

## Versuch 01

# Lebensdauer von Myonen

Lennart Völz

`lennart.voelz@tu-dortmund.de`

Max Möller

`max2.moeller@tu-dortmund.de`

Durchführung: 15.04.2024

Abgabe: 22.04.2024

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>3</b>
2.1 Eigenschaften und Entstehung kosmischer Myonen . . . . .	3
2.2 Zerfallsgesetz und mittlere Lebensdauer . . . . .	4
2.3 Messprozess der kosmischen Myonen . . . . .	6
<b>3 Versuchsaufbau</b>	<b>7</b>
<b>4 Durchführung</b>	<b>9</b>
<b>5 Auswertung</b>	<b>10</b>
5.1 Kalibrierung der Verzögerungsleitung . . . . .	10
5.2 Untergrundbereinigung . . . . .	12
5.3 Kalibrierung des Multichannelanalyzers . . . . .	12
5.4 Bestimmung der Lebensdauer der Myonen . . . . .	14
<b>6 Diskussion</b>	<b>16</b>
<b>Literatur</b>	<b>17</b>

# 1 Zielsetzung

Ziel des Versuches ist es, die mittlere Lebensdauer von kosmischen Myonen mittels eines Szintillationsdetektors zu bestimmen.

## 2 Theorie

### 2.1 Eigenschaften und Entstehung kosmischer Myonen

Myonen,  $\mu$ , sind Elementarteilchen des Standardmodells der Teilchenphysik. Sie gehören zu der Familie der Leptonen und werden zusammen mit ihrem zugehörigen Neutrino  $\nu_\mu$  in der zweiten Generation eingeordnet, wie in Abbildung 1 zu sehen.

LEPTONEN $\ell$ , Spin $\frac{1}{2}\hbar$ (Antileptonen $\bar{\ell}$ )						
elektr.	1. Generation		2. Generation		3. Generation	
Ladung [e]	Flavour	Masse [GeV/c <sup>2</sup> ]	Flavour	Masse [GeV/c <sup>2</sup> ]	Flavour	Masse [GeV/c <sup>2</sup> ]
0	$\nu_e$ Elektron- Neutrino	$< 2 \cdot 10^{-9}$	$\nu_\mu$ Myon- Neutrino	$< 1,7 \cdot 10^{-4}$	$\nu_\tau$ Tau-Neutrino	$< 0,018$
-1	$e$ Elektron	$5,11 \cdot 10^{-4}$	$\mu$ Myon	0,106	$\tau$ Tau	1,777

**Abbildung 1:** Die drei Leptonengenerationen des Standardmodells [2]

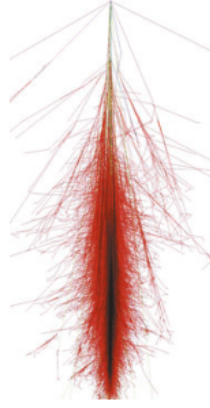
Myonen haben Spin  $\frac{1}{2}$  und sind daher Fermionen. Sie haben eine negative Ladung von  $q = -1e$  und wiegen mit  $m_\mu \approx 106 \text{ MeV}$  ca. 200 mal so viel wie ein Elektron mit  $m_e \approx 0,511 \text{ keV}$ . Die in diesem Versuch zu bestimmende mittlere Lebensdauer der Myonen beträgt  $\tau_\mu = 2,2 \mu\text{s}$ , diese zerfallen zu ca. 100% [7] über ein  $W^-$  Boson in ein Elektron und zwei Neutrinos, nach

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

Kosmische Myonen entstehen in einer Höhe von ca. 20 km in sogenannten Luftschauern. Diese finden statt, wenn ein hochenergetisches Teilchen aus dem Kosmos auf die Erdatmosphäre trifft und dort mit den Teilchen der Atmosphäre wechselwirkt. Bei nicht zu hohen Energien sind Protonen die häufigsten Primärteilchen. Diese treffen auf die Atmosphäre und zerfallen bei der Wechselwirkung mit den Atomen und Molekülen der Erdatmosphäre in Kaonen und Pionen. Kaonen und Pionen zerfallen weiter in Myonen, wie hier beispielhaft für  $K^-$  und  $\pi^-$  in Gleichung 2 zu sehen ist.

$$\begin{aligned} K^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \quad (2)$$

Aufgrund der sehr kurzen Lebensdauer von Kaonen  $\tau_K = 12,4 \text{ ns}$  und Pionen  $\tau_\pi = 26 \text{ ns}$  [2] sind Myonen die häufigsten Teilchen die auf Meereshöhe gemessen werden. Abbildung 2 zeigt beispielhaft einen simulierten Luftschauer.



