

# 313 – Lebensdauer von Myonen

## Versuchsprotokoll zum F-Praktikum an der Ruhr-Universität Bochum

---

Paul Katolla <p\_katolla@yahoo.de>

12.06.2009

Tobias Krähling <Tobias.Kraehling@SemiByte.de>

Version 1.1

## Inhaltsverzeichnis

---

<b>1 Einführung</b>	<b>2</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1 Kosmische Strahlung und Elementarteilchen . . . . .	2
2.2 Spezielle Relativitätstheorie . . . . .	4
2.3 Szintillator . . . . .	5
<b>3 Bearbeitung der Aufgaben</b>	<b>5</b>
3.1 1. Aufgabe . . . . .	5
3.2 2. Aufgabe . . . . .	6
3.3 3. Aufgabe . . . . .	7
<b>4 Versuchsbeschreibung und -aufbau</b>	<b>7</b>
<b>5 Versuchsdurchführung</b>	<b>9</b>
5.1 Kalibrierung . . . . .	9
5.2 Einstellung der Messapparatur . . . . .	10
5.3 Bestimmung der Myonenlebensdauer . . . . .	11
5.4 Diskussion . . . . .	12
<b>6 Fazit</b>	<b>12</b>
<b>Literatur</b>	<b>13</b>

## 1 Einführung

---

Auf unsere äußere Erdatmosphäre trifft ein stetiger, isotrop verteilter Fluß von hochenergetischen Teilchen – die sogenannten kosmischen Strahlung. Besonders aktive Sterne wie Tauri-Sonnen und Supergiganten sowie Super-Nova-Ausbrüche innerhalb unseres Milchstraßensystems werden als Ursprung dieser Strahlung angenommen, die größtenteils aus Protonen, Elektronen und  $\gamma$ -Quanten besteht. Für sehr hochenergetische Teilchen ( $E \lesssim 10^{20}$  eV) wird angenommen, daß deren Ursprung entferntere Galaxien sind (Demtröder (2005), RUB (1994)).

Trifft diese kosmische Strahlung – auch *primäre* Strahlung genannt – auf die äußere Erdatmosphäre, treten durch Wechselwirkungen mit den Teilchen in der Atmosphäre – insbesondere Atomkerne – Kernreaktionen auf, wobei weitere Teilchen gebildet bzw. umgewandelt werden. Dies kann sich kaskadenartig bis zur Erdoberfläche fortsetzen – der hierdurch entstehende Teilchenschauer kann auf der Erdoberfläche als *sekundäre* Strahlung nachgewiesen werden.

In diesem Versuch soll die Lebensdauer von Myonen – einer Sorte Elementarteilchen, die durch die kosmische Strahlung erzeugt wird und die Erdoberfläche als sekundäre Strahlung erreicht – bestimmt werden.

## 2 Grundlagen

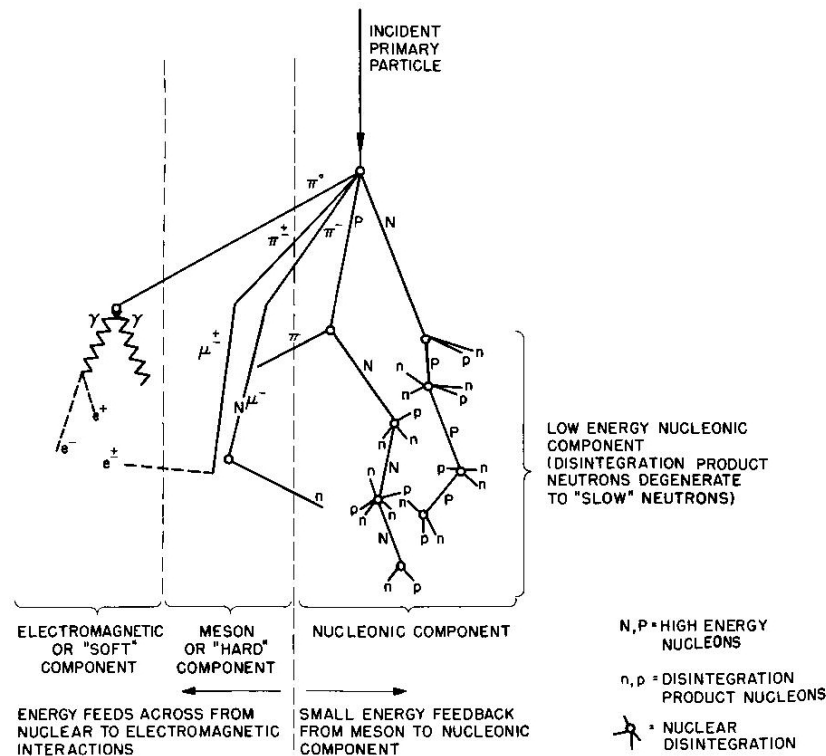
---

### 2.1 Kosmische Strahlung und Elementarteilchen

Kosmische Strahlung einer Strahlungsquelle wird bei ihrem Weg durch den Weltraum durch inhomogene Magnetfelder des statistisch verteilten interstellaren Plasmas und Streuung an denselben abgelenkt. Hierdurch wird die Strahlung isotrop im Raum verteilt und trifft die obersten Schichten der Stratosphäre.

