beta_0\gamma_0}^{\beta_1\gamma_1} \frac{d(\beta\gamma)}{\rho K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]} \frac{\beta\gamma}{\sqrt{\beta^2\gamma^2 + 1}} \quad (4.3)$$

gegeben, wobei hier  $\beta_0\gamma_0 = 0.05$  angenommen wurde. Für diese Energie ist der Fehler in der Reichweite  $\sigma_{R_{CSDA}} < 1\%$  im Vergleich mit den Literaturwerten nach [8], für Myonen mit  $\beta\gamma > 0.45$ . Für kleinere Energiebereiche als  $\beta_0\gamma_0 = 0.05$  ist die Bethe-Formel nicht vorgesehen.

#### 4. Ergebnisse

Die Parameter für Gleichung (4.3) sind für Aluminium und Kupfer in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die maximalen Myonimpulse, bei denen die Reichweite unter  $R_{CSDA} \leq 1$  cm liegt, sind

$$p_{max,Al} = (65.4 \pm 1.3) \text{ MeV}/c$$

$$p_{max,Cu} = (92.4 \pm 1.8) \text{ MeV}/c .$$

Als relativer Fehler sind 2% wegen der Fehler der Bethe-Formel und der Reichweite angenommen worden. Da sich der Laborraum im Erdgeschoss befindet, werden die Antimyonen bereits auf ihrem Weg durch die vier darüber liegenden Etagen abgebremst. Die ursprüngliche Energie der Teilchen und damit ihre Polarisation ist folglich als wesentlich höher anzunehmen.

Neben den Absorptionseigenschaften des Materials ist für die Auswahl dieses Experiment außerdem entscheidend, wie groß der Unterschied zwischen den mittleren Lebensdauern von  $\mu^-$  und  $\mu^+$  ist. Da sich die Myonen und Antimyonen beim Zerfall aufgrund der Paritätsverletzung unterschiedlich verhalten, können keine Schlüsse über das Verhalten gezogen werden, wenn beide Teilchenarten in ähnlicher Zahl zerfallen. Daher wird die Lebensdauer  $\tau_0$  untersucht, ab der das Verhältnis von Myonzerfällen  $dN_{\mu^-}$  zu Antimyonzerfällen  $dN_{\mu^+}$  vernachlässigbar klein wird. Nach Gleichung (2.1) ist das Verhältnis der Zerfälle gegeben durch

$$\frac{dN_{\mu^-}}{dN_{\mu^+}} = \frac{\lambda^- N_0^-}{\lambda^+ N_0^+} \cdot \exp\left(\left(\lambda^- - \lambda^+\right)t\right) . \quad (4.4)$$

Das Verhältnis  $N_0^-/N_0^+ = 0.781$  ist nach der Formel (2.13) gegeben. Nach Tabelle 2.3 können  $\lambda^+ = 1/\tau_{\mu^+} = 0.4552 \mu\text{s}^{-1}$ ,  $\lambda_{Al}^- = 1.157 \mu\text{s}^{-1}$  und  $\lambda_{Cu}^- = 6.116 \mu\text{s}^{-1}$  berechnet werden. Für Versuche, bei denen  $\mu^+$  Zerfälle getrennt von  $\mu^-$  Zerfälle betrachtet werden müssen, sind beobachtete Zerfälle von Teilchen mit einer Lebensdauer kleiner als  $\tau_0$  unbrauchbar. Aus den in Tabelle 4.1 aufgeführten minimalen Lebensdauern und entsprechend unbrauchbaren Ereignissen für Aluminium und Kupfer wird deutlich, dass für diese Arbeit nur Kupfer als Absorbermaterial in Frage kommt. Um möglichst genaue Ergebnisse zu bekommen, wurde für die weiteren Messungen der 1%-Schwellenwert  $1.229 \mu\text{s}$  für Kupfer ausgewählt.

Material	Verhältnis $dN_{\mu^-}/dN_{\mu^+}$	Lebensdauer $\tau_0$ [ $\mu\text{s}$ ]	Unbrauchbare $\mu^+$ Zerfälle
Aluminium	1 %	7.538	96.8 %
	10 %	4.258	85.6 %
	25 %	2.952	73.9 %
Kupfer	1 %	1.229	42.8 %
	10 %	0.822	31.2 %
	25 %	0.660	26.0 %

**Tab. 4.1.:** Minimale Lebensdauern  $\tau_0$ , ab denen ein Zerfallsereignis ein nützliches Ergebnis liefert und entsprechender Anteil an unbrauchbaren Zerfallsereignissen für verschiedene Verhältnisse an störenden Zerfällen. Die Werte sind auf die letzte Ziffer gerundet.

## 4.2. Spulenbau

### 4.2.1. Vorüberlegungen

Der nächste Schritt in Richtung Durchführung des  $(g-2)_\mu$ -Experiments ist das Design der Spule. Die Länge und Breite der Spule müssen größer sein als die  $500\text{ mm} \times 500\text{ mm} \times 10\text{ mm}$  große Absorberplatte. Außerdem muss die Spule in den Holzrahmen des Aufbaus passen, der eine Breite von etwas über  $60\text{ cm}$  im Inneren hat. Ein weiterer Aspekt der Spule soll sein, dass die Absorberplatte herausnehmbar ist, damit das Magnetfeld vermessen werden kann. Somit muss ein Rahmen um die Absorberplatte gebaut werden. Als einziges Material für einen solchen Rahmen stand Polyvinylchlorid (PVC) zur Verfügung. Um die etwa  $22.5\text{ kg}$  schwere Absorberplatte zu halten, muss der Rahmen eine Stärke von mindestens  $5\text{ mm}$  haben. Da es bei uns keine Möglichkeit gibt, eine Spule mit über  $500\text{ mm}$  Breite vollautomatisch zu wickeln, ist eine möglichst geringe Anzahl an Wicklungen eine Priorität beim Designen. Der größte Strom, der mit vorhandenen Spannungsquellen geliefert werden kann, ist  $I_{max} = 5.0\text{ A}$ .

Innerhalb des ausgemessenen Intervalls für die Lebensdauer der Antimyonen von  $t_0 = 0.3\ \mu\text{s}$  bis  $t_1 = 8.9\ \mu\text{s}$  sollten mehrere Präzessionen stattfinden, damit die Lamorfrequenz möglichst genau bestimmt werden kann. Pro Periode muss die durchschnittliche Feldstärke  $\overline{B}$  nach Gleichung (2.8) somit

$$2\pi = \omega(t_1 - t_0) = g_\mu \frac{e}{2m\mu} \overline{B}(t_1 - t_0)$$

$$\implies \overline{B} \approx 0.85\text{ mT} \quad (4.5)$$

## 4. Ergebnisse

sein. Wenn in diesem Zeitintervall mindestens drei volle Perioden sein sollen, muss die Spule eine Feldstärke von mindestens  $\bar{B}_{min} \approx 3 \cdot 0.85 \text{ mT} = 2.55 \text{ mT}$  haben. Empfehlenswert wäre eine Feldstärke von etwa 4.25 mT bis 5.95 mT, also fünf bis sieben Perioden, denn es ist anzunehmen, dass bei kurzen Lebenszeiten zu viele Myonzerfälle ( $\mu^-$ ) stattfinden und bei langen Lebenszeiten zu wenige Antimyonen verbleiben, um in dem kurzen Messzeitraum für diese Arbeit eine aussagekräftige Statistik zu bekommen. Ein deutlich stärkeres Magnetfeld ist nicht gewinnbringend, da die Histogrammklassen klein gegenüber der Periodendauer sein müssen, um eine Kurve an die Daten anzupassen. Daher muss ein stärkeres Magnetfeld durch eine längere Messdauer ausgeglichen werden oder die statistischen Fehler steigen an.

### 4.2.2. Feldsimulation

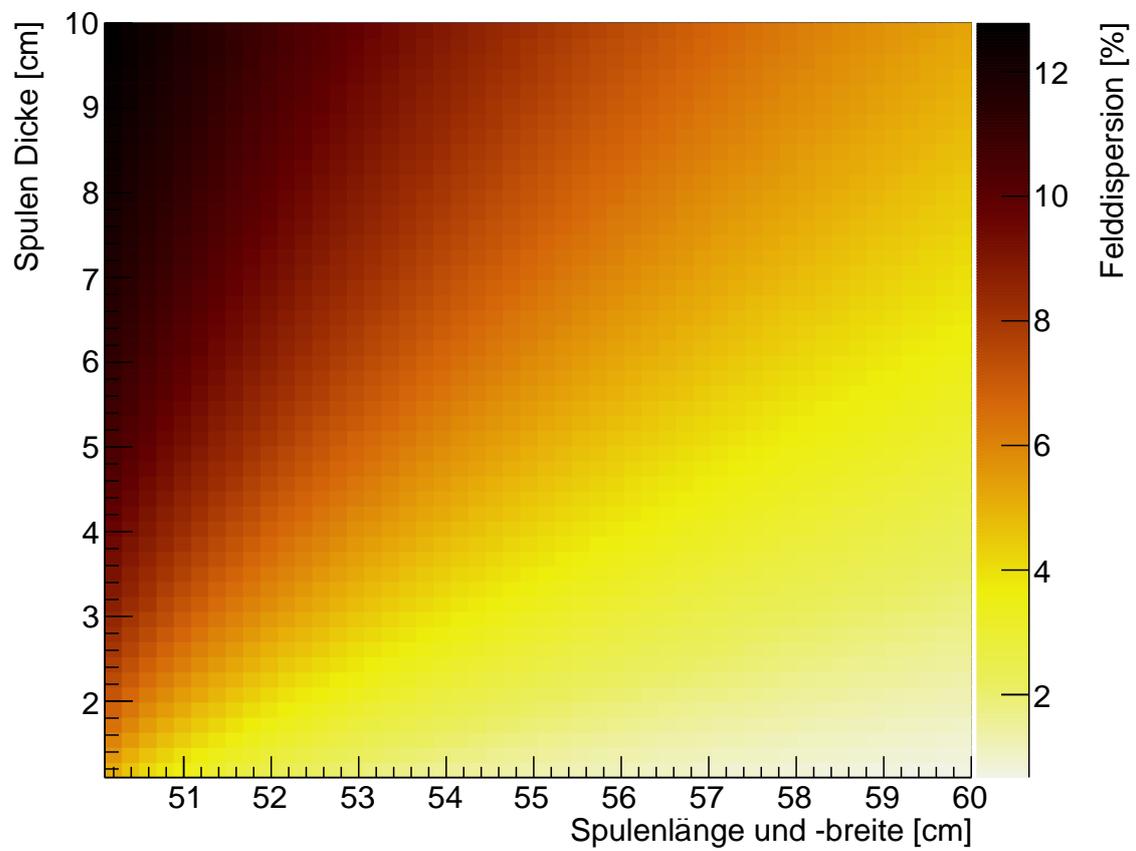
Anhand der Formeln (3.3) und (3.4) wurde die horizontale Feldkomponente für verschiedene Spulen berechnet. Untersucht wurde die mittlere Feldstärke

$$\bar{B} = \frac{1}{2a \cdot 2b \cdot 2c} \int_{-a}^a \int_{-b}^b \int_{-c}^c \underbrace{\sqrt{B_x^2(x, y, z) + B_z^2(x, y, z)}}_{=B(x,y,z)} \cdot dx \cdot dy \cdot dz, \quad (4.6)$$

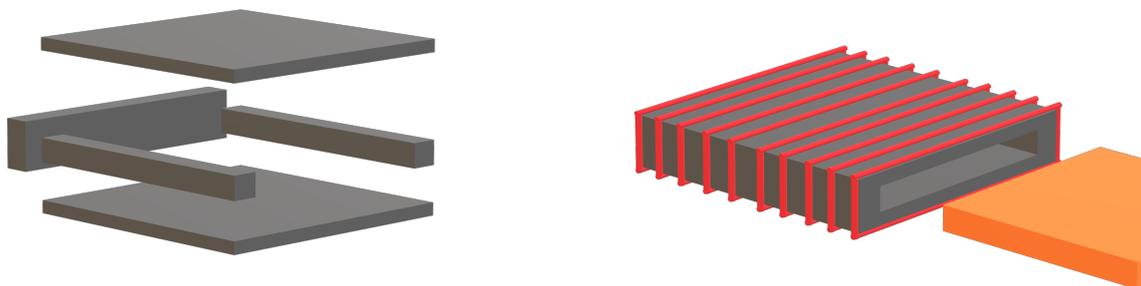
wobei  $2a = 500 \text{ mm}$  die Breite,  $2b = 10 \text{ mm}$  die Dicke und  $2c = 500 \text{ mm}$  die Länge des Absorbers sind. Die Dispersion des Feldes, also der Fehler in der mittleren Feldstärke, wurde mit

$$\sigma_{\bar{B}}^2 = \frac{1}{2a \cdot 2b \cdot 2c} \int_{-a}^a \int_{-b}^b \int_{-c}^c (B(x, y, z) - \bar{B})^2 \cdot dx \cdot dy \cdot dz \quad (4.7)$$

berechnet. Die relative Dispersion  $\sigma_{\bar{B}}/\bar{B}$  ist für quadratische Spulen mit verschiedenen Seitenlängen, sowie Spulendicken in Abbildung 4.1 abgebildet. Um den Fehler zu minimieren, wird eine möglichst dünne Spule mit langen Seiten benötigt. Um genügend Spielraum zu den Seiten des Holzrahmens zu haben, wurde das Modell 4.2 mit den Maßen  $59 \text{ cm} \times 59 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$  entworfen. Für die Wicklung der Spule wurde ein Draht der Stärke 1.05 mm ausgewählt, da sich ein dünner Draht leichter Wickeln lässt und mehr Wicklungen in einer Lage auf die Spule passen. Für diesen Draht liegt bei einem Strom von  $I = 5.0 \text{ A}$  die Flächenstromdichte mit  $5.8 \text{ A mm}^{-2}$  knapp unter dem Richtwert von  $6.0 \text{ A mm}^{-2}$  nach [11]. Bei einer dichten, einlagigen Wicklung des Drahtes passen bis zu 560 Windungen auf diese Spule. Damit wäre eine durchschnittliche Feldstärke von  $5.75(8) \text{ mT}$  zu erreichen mit einer Dispersion von 1.4%.

