2.7: Paritätsverletzung beim Betazerfall

Maximilian Rudolf Lubba
Matrikel-Nr.: [redacted]
[redacted]

Benjamin Wolfgang Kosmala
Matrikel-Nr.: [redacted]
[redacted]

Betreuer: Kristian Lars König
Versuch durchgeführt am: 30. Januar 2018
Abgabedatum: 8. März 2018



TECHNISCHE UNIVERSITÄT DARMSTADT

Physikalisches Praktikum
für Fortgeschrittene

Abteilung C

Hiermit versichern wir, das vorliegende Protokoll für das Physikalische Praktikum für Fortgeschrittene ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 8. März 2018,

Maximilian Rudolf Lubba

Benjamin Wolfgang Kosmala

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung 2

2 Versuchsziel 2

3 Theoretische Grundlagen 2
3.1 Grundlagen der Teilchenphysik . . . 2
3.1.1 Fermionen . . . 2
3.1.2 Bosonen . . . 3
3.2 Die vier Wechselwirkungen . . . 3
3.2.1 Starke Wechselwirkung . . . 3
3.2.2 Schwache Wechselwirkung . . . 4
3.2.3 Gravitation . . . 4
3.2.4 Elektromagnetische Wechselwirkung . . . 4
3.2.5 Übersicht der Wechselwirkungen . . . 4
3.3 Radioaktive Zerfallsarten . . . 5
3.3.1 Alphazerfall . . . 5
3.3.2 Betazerfall . . . 5
3.3.3 Elektroneneinfang . . . 6
3.3.4 Gammazerfall . . . 6
3.4 Aufbau des Kaons . . . 6
3.5 Theta-Tau-Rätsel . . . 7
3.6 Parität . . . 7
3.7 Polarisation . . . 7
3.8 Bremsstrahlung . . . 8
3.9 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie . . . 8
3.9.1 Photoeffekt . . . 9
3.9.2 Compton-Effekt . . . 9
3.9.3 Paarbildung . . . 9
3.10 Szintillations- und Gammaspektroskopie . . . 9
3.11 Charakteristika eines Gammaspektrums . . . 10
3.12 Das Wu-Experiment . . . 11
3.13 Der vorliegende Versuchsaufbau . . . 12

4 Versuchsdurchführung 14
4.1 Kalibrierung des Energiespektrums . . . 14
4.2 Messung des Untergrunds . . . 14
4.3 Aufnahme des Bremsstrahlungsspektrums . . . 14

5 Auswertung 14
5.1 Kanalzusammenfassung und Natriumdaten . . . 14
5.2 Strontiumdaten . . . 18
5.3 Messzeitabschätzung . . . 24

6 Fazit 25

7 Quellenverzeichnis 25

1 Einleitung

Klassische Physik baut auf vielen Symmetrien auf. So wird etwa beim Schwingen eines Pendels Energieerhaltung erwartet, also dass sich die Summe aus kinetischer und potentieller Energie des Pendels zeitlich nicht ändert (oder zumindest auf nachvollziehbare Weise, etwa durch Reibung, dem System entzogen wird). Beim Stoß einer bewegten mit einer stillstehenden Kugel wird die Impulserhaltung genutzt, um Vorhersagen über das System nach einem Stoß zu machen. Es lassen sich noch viele weitere Beispiele angeben.
Die für diesen Versuch zentrale Erhaltungsgröße ist die Parität, also eine Raumspiegelung. Intuitiv wurde verlangt, dass Prozesse, die in einer gespiegelten Welt stattfinden, entsprechend der Spiegelung zu verlaufen haben und bis 1956 wurde auch keine Ausnahme hiervon beobachtet. Allerdings konnte die Arbeitsgruppe um Chien-Shiung Wu in jenem Jahr beim Prozess des Betazerfalls eine maximale Paritätsverletzung aufzeigen.

2 Versuchsziel

In diesem Versuch soll dieses Phänomen unter vereinfachten Bedingungen nachvollzogen werden. Dazu wird ausgenutzt, dass die beim Beta-Zerfall freigesetzte Strahlung polarisiert ist. Diese überträgt sich auf von ihr erzeugter Bremsstrahlung, die der Versuchsaufbau messen kann. Spiegelt man den Versuchsaufbau, so sollte nach der Spiegelung keine Änderung in der Menge der in eine bestimmte Richtung polarisierten Strahlung festzustellen sein.

3 Theoretische Grundlagen

3.1 Grundlagen der Teilchenphysik

Um die in diesem Versuch vorkommenden Begriffe wie Tauon, Elektron-Neutrino oder Quark einordnen zu können ist es hilfreich, sich einen Überblick über die Teilchenphysik zu verschaffen und den Aufbau, der dem Quarkmodell zugrunde liegt, nachzuvollziehen.
In diesem Abschnitt befinden sich einige Abbildungen, auf denen innerhalb eines Kästchens ein Teilchen abgebildet ist. Die angegebenen Werte stehen (von oben nach unten) für die Masse (angegeben als Ruheenergie), den Spin (in Einheiten des reduzierten Planck'schen Wirkungsquantums $\hbar$) und die Ladung (in Einheiten der Elementarladung e) der Teilchen.

3.1.1 Fermionen

Man kann Teilchen nach ihrem Spin aufteilen. Liegt ein halbganzzahliger Spin vor, so handelt es sich um Fermionen. Ihre Wellenfunktion ist total antisymmetrisch, wodurch sie dem Pauli-Prinzip gehorchen, also sich nicht zwei Fermionen im gleichen Quantenzustand befinden können.
Fermionen unterteilen sich in drei Gruppen:
Nicht der starken Wechselwirkung unterliegend:
Diese Teilchen werden auch Leptonen genannt. Zu ihnen gehören neben den in Abbildung 1 aufgeführten Teilchen auch ihre jeweiliges Antiteilchen. Sie unterliegen allen Wechselwirkungen außer der starken Wechselwirkung.

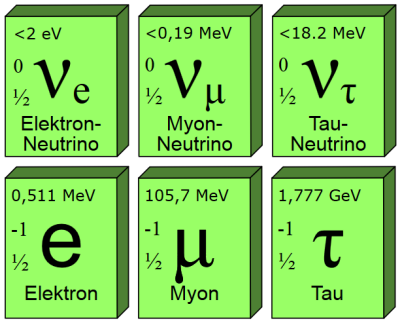


Abbildung 1: Eigenschaften der Leptonen [1, bearbeitet]

Nicht isoliert vorkommend: Zu dieser Sorte gehören alle Quarks und ihre Antiteilchen. Hierbei ist noch darauf zu achten, dass jedes Quark eine Farbladung tragen kann, sodass die bisherige Anzahl noch mit 3 multipliziert werden muss, um die Gesamtzahl an verschiedenen Quarks zu erhalten. Bevor die letzte Sorte der Fermionen behandelt

wird, ist es hilfreich, die Eigenschaften der sechs Quarks festzuhalten:

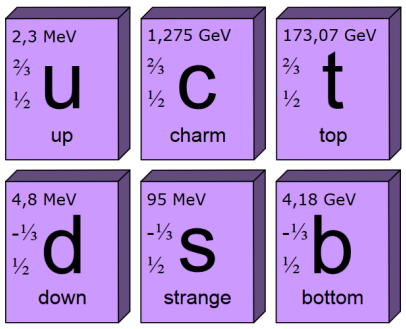


Abbildung 2: Eigenschaften der Quarks [1, bearbeitet]

Isoliert vorkommend und der starken Wechselwirkung unterliegend: Diese Teilchen werden auch Baryonen genannt. Sie bestehen aus drei Quarks (genau genommen aus drei Valenzquarks, siehe Kapitel 3.2.1). Zwei bekannte Beispiele sind das Proton, das aus zwei Down- und einem Up-Quark besteht, und das Neutron, das aus einem Down- und zwei Up-Quarks besteht.

3.1.2 Bosonen

Liegt ein ganzzahliger Spin vor, so handelt es sich um ein Boson. Ihre Wellenfunktion ist total symmetrisch, sodass auch mehrere Bosonen denselben Quantenzustand besetzen können.
Bosonen lassen sich in drei Gruppen aufteilen:
Eichbosonen:
Diese Elementarteilchen sind für die Wechselwirkungen verantwortlich.

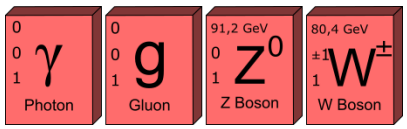


Abbildung 3: Eigenschaften der Eichbosonen [1, bearbeitet]

Higgs-Boson:
Durch Wechselwirkung der Eichbosonen, Quarks und Leptonen mit dem Higgs-Teilchen erhalten diese im Rahmen dieses Modells ihre Masse. Somit erhalten alle massebehafteten Teilchen durch dieses ihre Masse.

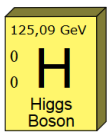


Abbildung 4: Eigenschaften des Higgs-Bosons [1, bearbeitet]

Nicht elementare Bosonen: Diese werden auch Mesonen genannt. Sie unterliegen allen Wechselwirkungen und bestehen aus einem Quark-Antiquark-Paar. Ein für diesen Versuch relevantes Beispiel ist das Kaon.

3.2 Die vier Wechselwirkungen

Mit den nun eingeführten Eichbosonen können die durch sie vermittelten grundlegenden Wechselwirkungen erklärt werden.

3.2.1 Starke Wechselwirkung

Diese Wechselwirkung sorgt für den Zusammenhalt von Hadronen an sich und untereinander, etwa in einem Atomkern und macht viele Beobachtungen plausibel.
Betrachtet man das Innere eines Hadrons, so finden sich neben den Quarks noch Gluonen, über die Quarks wechselwirken. Grundlage dafür ist die Farbwechselwirkung. Dafür wird jedem Quark eine Farbe und jedem Gluon ein Farbe-Antifarbe-Paar mit den Farben rot, grün, blau und ihren Antifarben zugeordnet. Damit Gluonen auch

wechselwirken können, müssen sich auf eine Farbänderung reagieren, was auf eine Anzahl von 8 Gluonen führt. Wechselwirkt ein Gluon mit einem Quark, so ändert sich die Farbe des Quarks und es wird ein neues Gluon ausgesendet. Die Farbladungen haben dabei nichts mit üblichen Farben zu tun und sind nur ein Maß für die Stärke der Farbwechselwirkung.
Allerdings wechselwirken Gluonen auch untereinander, was erklärt, weshalb keine freien Quarks beobachtet werden können. Versucht man nämlich, durch Energiezufuhr ein Hadron aufzuspalten, so geht diese Energie in der Wechselwirkung der Gluonen unter. Sie erzeugen dann Mesonen und wenden diese Energie nicht zum Herauslösen eines Quarks auf.
Weiterhin wurde beobachtet, dass die Masse der Quarkzusammensetzung eines Hadrons nicht dessen tatsächliche Masse widerspiegelt. Erklärt wird dies durch die Annahme eines Quark-Gluon-Sees, in dem virtuelle Quark-Antiquark-Paare und Gluonen ineinander umgewandelt werden und den Hauptteil der Masse ausmachen. Allerdings setzen sie keine anderen Eigenschaften eines Hadrons fest. Die dafür verantwortlichen Quarks sind fest (oder auch reell) im Hadron vorhanden und werden auch Valenzquarks genannt. Wird also allgemein von Quarks als Bestandteile eines Hadrons gesprochen, so sind diese damit gemeint.
Die Farbkräfte in einem Hadron sind oftmals nicht vollständig kompensiert. Dies erklärt, wie ein Atomkern trotz abstoßender Coulombkräfte zusammenhalten kann.

3.2.2 Schwache Wechselwirkung

Diese Wechselwirkung ist u. a. für den Betazerfall verantwortlich.
Sie erklärt Prozesse, bei denen sich anstatt der Farbladung eines Quarks der Quarktyp ändert. Unterschieden wird hierbei in Prozesse, bei denen sich die elektrische Ladung ändert (z. B. Zerfall eines Neutrons: $n \to p + e + \overline{\nu_e}$) oder konstant bleibt (z. B. der Zerfall des τ^--Leptons: $\tau^- \to \mu^- + \nu_\mu + \nu_e$). Für erstere Prozesse sind die W^+- und W^--Bosonen, für letztere das Z^0-Boson als Austauschteilchen verantwortlich.
Für das Maß der Stärke der Wechselwirkung wird die schwache Ladung eingeführt. Auch diese hat nichts mit der üblichen elektrischen Ladung zu tun.

3.2.3 Gravitation

Gravitation beruht auf dem Vorhandensein von Masse. Diese Wechselwirkung beschreibt als klassiche Newton'sche Mechanik viele alltägliche Phänomene wie etwa den Wurf eines Balles und die Schwingung eines Pendels. Auch in größer dimensionierten Bereichen als Relativitätstheorie wie etwa in der Astronomie findet sie Anwendung.
Das bisher nur postulierte Austauschteilchen ist das Graviton und sorgt für eine Anziehung von Massen untereinander.

3.2.4 Elektromagnetische Wechselwirkung

Die elektromagnetische Wechselwirkung beruht auf dem Vorhandensein von Ladung. Effekte wie Elektromagnetismus oder auch schon der Strom aus der haushaltsüblichen Steckdose lassen sich damit beschreiben.
Das Austauschteilchen ist hier das Photon.

3.2.5 Übersicht der Wechselwirkungen

Zusammenfassend findet sich in Tabelle 1 eine Übersicht der Austauschteilchen und ein Vergleich relevanter Eigenschaften:

Wechselwirkung	Gravitation	Elektromagnetische WW	Schwache WW	Starke WW
Reichweite	∞	∞	$< 10^{-15}$	$\approx 10^{-15}$
relative Stärke	10^{-41}	10^{-2}	10^{-15}	1

Tabelle 1: Übersicht der vier Wechselwirkungen und ihre Eigenschaften im Vergleich. Hier ist Wechselwirkung mit WW abgekürzt. Die relative Stärke der WW bezieht sich auf die starke WW

Da Graviton und Photon jeweils keine Ruhemasse aufweisen, ist die Reichweite (von Abschirmung der elektromagnetischen WW abgesehen) unendlich. Die Reichweite der starken Wechselwirkung beschränkt sich auf die Dimensionen eines Hadrons, da sich die Austauschteilchen das Hadron nicht verlassen können. Die schwache Wechselwirkung weist aufgrund der sehr großen Massen ihrer Austauschteilchen ihre geringe Reichweite auf.
Da Erhaltungsgrößen zum Verständnis dieses Versuchs hilfreich sind, folgt in Abbildung 5 eine Übersicht der Größen, die von den Wechselwirkungen erhalten bzw. nicht erhalten sind.