Die Strahlung, die die Stratosphäre trifft, besteht hauptsächlich aus hochenergetischen Protonen und  $\alpha$ -Teilchen, der Anteil an schwere Kernen ist gering. Beim Zusammentreffen mit Sauerstoff- und Stickstoffatomen der Atmosphäre werden Kernreaktionen ausgelöst, die erst aufhören, wenn die Energien der stoßenden Teilchen unterhalb der Bindungsenergie der Kerne liegt ( $E < 1$  GeV) – durch die hohe Energie der einfallenden Strahlung können also viele solcher Kernreaktionen erfolgen. Die entstehende (sekundäre) Strahlung läßt sich anhand der entstehenden Teilchensorten einteilen (siehe auch Abbildung 1):

- ▶ Nukleonen (Protonen, Neutronen)
- ▶ Leptonen (Elektronen, Positronen, Myonen, Neutrinos)
- ▶ Mesonen
- ▶  $\gamma$ -Strahlung



**Abbildung 1:** Lawine von Sekundärteilchen, ausgelöst durch die kosmische Strahlung (National Geophysical Data Center (NGDC), 2005)

Im Folgenden werden wir uns auf den für diesen Versuch wichtigen Reaktionsprozeß beschränken.

Treffen Protonen der kosmischen Strahlung auf Kerne der Atmosphäre, so können u. a. die folgenden inelastischen Streuprozesse mit den Nucleonen des Kerns auftreten:



Die entstehenden  $\pi$ -Mesonen – auch *Pionen* genannt – sind die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung bei Streuung von Neutronen und Protonen. Pionen wurden 1935 im Austauschmodell der Kernkräfte von *H. Yukawa*<sup>1</sup> mit einer Masse von  $\sim 140 \text{ MeV}/c^2$  postuliert und erst 1947 von *C. F. Powell et. al.* nachgewiesen. Das neutrale Pion  $\pi^0$  hat eine Masse von

<sup>1</sup> Hideki Yukawa (1907-1981), japanischer Physiker, Physik-Nobelpreis 1949

$134,97 \text{ MeV}/c^2$  und zerfällt nach einer mittleren Lebensdauer von  $\tau = 8,4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$  nach dem Schema:



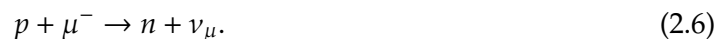
wobei zum überwiegenden Anteil ( $\sim 98\%$ ) die erste Reaktion erfolgt. Geladene Pionen haben eine etwas größere Masse ( $m_\pi = 139,57 \text{ MeV}/c^2$ ) und eine wesentlich größere Lebensdauer ( $\tau = 2,602 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ ) und zerfallen in Leptonen (Myon  $\mu$  plus Myon-Neutrino  $\nu_\mu$ ) nach dem Schema:



Myonen sind ebenfalls keine stabilen Teilchen, sondern zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von  $\tau = 2,197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$  nach dem Schema:



Diese gebildeten Myonen sollen in diesem Versuch untersucht und deren mittlere Lebensdauer experimentell bestimmt werden. Dabei muß berücksichtigt werden, dass – analog zum *electron capture*-Prozess beim  $\beta$ -Zerfall – ein zur Ruhe gekommenes negatives Myon ( $\mu^-$ ) vom Kern eingefangen werden ( *$\mu$ -capture*) und bei hohen Kernladungszahlen ( $Z > 40$ ) wegen der endlichen Aufenthaltswahrscheinlichkeit des  $\mu^-$  im Kern mit einem Proton wechselwirken kann:



Ist  $\lambda^\pm$  die natürliche Zerfallswahrscheinlichkeit und  $\lambda_C$  die Einfangwahrscheinlichkeit, so wächst für negative Myonen die Zerfallswahrscheinlichkeit in Materie durch den  $\mu$ -capture-Prozess gemäß

$$\lambda_\mu^- = \lambda^- + \lambda_C \quad (2.7)$$

an und die mittlere Lebensdauer  $\tau_\mu^-$  sinkt wegen  $\tau_\mu^- = (\lambda_\mu^-)^{-1}$ . Für positive Myonen findet dieser Prozess nicht statt, so das gilt:

$$\lambda_\mu^+ = \lambda^+ = \lambda^- \quad \text{und} \quad \tau_\mu^+ = \tau^+ = \tau^- \quad (2.8)$$

Damit sinkt auch die mittlere Lebensdauer  $\tau$ , die gemessen wird, wenn wie in diesem Versuch nicht zwischen positiven und negativen Myonen unterschieden wird.