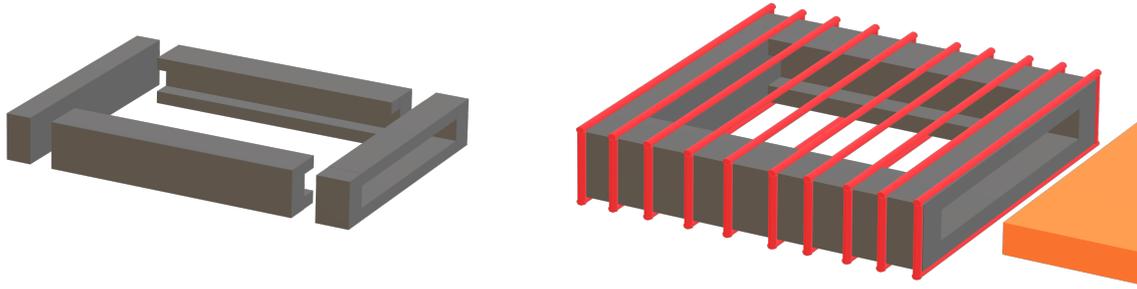


**Abb. 4.1.:** Relative Felddispersion einer quadratischen Spule als Funktion der Seitenlänge und der Dicke der Spule.



**Abb. 4.2.:** Entwurf der Spule mit Rahmen aus PVC in grau, Wicklungen in rot und Absorberplatte in orange.

## 4. Ergebnisse



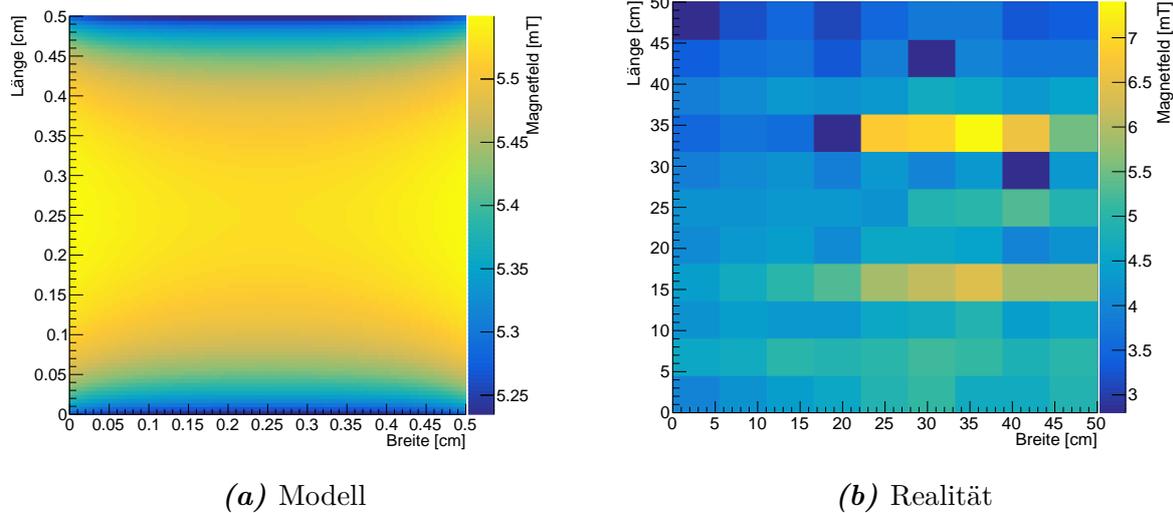
**Abb. 4.3.:** Bauskizze der ersten Spule mit Rahmen aus PVC in grau, Wicklungen in rot und Absorberplatte in orange.

### 4.2.3. Erste Spule

Aufgrund von Materialmangel konnte der erste Entwurf für einen massiven Rahmen (Abb. 4.2) für die Spule nicht in die Tat umgesetzt werden. Gebaut wurde stattdessen ein Rahmen aus zwei C-Förmigen Schienen, einer Leiste am Ende und einer Frontleiste mit Aussparung zum Einschub des Absorbers (Abb. 4.3). Es haben 528 Wicklungen auf die Spule gepasst. Nach dem Wickeln der Spule war der Rahmen bereits leicht verzogen und musste durch einen Vorbau aus Aluminium wieder in Form gebracht werden. Dadurch hatten einige Wicklungen mehrere Millimeter Spielraum, zu viel um ein homogenes Magnetfeld zu produzieren.

Bei der Messung des Magnetfeldes wurde als Ungenauigkeit des Messinstruments ein halber Skalenteil  $\sigma_B = \pm 0.05 \text{ mT}$  angenommen. Außerdem ergibt sich ein systematischer Fehler eines halben Skalenteils durch eine Nullpunktverschiebung des Messgerätes  $\sigma_{B,\text{syst.}} = \pm 0.05 \text{ mT}$ . Kalibriert wurde die verwendete Hall-Sonde mit einem Teslameter der Firma PHYWE mit der Artikelnummer 13610-93, das eine Auflösung von 0.01 mT hat. Nach der Inbetriebnahme der Spule zum Ausmessen des Magnetfeldes haben sich die lockeren Drähte in zwei Bereichen zusammengezogen. Wie in Abbildung 4.4 dargestellt ist, wurde beim Messen deutlich, dass das Feld stark von der Simulation abwich. In dem Graphen ist lediglich der Messwert aus der Mitte eines Bereiches aufgetragen. Aufgrund des stark schwankenden Feldes bei dieser Spule ist anzunehmen, dass der Fehler für die mittlere Feldstärke in einem Teilgebiet des Absorbers sehr groß ist. Für die Abschätzung der Verwendbarkeit der Spule für das  $(g - 2)_\mu$ -Experiment sind diese exemplarischen Werte als repräsentativ angenommen worden.

Neben den stark unterschiedlichen Feldstärken hatte das Überlagern der Drähte den Effekt, dass der Rahmen stellenweise bis zu  $90^\circ\text{C}$  warm wurde. Da das verwendete PVC nur eine Hitzebeständigkeit von etwa  $70^\circ\text{C}$  hat, verzog sich der Rahmen weiter, was alle Probleme zunehmend verstärkt hat. Mit einem Ventilator konnte die Temperatur auf un-



**Abb. 4.4.:** Vergleich der magnetischen Feldstärke der ersten Spule mit den theoretischen Vorhersagen.

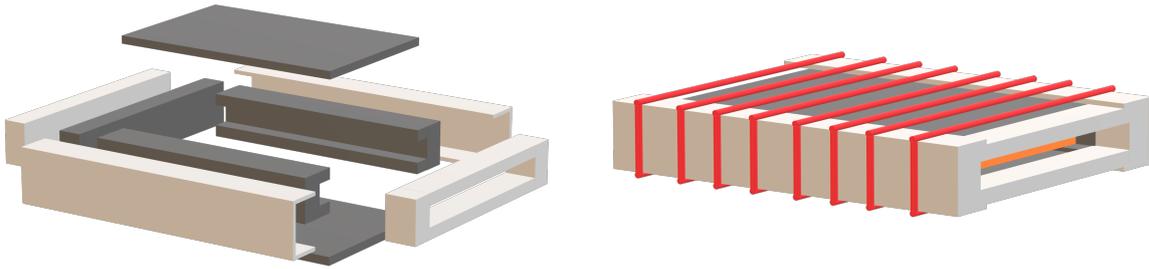
ter 50 °C gehalten werden, um so eine weitere Eskalation der Probleme zu verhindern.

Wegen der Inhomogenitäten im Feld dieser Spule war zu erwarten, dass das  $(g - 2)_\mu$ -Experiment mit dieser Spule keine aussagekräftigen Resultate liefern würde. Antimyonen, die in den Gebieten mit der niedrigsten Feldstärke von  $B_{min} = 2.8(1)$  mT stoppen, haben eine erwartete Lamorfrequenz von  $\omega_{min} = 2.38(9) \mu s^{-1}$  mit dem relativen Fehler  $\sigma_\omega/\omega = \sigma_B/B$  nach Fehlerfortpflanzung. Die Teilchen, die in dem Gebiet mit der größten Feldstärke  $B_{max} = 7.4(1)$  mT gestoppt werden, präzedieren mit  $\omega_{min} = 6.29(9) \mu s^{-1}$ . Folglich wäre für das Experiment mit dieser Spule zu erwarten, dass sich die Kurven der Zerfallszahlen aus den unterschiedlich starken Feldbereichen überlagern und somit keine Kurvenanpassung an die Daten möglich wäre.

#### 4.2.4. Zweite Spule

Um das Verformen des Rahmens, die Hauptursache für die Inhomogenität des Magnetfeldes der ersten Spule, zu verhindern, musste das PVC verstärkt werden. Dazu wurde ein Aluminiumprofil in 1.5 mm Stärke angefertigt, das die C-förmigen PVC Schienen von außen verstärkt. Außerdem wurde die Frontleiste mit Aussparung durch Aluminium ersetzt und die Leiste am Ende der Spule mit einer Aluminiumleiste stabilisiert. Durch diese Umbauten liegt in der zweiten Iteration der Spule der Draht nicht mehr auf dem PVC. Das wesentlich stabilere Aluminiumgestell sollte durch den Spulendraht nicht verbogen werden können. Durch die Stärke des Aluminiumprofils und zusätzlich benötigte Isolierung des Aluminiums ist diese Spule mit 24 mm um etwa 4 mm dicker als die erste.

#### 4. Ergebnisse



**Abb. 4.5.:** Bauskizze der zweiten Spule mit innerem Rahmen aus PVC in grau, äußerem Rahmen aus Aluminium in silber, Wicklungen in rot und Absorberplatte in orange.

Um die Wärmeproduktion zu reduzieren und damit ein mögliches temperaturbedingtes Verziehen des Rahmens zu verhindern, wurde ein dickerer Draht mit dem Durchmesser 1.25 mm verwendet. Dafür konnten weniger Windungen auf die Spule gewickelt werden, was die durchschnittliche magnetische Feldstärke reduziert.

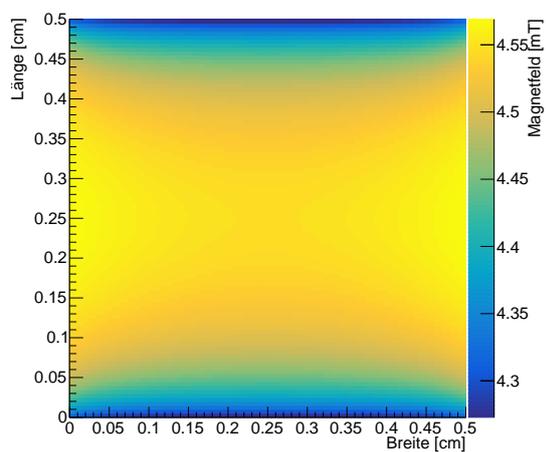
Um den Spielraum der Drähte in der vertikalen Richtung zu reduzieren, wurden 4 mm dicke PVC-Platten in den mittleren Bereich des Spulenrahmens geklebt. Diese Spule ist in Abbildung 4.5 skizziert und in Abbildung 4.6 nach dem Wickeln in der Wickelvorrichtung abgebildet.

Auf diese Spule haben etwa 450 Windungen gepasst. Beim Wickeln wurde die Isolierung in etwa bei der Länge 17 cm beschädigt, so dass von dort neu gewickelt werden musste. Wie in Abbildung 4.7b zu erkennen ist, hat dies ein schwächeres Feld in diesem Bereich zur Folge, da die Windungen durch das Neuansetzen dort nicht so dicht aufgebracht werden konnten wie in den anderen Bereichen.

