

Praktikum für Fortgeschrittene I  
Wintersemester 2003/2004

Protokoll zum Versuch 6

## **Lebensdauer von Myonen der Höhenstrahlung**

Christian Dehne

Sebastian Fleischmann

Versuchszeitraum: 08. bis 15. Dezember 2003

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Ziel des Versuches</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie zum Versuch</b>	<b>1</b>
2.1	Elementarteilchen . . . . .	1
2.1.1	Klassifikation . . . . .	1
2.2	Wechselwirkungen und Zerfälle . . . . .	2
2.2.1	Lebensdauer . . . . .	2
2.2.2	Quantenzahlen und Erhaltungssätze . . . . .	3
2.3	Eigenschaften von Myonen . . . . .	3
2.4	Höhenstrahlung . . . . .	4
2.4.1	Zusammensetzung . . . . .	5
2.4.2	relativistische Effekte . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>6</b>
3.1	Aufbau und Allgemeines zur Durchführung . . . . .	6
3.1.1	Szintillationsdetektoren . . . . .	6
3.1.2	Pulselektronik . . . . .	7
3.1.3	Detektoranordnung . . . . .	7
3.2	Kalibrierung der Messapparatur . . . . .	8
3.2.1	Hochspannung der Photomultiplier . . . . .	8
3.2.2	Diskriminatorschwellen . . . . .	9
3.2.3	Einstellung von Delay 1 . . . . .	10
3.2.4	Zeit-Kanal-Kalibrierung . . . . .	11
3.2.5	Weitere Einstellungen . . . . .	12
3.3	Auswertung und Ergebnisse . . . . .	13
3.4	Fazit . . . . .	15

## Tabellenverzeichnis

1	Übersicht über die elementaren Fermionen . . . . .	2
---	--	---

## Abbildungsverzeichnis

1	Detektoranordnung und Verschaltung im Messbetrieb . . . . .	6
2	Zählraten der Photomultiplier gegen die Betriebsspannung . . . . .	8
3	Schaltung zur Einstellung der Diskriminatorschwellen . . . . .	9
4	Signal-zu-Rausch-Verhältnis gegen Diskriminatorschwelle . . . . .	10
5	Schaltung zur Wahl des Delays . . . . .	10
6	Zählrate gegen Kabellänge des Delays 1 . . . . .	11
7	Schaltung zur Zeit-Kanal-Kalibrierung . . . . .	12
8	Zeit-Kanal-Kalibrierung . . . . .	12
9	Gemessenes Zerfallsdauerspektrum . . . . .	14

## Literatur

- [Cet] S. A. Cetin, et al., *Muon lifetime measurement*, handout of 8th ICFA Instrumentation School, 1999
- [Ger] D. Meschede, *Gerthsen Physik* (Springer, Berlin, Heidelberg, 21. Auflage 2002)
- [HuW] V. W. Hughes, C. S. Wu (Hrsg.), *Muon Physics, Vol. I* (Academic Press, New York, 1977)
- [Mel] A. C. Melissinos, *Experiments in Modern Physics* (Academic Press, New York, 1966)
- [Neu] H. Neuert, *Kernphysikalische Meßverfahren* (Braun, Karlsruhe, 1966)
- [Per] D. W. Perkins, *Hochenergiephysik* (Addison-Wesley, Bonn, 1990)
- [Schl] R. Schlickeiser, *Cosmic Ray Astrophysics*, (Springer, Berlin, Heidelberg, 2. Auflage 2003)
- [Schp] E. W. Schpolski, *Atomphysik II*, (Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 11. Auflage 1978)
- [Anl] Anleitung zu diesem Versuch

## 1 Ziel des Versuches

Mittels dieses Experiments soll die Lebensdauer von Myonen bestimmt werden. Die Lebensdauer von Teilchen kann Rückschlüsse auf die beim Zerfall beteiligten Wechselwirkungen liefern. Somit stellt deren Bestimmung eine wichtige Informationsquelle der Elementarteilchenphysik dar.

Als Myonenquelle dient hierbei die Höhenstrahlung. Hochenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung erzeugen in der oberen Atmosphäre Teilchenschauern, die hohe Anteile von Myonen besitzen. Durch relativistische Effekte gelangt ein Teil dieser Myonen bis zur Erdoberfläche, wo sie durch Absorber abgebremst werden können und ihre mittlere Lebensdauer durch zeitlich hochauflösende Koinzidenzschaltungen gemessen werden kann.

## 2 Theorie zum Versuch

### 2.1 Elementarteilchen

Das Experiment erfordert zunächst eine Auseinandersetzung mit den Grundlagen der Teilchenphysik. Es wird daher eine Übersicht über die Arten von Elementarteilchen des Standardmodells gegeben und deren Wechselwirkungen und Zerfälle dargestellt.

#### 2.1.1 Klassifikation

Das Standardmodell der Teilchenphysik kennt zwei grundlegende Arten von Elementarteilchen. Auf der einen Seite die *Fermionen* mit halbzahligen Spin, auf der anderen die *Bosonen* mit ganzzahligen Spin. Während die Fermionen die Bausteine der Materie darstellen, bilden die Bosonen die Gruppe der Wechselwirkungsteilchen der vier Grundkräfte.

Zu jedem Fermion existiert ein entsprechendes Antiteilchen, das die umgekehrte elektrische Ladung wie das Teilchen, sonst aber äquivalente Eigenschaften besitzt.

Die Fermionen werden in *Quarks* und *Leptonen* eingeteilt. Die Quarks treten niemals als isolierte Teilchen auf, sondern sind immer durch die starke Wechselwirkung in zweier oder dreier Gruppen gebunden. Desweiteren teilt man Quarks und Leptonen in drei Familien ein, die jeweils zwei Leptonen und ihre Antiteilchen, sowie zwei Quarks und deren Antiquarks umfassen. Grob gesprochen sind die zweite und dritte Familie dabei Replikationen der ersten Familie mit Teilchen sehr viel grösserer Ruhemasse. Dementsprechend ist die „gewöhnliche“ Materie aus Fermionen der ersten Familie aufgebaut, da die Teilchen der höheren Familien in die Teilchen geringerer Ruhemasse zerfallen können. Das im Versuch untersuchte Myon zum Beispiel ist das 200 mal schwerere Pendant zum Elektron. Tabelle 1 gibt eine Übersicht über die 24 Fermionen, wobei nur die 12 Teilchen, nicht deren Antiteilchen aufgeführt sind.