## 2.2 Spezielle Relativitätstheorie

Wie im vorherigen Abschnitt aufgeführt, haben Myonen eine mittlere Lebensdauer von  $2,2 \mu\text{s}$ . Das Verhältnis der Myonenflüsse an der Erdoberfläche und in  $\sim 12 \text{ km}$  Höhe – dem Entstehungsort der Myonen durch die o. g. Reaktionsschemata – läßt sich mit der Newton'schen Mechanik nicht erklären. Hierzu muß die spezielle Relativitätstheorie (Einstein, 1905) herangezogen werden, da die Geschwindigkeit der Myonen im Bereich der Lichtgeschwindigkeit liegt.

Die mittlere Lebensdauer des Myons gilt in dessen Ruhesystem – für einen ruhenden Beobachter, der ein bewegtes Myon beobachtet, erscheint die Lebensdauer verlängert (Zeitdilatation), die sich bestimmen läßt über die Beziehung

$$\tau' = \gamma\tau = \frac{\tau}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\tau}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad (\text{wobei } \gamma \geq 1 \Rightarrow \tau' \geq \tau) \quad (2.9)$$

mit der Zeit im Ruhesystem des Myons  $\tau$ , der Geschwindigkeit des Myons  $v$  und der Zeit im Ruhesystem des Beobachters  $\tau'$ . Andererseits erscheint den bewegten Myonen die Strecke von Entstehungsort in der Stratosphäre und dem Erdboden gekürzt – die sogenannte Längenkontraktion – und läßt sich bestimmen über

$$L' = \frac{L}{\gamma} = L \cdot \sqrt{1-\beta^2} = L \cdot \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \quad (\text{wobei } \frac{1}{\gamma} \leq 1 \Rightarrow L' \leq L) \quad (2.10)$$

mit der Länge  $L$ , die ein ruhender Beobachter auf der Erde mißt und der Länge  $L'$ , die das bewegte Myon wahrnimmt. Die Vorhersagen der Relativitätstheorie konnten die beobachteten Myonenflüsse erklären und bestätigen diese Theorie.

## 2.3 Szintillator

Zum Nachweis von ionisierender Strahlung eignet sich u. a. ein Szintillator, wie er auch in diesem Versuch verwendet wird. Dringt ionisierende Strahlung in den Szintillator ein, so werden Elektronen der Atomhülle in angeregte Zustände gehoben und bei der Abregung dieser Zustände Licht emittiert, welches anschließend über Photomultiplier verstärkt wird und über eine Detektionseinheit detektiert werden kann. Um die Selbstabsorption der emittierten Strahlung zu minimieren, werden dem Szintillatormaterial Aktivatoren zugesetzt (Dotierung), deren emittierte Strahlung vom Szintillatormaterial nicht absorbiert wird. Bei geeigneter Wahl des Aktivators kann auch die Wellenlänge des emittierten Lichts verändert werden, wenn der Aktivator die Strahlung des Szintillatormaterials absorbiert und bei einer anderen Wellenlänge emittiert – sogenannte Wellenlängenschieber.

Je nach Anwendungszweck können verschiedene Szintillatormaterialien verwendet werden – organische Verbindungen oder Lösungen als auch anorganische Verbindungen –, wobei hier ein organischer Flüssig-Szintillator zum Einsatz kommt, da dieser Typus eine gute Zeitauflösung (bis zu  $10^{-10}$  s) besitzt.

## 3 Bearbeitung der Aufgaben

### 3.1 1. Aufgabe

Das Verhältnis von Kohlenstoff- zu Wasserstoffatomen im Flüssigkeitsszintillator beträgt 2 : 1. Da die Einfangwahrscheinlichkeit stark von der Kernladungszahl abhängt ( $\sim Z^4$ ), kann der

$\mu$ -capture-Prozess für Wasserstoff vernachlässigt und muß nur für Kohlenstoff berücksichtigt werden. Damit erhält man für die negativen Myonen:

$$\tau_{\mu}^{-} = \frac{2\tau_C + \tau^{-}}{3}$$

Da die Zahl der einfallenden positiven und negativen Myonen gleich groß sein soll, gilt für die mittlere Lebensdauer:

$$\tau_m = \frac{1}{2}(\tau^{+} + \tau_{\mu}^{-}) \stackrel{\tau^{+} = \tau^{-} = \tau}{=} \frac{2\tau_C + \tau}{6} + \frac{\tau}{2} = \frac{\tau_C + 2\tau}{3}$$

Mit  $\tau_C = 2,025 \mu\text{s}$  für die Lebensdauer beim Einfangprozess bei Kohlenstoff (Burhop, 1969) und  $\tau = 2,2 \mu\text{s}$  erhält man für die mittlere Lebensdauer  $\tau_m = 2,14 \mu\text{s}$ , was einer Abweichung von  $\sim 2,7\%$  entspricht.

