

V01: Lebensdauer der Myonen

Felix Geyer Rune Dominik
felix.geyer@tu-dortmund.de rune.dominik@tu-dortmund.de

Durchführung: 15. Januar 2018
Abgabe: 18. Januar 2018

1 Zielsetzung

Ziel des Versuchs ist die Lebensdauerbestimmung von Myonen. Diese entstehen in der Hochatmosphäre und erreichen aufgrund ihrer relativistischen Geschwindigkeit den Erdboden, was einen Nachweis mit Szintillationsdetektoren möglich macht.

2 Theorie

2.1 Elementarteilchen

Im Standardmodell werden zwei Arten Elementarteilchen unterschieden:

- Bosonen
- Fermionen.

Während erstere als Austauschteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen fungieren, stellen letztere die kleinsten aktuell bekannten Bausteine der Materie da. Fermionen werden dabei in Quarks und Leptonen unterteilt. Quarks bilden dabei die fundamentalen Bausteine der Hadronen (z.B. Baryonen wie Protonen und Neutronen, aber auch Mesonen). Sowohl Leptonen als auch Quarks sind in drei Generationen zusammengefasst. Die Fermionengenerationen umfassen:

I Elektron (e^-) und Elektron-Neutrino (ν_e)

II Myon (μ^-) und Myon-Neutrino (ν_μ)

III Tauon (τ^-) und Tauon-Neutrino (ν_τ).

Elektron, Myon und Tauon sind dabei 1-fach negativ geladen und Massebehaftet, die entsprechenden Neutrinos sind ungeladen und haben eine im Standardmodell verschwindende Masse.

Allen diesen Teilchen ist ein entsprechendes Antiteilchen zugeordnet. Für die geladenen Teilchen wird dies mit einem hochgestellten $+$ anstelle des $-$ gekennzeichnet, die Antiteilchen sind 1-fach positiv geladen. Antineutrinos erhalten eine Überstreichung. Lediglich das Antiteilchen des Elektrons ist als Positron benannt. Das Elektron ist das einzige stabile geladene Lepton.

2.2 Kosmische Myonen

Myonen entstehen in vielfältigen Prozessen, beispielsweise beim Zerfall von geladenen Pionen:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{und} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

Diese entstehen beispielsweise in der Hochatmosphäre in sogenannten ausgedehnten Luftshowern (EAS). Insbesondere hochrelativistische Protonen aus extraterrestrischen Quellen (z.B. aus aktiven Galaxienkernen) können als primäre Partikel einen solchen EAS auslösen. Durch Wechselwirkungen mit Luftmolekülen entstehen unter anderem Pionen, aus deren Zerfallsprodukten Myonen frei werden. Diese Myonen tragen einen Teil der Energie des Primärteilchens und bewegen sich daher aufgrund ihrer im Vergleich zum einfallenden Proton geringen Masse ebenfalls mit annähernder Lichtgeschwindigkeit. Aufgrund der resultierenden Zeitdilatation können sie trotz ihrer geringen Lebensdauer den Erdboden erreichen.

2.3 Verhalten von Myonen in Szintillationsdetektoren

Myonen können mit einem Szintillationsdetektor nachgewiesen werden. Bei ihrem Durchgang durch den Szintillator deponieren sie einen Teil ihrer kinetischen Energie im Szintillatormaterial. Dies äußert sich in Form von Anregungszuständen der Moleküle, bei deren Rückkehr in den Grundzustand Photonen frei werden. Diese können durch Sekundärelektronenvervielfacher (SEV - aufgebaut aus einer Photokathode, Dynoden zur Sekundärelektronenproduktion sowie einer Anode) nachgewiesen werden.

Es sind nun drei Fälle zu unterscheiden:

1. Das Myon hat auf seinem Weg durch die Atmosphäre bereits viel Energie verloren und zerfällt im Detektor:

In diesem Fall ist eine Lebensdauerbestimmung möglich. Beim Eintritt in den Detektor wird nach dem oben geschilderten Prinzip ein detektierbares Signal erzeugt. Bei seinem Weg durch den Detektor zerfällt das Myon in ein Elektron oder Positron¹:

$$\begin{aligned}\mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.\end{aligned}$$

Das entstehende Elektron (oder Positron) ist wiederum aufgrund seiner hohen Energie in der Lage das Szintillatormaterial anzuregen. Durch die dabei entstehenden Photonen wird ein zweites Signal detektierbar und aus der Zeitdifferenz lässt sich die Lebensdauer berechnen.

