

Physikalisches Praktikum V
SS 2021

Versuch P518: Höhenstrahlung

Ben Karcher und Annika Hoverath, Gruppe 102

3. Mai 2021

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	3
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Höhenstrahlung	3
2.1.1 Primäre Höhenstrahlung	3
2.1.2 Sekundäre Höhenstrahlung	4
2.1.3 Winkelverteilung der Höhenstrahlung	4
2.2 Standardmodell	5
2.2.1 Proton und Neutron	5
2.2.2 Elektron, Myon	5
2.2.3 Neutrino	5
2.2.4 Helizität und Chiralität	5
2.3 Durchgang geladener Teilchen durch Materie	6
2.3.1 Bethe-Bloch-Gleichung	6
2.3.2 Landau-Verteilung	6
2.4 Zerfallsgesetz	7
2.5 Szintillationszähler	7
2.6 Bauteile der Signalverarbeitung	7
2.6.1 Diskriminatör	8
2.6.2 Koinzidenzeinheit	8
2.6.3 Verzögerungskabel	8
2.7 Zufallskoinzidenzen	8
3 Einstellung der Diskriminatorschwellen	9
4 Myonenlebensdauer	10
4.1 Aufbau	10
4.2 Händische Bestimmung der Schwellenkurve	10
4.2.1 Messung der Schwellenkurve	11
4.2.2 Schwellenbestimmung	11
4.3 Messung der Lebensdauerkurve	12
4.4 Korrektur der Zufallskoinzidenzen	13
4.5 Bestimmung der Lebensdauer	13
4.6 Diskussion	14
5 Winkelverteilung	15
5.1 Aufbau zur Messung der Winkelverteilung	15
5.2 Aufbau zur Messung des Impulshöhenspektrums	15
5.3 Aufbau zur Messung der Zufallskoinzidenzen	17
5.4 Einstellung der Diskriminatorschwelle	17
5.4.1 Programmatische Bestimmung der Schwellenkurve	17
5.4.2 Aufbau und Durchführung	17
5.4.3 Wahl der Schwelle	18
5.5 Durchführung der Langzeitmessungen	18
5.6 Korrektur um die Zahl der Zufallskoinzidenzen	19
5.7 Auswertung und Diskussion der Winkelverteilungsmessung	19
5.8 Auswertung und Diskussion des Impulshöhenspektrums	20
6 Fazit	21

1 Einleitung

Inhalt dieses Versuchs ist die Untersuchung der am Erdboden messbaren Höhenstrahlung sowie deren Eigenschaften. Es sollen dazu zwei Langzeitmessungen durchgeführt werden. Zum Einen soll die Winkelverteilung und das Impulshöhenspektrum der Strahlung untersucht werden und zum Anderen die Lebensdauer des Myons bestimmt werden. Dabei soll außerdem der Umgang mit Detektoren geübt werden, welche vor der Langzeitmessung noch korrekt einzustellen sind.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Höhenstrahlung

2.1.1 Primäre Höhenstrahlung

Kosmische Strahlung, welche die Erdatmosphäre ungestört erreicht, wird als Primäre Höhenstrahlung bezeichnet. Sie besteht vor allem aus Protonen (85%) und α -Teilchen (12%). Mögliche Quellen dieser Strahlung sind Supernova, Pulsare und Doppelsternsysteme mit Neutronenstern.[3, S.77]

Magnetfelder können die geladenen Teilchen stark ablenken, sodass diese Teilchen keine Richtungsinformationen mehr enthalten. Da die Teilchen durch zeitlich veränderliche Magnetfelder sowie durch die Sonnenatmosphäre fliegen, können sie auf Energien von bis zu 10^{20} eV beschleunigt werden. Zudem können die Teilchen auch beschleunigt werden, indem die Teilchen häufig an interstellaren Gaswolken reflektiert werden oder in Pulsar-Jets und Supernova-Schockfronten (bis zu 100 TeV) gelangen.[3]

Partikel in der kosmischen Strahlung mit kleinen Energien erreichen die Erde aufgrund des Sonnenwinds und des Sonnenmagnetfeldes seltener. Dieser Übergang, in Abb. 1 als "Knick" erkennbar, entsteht dadurch, dass die Teilchen einen so großen Impuls erlangen, der jedoch nicht vollständig vom Magnetfeld der Milchstraße kompensiert werden kann.[3]

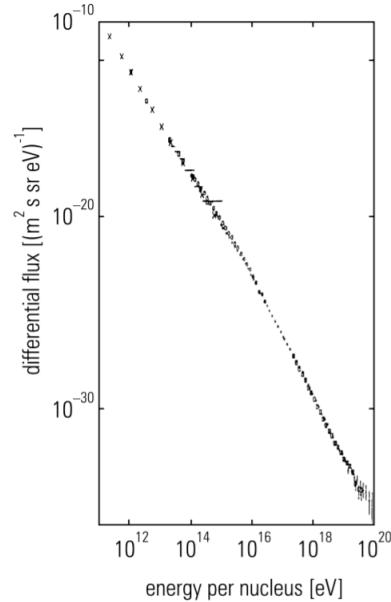


Abbildung 1: Spektrum der kosmischen Höhenstrahlung am oberen Rand der Erdatmosphäre [3, S.80]

2.1.2 Sekundäre Höhenstrahlung

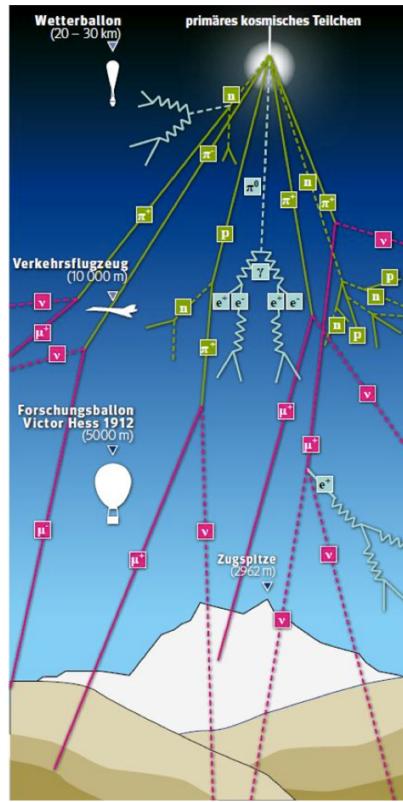


Abbildung 2: Komponenten der Höhenstrahlung [7]

Diese hauptsächlich einfallenden energiereichen Protonen der primären Höhenstrahlung wechselwirken mit den Teilchen der Erdatmosphäre, wobei neue Teilchen entstehen. Diese sind vor allem Kaonen und Pionen. Die typischen Zerfallskanäle der Pionen sind gegeben durch [2]

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

Pionen haben eine sehr geringe Ruhemasse. Deshalb werden sie oft in Hadronenschauern erzeugt. Durch den Zerfall der Pionen entstehen viele Myonen. Die Lebensdauer der Pionen beträgt für das π^\pm $2,6 \cdot 10^{-8}$ s und $8,5 \cdot 10^{-17}$ s für das π^0 [2]. Da die Kaonen ebenfalls zum Großteil in Myonen oder in Pionen zerfallen[2], erreichen wir so identische Zerfallsprodukte.

Ein Teil der Myonen zerfällt anschließend in Neutrinos und Elektronen, die zur weichen Komponente der Höhenstrahlung auf Meeressniveau beitragen. Trotz dieses Zerfallskanals machen Myonen dennoch etwa 80% der auf Meeressniveau gemessenen geladenen Teilchen der sekundären Höhenstrahlung aus.[3, S.144] Der Grund dafür ist, dass Myonen im Vergleich zu Pionen mit $\tau = 2,19698 \cdot 10^{-6}$ s [2] eine recht lange Lebensdauer aufweisen und sie aufgrund ihrer großen Masse weniger stark mit den Luftmolekülen wechselwirken als Elektronen.

2.1.3 Winkelverteilung der Höhenstrahlung

Teilchen, die mit verschiedenen Winkeln in die Atmosphäre eintreten, müssen, desto flacher der Winkel, eine größere Strecke zurücklegen um den Erdboden zu erreichen. Darum fällt die größte Intensität senkrecht auf den Erdboden ein und parallel zum Erdboden sind die meisten Myonen bereits schon in Elektronen zerfallen. Deshalb erwarten wir eine \cos^2 -Relation zwischen dem Winkel und der Intensität der Höhenstrahlung.

2.2 Standardmodell

Unsere stabile Materie lässt sich ausschließlich aus up- und down-Quarks sowie Elektronen und Elektron-Neutrinos zusammensetzen. Zu jedem Elementarteilchen gibt es ein Antiteilchen.

