

V 01

Lebensdauer der Myonen

Timo Gräßer
timo.graesser@udo.edu

Jasper Karl Lammering
jasper.lammering@udo.edu

Durchführung: 4.7.18

Abgabe: 20.07.18



Inhaltsverzeichnis

| | |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 1. Theorie | 3 |
| 1.1. Das Myon | 3 |
| 1.2. Myon-Zerfall | 3 |
| 1.3. Bestimmung der Lebensdauer | 3 |
| 1.4. Messverfahren | 3 |
| 2. Durchführung | 4 |
| 2.1. Aufbau | 4 |
| 2.2. Einstellen der Apparatur | 6 |
| 3. Auswertung | 6 |
| 3.1. Justage | 6 |
| 3.2. Kalibration | 9 |
| 3.3. Berechnung der theoretischen Untergrundrate für die experimentellen Gegebenheiten | 9 |
| 3.4. Bestimmung der Lebensdauer kosmischer Myonen | 11 |
| 4. Diskussion | 14 |
| Literatur | 15 |
| A. Kopie der Originaldaten | 15 |

1. Theorie

1.1. Das Myon

Die Physik der Elementarteilchen wird durch das Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben. Darin werden alle Teilchen nach ihrem Spin in Fermionen und Bosonen eingeteilt, wobei Fermionen einen halbzahligen Spin und Bosonen einen ganzzahligen Spin besitzen. Die Fermionen werden wiederum nach ihrer Fähigkeit stark wechselzuwirken in Quarks und Leptonen eingeteilt. Das in diesem Versuch betrachtete Myon μ gehört zu den Leptonen, es wechselwirkt also nur über die schwache und, da es elektrisch geladen ist, über die elektromagnetische Wechselwirkung. Es bildet zusammen mit seinem zugehörigen Neutrino ν_μ und ihren Antiteilchen μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$ die zweite Generation der Leptonen. Seine Masse übertrifft die des Elektrons circa um den Faktor 207. Aus diesem Grund ist es nicht stabil und zerfällt dominant über

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (1)$$

1.2. Myon-Zerfall

Dieser Zerfall ist ein statistischer Prozess, was zur Folge hat, dass jedes Myon nach einer unterschiedlich langen Zeit zerfällt. Diese individuelle Zeit hängt aber nicht von dem einzelnen Alter der Teilchen ab. Die zeitabhängige Teilchenzahl von zu Beginn N_0 Teilchen folgt dem Zerfallsgesetz:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (2)$$

Hierbei ist λ die Teilchenspezifische Zerfallskonstante. Ihr Kehrwert definiert die mittlere Lebensdauer τ . Nach der Zeit τ ist die Menge an Teilchen also auf den Bruchteil $1/e$ gesunken. Durch Ableitung nach der Zeit von (2) ergibt sich die Verteilungsfunktion der Lebensdauer t .

$$\frac{dN(t)}{N_0} = \lambda e^{-\lambda t} dt \quad (3)$$

1.3. Bestimmung der Lebensdauer

Die mittlere Lebensdauer des Myons lässt sich theoretisch aus dem arithmetischen Mittel aller Individuallebensdauern bestimmen. Da aber hier aus systematischen Gründen gewisse Wertebereiche (beispielsweise sehr kleine Zeiten aus Auflösungsgründen), nicht gemessen werden können, muss eine andere Methode genutzt werden. Dazu wird die Gleichung (2) mit freiem N_0 und λ an die Werte gefittet.

1.4. Messverfahren

Um hier die Lebensdauer des Myons zu bestimmen werden atmosphärische Myonen, die aus Pion-Zerfällen stammen, genutzt. Als Detektor wird ein Tank mit organischem Szintillatormaterial genutzt. Die einfallenden Myonen erzeugen dort einen Lichtblitz.

Wenn ein Myon nun im Detektor komplett abgebremst werden kann, zerfällt es dort gemäß (1) und das ausgesandte Elektron erzeugt bei der Wechselwirkung mit dem Szintillatormaterial einen weiteren Lichtblitz. Der zeitliche Abstand dieser beiden Blitze entspricht der Lebensdauer dieses Myons. Beachtet werden muss die Möglichkeit, dass das negativ geladene Myon von einem Atom eingefangen werden kann und dort den Platz eines Elektrons einnimmt.

2. Durchführung

2.1. Aufbau

In Abbildung 1 wird die Schaltung gezeigt. Im Folgenden werden die einzelnen Bestandteile von oben nach unten kurz beschrieben.