2. Das Myon durchquert den Detektor ohne zu Zerfallen:

In diesem Fall wird lediglich das erste Signal detektiert, das zweite nicht. Dies ist schaltungstechnisch zu berücksichtigen (siehe Kapitel 3.1).

3. Einfang negativer Myonen durch Szintillatoratome:

Analog zum Elektroneneinfang können negative Myonen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit unter Bildung eines myonischen Atoms eingefangen werden. Wie beim Durchqueren des Detektors bleibt hier das zweite Signal aus.

¹ Bei dem angegebenen Zerfallskanal handelt es sich lediglich um den mit Abstand häufigsten, es existieren weitere.

2.4 Lebensdauer von Teilchen

Bei Teilchenzerfällen handelt es sich um statistische Prozesse. Zuerst wird die Wahrscheinlichkeit dW , dass ein Zerfall im Zeitraum dt eintritt, betrachtet. Unter Annahme von Proportionalität zwischen dW und dt folgt der Zusammenhang

$$dW = \lambda dt,$$

λ stellt hier eine charakteristische Konstante dar. Die Zerfallswahrscheinlichkeit ist offensichtlich unabhängig vom individuellen Alter eines Teilchens. Die Zerfälle mehrerer Teilchen sollten statistisch unabhängig von einander sein. Unter dieser Annahme folgt weiter:

$$dN = -NdW = -\lambda N dt,$$

dabei ist dN die Zahl der Teilchen, die im Zeitraum dt zerfallen sind, wenn N Teilchen beobachtet werden. Für große N lässt sich durch Integration das exponentielle Zerfallsgesetz gewinnen:

$$\frac{N(t)}{N_0} = \exp(-\lambda t). \quad (1)$$

Dabei bezeichnet λ hier die teilchenspezifische Zerfallskonstante, t die Zeit und N_0 die zum Zeitpunkt $t = 0$ vorhandenen Teilchen. In einem Intervall $[t, dt]$ lässt sich daraus die Verteilungsfunktion bestimmen, der die Lebensdauern der Teilchen folgen:

$$dN(t) = N_0 \cdot \lambda \cdot \exp(-\lambda t) dt.$$

Bestimmen des ersten Momentes dieser Verteilung liefert den Erwartungswert für die Lebensdauer:

$$\langle t \rangle = \tau = \int_0^\infty \lambda t \exp(-\lambda t) dt = \left| \lambda \left(-\frac{t}{\lambda} - \frac{1}{\lambda^2} \right) \exp(-\lambda t) \right|_0^\infty = \frac{1}{\lambda}. \quad (2)$$

2.5 Statistische Probleme

Wäre es möglich, beliebig viele Lebensdauern zu messen, würde die Verteilung der Messwerte im Limes $N \rightarrow \infty$ gegen die im Kapitel 2.4 bestimmte Verteilungsfunktion (1) konvergieren. Experimentell ist jedoch immer nur eine Stichprobe zugänglich. Hier kommen insbesondere Punktschätzer wie das arithmetische Mittel infrage, um den Erwartungswert einer Stichprobe zu bestimmen. Wäre es grundsätzlich möglich, jeden Messwert aufzunehmen, würde das arithmetische Mittel auch gegen den Erwartungswert konvergieren. Diese Bedingung ist hier jedoch nicht erfüllt, das Intervall der theoretisch aufzunehmenden Messwerte wird durch den Versuchsaufbau begrenzt. Es muss daher auf nichtlineare Ausgleichsrechnung, beispielsweise mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, zurückgegriffen werden. Eine gute Abschätzung für die Lebensdauer wird also durch Regression durch die Messwerte mit der Verteilungsfunktion gewonnen.

3 Durchführung

3.1 Versuchsaufbau

3.1.1 Grundlegende Messmethode:

Ein Blockschaltbild des Versuchsaufbaus ist in Abbildung 1 dargestellt. Der Szintillatorbehälter besteht dabei aus einem Edelstahlzylinder, an dessen Enden jeweils ein SEV optisch angekoppelt ist. Das Szintillatormedium ist organisch und im Edelstahltank in Toluol gelöst. Die im Szintillator angeregten Elektronen besitzen eine Abklingzeit im Bereich von 10 ns.

Bestimmt werden soll nun die Zeit zwischen dem ersten (Eintritt in den Detektor) und dem zweiten Lichtimpuls (Zerfall im Detektor). Dazu wird ein Zeit-Amplituden-Konverter (TAC) genutzt. Der TAC gibt einen Spannungsimpuls ab, dessen Höhe proportional zum zeitlichen Abstand der beiden Signale ist. Zum Bestimmen der Zeitabstände wird eine Stopp-Uhr genutzt. Der erste Impuls startet ein Zählwerk, der zweite stoppt es. Der am TAC entstehende Impuls wird anschließend in einem Vielkanalanalysator entsprechend seiner Höhe in einem Kanal einordnet und gespeichert. Die Daten werden über einen Rechner ausgelesen.