2.2.1 Proton und Neutron

Protonen und Neutronen sind Hadronen und befinden sich in dem Atomkern. Sie sind selber keine Elementarteilchen, da sie jeweils aus 3 (Valenz-)quarks bestehen, die die Eigenschaften des Protons und des Neutrons ausmachen, z.B. die Ladung. Das Proton besteht aus zwei up-Quarks und einem down-Quark. Das Neutron besteht aus zwei down-Quarks und einem up-Quark. Da das up-Quark eine Ladung von $+\frac{2}{3}e$ und das down-Quark eine Ladung von $-\frac{1}{3}e$ hat, hat das Proton die Ladung $+1e$ und das Neutron die Ladung $0e$. Protonen und Neutronen bestehen zudem aus Gluonen, die die Quarks zusammenhalten. Wenn man das Proton oder das Neutron noch genauer betrachtet, stellt man fest, dass in ihnen noch viel mehr Quarks in Form von Quark-Antiquark Paaren enthalten sind. Diese Quarks nennt man Seequarks. Das Proton ist stabil, das freie Neutron zerfällt innerhalb weniger Minuten u.a. in ein Proton. Es gibt zwei weitere Generationen von Quarks (einerseits Charme und Strange sowie Top und Bottom), die sich hauptsächlich in ihrer deutlich größeren Masse unterscheiden. Quarks wechselwirken mit den starken Austauschteilchen, den Gluonen.[7, 2]

2.2.2 Elektron, Myon

Elektronen und Myonen (sowie das Tau) sind Elementarteilchen und gehören zur Gruppe der Leptonen. Die Ladung eines Elektrons, Myons sowie Taus beträgt $-1e$. Diese Elementarteilchen unterscheiden sich hauptsächlich in ihrer Masse. Das Elektron hat eine Masse von 511 keV . Das Myon ist mit einer Masse von $105,66\text{ MeV}$ deutlich schwerer und zerfällt nach etwa $2,2\text{ }\mu\text{s}$ in Elektronen und Neutrinos ($\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$). Das Tau ist noch schwerer als das Myon und zerfällt noch schneller. Das Elektron ist ein stabiles Elementarteilchen, da es selber nicht weiter zerfällt. Das Elektron sowie das Myon und Tau wechselwirken über die elektromagnetische Wechselwirkung. Ihr Austauschteilchen ist das Photon.[2, 7]

2.2.3 Neutrino

1930 postulierte Pauli ein weiteres Teilchen um den β -Zerfall von Atomkernen zu erklären. Der β -Zerfall (z.B. $\beta^-: n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) lässt sich nur durch die Existenz von Neutrinos vollständig nachvollziehen. Neutrinos sind ebenfalls Elementarteilchen. Es gibt drei Neutrino-Generationen (ν_e , ν_μ und ν_τ). Sie tragen keine Ladung und ihre Masse ist sehr klein, aber sie beträgt nicht 0 eV . Neutrinos interagieren kaum, weshalb es so schwer ist sie nachzuweisen. Ihre Austauschteilchen sind bei geladenen Strömen, das W^+ - und W^- - sowie, bei neutralen Strömen, das Z-Boson.

2.2.4 Helizität und Chiralität

Normalerweise würden wir erwarten, dass auf der Erde weniger Myonen ankommen als wie wir messen, da z.B. das π^\pm auch in ein e^\pm und das entsprechende Antineutrino zerfallen könnte. Dieser Zerfall ist jedoch sehr unwahrscheinlich und die Unterdrückung lässt sich mit der Helizität und Chiralität der Teilchen erklären. Die Neutrinos sind immer linkshändig und das W-Boson koppelt nur an linkshändige Teilchen. Massenbehaftete Leptonen können zwischen links- und rechtshändigen Zuständen oszillieren.

Zerfällt ein π^+ in ein e^+ und ein ν_e , so muss im Ruhesystem des Pions die Impulserhaltung gelten und die Produkte müssen den entgegengesetzten Impuls haben. Das Pion hat den Spin 0, deshalb muss der Spin der Leptonen ebenfalls entgegengesetzt sein. Da das Neutrino jedoch nur linkshändig ist, müsste das Positron aufgrund der Spin- und der Impulserhaltung auch linkshändig sein. Da das Positron jedoch ein Antiteilchen ist, ist es hauptsächlich rechtshändig. Das Antimyon ist schwer genug, sodass es linkshändig ist. Die geringe Masse des Positrons führt zur Unterdrückung des Zerfalls.[1]

2.3 Durchgang geladener Teilchen durch Materie

2.3.1 Bethe-Bloch-Gleichung

Der Mechanismus, der die Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie in dem von uns betrachtetem Energiespektrum überwiegt, ist die Ionisation und Anregung von Atomen. Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke in Materie auf Grund dieser Mechanismen wird durch die Bethe–Bloch–Gleichung beschrieben:[8]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right]$$

Hierbei ist

$$\beta = \frac{v}{c}$$

ϵ_0 = Elektrische Feldkonstante

v = momentane Geschwindigkeit des Teilchens

e = Elementarladung

c = Lichtgeschwindigkeit

n = Elektronendichte des Materials

E = Energie des Teilchens

m_e = 511keV Masse des Elektrons

x = Weglänge

I = mittleres Anregungspotential des Materials

z = Ladungszahl des Teilchens ($z \cdot e$ = Ladung des Teilchens)

2.3.2 Landau–Verteilung

Der Energieverlust eines geladenen Teilchens ist um den nach Bethe–Bloch gegebenen Mittelwert nach der Landau–Verteilung gestreut. Für dünne Absorber hat sie eine asymmetrische Form mit einem langsamen asymptotischen Abfall gegen große Energien, wie Abbildung 3 zeigt. Für dicke Detektoren geht die Verteilung in eine Gauß–Verteilung über. [5, S.47]

Der Ausdruck

$$p(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty e^{-t \log t - xt} \sin(\pi t) dt$$

für die Landau–Verteilung lässt sich durch folgenden geschlossenen Ausdruck approximieren: [9]

$$p(x) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{1}{2} (x + e^{-x}) \right)$$

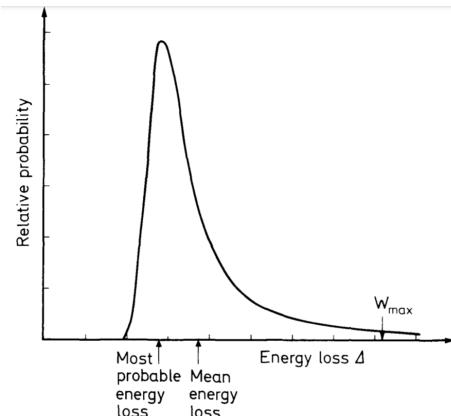


Abbildung 3: typische Verteilung des Energieverlusts in einem dünnen Absorber. [5, S.50]

2.4 Zerfallsgesetz

Die Teilchenzahl beim Zerfall instabiler Teilchen ist gegeben durch

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-t/\tau}$$

Hier bezeichnet τ die sogenannte Lebensdauer eines Teilchens. Die Zahl der Zerfälle pro Zeiteinheit wird als Aktivität A bezeichnet und erhält man aus

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

2.5 Szintillationszähler

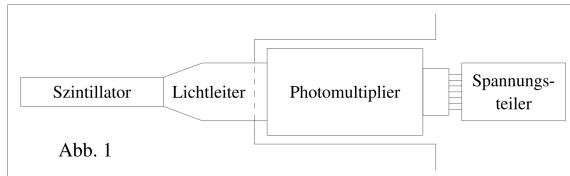


Abbildung 4: Aufbau Szintillationszähler [6, S.7]

Nachzuweisende geladene Teilchen erzeugen in einem geeignetem Szintillationsmaterial durch Anregung der Atome Photonen, die mit Hilfe eines Photomultipliers in Spannungsimpulse umgewandelt werden. Abbildung 4 zeigt den schematischen Aufbau der im Versuch verwendeten Szintillationszähler.

Wie zuvor angesprochen, verliert ein Teilchen im Szintillator Energie durch Anregung der Atome und Moleküle. Fallen die Atome in ihren Grundzustand zurück, emittieren sie ein Photon. Damit dieses Photon nicht sofort von einem anderen Atom absorbiert wird, dotiert man das Szintillatormaterial mit Molekülen, welche die Wellenlänge der Photonen in einen Bereich schieben, in dem es zu keiner Anregung des Szintillatormaterials kommt.

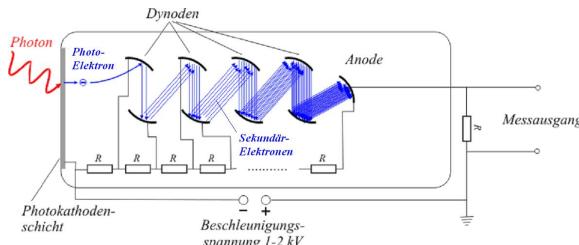


Abbildung 5: Aufbau Photomultiplier [10]

Die so erzeugten Photonen werden über einen Lichtleiter auf die Photokathode des Photomultipliers geleitet, wo sie ein Elektron aus der Oberfläche herauslösen. Ein elektrisches Feld fokussiert diese Elektronen auf die erste Dynode, an der jedes einfallende Elektron je 3 bis 10 Sekundärelektronen auslöst, welche zur nächsten Dynode beschleunigt werden. Der Strom der einfallenden Elektronen wird so nach 10 bis 14 Dynoden etwa um einen Faktor 10^7 verstärkt.