Der zentrale Detektor ist ein 50l großer Szintillationstank. Zur Aufnahme der darin erzeugten Lichtsignale und zur Übersetzung in elektrische Spannungsimpulse sind an den Enden des Tanks Photomultiplier angebracht. Diese können auch durch thermisches Rauschen ein Signal erzeugen. Um dessen Einfluss auf die Messung zu reduzieren wird eine Koinzidenzschaltung aufgebaut, die also nur ein Signal liefert, wenn in beiden SEVs gleichzeitig ein Signal auftritt. Dieses Verfahren funktioniert, weil das Rauschen der beiden SEVs unkorreliert verläuft und deshalb nur ein Myonsignal gleichzeitig in beiden SEVs ein Signal erzeugt. Ein Ausgleich der systematischen elektronischen relativen Verzögerung eines SEVs zum anderen wird durch eine Verzögerungsleitung geleistet. Eine zusätzliche Rauschunterdrückung wird durch Diskriminatoren geleistet, die Signale bis zu einer einstellbaren Schwelle nicht durchlassen. Da Rauschpulse aufgrund ihrer Entstehung durch einzelne Elektronen kleiner als Signalphase sind, werden sie unterdrückt.

Der Koinzidenzschaltung folgend befindet sich die Stopuhrschaltung. Diese teilt das Signal zunächst auf je einen Eingang zweier logischer AND-Gatter sowie einen Univibrator auf. So bald nun ein Myonsignal eintritt, erhält das erste AND-Gatter sowohl von der direkten Leitung als auch von der Leitung über den Univibrator ein Signal. Damit sendet es ein Signal weiter an den später beschriebenen Zeit-Amplituden-Converter (TAC). Nach Aussendung des Signals an das erste AND-Gatter startet im Univibrator die einstellbare Suchzeit T_S nach einem zweites Signal. Ein Signal das innerhalb dieser Zeit den Univibrator durchquert wird nicht an das erste dafür aber an das zweite AND-Gatter weitergeleitet. Dieses erhält also dann an beiden Eingängen ein Signal und sendet so ein Signal an den Stop-Eingang des TAC. Diese Methode kann benutzt werden, da der mittlere zeitliche Abstand von zwei einfallenden Myonen klein gegenüber ihrer Lebensdauer ist. Ein über den gesamte Zerfallszeitbereich konstanter Untergrund hat seinen Ursprung also darin dass zwei Myonen statistisch bedingt mit einem zeitlichen Abstand von $t < T_S$ in den Tank eintreten. T_S sollte also so groß gewählt werden, dass möglichst viele Messwerte der Zerfallszeiten genommen werden können, aber so klein, dass der Untergrund nicht zu groß wird. Der TAC wandelt den zeitlichen Abstand von Start- und Stop-Signal in einen dem proportional großen Spannungsimpuls um. Dieser wird an einen Vielkanalanalysator geleitet und seiner Höhe entsprechend der Zähler im entsprechenden Kanal hochgezählt. Das Histogramm der Kanäle kann im Rechner ausgelesen werden.