3.1.2 Filtern von nicht-zerfallenden Myonen.

Die oben beschriebene Messmethode ist nicht geeignet, um die in Kapitel 2.4 beschriebenen Fälle auszuschließen, in denen das Myon nicht zerfällt, also nur der Eintrittslichtimpuls im Szintillator entsteht. Diese Fälle werden nun durch das schaltungstechnische Einbauen einer Suchzeit T_s über eine monostabile Kippstufe (auch Univibrator) gefiltert. Die monostabile Kippstufe wird dabei durch den vom SEV über eine Koinzidenzschaltung (siehe Kapitel 3.1.3) einlaufenden Impuls nach einer Verzögerung angestoßen und in einen instabilen Zustand gehoben. Dadurch wird das an den beiden Ausgängen des Univibrators anliegende Signal so getauscht, dass ein H-Signal auf das 2. AND-Gatter und ein L-Signal auf das 1. AND-Gatter gegeben wird. Nach Ablauf von T_s werden die Signale wieder zurückgetauscht. Das Signal der Koinzidenz wird ebenfalls an das 1. und 2. AND-Gatter gegeben.

Läuft nun der Einfallimpuls in die Schaltung, so liegen am 1. AND-Gatter zwei H-Signale (die Verzögerung vor dem Univibrator sorgt dafür, dass die Ausgänge einige ns später umgetauscht werden). Das 1. AND-Gatter schaltet daher durch und den TAC erreicht das Start-Signal. Die monostabile Kippstufe schaltet nun um und am 2. AND-Gatter liegt ein H-Signal. Läuft in der Zeit T_s nun das Zerfallssignal ein, liegen am 2. AND-Gatter 2 H-Signale und das Stopp-Signal für den TAC wird gegeben. Passiert dies nicht schaltet die Kippstufe wieder um und die Messung wird verworfen.

Die Suchzeit muss so gewählt werden, dass sie groß gegenüber der Lebensdauer (Größenordnung ps), aber klein gegenüber dem zeitlichen Abstand zwischen zwei einfallenden Myonen (Größenordnung ms) ist, damit das Stopp-Signal nicht durch ein zweites Myon

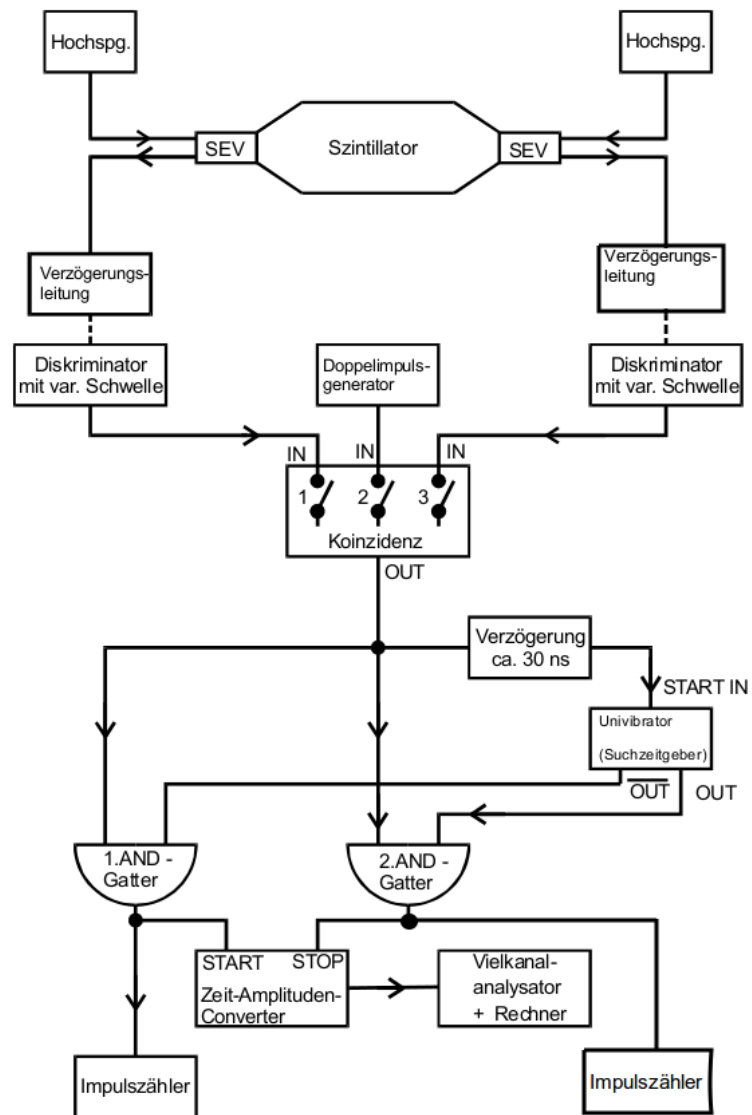


Abbildung 1: Blockschaltbild des Versuchsaufbaus, verändert nach [Phy18].