### 3.2 2. Aufgabe

Sei  $h = 12 \text{ km}$  die Höhe und  $v$  die Geschwindigkeit des Myons, dann folgt mit Gleichung (2.9):

$$\begin{aligned} h &= v\tau' = \gamma\tau = \frac{\tau v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ \Leftrightarrow h^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) &= h^2 - h^2 \frac{v^2}{c^2} = \tau^2 v^2 \\ \Leftrightarrow h^2 &= \tau^2 v^2 + \frac{h^2 v^2}{c^2} + v^2 \left(\tau^2 + \frac{h^2}{c^2}\right) \\ \Leftrightarrow v^2 &= h^2 \left(\tau^2 + \frac{h^2}{c^2}\right)^{-1} \\ \Leftrightarrow v &= h \left(\tau^2 + \frac{h^2}{c^2}\right)^{-0,5} \approx 2,993 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \end{aligned}$$

und für die Energie  $E = mc^2$  mit dem relativistischen Massenzuwachs  $m = \gamma m_0$ :

$$\begin{aligned} E_{ges} &= mc^2 = m_0 \gamma c^2 = E_0 \gamma = E_0 + E_{kin} \\ \Rightarrow E_{kin} &= E_0 \gamma - E_0 = E_0 (\gamma - 1) = E_0 \left( \left[1 - \frac{v^2}{c^2}\right]^{-0,5} - 1 \right) \approx 1,74 \text{ GeV} \end{aligned}$$

wobei  $E_0 = 106 \text{ MeV}$  als Ruhemasse des Myons verwendet wurde. Die Geschwindigkeit der Myonen müßte also  $v = 0,998 \cdot c$  betragen und sie hätten eine kinetische Energie von  $1,74 \text{ GeV}$ . Da die Ruhemasse der geladenen Pionen nur  $139 \text{ MeV}/c^2$  beträgt (vgl. Abschnitt 2.1), kann das Myon nicht durch den Zerfall eines ruhenden Pions entstanden sein, da die Energie hierfür nicht ausreichen würde.

### 3.3 3. Aufgabe

Die Einfallrate  $R$  läßt sich über die Anzahl  $N_e$  aller einfallenden Myonen und der Meßzeit  $T$  bestimmen über  $R = \frac{N_e}{T}$ . Damit erhält man als mittlere Zeit  $t$  zwischen zwei Impulsen  $t = \frac{1}{R} = \frac{T}{N_e}$ . Ist  $b$  die mittlere Kanalbreite, so erhält man für die Wahrscheinlichkeit  $p$  einen Kanal zu treffen:

$$p = \frac{b}{t} = b \cdot R = b \frac{N_e}{T}$$

Die Untergrundrate  $R_u$  für einen Kanal ist demnach

$$R_u = R \cdot p = R^2 \cdot b = \frac{N_e^2}{T^2} b$$

und für die gesamte Versuchszeit  $T$

$$N_u = R_u \cdot T = \frac{N_e^2}{T} \cdot b.$$

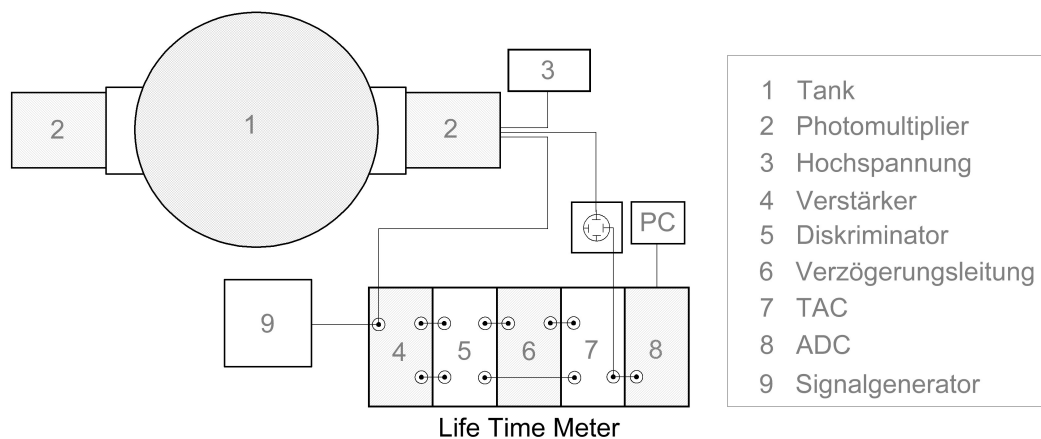
Bei einer Zeitkanalbreite  $b = 1 \mu\text{s}$  erhält man:

$$N_u = 10^{-6} \cdot \frac{N_e^2}{T[\text{s}]} = 3,6 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{N_e^2}{T[\text{h}]} = 8,64 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{N_e^2}{T[\text{d}]}$$