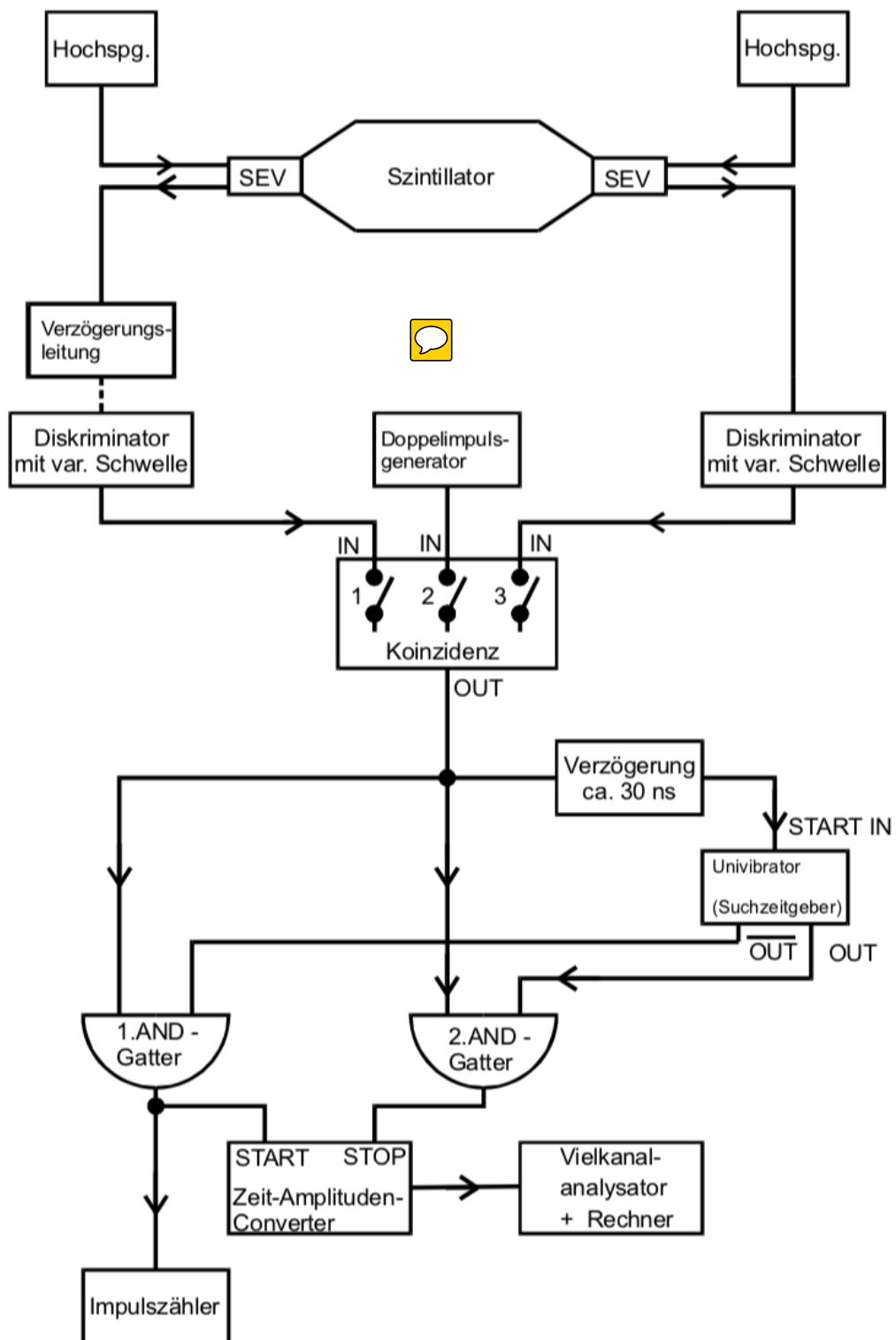


Abbildung 1: Blockschaltbild der hier genutzten Schaltung.[2]

2.2. Einstellen der Apparatur

Um sich mit der Apparatur vertraut zu machen und ihre Funktionsweise zu überprüfen werden vor der eigentlichen Messung einige Tests durchgeführt.

Zunächst werden die Impulse aus den SEVs vor und nach den Diskriminatoren am Oszilloskop untersucht. Vorher sollten sie unterschiedliche Eigenschaften besitzen und danach gleich hoch und lang sein. Außerdem wird mit einem Zählwerk überprüft, ob beide Leitungen ähnliche Impulsraten aufweisen und dies mit der Schwelle am Diskriminator eingestellt. Darauf folgend wird untersucht welche Verzögerungszeit zwischen den SEVs die maximale Zählrate nach der Koinzidenzschaltung liefert. Dazu wird die Verzögerung in beide Richtungen variiert und für je zehn Sekunden die Impulszahl gemessen. Außerdem wird die Zählrate nach der Koinzidenzschaltung mit den Zählraten der Eingänge verglichen um die Rauschunterdrückung zu überprüfen.



Als nächstes werden Univibrator und TAC justiert. Die Suchzeit des Univibrators wird etwas größer eingestellt als der Zeitmessbereich des TAC. Mit Hilfe eines Doppelimpuls-generators wird überprüft ob der TAC korrekt arbeitet, also Spannungsimpulse liefert dessen Höhe proportional zum zeitlichen Abstand der Impulse ist. Dies wird am PC mit Vielkanalanalysator kontrolliert. So wird auch eine Zeiteichung durchgeführt, da man den eingestellten Abstand der Impulse so einem Kanal zuordnen kann.

Um abzuschätzen wie oft Myonen detektiert werden, also auch die die nicht im Behälter zerfallen, wird noch an das erste AND-Gatter ein Zählwerk angeschlossen. Mit diesem Wert kann zusammen mit der Messzeit der Untergrund bestimmt werden.