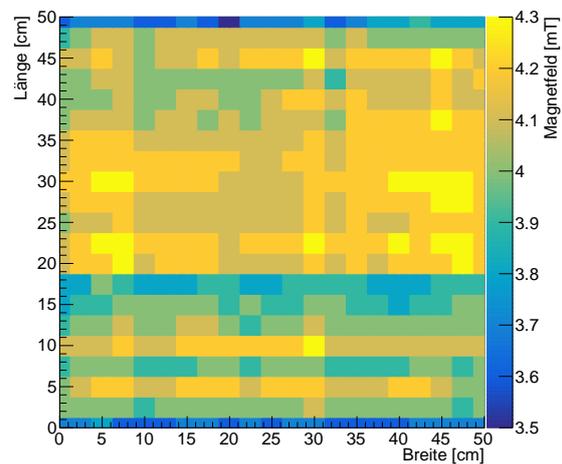
Das Feld dieser Spule wurde in 25 mm Schritten ausgemessen. Da das Feld dieser Spule keine starken Schwankungen aufweist und bis auf wenige Ausnahmen sich das Feld von einem Abschnitt zum benachbarten Abschnitt lediglich um einen Skalenteil verändert, kann angenommen werden, dass der Fehler in einer Histogrammklasse im Bereich der Ungenauigkeit des Messinstruments von  $\sigma_B = \pm 0.05 \text{ mT}$  liegt. Mit dem systematischen Fehler durch die Nullpunktverschiebung  $\sigma_{B,syst.} = \pm 0.05 \text{ mT}$  hat das Feld der Spule den Mittelwert  $\bar{B} = 4.07(0.15)(0.05) \text{ mT}$  in dem Volumen der Absorberplatte. Das heißt, das Feld hat eine Dispersion von  $0.15/4.07 \approx 3.7\%$  und insgesamt einen Fehler von  $\sigma_{B,ges.}/B = 0.16/4.07 \approx 4.0\%$ .



Abb. 4.6.: Zweite Spule in der Wickelvorrichtung nach dem Wickeln.



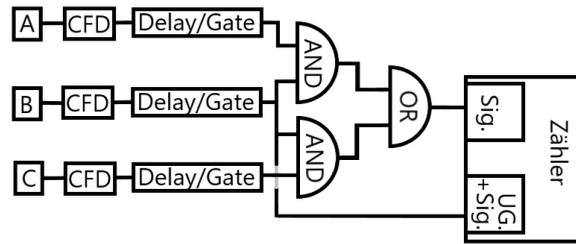
(a) Modell



(b) Realität

Abb. 4.7.: Vergleich der magnetischen Feldstärke der zweiten Spule mit den theoretischen Vorhersagen.

## 4. Ergebnisse



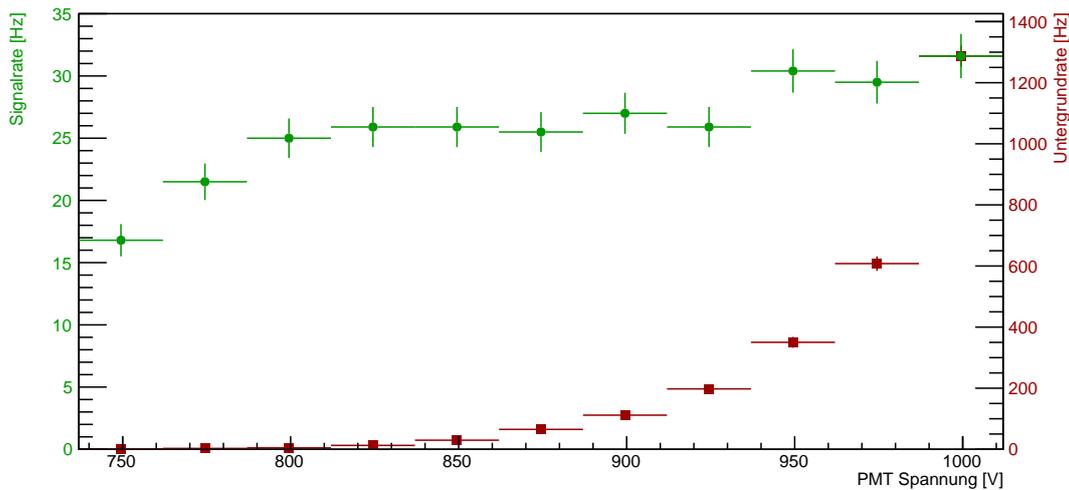
**Abb. 4.8.:** Logische Schaltung zur Bestimmung der optimalen Betriebsspannung des PMT B und Schwellenspannung des zugehörigen Diskriminators. Der Szintillationszähler B liegt physisch zwischen A und C.

## 4.3. Vormessungen

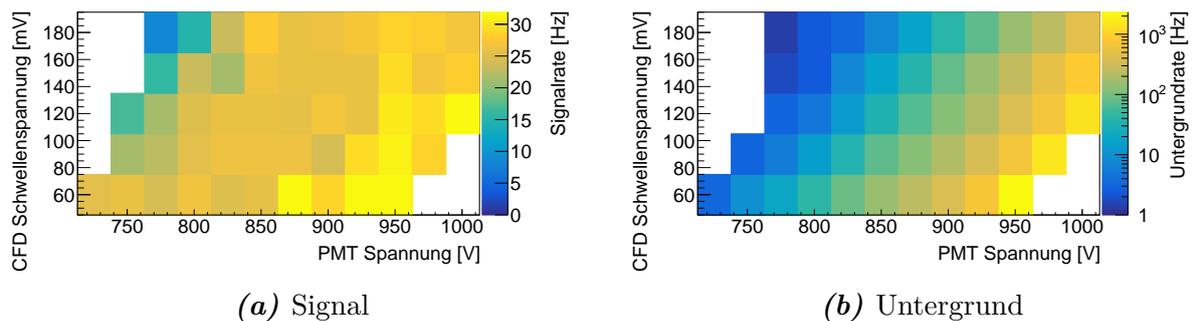
### 4.3.1. Kalibrierung der Messelektronik

Als erste Schritte zur Durchführung des  $(g - 2)_\mu$ -Experimentes müssen die Betriebsspannungen der Photoelektronenvervielfacher eingestellt werden und die Schwellenspannungen der Diskriminatoren angepasst werden. Eine optimale Einstellung dieser Geräte minimiert die Rate der Untergrundsignale und reduziert somit die statistischen Fehler beim  $(g - 2)_\mu$ -Versuch.

Um die optimalen Einstellungen für die Geräte zu bestimmen, musste die Rate an Signalen und Untergrundsignalen für verschiedene Einstellungen gemessen werden. Dazu wurden die Szintillationszähler direkt übereinander gestapelt mit minimalem Abstand von 2 cm, so dass die Photoelektronenvervielfacher nicht beschädigt werden. Dabei wird der zu untersuchende Szintillationszähler zwischen die beiden anderen gelegt. Zur Signalrate B werden die Signale gezählt, die von A und B oder von B und C gleichzeitig erfasst werden (siehe Abb. 4.8). Die Untergrundrate ist die Zählrate von B abzüglich der Signalrate. Für die Messung wurden die Spannungen von A und C auf 900 V gesetzt und die Schwellenspannung auf den minimalen Wert eingestellt, um eine hohe Signal- und Untergrundrate dieser Szintillationszähler zu bekommen. Die Zählraten  $R$  sind als  $R = E/t$  definiert mit  $E$  der Anzahl der Ereignisse und  $t$  der gemessenen Zeitspanne. Das Zählen und das Stoppen der Zeit wurden mit dem NIM-Modul *996 CCNIM Timer and Counter* der Firma ORTEC durchgeführt. Der Fehler für die Zeit ist nach Herstellerangaben  $\pm 0.0025\%$  und damit vernachlässigbar klein gegenüber dem Fehler durch statistische Schwankungen der Ereignisse, die als  $\sigma_E = \sqrt{E}$  angenommen wurden. Der relative Fehler der Zählrate ist nach Fehlerfortpflanzung durch  $\sigma_R/R = 1/\sqrt{E}$  gegeben. Wie aus der Abbildung 4.9 ersichtlich ist, steigt die Signalrate der Szintillationszähler bei niedrigen Spannungen an, bleibt in einem mittleren Spannungsbereich annähernd gleich und beginnt bei höheren Spannungen



**Abb. 4.9.:** Verlauf der Untergrund- und Signalrate des Szintillationszählers C für verschiedene Betriebsspannungen mit der Diskriminator-Schwel­lenspannung 120 mV.



**Abb. 4.10.:** Verlauf von Signal und Untergrundrate des Szintillationszählers C für verschiedene Betriebs- und Schwel­lenspannungen.

wieder zu steigen. Die Untergrundrate hingegen steigt exponentiell mit der Spannung an. Eine ideale Spannung für die Photoelektronenvervielfacher liegt im unteren Bereich des Zählratenplateaus, da angenommen werden kann, dass dort die meisten durchfliegenden Myonen erkannt werden. Für höhere Spannungen steigt die Untergrundrate so stark an, dass erwartet werden kann, dass zunehmend häufiger eine zufällige Koinzidenz der Signale von zwei Szintillationszählern eintritt.

Das Verändern der Schwel­lenspannung beim Diskriminator hat wenig Auswirkungen auf das Verhalten der Signal- und Untergrundraten. Eine höhere Schwel­lenspannung verschiebt lediglich die Betriebsspannung nach oben, das heißt eine um 30 mV höhere Schwel­lenspannung und eine etwa 25 V höhere Betriebsspannung gleichen sich gegenseitig aus. Es ist einzig darauf zu achten, dass bei sehr niedrigen Diskriminator­schwellen die Unter-

## 4. Ergebnisse

Szintillationszähler	Betriebsspannung [V]	Schwellenspannung [mV]
A	950	150
B	925	90
C	850	120

**Tab. 4.2.:** Verwendete Parameter für die Szintillationszähler und Diskriminatoren für das  $(g - 2)_\mu$ -Experiment.

grundrate sehr schnell steigt und die Signalrate nicht immer ein Plateau annimmt. Der Graph für die Ratenmessung des Szintillationszählers C ist in Abbildung 4.10 in klein abgebildet und für alle drei Zähler in groß im Anhang A aufgeführt. Die ausgewählten Betriebsspannungen und Schwellenspannungen sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Ausgewählt wurde die niedrigste Schwellenspannung, so dass die Signalrate ein deutliches Plateau annimmt und für die Betriebsspannung wurde ein Wert in der Mitte des Plateaus genommen.

### 4.3.2. Positronensignale

Ein mögliches Problem, die Geräte für das Detektieren von Myonen zu kalibrieren, ist, dass die Zerfallspositronen ebenfalls erkannt werden müssen. Wie in Kapitel 3.2.1 dargestellt ist, haben Positronen einen geringfügig kleineren Energieverlust in den Szintillatoren als Myonen mit dem gleichen  $\beta\gamma$ . Um zu überprüfen, ob eine höhere Betriebsspannung für die Photoelektronenvervielfacher nötig ist, wurden die Signale der Szintillationszähler A und B direkt, also ohne Diskriminator, mit dem Oszilloskop aufgezeichnet. Durch das Anschließen von zwei Geräten an einen Szintillationszähler ist die Signalhöhe, die an jedem Gerät ankommt, reduziert. Für diese Messreihe wurden die Betriebsspannungen für A und B gleichmäßig erhöht, bis die Zählrate mit angeschlossenem Oszilloskop den Raten ohne Oszilloskop entsprachen.

Wie in Abbildung 4.11 dargestellt ist, besteht kein großer Unterschied zwischen den Signalen von Myonen zu Positronen. Die Aufnahme eines Myonsignals wurden von der AB-Koinzidenz ausgelöst, sind also meistens nicht bei einem Zerfallsereignis beteiligt. Im Mittel über 64 Zerfällen hatte der Szintillationszähler A ein Amplitude von 273(5) mV für Positronen und 259(25) mV für Myonen. Bei B lagen die Werte bei 202(20) mV für Positronen und 194(22) mV für Myonen. Da die mittleren Signalamplituden für Positronen nicht signifikant abweichend zu den Myonen sind, muss die Schwellenspannung nicht angepasst werden.



(a) Positronsignale



(b) Myonsignale

**Abb. 4.11.:** Vergleich der mittleren Signalstärken von Positronen und Myonen. Die Szintillationszähler A und B liegen auf den Kanälen 3 und 4 des Oszilloskops. Auf Kanal 1 liegt der Auslöser für ein doppeltes  $ABC\bar{C}$ -Signal, also einem Positron. Kanal 2 ist die  $AB$ -Koinzidenz, also der Auslöser für ein Myon.

Signal	$AB$	$ABC\bar{C}$	Zerfall
Rate normal	25.13(14) Hz	9.72(9) Hz	22.25(14) mHz
Rate falsch	0.224(6) Hz	0.137(5) Hz	0.837(16) mHz
Anteil falsch	$\approx 0.9\%$	$\approx 1.5\%$	$\approx 3.7\%$

**Tab. 4.3.:** Durchschnittliche Signalraten der  $AB$  und  $ABC\bar{C}$ -Koinzidenzen mit ihren statistischen Fehlern und die Raten der systematischen Fehler durch falsch identifizierte Myonen, sowie die Rate an gemessenen Zerfallsereignissen mit der Untergrundrate  $U$  an falsch identifizierten doppelten  $ABC\bar{C}$ -Signalen.