gegeben wird. Dies ist letztlich jedoch nicht auszuschließen und durch diese Schaltung auch nicht filterbar. Die Dauer zwischen zwei Myonen ist jedoch statistisch verteilt, wodurch alle Kanäle gleich stark von solchen Fehlmessungen betroffen sind. Es ergibt sich eine kontinuierliche Untergrundrate U , die alle Kanäle gleichermaßen betrifft.

3.1.3 Rauschunterdrückung

Eine weitere Rauschquelle stellen spontane, thermische Elektronenemissionen der Photokathoden der SEVs dar. Diese führen zu Spannungssignalen, obwohl kein Myon eingefallen ist. Die entstehenden Signale sind jedoch meistens kleiner als die von Myonen verursachten. Zur Unterdrückung dieser Signale werden zwei Methoden verwendet:

1. Diskriminatoren:
Beiden SEVs sind Diskriminatoren nachgeschaltet. Diese geben nur dann ein Signal ab, wenn das einlaufende Signal eine gewisse Schwelle überschreitet. Diese muss so gewählt werden, dass echte Signale möglichst nicht gefiltert werden. Die Diskriminatoren leisten weiterhin eine Umwandlung der einfallenden Pulse in eine H-Signal der NIM-Logik.
2. Koinzidenzschaltung:
Weiterhin sind gleich zwei SEVs verbaut, deren Signale über eine Koinzidenzschaltung abgeglichen werden. Nur wenn von beiden SEVs innerhalb einer Zeit Δt_K ein Signal an den Eingängen der Koinzidenz ankommt, wird ein Signal weitergegeben. Da spontane Emissionen jeweils nur einen SEV betreffen und die Wahrscheinlichkeit, dass es an beiden SEVs gleichzeitig zu spontaner Emission kommt relativ gering ist, stellt dies eine gute Möglichkeit zur Signalfilterung dar. Die Zeit Δt_K ist durch Variation der Diskriminatorlänge jedoch so zu wählen, dass Sie sowohl den Lichtweg zwischen den beiden SEVs (ca. 4 ns für den Fall, dass ein Signal unmittelbar an einem SEV entsteht), als auch Unterschiede in den Kabellängen der beiden Leitungen der SEVs zur Koinzidenz berücksichtigt. Letztere können durch eine Verzögerungsschaltung aufeinander abgeglichen werden.

Auch durch diese beiden Möglichkeiten ist eine totale Rauschunterdrückung nicht möglich.

3.2 Versuchsdurchführung

3.2.1 Aufbau und Justage des Versuchsaufbaus

Die Schaltung wird schrittweise aufgebaut und unter Zuhilfenahme eines Oszilloskops überprüft und justiert. Es wird mit dem zur Rauschunterdrückung gedachten Teil des Aufbaus begonnen:

1. Nach Einschalten der Hochspannung sollen an den SEV Ausgängen Impulse unterschiedlicher Höhe abfallen.
2. Die Länge der Diskriminatorpulse wird gemessen.
3. Über ein Zählwerk wird die Zahl der pro Zeitintervall einfallenden Myonen gemessen. Die Diskriminatoren werden so eingeregelt, dass sie zwischen 20 und 40 Myonen pro Sekunde liegt. An beiden Diskriminatoren sollte in etwa die gleiche Rate abfallen.
4. Es wird die Koinzidenzschaltung angeschlossen und der Ausgang auf ein Zählwerk gelegt. Die Zählrate wird abhängig von der Verzögerung gemessen, am entsprechenden Graphen sollte sich ein "Plateau" bilden. Bei der zum Maximum korrespondierenden Verzögerung wird die Messung durchgeführt, aus der Halbwertsbreite der Kurve lässt sich später die Verzögerungszeit rekonstruieren.
5. Zuletzt wird die Zählrate vor und hinter der Koinzidenz verglichen. Sollte diese annähernd gleich sein, muss die Diskriminatorschwelle gesenkt werden um die Myonenrate zu erhöhen. Ansonsten ist die Koinzidenz wirkungslos.