Durch die Bosonen werden die vier Grundkräfte übertragen. Dabei können die Bosonen als *virtuelle Teilchen*, d.h. als reine Austauschteilchen und als reelle Teilchen auftreten. Das Photon als Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung und

## 2 Theorie zum Versuch

Leptonen			Quarks		
Art	Masse	Ladung	Art	Masse	Ladung
$\nu_e$ Elektron-Neutrino		0	$u$ up	$\simeq 350\text{MeV}/c^2$	$2/3$
$e$ Elektron	$0.511\text{MeV}/c^2$	-1	$d$ down	$\simeq 350\text{MeV}/c^2$	$-1/3$
$\nu_\mu$ Myon-Neutrino		0	$c$ charm	$\simeq 1800\text{MeV}/c^2$	$2/3$
$\mu$ Myon	$105.6\text{MeV}/c^2$	-1	$s$ strange	$\simeq 550\text{MeV}/c^2$	$-1/3$
$\nu_\tau$ Tau-Neutrino		0	$t$ top	$> 78000\text{MeV}/c^2$	$2/3$
$\tau$ Tau	$1870\text{MeV}/c^2$	-1	$b$ bottom	$\simeq 4500\text{MeV}/c^2$	$-1/3$

Tabelle 1: Übersicht über die elementaren Fermionen (Zahlenwerte aus [Per])

$W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$  als Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung sind gut untersucht. Auch die verschiedenen Gluonen, die Träger der starken Wechselwirkung, wurden nachgewiesen. Einzig die Gravitation konnte bisher theoretisch noch nicht befriedigend in dieses Modell eingebaut und ein vermutetes Graviton als Wechselwirkungsteilchen experimentell nicht nachgewiesen werden.

Die aus Quarks aufgebauten Teilchen nennt man *Hadronen*. In ihnen sind die Quarks durch die starke Wechselwirkung aneinandergebunden. In der Quantenchromodynamik wird den Quarks eine zur starken Wechselwirkung gehörende Ladung, die sogenannte Farbladung, zugeordnet. Hierbei sind allerdings drei Ladungszustände – rot, grün, blau genannt – möglich. Ein Hadron muss dabei immer „weiss“ sein und kann daher entweder drei Quarks, d.h. eins jeder Farbe, oder zwei Quarks, d.h. ein Quark und sein zugehöriges Antiquark, enthalten. Die Teilchen aus drei Quarks werden *Baryonen* genannt und haben selbst wieder halbzahligen Spin, die Teilchen aus zwei Quarks werden *Mesonen* genannt und haben ganzzahligen Spin.

$$\text{Baryon} = qq\bar{q} \quad \text{Meson} = q\bar{q} \quad (1)$$

### 2.2 Wechselwirkungen und Zerfälle

Ein Grossteil der auftretenden Hadronen und Leptonen besitzen sehr kurze Lebensdauern und lassen sich somit nur in Hochenergieexperimenten beobachten. Sie zerfallen meist innerhalb von  $10^{-10}$  bis  $10^{-16}$ s in andere Teilchen.

#### 2.2.1 Lebensdauer

Solche Zerfälle finden normalerweise spontan statt, d.h. die Zerfallswahrscheinlichkeit ist in allen Zeitintervallen  $dt$  dieselbe. Von einer vorhandenen – ausreichend grossen – Stichprobe von Teilchen wird somit innerhalb einer gewissen Zeit immer dieselbe Zahl zerfallen sein, dabei ist es unerheblich, wie „alt“ die Teilchen zu Beginn sind. Wenn  $N(t)$  die Zahl der zum Zeitpunkt  $t$  vorhandenen Teilchen ist, zerfallen innerhalb des Zeitintervalls  $[t, t + dt]$

$$dN = -N(t) \frac{dt}{\tau} \quad (2)$$

## 2 Theorie zum Versuch

Teilchen. Durch Integration dieses Ausdrucks erhält man die Anzahl der Teilchen zu einem Zeitpunkt  $t$

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3)$$

wobei  $N_0 = N(0)$  und  $\tau$  die mittlere Lebensdauer dieser Teilchenart ist. Da nach Gleichung 2 die Zahl der Zerfälle in einem festen Zeitintervall proportional zur vorhandenen Teilchenzahl ist, zeigt auch der zeitliche Verlauf der Zahl der Zerfallsereignisse einen exponentiellen Abfall.

### 2.2.2 Quantenzahlen und Erhaltungssätze

Wie in allen Quantensystemen, können auch in der Quantenelektrodynamik und der Quantenchromodynamik, jedem Zustand – in diesem Fall dem jeweiligen Teilchen – gewisse Quantenzahlen zugeordnet werden. Für diese gelten Erhaltungssätze und Auswahlregeln bei Übergängen, wodurch man schon ein recht genaues Bild erhält, welche Zerfälle in der Natur realisiert sind (vgl. [Per, S. 24]).

Für die in diesem Versuch auftretenden Teilchen sind insbesondere die Erhaltung von Energie/Impuls, der elektrischen Ladung, sowie der Leptonenzahl wichtig. Man definiert die Leptonenzahlen  $L_e, L_\mu, L_\tau$  für die drei Leptonenfamilien, die den Wert  $+1$  für Leptonen und den Wert  $-1$  für Antileptonen erhalten. So gilt beispielsweise für den Pionzerfall

$$\begin{array}{rcl} & \pi^+ & \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ L_\mu & 0 & = -1 \quad +1 \end{array} \quad (4)$$

und für den Myonzerfall

$$\begin{array}{rcl} & \mu^+ & \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ L_\mu & -1 & = 0 \quad 0 \quad -1 \\ L_e & 0 & = -1 \quad +1 \quad 0 \end{array} \quad (5)$$

Während der folgende hypothetische Myonzerfall nicht erlaubt ist:

$$\begin{array}{rcl} & \mu^+ & \longrightarrow e^+ + \gamma \\ L_\mu & -1 & \neq 0 \quad 0 \\ L_e & 0 & \neq -1 \quad 0 \end{array} \quad (6)$$

Die experimentelle obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses für diesen Zerfall ist  $< 10^{-9}$ , was die Leptonenzahlerhaltung bestätigt.

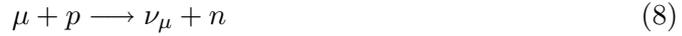
### 2.3 Eigenschaften von Myonen

Die Reaktionsmechanismen der Myonen werden durch die Schwache Wechselwirkung charakterisiert. Myonen zerfallen in einem 3-Körper-Prozess in Elektronen (bzw. Positronen) und Neutrinos.