### 4.3.3. Zufallssignale

Wenn zwei zufällige, unkorrelierte Signale in einem hinreichend kleinen Zeitintervall eintreten, wird dies von den NIM-Modulen wie eine Koinzidenz echter Signale interpretiert. Die Anzahl solcher Zufallskoinzidenzen steigt rapide an, wenn die Untergrundrate der Szintillationszähler zu groß ist. Für den weiteren Versuch ist es wichtig, den Anteil der falschen  $ABC\bar{C}$ -Signale zu bestimmen. Dies ist der Anteil der irrtümlicherweise als Myon identifizierten Signale, die nicht vom Szintillationszähler C detektiert wurden. Dazu wurde der Szintillator A neben den Versuchsaufbau auf die Höhe von B gelegt und die gemessene Rate an  $ABC\bar{C}$ -Signalen mit der normalen Rate verglichen. In dieser Anordnung sollte die Rate der Myonen, die durch A und B fliegen, verschwindend gering sein. Die gemessenen Raten sind in Tabelle 4.3 aufgeführt. Der relative Fehler der gemessenen Raten ist wie oben durch  $\sigma_R/R = 1/\sqrt{E}$  gegeben.

## 4.4. Lebensdauer Messungen

### 4.4.1. Untergrundsignale

Bei der Bestimmung der Lebensdauer eines gestoppten Teilchens wird die Messung durch zwei aufeinander folgende  $ABC\bar{C}$ -Signale innerhalb des betrachteten Zeitintervalls ausgelöst. Da die Szintillatoren A und B nur etwa 2 cm auseinander sind und sich die betrachteten Teilchen annähernd mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, sind die Signale A und B abhängig vom Einfallswinkel des Teilchens nur etwa 0.1 ns auseinander. Daher kann mit der verwendeten Elektronik ein von oben kommendes Teilchen nicht von einem entgegengesetzt fliegenden Teilchen unterschieden werden. Ein doppeltes  $ABC\bar{C}$ -Signal von einem Antimyon und dem Zerfallspositron kann somit nicht unterschieden werden von zwei schnell aufeinander folgenden Teilchen. Unter der Annahme, dass die zeitlichen Abstände von zwei solchen Teilchen Poisson-verteilt sind, ist die Wahrscheinlichkeit  $P_h(t_1)$ , ein Teilchen in dem Zeitintervall  $[t_1, t_1 + h]$  nach einem ersten Teilchen zur Zeit  $t_0 = 0$  zu detektieren, gegeben durch

$$P_h(t_1) = \int_{t_1}^{t_1+h} R \exp(-t \cdot R) dt = \exp(-t_1 \cdot R) - \exp(-(t_1 + h) \cdot R) , \quad (4.8)$$

wobei  $R$  die Rate der detektierten Teilchen, also die  $ABC\bar{C}$ -Rate, ist. Diese Wahrscheinlichkeitsverteilung gilt für jedes  $ABC\bar{C}$ -Signal. In einer Messreihe der Zeit  $T$  werden etwa  $R \cdot T$  Signale detektiert. Die erwartete Zahl  $U$  der fälschlicherweise als Zerfallsereignis interpretierten doppelten  $ABC\bar{C}$ -Signale in einer Histogrammklasse der Breite  $h$  mit der Startzeit  $t_1$  ist folglich gegeben durch

$$U(t) = P_h(t_1) \cdot T \cdot R = [\exp(-t_1 \cdot R) - \exp(-(t_1 + h) \cdot R)] \cdot T \cdot R . \quad (4.9)$$

mit dem Fehler

$$\begin{aligned} \sigma_U(t_1) &= [P_h(t_1) \cdot T + (-t_1 \exp(-t_1 \cdot R) + (t_1 + h) \exp(-(t_1 + h) \cdot R)) \cdot T \cdot R] \sigma_R \\ &= \left[ P_h(t_1) \cdot T + \left( - \underbrace{t_1}_{<10^{-5} \text{ Hz}} P_h(t_1) + h \underbrace{\exp(-(t_1 + h) \cdot R)}_{\approx 1} \right) \cdot T \cdot R \right] \sigma_R \\ &\approx [P_h(t_1) + h \cdot R] \cdot T \cdot \sigma_R \end{aligned} \quad (4.10)$$

für die hier betrachteten Intervalle  $[t_1, t_1 + h] \subseteq [0.3 \mu\text{s}, 8.9 \mu\text{s}]$ . Die Untergrundrate für das gesamte Messintervall ist in Tabelle 4.3 aufgeführt. Der erwartete Untergrund an falschen

Zerfallsereignissen ist monoton fallend mit

$$\frac{U(8.9 \mu\text{s})}{U(0.3 \mu\text{s})} \approx 0.999915 . \quad (4.11)$$

Damit kann die Funktion der Untergrundsignale auf dem Messintervall als konstant für alle Histogrammklassen angenommen werden.

#### 4.4.2. Lebensdauer von $\mu^+$

Über einen Zeitraum von 340 Stunden, etwa 14 Tagen, konnten über 27000 Zerfallsereignisse ohne Magnetfeld für das gesamte Messintervall von  $0.3 \mu\text{s}$  bis  $8.9 \mu\text{s}$  beobachtet werden. Es bleiben 16066 Ereignisse übrig unter der Einschränkung auf Lebenszeiten im Bereich zwischen  $1.23 \mu\text{s}$  und  $6.60 \mu\text{s}$ , in dem nach Kapitel 4.2.1 die drei deutlichsten Präzessionsperioden im Versuch mit dem Magnetfeld erkennbar sein sollten. Für den Untergrund  $U$  ist der genaue Fehler aus Gleichung 4.10 in der Rate vernachlässigt worden und der etwas größere Poisson-Fehler  $\sigma_U = \sqrt{U}$  für die statistische Streuung der Untergrundsignale angenommen worden. Mit der Anzahl  $D$  der gemessenen Daten in einer Klasse ist die Klassenhäufigkeit  $K = D - U$ . Für den Fehler  $\sigma_D = \sqrt{D}$  ist nach Fehlerfortpflanzung

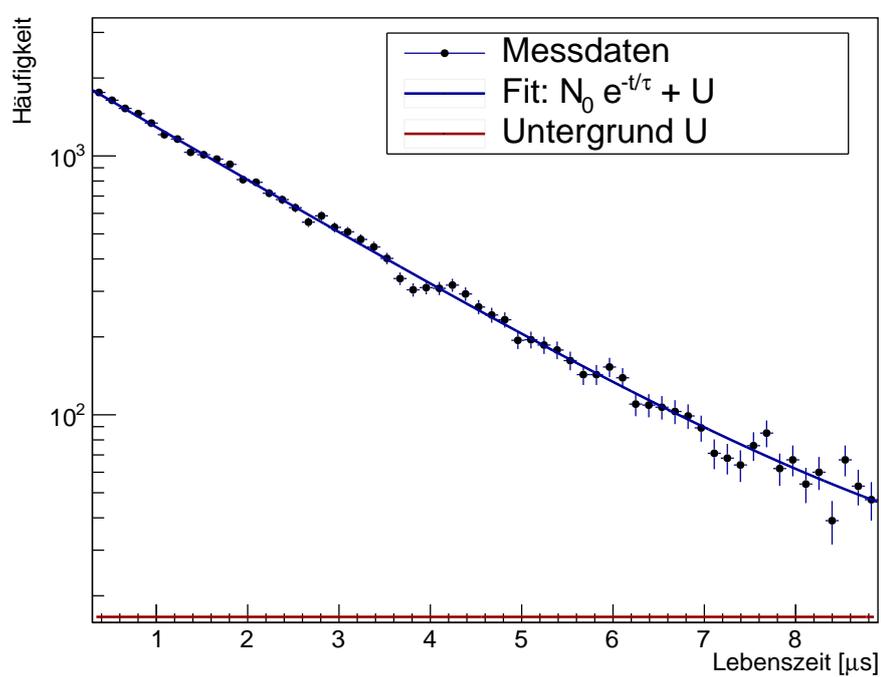
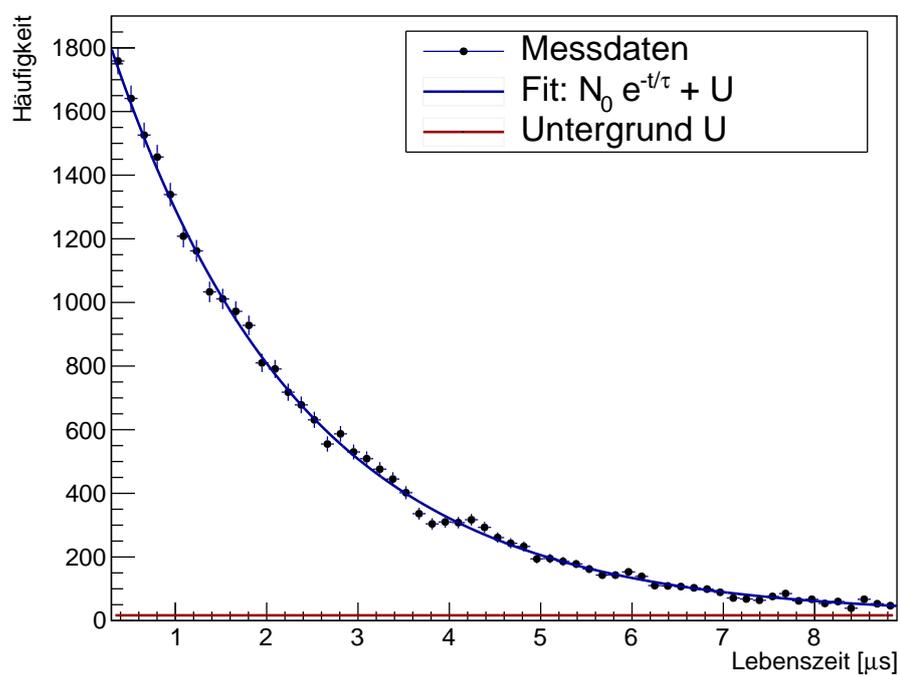
$$\sigma_K = \sqrt{D + U} = \sqrt{K + 2U} . \quad (4.12)$$

Die erwartete Funktion  $N(t) = N_0 \cdot \exp(-t/\tau)$  wurde über die Parameter  $N_0$  und  $\tau$  an das Histogramm angepasst. Die Untergrundrate wurde nach Gleichung (4.9) berechnet und nicht angepasst. Die Anpassung der Kurve wurde mit der `TH1::Fit()`-Funktion der ROOT-Software durchgeführt. Die Resultate der Anpassung sind in Tabelle 4.4 aufgelistet. Die gemessenen Daten sind zusammen mit der angepassten Kurve  $N(t) + U$  in Abbildung 4.12 in einem Histogramm mit 60 Klassen eingetragen.

	Datenbereich [ $\mu\text{s}$ ]	$\tau$ [ $\mu\text{s}$ ]	$\frac{\chi^2}{\text{\#Freiheitsgrade}}$
1. Fit	0.3 – 8.9	2.082(18)	0.94
2. Fit	1.23 – 6.60	2.101(28)	1.06
Literatur		2.197	$\approx 1$

**Tab. 4.4.:** Ergebnisse der Anpassung der Exponentialfunktion an die Messdaten von Zerfällen ohne Magnetfeld für das gesamte Messintervall und den eingeschränkten Bereich. Der Wert  $\chi^2/\text{\#Freiheitsgrade}$  gibt Auskunft über die Güte einer angepassten Funktion und ist etwa 1, wenn kein signifikanter Unterschied zwischen den Daten und der angepassten Funktion besteht.

#### 4. Ergebnisse



**Abb. 4.12.:** Histogramme für die gemessenen Zerfälle ohne ein Magnetfeld mit linearer (oben) und logarithmischer Skala (unten).

	Datenbereich [ $\mu\text{s}$ ]	$\tau$ [ $\mu\text{s}$ ]	$\alpha$	$\omega$ [ $\mu\text{s}^{-1}$ ]	$\delta$	$\frac{\chi^2}{\#\text{Freiheitsgrade}}$
Fit: $N_e(t)$	1.23 – 6.6	2.10(4)	–	–	–	0.92
Fit: $N(t)$	1.23 – 6.6	2.13(4)	0.048(16)	3.4(4)	1.2(9)	0.79
Erwartet		2.1970		3.46(18)	$\approx 0$	$\approx 1$

**Tab. 4.5.:** Ergebnisse der Anpassung der Exponentialfunktion  $N_e(t)$  und erwarteten Funktion  $N(t)$  an die Messdaten von Zerfällen mit Magnetfeld.

