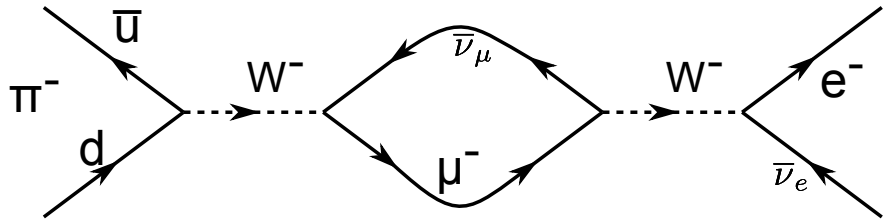
Bestimmung der Lebensdauer von Myonen

Dennis Getzkow & Julian Bergmann

6. September 2012



Inhaltsverzeichnis

1 Theorie **1**

1.1 Das Myon (μ^-) 1

1.1.1 Platz im Standardmodell 1

1.1.2 Entstehung der Myonen 2

1.1.3 Zerfall der Myonen 2

1.1.4 Wechselwirkung mit Materie 3

1.2 Abschätzungen aus der Anleitung 4

1.3 Szintillationsdetektor 5

1.4 Messaufbau und -prinzip 7

2 Auswertung **8**

2.1 Energiespektren von Kobalt 8

2.2 Zeiteichung der Kanäle 9

2.3 Lebensdauermessung 10

3 Anhang **13**

3.1 Bildverzeichnis 13

3.2 Literaturverzeichnis 13

3.3 Bilderanhang 14

Die geladenen Leptonen			
	Lepton	Masse [MeV]	mittlere Lebensdauer τ
erste Generation	e^-	$0,510998910 \pm 0,00000023$	$> 4,6 \cdot 10^{26}$ Jahre
zweite Generation	μ^-	$105,658367 \pm 0,000004$	$(2,197034 \pm 0,000021) \cdot 10^{-6}$ s
dritte Generation	τ	$1776,82 \pm 0,16$	$(290,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-15}$ s

Tabelle 1
Die Leptonen [G$^+$]

1 Theorie

1.1 Das Myon (μ^-)

1.1.1 Platz im Standardmodell

Das Standardmodell beschreibt die elementaren Bestandteile der sichtbaren Materie[1] und die bekannten Wechselwirkungen[2], abgesehen von der Gravitation mitsamt dem Graviton als Wechselwirkungsträger, denn diese Wechselwirkung konnte bislang nicht erfolgreich in das Standardmodell eingebunden werden.

Die Elementarteilchen, aus denen alle bekannten Teilchen bestehen, sind Fermionen, also Teilchen mit halbzahligen Spin, und können in Quarks und Leptonen unterteilt werden. Die Wechselwirkungsträger haben einen ganzzahligen Spin und sind somit Bosonen.

Das Myon ist ein Lepton, wurde 1937 entdeckt und gehört somit, wie auch das Myon-Neutrino, zu der zweiten von insgesamt drei Generationen. Die anderen Generationen bestehen aus dem Elektron (Entdeckung 1897) und dem Tauon (Entdeckung 1974) zusammen mit den jeweiligen Neutrinos.

Elektron, Myon und Tauon haben eine elektrische Ladung von „1 e“[3], gelten als punktförmig und haben unterschiedliche Massen und Lebensdauern, die in Tabelle 1 aufgelistet sind.

Mit seiner hohen Lebensdauer gilt das Elektron als stabiles Teilchen; Myon und Tauonen hingegen zerfallen rasch, haben dafür aber auch deutlich höhere Massen. Auf den Zerfall des Myons gehen wir später noch ein. Die Zerfälle der anderen Leptonen sind für diese Arbeit nicht relevant und werden daher nicht weiter besprochen.

[1] Heute weiß man, dass die sichtbare Materie nur einen Bruchteil des Universums ausmacht; denn dieses besteht fast vollständig aus Dunkler Energie und Dunkler Materie. Was sich hinter diesen Begriffen verbirgt, ist Bestandteil aktueller Forschungen.
[2] Die bekannten Wechselwirkungen sind die Gravitation und die schwache, die elektromagnetische und die starke Wechselwirkungen.
[3] Ein e entspricht der Ladung eines Elektrons: $1\ \mathrm{e} \approx 1,602176487 \cdot 10^{-19}$ C

1.1.2 Entstehung der Myonen

Die Erde ist permament einem Schauer aus Teilchen ausgesetzt. Diesen Schauer bezeichnet man als kosmische Höhenstrahlung. Trifft diese Teilchenstrahlung auf Teilchen in der Erdatmosphäre, so kommt es zu Reaktionen, bei denen unter anderem Pionen entstehen können. Diese haben eine mittlere Lebensdauer von etwa $2,6 \cdot 10^{-8}$ s und zerfallen dementsprechend schnell wie folgt:

$$\begin{aligned} \pi^- &\longrightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu \\ \pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \end{aligned}$$

Die Pionen zerfallen zu beinahe hundert Prozent wie oben angegeben. Trotz dem Zerfall in Leptonen bleibt die Leptonenzahl erhalten. Diese wird durch Leptonen erhöht und durch Anti-Leptonen verringert. Da das Pion kein Lepton darstellt, ist die Leptonenzahl auf beiden Seiten der Reaktionsgleichung gleich Null. Ferner bleibt die Ladung erhalten, denn das Pion und das Zerfallselektron haben stets die gleiche Ladung und die Neutrinos sind ungeladen. Selbstverständlich gelten auch andere Erhaltungssätze, wie z.B. die Energie- und Impulserhaltung.