Erhaltungsgröße	Starke WW	Elektromagnetische WW	Schwache WW
Energie	Ja	Ja	Ja
Spin	Ja	Ja	Ja
Ladung	Ja	Ja	Ja
Baryonenzahl	Ja	Ja	Ja
Leptonenzahl	Ja	Ja	Ja
Isospin	Ja	Nein	Nein
Dritte Komponente des Isospins	Ja	Ja	Nein
Strangeness, Charm, Topness, Bottomness	Ja	Ja	Nein
Parität	Ja	Ja	Nein
CP	Ja	Ja	Nein
CPT	Ja	Ja	Ja

Abbildung 5: Übersicht der Wechselwirkungen und ihren Erhaltungsgrößen. Die Gravitation ist ist ausgelassen, da für sie keine einheitliche Quantentheorie existiert [2]

3.3 Radioaktive Zerfallsarten

Um den in diesem Versuch relevanten Betazerfall besser einordnen zu können, werden in Folgendem die wichtigsten Zerfallsarten und ihre Besonderheiten erläutert. Zudem ist der Betazerfall ein Beispiel für die schwache Wechselwirkung.
In diesem Abschnitt bezeichne in einem Ausdruck der Form

$$ {}^{N}_{Z}X^{(*)} \tag{1} $$

N die Nukleonenzahl, Z die Kernladungszahl und X das dadurch charakterisierte Nuklid. Ein * kennzeichne einen angeregten Kern.

3.3.1 Alphazerfall

Beim Alphazerfall zerfällt das Atom in einen Heliumkern und den zugehörigen Tochterkern, wobei frei werdende Bindungsenergie als kinetische Energie des Heliumkerns vorliegt. Damit gehorcht dieser Prozess folgender Reaktionsgleichung:

$$ {}^{N}_{Z}X \rightarrow {}^{N-4}_{Z-2}Y^{2-} + {}^{4}_{2}He^{2+} \tag{2} $$

Erklären lässt sich dieser Effekt dadurch, dass manche Atome eine gewisse Wahrscheinlichkeit besitzen, einen (durch frei werdende Bindungsenergie angeregten) Heliumkern auszubilden. Klassisch betrachtet, kann dieser den Kern durch dessen Coulombbarriere nicht verlassen. Quantenmechanisch betrachtet liefert der Tunneleffekt eine angemessene Erklärung und wird durch Gamows Theorie auch mathematisch beschrieben.
Für den Alphazerfall gelten Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung. Diese Situation lässt sich auf die Lösung eines Gleichungssystems mit 2 Variablen und 3 Gleichungen übertragen. Es lässt sich eine eindeutige Lösung angeben, weshalb sich ein Alpha-Übergang durch einen Peak in einem Spektrum bemerkbar macht. Typische Energien der Zerfallsprodukte des Alpha-Zerfalls liegen im Bereich von einigen MeV.

3.3.2 Betazerfall

Es sind zwei Arten von Betazerfällen zu unterscheiden:
Befindet sich der Mutterkern auf einem energetisch höheren Niveau als der Tochterkern, so ist der Zerfall eines Neutrons (n) in ein Proton (p), Elektron (e) und Elektron-Antineutrino ($\overline{\nu_e}$) möglich und es liegt ein Beta-Minus-Zerfall gemäß folgender Gleichung vor:

$$ {}^{N}_{Z}X \rightarrow {}^{N}_{Z+1}Y^{+} + e + \overline{\nu_e} \tag{3} $$

Liegt dagegen eine Konstellation vor, in der ein Proton so in ein Neutron, Positron (e^+) und Elektron-Neutrino (ν_e) zerfallen kann, sodass das entstehende Neutron einen niedrigeren Energiezustand im Atom als das Proton annehmen kann, so findet ein Beta-Plus-Zerfall statt und weist folgende Reaktionsgleichung auf:

$$ {}^{N}_{Z}X \rightarrow {}^{N}_{Z-1}Y^{-} + e^{+} + \nu_e \tag{4} $$

Ursache für diese Effekte ist die schwache Wechselwirkung. Durch den Austausch von $W^{\pm}$-Bosonen wandeln sich die Quarks, aus denen Protonen (= uud) und Neutronen (= udd) bestehen, ineinander um, wobei auch die Bosonen zerfallen und für die restlichen Zerfallsprodukte verantwortlich sind.
Genauer gilt für den Beta-Minus-Zerfall (also für die Umwandlung eines Neutrons in ein Proton):

$$d \xrightarrow{W^-} u + e + \overline{\nu_e} \tag{5}$$

Und für den Beta-Plus-Zerfall (also die Umwandlung eines Protons in ein Neutron):

$$u \xrightarrow{W^+} d + e^+ + \nu_e \tag{6}$$

An dieser Stelle sei nochmals hervorgehoben, dass der Beta-Plus-Zerfall nur in Strukturen auftritt, in denen das Proton gebunden ist und sich energetisch günstigere Zustände für das Neutron anbieten. Betrachtet man ein freies Proton und ein freies Neutron, so wird man nach Ablauf von ≈ 867s nur zwei Protonen (von Zerfallsprodukten abgesehen) vorfinden, da es den stabileren Zustand darstellt.
Da nun jeweils drei Teilchen/ Variablen an diesem Prozess mit denselben Erhaltungsgrößen wie beim Alphazerfall vorliegen, ist eine eindeutige Lösung nicht mehr möglich und es liegt ein kontinuierliches Spektrum bei diesen Zerfallsarten vor. Auch hier liegen die Energien der Zerfallsprodukte im Bereich einiger MeV.
Besonders wichtig für diesen Versuch ist, dass die Zerfallsprodukte eine Polarisation aufweisen.

3.3.3 Elektroneneinfang

An dieser Stelle sei noch der Elektroneneinfang als "Konkurrenzprozess" zum Beta-Minus-Zerfall erwähnt. Durch die hohe Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Elektrons nahe eines Atomkerns besteht die Möglichkeit, dass dieses vom Kern eingefangen wird. Dabei wandeln sich ein Proton und Elektron in ein Neutron und Elektron-Neutrino um. Genauer gilt:

$$^{N}_{Z}X + e \rightarrow {}^{N}_{Z-1}Y + \nu_e \tag{7}$$

Möglich ist dieser Prozess, falls sich der Mutterkern auf einem Energieniveau befindet, dessen Abstand zum Energieniveau des Tochterkerns größer ist, als die Bindungsenergie des Elektrons. Überschüssige Energie wird als kinetische Energie des Elektron-Neutrinos frei.

3.3.4 Gammazerfall

Diese Zerfallsart ist ein Beiprodukt von Alpha- und Betastrahlung. Bei diesen beiden Zerfallsarten befinden sich Tochterkerne nicht immer in einem Grundzustand. Vom dann vorliegenden Zustand aus kann ein Alpha- oder Betazerfall aber nicht immer stattfinden. Ein solcher Tochterkern strahlt diese überschüssige Energie in Form von Photonen ab, was als Gammastrahlung bezeichnet wird. Die Reaktionsgleichung lautet entsprechend:

$$^{N}_{Z}X^* \rightarrow {}^{N}_{Z}X + \gamma \tag{8}$$

Typische Energien von Gamma-Quanten liegen im Bereich von $10^4 - 10^7$eV.
Je nach Struktur des Kerns kann diese Energie durch Konversionsprozesse auch anders frei werden. Sie kann von einem Elektron absorbiert werden, sodass dieses emittiert wird (innerer Photoeffekt) oder bei Anregungen oberhalb von $2m_e c^2$, wobei m_e die Elektronenmasse bezeichnet, zu einer Paarbildung innerhalb des Kerns führen (innere Paarbildung).

3.4 Aufbau des Kaons

Mit dem Wissen aus Kapitel 3.1.2 kann der Aufbau des Kaons und somit ein weiteres Beispiel für die Auswirkungen der schwachen Wechselwirkung näher gebracht werden.
Das Kaon ist das leichteste Meson, das gleichzeitig eine Strangeness aufweist, d. h., dass es durch Prozesse der starken Wechselwirkung entsteht und durch Prozesse der schwachen Wechselwirkung zerfällt. Mögliche Strukturen des Kaons sind dann durch Kombinationen aus (Anti-)Strange-Quarks mit (Anti-)Up- bzw- (Anti-)Down-Quarks gegeben:

$$|K^+\rangle = |u\bar{s}\rangle \tag{9}$$
$$|K^-\rangle = |\bar{u}s\rangle \tag{10}$$
$$|K^0\rangle = |d\bar{s}\rangle \tag{11}$$
$$|\overline{K}^0\rangle = |\bar{d}s\rangle \tag{12}$$

3.5 Theta-Tau-Rätsel

Von besonderem Interesse ist das K^+-Kaon. Experimentell wurde bestimmt, dass dieses Meson zwei wichtige Zerfallsreihen aufweist, die zunächst als zwei Teilchen betrachtet wurden, sodass sie die Bezeichnungen Θ^+- und τ-Teilchen erhielten:

$$K^+ : \left\{ \begin{array}{c} \Theta^+ :\rightarrow \pi^+ + \pi^0 \\ \tau :\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \end{array} \right\} \tag{13}$$

Das Problem an diesem Zerfall ist, dass die Parität aller π-Mesonen -1 beträgt. Diese Eigenschaft ist multiplikativ, wodurch das Θ^+- Meson eine Parität von $+1$ und das τ-Meson eine Parität von -1 aufweisen muss.
Zur Lösung dieses Problems existieren zwei Ansätze: Entweder liegt eine Art Entartung vor und es handelt sich beim Θ^+ und τ auf eine bestimmte Art und Weise um verschiedene Teilchen (obwohl Präzisionsmessungen dieser These eher entgegen standen). Oder es sind identische Teilchen, deren Zerfall die Parität nicht erhält. Wie das Wu-Experiment zeigen konnte, liegt beim Betazerfall eine Paritätsverletzung vor, die ein Resultat der schwachen Wechselwirkung ist. Diese wirkt auch beim Zerfall des K^+-Mesons, wodurch sich der zweite Erklärungsansatz als richtig herausstellt.

3.6 Parität

Um die Effekte, die durch die schwache Wechselwirkung auftreten, zu quantifizieren, ist einige Vorarbeit nötig. Zu Beginn wird die in Kapitel 3.5 eingeführte Größe der Parität näher erläutert.
Unter Parität wird eine Raumspiegelung aller Raumkoordinaten am Ursprung verstanden. Mathematisch wird dies durch den Paritätsoperator $\hat{P}$ beschrieben und bedeutet für einen beliebigen Ausdruck $g(x,y,z,)$ (dies kann eine physikalische Größe oder ein quantenmechanischer Zustand sein), der vom Ort abhängt:

$$\hat{P}g(x,y,z) = \pm 1 g(-x,-y,-z) \tag{14}$$

Dies ist eine Eigenwertgleichung, wobei ein positiver Eigenwert bedeutet, dass das Verhalten unter einer Paritätstransformation invariant ist. Solche Größen werden auch axial genannt. Ein negativer Eigenwert geht also mit einer Umkehrung der Größe einher. Solche Größen werden als polar bezeichnet.
In Folgendem sind einige vektorielle und skalare Beispiele für axiale und polare Größen einzusehen:

	Axial	Polar
Vektor	$\vec{\omega},\ \vec{J},\ \vec{s}$	$\vec{v},\ \vec{p},\ \vec{x}$
Skalar	E, m, T	H

Tabelle 2: Übersicht einiger Beispiele für axiale und polare Größen. Axiale Vektoren sind Winkelgeschwindigkeit, Drehimpuls und Spin. Polare Vektoren sind Geschwindigkeit, Impuls und Ort. Axiale Skalare sind Energie, Masse und Temperatur. Polarer Skalar ist die Helizität

Um den Effekt der Paritätsverletzung zu messen, muss eine Größe betrachtet werden, deren Verhalten sich unter Paritätstransformation ändert. Da sich skalare Größen tendenziell einfacher bestimmen lassen als vektorielle Größen, bietet es sich an, die Helizität zu untersuchen, die die Orientierung eines axialen und polaren Vektors zueinander ausdrückt:

$$H = \frac{\vec{v} \cdot \vec{s}}{|\vec{v}||\vec{s}|} \tag{15}$$

3.7 Polarisation

Ein weiteres Beispiel für eine paritätsempfindliche Größe ist die Polarisation P. Von ihr gibt es verschiedene Arten wie z. B. zirkulare, elliptische oder lineare Polarisation. Allgemein beschreibt diese Größe also einen Zusammenhang zwischen dem Impuls $\vec{p}$und Drehimpuls $\vec{J}$ eines polarisierten Objekts:

$$P = \vec{p} \cdot \vec{J} \tag{16}$$

$$mit : \hat{P}P = -\vec{p} \cdot \vec{J} = -P \tag{17}$$

Interessiert dabei nur die Richtung der Polarisation, also eine Drehung im mathematisch positiven oder negativen Sinne relativ zu einer fixen Ausrichtung des Drehimpulses, von einer Vielzahl an Objekten, so wird diese auch angeben als:

$$P = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \tag{18}$$

Hierbei ist bezeichnet n_i die Anzahl an Objekten mit jeweiliger Polarisation i. Üblicherweise markiert ein negativer Wert eine Linkshändigkeit/ Drehung im mathematisch positiven Sinn. Ein positiver Eigenwert spiegelt also eine Rechtshändigkeit/ Drehung im mathematisch negativen Sinne wider.

3.8 Bremsstrahlung

Um die Paritätsverletzung nachzuweisen, muss die Polarisation der ausgesandten Elektronen (in Folgendem werden nur noch diese betrachtet, da im Versuch ein Beta-Minus-Strahler verwendet wird) untersucht werden. Da diese direkt nur schwer zu messen ist, werden indirekte Methoden genutzt, etwa Bremsstrahlung. Sie entsteht durch zwei Effekte:
Elektronen werden im Coulombfeld eines Kerns abgelenkt und geben um Zuge der Abbremsung ihre kinetische Energie als Strahlung ab, was ein kontinuierliches Bremsspektrum zur Folge hat. Zudem können sie mit Atomen stoßen, regen dadurch Elektronen aus inneren Schalen an und setzen charakteristische Strahlung eines Kerns frei.
Mit der Duane-Hunt-Regel kann die untere Grenzwellenlänge λ_{min} eines Spektrums angeben:

$$\lambda_{min} \geq \frac{hc}{eU} \tag{19}$$

Hierbei ist h das Planck'sche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit, e die Elementarladung und U die Beschleunigungsspannung, mit der Elektronen auf einen Kern gesendet werden.
Beispielhaft sind zwei Arten von Bremsspektren in Abbildung 6 zu einzusehen.