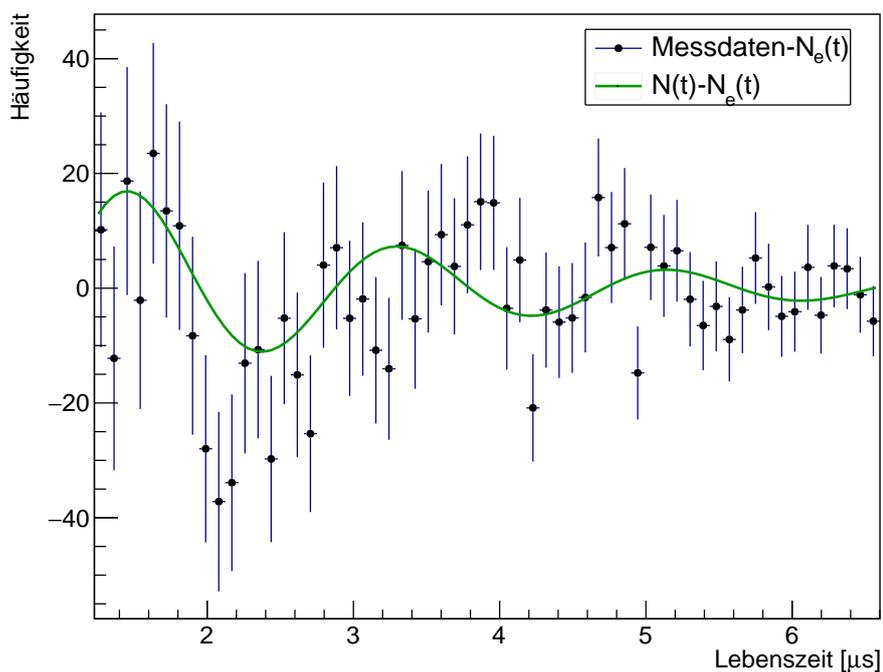
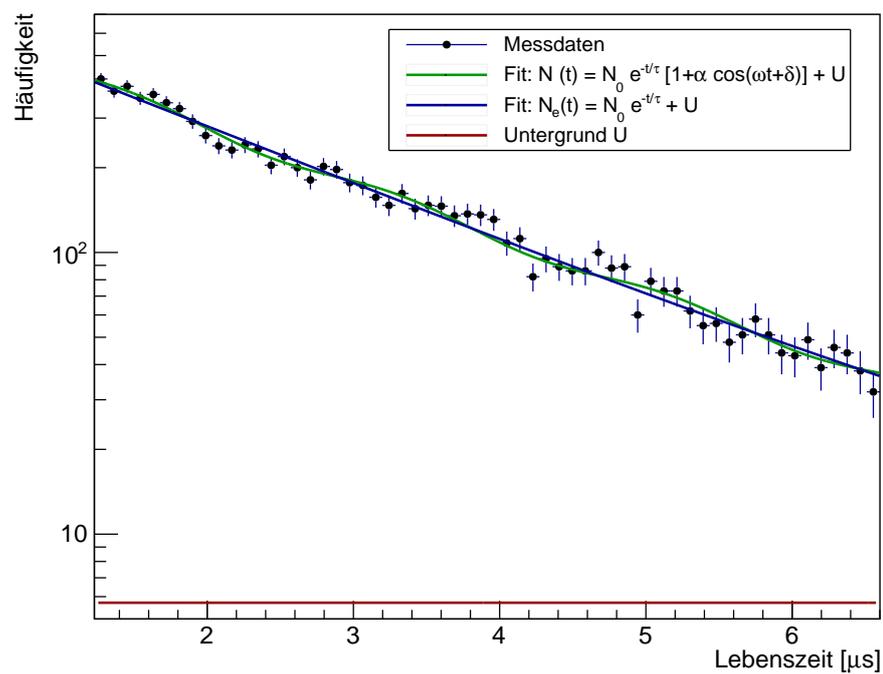
#### 4.4.3. $(g - 2)_\mu$ Messung

Mit dem Magnetfeld wurden über einen Zeitraum von 187 Stunden, etwa 8 Tagen, über 15000 Zerfallsereignisse gemessen. Eine längere Messdauer war aufgrund des zeitlichen Rahmens dieser Arbeit nicht möglich. Von den gemessenen Ereignissen liegen 8984 in dem Intervall von 1.23  $\mu\text{s}$  bis 6.6  $\mu\text{s}$ . Die Daten sind mit dem Fehler  $\sigma_K = \sqrt{D + \bar{U}}$  für die Histogrammklassen in Abbildung 4.13 logarithmisch aufgetragen und in Abbildung 4.14 mit den Daten ohne Magnetfeld verglichen. An die Daten wurden die einfache exponentielle Funktion  $N_e(t) = N_0 \cdot \exp(-t/\tau)$  sowie die erwartete Funktion  $N(t) = N_e(t) [1 + \alpha \cos(\omega t + \delta)]$  angepasst. Um Ergebnisse zu bekommen, die in diesem physikalischen Kontext Sinn ergeben, wurden die Parameter beschränkt, über die mit dem ROOT-Skript angepasst wurde. Dabei sind  $N_0$ ,  $\tau$  und  $\alpha$  positiv,  $\omega$  liegt zwischen 0 und 10  $\mu\text{s}^{-1}$  und  $\delta$  zwischen  $-\pi$  und  $\pi$ . Die Differenz der Daten mit Magnetfeld zu der einfachen exponentiellen Funktion  $N_e$  sind in Abbildung 4.13 aufgetragen. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 4.5 aufgeführt.

Aus den Messungen in Kapitel 4.2.4 der verwendeten Spule ist die durchschnittliche magnetische Feldstärke  $B = 4.07(16)$  mT bekannt, in der die Antimyonen in dieser Versuchsreihe präzedierten. Mit dem Wert der Lamorfrequenz  $\omega = 3.4(4)$   $\mu\text{s}^{-1}$  aus der Kurvenanpassung im Bereich 1.23  $\mu\text{s}$  bis 6.6  $\mu\text{s}$  kann nach Gleichung 2.8 der Landé-Faktor der Antimyonen

$$g_\mu = \frac{\omega}{B} \cdot \frac{2m_\mu}{e} \quad (4.13)$$

#### 4. Ergebnisse



**Abb. 4.13.:** (oben) Histogramm für die gemessenen Zerfällen mit Magnetfeld logarithmisch aufgetragen.  
 (unten) Histogramm der Differenz der Messdaten zur Exponentialfunktion  $N_e$  und die Differenz der erwarteten Funktion  $N$  zur Exponentialfunktion  $N_e$ .

bestimmt werden mit dem Fehler

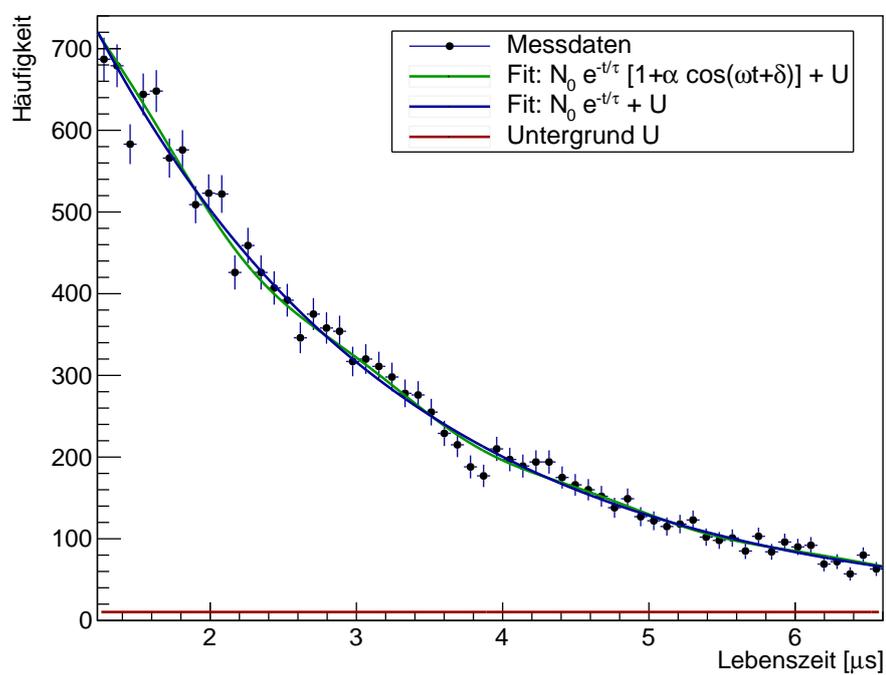
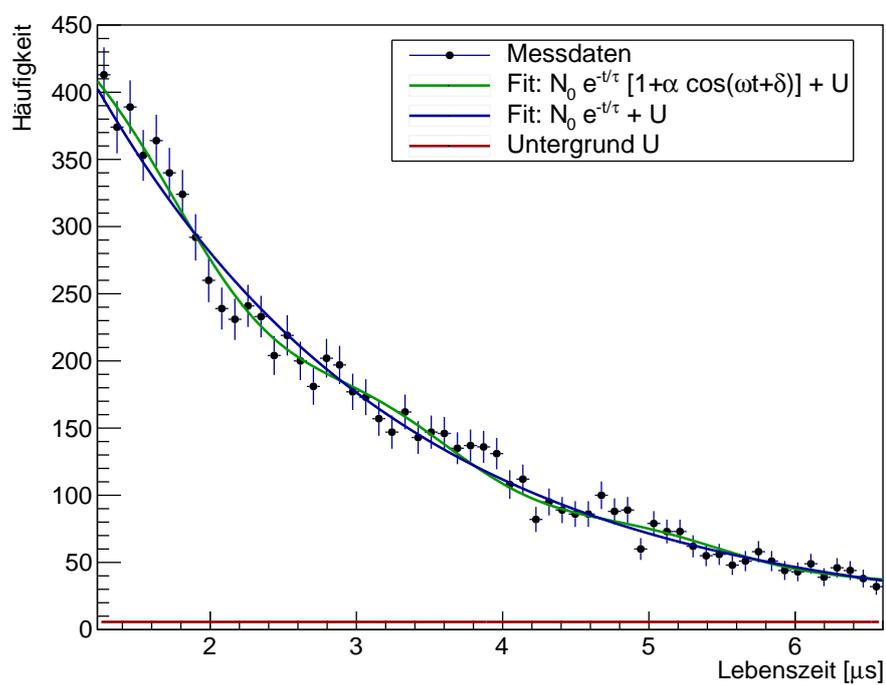
$$\begin{aligned}
 \sigma_{g_\mu} &= \sqrt{\left(\frac{\partial g_\mu}{\partial B} \sigma_B\right)^2 + \left(\frac{\partial g_\mu}{\partial \omega} \sigma_\omega\right)^2} \\
 &= \frac{2m_\mu}{e} \sqrt{\left(-\frac{\omega}{B^2} \sigma_B\right)^2 + \left(-\frac{1}{B} \sigma_\omega\right)^2} \\
 &= \frac{2m_\mu}{eB^2} \sqrt{\omega^2 \cdot \sigma_B^2 + B^2 \cdot \sigma_\omega^2}.
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

Der Landé-Faktor ist somit

$$g_\mu = 1.96(25) .$$

Der Literaturwert der *Particle Data Group* liegt bei  $g_\mu = 2.0011659209(6)$  (vgl. [3]).

#### 4. Ergebnisse



**Abb. 4.14.:** Histogramme für die gemessenen Zerfälle mit Magnetfeld (oben) und ohne Magnetfeld (unten).

# 5. Diskussion

## 5.1. Spulenbau

Der Bau einer Spule mit einem möglichst homogenen Magnetfeld ist der größte limitierende Faktor in der Bestimmung des Landé-Faktors. Der Fehler der Feldstärke fließt direkt in den Fehler von  $g_\mu$  ein. Gleichzeitig verursacht ein inhomogenes Magnetfeld, dass die Antimyonen nicht gleichmäßig präzedieren und eine Kurvenanpassung an die Messdaten somit ungenauer wird, was einen größeren Fehler von  $g_\mu$  mit sich bringt. Daher ist der Fehler im Feld der ersten Spule ein Problem gewesen, mit dem eine weitere Auswertung des Versuches vermutlich nicht möglich gewesen wäre. Nach dem Bau der Spule wurde klar, dass das zur Verfügung stehende PVC als Hauptmaterial für den Rahmen der Spule ungeeignet ist. Die Steifigkeit dieses Kunststoffes ist nicht groß genug, um ohne signifikante Verformung der Kraft der gespannten Windungen entgegen zu wirken. Außerdem ist die niedrige Glasübergangstemperatur, ab der sich das PVC leicht verformen kann, problematisch für eine Spule, die aufgrund von großen Strömen viel Wärme produziert. Vor dem Bau der Spule wurde erwartet, dass der Draht genügend gespannt sei, so dass die Drähte in der Mitte der Spule in der Luft hängen können ohne stark durchzuhängen. Der Spielraum der Windungen durch die anfänglich leichte Verformung hat dafür gesorgt, dass die Zahl der Windungen in manchen Bereichen höher war als erwartet und damit punktuell mehr Wärme produziert wurde. Dies führte in einem selbstverstärkenden Kreislauf zu starken Verformungen, und somit hatten die Windungen nicht genügend Spannung, um auf einem einheitlichen Abstand zum Absorber gehalten zu werden. Die Problempunkte der Spule wären einzeln wahrscheinlich nicht signifikant gewesen, aber das Zusammenspiel dieser Faktoren hat den ersten Versuch, eine Spule mit homogenem Magnetfeld zu bauen, scheitern lassen.