1.1.3 Zerfall der Myonen

Ein (Anti-)Myon zerfällt zu $\approx 100\%$ gemäß folgender Reaktion (wieder gilt die Erhaltung der Ladung und Leptonenzahl):

$$\begin{aligned} \mu^- &\longrightarrow e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu \\ \mu^+ &\longrightarrow e^+ + \overline{\nu}_\mu + \nu_e \end{aligned}$$

Wie wir bereits wissen, beträgt die Lebensdauer der Myonen etwa 2 µs. Nimmt man an, dass sich die Myonen näherungsweise mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, so liefert die klassische Rechnung:

$$s = v \cdot t = c \cdot 2 \cdot 10^{-6} \text{ s} \approx 600 \text{ m}$$

Demnach ist es nicht möglich, die Myonen, die in etwa 10 km Höhe erzeugt werden, auf der Erdoberfläche zu detektieren. Warum dies – entgegen der Rechnung – dennoch möglich ist, zeigt eine relativistische Betrachtung. Denn nur dann berücksichtigt man die Zeitdilatation bzw. die Längenkontraktion. Nachfolgend nehmen wir an, dass die

Myonen eine Energie von $E = E_{\text{Ruhe}} + E_{\text{kin}} = 5 \cdot 10^9$ eV haben [Gre89]:

$$s = \gamma \cdot v \cdot t = \frac{E}{E_{\text{Ruhe}}} \cdot c \cdot 2 \cdot 10^{-6} \text{ s} \approx 28 \text{ km}$$

Dieser Rechnung entsprechend, können die Myonen durchaus bis zu den Detektoren auf der Erdoberfläche gelangen. Nun wollen wir die Wahrscheinlichkeit hierfür berechnen und leiten hierfür das Zerfallsgesetz her. Hierfür geht man davon aus, dass die zeitliche Abnahme der Teilchen stets proportional zu den noch vorhandenen ist. In Formeln ausgedrückt, erhält man eine Differentialgleichung erster Ordnung:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N \Longrightarrow \dot{N}(t) + \lambda \cdot N(t) = 0 \xrightarrow{\text{lösen der DGL}} N(t) = N(t=0) \cdot e^{-\lambda \cdot t}$$

Dabei steht N für die Anzahl der noch vorhandenen Teilchen und $\lambda = \frac{1}{\tau}$ ist die Zerfallskonstante.

Damit können wir nun die Wahrscheinlichkeit für die Detektion der Myonen an der Erdoberfläche für den klassischen und den relativistischen Fall angeben. Wir gehen wieder davon aus, dass die Myonen in einer Höhe von 10 km erzeugt werden und dabei Lichtgeschwindigkeit haben bzw. eine Energie von 5 GeV aufweisen:

$$\begin{aligned} \text{klassischer Fall:} \quad & \frac{N(t)}{N(t=0)} = \exp\left(\frac{10 \text{ km}/c}{2 \text{ µs}}\right) \approx 5,7 \cdot 10^{-6}\% \\ \text{relativistischer Fall:} \quad & \frac{N(t)}{N(t=0)} = \exp\left(\frac{10 \text{ km}/c}{\gamma \cdot 2 \text{ µs}}\right) \approx 100\% \end{aligned}$$

Die Unterschiede zwischen der klassischen und der relativistischen Betrachtung sind unverkennbar. Außerdem gilt: je niedriger die Energie der Myonen ist, desto unwahrscheinlicher die Ankunft der Myonen auf der Erdoberfläche. Beispielsweise bleibt bei einer Energie von 1 GeV nur noch eine Wahrscheinlichkeit von etwa 17%.

1.1.4 Wechselwirkung mit Materie

Durchqueren Myonen Materie, so kann es zu verschiedenen Wechselwirkungen kommen, bei denen sie Energie verlieren. Diese sind: Stöße an Elektronen, elastische Streuung an Kernen, Cherenkov-Strahlung, Kernreaktionen und Bremsstrahlung. Letztere spielt aber im Vergleich mit den Elektronen eine viel geringere Rolle, da die Myonen eine deutlich größere Masse aufweisen und die Bremsstrahlung antiproportional zur Masse ist.

Der Energieverlust kann mit der Bethe-Bloch-Formel berechnet werden. Neben der blo-

ßen Energieabgabe, ist es auch möglich, dass myonische Atome entstehen. In diesem Fall wird das (negativ geladene!) Myon, von einem Atom eingefangen, woraufhin es sich – ähnlich den Elektronen – auf Bahnen um den Kern bewegt[4]. Der Radius ist aufgrund des Massenunterschied kleiner als bei Elektronen. Daher ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Myons am Kern ungleich Null und es besteht die Möglichkeit, dass das Myon ein Proton des Kern in ein Neutron umwandelt, was als inverser Beta-Zerfall bezeichnet wird.

1.2 Abschätzungen aus der Anleitung

An dieser Stelle gehen wir auf einige Abschätzungen ein, die in der Versuchsanleitung gefordert werden.

Zählrate
Für die Bestimmung der integralen Energieverteilung der Myonen in Meereshöhe, bedienen wir uns der Abbildung 8 der Versuchsanleitung. Dieser kann man entnehmen, dass der gesuchte Wert $10^{-2}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ beträgt. Die Fläche des Detektors sei — gemäß der Anleitung — $12 \cdot 12\text{cm}^2$. Zudem gehen wir für diese Berechnung davon aus, dass ein Raumwinkel von 2π zur Detektion genutzt wird. Die Zählrate R ist dann:

$$R = (12\ \text{cm})^2 \cdot 10^{-2}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} \cdot 2\pi\ \text{sr} \approx 9,05\ \text{s}^{-1}$$

Grenzenergie
Nun wird die Grenzenergie bestimmt, bis zu der Myonen in 10 cm NaI gestoppt werden können. In Abbildung 7 der Versuchsanleitung ist die Reichweite von Myonen und anderen Teilchen in NaI angegeben. Mittels der ebenfalls angegebenen (Volumen-)Dichte von NaI ($\rho = 3,67\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) und der bereits erwähnten Eindringtiefe von 10 cm, erhalten wir durch Multiplikation die Flächendichte von 36,7 $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$. Somit kann aus Abbildung 7 (Versuchsanleitung) für die Grenzenergie ein Wert von 80 MeV abgelesen werden.

Mittlere Energie
Diese letzte Abschätzung setzt sich mit der, von einem Myon im Detektor deponierten Energie auseinander. Diesmal bedienen wir uns der, in der Versuchsanleitung beigefügten, Tabelle „ATOMIC AND NUCLEAR PROPERTIES OF MATERIALS“. Aus dieser entnehmen wir als Wert für den minimalen Energieverlust $\frac{dE}{dx}\big|_{\text{min}} = 1,305\ \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$. Multiplizieren wir hierzu noch die Flächendichte 36,7 $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$, so erhalten wir den mittleren Energieverlust

$$\Delta E = 1,305\ \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \cdot 36,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \approx 47,89\ \text{MeV}.$$

[4] Meist im 1s-Zustand, da dieser Zustand der energetisch günstigste ist.