Dann kann mit der eigentlichen Messung begonnen werden, bei der die individuellen Lebensdauern 20 bis 30 Stunden aufgenommen werden und als Histogramm dargestellt werden. Dann kann mit der in Kapitel 1.3 beschriebenen Methode die mittlere Lebensdauer bestimmt werden.

3. Auswertung

Bei allen Myon-Counts-Messwerten wird ein \sqrt{N} -Fehler gemäß der Poissonstatistik angenommen.

3.1. Justage

In den SEVs, den Kabeln und den Diskriminatoren entstehen bei einem Myonsignal unterschiedliche Verzögerungen, sodass es vorkommen kann, dass am Koinzidenzschalter kein Signal weitergegeben wird, obwohl ein Myon in den Detektor eingetroffen ist. Um dies zu vermeiden werden vor beiden Diskriminatoren die Verzögerungen justiert. Um die optimale Verzögerung zu bestimmen werden die Verzögerungen variiert und jeweils die Myonen-Counts für ein 10 s-Messintervall aufgenommen. In Abbildung 2 sind die Messwerte für die Zählrate gegen die Verzögerungszeitdifferenz aufgetragen. Für das gesamte Experiment wird eine Verzögerungszeitdifferenz von

$$T_V = 3 \text{ ns}$$

eingestellt, da dieser Wert sehr zentral auf dem Plateau liegt. Von den rot markierten Messpunkten wird das arithmetische Mittel und die Standardabweichung bestimmt. Es ergibt sich für die Höhe des Plateaus

$$I_{\text{Plateau}} = (187 \pm 12) \cdot 10^{-1} \text{ s}^{-1}. \quad (4)$$

Außerdem wird jeweils für die schwarz gekennzeichneten Messwerte links vom Plateau und die blau gekennzeichneten Messwerte rechts vom Plateau eine Ausgleichsgerade bestimmt. Für die Geradengleichung

$$I_i(\Delta t) = m_i \Delta t + b \quad (5)$$

ergeben sich die Parameter

$$m_{\text{li}} = (1,76 \pm 0,19) \text{ ns}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad b_{\text{li}} = (282 \pm 19) \cdot 10^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (6)$$

für den linken Fit und

$$m_{\text{re}} = (1,63 \pm 0,18) \text{ ns}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad b_{\text{re}} = (401 \pm 32) \cdot 10^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (7)$$

für den rechten Fit. Um die Halbwertsbreite des Plateaus zu bestimmen werden zunächst jeweils die Schnittpunkte zwischen halbem Plateaumittelwert und linkem Fit und halbem Plateaumittelwert und rechtem Fit bestimmt. Dabei ergibt sich

$$\Delta t_{\text{li}} = (-107 \pm 16) \cdot 10^{-1} \text{ ns} \quad \Delta t_{\text{re}} = (189 \pm 29) \cdot 10^{-1} \text{ ns}. \quad (8)$$

Die Halbwertsbreite entspricht etwa der doppelten Breite der Rechtecksimpulse und lautet