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \quad (7)$$

## 2 Theorie zum Versuch

Den anderen wesentlichen Prozess in Materie stellt der Einfang eines Myons durch einen Kern dar.



Durch die Coulombabstossung ist dieser Prozess für positive Myonen  $\mu^+$  nicht besonders häufig, bei diesen dominiert der Zerfall. Für negative Myonen  $\mu^-$  hingegen findet der Einfang am häufigsten statt, daraus resultiert auch die geringere effektive Lebensdauer des  $\mu^-$ .

Vor dem eigentlichen Kerneinfang bildet sich ein myonisches Atom, bei dem das Myon die Rolle eines Elektrons übernimmt. Nach dem Einfang durch das Atom befindet sich dieses in einem hochangeregten Zustand und emittiert somit Photonen, bis das myonische Atom den Grundzustand erreicht. Die Zeit, die für diese Kaskade benötigt wird ( $\approx 10^{-14}$ s) ist jedoch sehr klein im Verhältnis zur Lebensdauer des freien Myons. Durch die grosse Masse des Myons ist der BOHRsche Radius, der dem mittleren Abstand im Grundzustand entspricht, für Myonen sehr klein. Wodurch die Myonen sich sehr häufig in Kernnähe aufhalten, was die Wahrscheinlichkeit für den Kerneinfang erhöht.

**Energieverlust von Myonen in Materie** Hochenergetische Myonen verlieren ihre Energie in Materie auf verschiedene Weisen. Zum einen durch Anregung und Ionisation durch Wechselwirkung mit Elektronen der Atomhülle, zum anderen durch Bremsstrahlung, Paarbildung und Reaktionen mit dem Atomkern selber. Diese Wechselwirkungen werden alle durch das elektromagnetische Feld übertragen.

Der mittlere Energieverlust  $dE$  pro Weglänge  $dx$  durch Materie wird üblicherweise ausgedrückt durch

$$-\frac{dE}{dx} = k(E) + b_b(E) \cdot E + b_p(E) \cdot E + b_n(E) \cdot E \quad (9)$$

dabei variieren die Koeffizienten  $k(E)$ ,  $b_b(E)$ ,  $b_p(E)$ ,  $b_n(E)$  nur schwach mit der Energie  $E$  des Myons.  $k(E)$  beschreibt den Energieverlust durch Ionisation und Anregungen, während  $b_b$ ,  $b_p$ ,  $b_n$  proportional zu den Energieverlusten durch Bremsstrahlung, Paarbildung und Kernwechselwirkungen sind. Zwar sind diese Prozesse nicht kontinuierlich, sondern stammen von diskreten Kollisionen, doch wenn der Energieverlust pro Ereignis klein ist im Verhältnis zum Gesamtverlust in einem Intervall  $dx$ , sind die statistische Schwankungen um den Mittelwert klein (vgl. [HuW]). Zwar sind diese Prozesse nicht kontinuierlich, sondern stammen von diskreten Kollisionen. Allerdings sind die statistischen Schwankungen um den Mittelwert klein, wenn der Energieverlust pro Ereignis klein ist im Verhältnis zum Gesamtverlust in einem Intervall  $dx$  (vgl. [HuW]).

### 2.4 Höhenstrahlung

Die kosmische Strahlung wurde 1912 von VICTOR HESS durch Ballon-Versuche entdeckt. HESS versuchte der Strahlung durch natürliche Radioaktivität am Erdboden zu entkommen, stellte jedoch fest, dass die Strahlungsleistung nach oben hin zunahm.

### 2.4.1 Zusammensetzung

Die kosmische Strahlung besteht zum grossen Teil aus  $\gamma$ -Strahlung und hochenergetischen Protonen, aber auch Kernen höherer Ordnung, die in Supernovae und anderen Prozessen beschleunigt werden. Die auf die Erdatmosphäre treffenden primären Teilchen können inelastische Stösse mit den Gasatomen ausführen und erzeugen dabei Schauer von sekundären Teilchen, die wiederum Stossprozessen unterliegen. Je nach Primärenergie können dabei bis zu  $10^6$  Teilchen den Erdboden erreichen.

In inelastischen  $p-p$ ,  $p-\alpha$ , und  $\alpha-p$ -Kollisionen werden grossteils geladene und neutrale Pionen erzeugt. Neutrale Pionen  $\pi^0$  zerfallen mit einer mittleren Lebensdauer von  $\tau_{\pi^0} = 9 \cdot 10^{-17}\text{s}$  in zwei hochenergetische  $\gamma$ -Quanten (vgl. [Schl, S. 114]). Die geladenen Pionen  $\pi^\pm$  zerfallen in Myonen und deren Neutrinos mit  $\tau_{\pi^\pm} = 2.6 \cdot 10^{-8}\text{s}$ .



Die Myonen wiederum zerfallen nach Gleichung (7) in Elektronen und Neutrinos.

Die Sekundärstrahlung besteht auf Meereshöhe zu 80% aus Photonen, 18% Elektronen bzw. Positronen, zu 1,7% aus Myonen und 0,3% Hadronen. Der Myonenanteil bildet die sogenannte harte Komponente der Sekundärstrahlung, da die Myonen sehr viel durchdringender als die Elektronen sind. Sie verlieren wegen ihrer grösseren Masse ( $m_\mu \approx 207m_e$ ) kaum Energie durch Bremsstrahlung, da deren Intensität proportional zu  $m^{-2}$  ist, sondern nur durch Ionisierung und Anregung von Atomen.

Die Energieverteilung der Primärstrahlung folgt einem Potenzgesetz

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (11)$$

wobei  $N(E)$  die Zahl der Teilchen mit Energie grösser  $E$  ist und  $dN$  die Zahl im Energiebereich  $dE$  angibt. Der sogenannte spektrale Index  $\gamma$  ist für grosse Energiebereiche nahezu konstant, variiert jedoch für die verschiedenen Elemente (vgl. [Schl, S. 52]). Ausserdem zeigt das Spektrum einen Knick bei hohen Energien, dem sogenannten „Knie“.