F-Praktikum an der JLU
Dennis Getzkow
Julian Bergmann

1.3 Szintillationsdetektor

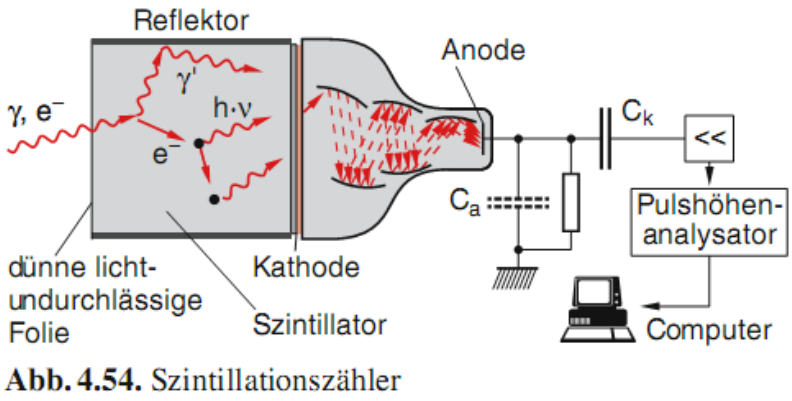


Abb. 4.54. Szintillationszähler

Abbildung 1
Anschauliche Darstellung des Detektors (entnommen aus [DEM04])

Der (anorganische) Szintillationskristall besteht aus einem mit Thallium dotiertem NaI-Einkristall. Das Thallium fungiert dabei als Aktivator. Doch wofür braucht man diesen eigentlich? Wir überlegen zunächst, was geschehen würde, wenn man statt des dotierten, einen undotierten Kristall verwenden würde. Treffen γ–Quanten oder aber geladene Teilchen wie Myonen auf die Atome im Kristall werden sie angeregt, da die Strahlung/Teilchen Energie im Kristall deponieren. Die Anregungsenergie ist dabei gleich der Abregungsenergie, was dem Szintillationsprozess nicht zu gute kommt. Dotiert man den Kristall, so können die Elektronen energetische Zustände annehmen, die zuvor verboten waren. Anders gesagt wandern die durch Anregung vom Valenz– ins Leitungsband gehobene Elektronen durch den Kristall bis sie auf einen Aktivator treffen, diesen strahlungslos[5] anregen, worauf dieser unter Emission von Photonen abreagiert. Dabei entspricht die Energie nicht mehr genau der Anregungsenergie des NaI, daher können die Photonen relativ ungestört bis zu dem Photonmultiplier vordringen.
Im Photomultiplier werden durch die ankommenden Photonen, Elektronen aus den sogenannten Dynoden herausgeschlagen (siehe Abbildung 1). Diese Elektronen schlagen ihrerseits wieder Elektronen aus der nächsten Dynode usw. Letztenendes hat man ein messbares Signal, welches mittels eines Analog–Digital–Wandlers für den Computer auswertbar gemacht wird.
Dem Wandler folgt dann der Vielkanalspeicher. Jedem Kanal wird ein Energiebereich zugeordnet, somit kann jedem detektierten Signal ein eindeutiger Kanal zugewiesen werden. Mittels PC kann man sich den Inhalt des Speichers graphisch als Impulshöhenspektrum darstellen lassen.

F-Praktikum an der JLU
Dennis Getzkow
Julian Bergmann

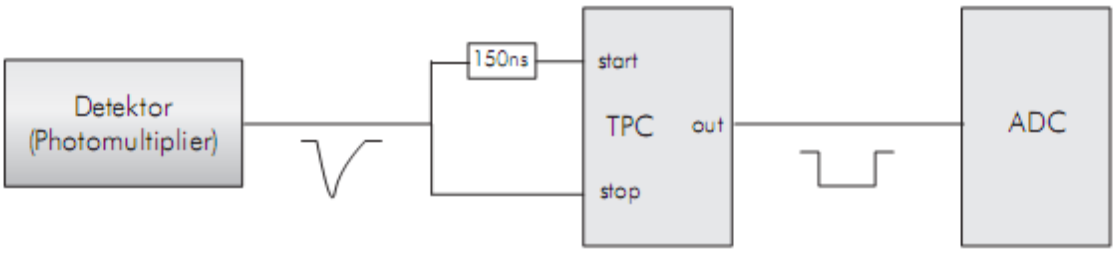


Abbildung 2
Prinzip der Zeitmessung (der Versuchsanleitung entnommen)

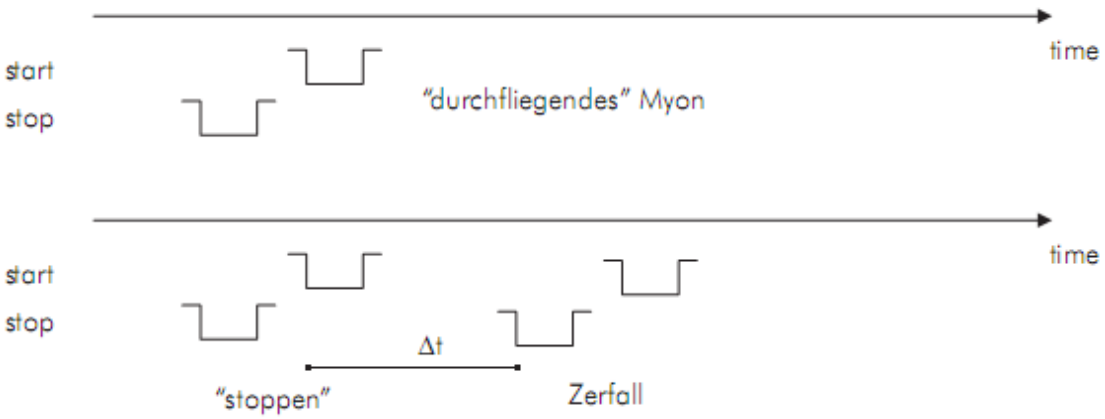


Abbildung 3
Signalfolge bei der Lebensdauermessung. Für gestoppte Myonen erfolgt nach dem Stoppimpuls ein zweiter Impuls aus desen Versögerung die Lebensdauer bestimmt werden kann (der Versuchsanleitung entnommen)