Gerät der Photomultiplier nicht in Sättigung, so ist das Signal an der Anode proportional zur Energie der einfallenden Photonen und damit zur Energieabgabe der zu vermessenden Teilchen.

2.6 Bauteile der Signalverarbeitung

Um die Signale der Szintillationszähler weiterverarbeiten zu können, bedarf es einiger Schaltungen, welche im Folgenden in ihrer Funktion erklärt werden sollen.

2.6.1 Diskriminator

Ein Diskriminator wandelt ein analoges Signal in ein digitales um. So gibt er einen Rechteckimpuls aus, sofern das anliegende Signal größer als eine zuvor eingestellte Signalschwelle ist. Die Höhe der Schwelle sollte ein Kompromiss aus den beiden Forderungen, dass zum Einen das Rauschen unterdrückt wird und dennoch möglichst viele Ereignisse gezählt werden, darstellen.

Neben der Schwelle ist außerdem die Länge des Ausgangssignals zu wählen. Sie sollte zum Einen so lang sein, dass ein Ereignis nicht mehrere Impulse auslöst, und trotzdem nicht zu einer unnötig langen Totzeit führt.

2.6.2 Koinzidenzeinheit

Im Versuch möchten wir an vielen Stellen wissen, ob in zwei oder mehr Detektoren gleichzeitig ein Ereignis gemessen wird. Dazu leitet man die Signale dieser Detektoren auf ein Koinzidenzmodul, welches in dem Fall, dass sich die Signale überlappen eine logische 1 ausgibt. „Überlappen“ bedeutet in diesem Fall, dass die Summe beider Signale in einem Zeitintervall über einer gewissen Schwelle liegen muss, wie Abbildung 6 verdeutlicht.

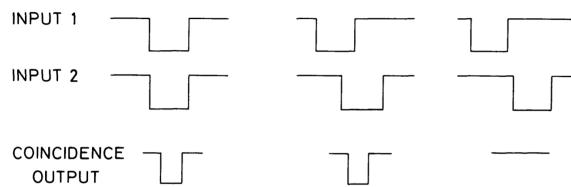


Abbildung 6: Funktion der Koinzidenzeinheit: Koinzidenz zwischen Pulsen [5, S.310]

2.6.3 Verzögerungskabel

In beiden Versuchsteilen verwenden wir Verzögerungskabel. Die ist ein sehr langes Kabel, welches durch die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit von Strom das Input-Signal verzögert.

2.7 Zufallskoinzidenzen

Im anschließenden Versuch möchten wir unter anderem die Zahl der in einen gewissen Raumwinkel einfal-lenden Myonen messen. Dazu sollen solche Ereignisse betrachtet werden, bei denen ein Myon drei auf einer Gerade angeordneten Detektoren durchquert. Man spricht in diesem Fall von einer Koinzidenz.

Nun kann es jedoch auch vorkommen, dass drei unterschiedliche Teilchen die Detektoren gleichzeitig auslösen (das heißt, die Signale der Detektoren überlappen sich am Koinzidenzmodul). In diesem Fall spricht man von einer (3-fachen) Zufallskoinzidenz. Im Folgenden soll die Zahl dieser Zufallskoinzidenz abgeschätzt werden.

Betrachten wir dazu M Detektoren, die jeweils eine gemessene Zählrate n_i und Signaldauer t_i haben. Zu ei-nem beliebigen Zeitpunkt ist somit die Wahrscheinlichkeit, dass aus Detektor i ein Signal ausgeht: $p_i = n_i \cdot t_i$. Wir bezeichnen folglich das letzte Signal einer Zufallskoinzidenz als Auslöser. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Signal von Detektor i eine Zufallskoinzidenz auslöst, ist äquivalent zu der Wahrscheinlichkeit, dass je-der andere Detektor gerade ein Signal abgibt. Da diese Ereignisse bei Zufallskoinzidenzen unabhängig sind, beträgt diese Wahrscheinlichkeit $p = \prod_{j \neq i} p_j$. Zählt man nun von allen Detektoren die ausgelösten Zufallskoin-zidenzen zusammen, erhält man

$$n_{\text{Zufall}} = \sum_i n_i \prod_{j \neq i} p_j = \left(\prod_i n_i \right) \sum_i \prod_{j \neq i} t_j \quad (1)$$

3 Einstellung der Diskriminatorschwellen

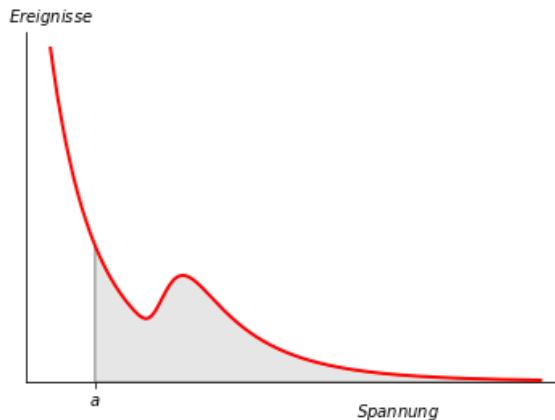


Abbildung 7: Anzahl Ereignisse bei verschiedenen Spannungen

Die Ereignisse, die aus dem Detektor kommen, liegen, wie oben beschrieben, in einer Landauverteilung. Jedoch unterliegt dieser Verteilung ein Rauschen, welches vor allem bei kleinen Energien sehr hoch wird. In Abbildung 7 ist eine solche Kurve dargestellt. Durch Wahl einer Schwellenspannung a , werden nur Ereignisse mit einer Energie höher als a gezählt. Ziel dieser Schwellenspannung ist es, möglichst viele Ereignisse aus der Landauverteilung zu behalten, aber so wenig Rauschen wie möglich mitzunehmen. Dazu wird a am lokalen Minimum zwischen dem Rauschen und der Landauverteilung gewählt. Um in diesem Versuch diese Schwellenspannung zu bestimmen, wurde eine ganze Reihe an Schwellenspannungen durchprobiert und gegen die Anzahl an gemessenen Ereignissen aufgetragen um eine Schwellenkurve zu zeichnen. Da diese, wie in Abbildung 7 das Integral von a bis Unendlich darstellt, kann man durch ableiten dieser Schwellenkurve die Verteilungsfunktion wieder herstellen. In diesem Versuch wurde die Schwellenkurve einmal händisch und einmal programmatisch erstellt.

4 Myonenlebensdauer

4.1 Aufbau

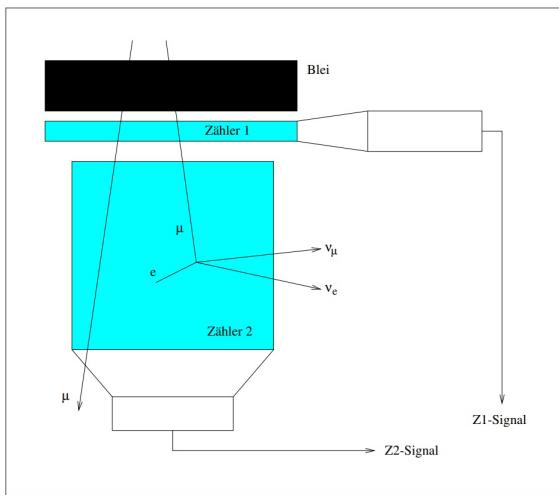


Abbildung 8: Aufbau zur Messung der Lebensdauer des Myons [6, S.16]

In diesem Abschnitt wird die Lebensdauer von Myonen aus der Höhenstrahlung bestimmt. Dabei werden die Signale entsprechend Abbildung 8 erhalten: Zu oberst befindet sich eine Bleiplatte, die die weiche Komponente der Höhenstrahlung absorbieren soll. Darunter sollen möglichst nur Myonen die Detektoren erreichen. Ein Myon, das in die Apparatur gelangt, löst in Z1 und Z2 einen Impuls aus. Kommt es im Zähler Z2 zur Ruhe und zerfällt dort, so lösen die Zerfallsprodukte einen weiteren Impuls aus. Die Zeitdifferenz zwischen einem koinzidierenden Impuls in Z1 und Z2 und dem anschließenden Impuls in Z2 gibt Aufschluss über die Lebensdauer des Myons.