### 2.4.2 relativistische Effekte

Durch die hohe Geschwindigkeit der Myonen von etwa  $0.9998c$  müssen relativistische Effekte berücksichtigt werden. Durch die relativistische Zeitdilatation erscheint die mittlere Lebensdauer der Myonen für den aussenstehenden Beobachter sehr stark gedehnt. Ein Myon der Geschwindigkeit  $v$  scheint die Lebensdauer

$$\tau' = \tau\gamma = \tau \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (12)$$

zu haben. Dies ermöglicht es einer signifikanten Anzahl von Myonen überhaupt erst den Erdboden zu erreichen, da die Myonen bei nicht-relativistischer Betrachtung innerhalb ihrer mittleren Lebensdauer von  $2.2\mu\text{s}$  nur die Strecke von 600 m zurückgelegt haben sollten. Die Zeitdilatation dehnt diese  $2\mu\text{s}$  jedoch auf etwa 0.1 ms im Zeitrahmen des Beobachters. Für das Myon wiederum scheinen die 10 km zwischen Entstehungsort und Erdboden auf 200m gestaucht zu sein.

## 3 Das Experiment

### 3.1 Aufbau und Allgemeines zur Durchführung

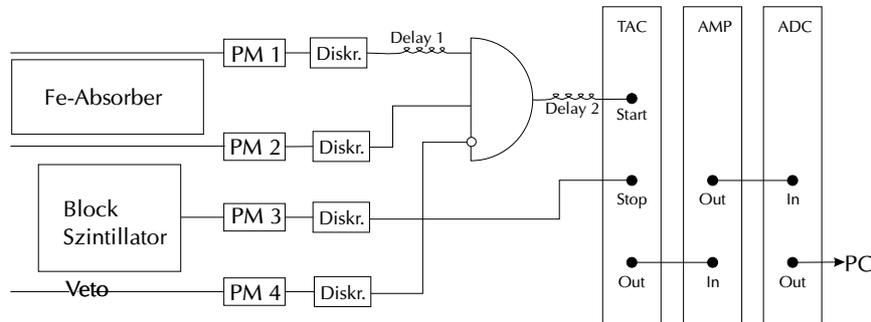


Abbildung 1: Detektoranordnung und Verschaltung im Messbetrieb

Der generelle Aufbau des Experiments verwendet einen Stapel Eisenplatten als Absorber, der die Myonen auf nicht-relativistische Geschwindigkeiten abbremst. Unterhalb dieses Absorbers befindet sich ein Szintillator-Block, in dem die Zerfälle der abgebremsten Myonen registriert werden. Die Lebensdauer erhält man, indem man die Zeit zwischen Eintritt in den Szintillator und Zerfall misst. Um ein Startsignal zu erhalten, dass ausgelöst wird, wenn ein abgebremstes Myon in den Szintillatorblock eintritt und um nicht abgebremste und zerfallene Myonen und andere Teilchen herauszufiltern werden drei weitere Szintillationsdetektoren eingesetzt. Deren Signale werden über eine Verschaltung von Logikeinheiten an eine Zeitmesseinheit mit Counter weitergeleitet.

#### 3.1.1 Szintillationsdetektoren

Szintillationsdetektoren bestehen aus optisch aktiven Materialien, die beim Durchgang von ionisierenden Teilchen Photonen aussenden. Diese werden in einen Photomultiplier geleitet, der durch Hochspannungs-Dynoden eine Elektronenkaskade auslöst, die als Spannungspuls registriert werden. Als aktives Medium kommt zum Beispiel Natriumjodid oder verschiedene organische Substanzen wie Terphenyl in Toluol zum Einsatz.

Bei der Auswertung der Ereignisse kann je nach Messziel sowohl die Höhe als auch die Form des Spannungspulses analysiert werden. Die Höhe der Spannungspulse ist im Allgemeinen proportional zu deponierten Energie und damit zur Energie des durchgehenden Teilchens. Da der zeitliche Verlauf des Szintillationsvorganges von der anregenden Strahlung abhängt, ist eine Unterscheidung verschiedener Teilchenarten an Hand der Pulsform möglich, wird in diesem Experiment jedoch nicht ausgeführt.

Ein Vorteil von Szintillationszählern liegt in der sehr kurzen Szintillationsdauer von  $10^{-9}$ s bei Wahl geeigneter Szintillatormaterialien. Hierdurch werden Zeitmessungen mit einer Genauigkeit von etwa  $10^{-9}$ s möglich, was es erst ermöglicht die Lebensdauern von Teilchen direkt zu messen. Die erreichte Zeitauflösung hängt dabei im wesentlichen von

### 3 Das Experiment

der Abklingzeit des Szintillators, dessen Lichtausbeute und von den Laufzeitstreuungen im Photomultiplier ab (vgl. [Neu, S. 242]).

Um eine optimale Ausnutzung des zur Verfügung stehenden Messbereichs zu ermöglichen und alle gewünschten Ereignisse zählen zu können, ist es nötig die an den Photomultiplier-Dynoden angelegte Hochspannung genau einzustellen. Hierzu wird die Hochspannung bei gleichbleibender Bestrahlungsstärke des Detektors soweit angehoben, bis die Zählraten konstant werden und ein sogenanntes Plateau erreichen.

#### 3.1.2 Pulselektronik

Bei der Auswertung der Szintillatorsignale werden zunächst *Diskriminatoren* eingesetzt, die eine Selektion der eingehenden Signale durchführen. Dabei kann eine obere und eine untere Schwellenspannung eingestellt werden, wodurch nur Ereignisse in einem bestimmten Energiebereich bei der weiteren Analyse berücksichtigt werden. Der Diskriminator gibt bei Eingang eines entsprechenden Signals einen Digitalpuls definierter Spannung und Länge nach dem NIM-Standard aus.

Desweiteren kommen Logikmodule zum Einsatz, mittels derer Koinzidenzen zwischen verschiedenen Detektoren ausgewertet werden. Diese bestehen aus Halbleiterschaltungen, die bei Koinzidenzen innerhalb definierter Zeitfenster an den Eingängen Signale weiterleiten.

Die Auswertung der Zeitdifferenzen zwischen eingehendem Teilchen und Zerfall wird mittels eines *Time-to-Amplitude-Converters (TAC)* und einem *Vielkanalanalysator (Multichannel-Analyzer, MCA)* durchgeführt. Der TAC erzeugt Spannungspulse, deren Höhe proportional zur Zeitdifferenz zwischen der Registrierung eines Signals am Start-Eingang und eines Signals am Stop-Eingang ist. Diese Spannungspulse werden an einen Vielkanalanalysator weitergeleitet, der für eine vorgegebene Anzahl von Kanälen jeweils die Impulse innerhalb eines Spannungsintervalls zählt. Hierzu wird im Versuchsaufbau ein Analog-to-Digital-Converter (ADC) verwendet, der die Spannungswerte misst und in digitalisierter Form an eine Computersoftware weitergibt, die die Zählung der einzelnen Kanäle übernimmt.