## 4 Versuchsbeschreibung und -aufbau

Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abbildung 2 dargestellt. Tritt ionisierende Strahlung in den Szintillatortank ein, so kommt es zur Anregung der Moleküle im Szintillatortank. Diese deponierte Energie wird unter Emission von Lichtimpulsen abgegeben. Einfallende kosmische Strahlung als auch natürliche ionisierende Strahlenquellen in der Umgebung werden auf diese Weise registriert. Bei einer genauen Analyse findet man eine erhöhte Anzahl von Impulsen, die weniger als  $10 \mu\text{s}$  auf der Zeitskala auseinander liegen – diese Impulse stammen hauptsächlich aus dem Zerfall von ruhenden Myonen im Szintillatortank. Tritt ein Myon in den Tank ein und wird zur Ruhe abgebremst, so erzeugt es einen primären Impuls (Start-Signal). Nach einer gewissen Zeitspanne zerfällt dieses gemäß Gleichung (2.5) – das entstehende Elektron bzw. Positron erzeugt den sekundären Impuls (Stopp-Signal) (vgl. auch Abschnitt 2.1).

Kann das Myon nicht im Szintillator bis zur Ruhe abgebremst werden, fliegt es durch den Szintillator hindurch – hier wird nur ein Impuls registriert, da der sekundäre Impuls durch die Zerfallsprodukte ausbleibt. Ebenfalls wird nur ein Impuls registriert, wenn das Myon im Flug zerfällt, da hier keine zeitliche Trennung zwischen beiden Ereignissen möglich ist. Gelegentlich kommt es auch vor, dass zwei dieser Ereignisse innerhalb der Zeitspanne von  $10 \mu\text{s}$  auftreten. Dies wird als ein Myonenzerfall wahrgenommen, da das Messverfahren alle Doppelimpulse, die maximal  $10 \mu\text{s}$  auseinander liegen, registriert. Die Messergebnisse müssen deshalb korrigiert werden (systematische Verschiebung). Ein anderer Effekt, der  $\mu$ -Einfang, verringert die mittlere Lebensdauer von ruhenden Myonen und würde somit ebenfalls eine Korrektur des Ergebnisses notwendig machen (siehe auch Abschnitt 2.1 und Abschnitt 3.1).



**Abbildung 2:** Versuchsaufbau

Bei unserem Versuchsaufbau macht sich der  $\mu$ -Einfang nach Aussage des Versuchsbetreuers nicht bemerkbar.

Der Szintillatortank ist an den Seiten optisch lichtdurchlässig, wodurch die Lichtimpulse ihn verlassen und zum angrenzenden Photomultiplier gelangen können. Treffen Lichtimpulse auf die Photokathode des Photomultipliers, so werden dort Elektronen ausgeschlagen. Dabei ist die Anzahl der Elektronen proportional zur Intensität des Lichtimpulses. Die aus der Photokathode emittierten Elektronen treffen auf die erste Dynode und schlagen dort ihrerseits neue Elektronen heraus. Durch geschickt angelegte elektrische Felder, sowie eine gezielte Anordnung der Dynoden bzw. Hilfelektroden wird gewährleistet, dass die Elektronen möglichst vollständig von Dynode zur Dynode geführt werden. Der Verstärkungsfaktor beträgt in etwa 2 bis 3 pro Dynode. An der Anode des Photomultipliers fließen die Elektronen über einen Widerstand zur Masse ab. Der Spannungsabfall an diesem Widerstand ist das Messsignal. Dieses Messsignal wird an den Life Time Meter weitergeleitet und dort zunächst dem Verstärker zugeführt. Im Verstärker wird das Messsignal aufgeteilt (verdoppelt), da der TAC (time amplitude converter) ein Start- und ein Stoppsignal benötigt. Zwei Diskriminatoren wandeln die verschiedenen starken Photomultiplierimpulse in Normimpulse um, da nur der zeitliche Abstand der Impulse von Bedeutung ist. Zusätzlich unterdrücken sie die Rauschimpulse, da normierte Impulse am Ausgang des Diskriminators nur dann auftreten, wenn die Eingangsimpulse den eingestellten Schwellenwert überschreiten. Die Zeit zwischen zwei Normimpulsen wandelt der TAC in die entsprechende Amplitude eines Rechteckimpulses um. Diese Impulse werden dann mittels ADC (analog digital converter) digitalisiert und mit dem PC aufgezeichnet.