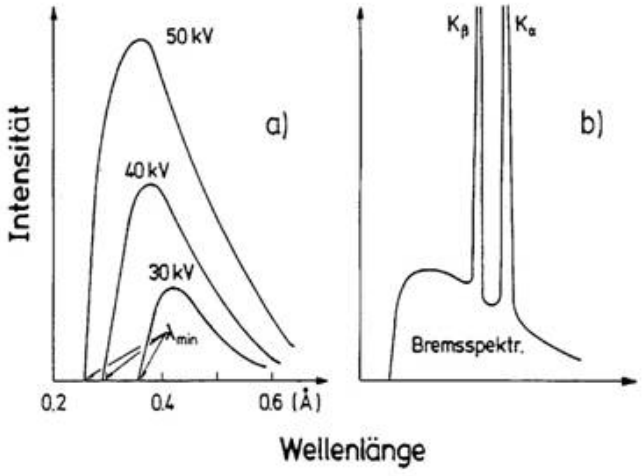


Abbildung 6: Beispiele für Bremsspektren. Die linke Grafik zeigt die allgemeine Veränderung des Bremsspektrums, wenn die Beschleunigungsspannung (bzw. allgemeiner die kinetische Energie der Elektronen) variiert wird. Die rechte Grafik zeigt bei fester Energie der Elektronen mögliche angeregte Übergänge des bremsenden Materials. [3]

Zudem ist bei diesem Prozess für diesen Versuch wichtig, dass sich die Polarisation der Elektronen auf die Bremsstrahlung überträgt.

3.9 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie

Um die Wechselwirkung mit der Messvorrichtung, die Funktionsweise eines Szintillations-Spektrometers und ein Gamma-Spektrum erklären zu können, ist die Kenntnis folgender Effekte nötig.

3.9.1 Photoeffekt

Trifft ein Photon auf eine mit einer Spannung $U < 0$ versehenen Kathode, so kann dieses von Elektronen des Materials absorbiert werden, falls die Energie $E_{Photon} = h\nu$ des Photons dafür ausreicht. Jedes Material besitzt eine charakteristische Austrittsarbeit W_A, die überwunden werden muss, damit ein Elektron ein Photon absorbieren kann. Ist dies passiert, so wird das Elektron aus dem Kern gelöst und überschüssige Energie des Photons wird in kinetische Energie $E_{kin} = -eU$ des Elektrons umgewandelt. Dieser Effekt tritt bei Photonenenergien von bis zu einigen 100keV auf.

3.9.2 Compton-Effekt

Nähert sich ein Photon einem Atom, so kann dieses auch mit einem schwach gebundenen Elektron des Atoms stoßen, das als ruhend angesehen werden kann. Liegt vor dem Stoß ein Photon der Energie $E_\gamma = h\nu$ und ein ruhendes Elektron e vor, so liegt nach dem Stoß ein um den Winkel θ gestreutes Elektron mit kinetischer Energie $E_{kin,e}(\theta)$ und ein Photon geringerer Energie $E_{\gamma'}(\theta) = h\nu', \nu' < \nu$ vor. Unter Berücksichtigung der Energie- und Impulserhaltung erhält man für die Energie von Photon und Elektron nach dem Stoß:

$$E_{\gamma'}(\theta) = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - cos(\theta))} \tag{20}$$

$$E_{kin,e} = E_\gamma - E_{\gamma'}(\theta) \tag{21}$$

Der Streuwinkel hängt dabei nicht nur von der Energie, sondern auch von der Polarisation der Photonen ab. Mittels Wirkungsquerschnitten lässt sich diese bestimmen.

3.9.3 Paarbildung

Ist ein Photon sehr energiereich, so kann es im Zuge der Wechselwirkungen in Kernnähe zur Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares kommen. Überschüssige Energie wird gleichmäßig als kinetische Energie auf die entstehenden Teilchen aufgeteilt, die sich dann in entgegengesetzte Richtungen fortbewegen. Die Photonenenergie muss dazu die Ruhemassen der Entstehungsprodukte übersteigen, also muss $E_\gamma > 2m_e c^2$ gelten, wobei dieser Effekt erst ab Photonenenergien größer als $5MeV$ zu beobachten ist.

3.10 Szintillations- und Gammaspektroskopie

Um die Streuereignisse der Compton-Streuung messen zu können (nicht gestreute Photonen verlassen den Messaufbau), wird ein Szintillationsdetektor verwendet. Dieser besteht grob aus vier Bauteilen: Einem Szintillator, einer Photokathode, einem Photomultiplier und einer Rechnereinheit. Der Aufbau ist in Abbildung 7 dargestellt.

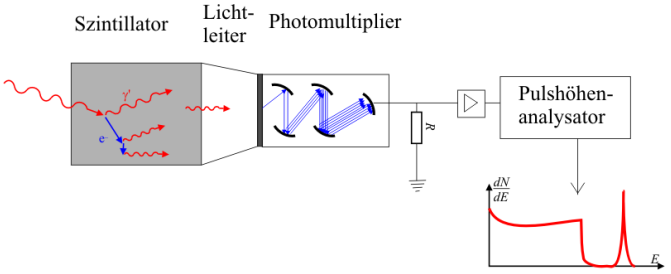


Abbildung 7: Aufbau eines Szintillationsdetektors [4]

Der Szintillator besteht aus einem Material, das leicht von Photonen/ Teilchen angeregt wird. Es können feste, flüssige oder auch gasförmige Materialien für verwendet werden. Feste Materialien werden oftmals dotiert, um eine bessere Anregung zu gewährleisten. So wird etwa mit Thallium aktiviertes Natrium- oder Cäsiumiodid für solche Zwecke genutzt.
Der Nachweis von Teilchen geschieht folgendermaßen: Ein Teilchen gelangt in den Szintillator und stößt dort mit dem Szintillationsmaterial. Beim Abbremsen wird seine Energie als Strahlung frei. Ein Teil dieser Strahlung trägt durch Absorptionseffekte oder weil sie den Szintillator verlässt zu keiner weiteren Messung bei.
Der Nachweis von Photonen verläuft ähnlich: Ein ankommendes Photon wechselwirkt, falls es den Szintillator nicht

ohne Wechselwirkung durchschreitet, über die in Kapitel 3.9 besprochenen Effekte mit den Elektronen des Materials. Die nun angeregten Elektronen folgen dem einen Absatz vorher beschriebenen Verhalten.
Alle den auf diese Weisen nicht den Szintillator verlassenden Photonen gelangen zur Photokathode, an der sie über den Photoeffekt Elektronen aus aus der Photokathode herausschlagen. Die Photokathode stellt (ggf. mit einem Lichtleiter, falls der Aufbau einen benötigt) das Bindeglied zwischen Szintillator und einem Photomultiplier dar.
Im Photomultiplier liegt ein elektrisches Feld an, welches die Photoelektronen zu Dynoden hin beschleunigt. Dort lösen diese weitere Elektronen aus und werden über das elektrische Feld an weitere Dynoden geleitet. So vermehren sich die Photoelektronen lawinenartig und es liegt eine Verstärkung des im Szintillator entstandenen Signals vor.
Das verstärkte Signal wird anschließend von einem PC ausgewertet und ein Spektrum erstellt.

3.11 Charakteristika eines Gammaspektrums

Das so entstandene Spektrum weist einige charakteristische Verläufe auf.

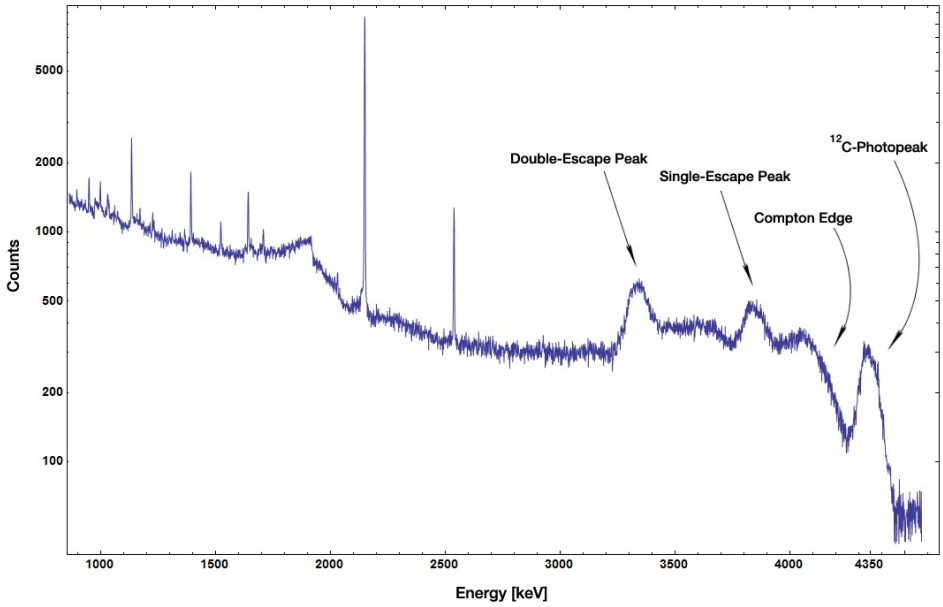


Abbildung 8: Verlauf des Gammaspektrums von ^{12}C (Kohlenstoff) [5, bearbeitet]

Die in Abbildung 8 vorkommenden Strukturen werden von rechts nach links erklärt:
Bei hohen Energien liegt der Photopeak vor. Dieser repräsentiert alle Photonen, die ohne Verluste den Szintillator durchdrungen haben.
Links daneben befindet das Compton-Kontinuum. Es entspricht den kinetischen Energien der Elektronen, die durch Compton-Streuung der Eingangsphotonen gestreut wurden. Gemäß Glg. 20 ist die Energie dieser Elektronen am größten, wenn der Streuwinkel $\theta = 180°$ (wenn das Photon am Elektron reflektiert wird) beträgt. Damit repräsentiert das rechte Ende dieses Abschnitts die Energien bei $\theta = 180°$ und das linke Ende dieses Abschnitts die Energien bei $\theta = 0°$.
Hier können sich bis zu zwei weitere Peaks befinden: Der Single- und Double-Escape-Peak. Da es zu einem Paarbildungseffekt kommen kann, ergeben sich diese aus folgenden Fällen: Beide entstehenden Teilchen verlassen den Szintillator (Double-Escape, entspricht also $E_{Photo} - 2m_e c^2$). Nur eines der beiden verlässt den Szintillator, während das andere simultan mit dem übrig bleibenden Photon registriert wird (Single-Escape, entsprechend bei $E_{Photo} - m_e c^2$). Oder beide werden simultan mit dem übrig bleibenden Photon registriert und tragen zum Photopeak bei.
Alles, was sich in Abbildung 8 links vom Double-Escape-Peak befindet, ist Übergängen der Materialien des verwendeten Aufbaus oder Randeffekten der Messapparatur wie z. B. (mehrfacher) Compton-Streuung an verschiedenen Bauteilen zuzuordnen, was als Backscatter-Peak bezeichnet wird.
Tragen die beim Paarbildungseffekt entstehenden Elektronen/ Positronen nicht zu den oben genannten Fällen bei, so können diese mit ihrem jeweiligen Antiteilchen annihilieren und setzen ihre gesamten Energien in Form von Quanten wieder frei. Dabei erreicht aus Impulserhaltungsgründen pro Annihilation nur eines der beiden den Detektor und macht sich als Annihilationspeak bei 511keV bemerkbar. Dieser ist in Abbildung 8 nicht einzusehen, findet sich aber

im für diesen Versuch aufgenommenen Natriumspektrum.
Mittels des Compton-Effekts lässt sich eine obere Grenze für das entstehende Spektrum angeben. Der Versuchsanleitung sind die Übergänge beim Betazerfall von ^{90}Sr (Strontium) zu entnehmen. Die größtmögliche Energie, die von dieser Strahlung mittels Abbremsung an ein Photon abgegeben werden kann, ist durch den Beta-Minus-Übergang von ^{90}Y (Yttrium) zu ^{90}Zr (Zirconium) gegeben und beträgt somit $E_{\gamma,max} = 2283,9keV$. Unter Berücksichtigung des Streuwinkels $\omega = 45,33°$ ergibt sich für die maximale Endpunktsenergie nach Glg. 20 zu $E_{end,theo} \approx 981keV$.
Bei niedrigen Energien sind durch Absorption der Materialien des jeweiligen Messaufbaus erzeugte Übergänge und Randeffekte (z. B. verlustbehaftete Reflektion mit dem Messaufbau) zu sehen. So lässt sich für diesen Versuchsaufbau der Einfluss der Bleiübergänge abschätzen, da Blei die Bremsstrahlung für die Compton-Streuung erzeugt. Der höchstenergetische Übergang liegt vor, falls ein Elektron aus der niedrigsten K-Schale ionisiert wird und kann mit dem Moseley'schen Gesetz abgeschätzt werden:

$$E_{ik} = (Z-S)^2 \cdot R \cdot hc \left(\frac{1}{n_k^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \tag{22}$$

In diesem Fall sind $Z_{Blei} = 82$ die Kernladungszahl, $S = 1,61$ die Abschirmzahl, $R = \frac{R_\infty}{1+\frac{m_e}{M}} \approx R_\infty$, da die Masse des Bleikerns M wesentlich größer als die Elektronenmasse m_e ist, die angepasste Rydbergkonstante, h das Planck'sche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit und $n_i > n_k$ quantenmechanische Zustände, wobei hier $\infty = n_i > n_k = 1$ vorliegt. Einsetzen der Werte liefert $E_{\infty 1} \approx 88keV$. Weitere Übergänge des Bleis werden nur bei niedrigeren Energien zu finden sein.
Da das Spektrum eine theoretische obere Grenze von $981keV$ besitzt und relevante Effekte wie das Compton-Kontinuum oder Single-Escape-Peaks in Bereichen ab $\approx 470keV$ zu finden sind, werden Übergänge des Bleis die eigentliche Messung nicht beeinflussen, sich aber bemerkbar machen.

3.12 Das Wu-Experiment

Da nun die Grundlagen zur Messung einer Paritätsverletzung dargestellt wurden, kann der Versuch, der diese erstmals nachwies, näher gebracht werden. Um die Paritätsverletzung zu messen, benutzte die Gruppe um Wu folgenden Aufbau:
Ein ^{60}Co-Präparat (Cobalt) wird in einer Kühlvorrichtung platziert, an der auch ein Magnetfeld angelegt ist. Oberhalb dessen befindet sich ein Szintillator, der über einen Lichtleiter mit einer Photokathode und dahinter liegendem Photomultiplier verbunden ist. Auf Höhe des Äquators (in Abbildung 9 waagerecht) und in Polnähe (in Abbildung 9 nahezu senkrecht) befinden sich jeweils ein Szintillator. Die positive z-Richtung des Aufbaus verlaufe parallel zum Lichtleiter. Der Aufbau ist in Abbildung 9 dargestellt.