**Abbildung 2:** Simulation eines Luftschauers, ausgelöst durch ein kosmisches Proton bei  $E_p = 1 \text{ TeV}$  [2]

Grund für das Erreichen des Bodens der Myonen sind relativistische Effekte. Ein Myon mit einer Energie von  $E_\mu = 10 \text{ GeV}$  fliegt nach

$$v_\mu = \frac{\frac{p_\mu}{m_\mu}}{\sqrt{1 + \left(\frac{p_\mu}{m_\mu}\right)^2}} \quad (3)$$

mit einer Geschwindigkeit von ca.  $v_\mu \approx 0.9999 \cdot c$ , wobei sich  $p_\mu$  durch

$$p_\mu = \sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2} \quad (4)$$

berechnen lässt. Ein Teilchen mit dieser Geschwindigkeit hat somit einen Gamma Faktor von  $\gamma_\mu \approx 90$ . Bei einer mittleren Lebensdauer von  $\tau_\mu = 2,2 \mu\text{s}$  [7] berechnet sich die aus dem ruhendem System auf der Erdoberfläche zurückgelegte mittlere Strecke des Myons dann nach

$$s = v_\mu \cdot \tau_\mu \cdot \gamma_\mu \quad (5)$$

auf  $s \approx 60\,000 \text{ m}$ . Bei einer klassischen Rechnung beträgt dieser Wert  $s_{\text{klassisch}} \approx 650 \text{ m}$ . Das Myon würde klassisch also nicht die Erdoberfläche erreichen.

## 2.2 Zerfallsgesetz und mittlere Lebensdauer

Die mittlere Lebensdauer eines Myons lässt sich aus dem Zerfallsgesetz

$$dN = -\lambda N dt \quad (6)$$

herleiten. Dieses besagt, dass die Änderung der Anzahl an Teilchen  $N$  um  $dN$  negativ proportional zu einer Konstante  $\lambda$  mal der Anzahl der Teilchen  $N$  im Zeitintervall  $dt$  ist. Aus dieser Differentialgleichung folgt, dass die Menge  $N$  der nach der Zeit  $t$  noch vorhandenen Teilchen der Funktion

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-\lambda t) \quad (7)$$

folgt. Dabei ist  $N_0$  die Anzahl der Teilchen bei  $t = 0$ . Für den Fall, dass  $N_0 = 1$  ist, also dass wir ein Teilchen betrachten, wird  $N(t)$  zu einer Verteilungsfunktion der Form

$$P(t) = \exp(-\lambda t) \quad . \quad (8)$$

Gleichung 8 gibt dabei die Wahrscheinlichkeit an, dass das betrachtete Teilchen nach der Zeit  $t$  noch nicht Zerfallen ist. Die Funktion  $P(t)$  impliziert so die Existenz einer Wahrscheinlichkeitsdichte der Form

$$p(t) = \lambda \cdot \exp(-\lambda t) \quad (9)$$

wobei der Zusammenhang  $dP(t) = -p(t) dt$  gilt. Die Wahrscheinlichkeitsdichte aus Gleichung 9 bedingt den Erwartungswert

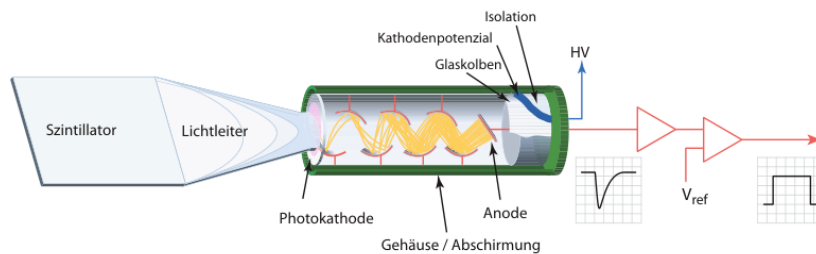
$$\langle t \rangle = \int_0^\infty t \cdot p(t) dt = \frac{1}{\lambda} \quad (10)$$