## 5 Versuchsdurchführung

### 5.1 Kalibrierung

Die Kalibrierung der Zeitachse des TAC/ADC, d. h. die Zuordnung von Kanälen zu Zeitintervallen, wurde mit Hilfe eines Impulsgenerators durchgeführt. Dieser Impulsgenerator erzeugt regelmäßig zwei Impulse – ein Startsignal sowie ein Signal, welches zufällig nach einer Zeit  $n \cdot \Delta t$  mit  $n = 1 \dots 20$  generiert wird. Der Abstand zwischen zwei Peaks  $\Delta t$  konnte am Generator eingestellt werden über den Bereich, den die Peakfolge abdecken sollte. Für die Kalibrierung wurde ein Bereich von  $3,2 \mu\text{s}$  eingestellt, so dass der Peakabstand nach Herstellerangaben  $\Delta t = 3,2 \mu\text{s}/20 = 160 \text{ ns}$  betragen sollte.

Mit Hilfe des Oszilloskopes konnte der Abstand von Peak zu Peak überprüft werden. Dazu wurde die Position der ersten sieben Peaks entlang der Zeitachse notiert. Der Linienabstand ergibt sich daraus als die Differenz zweier Peakpositionen, die bestimmten Werte entnehme man Tabelle 2. Da das verwendete Oszilloskop ab vierstelligen Zahlen keine Nachkommastellen mehr darstellen konnte, ergab sich für den Linienabstand, der aus den Peaks Nummer fünf und sechs bestimmt wurde, eine geringe Abweichung von den übrigen Werten. Diese Abweichung wurde bei der Auswertung aufgrund seiner systematischen Ursache nicht berücksichtigt, so dass wir im Folgenden von einem (mittleren) Linienabstand von  $\Delta t = 160 \text{ ns}$  ausgehen.

Das Signal des Impulsgenerators wurde dann unter Verwendung des TAC/ADC mit dem Computer für einige Minuten erfasst und anschließend die Peaknummer sowie der zugehörige, aufgezeichnete Kanalmitte wert notiert (siehe Tabelle 1).

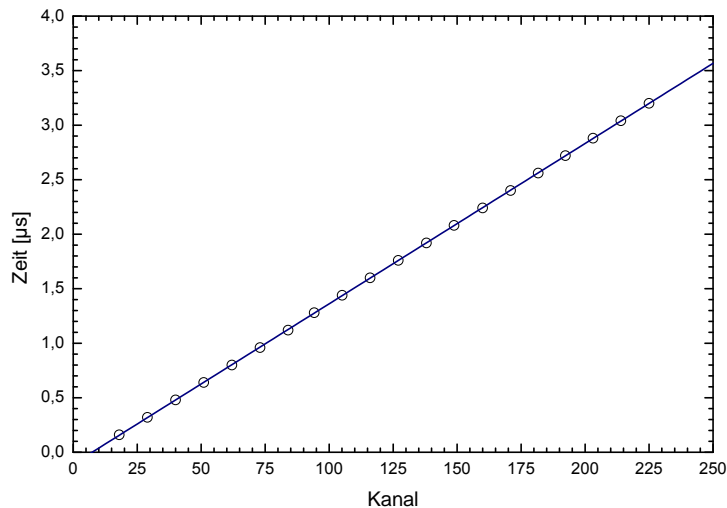
Aus dem ermittelten Wert für den mittleren Linienabstand und den Peaknummern konnte durch Multiplikation die relativen Positionen aller Peaks entlang der Zeitachse bestimmt werden. Dies ist in Abbildung 3 graphisch aufgetragen und mit einem linearen Modell

Peak-Nr.	Kanal	Peak-Nr.	Kanal
1	18	11	127
2	29	12	138
3	40	13	148,8
4	51	14	160
5	62	15	170,9
6	73	16	181,7
7	83,95	17	192,3
8	94,17	18	203,1
9	105,1	19	214
10	116	20	225

**Tabelle 1:** Peak-Kanal-Messung

Peak-Nr	$t[\text{ns}]$	$\Delta t[\text{ns}]$
1	317,6	—
2	477,6	160,0
3	637,6	160,0
4	797,6	160,0
5	957,6	160,0
6	1117	159,4
7	1277	160

**Tabelle 2:** Linienabstand

**Abbildung 3:** Zeit-Kanal-Kalibrierungskurve

Fit-Modell: $t = t_0 + \kappa K$	
$t_0$ :	$(-0,1085 \pm 0,0015) \mu\text{s}$
$\kappa$ :	$14,701 \frac{\text{ns}}{\text{Kanal}} \pm 0,011 \frac{\text{ns}}{\text{Kanal}}$
kor. $R^2$ :	99,999%

**Tabelle 3:** Kalibrierung (Fit-Modell)

$t = t_0 + \kappa K$  mit der Kanalnummer  $K$  angepasst werden, was der Kalibrierung für die Zuordnung von Kanälen zur Zeit entspricht.