Wegen der sehr kurzen zu messenden Zeiten müssen die Laufzeiten der Signale in den Kabeln berücksichtigt werden. Die Signale pflanzen sich mit etwa 75% der Lichtgeschwindigkeit fort, so dass ein Signal innerhalb einer Nanosekunde etwa die Strecke von 20 cm zurücklegt. Beim Aufbau von hochauflösenden Koinzidenzschaltungen müssen die Kabellänge somit aufeinander abgestimmt werden. Entsprechende angepasste Kabel können aber auch als Verzögerungsstrecken (Delays) benutzt werden, um zeitlich verschobene Koinzidenzen registrieren zu können.

#### 3.1.3 Detektoranordnung

Abbildung 1 zeigt die verwendete Detektoranordnung. Das Universitätsgebäude, sowie ein Stapel aus 15 Eisenplatten dienen als Absorber. Der Szintillationsdetektor PM 1 dient zur Registrierung von einfallenden Myonen und ist mit dem Detektor PM 2 über eine Delaystrecke in Koinzidenz geschaltet. Dieses Signal zeigt somit ein abgebremstes

### 3 Das Experiment

Myon an, dass in den darunter befindlichen Szintillatorblock einfliegt. Der Detektor PM 4, der sich unterhalb des grossen Szintillatorblocks befindet, wird als Veto-Zähler in Antikoinzidenz zu obigem Signal geschaltet. Damit werden Myonen und andere Teilchen herausgefiltert, die ungebremst durch den Absorber gehen und nicht im Szintillatorblock zerfallen. Dieses Signal wird über eine Delaystrecke als Startsignal des TAC verwendet.

Mittels eines  $25 \times 25 \times 25\text{cm}^3$  großen Plastikszintillatorblocks, der mit dem Photomultiplier PM 3 verbunden ist, werden die Zerfälle der abgebremsten Myonen registriert. Dieses Zerfallssignal dient als Stoppsignal des TAC.

#### 3.2 Kalibrierung der Messapparatur

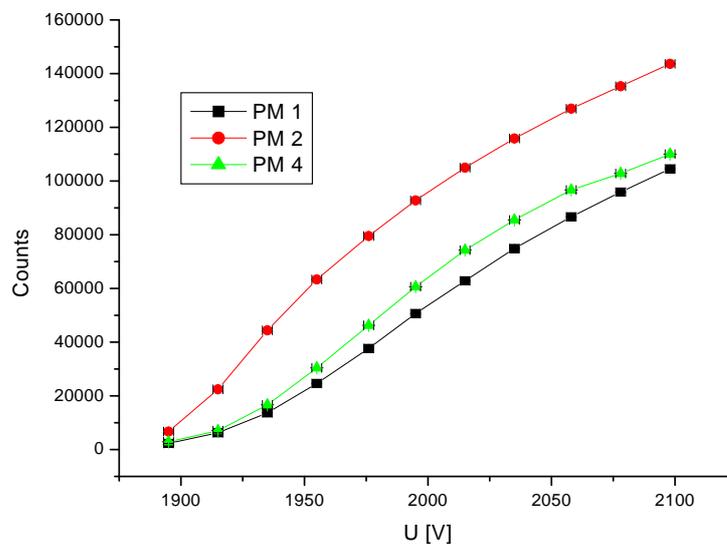


Abbildung 2: Zählraten der Photomultiplier gegen die Betriebsspannung

##### 3.2.1 Hochspannung der Photomultiplier

Zunächst wird für jeden Photomultiplier einzeln die Hochspannung eingestellt. Dies geschieht über ein Terminal der gemeinsamen 40-Kanal-Hochspannungsquelle. Ein Kobalt-60-Präparat wird dabei als Teilchenquelle eingesetzt. Abbildung 2 zeigt die Zählraten der verschiedenen Photomultiplier aufgetragen gegen die Betriebsspannung.

Erwartet wird ein Plateau der Zählrate bei Erreichen des Arbeitspunktes der Photomultiplier, dieses konnte bei den verwendeten Photomultipliern jedoch nicht erreicht werden. Die Zählratenkurve flacht aber vor der maximalen Betriebsspannung leicht ab. Bei der Wahl der Hochspannung wurde somit ein Kompromiss zwischen einer möglichst

### 3 Das Experiment

hohen Spannung und einer etwa gleichen Zählrate bei allen Detektoren gesucht. Für den weiteren Versuch wurden die Photomultiplier mit folgende Spannungen betrieben:

	$U_{PM}/V$
PM 1	$2100 \pm 5$
PM 2	$1990 \pm 5$
PM 4	$2090 \pm 5$
PM 3 (Block)	$2700 \pm 5$

#### 3.2.2 Diskriminatorschwellen

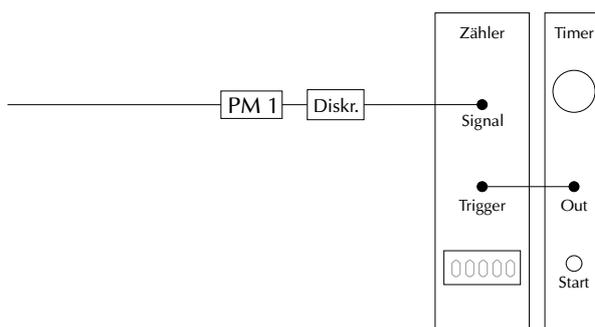


Abbildung 3: Schaltung zur Einstellung der Diskriminatorschwellen

Mit dem Kobalt-60-Präparat wird ebenfalls die Diskriminatorschwelle für jeden Szintillationsdetektor eingestellt, so dass die untere Energiegrenze bei etwa 1,2 MeV liegt. Hierzu wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für verschiedene Einstellungen der Diskriminatorschwelle aufgenommen.

Beim Aufbau des Experiments erwies sich die Einstellung der Diskriminatorschwellen als schwierig, da das Signal-zu-Rausch-Verhältnis grossen Schwankungen unterworfen war. Eine Fehlerquelle ergab sich, da zur Messung der Untergrundzählrate und der Kobalt-60-Zählrate entweder das Kobalt-Präparat immer wieder bewegt werden oder die Diskriminatorschwelle wieder auf denselben Wert eingestellt werden musste. Zudem zeigte die Untergrundzählrate teilweise erhebliche Schwankungen. Die Einzelmessungen wurden jeweils mit der gleichen Messzeit von etwa 10 Sekunden durchgeführt, die durch einen Timer gesteuert wurde (siehe Abbildung 3).