$$\Delta t_{\frac{1}{2}} = (296 \pm 33) \text{ ns}. \quad (9)$$

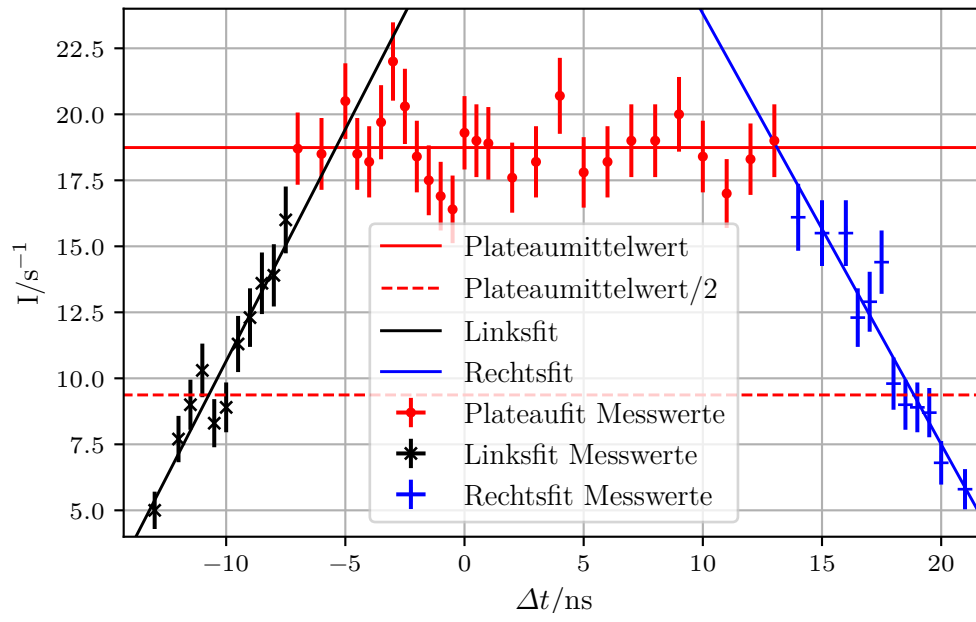


Abbildung 2: Messwerte der Justagemessung zur Bestimmung der Halbwertsbreite und der optimalen Verzögerung zwischen den beiden SEVs. Die Messwerte werden aufgespalten in Plateau-,Links- und Rechts-Messwerte und es wird jeweils ein linearer Fit durchgeführt.

3.2. Kalibration

Die Myonen-Counts für diverse Zerfallszeitintervalle werden in channels gespeichert. Daher muss eine Kalibrationsmessung zur Umrechnung von channels in Zerfallszeiten durchgeführt werden. Die Messwerte sind in Tabelle 1 aufgelistet und in Abbildung 3 graphisch dargestellt. Es wird eine lineare Ausgleichsrechnung durchgeführt. Für die Geradengleichung

$$\Delta t(\text{channel}) = m_{\text{kal}} \cdot \text{channel} + b_{\text{kal}} \quad (10)$$

ergeben sich die Parameter

$$m_{\text{kal}} = (2,236 \pm 0,001) \cdot 10^{-2} \text{ ns} \quad b_{\text{kal}} = (4,01 \pm 0,33) \cdot 10^{-2} \text{ ns}. \quad (11)$$

Die resultierende Ausgleichsgerade ist ebenfalls in Abbildung 3 aufgetragen.

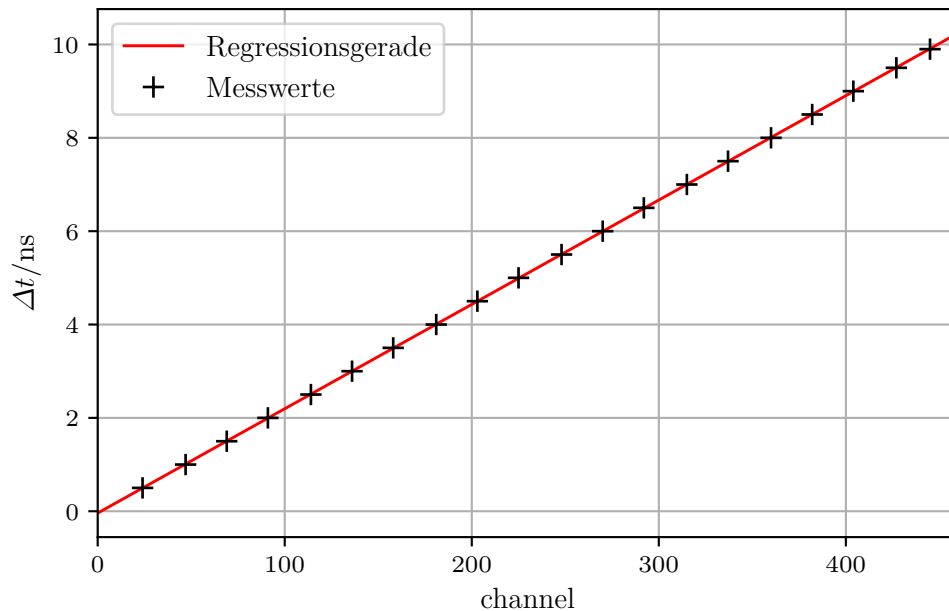


Abbildung 3: Messwerte und Ausgleichsgerade der Kalibrationsmessung zur Umrechnung von channels in Zerfallszeiten.