Mit dem äußeren verstärkenden Rahmen aus Aluminium und den zusätzlichen PVC Platten in der Mitte der Spule konnten die Wicklungen der zweiten Spule wesentlich besser in Position gehalten werden. Das Feld der Spule, wie in Abbildung 4.7 dargestellt, ist in dieser Spule mit  $\sigma_B = 3.7\%$  Dispersion relativ homogen und im Feldverlauf ähnlich zum Modell. Nur im Bereich von 11.25 cm bis 18.75 cm der Länge ist die Feldstärke mit den

## 5. Diskussion

meisten Bereichen zwischen 3.8 mT und 4.0 mT signifikant kleiner als die nach dem Feldverlauf erwarteten 4.0 mT bis 4.2 mT. Diese Diskrepanz kommt vermutlich daher, dass der vordere Bereich der Spule neu gewickelt werden musste, nachdem beim Bau die Isolierung vom Aluminium und den Wicklungen beschädigt wurde und die Spule daher in diesem Bereich zunächst nicht funktionierte.

Schlussendlich konnte eine Spule mit einem relativ kleinen Fehler in der Feldstärke gebaut werden, um den Versuchsaufbau zu vervollständigen. Für eine Verbesserung des Magnetfeldes wäre es empfehlenswert, eine längere Spule zu bauen (vgl. Abb. 4.1). Für die Umsetzung wäre allerdings der Umbau des Holzrahmens nötig. Da das Wickeln von sehr breiten Spulen schwierig ist und das Feld einer langen Spule homogener ist, empfiehlt es sich, eine schmalere, längere Spule und Absorberplatte zu verwenden. Um damit dieses Experiment durchzuführen, müssten allerdings auch die Szintillatoren ersetzt werden. Anstatt eine größere Spule zu bauen, könnte auch eine kleinere Absorberplatte und entsprechende Szintillatoren verwendet werden. Im Gegenzug müsste allerdings über einen längeren Zeitraum gemessen werden, um die gleiche Anzahl an Ereignissen zu bekommen.

### 5.2. Vormessungen

Das Vermessen der Signal- und Untergrundraten der Szintillationszähler ergab ein sehr ähnliches Verhalten für alle drei Paare an Szintillationszählern und Diskriminatoren. Wie in den Graphiken in Anhang A zu erkennen ist, steigen die Untergrundraten exponentiell mit der Betriebsspannung bei allen Geräten und allen Schwellenspannungen.

Es ist etwas überraschend, dass der Spannungsbereich, in dem die Szintillationszähler arbeiten, sich zwischen den baugleichen Geräten deutlich unterscheiden. Eine Erklärung dafür könnte sein, dass der Photoelektronenvervielfacher von C neuer ist, da das originale Bauteil ausgetauscht werden musste. Außerdem scheinen der Photoelektronenvervielfacher A und B auf unterschiedliche Weisen montiert zu sein, was die Vermutung nahelegt, dass sie in der Vergangenheit neu befestigt wurden und deshalb eine schlechtere Transmission der Photonen vom Szintillator in den Photoelektronenvervielfacher stattfindet.

Für niedrige Schwellenspannungen haben die Szintillationszähler teilweise größere Schwankungen in der Signalrate und diese nehmen nicht immer ein deutliches Plateau an. Es konnte aber für alle Geräte eine Schwellenspannung gefunden werden, ab der sich das erwartete Verhalten zeigt.

Die Signalraten der Szintillationszähler liegen etwa bei 25 Hz bis 30 Hz. Dies ist signifikant weniger als die erwartete Rate an Myonen ( $\mu^+ + \mu^-$ ), die in Kapitel 2.3 mit 42 Hz für horizontale Detektoren mit den Maßen 50 cm  $\times$  50 cm abgeschätzt ist. Die Ursache dieser

Diskrepanz ist vermutlich die Tatsache, dass die Szintillatoren aufgrund der Bauform unterschiedlich große Signale senden, abhängig davon, an welchem Ort das Teilchen durch den Detektor gegangen ist. Eine deutlich höhere Betriebsspannung zu verwenden, um auf die erwartete Signalrate zu kommen, ist wahrscheinlich nicht zielführend, da dann der Anteil an Zufallskoinzidenzen von A und B und gleichzeitig die Zahl der Untergrundereignisse bei der Lebensdauerermessung steigt. Es kann allerdings nicht mit Sicherheit gesagt werden, ob nicht auch ein signifikanter Anteil an echten Zerfallsereignissen durch die gewählten Betriebsspannungen ausselektiert werden.

Da die Absorberplatte Antimyonen mit einem Impuls bis zu  $92.4(1.8) \text{ MeV}/c$  stoppen kann, ist davon auszugehen, dass sie beim Durchgang durch den Szintillator einen Impuls unter dem Minimum bei  $p \approx 200 \text{ MeV}$  des mittleren Energieverlustes  $\langle dE/dx \rangle$  haben (vgl. Abb. 3.3). Da für niedrige Impulse die Energieverluste stark ansteigen, ist zu erwarten, dass die Antimyonen, die gestoppt werden können, im Durchschnitt deutlichere Signale in den Szintillatoren erzeugen als (Anti-)Myonen, die zu viel Energie haben, um gestoppt zu werden. Bei der Messung der Positronensignale ist etwas verwunderlich, dass die Signalamplituden ungefähr so groß sind wie die von Antimyonen. Die Erwartung wäre, dass die Positronen gemäß Kapitel 2.2.2 überwiegend Impulse nahe ihrem Maximalimpuls  $52.83 \text{ MeV}/c$  besitzen. Ihr Energieverlust sollte, wie in Abbildung 3.3 dargestellt, etwa dem minimalen Energieverlust von (Anti-)Myonen entsprechen. Dies ließe sich dadurch erklären, dass bei der Messung des Signals für (Anti-)Myonen nicht nur Signale von Teilchen betrachtet werden, die gestoppt werden können, sondern über alle detektierten Teilchen gemittelt wird.

Für die verwendeten Schwellen- und Betriebsspannungen ist der Anteil der falschen  $ABC\bar{C}$ -Signale mit 1.5% relativ gering. Die Untergrundrate bei der Lebenszeitmessung ist im Vergleich dazu mit 3.7% ein deutlicheres Problem. Da dieser Untergrund etwa gleich ist für alle Histogrammklassen, aber die Anzahl der Zerfälle exponentiell mit der Lebenszeit abnimmt, wird der Fehler in der Anzahl stattgefundenen Zerfälle schnell groß für lange Lebenszeiten. Für kurze Lebenszeiten ist die Untergrundrate vernachlässigbar gering.

Weiterführend könnte der Zusammenhang von den Betriebsspannungen zu der Genauigkeit der Lebensdauerermessungen untersucht werden. Außerdem könnte getestet werden, ob die Untergrundrate reduziert werden kann, wenn vorausgesetzt wird, dass das  $ABC\bar{C}$ -Signal vom Antimyon größer sein soll als das vom Positron, so wie es nach der Bethe-Formel der Fall für Positronen mit hoher Energie sein sollte. So könnten außerdem die Positronen mit geringerem Impuls aussortiert werden, die nach Kapitel 2.2.2 im Durchschnitt in einem größeren Winkel zur Spinachse des Antimyons abgestrahlt wurden. Dies könnte den Faktor  $\alpha$  erhöhen, der die Amplitude angibt, mit dem die exponentielle Zer-

## 5. Diskussion

fallskurve moduliert ist. Damit könnte eine genauere Kurvenanpassung und Bestimmung von  $\omega$  möglich sein.

### 5.3. Lebensdauer Messungen

Bei der Bestimmung der Lebensdauer der Antimyonen sind mehrere Ergebnisse anders als erwartet. Die bestimmte Lebensdauer auf dem Intervall von  $1.23 \mu\text{s}$  bis  $6.6 \mu\text{s}$  ist mit  $2.101(28) \mu\text{s}$  nur 4.4% kleiner als der Literaturwert  $2.1969811(22) \mu\text{s}$  nach [3], was allerdings 3.4 Standardabweichungen entspricht. Die Güte der Kurvenanpassung ist mit  $\chi^2 = 61.4$  bei 58 Freiheitsgraden recht gut und bestätigt das Verhalten eines exponentiellen Zerfalls. Eine mögliche Erklärung für die kürzere Lebensdauer ist, dass ein signifikanter Anteil der registrierten Zerfälle in anderen Materialien als der Kupferplatte stattgefunden hat und damit zerfallende Myonen einen größeren Anteil an der Messung hatten. Diese Vermutung wird unterstützt durch die Tatsache, dass auf dem gesamten Messintervall von  $0.3 \mu\text{s}$  bis  $8.9 \mu\text{s}$  die Kurvenanpassung mit  $\chi^2 = 54.0$  eine kleinere Abweichung von den Messwerten hat sowie eine minimal kleinere und für Lebenszeiten kürzer als  $1.23 \mu\text{s}$  ein größerer Anteil an Myonzerfällen erwartet wird. Um diesen Anteil an Zerfällen außerhalb der Kupferplatte zu reduzieren, gibt es mehrere Möglichkeiten. Zum einen kann mit einer dickeren Kupferplatte die Anzahl der in Kupfer gestoppten Antimyonen erhöht werden. Zum anderen könnte der Szintillator B direkt auf die Absorberplatte gelegt werden, damit keine anderen Materialien zwischen Detektor und Absorber sind. Beide Optionen setzen aber eine dickere Spule voraus, was zu größeren Fehlern und größeren Schwierigkeiten beim Wickeln führt. Die einfachste Möglichkeit die Rate an Myonen leicht zu reduzieren ist, die Szintillatoren A und B dichter an die Spule zu bringen und eine dünnere Holzplatte zur Halterung zu verwenden.

Für die Messreihe mit dem Magnetfeld ist die Kurvenanpassung im Intervall von  $1.23 \mu\text{s}$  bis  $6.6 \mu\text{s}$  trotz der relativ kleinen Menge an Daten mit  $\chi^2 = 43.3$  bei 55 Freiheitsgraden überraschend gut ausgefallen. Die Amplitude  $\alpha$  der Modulation der Zerfallskurve ist mit  $0.048(16)$  zwar relativ klein, aber verglichen mit der Kurve des normalen exponentiellen Zerfalls erkennbar (vgl. Abb. 4.14). Da die Kurvenanpassung an die unmodulierte Zerfallskurve aber ebenfalls ein Güte von  $\chi^2/\#\text{Freiheitsgrade} < 1$  aufwies, ist nicht klar, dass die Daten signifikant besser von der modulierten Kurve beschrieben werden.

Die durchschnittliche Lebenszeit der Antimyonen ist mit  $2.13(4) \mu\text{s}$  weniger als eine Standardabweichung von dem ermittelten Wert ohne Magnetfeld entfernt, so dass die Ergebnisse der beiden Versuchsreihen in sich schlüssig erscheinen.

Die bestimmte Lamorfrequenz aus der Kurvenanpassung hat mit  $3.4(4) \mu\text{s}^{-1}$  einen sehr

großen Fehler von 11.8%, was vermutlich auf die kleine Datenmenge und die Dispersion des Magnetfeldes zurückzuführen ist. Mit diesem Wert konnte der Landé-Faktor  $g_\mu = 1.96(25)$  bestimmt werden. Dieser Wert liegt sehr nahe an dem Literaturwert 2.0023318418(12) nach [3], hat aber einen großen Fehler. Der eigentliche Fehler ist wahrscheinlich kleiner, da angenommen werden kann, dass die Fehler des Magnetfeldes und der Lamorfrequenz korreliert sind und sich dadurch teilweise ausgleichen können.

Mit diesem Versuch die Anomalie  $a_\mu = (g - 2)/2$  des Landé-Faktors bestimmen zu wollen, ist allerdings nicht umsetzbar. Da  $a_\mu$  in der Größenordnung von  $10^{-3}$  liegt, müsste der Fehler von  $g_\mu$  ebenfalls in dieser Größenordnung liegen. Unter der Annahme, dass mit genügend Daten der Fehler der Lamorfrequenz verschwindend gering wird, vereinfacht sich der Fehler für  $g$  nach Gleichung (4.14) zu  $\sigma_g/g = \sigma_B/B$ . Für eine Bestimmung von  $a_\mu$  ist also eine Magnetfelddispersion von unter 0.1% nötig. Ein so genaues Feld ist mit einer selbstgebauten, handgewickelten Spule wahrscheinlich nicht zu erreichen.

## 5.4. Didaktische Aspekte

Einen Versuch durchzuführen und sich mit den grundlegenden physikalischen Konzepten auseinander zu setzen, ist ein fundamentaler Bestandteil darin, die Theorien zu verstehen und verinnerlichen. Gerade die Einführung in die Idee von Symmetrien, unter deren Anwendung physikalische Vorgänge gleich verlaufen, ist ein wichtiger Schritt in das Verständnis der Teilchenphysik. Ungünstig ist daher, dass eine der ersten Situationen, in denen Studierende mit diesem Konzept konfrontiert werden, die Paritätssymmetrie ist, die nicht universell gilt, wie in diesem Versuch gezeigt wurde. Daher kann dieser Bereich der Teilchenphysik sehr abstrakt erscheinen und schnell zu Verwirrung oder Frustration führen.