welcher als mittlere Lebensdauer  $\tau$  identifiziert wird. Es gilt daher

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (11)$$

### 2.3 Messprozess der kosmischen Myonen

Für die Detektion der Myonen wird in diesem Versuch ein Szintillationsdetektor verwendet. Szintillatoren absorbieren ionisierende Strahlung wodurch in dem Szintillatormaterial Photonen ausgelöst werden. Diese entstehen entweder durch Ionisation des Szintillatormaterials und anschließender Rekombination, oder durch eine Anregung der Szintillatormoleküle bei deren Abregung ein Photon abgestrahlt wird. Szintillatoren werden allgemein als organische und anorganische Szintillatoren klassifiziert. Organische Szintillatoren sind gut geeignet um hochfrequente Messungen zu tätigen, da bei diesen die Abstrahlung der Photonen schneller stattfindet als bei anorganischen Szintillatoren. Anorganische kristalline Szintillatoren haben gegenüber organischen Szintillatoren den Vorteil, dass diese aufgrund ihrer Kristallstruktur und der resultierenden Bandstruktur feste Übergangsenergien besitzen. Aufgrund des daher wohldefinierten Spektrums der Szintillatorphotonen sind bei dieser Art von Szintillator also auch Energiemessungen möglich.

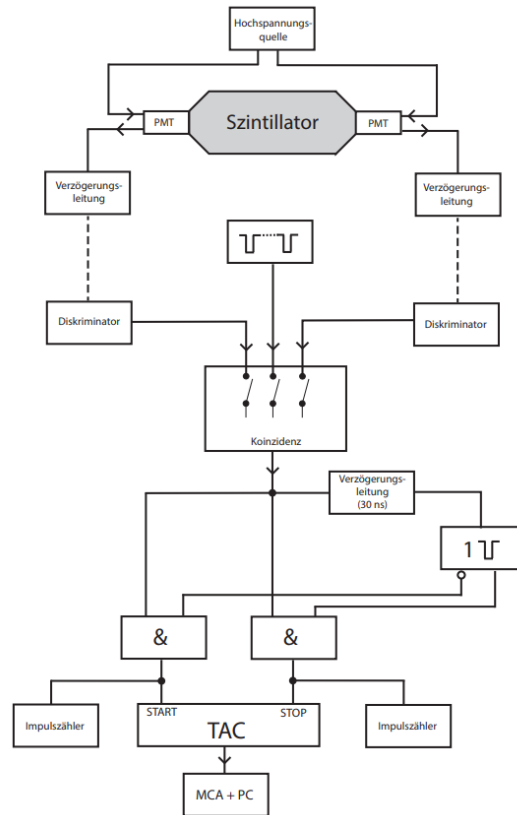


**Abbildung 3:** Schematischer Aufbau eines Photomultipliers [8]

In Abbildung 3 ist schematisch der Aufbau eines Photomultipliers zu sehen. Diese wandeln ein Lichtsignal in ein elektrisches Signal um, welches dann weiterverarbeitet werden kann. Dies geschieht indem einfallende Photonen aus dem Szintillator über einen Lichtleiter auf eine Photokathode gelenkt werden. In dieser Photokathode findet der Photoeffekt statt, wodurch ein Elektron aus dem Kathodenmaterial gelöst wird. Das Elektron wird aufgrund einer angelegten Hochspannung im Bereich  $U_{\text{PM}} \approx 2 \text{ kV}$  zu der nächstgelegenen Dynode gezogen, wo es weitere Elektronen auslöst, welche dann zu der nächsten Dynode gezogen werden. So wird eine "Lawine" von Elektronen ausgelöst, welche einen messbaren elektrischen Puls ergeben.

### 3 Versuchsaufbau

In Abbildung 4 ist schematisch der in diesem Versuch verwendete Aufbau zu sehen.



**Abbildung 4:** Schematischer Versuchsaufbau [1]

Dieser besteht aus einem Szintillator, an welchen zwei gegenüberliegende Photomultiplier angeschlossen sind. Diese werden über eine Hochspannungsquelle betrieben und geben ein elektrisches Signal über jeweils eine variable Verzögerungsleitung in jeweils einen Diskriminator weiter. An den Diskriminatoren lässt sich die ausgegebene Pulsbreite und die Akzeptanzschwelle des eingehenden Signals einstellen. Die vom Diskriminator verarbeiteten Signale laufen in einer Koinzidenzschaltung zusammen, in welcher die Signale akzeptiert werden, die „gleichzeitig“ eintreffen. So kann statistisch verteiltes thermisches Rauschen der Photomultiplier zu großen Teilen aus dem Signal gefiltert werden. Das Signal aus der Koinzidenzschaltung wird dreifach geteilt, wobei wie in Abbildung 4 zu sehen zwei der Signale in jeweils ein Und-Gatter gehen und das Dritte über eine 30 ns Verzögerungsleitung in ein Monoflop. An dem Monoflop lässt sich ein Timer einstellen, welcher die Suchzeit nach einem Zerfallssignal im Szintillator vorgibt. Das Monoflop schaltet so nach Ablauf der Suchzeit wieder das erste Und-Gatter frei welches in dem folgenden TAC (Time Amplitude Converter) die Startsignale auslöst. Trifft ein Signal