Abbildung 4 zeigt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Blocksintillators PM 3 und des Szintillationsdetektors PM 1 aufgetragen gegen die Diskriminatorschwelle. Da die Detektoren PM 1, PM 2 und PM 4 annähernd baugleich sind und die Messung nur als Anhaltspunkt dienen kann, wurde sie nur für PM 1 und PM 3 durchgeführt. Auf der Basis dieser Messung wurde die Diskriminatorschwellen im Weiteren wie folgt gewählt:

### 3 Das Experiment

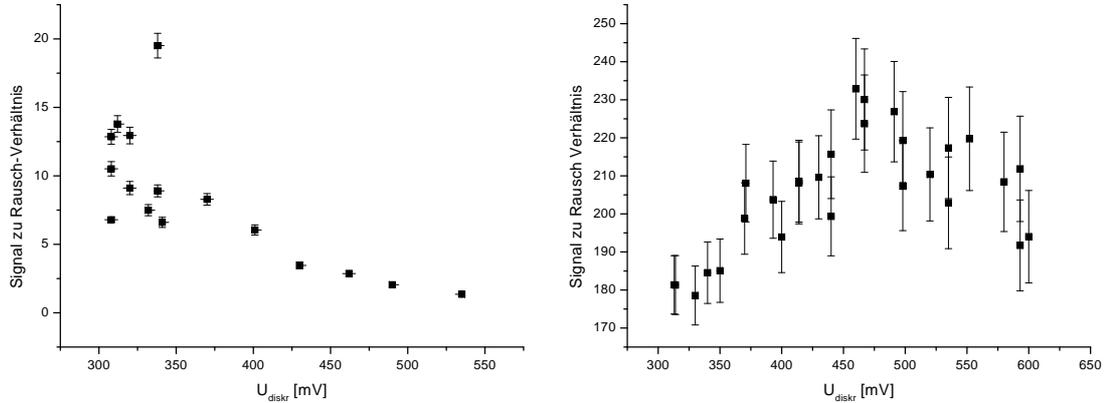


Abbildung 4: Signal-zu-Rausch-Verhältnis gegen Diskriminatorschwelle: links Blocksintillator, rechts PM 1

	$U_{diskr}/\text{mV}$
PM 1	$470 \pm 5$
PM 2	$470 \pm 5$
PM 4	$310 \pm 5$
PM 3 (Block)	$308 \pm 5$

Die Schwellspannung für den Veto-Zähler PM 4 wurde geringer als die der beiden Koinzidenzzähler PM 1 und PM 2 gewählt, um zu gewährleisten, dass Untergrundereignisse möglichst effektiv unterdrückt werden.

#### 3.2.3 Einstellung von Delay 1

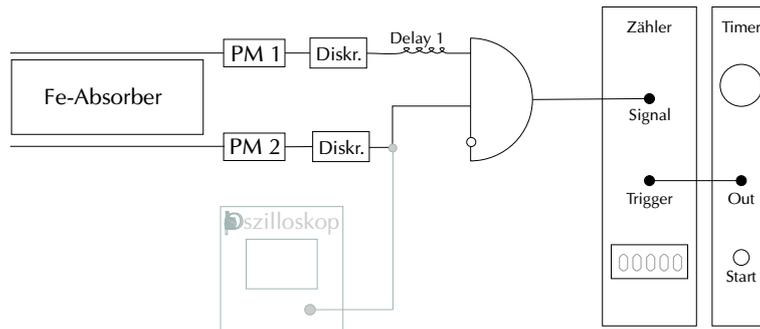


Abbildung 5: Schaltung zur Wahl des Delays

Damit die Koinzidenzschaltung wie beschrieben funktioniert, müssen die Signale der

### 3 Das Experiment

Photomultiplier PM 1 und PM 2 gleichzeitig die Logikeinheit erreichen. Zur Wahl der Kabellängen werden daher die Signale der Diskriminatoren möglichst kurz eingestellt. Die Kabellängen werden solange variiert, bis die Zählrate ein Plateau durchläuft. Dazu wird die in Abbildung 5 dargestellte Schaltung verwendet.

Um eine möglichst deutliches Maximum der Zählraten zu erhalten, wurde die NIM-Signaldauer der Diskriminatoren auf den kleinstmöglichen Wert eingestellt, der mit einem Oszilloskop analysiert wurde. Bei diesen sehr kurzen Signallängen zeigen die Pulse keine Rechteckform mehr, sondern ähneln einer GAUSSglocke. Da nicht festgestellt werden konnte, bei welcher Schwellenspannung der TAC die Zeitmessung auslöst wird sowohl die Zeitdifferenz zwischen den beiden Flanken an der Basis, als auch die Halbwertsbreite der Pulse angegeben. Für PM 1 ergaben sich 10ns (7ns FWHM), für PM 2 12ns (9ns FWHM). Bei der Messung wurde jeweils die Zählraten von zwei Einzelmessungen von etwa 15 Sekunden (maximale Zeitdauer des Timers) addiert. Die Längen der verwendeten Kabel wurden mit einem Metermaßstab abgemessen. Abbildung 6 zeigt die Zählraten gegeben die Kabellänge aufgetragen. Aufgrund dieser Messung wurde für das Delaykabel  $l_1$  eine Länge von 3,20 m gewählt.