Dieser Versuch ist vom Prinzip gut geeignet, um in einfachen Schritten das Konzept der Paritätsverletzung beim Zerfall von Antimyonen zu demonstrieren. Das physikalische Verständnis wird gefördert durch das Vorliegen einer konkreten Anwendungssituation und einer anschaulichen Darstellung der Ergebnisse als Graph einer mit Kosinus modulierten Zerfallskurve (vgl. Abb. 4.14). Das eigenständige Durchführen dieses Versuches bringt die Experimentierenden dazu, sich ein Bild davon zu machen, wie sich die Teilchen unter Anwendung der Paritätssymmetrie verhalten würden. Anhand der Versuchsergebnisse kann dann nachvollzogen werden, dass diese Symmetrie nicht für alle physikalischen Vorgänge gilt.

In der jetzigen Form ist der Versuch allerdings als Experiment für Studenten nicht optimal. Zum Einen ist die derzeitige Spule relativ empfindlich und eine Beschädigung könnte

## 5. *Diskussion*

leicht dafür sorgen, dass keine signifikanten Ergebnisse gewonnen werden können. Zum anderen hat der Versuchsaufbau eine Vielzahl an Geräten, die für die Studierenden neu seien könnten. Dies ist eine zusätzliche kognitive Belastung, die das physikalische Verständnis nicht fördert. Eine falsche Einstellung für die Geräte könnte die Ergebnisse unbrauchbar machen und so potentiell Wochen an Messdaten invalidieren. Daher ist es empfehlenswert, den Prozess der Signalverarbeitung durch bekannte Methoden zu ersetzen. Naheliegend ist hier die Möglichkeit, alle Signale der Szintillationszähler aufzunehmen und die gesamte Auswertung in einem Computerprogramm durchzuführen. Ein weiteres Problem dieses Aufbaus ist, dass das Endergebnis nur eine geringe Abweichung gegenüber dem Verhalten ohne Paritätsverletzung aufweist. Falls diese Signifikanz nicht gesteigert wird, könnte der Eindruck entstehen, dass eine Paritätsverletzung nur geringe Auswirkungen auf physikalische Prozesse habe.

## 6. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein Versuch zur Bestimmung des Landé-Faktors  $g_\mu$  geplant und durchgeführt. Das Ergebnis für diesen Faktor liegt nahe dem Literaturwert, hat allerdings einen zu hohen Fehler, um die Anomalie  $a_\mu = (g_\mu - 2)/2$  des Landé-Faktors zu untersuchen. Allgemein scheint es nicht realistisch mit einem vergleichbaren Versuch die nötige Genauigkeit zur Bestimmung der Größenordnung von  $a_\mu$  zu erzielen.

Das Vorbereiten und Kalibrieren des Versuchsaufbaus lief größtenteils wie erwartet ab. Auffällig dabei war allerdings, dass etwa ein Drittel weniger Myonen pro Sekunde detektiert wurden, als von der *Particle Data Group* vorhergesagt wird. Eine Untersuchung des Zusammenhangs zwischen der Genauigkeit der Messungen der Lebenszeit und des Landé-Faktors vom Antimyon und der Betriebs- und Schwellenspannungen der Szintillationszähler ist empfehlenswert, bevor das Experiment in den regulären Bildungsgang für Studierende integriert wird.

Die Versuchsreihe zur Messung der Lebenszeit von Myonen hat Daten geliefert, die gut durch eine Kurvenanpassung beschrieben werden konnten, aber der Wert für die Lebensdauer war etwas niedriger als erwartet. Dies liegt wahrscheinlich daran, dass Myonen ( $\mu^-$ ) auch in anderen Materialien als der Absorberplatte aus Kupfer zerfallen sind. Mit einem leicht veränderten Aufbau könnte dies reduziert, aber wahrscheinlich nicht vollständig verhindert werden.

Die größte Hürde um den Landé-Faktor zu bestimmen ist es, eine Spule zu bauen, die ein homogenes Magnetfeld in der Absorberplatte produziert. Trotz anfänglicher Probleme konnte eine solche Spule gebaut und getestet werden. Mit dieser Spule war eine Kosinusmodulation der Zerfallskurve aus der Messung der Antimyonlebenszeit zu erkennen. Eine Kurvenanpassung der erwarteten Funktion an die Daten hat eine bessere Güte gezeigt als die Anpassung an eine unmodulierte Zerfallskurve. Ob der Unterschied zwischen den Ergebnissen mit und ohne Magnetfeld signifikant genug ist, um eine unmodulierte Zerfallskurve als Nullhypothese zu verwerfen, ist aufgrund der kurzen Versuchszeit und damit kleinen Datenmenge unklar.

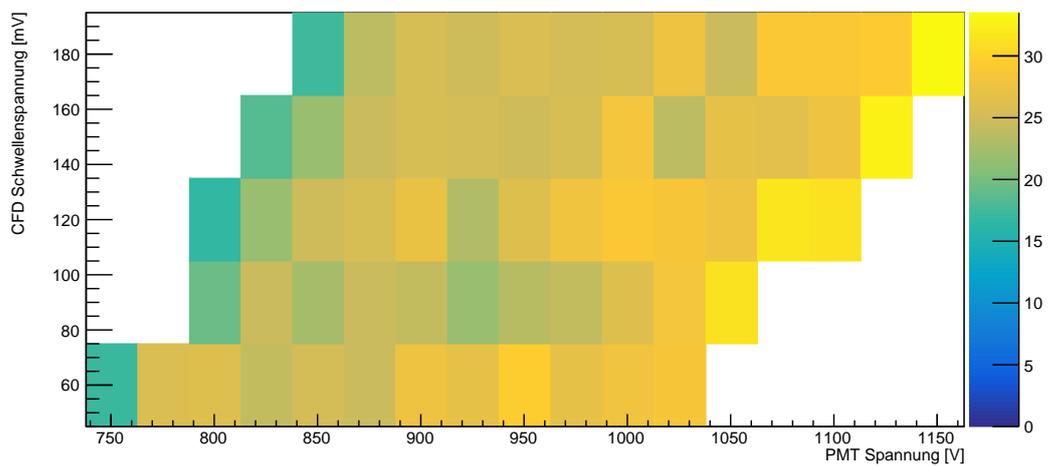
Es konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, dass für die Durchführung dieses Versuchs zwar noch einige Unklarheiten und Verbesserungsmöglichkeiten bestehen, aber die meisten Er-

## *6. Zusammenfassung*

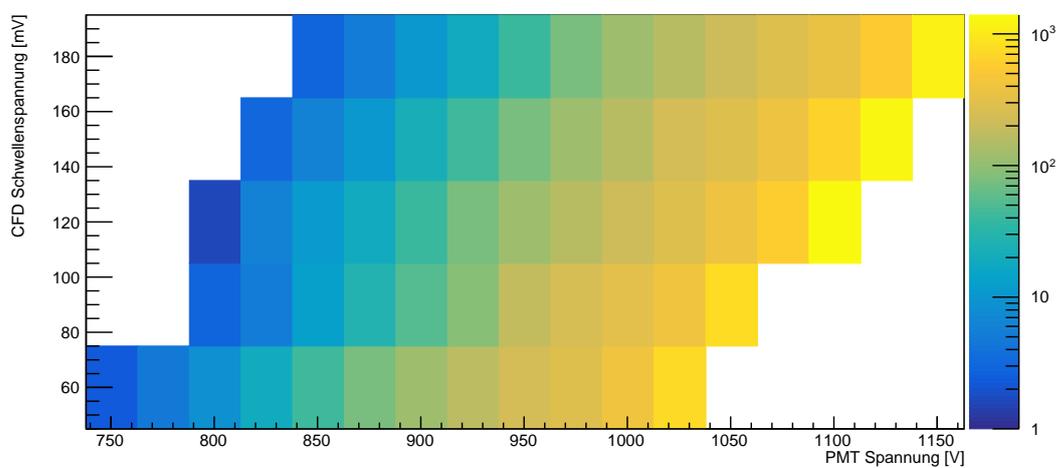
gebnisse erreicht wurden. Damit ist die Aufnahme in den Bildungsweg von Studierenden prinzipiell machbar und kann bei angemessener didaktischer Einbettung gewinnbringend sein, um Studierenden die Teilchenphysik näher zu bringen.

## A. Raten der Szintillationszähler

## A. Raten der Szintillationszähler

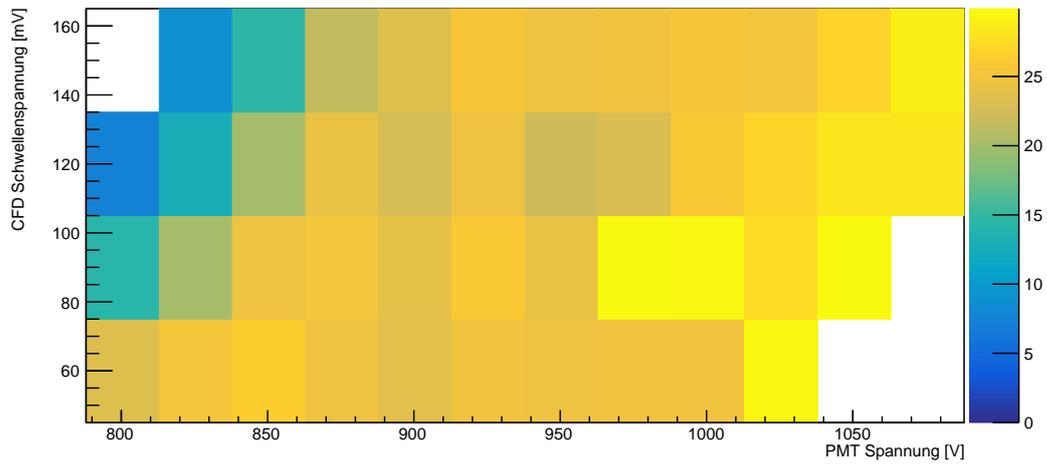


(a) Signal

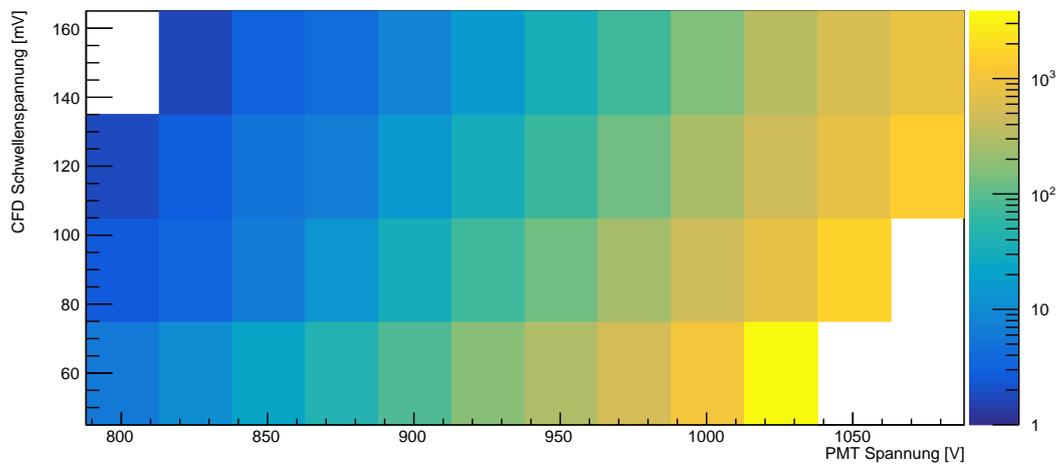


(b) Untergrund

**Abb. A.1.:** Verlauf von Signal und Untergrundrate des Szintillationszählers A für verschiedene Betriebs- und Schwellenspannungen.