aus der Koinzidenzschaltung während der Suchzeit ein, wird das zweite Und-Gatter ausgelöst, welches im TAC ein Stoppsignal auslöst. Das vom TAC gemessene Zeitintervall wird in eine Amplitude umgewandelt und an einen MCA (**M**ulti **C**annel **A**lyser) weitergegeben. Dieser ordnet die Signalamplituden gebinnten Channels zu, sodass am PC ein Histogramm gemessen werden kann. Zusätzlich messen zwei Impulszähler die Anzahl an Start und Stop Signalen, wobei nur jene Signale bei denen ein Stop im TAC ausgelöst wurde, auch als Datenpunkte im Histogramm zu sehen sind.



## 4 Durchführung

Um die Lebensdauer von Myonen korrekt zu messen, müssen einige Kalibrationsschritte vorgenommen werden. Zunächst verbindet man die bereits fest verbauten Photomultiplier jeweils mit einer variablen Verzögerungsleitung. Diese werden jeweils mit einem Diskriminator verbunden und an ein Oszilloskop angeschlossen. An dem Oszilloskop kann die Signalbreite abgelesen werden, welche durch das Drehen einer Stellschraube an den Diskriminatoren verstellt werden kann. Die Signalbreite wird auf 10 ns eingestellt, um einen ausreichenden Überlapp der Signale in der Koinzidenzschaltung zu gewährleisten. Ist die Signalbreite korrekt eingestellt, werden die Ausgänge der Diskriminatoren an die Impulszähler angeschlossen. Der Threshold an den Diskriminator wird dann jeweils so variiert, dass eine Zählrate von 30 Impulse/s gemessen wird. Die kalibrierten Signale der Diskriminatoren werden in die Koinzidenzschaltung gespeist, und eine Messreihe wird aufgenommen, bei welcher für verschiedene Verzögerungen in beiden Verzögerungsleitungen die Impulsrate am Ausgang der Koinzidenzschaltung gemessen wird. Die Messdaten werden in einem Graphen aufgetragen und eine passende Verzögerung wird gewählt, sodass die Impulsrate am Ausgang der Koinzidenzschaltung stabil maximal ist. Anschließend wird der Rest der Schaltung aufgebaut und passende Werte für die Suchzeit am Monoflop und die maximale Zeitspanne am TAC eingestellt. Um die Channel zu kalibrieren, wird der Ausgang der Koinzidenzschaltung durch einen Doppelimpulsgenerator ersetzt, der Impulse mit einem bekannten Intervall zwischen den Pulsen generiert. So kann am Computer der Channel für die eingestellten Impulsdauern abgelesen werden und eine Messreihe wird aufgenommen. Nach den Kalibrationsschritten wird die restliche Schaltung wie in Abschnitt 3 verkabelt und der Messprozess an den Impulszählern wird zeitgleich mit dem Messprozess am PC gestartet.

## 5 Auswertung

Die Grafiken und Berechnungen, die in Abschnitt 5 gezeigt werden, wurden unter Verwendung der Python-Bibliotheken Matplotlib [4], Scipy [10] und Numpy [3] erstellt. Zur Berücksichtigung von Unsicherheiten wurde Uncertainties [6] verwendet.