4.2 Händische Bestimmung der Schwellenkurve

Bevor die eigentliche Messung gestartet werden kann, müssen die Diskriminatorschwellen für Z1 und Z2 bestimmt werden. Wie schon in Abschnitt 3 motiviert, wird dazu die Zählrate eines Detektors bei verschiedenen Schwellen aufgenommen. Da die Rate der einfallenden Höhenstrahlung mit der Zeit stark schwanken kann, normieren wir die aufgenommenen Raten des Messkreises über die Zählrate eines sogenannten Monitorkreises, bei dem die Diskriminatorschwelle nicht hochgestellt wurde. Der genaue Schaltungsaufbau ist in Abbildung 9 gezeigt. Um später mehr Werte zur Verfügung zu haben, messen wir zusätzlich zum Zählerstand auch die Koinzidenzen zwischen D1 und D2. In diesem Schaltbild 9 ist die Verkabelung für diesen Versuchsteil dargestellt. Es gibt zwei Szintillatoren Z1 und Z2. Diese geben beide jeweils ein Signal an den Messkreis (oben) und den Monitorkreis (unten). Der Messkreis (oben) misst, abhängig von der eingestellten Spannung, die einfliegenden Teilchen. Beide Schaltkreise messen jeweils einmal nur den zu kalibrierenden Sensor und einmal die Koinzidenz aus beiden Sensoren. Wir messen auf diese Weise, damit wir möglicherweise mit einem der beiden Ansätze die Ableitung besser erkennen und daraus das Minimum leichter bestimmen können. Der dargestellte Aufbau dient zur Kalibrierung von D1. Die Kalibrierung von D2 erfolgt analog.

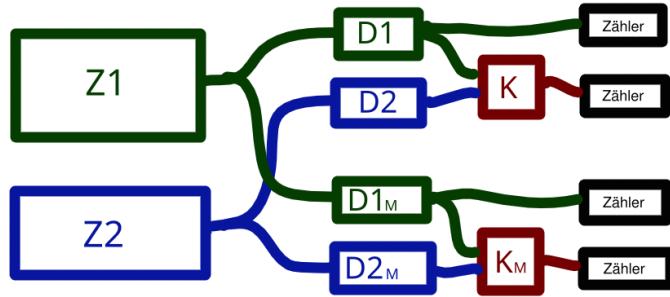


Abbildung 9: Schaltskizze zur händischen Bestimmung der Diskriminatorschwelle

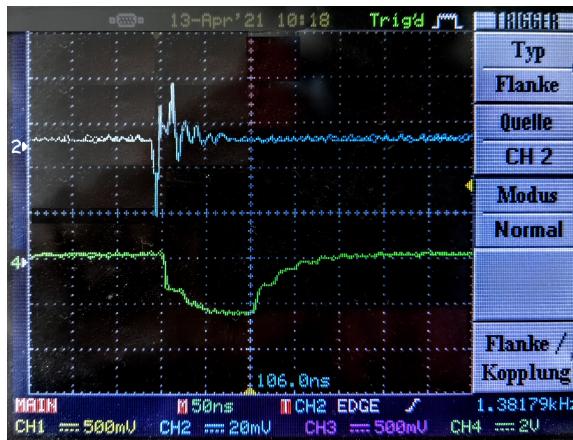


Abbildung 10: Oszilloskopbild mit eingestellter Diskriminatorschwelle und Signaldauer

Nach einer korrekten Einstellung der Diskriminatorschwelle und der Signallänge erreichen wir einen optimalen Überlapp, wie in Abb. 10. Das komplette Signal ist abgedeckt. Dieses Vorgehen wird an Mess- und Monitorkreis wiederholt.

4.2.1 Messung der Schwellenkurve

Nun kann die Messung zur Bestimmung der Diskriminatorschwelle beginnen. In diesem Versuchsteil wurden händisch verschiedene Spannungen in 10 mV Abständen angelegt und über 5 min die Ereignisse gezählt. Die Werte wurden in der Tabelle 3 im Anhang eingetragen. Diese Tabelle zeigt die Messung, bei der die Schwelle von D1 bzw. von D2 variiert wurde. Die jeweils eingestellte Schwelle ist, um den Faktor 10 vergrößert, auf einem DMM ablesbar.

4.2.2 Schwellenbestimmung

Abbildung 11 zeigt n gegen die Schwelle U aufgetragen und dessen Ableitung. Für Z1 ist im Diagramm mit Koinzidenz ein Wendepunkt zu erkennen. Da dieser aber vermutlich durch den Ausreißer bei 130 mV verschoben wird, haben wir eine Schwelle von etwa 100 mV gewählt. Für Z2 lässt sich ein Wendepunkt im Diagramm ohne Koinzidenz bei etwa 95 mV ausmachen.

Wir stellen für die folgende Messung die Schwellen auf die ermittelten Werte ein. Die Diskriminatoren justieren wir dazu über das DMM auf 1000 mV an Z1 und 950 mV an Z2.

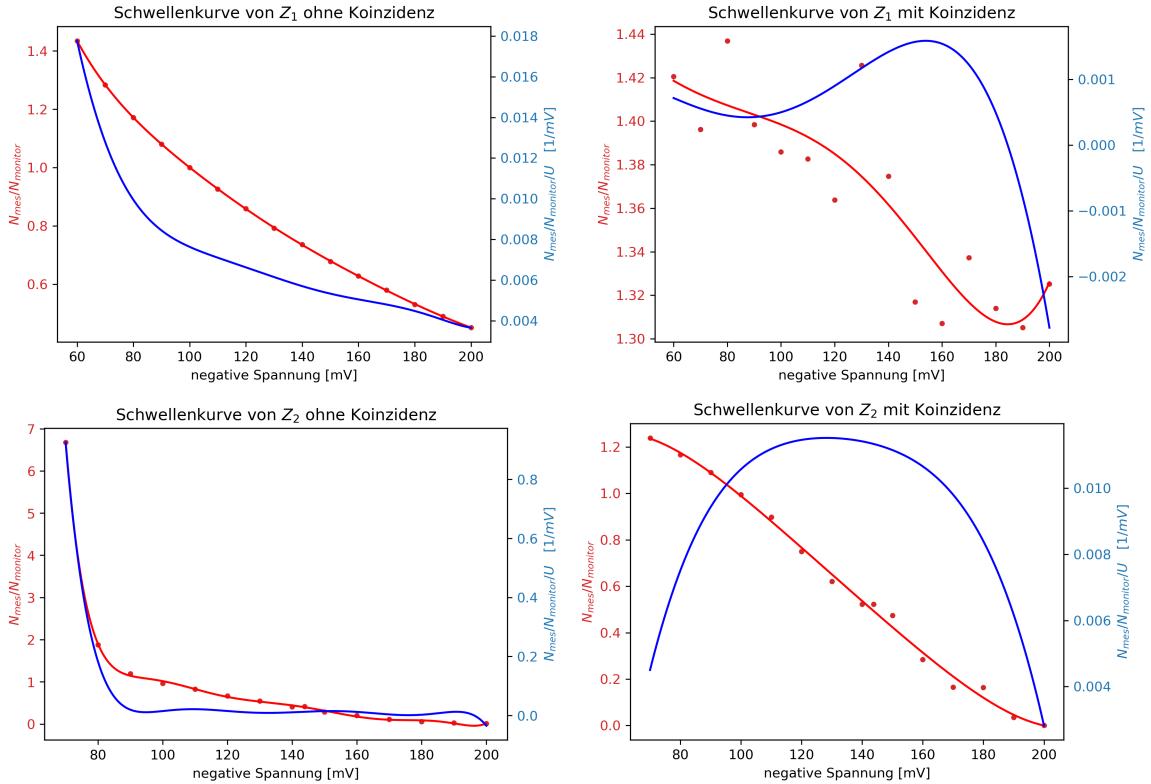


Abbildung 11: Schwellenkurve der Myonenlebensdauermessung für Z1 (oben) und Z2 (unten) jeweils ohne (links) und mit (rechts) Koinzidenz; in rot ist die Kurve dargestellt, in blau die Ableitung der Kurve

4.3 Messung der Lebensdauerkurve

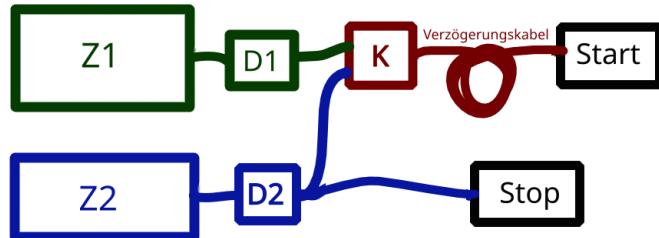


Abbildung 12: Schaltbild für die Myonenlebensdauermessung

Mit korrekt eingestellten Diskriminatoren kann nun die Langzeitmessung beginnen. Dazu werden, wie in Abb. 12 gezeigt, die Koinzidenz aus D1 und D2 verzögert und an den Start-Eingang des MCA angeschlossen und D2 an dessen Stopp-Eingang angeschlossen. Die Verzögerung dient dazu, dass das Koinzidenzsignal nicht gleichzeitig den Start- und den Stopp-Eingang des Zählmoduls trifft und dadurch die Messung sofort wieder stoppt. Damit wird die gemessene Zeit zwar immer um einen konstanten Summanden verkürzt, jedoch hat dies keine Auswirkung auf die Lebensdauerkurve. Es wird bloß der y-Achsenabschnitt verschoben, während die Zerfallsrate der aufgenommenen Kurve, welche für die Lebensdauerbestimmung interessant ist, konstant bleibt. Die Messung wird über einen Zeitraum von 507358s durchgeführt. Die Zählerstände der Kanäle finden sich in Tabelle 1.