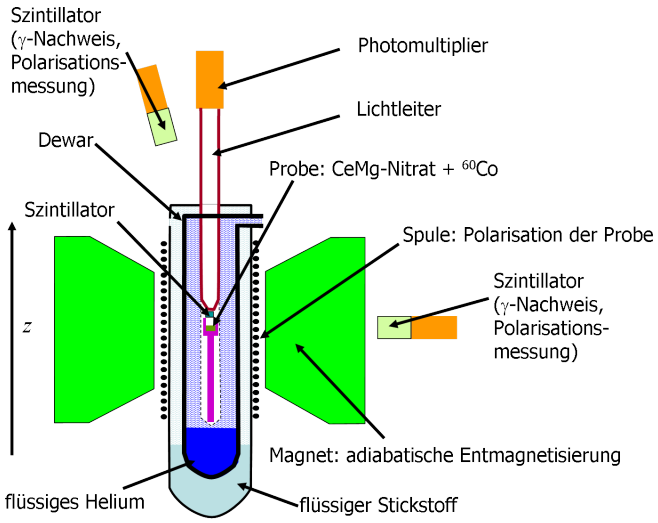


Abbildung 9: Aufbau des Wu-Experiments [6]

Die Kühlvorrichtung arbeitet mit flüssigem Helium und Stickstoff und adiabatischer Entmagnetisierung, um die Temperatur der Cobalt-Probe auf 0,003K zu kühlen. Diese starke Kühlung ist notwendig, damit das Magnetfeld die Kernspins ausreichend ausrichten kann und thermische Effekte die Ausrichtung nicht beeinflussen. Die beiden

Szintillatoren in Polnähe und Äquatorebene kontrollieren die Ausrichtung der Kerne, deren Emission von Gamma-Quanten bei diesen niedrigen Temperaturen eine bestimmte Verteilung aufweist.
^{60}Co ist ein Betastrahler und zerfällt in ^{60}Ni (Nickel) gemäß:

$$^{60}Co \rightarrow ^{60}Ni + e + \overline{\nu_e} \tag{23}$$

Da beim Betazerfall die Drehimpulserhaltung gilt, ist die Polarisation der Zerfallsprodukte festgelegt. Die z-Komponente des Kernspins von ^{60}Co beträgt $\vec{s}_{z,Co} = 5\hbar$, die von ^{60}Ni beträgt $\vec{s}_{z,Ni} = 4\hbar$. Damit müssen die Spins des Elektrons und Elektron-Neutrinos auch in positive z-Richtung zeigen und jeweils einen Wert von $\vec{s}_{z,e,\nu_e} = \frac{1}{2}\hbar$ aufweisen. Dabei stellt sich heraus, dass sich die Elektronen überwiegend antiparallel zu ihrem Spin bewegen. Übertragen auf die Helizität bedeutet dies, dass in diesem Fall ihr Wert $H_e = -1$ ist. Eine Paritätstransormation würde nun bedeuten, dass sich die Spins als axiale Vektoren nicht ändern. Die Richtung der Geschwindigkeit der Elektronen als polare Vektoren sollten ihre Richtung ändern und in dieselbe Richtung wie die Spins zeigen. Dies ist analog zu einer Umkehrung des Magnetfelds. Die Spins zeigen dann entgegengesetzt ihrer ursprünglichen Richtung, während sich an der Richtung der Geschwindigkeit nichts ändert. Die Helizität der Elektronen ist dann $H_e = +1$. In Abbildung 10 sind die beiden Situationen veranschaulicht.

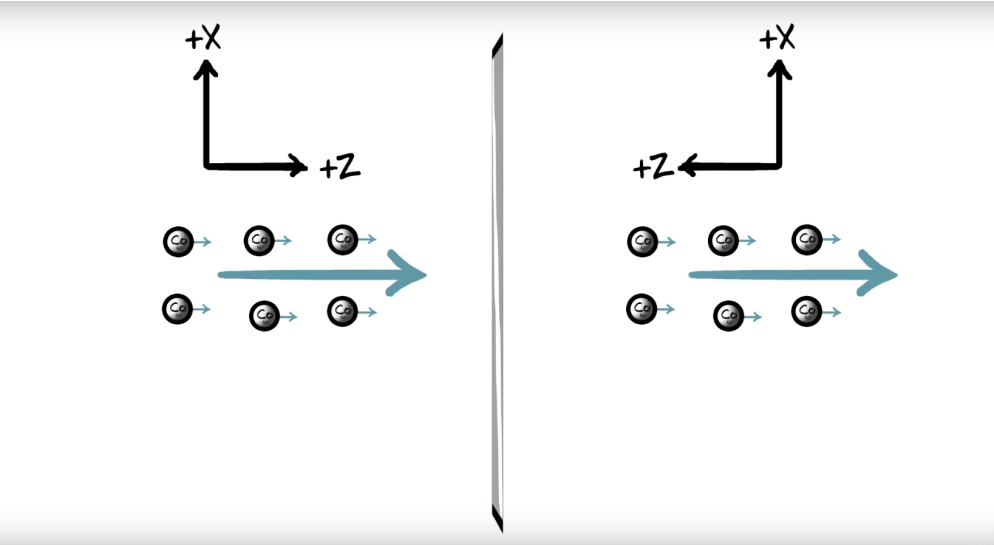


Abbildung 10: Anwendung des Paritätsoperators auf den Versuchsaufbau. Die linke Hälfte stellt das anfängliche Experiment, die rechte Hälfte das gespiegelte Experiment dar. Graue Kugeln symbolisieren Cobalt-Kerne, blaue Pfeile ihren Spin im jeweiligen Koordinatensystem [7, bearbeitet]

Läge keine Paritätsverletzung vor, so wären beide Szenarien gleich wahrscheinlich. Der Szintillator würde in beiden Fällen dieselbe Zählrate für die detektierten Elektronen ausgeben.
Es stellte sich heraus, dass das Szenario, in dem Spin und Geschwindigkeit des Elektrons antiparallel zueinander sind, bevorzugt wird. Sie wird sogar von allen emittierten Elektronen bevorzugt, sodass dies einen Nachweis der (maximalen) Paritätsverletzung darstellt.

3.13 Der vorliegende Versuchsaufbau

Die experimentellen Bedingungen, unter denen das Wu-Experiment stattfand, sind nicht ohne Weiteres realisieren. Der hier genutzte Aufbau ist leichter zu realisieren, bietet aber mehr Quellen für Ungenauigkeiten. Nichtsdestotrotz setzt sich dieser folgendermaßen zusammen:
Ein ^{90}Sr-Präparat wird vor einem Bleiabsorber platziert. Hinter diesem befindet sich ein zylinderförmiger Streumagnet aus Eisen, in dessen Mitte ein Bleikonus platziert ist. Dahinter befindet sich die Messelektronik und Steuerung des Magneten. Die Situation ist in Abbildung 11 dargestellt.

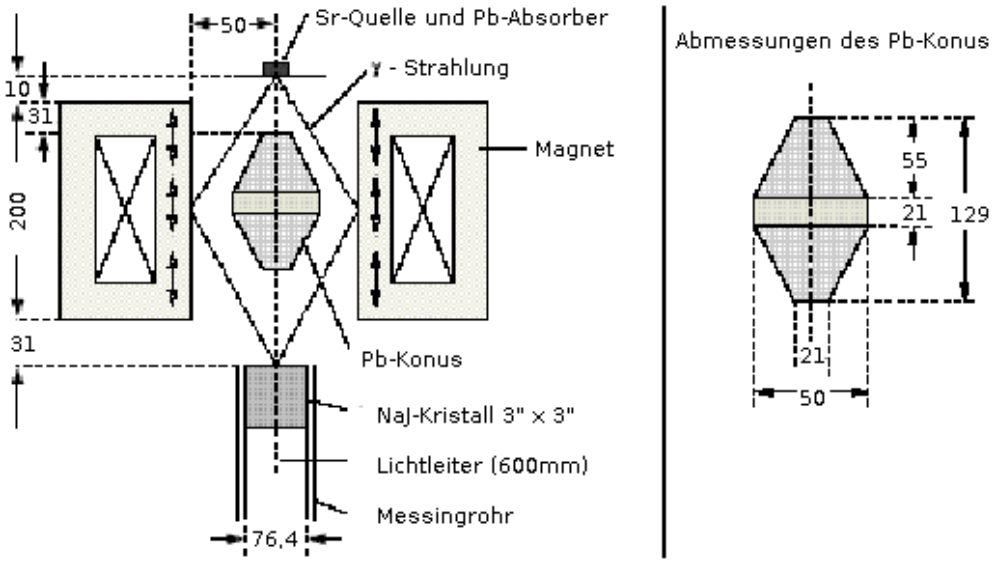


Abbildung 11: Schematische Skizze des vorliegenden Aufbaus [8]

Strontium sendet seine Strahlung isotrop aus und gelangt somit teilweise in den Bleisabsorber. Dort werden die emittierten Elektronen abgebremst, es entsteht Bremsstrahlung. Diese behält die Polarisation der Elektronen in Form einer zirkularen Polarisation der Photonen bei. Der Bleikonus inmitten des Streumagneten verhindert eine direkte Bestrahlung des Szintillators durch die Bremsstrahlung. Durch Anschalten des Magneten richten sich die Kernspins des Eisens aus. Mit diesen kann die Bremsstrahlung wechselwirken, wenn sie den Magneten nicht passieren sollte, den Aufbau verlässt und somit nicht zur Messung beiträgt. Die Wechselwirkung wird durch Compton-Streuung beschrieben, wobei die Wechselwirkung auch von der Polarisation abhängig ist.
Dieser Zusammenhang wird in der Klein-Nishina-Formel beschrieben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{k}{k_0}\right)\cdot(\Phi_0 + f\cdot P\cdot\Phi_H) \tag{24}$$

Hierbei spiegelt r_0 den klassischen Elektronenbahnradius, k_0/k den Wellenvektor des Photons vor/nach dem Stoß, Φ_0/Φ_H den polarisationsunabhängigen/polarisationsabhängigen Anteil der Streuung, f den Anteil der ausgerichteten Eisenatome und P den Polarisationsgrad der einfallenden Elektronen wider.
Nach einiger Auswertung ergibt dieser Zusammenhang eine Formel für die Polarisation der Photonen (und somit auch der vom Strontium emittierten Elektronen), die nur von Materialkonstanten und vom Zählrateneffekt abhängt:

$$P = \frac{\Phi_0}{\Phi_H}\frac{\eta}{f} \tag{25}$$

Der Zählrateneffekt ist eine Messgröße, die die Anzahl an gemessenen Ereignissen im Szintillator mit der Umpolung des Magnetfelds in Zusammenhang setzt:

$$\eta = \frac{z^+ - z^-}{z^+ + z^-} \tag{26}$$

Hierbei stellt $z^\pm$ die Zählrate zur gegebenen Polung des Magnetfelds dar.
Läge keine Paritätsverletzung vor, so würden die Elektronen keine Polarisation bevorzugen. Die Wechselwirkung mit dem Streumagneten wäre unabhängig von der Ausrichtung der Eisenkerne und es sollten in beiden Fällen dieselben Zählraten für die Wechselwirkungen gemessen werden.
Sollte eine Paritätsverletzung vorliegen, so bevorzugen die Elektronen eine bestimmte Polarisation. Die Wechselwirkung ändert sich dann mit der Ausrichtung der Eisenkerne und es werden verschiedene Zählraten für die Ausrichtungen gemessen. Daraus lässt sich die Polarisation ableiten. Bei Betrachtung von Glg. 16 fällt auf, dass die Polarisation von der Geschwindigkeit der Elektronen abhängt. Mittels der Zusammenhänge der Compton-Streuung lässt sich aus dem gemessenen Spektrum die Energie und somit Geschwindigkeit der Elektronen bestimmen und als relativistischer Faktor $\beta = \frac{v}{c}$ darstellen. Über diesem Faktor wird die Polarisation aufgetragen, was eine Gerade mit Steigung $|m| = 1$ ergeben sollte. Die genauen Berechnungen der einzelnen Größen finden sich in der Auswertung.

4 Versuchsdurchführung

4.1 Kalibrierung des Energiespektrums

Zu Beginn wird der Detektor aus der Messanordnung herausgefahren und eine ^{22}Na-Quelle (Natrium) in diesem Versuch für 22 Minuten darauf platziert.
Da zwei Peaks des Natriums bekannt sind, sollten diese im entstehenden Spektrum erkennbar sein und so die Kanäle der Messapparatur einer Energie zugeordnet werden können.

4.2 Messung des Untergrunds

Hierzu wird der Detektor ohne jegliches Präparat in der Messanordnung platziert und der Untergrund gemessen. In diesem Versuch betrug die Messzeit 124 Minuten.

4.3 Aufnahme des Bremsstrahlungsspektrums

Diese Daten stammen vom Vortag und wurden über einen Zeitraum von 23 Stunden und 12 Minuten aufgenommen.