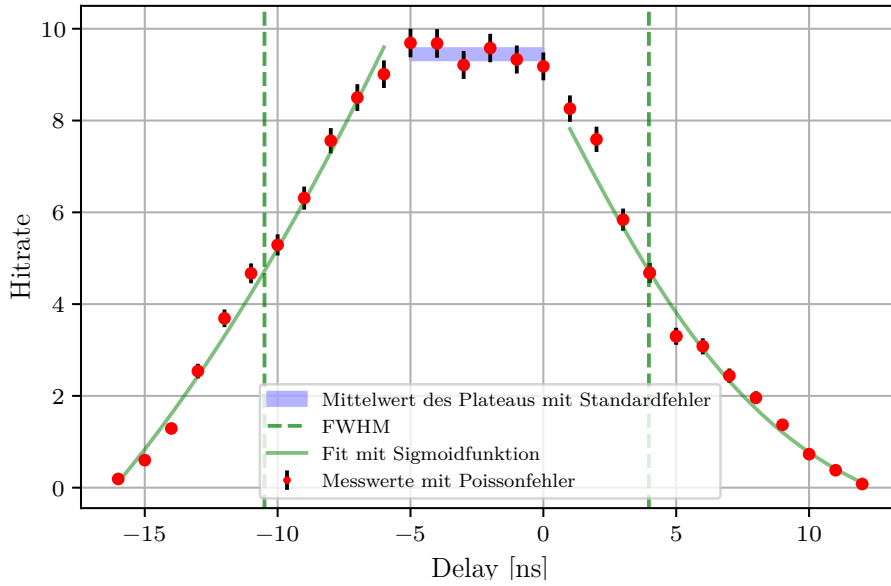
### 5.1 Kalibrierung der Verzögerungsleitung

**Tabelle 1:** Messwerte für die Kalibrierung der Verzögerungsleitung.

Delay [ns]	Counts	Delay [ns]	Counts
-16	19	0	918
-15	60	1	826
-14	129	2	759
-13	254	3	584
-12	369	4	468
-11	467	5	330
-10	529	4	468
-9	631	5	330
-8	756	6	308
-7	850	7	244
-6	901	8	196
-5	969	9	137
-4	968	10	73
-3	921	11	38
-2	958	12	8
-1	933		

Die Messwerte für die Kalibrierung der Verzögerungsleitung sind in Tabelle 1 aufgeführt. Um eine geeignete Verzögerung für die Messung zu finden, wurde die Verzögerung über den Bereich von -16 ns bis 12 ns variiert und die Anzahl der Counts gemessen. Die Verzögerung, bei der die Anzahl der Counts maximal ist, wurde als geeignete Verzögerung im Experiment verwendet.

Da die Counts als poisson-verteilt angenommen werden können, wird die Unsicherheit der Counts als  $\sqrt{N}$  angenommen. Aus den Counts wird die Hitrate berechnet, die als  $N/T$  definiert ist, wobei  $T = (100,0 \pm 0,5)$  s die Messzeit ist. Da die Zeit mit einer Stoppuhr gemessen wurde, wird die Unsicherheit der Zeit als 0,5 s angenommen.



**Abbildung 5:** Hitrate in Abhängigkeit der Verzögerung.

In Abbildung 5 ist die Hitrate in Abhängigkeit der Verzögerung dargestellt. Es ist zu sehen, dass sich bei einer Verzögerung von -5 bis 0 ns ein Plateau in der Hitrate bildet. Da es sich innerhalb des Plateaus um statistische Fluktuationen handelt, wird der Mittelwert als Maximum der Hitrate angenommen. Der Mittelwert der Hitrate innerhalb des Plateaus beträgt  $(9,44 \pm 0,13) \text{ s}^{-1}$ .

Um nun über die Genauigkeit der Messapparatur Aussagen zu treffen, wird die Halbwertsbreite (auch FWHM) der Hitrate bestimmt. Die Halbwertsbreite ist der Bereich, in dem die Hitrate die Hälfte des Maximums beträgt. Um die Halbwertsbreite zu bestimmen, wird links und rechts vom Plateau eine Sigmoidfunktion an die Messwerte angepasst. Die Sigmoidfunktion ist definiert als

$$f(x) = \frac{a}{1 + \exp(-b(x - c))} + d$$

wobei  $a$ ,  $b$ ,  $c$  und  $d$  die Parameter der Funktion sind. Die Parameter der Sigmoidfunktion werden mit der `curve_fit`-Funktion von Scipy [10] bestimmt und sind in Tabelle 2 aufgeführt.