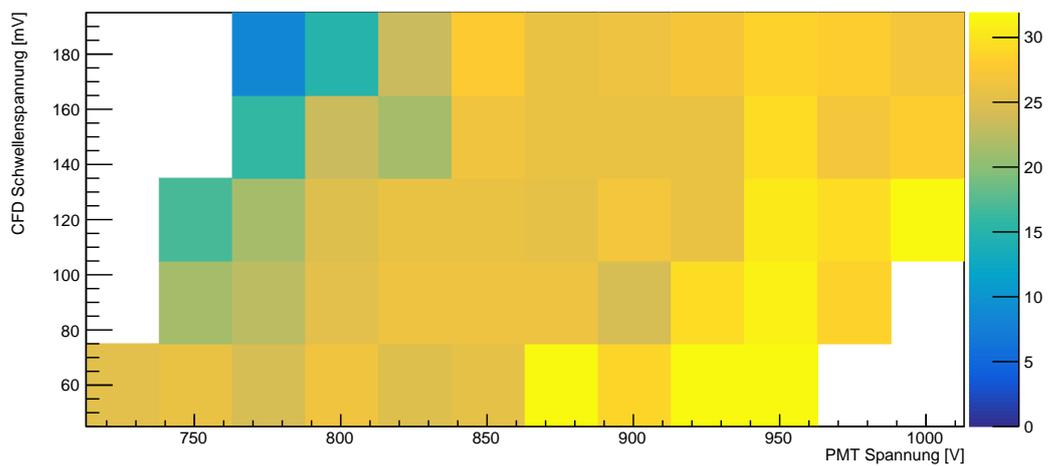
(a) Signal



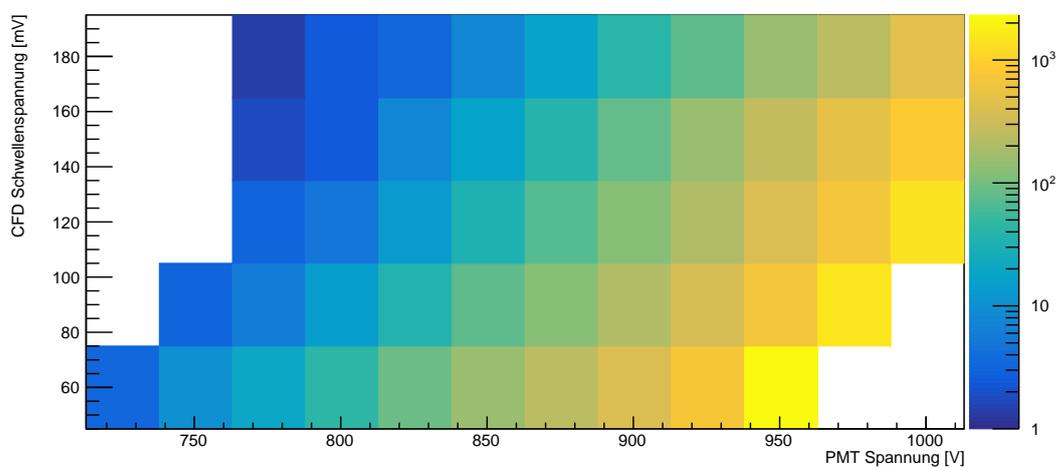
(b) Untergrund

**Abb. A.2.:** Verlauf von Signal und Untergrundrate des Szintillationszählers B für verschiedene Betriebs- und Schwellenspannungen.

## A. Raten der Szintillationszähler



(a) Signal



(b) Untergrund

**Abb. A.3.:** Verlauf von Signal und Untergrundrate des Szintillationszählers C für verschiedene Betriebs- und Schwellenspannungen.

## B. Ausleseskript fürs Oszilloskop

```
1 import visa
2 import numpy as np
3 import threading
4 import datetime
5 import time
6 from time import sleep
7
8
9 #Kommunikationsklasse für das Oszilloskop
10 #Immer in 'with' Umgebung benutzen oder die Destruktorfunktion per Hand aufrufen!
11 class Oszi:
12
13     #Verbindung abgebrochen
14     class OsziConnectionError(Exception):
15         pass
16
17     #Keine Verbindung initiiert
18     class OsziInitError(Exception):
19         pass
20
21     def __init__(self):
22         try:
23             self.rm = visa.ResourceManager()
24             dev = self.rm.list_resources()
25
26             #Annahme: Es ist nur ein visa-Gerät angeschlossen
27             scope = self.rm.open_resource(dev[0])
28         except:
29             raise Oszi.OsziInitError
30
31         scope.read_termination = '\n'
32         scope.write_termination = '\n'
33         self.scope = scope
34
35     def __enter__(self):
36         return self
37
38     def __exit__(self, x, y, z):
39         self.__del__()
40         return 0
41
42     def __del__(self):
43         try:
44             self.scope.close()
45         except:
```

## B. Ausleseskript fürs Oszilloskop

```
46     pass
47     try:
48         self.rm.close()
49     except:
50         pass
51
52     def close(self):
53         self.__del__()
54
55     def query(self, msg):
56         try:
57             answ = self.scope.query(msg)
58         except visa.VisaIOError:
59             raise Oszi.OsziConnectionError
60         return answ
61
62     def write(self, msg):
63         try:
64             self.scope.write(msg)
65         except visa.VisaIOError:
66             raise Oszi.OsziConnectionError
67
68     def setTime(self):
69         t = datetime.datetime.now()
70         s = Oszi.setDigits(t.hour,2) + ":" + Oszi.setDigits(t.minute,2) + ":" + Oszi.
71         setDigits(t.second,2)
72         d = Oszi.setDigits(t.year,4) + "-" + Oszi.setDigits(t.month,2) + "-" + Oszi.
73         setDigits(t.day,2)
74         self.write('time \''+s+'\''')
75         self.write('date \''+d+'\''')
76
77     def setDigits(n, d, w = "0"):
78         s = str(int(n))
79         ex = 1
80         if not n == 0:
81             ex = int(np.log10(n)) + 1
82         for _ in range(d-ex):
83             s = w + s
84         return s
85
86     def formatTime(t):
87         t = np.round(t)
88         h = int(t/3600)
89         m = int( (t - 3600 * h) / 60 )
90         s = int( t - 3600 * h - 60 * m)
91         return str(Oszi.setDigits(h,3))+ 'h ' +str(Oszi.setDigits(m,2))+ 'min ' +str(Oszi.
92         setDigits(s,2)) + 'sec '
93
94     def isTriggered(self):
95         return int(self.query('acq:numac?')) > 0
96
97     def Run(self):
98         self.write('acq:state RUN')
```

```

98 #Klasse, die das Oszilloskop ausliest und die Daten an eine Datei 'Run (n)' anhängt.
99 #Bei Verbindungsproblemen versucht die Klasse eine neue Verbindung zum Oszilloskop
    aufzubauen und startet den nächsten Run (n+1)
100 #Es wird angenommen, dass das Oszilloskop bereits richtig kalibriert und der Messwert 1
    der gewünschte Wert ist.
101 #Die Datei enthält die Zeilen: 'Messwert [ns] \t Programmlaufzeit [s] \n'
102 #Die letzte Zeile ist '#RT \t Gesamtlaufzeit[s] \t Gesamtlaufzeit [xxxh xxmin xxs]'
103 class decayMeasurement:
104
105     def __init__(self, n=0):
106         self.RUNNUMBER = n
107         self.running = True
108         self.th = threading.Thread(target=self.waitForInput)
109         self.readOszi()
110
111     def waitForInput(self):
112         input("Press ENTER to end the programm\n")
113         self.running=False
114         print('shutting down... ')
115
116     def readMeasurement(dev):
117         val = dev.query("measu:meas1:val?")
118         l = val.split('E')
119         time = float(l[0])
120         if l[1] == '-6':
121             time = time * 1000
122         return time
123
124     def addToFile(fileName, entry):
125         file = open(fileName, "a")
126         file.write(entry + '\n')
127         file.close()
128
129     def readOszi(self):
130         self.th.start()
131         sleep(0.01)
132         i = 0
133         while self.running:
134             print('Initializing Run #' + str(self.RUNNUMBER))
135             fn = 'Run (' + str(self.RUNNUMBER) + ')'
136             startTime = 0
137             try:
138                 with Oszi() as dev:
139                     dev.Run()
140                     sleep(0.1)
141                     startTime = time.time()
142                     while self.running:
143                         if dev.isTriggered():
144                             sleep(0.5)
145                             val = decayMeasurement.readMeasurement(dev)
146                             i += 1
147                             t = time.time() - startTime
148                             print( Oszi.setDigits(int(np.round(val)),4," ") + "\t#: " +
Oszi.setDigits(i,5) + "\tT: " + Oszi.formatTime(t) )

```

## B. Ausleseskript fürs Oszilloskop

```
149         decayMeasurement.addToFile(fn, str(int(np.round(val))) + '\t'
150     + str(int(t)))
151         dev.Run()
152         sleep(0.1)
153         t = time.time() - startTime
154         decayMeasurement.addToFile(fn, '#RT\t' + str(int(t)) + '\t' + Oszi.
formatTime(t))
155     except Oszi.OsziConnectionError:
156         print('Disconnected from the Oszilloscope. \nTrying to reconnect.', end=
', flush=True)
157         t = time.time() - startTime
158         decayMeasurement.addToFile(fn, '#RT\t' + str(int(t)) + '\t' + Oszi.
formatTime(t))
159         self.RUNNUMBER += 1
160     except Oszi.OsziInitError:
161         print('Failed to establish a connection to the oscilloscope. \nTrying to
connect.', end='', flush=True)
162     finally:
163         noConnection = True
164         tries = 0
165         while self.running and noConnection:
166             try:
167                 with Oszi() as dev:
168                     dev.query('*IDN?')
169                     noConnection = False
170                     print('Reconnected')
171             except Oszi.OsziConnectionError:
172                 pass
173             except Oszi.OsziInitError:
174                 tries += 1
175                 if np.mod(tries, 12) > 0:
176                     print('.', end='', flush=True)
177                 else:
178                     print('')
179                     print('No connection for ' + str(int(tries/12)) + ' minutes.'
, end='', flush=True)
180                 sleep(5)
181
182     ===== Main Programm =====
183 def getRunnumber():
184     searching = True
185     i = 1
186     while(searching):
187         try:
188             open('Run ('+ str(i) + ')', "r")
189             i+=1
190         except:
191             searching = False
192     return i
193
194 n = getRunnumber()
195 dM = decayMeasurement(n)
```

# Literaturverzeichnis

- [1] C. Amsler, *The Determination of the Muon Magnetic Moment from Cosmic Rays*, Am. J. Phys. **42(12)**, 1067 (1974)
- [2] P. Hugo, *Entwicklung eines Experimentes zur Messung des Spins  $(g - 2)_\mu$  kosmischer Myonen*, Bachelorarbeit (2011), II.Physik-UniGö-BSc-2011/07
- [3] The Particle Data Group, M. Tanabashi, et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **98(3)** (2018)
- [4] T. Suzuki, D. F. Measday, J. P. Roalsvig, *Total nuclear capture rates for negative muons*, Phys. Rev. C **35(6)**, 2212 (1987)
- [5] C. S. Wu, et al., *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Phys. Rev. **105(4)**, 1413 (1957)
- [6] C. Grupen, *Kosmische Strahlung*, Phys. Unserer Zeit **16(3)**, 69 (1985)
- [7] R. M. Sternheimer, S. M. Seltzer, M. J. Berger, *Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances*, Phys. Rev. B **26(11)**, 6067 (1982)
- [8] D. E. Groom, N. V. Mokhov, S. I. Stricanov, *Muon stopping power and range tables 10 MeV–100 TeV*, At. Data Nucl. Data Tables **78(2)**, 183 (2001)
- [9] Saint-Gobain Crystals, *BC-408, BC-412, BC-416 | Products | Saint-Gobain Crystals* (07.08.2019), URL <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/bc-408-bc-412-bc-416>
- [10] M. Misakian, *Equations for the Magnetic Field Produced by One or More Rectangular Loops of Wire in the Same Plane*, J. Res. Natl. Inst. Stan. **105(4)**, 557 (2000)
- [11] Deutsches Institut für Normung e. V., *DIN 43671:1975-12, Stromschienen aus Kupfer; Bemessung für Dauerstrom*



# Danksagung

Hiermit möchte mich bei all jenen bedanken, die mir mit Rat und Tat bei der Anfertigung dieser Arbeit zur Seite gestanden haben.

Zunächst möchte ich Herrn Prof. Dr. Arnulf Quadt für die Bereitstellung dieses Themas danken. Weiter sei ihm und allen weiteren Teilnehmenden der *Hardware-Meetings* für ihre Ratschläge und kritische Evaluationen meiner Fortschrittsberichte gedankt. Insbesondere möchte ich Priv. Doz. Dr. Jörn Große-Knetter danken, der mir bei allen Fragen und Problemen geholfen hat und immer ein offenes Ohr für mich hatte.

Besonderer Dank geht an Peter Arnsberger, Rüdiger Widera und Tim Kanngießer aus der Feinmechanikwerkstatt, die meine Ideen für den Bau der Spule für diesen Versuch in die Tat umgesetzt haben und alles gegeben haben, um die Spule rechtzeitig fertigzustellen.

Außerdem sei Dr. Rafael Goncalves Gama und vielen weiteren Mitarbeiter des II. Physikalischen Instituts gedankt, die mir bei einigen kleineren Problemen des Versuchsaufbaus und der Durchführung geholfen haben.

Weiterhin möchte ich Dr. Jörn Lange, Sarah Guthmann und vielen Anderen dafür Danken, dass sie Teile meiner Arbeit zur Korrektur gelesen haben und geholfen haben meine kreative Rechtschreibung in überwiegend verständliches Deutsch zu übersetzen.

Zuletzt geht mein Dank an meine Eltern, die mich seit fast einem viertel Jahrhundert auf unzählige Weisen unterstützen.

**Erklärung**

nach §13(9) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen: Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

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

Göttingen, den 7. März 2020

(Marcel Kramer)