3.3. Berechnung der theoretischen Untergrunrate für die experimentellen Gegebenheiten

Bei der Messung der Lebensdauer kosmischer Myonen mit der in 2 beschriebenen Apparatur tritt das Problem auf, dass Stopp-signale fälschlicherweise durch ein weiteres

eintreffendes Myon ausgelöst werden können, anstatt durch den Zerfall des eingefallenen Myons. Über die gesamte Messzeit von

$$t_{\text{mess}} = 85\,721\text{ s} \quad (12)$$

tritt also ein Untergrund auf, der sich etwa gleichmäßig auf alle Kanäle verteilt, da die Myonen unabhängig voneinander eintreffen. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass n Myonen bei einem Erwartungswert $\mu(T_S)$ in einer Zeit T_S in den Detektor einfallen, ist gegeben durch die Poissonverteilung

$$p_\mu(n) = \frac{\mu}{n!} e^{-\mu}. \quad (13)$$

Der Erwartungswert $\mu(T_S)$ entspricht dem Wert, wie viele Myonen durchschnittlich in der Suchzeit

$$T_S = 10,3\,\mu\text{s} \quad (14)$$

in den Detektor einfallen. Dieser lässt sich berechnen über

$$\mu(T_S) = I_{\text{mess}} \cdot T_S, \quad (15)$$

wobei I_{mess} die durchschnittliche gemessene Rate, mit der die Myonen eintreffen, ist. Diese folgt aus der Messzeit (12) und der gesamten gemessenen Anzahl an Startsignalen

$$N_{\text{start}} = 1\,456\,661 \pm 1207 \quad (16)$$

mit

$$I_{\text{mess}} = \frac{N_{\text{start}}}{t_{\text{mess}}} = (16,99 \pm 0,01)\text{ s}^{-1}. \quad (17)$$

Der gesamte Untergrund während der Messzeit t_{mess} ergibt sich aus der Wahrscheinlichkeit für genau ein eintreffendes Myon innerhalb der Suchzeit T_S gemäß Gleichung (15) multipliziert mit der gesamten Anzahl an Startereignissen

$$U_{\text{ges}} = p_\mu(1)N_{\text{start}} = 254,9 \pm 0,4. \quad (18)$$

Dieser Wert muss noch auf die Anzahl relevanter Kanäle, die innerhalb der Suchzeit T_S echte Myonzerfallssignale oder Untergrund messen, normiert werden. Aus der Kalibrationsgeraden in Abschnitt 3.2 ergibt sich für das Zeitintervall $[0, T_S]$ etwa das ~~channel-Intervall~~ [2, 463]. Der normierte Untergrund ~~lautet daher~~ lautet daher

$$U_t = \frac{U_{\text{ges}}}{463 - 2} = 0,5330 \pm 0,0009. \quad (19)$$

3.4. Bestimmung der Lebensdauer kosmischer Myonen

Die Messwerte der Counts N pro Zeitintervall sind in Abbildung 4 graphisch dargestellt. Bei den ersten drei Zeitintervallen bzw. **channels** werden entgegen der Erwartung einer Exponentialverteilung Null Counts gemessen, weshalb diese **channels** vernachlässigt werden. Dieselbe Beobachtung wird bei den **channels** > 463 bzw den Zeitintervallen $> 10,311 \mu\text{s}$ gemacht. Diese **channels** werden ebenfalls abgeschnitten, da die Suchzeit von T_S dort weder echte Signale noch Untergrund-Signale zulässt. Der vierte **channel** wird im Folgenden ebenfalls vernachlässigt, da der gemessene Wert von $N = (118 \pm 11)$ counts sehr stark von den anderen umliegenden Messwerten abweicht, was eher auf einen Messfehler, als auf eine statistische Schwankung hindeutet.

Mit den übrigen, in Abbildung 4 in schwarz eingezeichneten Messpunkten wird ein Funktionenfit mit einer modifizierten Exponentialverteilung

$$N_n(t) = N_{0,n}e^{-\lambda_n t} + U_n \quad (20)$$

durchgeführt. Es ergeben sich die Parameter

$$N_{0,n} = (40,3 \pm 0,4) \text{ counts} \quad \lambda_n = (0,4748 \pm 0,0003) \mu\text{s}^{-1} \quad (21)$$

$$U_n = (0,56 \pm 0,08) \text{ counts.} \quad (22)$$

Die berechnete Fitfunktion ist ebenfalls in Abbildung 4 zu sehen. Aus der Zerfallskonstante ergibt sich die Lebensdauer der kosmischen Myonen

$$\tau_n = \frac{1}{\lambda_n} = (2,11 \pm 0,07) \mu\text{s.} \quad (23)$$

Bei diesem Vorgehen wurde der Untergrund U_n numerisch als Fitparameter bestimmt. Als nächstes wird die Lebensdauer mit dem in Abschnitt 3.3 theoretisch berechneten Untergrund