**Tabelle 2:** Parameter der Sigmoidfunktionen.

Parameter	Wert (links)	Wert (rechts)
a	$(11,64 \pm 1,57)$	$(15,96 \pm 5,66)$
b	$(0,39 \pm 0,07)$	$(-0,27 \pm 0,08)$
c	$(-10,90 \pm 0,42)$	$(1,60 \pm 2,14)$
d	$(-1,23 \pm 0,55)$	$(-0,74 \pm 0,74)$

Die Halbwertsbreite wird nun durch die Differenz der Schnittpunkte der Sigmoidfunktion mit der Hälfte des Maximums bestimmt und beträgt 14,79 ns. Da an den Diskriminatorschwellen jeweils eine Pulsdauer von  $(12,0 \pm 0,5)$  ns eingestellt wurde, ergibt sich die Auflösungszeit zu

$$\Delta t = |2 \cdot (12,0 \pm 0,5) \text{ ns} - 14,79 \text{ ns}| = (9,2 \pm 1,0) \text{ ns}.$$

## 5.2 Untergrundbereinigung

Da es sich bei der Zählrate um eine Poisson-verteilte Größe handelt, kann damit auch der Untergrund abgeschätzt werden. Für die Zählrate gilt

$$Z = \frac{N_{start}}{T_{ges}} = \frac{1380191}{170\,575 \text{ s}} = 8,0914 \frac{1}{\text{s}}.$$

Dabei ist  $N_{start}$  die Anzahl der Startimpulse und  $T_{ges}$  die gesamte Messzeit. Für die Poisson-Verteilung gilt dann

$$P(k) = \frac{(Z \cdot t)^k}{k!} \cdot \exp(-Z \cdot t).$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein weiterer Impuls nach einer Zeit  $t$  auftritt, ist dann

$$P(1) = 0.00008$$

Die Untergrundzahl lässt sich also zu

$$N_{Untergrund} = N_{start} \cdot P(1) = 1380191 \cdot 0.00008 = 110.4$$

abschätzen. Diese Ereignisse verteilen sich gleichmäßig auf die 512 Kanäle des MCA, sodass der Untergrund pro Kanal

$$U = \frac{N_{Untergrund}}{512} = 0.22$$

beträgt. Da jedoch im Folgenden die Messdaten in 25 Bins aufgeteilt werden, wird der Untergrund pro Bin auf

$$U_{Bin} = \frac{N_{Untergrund}}{25} = 4.41 \approx 4$$

geschätzt. Der Untergrund wird nun von den Messwerten abgezogen.

## 5.3 Kalibrierung des Multichannelanalyzers

Um die Channel des MCAs einer Zeit zuordnen zu können, wurden die Messwerte in Tabelle 3 aufgenommen.

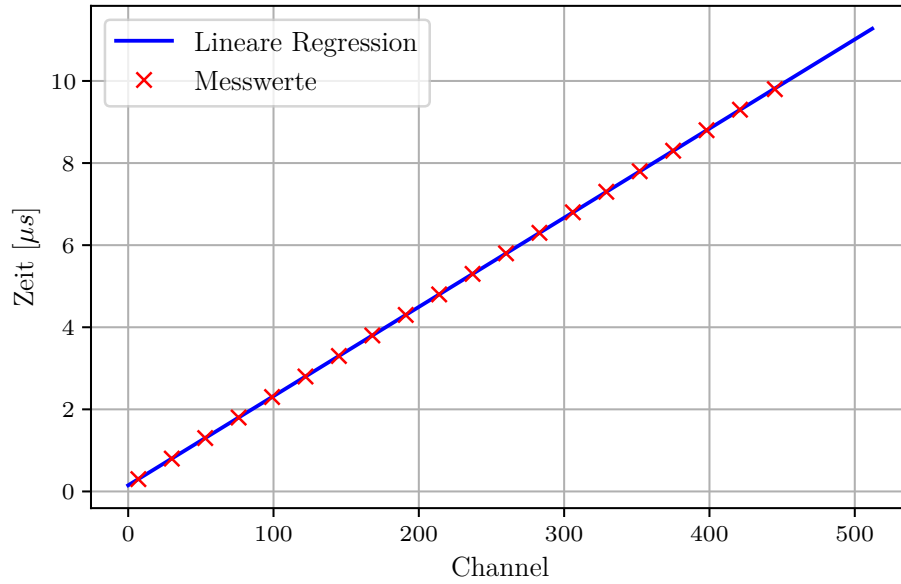
**Tabelle 3:** Messwerte zur Kalibrierung des Multichannelanalyzers.

Channel	Counts
7	0.3
30	0.8
53	1.3
76	1.8
99	2.3
122	2.8
145	3.3
168	3.8
191	4.3
214	4.8
237	5.3
260	5.8
283	6.3
306	6.8
329	7.3
352	7.8
375	8.3
398	8.8
421	9.3
445	9.8

Die Messwerte aus Tabelle 3 werden nun in Abbildung 6 dargestellt. Die Messwerte werden an eine lineare Funktion der Form

$$f(x) = a \cdot x + b$$

angepasst. Die Parameter der linearen Funktion sind  $a = (0,0210 \pm 0,0000) \mu\text{s}$  und  $b = 0,15 \mu\text{s}$ .