Kanal	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Anzahl	3669	2226	1388	859	515	336	218	155	100	69

Tabelle 1: Zählerstände der 10 Sichtzähler

Die Einordnung der zehn Kanäle ist wie folgt in Zeitintervalle eingeordnet: detektiert werden in Kanal 1 Zeiten zwischen 0 und 1 μs , in Kanal 2 zwischen 1 und 2 μs usw. Beträgt die Zeit zwischen Start und dem nächsten Stopp mehr als 10 μs , wird das Gate für den nächsten Startimpuls geöffnet. Wartet die Zeiteinheit auf ein Stoppsignal, ist sie folglich blind für neue Startssignale.

4.4 Korrektur der Zufallskoinzidenzen

Bevor man die Lebensdauerkurve an die Messwerte anpassen kann, müssen diese um die Zahl der Zufallskoinzidenzen korrigiert werden. Dabei handelt es sich um solche Ereignisse, bei denen Start- und Stoppsignal von unterschiedlichen Myonen ausgelöst werden. Da Zähler 1 und 2 direkt übereinander liegen und 1 recht dünn ist, kann man davon ausgehen, dass alle Myonen, die 1 durchqueren auch 2 erreichen. Die Differenz $N_{\text{Stop}} - N_{\text{Start}}$ entspricht somit der Zahl der Myonen, die unabhängig vom Myon, das das Startsignal lieferte, ein Stoppsignal auslösen. Die Zeit, die der Zähler für ein Stoppsignal sensitiv ist, beträgt 10 μs . Damit ist er während der gesamten Messung für die Dauer $N_{\text{Start}} \cdot 10 \mu\text{s}$ empfindlich für einen Stopimpuls. Mit der Dauer T der Messung sollte sich daher die Zahl der Zufallskoinzidenzen auf

$$N_Z = (N_{\text{Stop}} - N_{\text{Start}}) \cdot \frac{N_{\text{Start}} \cdot 10 \mu\text{s}}{T}$$

belaufen. Nimmt man an, dass sich diese Zahl gleichmäßig auf alle Kanäle des MCA verteilt, so muss man die Zählerstände um

$$N_Z = \frac{1}{10} (N_{\text{Stop}} - N_{\text{Start}}) \cdot \frac{N_{\text{Start}} \cdot 10 \mu\text{s}}{T}$$

korrigieren. Unsere Messwerte ergaben $N_{\text{start}} = 1891\,406$, $N_{\text{stop}} = 4\,667\,181$, und $T = 507\,358 \text{ s}$. Setzen wir diese ein, erhalten wir $N_Z = 10,347 \pm 0,014$.

4.5 Bestimmung der Lebensdauer

Mit den korrigierten Messwerten lässt sich nun die Lebenszeit von Myonen bestimmen. Wir wissen, dass die Rate der Detektionen nach einer Zeit t durch

$$R(t) = R(t=0) \cdot \exp(-t/\tau)$$

gegeben ist, wobei τ die Lebenszeit des Myons ist. Der Logarithmus von beiden Seiten ergibt

$$\ln(R(t)) = \ln(R_0) - \frac{t}{\tau}$$

Dieser Ausdruck zeigt noch einmal, dass die Wahl von t_0 keinen Einfluss darauf hat, wie τ später berechnet wird, da $R(t=0)$ nur einen additiven Vorfaktor ist und keinen Einfluss auf die Zerfallsrate hat. Es ist daher legitim, das Startsignal bei der Messung zu verzögern. Wir tragen in Abbildung 13 $R(t)$ gegen t auf. Als Modell passen wir

$$\widehat{\ln(R(t))} = -\ln(a) - \frac{t}{b}$$

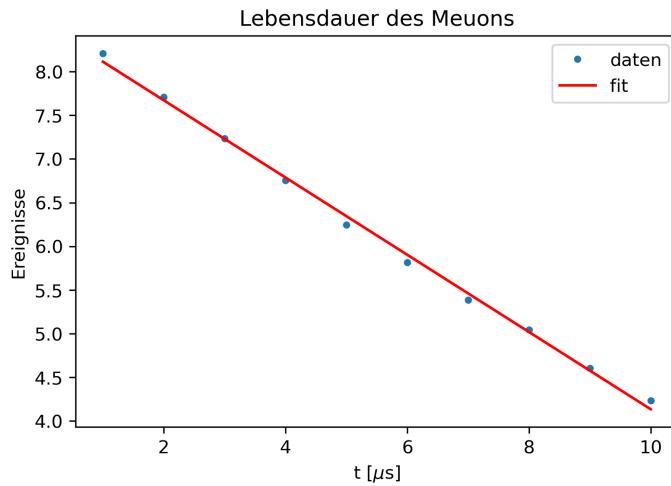


Abbildung 13: Zählratenkurve zur Bestimmung der Myonenlebensdauer

Wir erhalten als Fit-Parameter für die Amplitude a und die Lebensdauer b

$$a = 5120 \pm 27$$

$$b = (2,261 \pm 0,042) \mu\text{s}$$

4.6 Diskussion

Die Lebensdauermessung hat an sich sehr gut funktioniert. Wir konnten recht gut die Schwellenspannungen aus unseren Plots ablesen. Unser errechneter Wert von $(2,261 \pm 0,042) \mu\text{s}$ liegt 2,9% neben dem Literaturwert von $(2,196\,981\,1 \pm 0,000\,002\,2) \mu\text{s}$ [2]. Wir liegen etwa $1,5\sigma$ neben dem Erwartungswert des Literaturwertes. Um den Fehler zu verkleinern, könnten mehr Unterteilungen der Zeit genutzt werden. Dadurch bekomme man eine feinere Zeitskalierung.

5 Winkelverteilung

Im diesem Versuchsteil wollen wir zeigen, dass die Intensität der Höhenstrahlung auf unserem Niveau durch eine $\cos^2 \theta$ -Kurve beschrieben wird, wobei θ der Winkel zwischen der Vertikalen und dem betrachteten Raumwinkel ist. Wir wollen des weiteren die Form des Impulshöhenspektrums untersuchen.

5.1 Aufbau zur Messung der Winkelverteilung

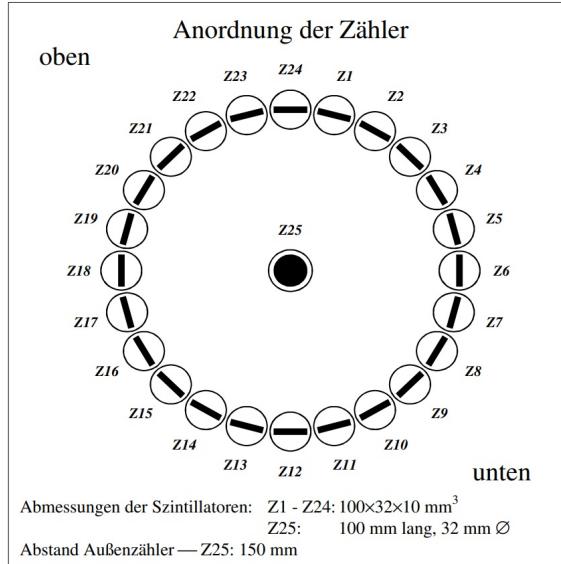


Abbildung 14: Position der einzelnen Szintillationszähler zur Messung der Winkelverteilung der Höhenstrahlung [6, S.8]

Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abbildung 14 dargestellt. Dabei sind 24 Szintillationszähler Z1 bis Z24 auf einem Kreis um einen weiteren Zähler Z25 angeordnet. Der Kreisradius beträgt in etwa 150 mm und seine Querschnittsfläche steht senkrecht auf dem Erdboden. Dieser Aufbau soll im Folgenden die geladenen Teilchen der Höhenstrahlung messen. Die Decke des Versuchsräums dient uns hierbei als Abschirmung, sodass von der Höhenstrahlung vor allem Myonen gemessen werden sollten.

Wir nutzen im folgenden aus, dass die Myonen mit nahezu Lichtgeschwindigkeit eintreffen. Sollten daher Detektoren, welche auf einer Gerade liegen, gleichzeitig auslösen, so würden sie in diesem Fall höchst wahrscheinlich durch ein Myon ausgelöst, dass sich auf der selben Geraden bewegt. Auf diese Weise lässt sich auf den Raumwinkel des eingefallenen Myons schließen. Die Photomultiplier werden daher jeweils an einen Diskriminatoren angeschlossen. Die zeitliche Dauer der Diskriminatorsignale wurde für den oberen Halbkreis mit $\Delta t = 30 \text{ ns}$, im Unteren mit 50 ns und für Z25 mit 100 ns vorgegeben. Diese Signale werden anschließend für auf einer Geraden liegende Detektoren (zum Beispiel Z18, Z25, Z6) in einen Koinzidenzzähler geschickt, wie Abbildung 15 illustriert. Diese Schaltungen wurden mit Hilfe eines FPGA realisiert. Da man das Signal von Z25 für jede Koinzidenz benötigt, wurde dieses Signal der Einfachheit halber negiert am Veto-Eingang der Koinzidenzeinheit angelegt.