$$U_t = (0,5530 \pm 0,0009) \text{ counts} \quad (24)$$

bestimmt. Dazu wird dieser Untergrund von jedem nicht vernachlässigtem Messwert abgezogen und erneut ein Exponentialfit, dieses mal ohne zusätzliche Konstante, gemäß

$$N_t(t) = N_{0,t}e^{-\lambda_t t} \quad (25)$$

durchgeführt. Sowohl die um den theoretischen Untergrund korrigierten Messwerte, als auch die neue Fitfunktion sind in Abbildung 5 graphisch dargestellt. Die zugehörigen berechneten Fitparameter lauten

$$N_{0,t} = (40,3 \pm 0,4) \text{ counts} \quad \lambda_t = (0,4744 \pm 0,0001) \mu\text{s}^{-1}. \quad (26)$$

Damit ergibt sich die Lebensdauer der kosmischen Myonen

$$\tau_t = \frac{1}{\lambda_t} = (2,11 \pm 0,05) \mu\text{s.} \quad (27)$$

Bei diesem Vorgehen wurde der Untergrund U_t wie bereits erwähnt theoretisch berechnet.

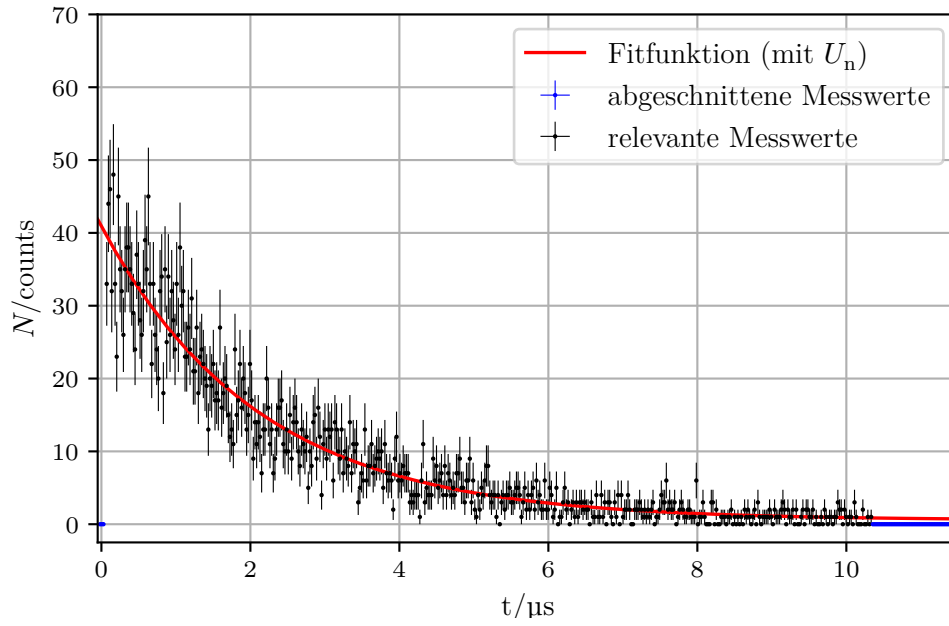


Abbildung 4: Messwerte und Exponentialfit, welcher den Untergrund U_n als Fitparameter berücksichtigt, der Lebensdauer-Messung.