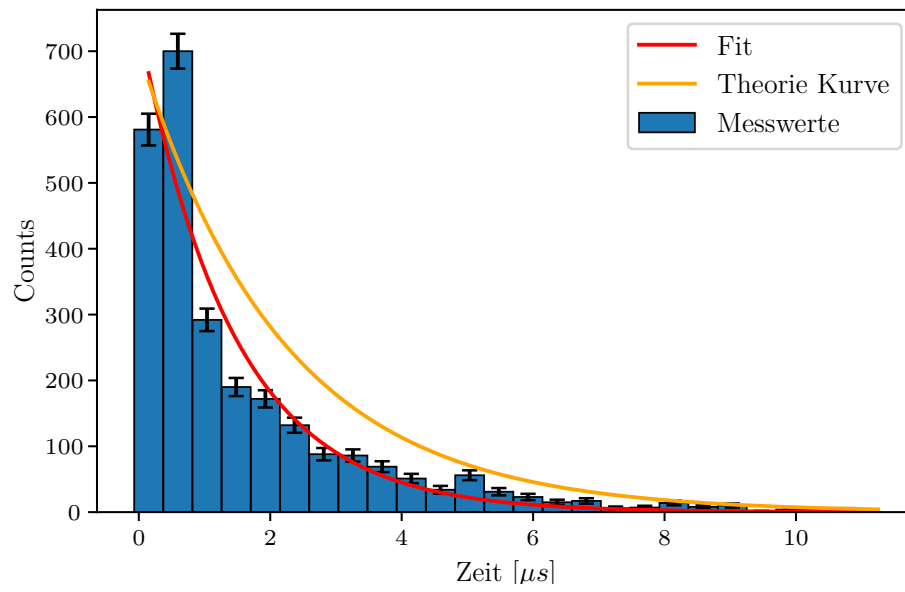
**Abbildung 6:** Messdaten und Ausgleichsgerade zur Kalibrierung des MCAs.

## 5.4 Bestimmung der Lebensdauer der Myonen

Die Laufzeit der Messung betrug  $T = 170\,575$  s. In dieser Zeit wurden  $N_{start} = 1380191$  Start- und  $N_{stop} = 3580$  Stoppimpulse gemessen. Die Events werden in 512 Kanäle des MCA aufgeteilt und werden mithilfe der Kalibrierung des MCAs in eine Zeit umgerechnet. Da es sich bei den Messdaten um Counts handelt, bietet es sich an, die Daten zu binnern. Die Anzahl der Bins wird auf 25 gesetzt. Das entspricht einer Bin-Breite von  $0,44\,\mu\text{s}$ . Um die Lebensdauer der Myonen zu bestimmen, wird die Anzahl der Counts in Abhängigkeit der Zeit in einem Histogramm dargestellt. An das Histogramm wird eine Funktion der Form

$$f(t) = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

angepasst. Die Parameter der Funktion sind  $N_0 = (741,01 \pm 55,01)$  und die Lebensdauer  $\tau = (1,46 \pm 0,16)\,\mu\text{s}$ . Das Histogramm und der Fit sind in Abbildung 7 dargestellt.



**Abbildung 7:** Histogramm und Fit zur Bestimmung der Lebensdauer von Myonen.

## 6 Diskussion

Im Folgenden werden die prozentualen Abweichungen mit

$$\Delta = \left| \frac{exp - theo}{theo} \right| \cdot 100\% \quad (12)$$

berechnet.

**Tabelle 4:** Experimentell bestimmte mittlere Lebensdauer  $\tau_{exp}$ , Präzisionsmessung  $\tau_{prec}$  und Abweichung in %.