Auf diese Weise ist nun eine Schaltung realisiert, welche die Winkelverteilung der Höhenstrahlung in einem Bereich von -90° bis 90° in 15° -Schritten bestimmen kann.

5.2 Aufbau zur Messung des Impulshöhenspektrums

In Abschnitt 2.5 haben wir angesprochen, dass die Höhe des Ausgangssignals eines Szintillationszählers proportional zur Energie des gemessenen Teilchens ist. Wir leiten daher das Signal aus Z12 über einen Ver-

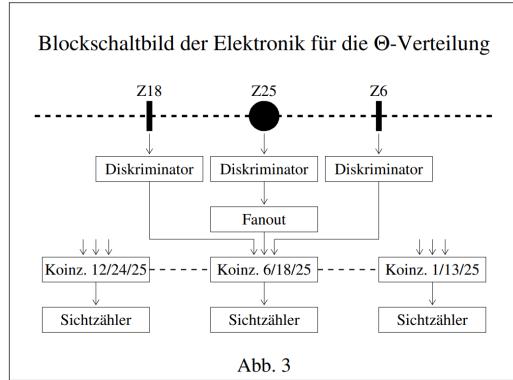


Abbildung 15: Verschaltung der Detektoren zur Bestimmung der Winkelverteilung [6, S.9]

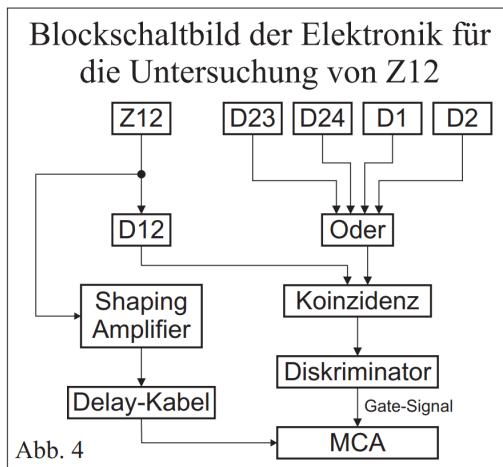


Abbildung 16: Verschaltung der Detektoren zur Aufnahme des Impulshöhenspektrums [6, S.11]

stärker in einen Vielkanalanalysator, wie Abbildung 16 zeigt. Somit erhalten wir einen Aufbau, mit dem sich das Impulshöhenspektrum aller einfallender Strahlung bestimmen lässt. Um möglichst nur Höhenstrahlung zu messen, schalten wir die Diskriminatoren ausgängen von Z23, Z24, Z1 und Z2 über ein logisches Oder zusammen und schalten dieses Signal in Koinzidenz mit dem Diskriminatoren ausgang hinter Z12. Wir erhalten an dieser Koinzidenzeinheit folglich eine logische Eins, falls ein Teilchen in den von Z23, Z2 und Z12 aufgespannten Winkelbereich einfällt - abgesehen von Zufallskoinzidenzen. Hinter der Koinzidenzeinheit wird eine weitere Diskriminatoreinheit angeschlossen, über die sich die Länge des Ausgangssignals steuern lässt. Letztlich wird dieses Signal zum Gate-Eingang des MCAs geleitet und lässt den MCA nur dann einen Wert setzen, sofern es sich um eine Koinzidenz zwischen Z12 und einem der anderen Detektoren handelt.

Der Aufbau ist nun noch so einzustellen, dass das Gatesignal das analoge Impulssignal überdeckt. Dazu muss das Gatesignal in seiner Länge korrekt eingestellt werden und beide Signale so gegeneinander verzögert werden, dass sie sich am MCA überlappen. Wir schließen dazu beide Signale an ein Oszilloskop an und triggern auf das Gatesignal. Beide Signale überlappen sich schon ohne die Benutzung eines Verzögerungskabels hinreichend gut. Die Länge des Gatesignals musste daher nur noch korrekt eingestellt werden. Wir erhielten am Ende eine Überlappung, wie sie in Abbildung 17 dargestellt ist.

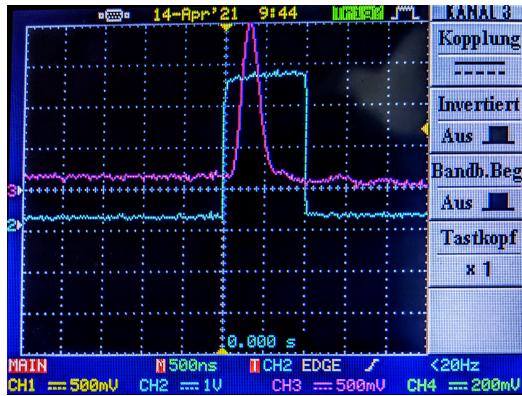


Abbildung 17: Oszilloskopbild mit eingestellter Diskriminatorschwelle und Signaldauer

5.3 Aufbau zur Messung der Zufallskoinzidenzen

Wie schon im Abschnitt 2.7 angesprochen, kann es während der Messung neben den gewollten Koinzidenzen, ausgelöst durch Teilchen, die drei Detektoren durchqueren, zu sogenannten Zufallskoinzidenzen kommen, bei denen zum Beispiel drei unterschiedliche Teilchen die Detektoren zeitgleich auslösen. Um unsere Messwerte später um die Zahl dieser Zufallskoinzidenzen korrigieren zu können, führen wir Messungen für zwei verschiedenen Arten von Zufallskoinzidenzen durch:

Zeitliche Zufallskoinzidenzen: Wir verzögern die Signale drei in einer Reihe liegender Detektoren jeweils so weit gegeneinander, dass sich die Signale einer Koinzidenz am Koinzidenzmodul nicht mehr überlagern können. Tritt trotzdem am Ausgang der Verzögerungskabel eine Koinzidenz auf, muss dies eine Zufallskoinzidenz sein.

Räumliche Zufallskoinzidenzen: Wir wählen für diese Messung drei Detektoren aus, die nicht durch eine Gerade verbunden werden, und schicken ihre Diskriminatorsignale auf einen Koinzidenzzähler.

5.4 Einstellung der Diskriminatorschwelle

Bevor wir die eigentliche Messung beginnen können, muss zuerst die Diskriminatorschwelle für den Diskriminator hinter Z12 bestimmt werden. Die Schwellen der anderen Detektoren sind schon vorgegeben.

5.4.1 Programmatische Bestimmung der Schwellenkurve

Wie in Abschnitt 3 besprochen, muss auch hier eine Schwellenkurve gemessen werden. Dies erfolgt analog zu der händischen Durchführung, nur dass die Einstellung der Diskriminatorschwellen durch ein LabVIEW-Programm geschieht. Dieses Programm ist in Abb. 18 zu sehen und kann auf Github [4] eingesehen werden.

5.4.2 Aufbau und Durchführung

Wir nutzen dazu eine Verschaltung, wie sie auch zur Bestimmung des Impulshöhenspektrums genutzt wird, nur dass die Verarbeitung des analogen Signals wegfällt. Siehe dazu Abbildung 16. Ihre Hauptaufgabe ist es, die Koinzidenzen zwischen Z12 und einem der anderen vier Detektoren für verschiedene an Z12 eingestellte Schwellen zu zählen. Es werden des weiteren die Zahl aller Oder-Signale zwischen Z23, Z24, Z1 und Z2, sowie die Ereignisse an Z12 und an Z25 für die verschiedenen Schwellen aufgenommen. Die Messung wird über Nacht durchgeführt. Wir entnehmen am Folgetag die in Tabelle 5 aufgeführten Werte.