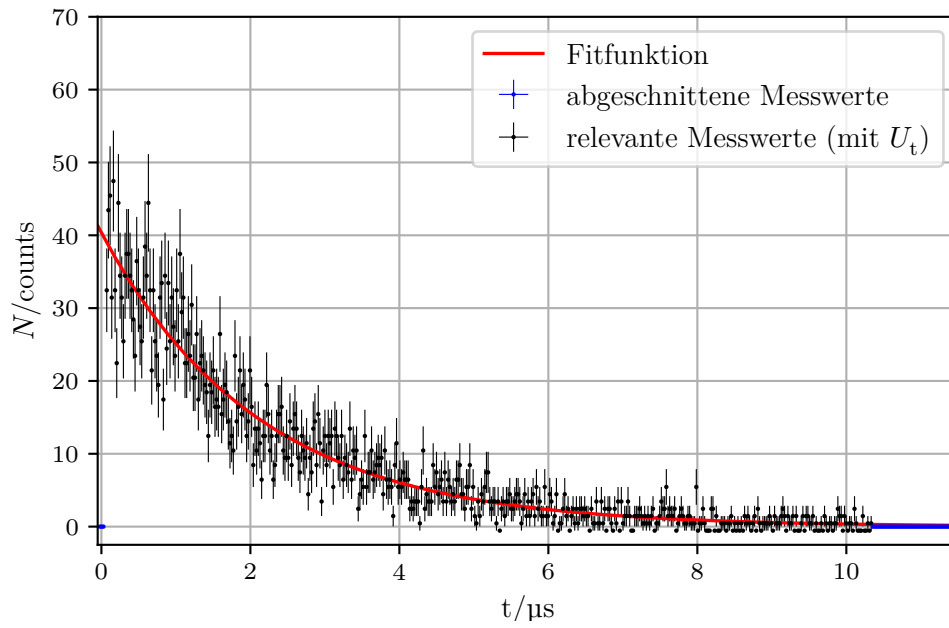


Abbildung 5: Um den Untergrund U_t verschobene Messwerte und Exponentialfit der Lebensdauer-Messung.

| channel | $\Delta t/\mu\text{s}$ |
|---------|------------------------|
| 24 | 0,5 |
| 47 | 1,0 |
| 69 | 1,5 |
| 91 | 2,0 |
| 114 | 2,5 |
| 136 | 3,0 |
| 158 | 3,5 |
| 181 | 4,0 |
| 203 | 4,5 |
| 225 | 5,0 |
| 248 | 5,5 |
| 270 | 6,0 |
| 292 | 6,5 |
| 315 | 7,0 |
| 337 | 7,5 |
| 360 | 8,0 |
| 382 | 8,5 |
| 404 | 9,0 |
| 427 | 9,5 |
| 445 | 9,9 |

Tabelle 1: Messwerte der Kalibrationsmessung.

4. Diskussion

Bei der Justage der Verzögerungszeiten ist ein breites Plateau erkennbar, siehe Abbildung 2. Die eingestellte Verzögerungszeit von

$$T_V = 3 \text{ ns}$$

liegt zentral auf diesem Plateau und kann zuverlässig für die Messung verwendet werden. Die Messwerte und der lineare Fit der Kalibrationsmessung sind in Abbildung 3 dargestellt. Die relativen Fehler der Fitparameter lauten

$$\Delta m_{\text{rel}} \approx 0 \% \quad (28)$$

für die Steigung und

$$\Delta b_{\text{rel}} = 8,2 \% \quad (29)$$

für den Abzissenabschnitt und sind damit sehr gering. Die Umrechnung der Messwerte mittels eines linearen Zusammenhangs ist damit verlässlich.

Beim Vergleich des theoretisch berechneten Untergrundwerts (19) und des numerisch bestimmten Untergrundwerts (22) fällt auf, dass diese mit einer Abweichung von

$$\Delta U_{\text{rel}} = 1,3 \% \quad (30)$$

nah beieinander liegen, jedoch der Fehler beim numerisch bestimmten Untergrund um zwei Zehnerpotenzen größer ist, als beim theoretischen. Die numerische Bestimmung ist etwas ungenauer, da das Anpassen von mehr Fitparametern allgemein ungenauer ist. Bei der theoretischen Berechnung resultiert der Fehler lediglich aus der Poissonabweichung der Startcounts N_{start} und ist daher wesentlich geringer. Da die verschiedenen Untergründe dennoch sehr nah beieinander liegen, liegen auch die berechneten Lebensdauern nah beieinander, die Abweichung ist vernachlässigbar klein. Die Abweichung vom Literaturwert [1]

$$\tau = 2,197 \mu\text{s} \quad (31)$$

beträgt jeweils

$$\Delta \tau_{\text{rel}} = 4,0 \% \quad (32)$$



und ist damit relativ gering. Ein Grund für die Abweichung nach unten kann unter anderem die Tatsache sein, dass die Zerfallszeit der Myonen in Materie und nicht im Vakuum gemessen wurde. Das hat zur Folge, dass die negativ geladenen Myonen eine weitere Option anstatt des Zerfalls haben, sie können nach ihrer Abbremsung von einem Atomkern eingefangen werden, sodass ein hochangeregtes myonisches Atom entsteht. Dabei entsteht ebenfalls ein Lichtblitz, sodass die Zerfallszeit des Myons, wenn die zweite Option in Materie vernachlässigt wird, unterschätzt wird.

Literatur

- [1] K.A. Olive et al. *Particle Physics Booklet*. 2014.
- [2] TU Dortmund. *Lebensdauer der Myonen*. 2018. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/MASTER/SKRIPT/V01.pdf>..

A. Kopie der Originaldaten