5 Auswertung

5.1 Kanalzusammenfassung und Natriumdaten

Für die weitere Auswertung müssen die Kanäle des Aufbaus kalibriert werden. Die Peaks des Natrium-Präparats sind gegeben durch einen Photopeak vom angeregtem $^{22}Ne^*$ zum stabilen Grundzustand ^{22}Ne bei $1274,542keV$ und den Annihilationspeak bei $511keV$. Mittels Gauß-Kurven können diese Peaks lokal gefittet werden, wobei die jeweiligen Mittelwerte der Fits die Positionen der Peaks repräsentieren. Der Fit liefert für die beiden ADCs:

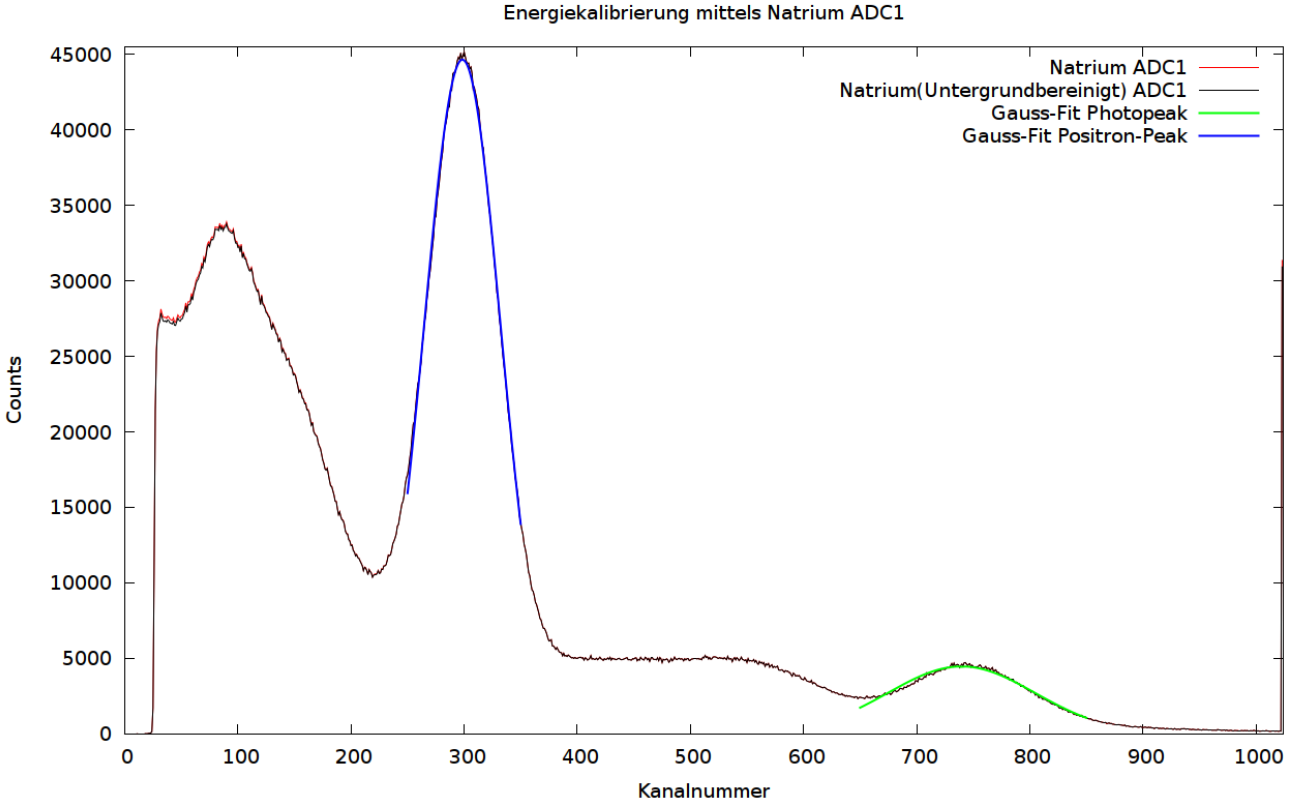


Abbildung 12: Auftragung des Natrium-Spektrums mit an die Peaks gefitteten Gaußkurven ohne Kanalzusammenfassung des ADC 1

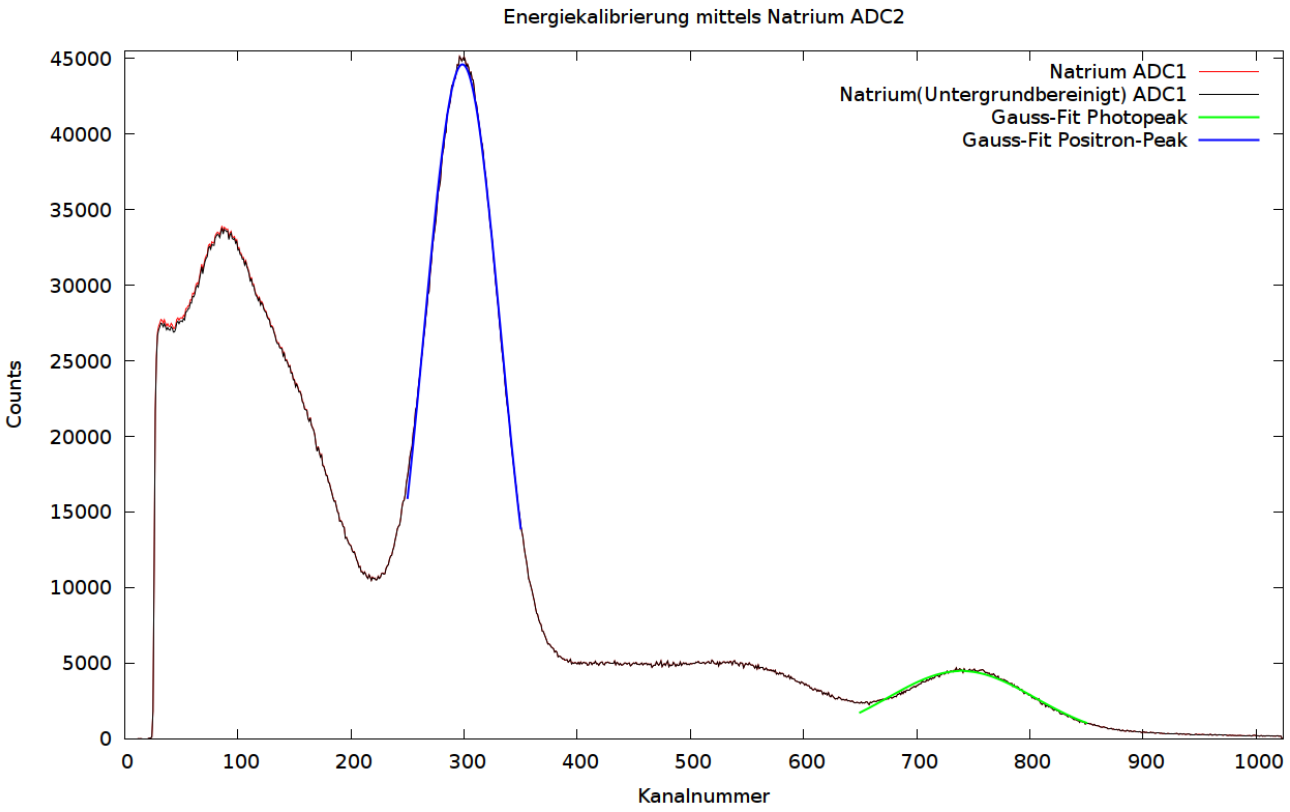


Abbildung 13: Auftragung des Natrium-Spektrums mit an die Peaks gefitteten Gaußkurven ohne Kanalzusammenfassung des ADC 2

Ein Gauß-fit weist folgende Form auf:

$$f(x) = Ne^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \tag{27}$$

Die Parameter der beiden Fits ergeben sich zu:

	Photopeak	Positron-Peak
μ	$739,6 \pm 0,4$	$298,4 \pm 0,1$
N	4470 ∓ 20	44600 ± 100
σ	$65 \pm 0,5$	$33,8 \pm 0,1$

Tabelle 3: Fitparamter des Natrium-Spektrums ohne Kanalzusammenfassung des ADC 1

	Photopeak	Positron-Peak
μ	$739,5 \pm 0,4$	$298,5 \pm 0,1$
N	4480 ∓ 20	44600 ± 80
σ	$65 \pm 0,5$	$33,8 \pm 0,1$

Tabelle 4: Fitparamter des Natrium-Spektrums ohne Kanalzusammenfassung des ADC 2

Damit ergibt sich für die Peaks und Kanäle folgende Zuordnung:
Natrium, ADC 1: 1275keV bei Kanal $739,6 \pm 0,4$
Natrium, ADC 1: 511keV bei Kanal $298,4 \pm 0,1$
Natrium, ADC 2: 1275keV bei Kanal $739,5 \pm 0,4$
Natrium, ADC 2: 511keV bei Kanal $298,5 \pm 0,1$
Die Werte liegen innerhalb ihrer Ungenauigkeitsbereiche und können als identisch angenommen werden. Der Fit an die Punkte des ADC 1 liefert die Kalibrierung:

$$E(k) = (1,73 \cdot k - 5,6)keV \tag{28}$$

Hierbei steht k für die einheitslose Kanalnummer.
Für die weitere Ausarbeitung wurden 16 Kanäle zusammengefasst. Dies schien als geeignet, um die Peaks noch gut voneinander zu unterscheiden, und den Rechenaufwand für folgende Teilaufgaben zu erleichtern. Dies liefert eine neue Kalibrierungsfunktion:

$$E(k) = (27,68 \cdot k - 5,6)keV \tag{29}$$

Das Spektrum nimmt dann folgende Form an:

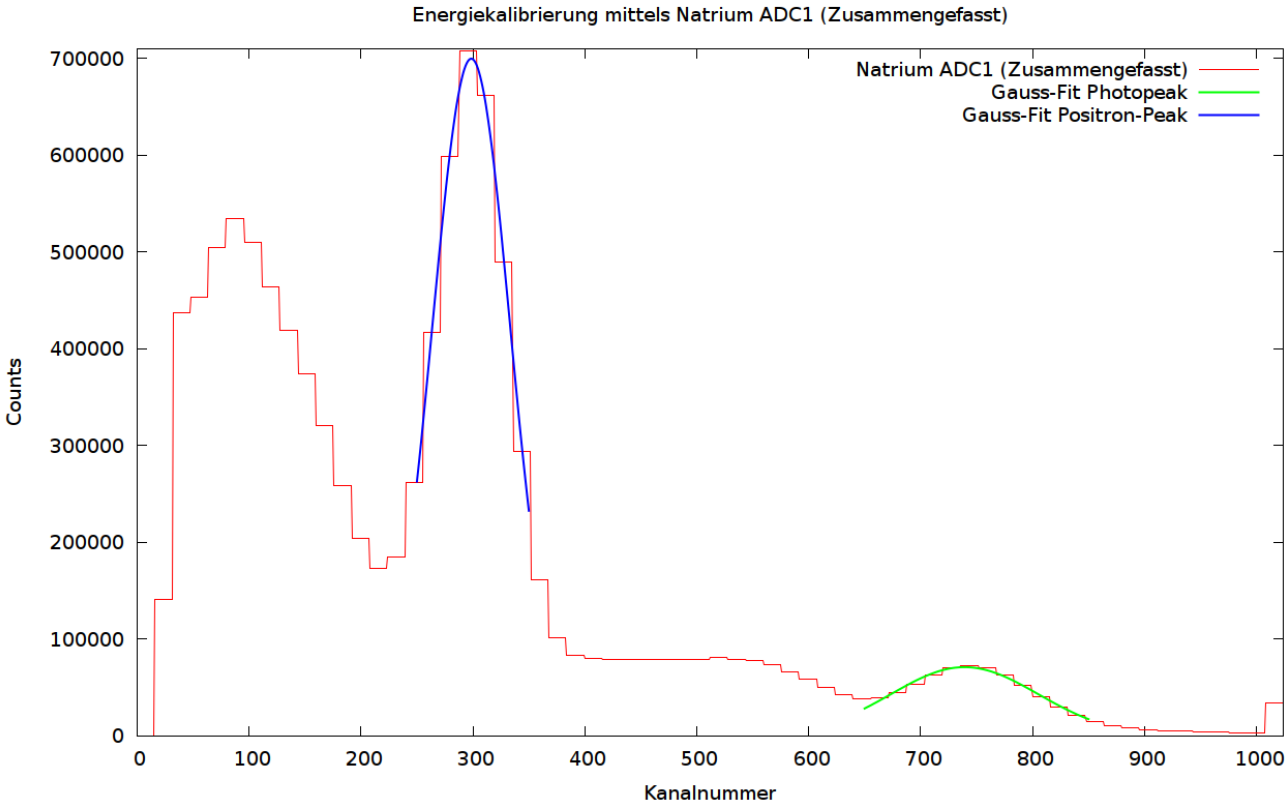


Abbildung 14: Auftragung des Natrium-Spektrums mit zusammengefassten Kanälen und an die Peaks gefitteten Gaußkurven für ADC 1

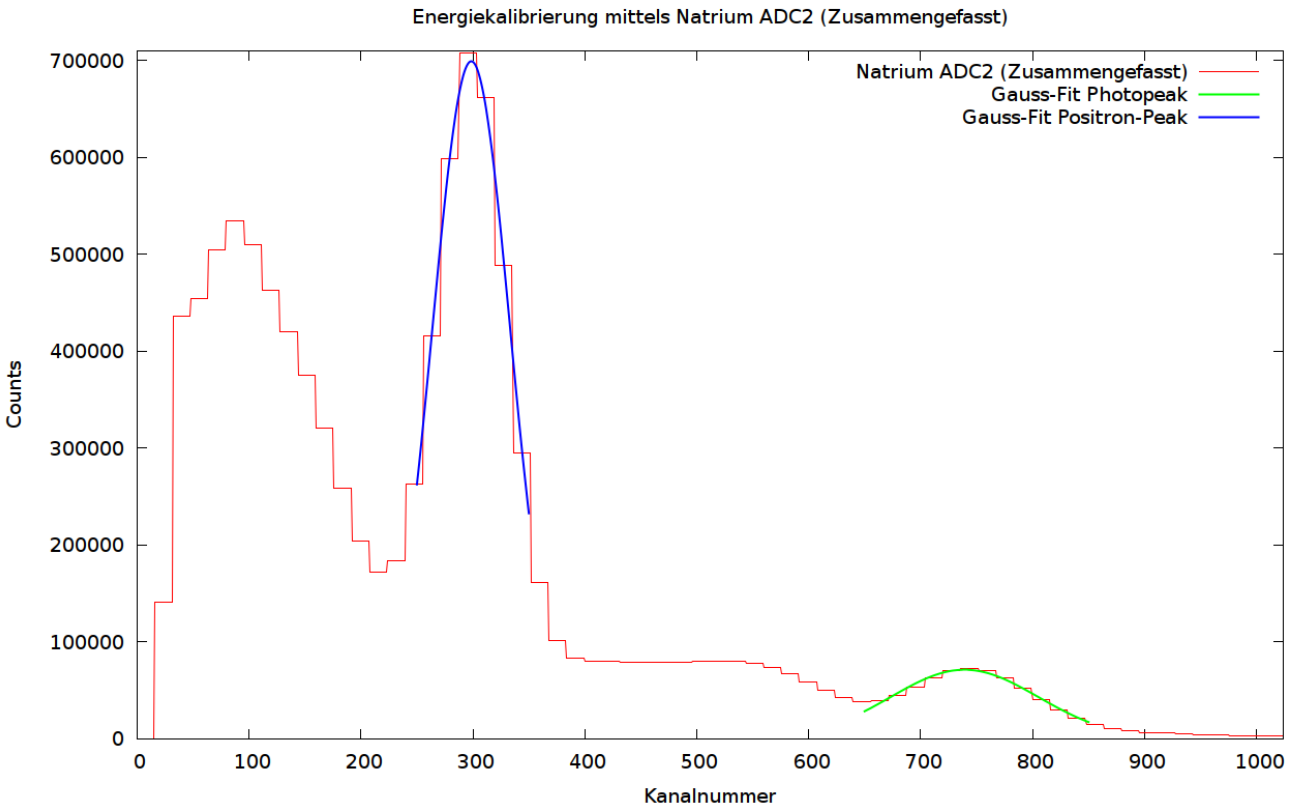


Abbildung 15: Auftragung des Natrium-Spektrums mit zusammengefassten Kanälen und an die Peaks gefitteten Gaußkurven für ADC 2