Zum weiteren Aufbau wird der Teil vor der Koinzidenzschaltung abgeklemmt und ein Doppelimpulsgenerator auf den an der Koinzidenz verbleibenden Eingang gelegt. Die Dauer zwischen zwei von Doppelimpulsgenerator gegebenen Impulsen ist einstellbar und lässt sich gut zum Überprüfen der Schaltung nutzen.

1. Der Univibrator wird über die Verzögerungsleitung angeschlossen. An den Ausgängen der Kippstufe kann nun die Suchzeit gemessen werden. Diese sollte den Zeitmessbereich des TAC nur leicht überschreiten.
2. Die AND-Gatter werden entsprechend des Blockschaltplans eingebaut. Die von den AND-Gattern auf die Eingänge des TAC gehenden Signale müssen den selben Abstand haben, der zwischen den Impulsen am Doppelimpulsgenerator eingestellt ist.
3. Der TAC wird überprüft. Die Höhe der am Ausgang abfallenden Signale muss dabei proportional zum eingestellten Impulsabstand sein.
4. Abschließend wird durch Variation der Impulsabstände überprüft, welcher Kanal am Vielkanalanalysator welcher Messzeit entspricht.

3.2.2 Messung

Die Messung wird begonnen, indem Zählwerk und Vielkanalanalysator gleichzeitig gestartet werden. Die Messzeit beträgt zwischen 20 und 30 h. Zum Beenden der Messung werden Zählwerk und Vielkanalanalysator gleichzeitig gestoppt. Aufgezeichnet werden die Ergebnisse des Vielkanalanalysators, die Anzahl der detektierten Myonen, die Anzahl der Fehlmessungen sowie der Messzeit.

4 Auswertung

4.1 Fehlerrechnung

Für die Auswertung wird als Punktschätzer der arithmetischen Mittelwert

$$\bar{T}_{\text{arith.}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_i \quad (3)$$

genutzt. Für die Fehlerrechnung sowie den mathematischen Teil der Auswertung wird auf PYTHON [Fou17] zurückgegriffen:

Arithmetische Mittelwerte werden durch die Funktion `MEAN` aus dem Paket `NUMPY` [Oli07] nach (3), gewichtete Mittelwerte durch manuelles implementieren der jeweiligen Funktion berechnet. Fehlerfortpflanzung wird durch die Bibliothek `UNCERTAINTIES` [Leb] automatisiert. Regressionen sowie deren Fehler wurden durch die `NUMPY` Funktion `CURVE-FIT` durchgeführt. Grafiken wurden mit `MATPLOTLIB` [Hun07] erstellt.

4.2 Bestimmung der Verzögerungszeit

Um die Verzögerungszeit T_{VZ} zu bestimmen, wurde an einer Verzögerungsleitung eine feste Verzögerung von 20 ns eingestellt und die Verzögerung der anderen Verzögerungslinie von 0 bis 34 ns variiert und das jeweilige $N(t)$ bestimmt. In Abbildung 2 Tabelle 2a befinden sich die Messwerte und in Abbildung 2b die zugehörige grafische Darstellung. Die Fehler sind nach \sqrt{N} gebildet worden, also dem Poisson-Fehler für Zählexperimente. Aus der Grafik 2b wird ersichtlich, dass das Maximum bei 16 ns liegt, also insgesamt eine Verzögerung von 4 ns angelegt wurde. Außerdem ist in Abbildung 2b die Halbwertsbreite eingetragen. Diese ist gleichbedeutend mit der Auflösungszeit Δt_K der Koinzidenzeinheit. Zu ihrer Bestimmung wurde das Plateau und die Flanken jeweils mit einer linearen Funktion gefittet. Die halbe Höhe des Plateaus wird daraufhin mit den beiden Fits der Flanken geschnitten und der Abstand der x-Werte der Schnittpunkte bestimmt. Es folgt

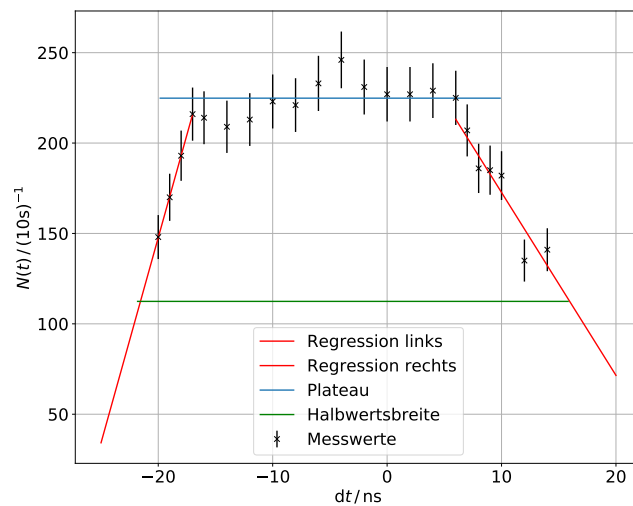
$$\Delta t_K = |-22| + |16| = 38 \text{ ns} . \quad (4)$$

Die Breite der Diskriminatoren wurde zu 50 ns bestimmt. Hier zeigt sich eine Abweichung von 24%.