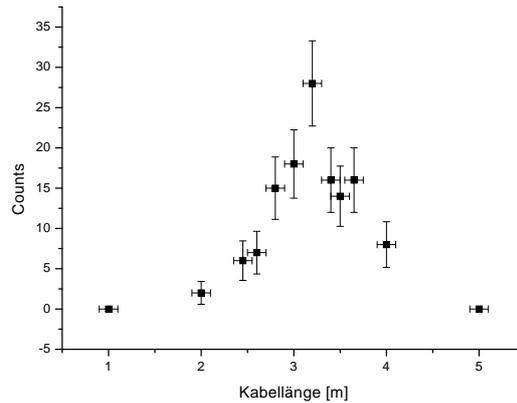


Abbildung 6: Zählrate gegen Kabellänge des Delays 1

#### 3.2.4 Zeit-Kanal-Kalibrierung

Zur Zeitkalibrierung werden mit einem dual timer zwei kurze Signale genau bestimmten Abstandes erzeugt, die in den TAC/MCA-Aufbau gespeist werden. Für verschiedene Zeitintervalle wird dabei die jeweilige Kanalzuordnung bestimmt. Somit erhält man eine Kalibrierkurve, die es gestattet die Kanäle wieder in Zeitdifferenzen umzurechnen. Zwei Timer werden dazu wie in Abbildung 7 gezeigt verschaltet. Timer 1 dient nur dazu die Signale des Timers 2 auszulösen. Dieser generiert bei ansteigender Flanke an seinem Eingang für die Dauer des Zeitintervalls  $t_2$  eine Spannung, die an den TAC gegeben

### 3 Das Experiment

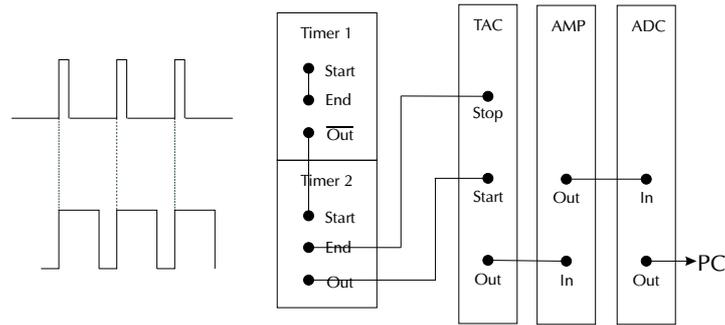


Abbildung 7: Schaltung zur Zeit-Kanal-Kalibrierung

wird.  $t_2$  wird nun durch Einstellung am Timer variiert, um die Zeitkalibrierkurve zu erhalten. Die Signaldauer  $t_2$  wird mittels eines Oszilloskops ausgemessen.

Wie erwartet zeigt der TAC eine sehr gute Linearität zwischen Signaldauer und Amplitude, so dass die Kanal-Zeit-Zuordnung gut bestimmt werden konnte. Abbildung 8 gibt die Signaldauer gegen die zugeordneten Kanalnummer wieder. Ein Geradenfit liefert für die Steigung:  $0,01108 \pm 0,00003 \mu\text{s}/\text{Kanal}$ .

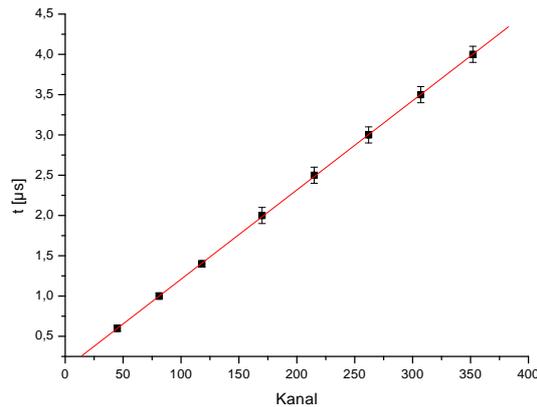


Abbildung 8: Zeit-Kanal-Kalibrierung

#### 3.2.5 Weitere Einstellungen

Während der eigentlichen Messung wurden folgende Einstellungen für die Pulslängen der Diskriminatoren verwendet:

### 3 Das Experiment

	$\Delta t_{NIM}/\text{ns}$
PM 1	$36\pm 3$
PM 2	$40\pm 3$
PM 4 (Veto)	$150\pm 10$

Die Pulslängen der Diskriminatoren von PM 1 und PM 2 wurden einerseits so lang gewählt, dass die Signale durchgehender Myonen in der Logikeinheit auch als koinzident erkannt werden, andererseits aber auch so kurz, dass zufällige Koinzidenzen zwischen unabhängigen Ereignissen möglichst selten auftreten. Hier musste also ein Kompromiss zwischen besserer Zählstatistik und weniger zufälligen Koinzidenzen gefunden werden. Wäre die zur Verfügung stehende Messzeit länger gewesen, hätte man die Pulsdauern kürzer wählen können, dies hätte aber bei der kurzen Messzeit von nur einer Woche jede Zählstatistik zerstört.

Die NIM-Pulslänge des Diskriminators des Vetozählers PM 4 wurde sehr lang gewählt, um zu gewährleisten, dass nicht-abgebremste Myonen sicher aussortiert werden. Die lange Dauer ist insbesondere erforderlich, da keine explizite Einstellung der Kabellängen zwischen PM 1/PM 2 und dem Veto PM 4 durchgeführt wurde. Auch hier gilt, dass bei längerer Messzeit eine längere Pulsdauer möglich gewesen wäre, um „falsche“ Ereignisse sicherer auszusortieren.

Als Ausgangssignal des Blocksintillators bei einem Myonereignis erwartet man zunächst einen Peak, der von der Abbremsung des Myons bis zum Stillstand herrührt und danach mit einem gewissen zeitlichen Abstand den eigentlichen Zerfallspeak. Bei einer direkteren Messung der Myonlebensdauer könnte man den zeitlichen Abstand zwischen diesen beiden Peaks messen und würde damit die mittlere Zeit erhalten, die das Myon ruht, bis es zerfällt. Da man nach 2.2.1 einen exponentiellen Abfall der Ereignisse innerhalb eines gewissen Zeitintervalls erwartet und die Lebensdauer aus dem Exponenten bestimmt, ändert eine konstante Verschiebung der Zeitlänge nichts am Ergebnis.

Daher wird das Signal der Koinzidenzschaltung als Startsignal verwendet und der Zerfallspeak des Blocksintillators als Stoppsignal. Hierfür muss die Delaystrecke 2 so gewählt werden, dass der Bremspeak des Blocksintillators vor dem Startsignal den TAC erreicht. Diese Einstellung musste nicht explizit ausgeführt werden, da dieser Teil schon vorbereitet war.

### 3.3 Auswertung und Ergebnisse

Für die Messung stand nur eine Messdauer von einer Woche zur Verfügung, so dass nur wenige Ereignisse registriert werden konnten. Insofern gestaltete sich die Auswertung an einigen Stellen etwas schwierig. Die Messung lief in der Zeit vom 08.12.2003 17:09 bis zum 15.12.2003 09:13, womit sich eine Messdauer von 576170 s ergibt.

Zur Abschätzung der zufälligen Koinzidenzen wurden die Zählraten der Detektoren PM 1 und PM 2 mit zwei Countern, sowie die Zählraten des Ausgangs der Logikeinheit und des Blocksintillators aufgenommen.