F-Praktikum an der JLU
Dennis Getzkow
Julian Bergmann

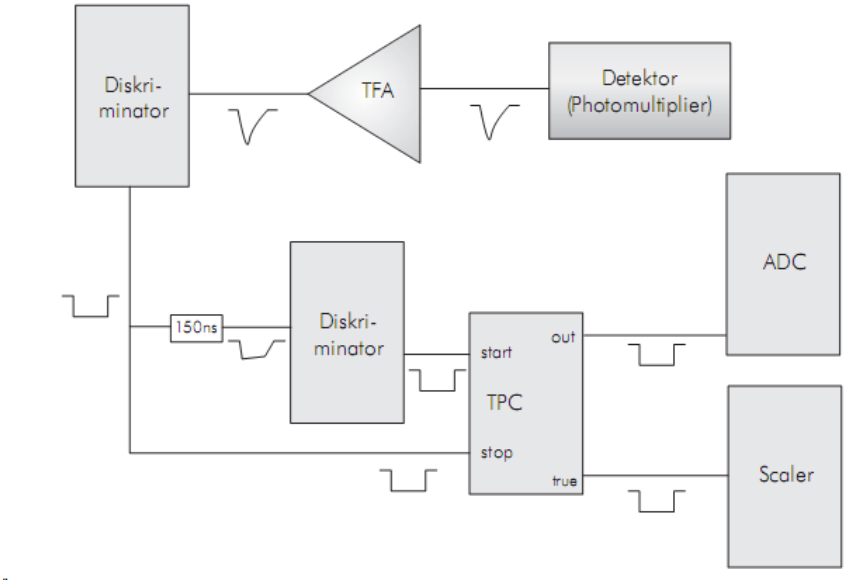


Abbildung 4
Aufbau zur Lebensdauermessung (der Versuchsanleitung entnommen)

1.4 Messaufbau und -prinzip

Im Idealfall werden die auf den Detektor einfallenden Myonen gestoppt, lösen dadurch ein Signal aus, zerfallen kurz darauf und lösen ein weiteres Signal aus. Die Zeit, die zwischen Stoppen und Zerfallen vergeht, wollen wir messen und damit die Lebensdauer der Myonen ermitteln. Allerdings ist es nicht möglich, die beiden Signale zu unterscheiden. Dies bringt uns zu Abbildung 2. Durch die Ununterscheidbarkeit der Signale, dienen alle Signale sowohl als Start und als Stopp. Allerdings wird das Startsignal mittels Delay um 150 ns verzögert, daher kommt das Stoppsignal noch vor dem Startsignal im TPC (Time to Pulse Height Converter) an.

Mit dem Startsignal beginnt die Zeitmessung, die erst durch ein Stoppsignal beendet wird. Das TPC liefert nun ein Signal, dessen Höhe proportional zu der gemessenen Zeitdifferenz ist. Dieses wird dann zu einem ADC (Analog to Digital Converter) geleitet, welcher eine Verarbeitung der Messdaten via PC ermöglicht. Die Messsignale können Abbildung 3 entnommen werden.

Der vollständigen Aufbau zur Lebensdauermessung ist in Abbildung 4 wiedergegeben. Zu dem oben betrachteten prinzipiellen Messaufbau kommen noch Diskriminatoren und der TFA (Timing Filter Amplifier). Den ersten Diskriminator nutzen wir, um den durch niederenergetischen Teilchen verursachten Untergrund herauszufiltern, so dass nur noch Myonen Start/Stopp–Signale auslösen. Der zweite Diskriminator soll die Verzerrungen beseitigen, die unter Umständen nach dem Delay auftreten.

[5] Die Energiedifferenz zwischen dem Niveau des Leitungsbandes und dem des Aktivators, welches in der verbotenen Zone des NaI-Kristalls liegt, äußert sich in der Erzeugung von Phononen

2 Auswertung

2.1 Energiespektren von Kobalt

Im ersten Teil des Versuches machen wir uns mit dem Aufbau und dessen Funktionsweise vertraut.

Dabei schließen wir ein Oszilloskop an den Versuchsaufbau bei einer Messung von ^{60}Co an und betrachten die Wirkung der verwendeten Elemente.

Direkt am Detektor kann ein stark verrauschtes Bild erkannt werden (Bild 10), die beiden Peaks sind allerdings bereits erkennbar. Hinter dem TFA hingegen ist das Bild geglättet und man kann sogar einen Summenpeak erkennen (Bild 11). Der Hauptverstärker, welcher das Signal invertiert und in den gewünschten Spannungs–Bereich (5-7 V) bringt, lässt schließlich auch Compton–Kante und Rückstreupreak erkennen (Bild 12).

Nun lassen sich Abschätzungen zu den Kobalt–Proben–Peaks für eine Test–Eichung verwenden:

Peak	Energie (MeV)
Photopeak 1	1,17
Photopeak 2	1.33
Summenpeak	2.49
Comptonkante 1	0.82
Comtonkante 2	0.96
Rückstreupeak 1	0.35
Rückstreupeak 2	0.37

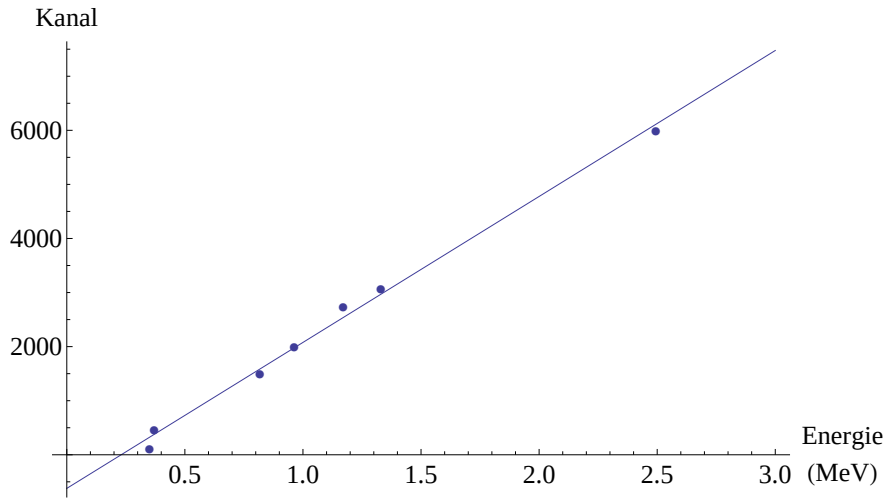


Abbildung 5
Abweichung der Eichungsfunktion von den Abschätzungswerten der Peaks bei ^{60}Co.