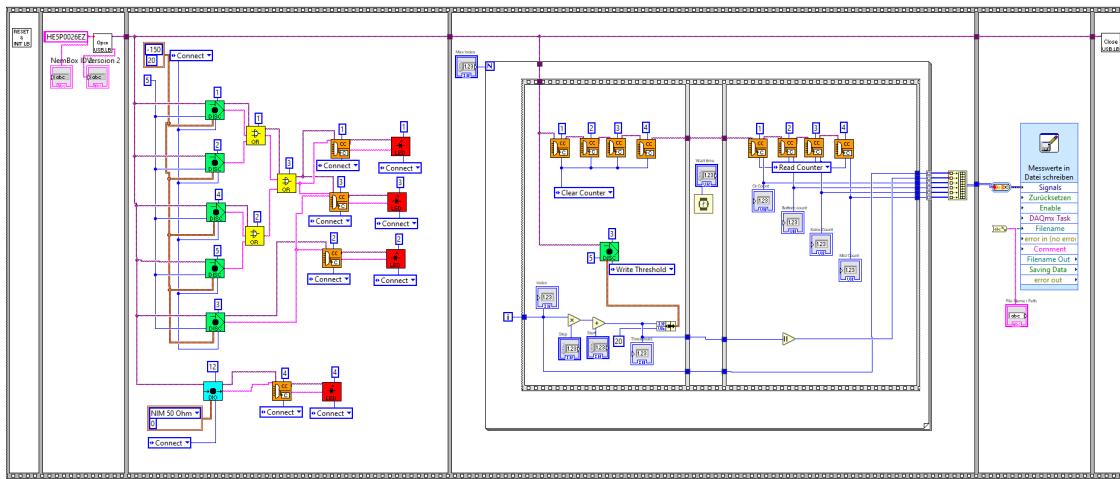


Abbildung 18: LabVIEW Programm zur Bestimmung der Schwellenkurve [4]

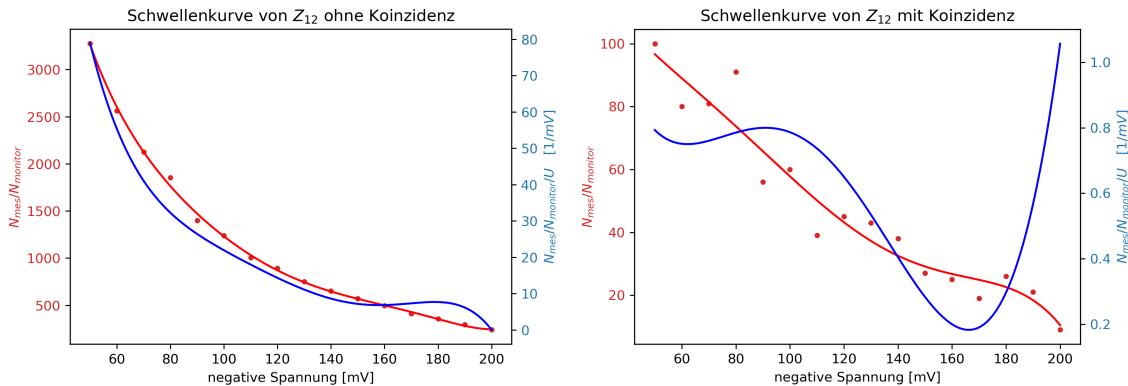


Abbildung 19: Schwellenkurve von Detektor Z12 ohne (links) und mit (rechts) Koinzidenz

5.4.3 Wahl der Schwelle

Die mithilfe von LabVIEW erzeugten Werte wurden benutzt um die Schwellenkurve zu erzeugen. Hierzu wurde die Anzahl an Ereignissen von Z12 und dessen Koinzidenz mit Z23vZ24vZ1vZ2 gegen die gewählte Schwellenspannung aufgetragen. Daran wurde ein Polynom angepasst und dessen Ableitung ebenfalls in den Plot eingetragen um den Wendepunkt besser zu erkennen. Abbildung 19 zeigt diesen Plot. In beiden Kurven stellt die rote Kurve die gemessenen Werte mit angepasstem Taylorpolynom dar und in blau ist die Ableitung der roten Kurve aufgetragen. Beide Kurven weisen nur sehr schwach einen Wendepunkt auf, einmal bei 150 mV und einmal bei 165 mV. Für die Langzeitmessung wurde als Schwellenspannung 150 mV gewählt.

5.5 Durchführung der Langzeitmessungen

Mit eingestellter Diskriminatorschwelle für Z12 wird die Langzeitmessung für das Impulshöhenspektrum und die Winkelverteilung gestartet.

Die Messung zur Winkelverteilung lief über $T = 507\,358$ s. Die von in Koinzidenz geschalteten Detektoren gezählten Ereignisse finden sich in Tabelle 2. Die Werte, die wir aus der Messung des Impulshöhenspektrums erhielten, finden sich aus Platzgründen auf Github [4].

Detektor	Winkel [°]	Anzahl
7 & 19 & 25	-75	389
8 & 20 & 25	-60	1557
9 & 21 & 25	-45	2325
10 & 22 & 25	-30	3696
11 & 23 & 25	-15	4340
12 & 24 & 25	0	1080
1 & 13 & 25	15	4718
2 & 14 & 25	30	3978
3 & 15 & 25	45	2569
4 & 16 & 25	60	998
5 & 17 & 25	75	376
6 & 18 & 25	90	0

Tabelle 2: Messung der Winkelverteilung der Höhenstrahlung über $T = 507\,358\text{ s}$

5.6 Korrektur um die Zahl der Zufallskoinzidenzen

Die Rate einer solchen 3-fach Koinzidenz berechnet sich nach Gleichung 1 zu

$$n_{\text{Zufall}} = \left(\prod_i n_i \right) \sum_i \prod_{j \neq i} t_j$$

Dabei entspricht n_i der Zählrate des beteiligten Detektors und t_i der Signaldauer des Diskriminators. Ange- nommen die drei Detektoren besitzen dieselbe Zählrate $n_i \approx n_{Z12} = \frac{188100}{507\,356\text{ s}}$,

$$n_{\text{Zufall}} = \left(\frac{188100}{507\,356\text{ s}} \right)^3 \cdot ((30\text{ ns} \cdot 50\text{ ns}) + (30\text{ ns} \cdot 100\text{ ns}) + (50\text{ ns} \cdot 100\text{ ns})) = 4,84 \cdot 10^{-16}$$

Multiplizieren wir nun die Zufallsrate mit der Gesamtzeit, so erwarten wir mit $T = 507\,356\text{ s}$

$$N_{\text{Zufall}} = n_{\text{Zufall}} \cdot T = 2,456 \cdot 10^{-10} \ll 1.$$

Somit erwarten wir keine Zufallskoinzidenzen. Dieses Ergebnis deckt sich mit der Zahl der zeitlichen Zufallskoinzidenzen während der gesamten Messung von $N_{\text{Zufall, Zeit}} = 0$.

Interessant ist an dieser Stelle jedoch die Zahl der räumlichen Zufallskoinzidenzen, die während der Messung beobachtet wurden: $N_{\text{Zufall, Raum}} = 514$.

Ihr Wert liegt deutlich über dem theoretisch Erwarteten. Ursache hierfür ist, dass Myonen zumeist in Schauern auf die Erde treffen. Ist zu einem gewissen Zeitpunkt ein Myon der Höhenstrahlung an einem bestimmten Ort, so ist die Wahrscheinlichkeit in der Nähe zur selben Zeit ein weiteres Myon zu finden automatisch größer - daher die große Zahl an räumlichen Zufallskoinzidenzen. Die Wahrscheinlichkeiten für räumlich getrennte Detektoren ein Myon zu detektieren sind folglich auch nicht *unkorreliert* wie in der Herleitung für Formel 1 angenommen. Da die Schauer eine Dauer haben, die unter der Verzögerungszeit der Signale bei der Messung der zeitlichen Zufallskoinzidenz liegt, sind die Wahrscheinlichkeiten für die Detektoren ein Myon zu messen in diesem Fall näherungsweise unkorreliert. Es gilt daher Formel 1, was unsere Messung bestätigt. Die Messwerte zur Winkelverteilung müssen um die Rate der Zufallskoinzidenzen korrigiert werden. Während der gesamten Messung erhielten wir 514 räumliche Zufallskoinzidenzen.

5.7 Auswertung und Diskussion der Winkelverteilungsmessung

Unsere Werte können aus Tabelle 2 entnommen werden. Der Punkt am Winkel 0 liegt so weit daneben, sodass dieser in der Auswertung nicht weiter berücksichtigt wird. Diese Werte werden um die gemessene räumliche Zufallskoinzidenz reduziert. Nun wird an unsere Messwerte eine folgende Funktion angepasst.

$$\widehat{f(\theta)} = A + B \cdot |\cos(\theta - \theta_0)|^C$$

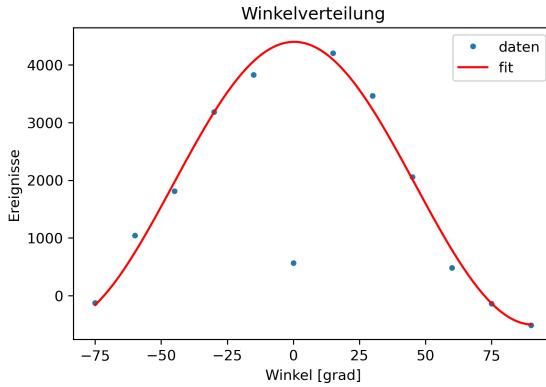


Abbildung 20: Winkelverteilung der Höhenstrahlung mit angepasster $\cos^C(\theta)$ -Kurve

Abbildung 20 zeigt den Fit. Die Parameter der Ausgleichskurve betragen:

$$A = -500 \pm 170$$

$$B = 4900 \pm 200$$

$$C = 1,95 \pm 0,22$$

$$\theta_0 = (-0,3 \pm 1,1)^\circ$$

Der gemessene Punkt bei $\theta = 0$ liegt deutlich zu niedrig. Dies liegt vermutlich daran, dass wir die Diskriminatorschwelle von $Z_{12} = 150$ mV zu hoch gewählt haben.