## 5.2 Einstellung der Messapparatur

Nach erfolgter Kalibrierung mußte der Messaufbau für die Messung entsprechend verkabelt und eingestellt werden (siehe Abbildung 2) – für die Funktionsprüfung wurde dabei ein externer Doppelimpulsgenerator als Signalquelle verwendet. Zunächst wurde das Messsignal auf den Eingang des Verstärkers gelegt und gleichzeitig auf dem Oszilloskop dargestellt. Danach wurden die vom Verstärker auf zwei Ausgangskanälen verfügbaren Signale (Signalduplizierung) mit je einem Diskriminator verbunden – die Duplizierung ist notwendig, da der TAC jeweils ein Start- und ein Stoppsignal benötigt. Mit Hilfe einer Stellschraube am Diskriminator konnte der Schwellwert für das Eingangssignal eingestellt werden – hierdurch werden Signale von niederenergetischen Ereignissen unterdrückt und führt zu einer Verminderung des Hintergrundes, wobei diese Schwelle auch nicht zu hoch eingestellt werden sollte, da andernfalls auch die Detektion von Myonenzerfällen reduziert wird. Für die Einstellung der Schwelle wurden die Signale vom Multiplier und Diskriminator gleichzeitig am Oszilloskop dargestellt und so eingestellt, dass beide Diskriminatoren möglichst identisch auf kleine Signale nicht reagieren. Die Ausgangsimpulse des Diskriminators werden zum TAC weitergeleitet. Damit der TAC nicht gleichzeitig einen Start- und Stoppimpuls erhält, werden die Diskriminatorsignale zum Starteingang über eine Verzögerungsleitung (30 ns) geschleift. Diese analogen Impulse vom TAC werden mit Hilfe von einem ADC in digitale Signale umgesetzt, die dann mit dem PC in den entsprechenden Kanälen gespeichert werden.

Bin	Zeit [ $\mu\text{s}$ ]	Ereignisse	$\sqrt{\text{Ereignisse}}$	Bin	Zeit [ $\mu\text{s}$ ]	Ereignisse	$\sqrt{\text{Ereignisse}}$
1	0,362	6913	83,1	9	7,889	411	20,3
2	1,303	4814	69,4	10	8,830	318	17,8
3	2,244	3492	59,1	11	9,771	261	16,2
4	3,185	2291	47,9	12	10,711	211	14,5
5	4,125	1520	39,0	13	11,652	178	13,3
6	5,066	1019	31,9	14	12,593	178	13,3
7	6,007	705	26,6	15	13,534	149	12,2
8	6,948	527	23,0	16	14,475	169	13,0

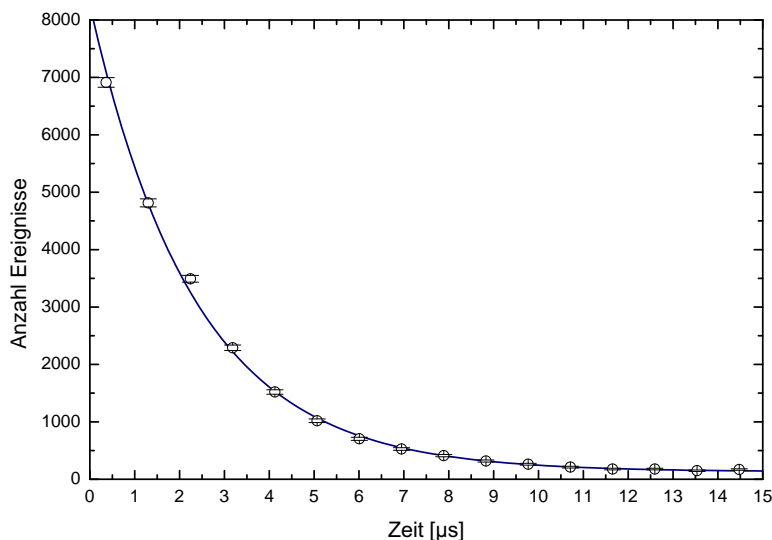
**Tabelle 4:** Messwerte der registrierten Ereignisse vom 06.05. bis 13.05.09

### 5.3 Bestimmung der Myonenlebensdauer

Die Aufnahme der Zerfallereignisse erfolgte sieben Tage lang vom 06.05.09 (ca. 15:00 Uhr) bis 13.05.09 (ca. 10:15 Uhr) und registrierte 23154 Ereignisse. Für die Auswertung wurden die 1024 Zeitkanäle zu je 64 zusammengefasst – insgesamt ergab dies 16 Bins. Mit Hilfe der Kalibrierung (siehe Tabelle 3) konnten die Bins in die entsprechenden Zeitwerte umgerechnet werden, wobei die zeitliche Mitte eines Bins verwendet wurde. Die Messwerte sind in Tabelle 4 wiedergegeben.