Die mit Mathematica gefittete Eichfunktion lautet dabei:

$$\mathrm{K}(E)=(2699{,}23 \pm 88{,}25)\ \frac{E}{\mathrm{MeV}}\ -\ 621{,}53 \pm 111{,}71.$$

Dabei wurde der Akzeptanzbereich des ADCs gut ausgenutzt, das Spektrum ist auf die ganze Achse gut verteilt. Um jedoch auf die eigentliche Myonenmessung besser vorbereitet zu sein, wählen wir nun eine Verstärkung, welche den minimal ionisierenden Myonen gerecht wird. Da sich die Kanalverteilung somit ändert, muss allerdings auch neu geeicht werden.

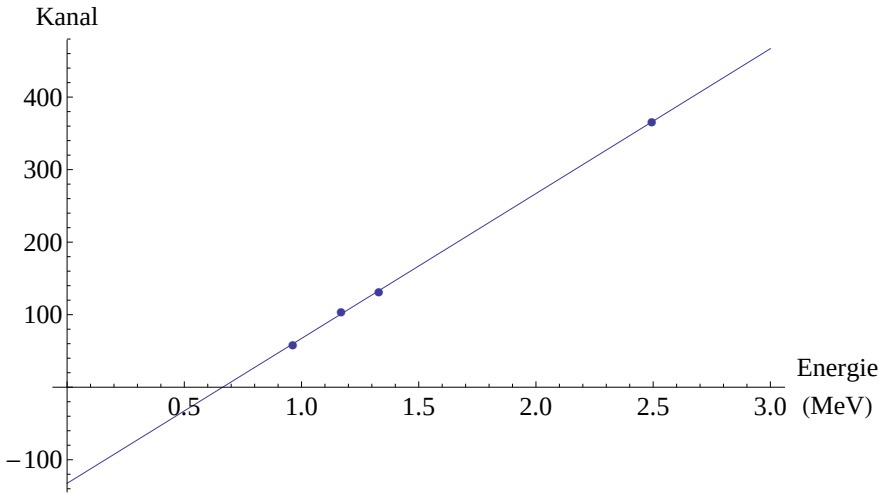


Abbildung 6
Abweichung der neuen Eichungsfunktion von den Abschätzungswerten der Peaks bei ^{60}Co nach Anpassung an minimal ionisierende Myonen.

In Bild 13 ist auch dabei auch im Vergleich zu Bild 12 gut zu sehen, dass die Peaks viel enger und an anderer Position liegen. Außerdem wurde der untere Bereich (minimal ionisierende Myonen) abgeschnitten, es ist also gerade noch die 2. Compton–Kante zu sehen.

Die mit Mathematica neu gefittete Eichfunktion lautet dabei:

$$\mathrm{K}(E)=(199{,}77 \pm 2{,}16)\ \frac{E}{\mathrm{MeV}}\ -\ 132{,}56 \pm 3{,}47.$$

Damit kann nun auch ein Testspektrum der kosmischen Myonen selbst angefertig werden, welches in Bild 14 dargestellt ist. Da diese Myonen sehr schnell sind deponieren sie äußerst wenig Energie im Detektor, werden daher also auch minimal ionisierend genannt.

Nachdem nun eine Test–Messung und –Eichung erstellt wurde, um Erfahrung im Umgang zu sammeln, kann nun zu dem eigentlichen Versuch übergegangen werden.

2.2 Zeiteichung der Kanäle

Da unser *Multi–Channel–Analyzer* die eingegangene Energie in Kanäle unterteilt und der *Time to Pulse Height Converter* ein zu der Eingangsimpulszeit–Differenz ein proportionales Signal abgibt, müssen die Kanäle zunächst Zeiten zugeordnet werden.

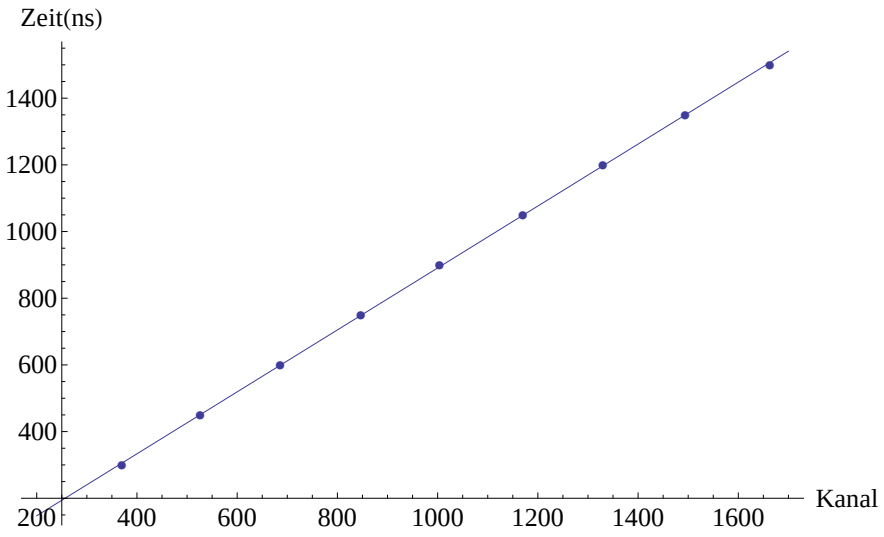


Abbildung 7
Darstellung der Zeiteichungsmesspunkte und der gefitteten Eichfunktion.

Dabei setzen wir ein bekanntes Delay vor das Stop–Signal anstatt das Start–Signal zu verzögern. Damit wird das gleiche Signal sowohl im Start- als auch im Stop–Eingang des TPC registriert und erzeugt ein dem Delay entsprechendes, gleich bleibendes Signal. Wir beginnen dabei mit 300 ns und nehmen alle 150 ns bis 1500 ns eine Messung vor (siehe dazu auch Bild 15).

Kanal	370	526	686	847	1004	1170	1330	1494	1663
Delay (ns)	300	450	600	750	900	1050	1200	1350	1500

Das Fitten über Mathematica erzeugte die Funktion:

$$\mathrm{t}(K) = (0{,}929 \pm 0{,}00327)\ \mathrm{ns} \cdot K - (38{,}2895 \pm 3{,}57573)\ \mathrm{ns}$$

2.3 Lebensdauermessung

Da in der eigentlichen Lebensdauermessung wesentlich weniger Ereignisse statt finden werden als bei der Messung direkt an der Kobalt–Quelle, werden hier nun Kanäle zusammengefasst, um den exponentiellen Verlauf besser darstellen zu können. Da die Kanäle dabei linear zusammengefasst werden (immer die gleiche Anzahl) und die Eichung einen linearen Zusammenhang gegeben hat, kann nun bei einer Zusammenfassung von je 52 Kanälen auch die Zeit pro Kanal von ehemals 0,929 ns durch Multiplikation mit der Kanalzahl auf 48,308 ns pro zusammengefassten Kanal erhöht werden.