4.3 Kalibrierung der Kanäle

Um die Kanäle zu kalibrieren, wird ein Doppelimpuls mit verschiedenen langen Impulsabständen durch den Messaufbau geschickt und vom Vielkanalanalysator verarbeitet. Aus eben jenen Impulsabständen t_{kal} und der Auswertung des Vielkanalanalysators lässt sich bestimmen, welcher Kanal mit welchem Impulsabstand korrespondiert. Da sich diese proportional zueinander verhalten, wird eine lineare Regression mit den Messwerten

dt / ns	$N / 10\text{s}$
-20	148
-19	170
-18	193
-17	216
-16	214
-14	209
-12	213
-10	223
-8	221
-6	233
-4	246
-2	231
0	227
2	227
4	229
6	225
7	207
8	186
9	185
10	182
12	135
14	141



- (a) Verzögerung der zweiten (b) Grafische Darstellung. Die Daten wurden um 20 ns Verzögerungslinie und zu- zentriert.
gehörige Zählrate.

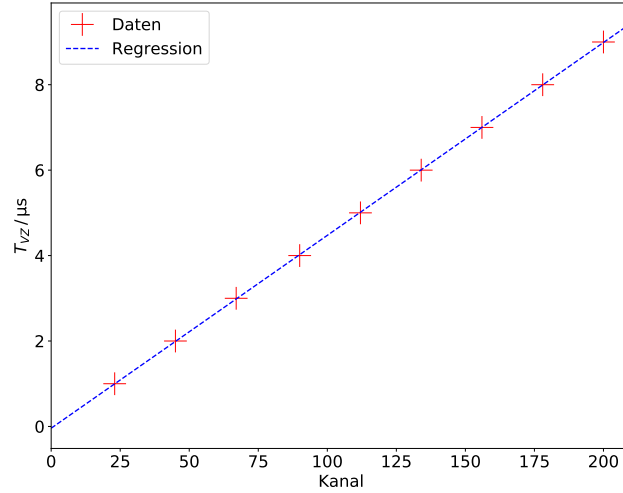
Abbildung 2: Tabelle mit Messwerten und zugehörige grafische Darstellung.

in Tabelle 3a durchgeführt. Dabei wurden von den doppelt und dreifach gefüllten Kanälen der Kanal mit den meisten Ereignissen verwendet. Die Anzahl der Hits in den einzelnen Kanälen insgesamt ist ebenfalls in Abbildung 3 Tabelle 2a dargestellt. Aus einer Frequenz von 1 kHz und einer Messdauer von 10 s ergeben sich 10000 Ereignisse. Diese Anzahl findet sich in guter Näherung in der Tabelle wieder. Die lineare Regression

$$f(x) = mx + b$$

ist in Abbildung 3b. Sie liefert die Parameter

$t_{\text{kal}} / \mu\text{s}$	Kanal	# Ereignisse
1	23	10192
2	45	10016
3	67	10438
4	90	10338
5	112	10274
6	134	10232
7	156	10384
8	178	10422
9	200	10304



(a) Impulsabstände, korrespondierenden Kanal und Anzahl der Ereignisse.

(b) Grafische Darstellung mit linearer Regression.

Abbildung 3: Tabelle mit Messwerten und zugehörige grafische Darstellung.

$$m = 0,045\,15 \pm 0,000\,08 \quad (5)$$

$$b = (-0,041 \pm 0,010) \mu\text{s}. \quad (6)$$

Also lassen sich die zu den einzelnen Kanälen gehörenden Zeitdauern aus einer linearen Funktion mit den errechneten Parametern bestimmen. Dazu wurde angenommen, dass sich auch die Kanäle > 200 linear mit den errechneten Parametern verhalten.