### 3 Das Experiment

	PM 1	PM 2	Block (PM 3)	Koinzidenz (PM 1&PM 2&!PM 4)
Messzeit (min)	940±2		4333±2	
Counts	1578000±1256	1886700±1373	9347200±3057	163400±404
Rate (Counts/min)	1679±4	2007±5	2157,2±1,2	37,7±0,1

Zunächst müsste nun die Zahl der zufälligen Koinzidenzen zwischen PM 1 und PM 2 abgeschätzt werden. Daraufhin muss pro Zeitkanal des MCA die Zahl der zufälligen Koinzidenzen zwischen dem Ausgang der Logikeinheit und dem Blocksztillator bestimmt werden. Leider konnten wir in der Literatur kein Verfahren finden, dass für diese Messung geeignet erschien.

Das aufgenommene Zeitspektrum zeigt Abbildung 9. In das Diagramm sind zwei Exponentialfunktionen eingefittet. Für die eine wurde ein rein exponentieller Abfall ohne Untergrund angenommen. Bei der anderen wurde zusätzlich der Grenzwert für unendliche Zeiten, d. h. ein konstanter Untergrund, als Fitparameter offen gelassen. Die Ergebnisse der beiden Fits sind im Diagramm angegeben. Es wurde jeweils die folgende Funktion verwendet:

$$N(x) = y_0 + A \cdot e^{-\frac{x}{t}} \quad (13)$$

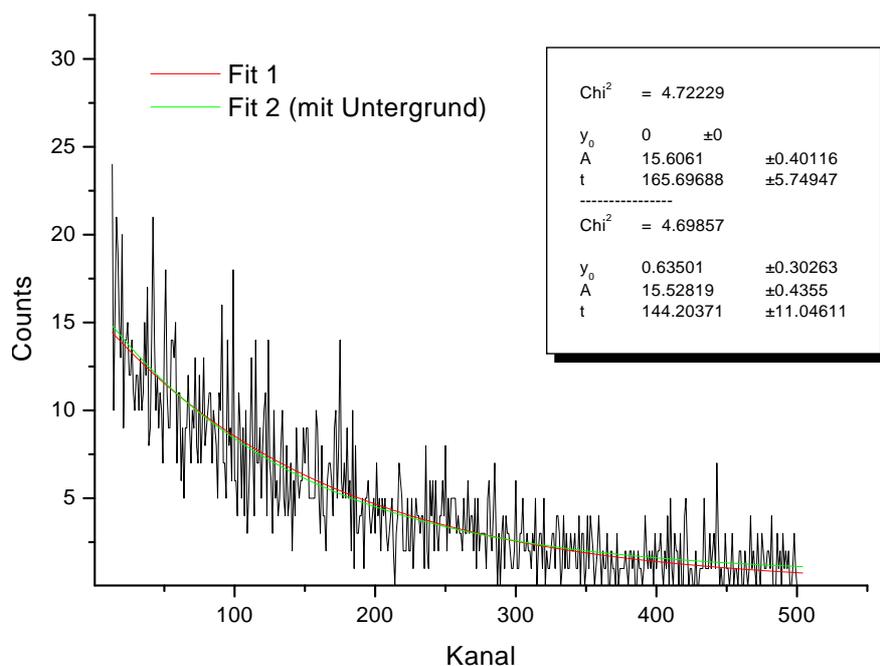


Abbildung 9: Gemessenes Zerfallsdauerspektrum

Obwohl bei beiden Fits ein Wert für  $\chi^2$  von etwa 4,7 angegeben wird, müssen die Ergebnisse der Fits doch stark angezweifelt werden, denn bedenkt man, dass in einem Grossteil der Kanäle grösser 350 nur ein oder gar kein Ereignis registriert wurde, so

### 3 Das Experiment

müssen diese eigentlich aus der Analyse ausgeschlossen werden, da der statistische Zählfehler hier 100% beträgt. Eine Alternative wäre die Zusammenfassung von mehreren Kanälen zu einem Neuen, doch auch dies liefert keine besseren Ergebnisse.

Aus den Werten des Fits können folgende Ergebnisse berechnet werden:

	$t$ Kanäle	$\tau$ $\mu s$
Fit 1	$165,7 \pm 5,8$	$1,84 \pm 0,06$
Fit 2	$144,2 \pm 11,0$	$1,60 \pm 0,12$

Die Fehler für die Lebensdauer  $\tau$  wurden dabei mit einfacher Fehlerfortpflanzung bestimmt

$$\left(\frac{\Delta\tau}{\tau}\right)^2 = \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)^2 \quad (14)$$

wobei  $\alpha$  hier die Steigung der Geraden der Kanal-Zeit-Kalibrierung und  $t$  die Zerfallskonstante des Fits bezeichnet.

Geht man davon aus, dass sich ein Grossteil der zufälligen Koinzidenzen auf die vorderen, nicht analysierten, Kanäle beschränkt, so erscheint der Untergrund des zweiten Fits zu hoch, so dass man den ersten Fit ohne Untergrund bevorzugt. Eine genauere Analyse der zufälligen Koinzidenzen war wie beschrieben nicht möglich, weshalb hierzu keine sichere Aussage getroffen werden kann. Die grossen Unterschiede in Abhängigkeit von der Fitmethode zeigen jedoch, dass die statistischen Fehler wahrscheinlich zu klein abgeschätzt wurden.

#### 3.4 Fazit

Zunächst muss festgehalten werden, dass die Messzeit von einer Woche für die Messung viel zu kurz war, was die Auswertung sehr erschwerte. Die mittlere Lebensdauer des Myons konnte zu  $1,84 \pm 0,06 \mu s$  bestimmt werden, was grössenordnungsmässig mit dem Literaturwert von  $2,212 \mu s$  (nach [Mel, S. 548]) übereinstimmt. Mit einer besseren Zählstatistik liessen sich die Ergebnisse voraussichtlich signifikant verbessern.

Desweiteren stellt die Einstellung der Hochspannung der Photomultiplier einen kritischen Punkt dar, weshalb man nicht sicher sein kann, dass die Detektoranordnung wie gewünscht auf einfallende Teilchen reagiert. Ähnliches gilt für die Festlegung der Diskriminatorschwellen, hier wären Diskriminatoren wünschenswert, die eine Analyse des gefilterten Spektrums mit einem Multi-Channel-Analyzer zulassen, um direkt an Hand des Kobalt-60-Spektrums die Schwellenergien festzulegen.