Eine weitere vorzunehmende Korrektur betrifft das Rauschen des Signals. Myonen, die den Detektor durchfliegen ohne darin zu zerfallen, stören die Messergebnisse. Um sie ermitteln zu können, nehmen wir eine Poisson–Verteilung der Signale an.

Die mittlere Ereignisrate beträgt dabei

$$\mu = \frac{\text{Ereignisse}}{\text{Messzeit}} = \frac{2500000}{845340\ \text{s}} = 2,957\ \frac{1}{\text{s}}$$

Ermitteln wir damit die Wahrscheinlichkeit für mindestens ein Ereignis innerhalb eines zusammengefassten Kanals $\Delta t = 48,308$ ns, ergibt sich nach Poisson:

$$P_\mu(\Delta t, n \geq 1) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\mu\Delta t)^n}{n!} e^{-\mu\Delta t} = 1 - e^{-\mu\Delta t} = 1 - e^{-2,957\ \frac{1}{\text{s}}\ \cdot\ 48,308\ \text{ns}} = 1,43 \cdot 10^{-7}$$

Für die statistische Anzahl der Untergrundereignisse pro Kanal ergibt sich dann aus Multiplikation mit der Gesamtereigniszahl:

$$N_R = 2500000 \cdot 1,43 \cdot 10^{-7} = 0,357$$

Diese ziehen wir nun von den Ereignissen in den zusammengefassten Kanälen ab und Fitten die Messwerte durch eine Exponentialfunktion $e^b \cdot e^{a \cdot t}$. Dabei ist uns b nicht sonderlich wichtig, da allein a die Lebensdauer der Myonen bestimmt. Um hier möglichst genau zu fitten, tragen wir die Messwerte logarithmisch auf und fitten sie durch eine Gerade $a \cdot x + b$. Dabei benutzen wir eine gewichtete Regression, in der die Gewichtung der Regel $w = \left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2$ folgt. Zur Bestimmung von σ wird dazu zunächst eine ungewichtete Regression durchgeführt und σ aus der Abweichung der y–Komponente der Messdaten errechnet.

Der ungewichtete Fit ergibt zunächst

$$f(t) = (-0,02421 \pm 0,00080)\frac{1}{\text{ns}} \cdot t + 4,32142 \pm 0,047201$$

Der gewichtete Fit hingegen ergibt die um einiges genauere Funktion

$$f(t) = (-0,02416 \pm 0,00011)\frac{1}{\text{ns}} \cdot t + 4,31962 \pm 0,003917$$

b ist dabei etwas verschoben, da für den Fit hier die unteren 50 zusammengefassten Kanäle (ca. 2500 normale Kanäle bzw. die ersten 2476 ns) nicht beachtet wurden, weil sie dem exponentiellen Verlauf nicht entsprechen.

Die in der linearen Regression benutzten Summen betragen dabei folgende Werte:

$N = 101$	$\sum \omega = 6,66023 \cdot 10^6$	$\sum x \cdot y = 13820,7$	$\sum \omega \cdot x \cdot y = 7,84523 \cdot 10^8$
$\sum x = 5151$	$\sum \omega \cdot x = 2,31788 \cdot 10^8$	$\sum x^2 = 348551$	$\sum \omega \cdot x^2 = 8,96735 \cdot 10^9$
$\sum y = 311,751$	$\sum \omega \cdot y = 2,3168 \cdot 10^7$	$\sum y^2 = 1018,07$	$\sum \omega \cdot y^2 = 8,11183 \cdot 10^7$

Dabei lässt sich Anhang Bild 8 gut sehen, dass die Gerade dem Logarithmus der Messwerte gut entspricht. Bild 9 entspricht dabei dem nicht–logarithmischen Auftragen, in welchem die Messwerte auch gut an der Geraden liegen.

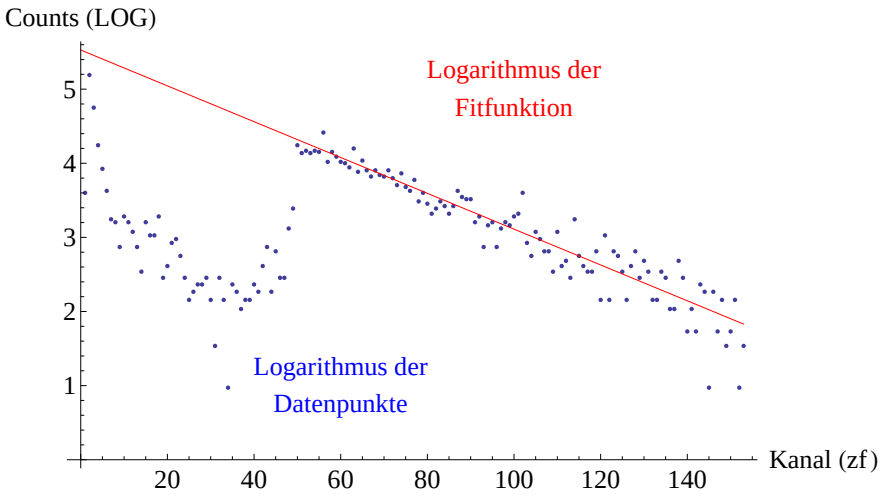


Abbildung 8
Logarithmische Auftragung der Messdaten, 52 Kanäle jeweils zusammengefasst. Eingetragen ist auch gewichtet gefittete Gerade durch Messdaten ab Kanal 50.

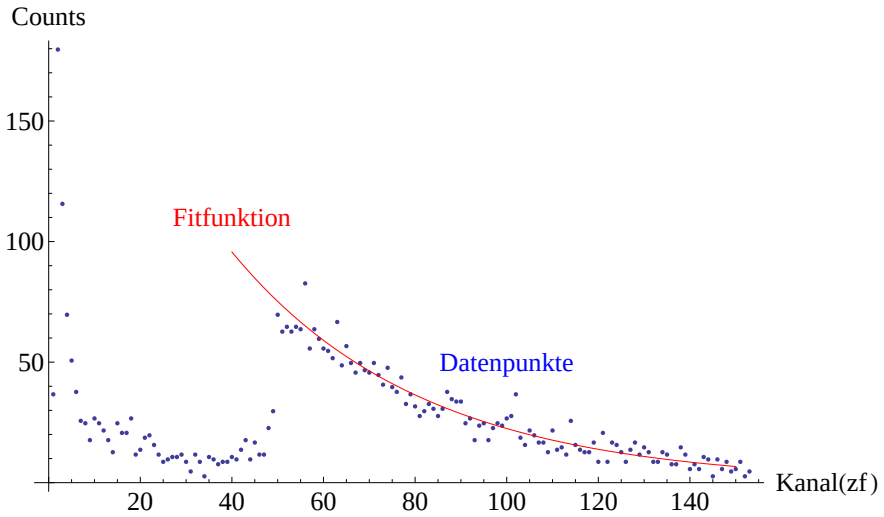


Abbildung 9
Auftragung der Messdaten, 52 Kanäle jeweils zusammengefasst. Der Fit ist hier als Exponentialfunktion eingetragen.