4.4 Bestimmung des Untergrundes

Zunächst gilt es, einen Ausdruck für die Anzahl der Myonen zu gewinnen, die im Mittel den Tank durchqueren. Dieser ergibt sich aus der Anzahl der Startimpulse und der gesamten Messzeit zu

$$\bar{N} = \frac{N_{\text{start}}}{T_{\text{gesamt}}}. \quad (7)$$

Während der Suchzeit T_S tun dies im Mittel $n = \bar{N} \cdot T_S$ Myonen. Die Wahrscheinlichkeit, dass dies genau n Teilchen während der Suchzeit T_S tun, ist poissonverteilt. Möchte man die Fehlmessungen N_{fehl} erhalten, so muss man genau die Fälle einbeziehen, in denen während der Suchzeit zwei Myonen direkt aufeinander gefolgt sind, also die Anzahl aller Startimpulse mit der zugehörigen Wahrscheinlichkeit, die man aus der Poissonverteilung erhält, multiplizieren. Mit $N_{\text{start}} = (3,0619 \pm 0,0017) \cdot 10^6$, $T_S = 20 \mu\text{s}$ und $T_{\text{gesamt}} = 147\,182 \text{ s}$ folgt

$$N_{\text{fehl}} = \bar{N} \cdot T_S \cdot e^{-\bar{N} \cdot T_S} \cdot N_{\text{start}} = 1273,4 \pm 1,5. \quad (8)$$

Der Fehler von N_{start} bestimmt sich dabei ebenfalls als Poisson-Fehler. Da diese Ereignisse statistisch unabhängig voneinander sind, lässt sich die Untergrundrate bestimmen aus

$$U = \frac{N_{\text{fehl}}}{\text{Anzahl Kanäle}} = 2,8298 \pm 0,0032. \quad (9)$$

mit 450 Kanälen.

4.5 Bestimmung der Lebensdauer

Um die Lebensdauer zu bestimmen, werden als erstes die benutzten Kanäle in Zeitdauern umgerechnet, mit der linearen Regression aus Kapitel 4.3. Die gemessenen Ereignisse werden dann in Abhängigkeit der bestimmten Zeitdauern durch eine Funktion der Gestalt

$$f(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} + U_{\text{fit}}, \quad (10)$$

welche im Wesentlichen (1) plus der Untergrundrate entspricht, mit CURVE-FIT gefittet. Dabei wurde $(N)^{-1/2}$ als Gewichtung genutzt, sodass die Werte mit viel Statistik (durch einen aussagekräftigeren, weil mit mehr Werten unterlegten Fehler) stärker gewichtet werden als Werte mit niedrigem $N(t)$. Es wurden insgesamt 62 Werte aus der Regression rausgenommen, da diese keine Informationen (leere Kanäle oder außerhalb der Suchzeit) bzw. Fehlmessungen enthalten. Diese sind im Plot markiert oder weggelassen worden, wenns sie außerhalb der Suchzeit liegen. Die Messwerte und die Regression mit (10) sind in Abbildung 4 zu sehen.