Außerdem ist der Wert von A deutlich ins negative verschoben, und zwar ungefähr um unsere gemessene Zufallskoinzidenz. Dies bedeutet, dass die tatsächliche Zufallskoinzidenzrate viel kleiner als die gemessene war. Dies sieht man auch daran, dass die kleinsten drei Werte weniger Ereignisse aufgewiesen haben als wir mit Zufallskoinzidenzen erwartet hätten uns somit durch die Korrektur ebenfalls ins negative verschoben wurde.

Der Wert von C liegt sehr nah am erwarteten Wert von 2. Hiermit ist die \cos^2 -Relation bestätigt.

Außerdem ist θ_0 sehr nah an 0° , was ebenfalls unseren Erwartungen entspricht, da die Höhenstrahlung symmetrisch ist.

5.8 Auswertung und Diskussion des Impulshöhenspektrums

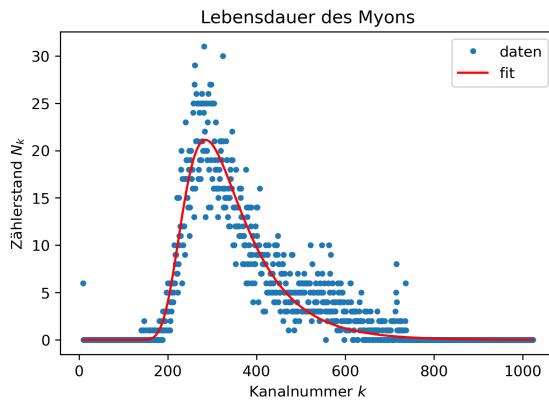


Abbildung 21: Das von uns aufgenommene Impulshöhenspektrum mit angepasster Landau–Verteilung

Abbildung 21 stellt das von uns aufgenommene Impulshöhenspektrum dar. Kanal 6, 7, 8 haben jeweils einen Wert von über hundert angenommen und werden folglich nicht mit angezeigt.

Nun wird die gegebene Näherung der Landau-Verteilung, Gleichung 2.3.2, mit einigen Fitparametern an die Messwerte angepasst:

$$\widehat{f(x)} = A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(B \cdot (x - x_0) + \exp(-B \cdot (x - x_0)))\right).$$

Die an die Messwerte angepasste Kurve ist in Abbildung 21 zu betrachten. Es ergeben sich folgende Parameterwerte:

$$A = 34,83 \pm 0,39$$

$$B = 46,85 \pm 0,64$$

$$x_0 = 285,11 \pm 0,86$$

Es ist somit bestätigt, dass die Energieabgabe ionisierender Teilchen in Materie der Landauverteilung folgt. Dass die Zählraten für kleine Kanalnummern fast komplett verschwinden, spricht dafür, dass die Detektorschwellen korrekt eingestellt wurden, da der Untergrund - durch Rauschen verursacht - bis auf in den drei Kanälen komplett unterdrückt wird.

6 Fazit

Die Schwellenbestimmung für den Aufbau der Myonenlebensdauer erfolgte unproblematisch. Die Schwellenbestimmung von Z12 hingegen wies zu viel Ungenauigkeiten auf, was zu der Wahl einer zu hohen Schellenspannung führte. Dies hatte zur Folge, dass Z12 deutlich weniger Ereignisse gemessen hat als erwartet. Die Lebensdauer der Myonen konnte sehr gut bestimmt werden. Dabei lag der von uns gemessene Wert bloß 2,7 % neben dem Literaturwert. Bis auf den obig besprochenen Fehler in Z12, passt auch die Winkelverteilung zu unseren Erwartungen. Nur die Anzahl der gemessenen, räumlichen Zufallskoinzidenzen passt mit unseren anderen Messwerten nicht gut überein. Im vom MCA aufgenommenen Höhenspektrum war die Landauverteilung deutlich zu erkennen.

Spannung [mV]	D1	D1&D2	D1 _M	D1 _M &D2 _M	D1/D1 _M	(D1&D2)/(D1 _M &D2 _M)
50	82999	3478	50690	1166	1,64	2,98
60	72333	1483	50425	1044	1,43	1,42
70	66254	1593	51615	1141	1,28	1,40
80	60370	1526	51515	1062	1,17	1,44
90	56472	1555	52277	1112	1,08	1,40
100	52792	1537	52768	1109	1,00	1,39
110	49531	1543	53489	1116	0,93	1,38
120	44295	1537	51517	1127	0,86	1,36
130	40178	1554	50696	1090	0,79	1,43
140	36885	1493	50062	1086	0,74	1,37
143,8	34374	1500	50668	1139	0,68	1,32
150	32062	1447	51038	1107	0,63	1,31
160	29431	1483	50732	1109	0,58	1,34
170	26880	1519	50631	1156	0,53	1,31
180	25164	1403	51339	1075	0,49	1,31
190	23528	1459	52152	1101	0,45	1,33

Tabelle 3: Messung der Schwellenkurve für Z1

Spannung [mV]	D2	D1&D2	D2 _M	(D1 _M &D2 _M)	(D2/D2 _M)	(D1&D2)/(D1 _M &D2 _M)
50	215169	1544	2669	1110	80,62	1,39
60	72354	1453	2687	1092	26,93	1,33
70	17169	1384	2572	1117	6,68	1,24
80	4960	1294	2641	1109	1,88	1,17
90	3039	1189	2540	1091	1,20	1,09
100	2528	1074	2612	1079	0,97	1,00
110	2044	906	2479	1009	0,82	0,90
120	1720	787	2580	1050	0,67	0,75
130	1456	723	2665	1163	0,55	0,62
140	1041	566	2549	1082	0,41	0,52
143,8	1062	552	2563	1056	0,41	0,52
150	751	531	2618	1119	0,29	0,47
160	544	335	2674	1175	0,20	0,29
170	296	182	2588	1096	0,11	0,17
180	146	180	2591	1093	0,06	0,16
190	76	39	2590	1110	0,03	0,04
200	34	0	2612	1109	0,01	0,00

Tabelle 4: Messung der Schwellenkurve für Z2

Index	Threshold [mV]	Z23∨Z24∨Z1∨Z2	Z12	Koinzidenz	Z25
0	50	11490	3277	100	12395
1	60	11449	2562	80	12013
2	70	11435	2124	81	12277
3	80	11488	1855	91	12452
4	90	11352	1397	56	12491
5	100	11620	1238	60	12428
6	110	11402	1006	39	12382
7	120	11536	892	45	12432
8	130	11540	749	43	12459
9	140	11581	651	38	12256
10	150	11605	570	27	12510
11	160	11603	496	25	12418
12	170	11507	410	19	12347
13	180	11404	356	26	12409
14	190	11702	295	21	12329
15	200	11573	239	9	12744

Tabelle 5: Bestimmung der Schwellenkurve mithilfe von LabVIEW

Literatur

- [1] Prof. Dr. Florian Bernlochner. *Vorlesung über Teilchenphysik im WS 2020/21, Experimentalphysik 5.*
- [2] particle data group. *pdglive*. zuletzt aufgerufen am 12.04.2021. URL: <https://pdglive.lbl.gov/ParticleGroup.action?init=0&node=MXXX005>.
- [3] C. Grupen. „Astroparticle Physics“. In: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005. ISBN: 978-3-540-25312-9. doi: [10.1007/3-540-27670-X](https://doi.org/10.1007/3-540-27670-X).
- [4] Ben Karcher. *Programm zur Schwellenbestimmung*. URL: https://github.com/BenKarcher/P518_hoehenstrahlung.
- [5] W. R. Leo. „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments“. In: Springer Verlag, 1994. ISBN: 978-3-540-57280-0. doi: [10.1007/978-3-642-57920-2](https://doi.org/10.1007/978-3-642-57920-2).
- [6] Uni Bonn Physik. *Versuchsbeschreibung Physikalisches Praktikum V*. zuletzt aufgerufen am 16.04.2021. URL: <https://uni-bonn.sciebo.de/s/GIgsaeDLyNoXMwr>.
- [7] Netzwerk Teilchenwelt. *Theorie-Vortrag bei Masterclasses der Uni Bonn*. ähnlich zu dieser Webseite der Physik Masterclass der Uni Bonn, zuletzt aufgerufen am 23.04.2021. URL: <http://www.physicsmasterclasses.org/exercises/bonn1/de/strahlung.htm>.
- [8] Wikipedia. *Bethe-Formel*. zuletzt aufgerufen am 13.04.2021. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Bethe-Formel>.
- [9] Wikipedia. *Landauverteilung*. zuletzt aufgerufen am 16.04.2021. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Landauverteilung>.
- [10] DESY Zeuthen. *Photomultiplier*. zuletzt aufgerufen am 16.04.2021. URL: https://www-zeuthen.desy.de/exp/physik_begreifen/chris/Photomultiplier.html.