Benutzen wir nun den ermittelten Parameter a, um die Lebensdauer auszurechnen, muss hier die Kanalanpassung zunächst wieder rückgängig gemacht werden. Da nur die y–Achse logarithmisch geändert wurde, kann hier also einfach eine einfache Streckung in x–Richtung vorgenommen werden, sodass $a' = \frac{a}{53} = (-0,000456 \pm 2,0139 \cdot 10^{-6})\ \frac{1}{\text{ns}}$.

Für die Lebensdauer berechnen wir damit:

$$\tau = \frac{-1}{a'} = (2193,06 \pm 9,73)\ \text{ns}$$

Dies stimmt gut mit dem Literaturwert von 2197 ns als Lebensdauer für Myonen überein.

3 Anhang

3.1 Bildverzeichnis

Bilder aus dem Theorieteil wurden aus den im einzelnen genannten Quellen entnommen

Oszillatorbilder 1-2 wurden mithilfe von Inkscape erstellt

Plots im Auswertungsteil und Anhang wurden mit Mathematica erstellt

3.2 Literaturverzeichnis

[BN10] Bleck-Neuhaus, J.: Elementare Teilchen, Moderne Physik von den Atomen bis zum Standard-Modell. 1 (2010). ISBN 978–3–540–85299–5

[DEM04] DEMTRÖDER, W.: Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik. 67 (2004), S. 02

[G$^+$] Group, Particle D. u. a.: *Particle Physics Booklet July 2010*

[Gre89] Greiner, W.: Mechanik, Teil 1 (Series: Theoretische Physik). (1989)

[Per91] Perkins: Hochenergiephysik. 1 (1991)

[Pov04] Povh, B.: Teilchen und Kerne: eine Einführung in die physikalischen Konzepte. 67 (2004)

3.3 Bilderanhang

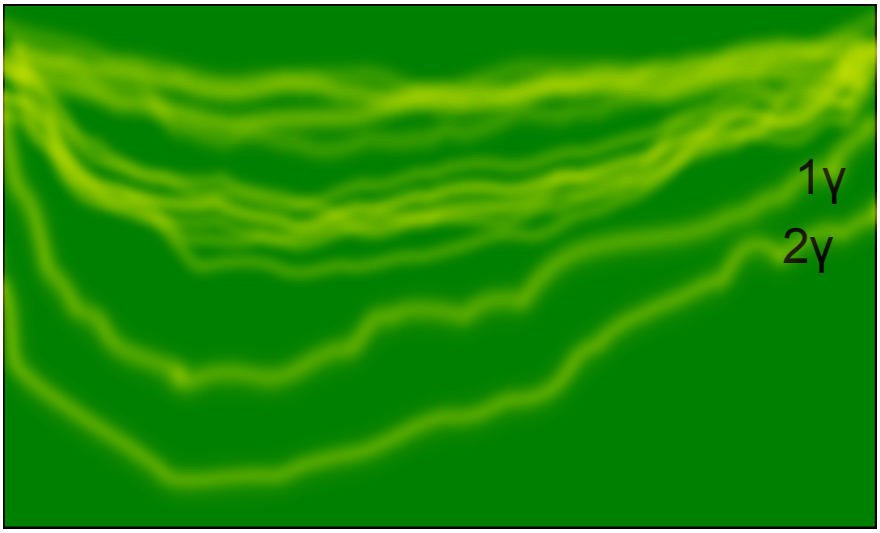


Abbildung 10
Nachbildung des beobachteten Oszillator-Verhaltens direkt am Detektor bei Kobalt-Probe.

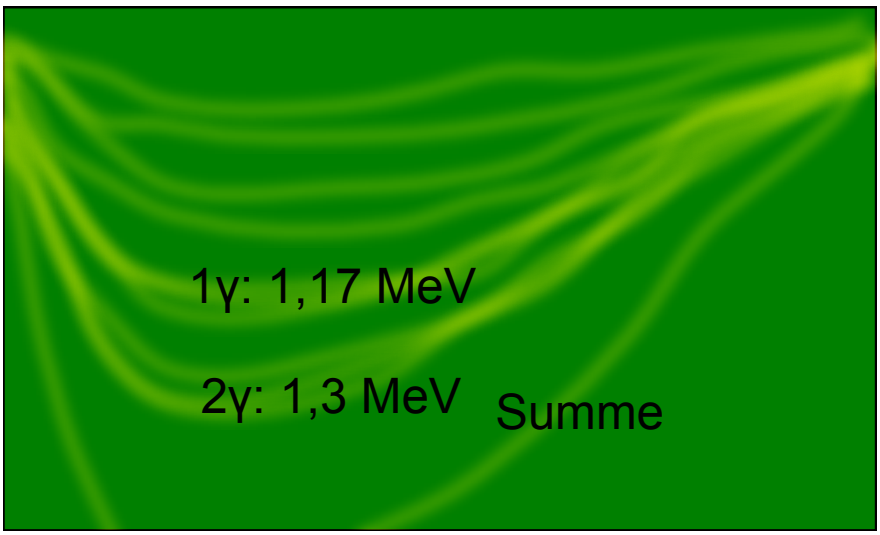


Abbildung 11
Nachbildung des beobachteten Oszillator-Verhaltens hinter dem TFA bei Kobalt-Probe.