$\tau_{exp} / \mu\text{s}$	$\tau_{prec} / \mu\text{s}$ [7]	$\Delta / \%$
$1.46 \pm 0.16$	$2.197083 \pm 0.000032$	$34 \pm 7$

Auffällig an den Ergebnissen in Tabelle 4 ist die hohe Diskrepanz der gemessenen mittleren Lebensdauer zu der Präzisionsmessung der mittleren Lebensdauer der Myonen, welche sich in einer 34 prozentigen Abweichung äußert. Diese Abweichung deutet auf einen systematischen Fehler hin, welcher auch in Abbildung 7 zu sehen ist. Bei einem Vergleich der Theoriekurve, bei welcher  $N_0$  als die Anzahl an Counts im 2. Bin gewählt wurde und  $\tau_\mu$  auf den Hochpräzisionsmessungswert gesetzt wurde, mit der gefitteten Kurve ist deutlich zu erkennen, dass der Fit deutlich steiler abfällt als von der Theorie vorher gesagt. Bei deutlich niedrigeren ersten beiden Bins der gemessenen Verteilung wäre keine niedrigere mittlere Lebensdauer als Fitparameter notwendig, um den vermeintlich stärkeren Abfall des Histogramms zu fitten. Es ist daher von einem Bias hin zu niedrigen Zerfallszeiten in der Messung, oder von einer Unterempfindlichkeit der Apparatur hin zu höheren Zerfallszeiten auszugehen. Ursachen des systematischen Fehlers können dabei vielseitig sein. In der Durchführung des Versuches wurden defekte Bauteile verwendet, wie zum Beispiel einer der Diskriminatoren, welcher die Breite des ausgegebenen Signals nicht variieren konnte. Aufgrund des Mangels an Kabeln wurde auch ein defekt geglaubtes Kabel als Verbindung des TAC mit dem MCA verbaut. Für einen Bias hin zu niedrigen Lebensdauern in der Messung spricht auch die Rate der Start- und Stoppereignisse. Diese beträgt

$$\frac{N_{start}}{N_{stopp}} \approx 386 , \quad (13)$$

was deutlich unter den erwarteten 1000 Startereignissen pro Stoppereignis liegt. Es ist daher davon auszugehen, dass an einem Punkt in der Apparatur ein Bauteil Fehlereignisse ausgelöst hat, welche im TAC als kurzes Zeitintervall erkannt wurden und so ein zusätzliches Rauschen im Bereich besonders kurzer Lebensdauern bedingt haben. Ohne eine genaue Fehleranalyse des Aufbaus ist es jedoch nicht möglich die Ursache des Fehlers genau zu benennen. Aufgrund dieser Ausreißer in den besonders niedrigen Channels wurde sich auch für ein Binning der Daten entschieden, was den systematischen Fehler nicht behebt, allerdings abschwächt.



## Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung V01*:
- [2] C. Grupen. *Einstieg in die Astroteilchenphysik*. 2018.
- [3] Charles R. Harris u. a. „Array programming with NumPy“. In: *Nature* 585.7825 (Sep. 2020), S. 357–362. DOI: 10.1038/s41586-020-2649-2. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2649-2>.
- [4] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. DOI: 10.1109/MCSE.2007.55. URL: <http://matplotlib.org/>. Current version 3.4.3, DOI: 10.5281/zenodo.5194481.
- [5] *Isotopes of Silver*. URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Isotopes\\_of\\_silver](https://en.wikipedia.org/wiki/Isotopes_of_silver) (besucht am 28.05.2023).
- [6] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [7] *Muon Data*. URL: <https://pdg.lbl.gov/2023/listings/rpp2023-list-muon.pdf> (besucht am 16.04.2024).
- [8] H. Kolanoski und N. Wermes. *Teilchendetektoren*. 2016.
- [9] *Versuch zum Literaturverzeichnis*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2022.
- [10] Pauli Virtanen u. a. „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17 (2020), S. 261–272. DOI: 10.1038/s41592-019-0686-2.

V01

Zählrate pro Delay      Zeitintervall  $\Delta T = 100\text{s}$

Delay [ns]	Counts	Channel Nr.	Zeit [ms]
-16	19	7	0,3
		30	0,8
-15	60	53	1,3
-14	129	76	1,8
-13	254	99	2,3
-12	369	122	2,8
-11	467	145	3,3
-10	529	168	3,8
-9	<del>550</del> 631	191	4,3
-8	756	214	4,8
-7	850	237	5,3
-6	901	260	5,8
-5	969	283	6,3
-4	968	306	6,8
-3	921	329	7,3
-2	958	352	7,8
-1	933	375	8,3
0	918	398	8,8
+1	826	421	9,3
+2	759	445	9,8
+3	584		
+4	468		
+5	330		
+6	308		
+7	244		
+8	196		
+9	137		
+10	73		
+11	38		
+12	8		

*(Handwritten signature)*

Abbildung 8: Originale Messdaten.