Es ergeben sich für die Parameter

$$N_0 = 242,5 \pm 1,6 \text{ pro Kanal} \quad (11)$$

$$\lambda = (0,451 \pm 0,008) \mu\text{s}^{-1} \quad (12)$$

$$U_{\text{fit}} = 1,8 \pm 1,3 \text{ pro Kanal}. \quad (13)$$

Aus (2) ergibt sich für die Lebensdauer

$$\tau = (2,22 \pm 0,04) \mu\text{s}. \quad (14)$$

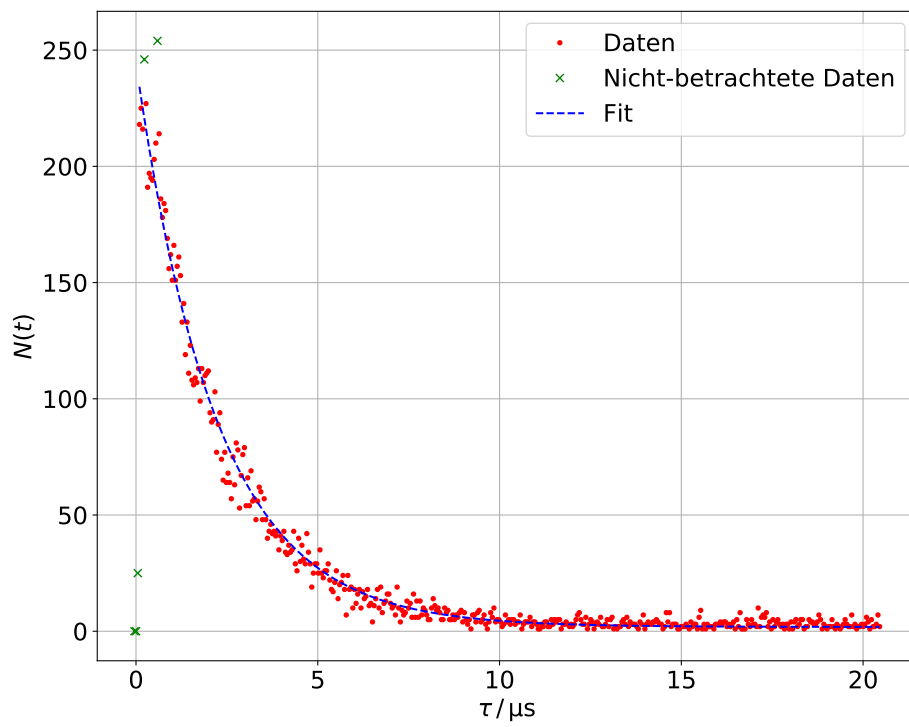


Abbildung 4: Fit mit einer Exponentialfunktion. Aus Gründe der Übersichtlichkeit wurde auf Fehlerbalken verzichtet.

5 Diskussion

Tabelle 1: Errechnete und gefittete Werte für die Lebensdauer und die Untergrundrate.

	Wert aus Fit	Wert aus Literatur / Berechnung
τ	$(2,22 \pm 0,04) \mu\text{s}$	$2,197 \mu\text{s}$ [Pör18]
U	$1,8 \pm 1,3$ pro Kanal	$2,8298 \pm 0,0032$ pro Kanal

Es wird ersichtlich, dass die Untergrundraten voneinander abweichen, aber der theoretisch bestimmte Wert liegt innerhalb der Messungenauigkeit, der Fehler liegt jedoch in der gleichen Größenordnung wie der Wert. Dies liegt an den statistischen Schwankungen bei den hohen Lebensdauern.

Der Literaturwert für die Lebensdauer liegt ebenfalls in der Toleranz der errechneten Lebensdauer. Diese gute Übereinstimmung ließ schon Abbildung 10 vermuten, da der Fit mit der Exponential-Funktion der Verteilung der gemessenen Werten folgt. Zu den nicht-betrachteten Werten lässt sich sagen, dass die ersten zwei Zeitdauern wohl zu klein waren, um erfasst zu werden. Die beiden viel zu hohen Werte sind vermutlich aus der Binaddition entstanden, da der Vielkanalanalysator auch oftmals Ereignisse auf mehrere direkt nebeneinander liegende Kanäle verteilt. Dies ist auch schon in der Kalibrierung aufgetreten. Alles in allem ist wohl auch die hohe Anzahl an Ereignissen für gute statistische Werte und verhältnismäßig kleine Fehler verantwortlich. Mögliche Fehlerquellen sind die etwas ungenaue, weil von Hand eingestellte, Breite der Diskriminatoren und die Tatsache, dass mögliche Signale durch die Maßnahmen zur Rauschunterdrückung herausgefiltert wurden bzw. Fehlmessungen nicht herausgefiltert wurden. Eine Anpassung würde die Kurve in Abbildung 10 in y-Richtung verschieben. Außerdem weicht die Auflösungszeit Δt_K stark ab von den erwarteten 50 ns. Dies lässt sich durch die fehlenden Messwerte auf den Flanken erklären, die für einen genaueren linearen Fit sorgen würden. Vor allem auf der rechten Seite entsprechen die Messwerte nur bedingt einem linearen Verlauf, eine genauere Messung mit mehr Messwerten würde hier weiterhelfen.

Die Summe aller Ereignisse aus dem Vielkanalanalysator beträgt $(1,25 \pm 0,18) \cdot 10^4$ mit einem Poissonfehler, die am Zählwerk 13 103. Die Anzahl am Zählwerk liegt in der Fehlertoleranz der Summe aus dem Vielkanalanalysator.

Literatur

- [Fou17] Python Software Foundation. „Python“. Version 3.6.3. In: (2017). URL: <http://python.org/>.
- [Hun07] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: Computing in Science & Engineering 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [JOP+] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. SciPy: Open source scientific tools for Python Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [Leb] Eric O. Lebigot. Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [Oli07] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: Computing in Science & Engineering 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [Phy18] TU Dortmund Physikalisches Praktikum der Fakultät Physik. V01: Lebensdauer kosmischer Myon. 14. Jan. 2018. URL: <http://129.217.224.2/HOME PAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V01.pdf>.
- [Pör18] Lukas Pörtner. Myonen und Zeitdilatation. 17. Jan. 2018. URL: <http://www.physik.uni-bielefeld.de/~yorks/pro13/poertner.pdf>.