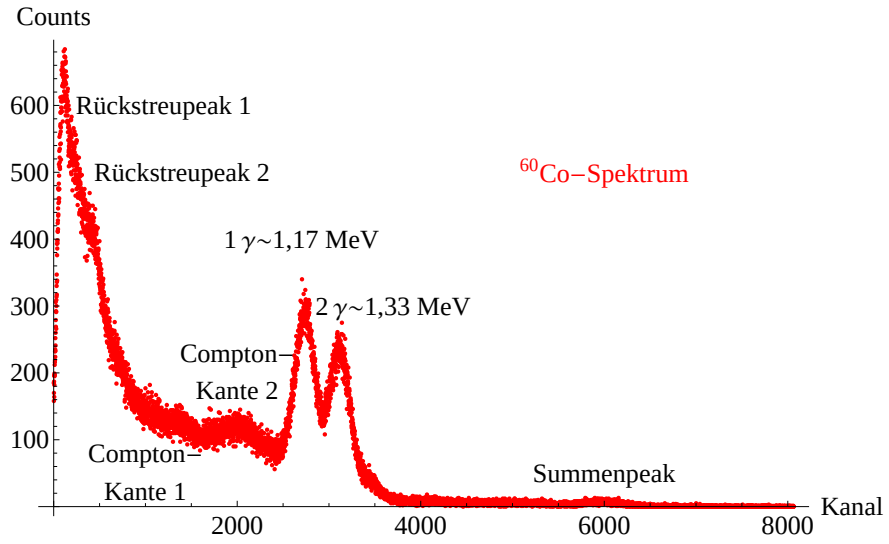


Abbildung 12
Auswertung der gemessenen Signale der Kobaltprobe. Nach TFA und ADC sind nun einzelne Peaks gut erkennbar.

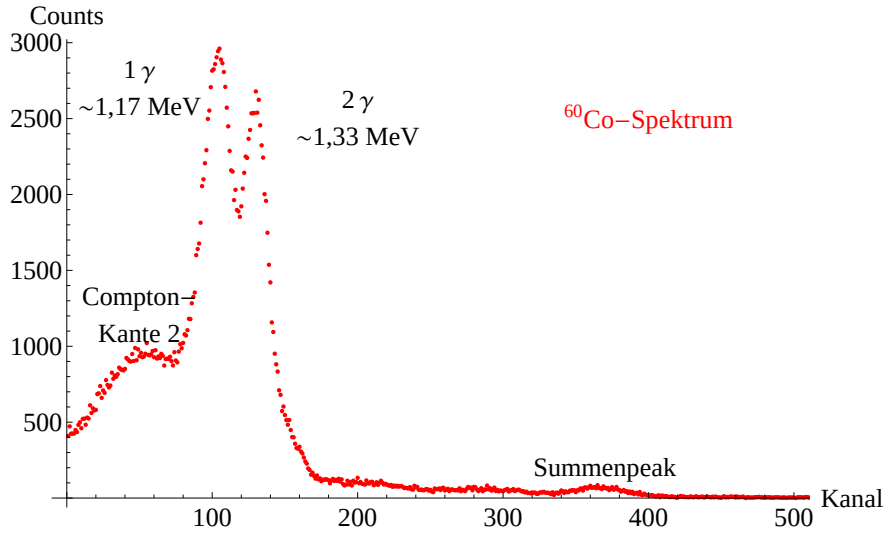


Abbildung 13
Auswertung der gemessenen Signale der Kobaltprobe nach Anpassung an minimal ionisierende Myonen.

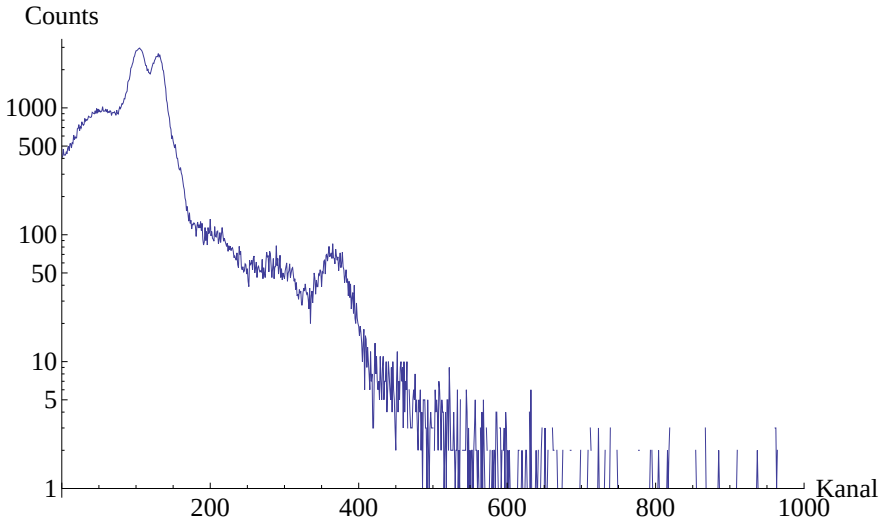


Abbildung 14
Messung von kosmischen Myonen.

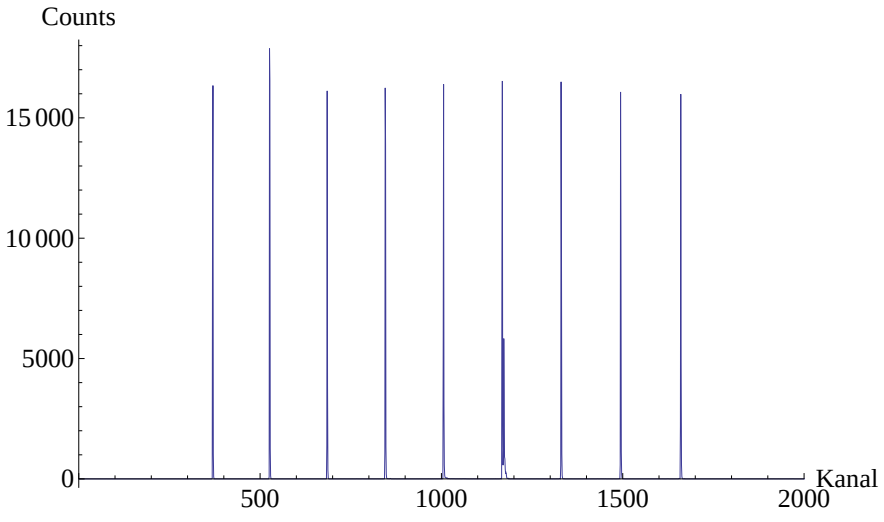


Abbildung 15
Messung zur Zeiteichung. Jeder Peak steht für eine andere Anzahl an 150 ns-Delays, die zwischen Start- und Stop-Eingang des TFAs geschaltet wurden.