Trägt man die erhaltenen Werte graphisch auf, so erkennt man den erwarteten exponentiellen Verlauf (siehe Abbildung 4).

Anpassen eines exponentiellen Modells der Form  $N = N_0 + A \exp \{-t/\tau\}$  unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers der Ereignisanzahl liefert die in Tabelle 5 aufgeführten Parameter



Fit-Modell	
$N = N_0 + A \exp \{-t/\tau\}$	
$N_0$ :	$(130 \pm 11)$
$A$ :	$8130 \pm 140$
$\tau$ :	$(2,34 \pm 0,04) \mu\text{s}$
reduz. $\chi^2$ :	2,69
kor. $R^2$ :	99,8%

**Abbildung 4:** Registrierte Ereignisse in Zeitintervallen

**Abbildung 5:** Fit-Modell für Messwerte

für das Modell. Aus dem Modell kann die Lebensdauer der Myonen (Fit-Parameter  $\tau$ ) direkt entnommen werden und angegeben werden zu

$$\tau = (2,34 \pm 0,04) \mu\text{s} = 2,34 \mu\text{s}(1 \pm 1,7\%)$$

## 5.4 Diskussion

Die bestimmte mittlere Lebensdauer der Myonen von  $\tau = (2,34 \pm 0,04) \mu\text{s}$  weicht vom Literaturwert ( $\tau = 2,2 \mu\text{s}$ ) um  $\sim 6\%$  nach oben ab – unter Berücksichtigung der reduzierten Lebensdauer durch  $\mu$ -capture um  $\sim 9\%$  (vgl. Abschnitt 3.1). Ursächlich hierfür werden systematische Fehler angenommen, da die Werte aus den Fit-Modellen keine statistischen Fehler erkennen lassen, die diese Abweichung erklären. Möglich wäre eine zu hoch eingestellte Schwelle der Diskriminatoren und hierdurch eine zu hohe Reduzierung der registrierten Ereignisse bzw. Interpretation zweier unabhängiger Ereignisse als ein korreliertes Ereignis (Myon-Einfall und Myon-Zerfall). Weitere systematische Fehlerquellen sind nicht auszuschließen, können aber auch nicht näher benannt und eruiert werden.

## 6 Fazit

---

In diesem Versuch konnten die in der theoretische Betrachtung beschriebenen Annahmen zur kosmischen Strahlung und speziellen Relativitätstheorie (siehe Abschnitt 2) beobachtet werden und Myonen, die durch Reaktionsprozesse der kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre entstehen, nachgewiesen werden. Die dabei bestimmte mittlere Lebensdauer der geladenen Myonen konnte zu  $\tau = (2,34 \pm 0,04) \mu\text{s}$  bestimmt werden und liegt mit einer Abweichung von  $+9\%$  im Bereich derjenigen, die in der Literatur angegeben ist (bei Berücksichtigung des  $\mu$ -capture-Prozesses).

## Literatur

---

E.H.S. Burhop (Hrsg.). *High Energy Physics III*. Academic Press, New York, 1969.

Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer Verlag Berlin, 2., überarbeitete Auflage, 2005. ISBN 3-540-21451-8.

Albert Einstein. Zur Elektrodynamik bewegter Körper. *Annalen der Physik*, 322(10):891–921, 1905. DOI: 10.1002/andp.19053221004.

National Geophysical Data Center (NGDC). Cosmic rays. Website of the US Dept of Commerce/NOAA/NESDIS/NGDC, 11. July 2005. URL [http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/COSMIC\\_RAYS/cosmic.html](http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/COSMIC_RAYS/cosmic.html). Online-Ressource, Zugriff 09.05.2009.

313 – Lebensdauer von Myonen, Versuchsanleitung zum F-Praktikum. RUB, 1994.

### Liste der Versionen

Version	Datum	Bearbeiter	Bemerkung
0.8	06.05.2009	Kat/Krä	Versuchsdurchführung
0.9	–		Messwertaufnahme (06.05. – 13.05.09)
1.0	18.05.2009	Kat/Krä	Versuchsauswertung
1.1	12.06.2009	Krä	kleinere Korrekturen