Gaußkurven können immer noch an das zusammengefasste Spektrum angelegt werden:

	Photopeak	Positron-Peak
μ	$739 \pm 0,5$	$298,5 \pm 0,5$
N	4440 ± 30	43730 ± 480
σ	66 ± 1	35 ± 1

Tabelle 5: Fitparamter des Natrium-Spektrums mit Kanalzusammenfassung des ADC 1

	Photopeak	Positron-Peak
μ	$739 \pm 0,5$	$298,6 \pm 0,5$
N	4450 ± 30	43700 ± 480
σ	66 ± 1	35 ± 1

Tabelle 6: Fitparamter des Natrium-Spektrums mit Kanalzusammenfassung des ADC 2

Durch die grobere Unterteilung der Energieskala nehmen die Ungenauigkeiten der Fits zu, allerdings in einem vertretbaren Maße. Die relative Abweichung der Ungenauigkeit eines Parameters von dem eigentlichen Parameter ist am größten bei der Standardabweichung des Positron-Peaks bei zusammengefassten Kanälen und beträgt $\approx 3\%$. Jeder andere Parameter weist eine geringere Abweichung auf, weshalb die Kanalzusammenfassung gerechtfertigt ist. Hervorzuheben ist hier, dass der $1275keV$-Peak des Natriums deutlich zu sehen ist. Da die theoretisch bestimmte Endpunktsenergie des Bremsspektrums von Strontium zu $\approx 1000keV$ bestimmt wurde, wird dieses vollständig gemessen werden können.
Mit den so bestimmten Werten kann nun die Energieauflösung (oder auch Halbwertsbreite) ΔE_γ des Messaufbaus bestimmt werden. Diese ist gegeben durch:

$$\Delta E_\gamma = 2\sqrt{2ln(2)}\sigma_\mu = 2\sqrt{2ln(2)} \cdot 1,73\sigma_{k_\mu} \approx 2keV \tag{30}$$

Hierbei bezeichnet σ_μ die Standardabweichung des Photopeaks und $\sigma_{k_\mu} = 0,5$ die Standardabweichung einer Kanalbreite. Der Zusammenhang zwischen den beiden Größen ergibt sich aus der Kalibirerungsfunktion.
Neben der Kalibrierung kann dieses Spektrum noch zur Untersuchung von systematischen Fehlern der Messapparatur genutzt werden. Z. B. könnte eine apparativ vorgetäuschte Polarisation des Aufbaus die Messung stark verfälschen. Zur Untersuchung wird zunächst der Zählrateneffekt auf die Energien aufgetragen. Um dabei möglichst genau zu sein, werden hier nicht die zusammengefassten Kanäle genutzt. Die Auftragung liefert:

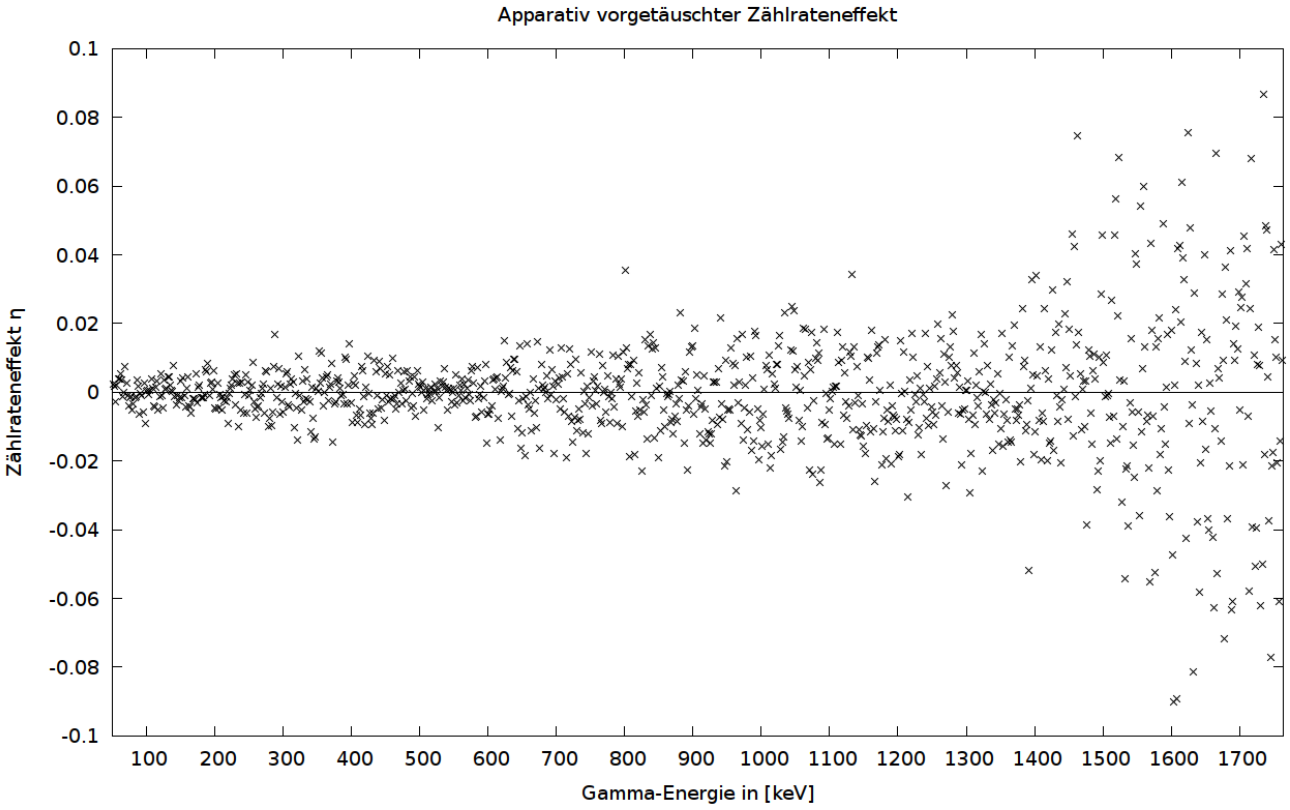


Abbildung 16: Auftragung des Zählrateneffekts über die Energien des Bremsspektrums

Der Zählrateneffekt nimmt bereits eine um Null symmetrische Verteilung an. Die Verträglichkeit mit einem Wert von Null ohne jegliches Präparat liegt daher bereits nahe. Dies wird versucht, mit einem χ^2-Test zu verifizieren. Dazu wird folgende Größe berechnet:

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^{1013} \frac{(z_n^+ - z_n^-)^2}{(z_n^+ + z_n^-)} = 31934,996 \tag{31}$$

n beträgt hierbei 1013, da nicht jeder der 1024 Werte der Zählraten für den Test verwendbar ist. Bei manchen Werten gilt $z_n^+ = z_n^- = 0$, sodass sie nicht in dieser Formel verrechnet werden können. Damit ist $\chi \approx 179$. Um die Hypothese, dass die gemessenen Werte mit Null verträglich sind, zu testen, werden sogenannte Freiheitsgrade der Messung benötigt. Diese ergeben sich dadurch, dass aus allen Datenpunkten die abhängigen und nicht genutzten abgezogen werden. Dies liefert $2048 - 1024 - 18 - 1 = 1005$ Freiheitsgrade.
Für gegebene Signifikanzniveaus und Anzahl an Freiheitsgraden ist nun aus Tabellen abzulesen, ob die Hypothese angenommen werden kann oder nicht. Bei über 1000 Freiheitsgraden und einem Signifikanzniveau von 5% muss der Wert für χ größer als 1119 sein. Damit ist die Hypothese mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% richtig und kann angenommen werden. Eine apparativ vorgetäuschte Polarisation wird nicht angenommen.

5.2 Strontiumdaten

Um nun die Paritätsverletzung des Betazerfalls nachzuweisen, wird das Strontium-Spektrum untersucht. Dazu wird zunächst das Spektrum mit und ohne zusammengefasste Kanäle betrachtet. Ohne Kanalzusammenfassung wurde gemessen:

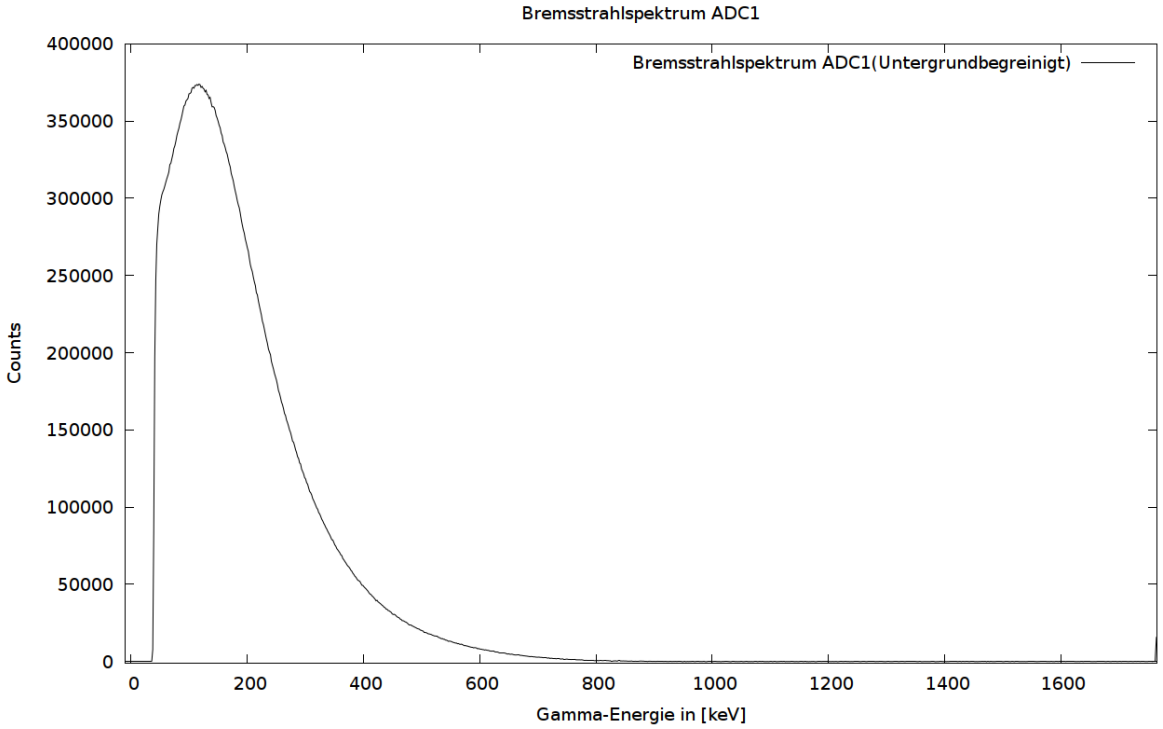


Abbildung 17: Auftragung des Strontium-Spektrums ohne Kanalzusammenfassung für ADC 1

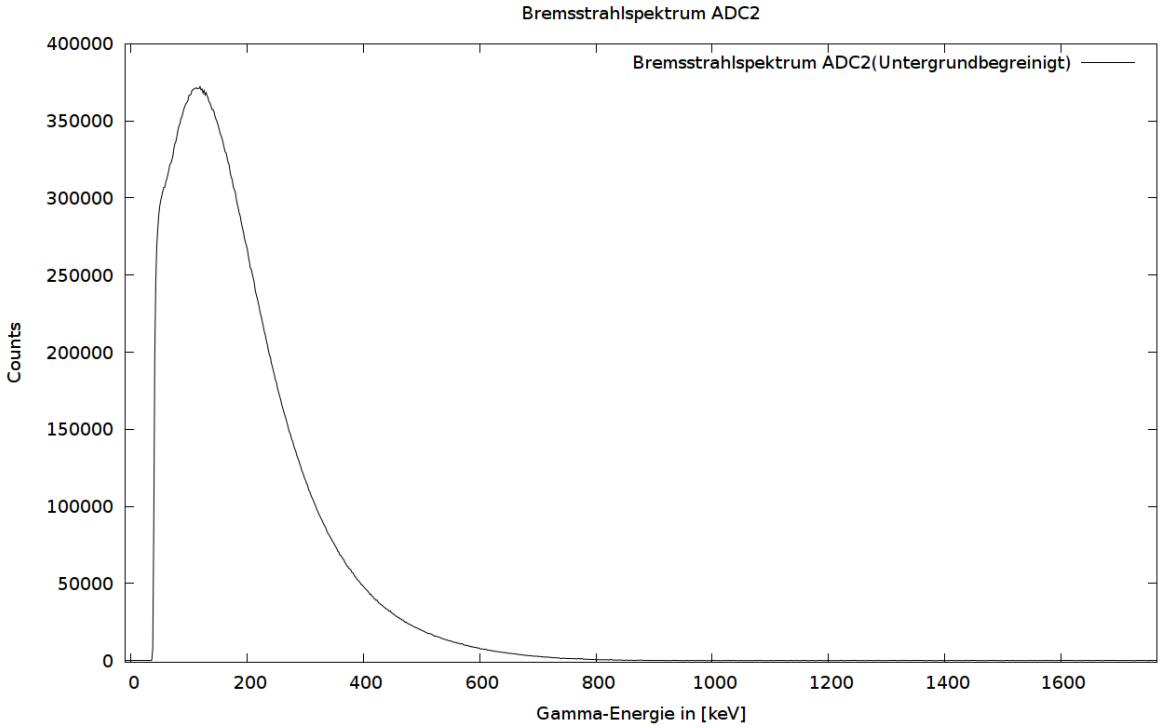


Abbildung 18: Auftragung des Strontium-Spektrums ohne Kanalzusammenfassung für ADC 2

Mit Einführung der in der vorherigen Teilaufgabe bestimmten Kalibrierung nehmen die Spektren folgende Gestalt an:

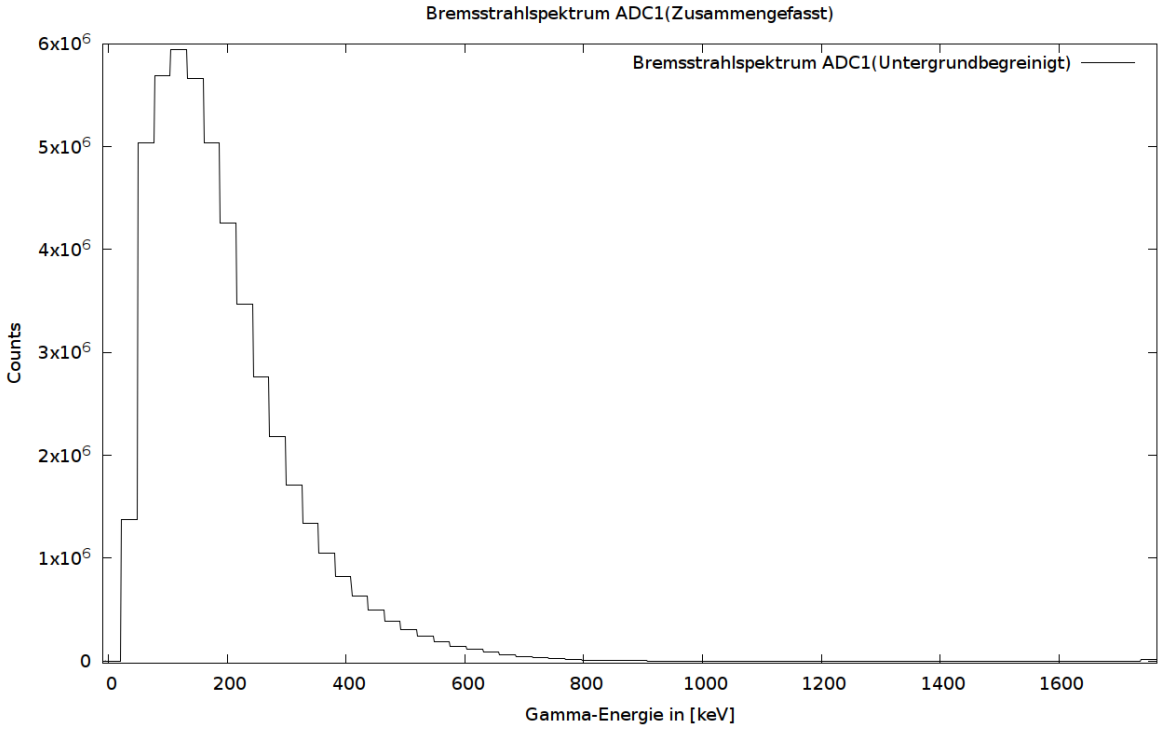


Abbildung 19: Auftragung des Strontium-Spektrums mit Kanalzusammenfassung für ADC 1

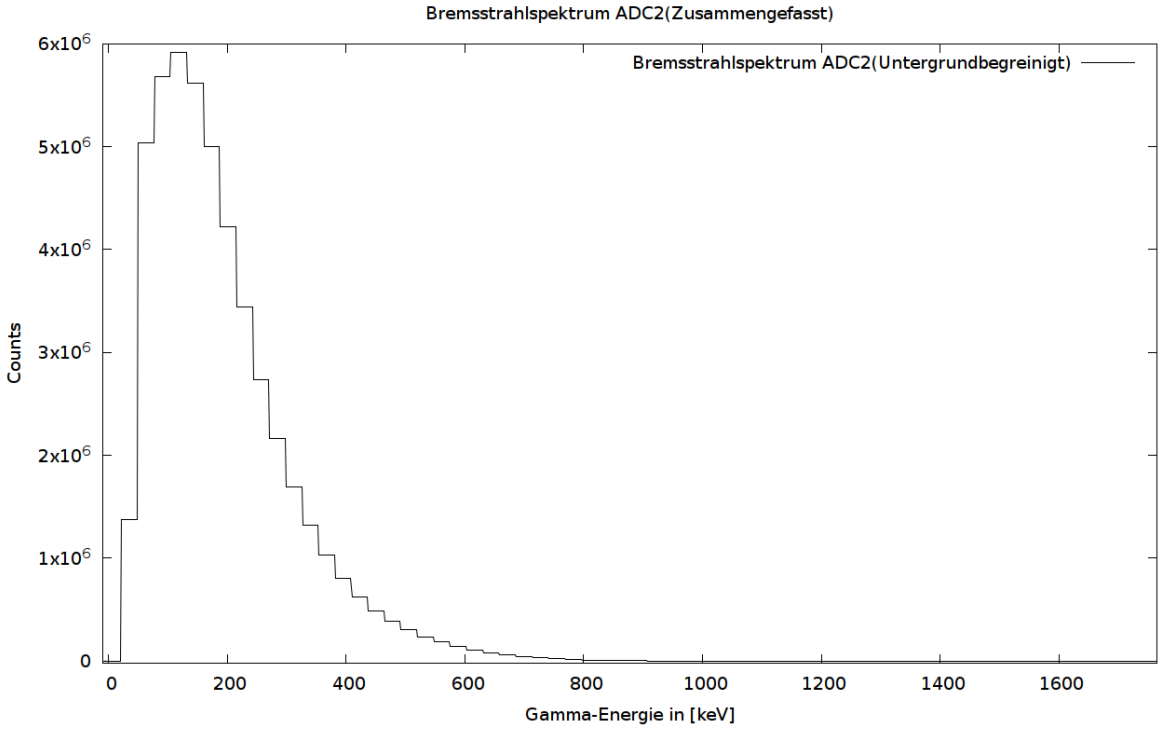


Abbildung 20: Auftragung des Strontium-Spektrums mit Kanalzusammenfassung für ADC 2

Im Vergleich zeigt sich auch hier, dass durch die Kanalzusammenfassung kaum etwas von der Struktur des Spektrums verloren geht. Statistische Berechnungen werden dadurch wesentlich vereinfacht, was bei der Bestimmung der Polarisation der Betastrahlung genutzt wird.
Zunächst wird die allerdings die Vorhersage des Endpunkts des Bremsspektrums geprüft. Dazu wird zunächst das Untergrundspektrum benötigt:

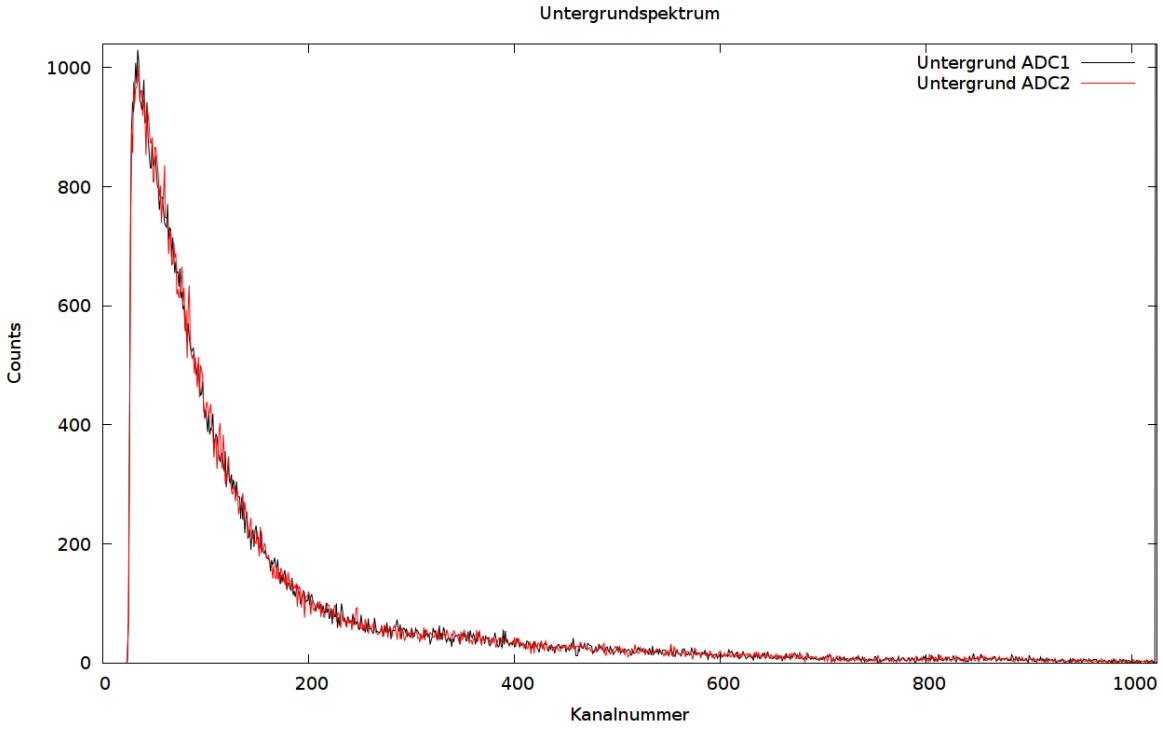


Abbildung 21: Untergrundspektrum ohne Kanalzusammenfassung für ADC 1 und ADC 2

Nun werden das Bremsspektrum des Strontiums und der Untergrund in einer Abbildung aufgetragen. Ein grafischer Abgleich des Übergangs des Bremsspektrums in den Untergrund so einsehbar.

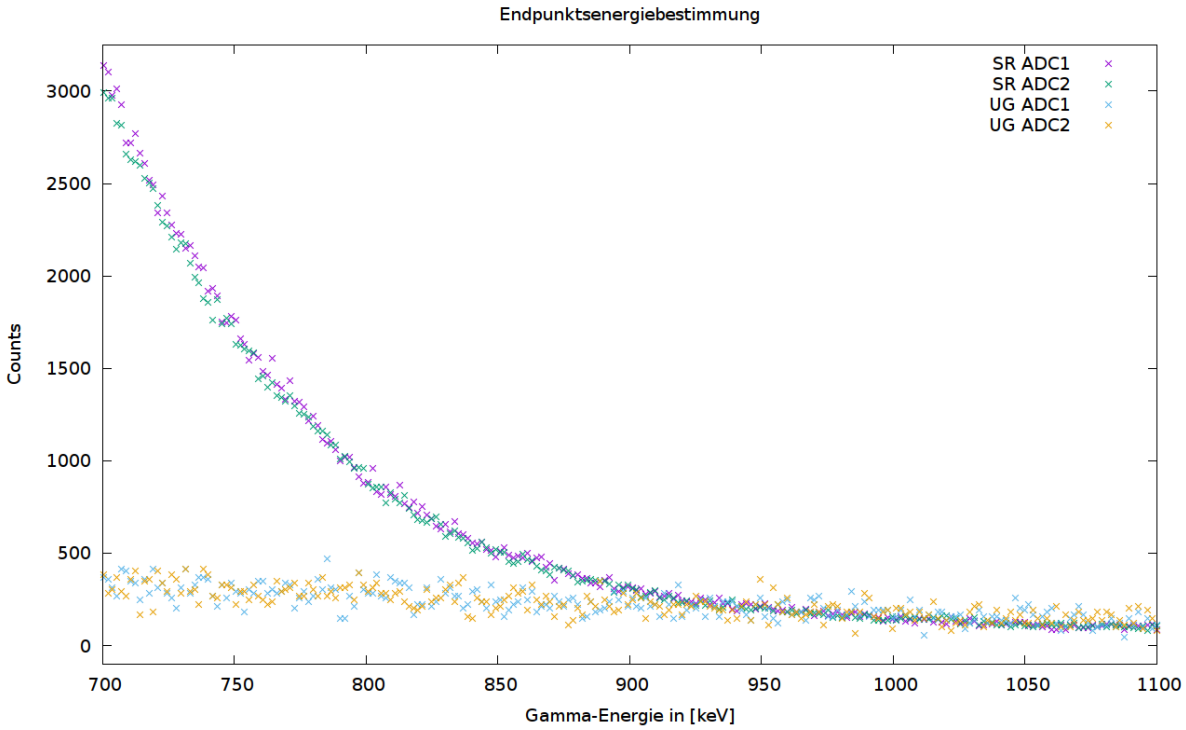


Abbildung 22: Gleichzeitige Auftragung des Brems- und Untergrundspektrums ohne Kanalzusammenfassung für ADC 1 und ADC 2

Der Übergang ist bei $\approx 950keV$ erkennbar, hier kann das Bremsspektrum als beendet angesehen werden. In Kapitel 3.11 wurde eine obere Grenze zu $\approx 981keV$ bestimmt. Dieser Wert ist im Rahmen einer rein grafischen Betrachtung äußerst gut erfüllt.

Es soll nun untersucht werden ob eine Paritätsverletzung vorliegt.
Es wird hierzu der Polarisationgrad eines jeden Kanals bestimmt. Es sollen die zusammengefassten Kanäle der Strontiummessung ohne Abzug des Untergrundes betrachtet werden. Wichtig hierbei ist, dass Kanäle, deren Energie höher liegt als die theoretische Endpunktsenergie, aus der Berechnung ausgeschlossen werden, da diese nicht dem Bremstrahlspektrum des Strontiums entstammen. Für den Polarisationsgrad gilt:

$$P = \frac{\eta}{A} \tag{32}$$

Hierbei ist der η der Zählrateneffekt und A ein Faktor, der sich wiefolgt berechnet:

$$A = f\frac{\Phi_H}{\Phi_0} \tag{33}$$

$$f = \frac{\frac{B}{\mu_0} - H}{Z(Fe)N_\nu\mu_B} \tag{34}$$

$$N_\nu = \frac{\rho}{A(Fe)} \tag{35}$$

Die jeweiligen Konstanten und Ergebnisse sind hier einzusehen:

Konstante	Wert
H	$18621\frac{A}{m}$
B	$(1,25 \pm 0,05)T$
N_ν	$8,48E+028$
$A(Fe)$	$9,27E-26kg$
ρ	$7860\frac{gg}{m^3}$
$Z(Fe)$	26
μ_B	$9,273E-24\frac{J}{T}$
μ_0	$4\pi E-7\frac{Vs}{Am}$
ω	$45,33°$
ψ	$155,56°$
ϕ	$0°$
I	$3A$
f	$0,048 \pm 0,002$

Tabelle 7: Die Konstanten aus der Versuchsanleitung sowie Zwischenergebnisse für einzelne Faktoren

Mit den entsprechenden Winkeln lässt sich $\frac{\Phi_H}{\Phi_0}$ wiefolgt bestimmen:

$$\frac{\Phi_H}{\Phi_0} = \frac{(cos(\omega)-1)*[(k_0+k)cos(\omega)cos(\psi)+ksin(\omega)sin(\phi)sin(\psi)]}{1+cos^2(\omega)+(k_0+k)(1-cos(\omega))} \tag{36}$$

Mit:

$$k_0 = \frac{E_\beta}{m_e c^2} \tag{37}$$

$$k = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \tag{38}$$

Für die Auftragung über β muss E_β bestimmt werden:

$$E_\beta = \frac{E_\gamma}{1-k(1-cos(\omega))} \tag{39}$$

$$\beta = \sqrt{1-\left(\frac{1}{1+k_0}\right)^2} \tag{40}$$

Mit der durch Gauß bestimmten Standardabweichungen ergeben sich folgende Werte:

Nummer	E_γ in keV	E_β in keV	η	$\Delta\eta$	β	$\frac{\Phi_H}{\Phi_0}$	P	ΔP
2	22.08	22.37	0.00	0.00	0.29	0.01	0.09	1.45
3	49.76	51.24	0.00	0.00	0.42	0.02	0.07	0.33
4	77.44	81.09	0.00	0.00	0.51	0.03	0.73	0.20
5	105.12	111.96	0.00	0.00	0.57	0.04	1.18	0.15
6	132.80	143.91	0.00	0.00	0.63	0.05	1.43	0.13
7	160.48	176.98	0.00	0.00	0.67	0.07	1.24	0.11
8	188.16	211.26	0.00	0.00	0.71	0.08	1.00	0.10
9	215.84	246.79	0.00	0.00	0.74	0.09	0.94	0.10
10	243.52	283.66	0.00	0.00	0.77	0.10	0.96	0.10
11	271.20	321.94	0.01	0.00	0.79	0.11	0.97	0.10
12	298.88	361.70	0.01	0.00	0.81	0.13	0.93	0.10
13	326.56	403.04	0.01	0.00	0.83	0.14	0.99	0.10
14	354.24	446.06	0.01	0.00	0.85	0.15	1.06	0.10
15	381.92	490.86	0.01	0.00	0.86	0.17	0.84	0.10
16	409.60	537.55	0.01	0.00	0.87	0.18	0.89	0.11
17	437.28	586.25	0.01	0.00	0.88	0.19	0.93	0.11
18	464.96	637.10	0.01	0.00	0.90	0.21	0.98	0.12
19	492.64	690.24	0.01	0.00	0.90	0.22	0.91	0.13
20	520.32	745.83	0.01	0.00	0.91	0.24	1.15	0.14
21	548.00	804.05	0.01	0.00	0.92	0.25	1.08	0.14
22	575.68	865.07	0.01	0.00	0.93	0.26	1.13	0.15
23	603.36	929.13	0.01	0.00	0.93	0.28	1.10	0.16
24	631.04	996.43	0.01	0.00	0.94	0.29	0.79	0.17
25	658.72	1067.25	0.01	0.00	0.95	0.31	0.89	0.19
26	686.40	1141.85	0.01	0.00	0.95	0.32	0.93	0.21
27	714.08	1220.56	0.01	0.00	0.96	0.33	0.91	0.24
28	741.76	1303.72	0.02	0.00	0.96	0.35	0.93	0.27
29	769.44	1391.71	0.01	0.01	0.96	0.36	0.32	0.30
30	797.12	1484.98	0.01	0.01	0.97	0.38	0.63	0.35
31	824.80	1584.01	0.01	0.01	0.97	0.39	0.46	0.39
32	852.48	1689.36	0.02	0.01	0.97	0.40	0.92	0.44
33	880.16	1801.64	0.01	0.01	0.98	0.42	0.37	0.49
34	907.84	1921.57	0.02	0.01	0.98	0.43	1.19	0.55
35	935.52	2049.95	0.01	0.01	0.98	0.44	0.50	0.58
36	963.20	2187.71	0.02	0.01	0.98	0.46	0.79	0.62

Tabelle 8: Die berechneten Werte des Polarisationsgrades sowie des relativistischen Faktors

Nun können die $P(\beta)$ Werte aufgetragen werden. Mittels eines linearen Fits der Form:

$$P(\beta) = m\beta \tag{41}$$

lässt sich $|\beta| = 0,93 \pm 0,06$ bestimmen. Die dazugehörige Auftragung ist in Abbildung 23 dargestellt.

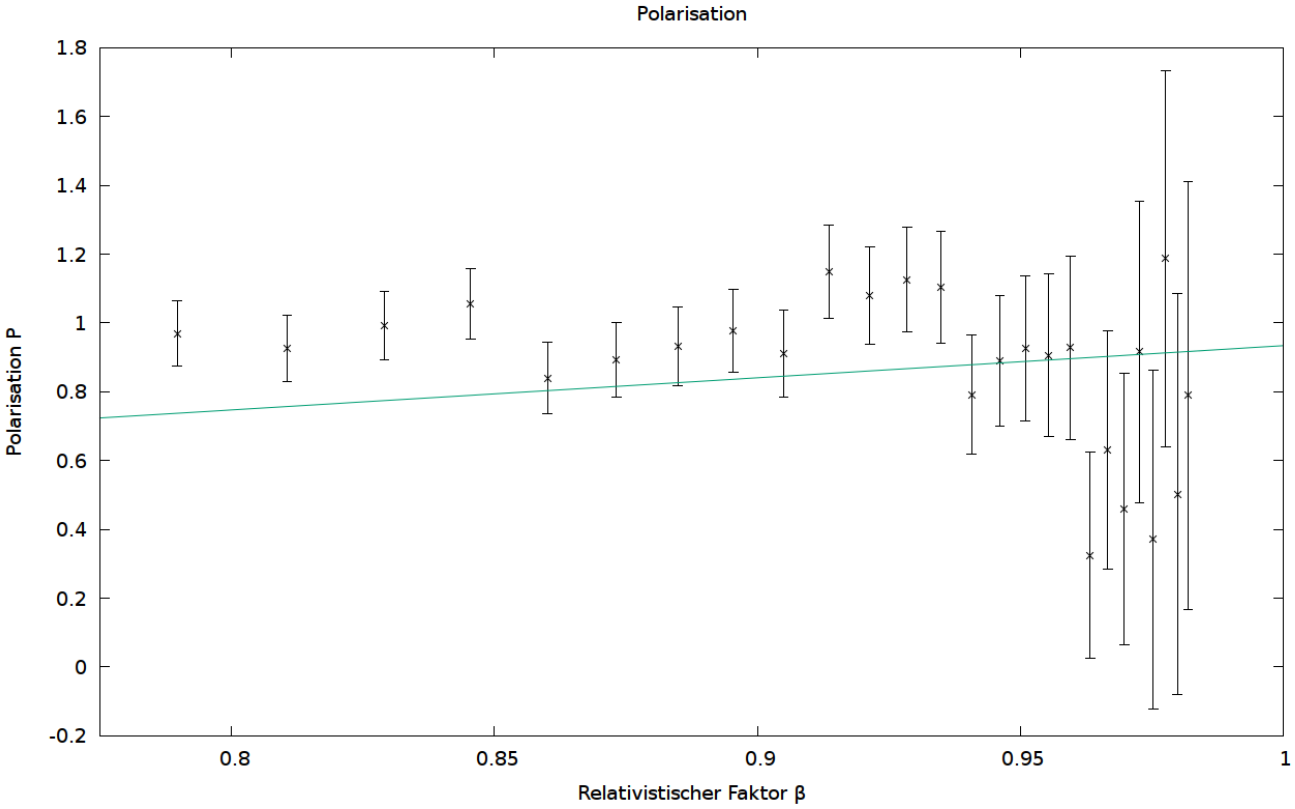


Abbildung 23: P über β; die Werte 1-10 aus Tabelle 8 wurden, da sie dem Backscatterpeak zuzuordnen sind, nicht für den Fit verwendet

Werte mit einen relativistischen Faktor kleiner $0,77$ wurden für den Fit im Hinblick auf den Backscatterpeak weggelassen. Da β im Rahmen der Messungenauigkeit zu ≈ 1 bestimmt wurde, ist die Parität maximal verletzt. Es konnte quantitativ gezeigt werden, dass die Paritätserhaltung durch die schwache Wechselwirkung verletzt wird.

5.3 Messzeitabschätzung

Wie an der Auftragung der Polarisation zu sehen ist, fallen die Ungenauigkeiten sehr groß aus. Ein einfach zu kontrollierender Versuchsparameter, der dies einschränken könnte, ist eine ausreichende Messzeit. Um diese abzuschätzen, wird die relative Ungenauigkeit der Polarisation betrachtet. Es soll gelten:

$$\frac{\Delta P}{P} \leq 0,01 \tag{42}$$

Hier sind die vom Untergrund bereinigten Polarisationen gemeint, das heißt:

$$P = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2 - 2U} \tag{43}$$

$$\Delta P = \frac{2\sqrt{((n_2 - U)\Delta n_1)^2 + ((n_1 - U)\Delta n_2)^2 + ((n_1 - n_2)\Delta U)^2}}{(n_1 + n_2 - 2U)^2} \tag{44}$$

n_i bezeichnet wie schon in Gleichung 18 die Anzahl an Zählereignissen mit Polarisation i und U steht für die Anzahl an Untergrundereignissen.
Aus diesen Ausdrücken lässt sich eine Zeit t herausfaktorisieren. Unter der Annahme, dass die gemessenen Zählraten über die Messzeit konstant geblieben sind, kann folgender Ansatz gemacht werden:

$$n_i = z^i \cdot t \tag{45}$$

$$U = u \cdot t \tag{46}$$

z^i bezeichnet wie schon in Gleichung 26 die Zählrate der Ereignisse einer bestimmten Polarisationsrichtung und u die Zählrate des Untergrunds.

Da die höchsten Energien des Spektrums am ehesten die von Randeffekten unbeeinflussten Quanten widerspiegeln, werden die Werte für z^i und u dem Ende des vorliegenden Spektrums, also bei $\approx 950keV$, entnommen. Durch Rückrechnen dieser Energie in die entsprechende Kanalnummer (in diesem Versuch ist dies $k = 552$) können die Werte abgelesen werden. Für die vorliegenden Daten gilt dann die Abschätzung:

$$t \leq 12,6\ d \tag{47}$$

Dieser Wert ist stark davon abhängig, wie die Endpunktsenergie gewählt wurde. Diese Abschätzung ist daher nur als grobes Indiz dafür zu verstehen, dass die Messzeit in diesem Versuch eigentlich zu kurz ist.

6 Fazit

Ziel dieses Versuchs ist es, die Paritätsverletzung beim Betazerfall nachzuweisen.
Dies soll mithilfe eines Compton-Polarimeters geschehen. Über die Messung des Wirkungsquerschnitts bei der Wechselwirkung von Bremsstrahlungsphotonen, die das Polarisationsverhalten der Betastrahlung übernehmen, mit dem Compton-Polarimeter wird auf deren Polarisation geschlossen.
Zur Vorbereitung dessen wurde ein Spektrum mit einer Natrium-Probe vermessen. Peaks waren deutlich zu erkennen und konnten mit der Erwartung in Einklang gebracht werden. Bereits an dieser Stelle wurde eine Vereinfachung vorgenommen: Die Zusammenfassung der Kanäle des Messaufbaus. Ein Vergleich der Fitparameter der beobachteten Peaks rechtfertigt durch geringe relative Abweichungen der Parameter von ihren Ungenauigkeiten das Vorgehen.
Fraglich ist, ob diese bereits niedrigen Ungenauigkeiten wirklich niedrig genug sind. Im Wu-Experiment wurden große Anstrengungen unternommen, um unerwünschte Effekte wie thermische Ausrichtung von Spins zu verhindern oder die korrekte Polarisation der radioaktiven Probe zu gewährleisten. Bei Wechselwirkungen wie der schwachen Wechselwirkung, die auf Skalen kleiner als Hadronenausdehnungen wirkt, ist so eine Präzision auch nötig.
Durch die Bestimmung der Energieauflösung konnte angegeben werden, Peaks welcher Breite noch gut voneinander von der Messapparatur aufgelöst werden können. Da keine Peaks näher als die Energieauflösung von $\approx 2keV$ aneinander lagen, stellt diese kein Problem in diesem Versuch dar.
Im Zuge dieser Überlegungen ist es von großer Wichtigkeit, systematische Fehler des Aufbaus zu unterbinden. Eine apparativ vorgetäuschte Polarisation wurde mit einem χ^2-Test geprüft und konnte mit 95 prozentiger Erfolgswahrscheinlichkeit verworfen werden.
Nun bot es sich an, die mithilfe der Compton-Streuung vorhergesagte Endpunktsenergie des Bremsspektrums von Strontium zu untersuchen. Ein direkter Vergleich durch gleichzeitiges Auftragen in einer Abbildung zeigte auf, dass sich die grafisch bestimmte Grenze von $\approx 950keV$ gut mit der theoretisch erwarteten von $\approx 981keV$ deckt.
Zuletzt wird die Paritätsverletzung behandelt. Durch Verrechnen der Zählrateneffekte bei gegebener Energie mit der Klein-Nishina-Formel kann die Polarisation des Bremsspektrums in Abhängigkeit von der Energie der emittierten Elektronen angegeben werden. Nach Umrechnung dieser Energien in den relativistischen Faktor β wird die Polarisation über diesem aufgetragen. Die von der Theorie vorhergesagte Gerade, deren Steigung einen Betrag von 1 aufweist, konnte unter Ausschließen einiger Ausreißer aufgetragen werden.
Dieses Ergebnis ist allerdings mit Vorsicht zu genießen. Die Fehlerbalken in der Auftragung der Polarisation sind nicht zu vernachlässigen. Auch der Verlauf der Polarisationen an sich nimmt nur grob den Verlauf einer Gerade an. Hier zeigt sich der Nachteil gegenüber dem Wu-Experiment sehr deutlich: Die an vielen Stellen vereinfachte Theorie, Auswertung und Versuchsaufbau (insbesondere im Hinblick auf die Messzeit) sorgt für sehr große Ungenauigkeiten. So wurden mögliche Wechselwirkungen im Bleiabsorber nicht weiter berücksichtigt. Inwieweit das Magnetfeld des Aufbaus auch auf andere Komponenten einen Einfluss haben könnte, ist nicht nachvollziehbar. Der Versuchsaufbau ist zudem sehr alt und womöglich nicht mehr in allen Belangen optimal verwendbar. Diese Vermutung tut sich bei Betrachtung der Auftragungen von Werten des ADC 1 auf, da dieser einen unerklärlichen Peak um den 1024.ten Kanal aufweist. Dieser trägt zwar nicht zur Messung bei, zeigt aber auf, dass der Aufbau systematischen Fehlern unterliegt.
Insgesamt wurden jedoch viele theoretisch zu erwartende Effekte reproduziert und besonders die Paritätsverletzung ist in groben Maßen erfüllt.

7 Quellenverzeichnis

[1] https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/1c/Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg, Stand: 01.03.18, 23:35 Uhr
[2] https://de.wikibooks.org/wiki/Teilchenphysik:_Erhaltungss%C3%A4tze, Stand: 02.03.18, 00:01 Uhr
[3] https://www.uni-due.de/physik/ap/iabe/roentgen_b10/roentgenspektrum.jpg, Stand: 02.03.18, 00:51 Uhr

[4] https://de.wikipedia.org/wiki/Szintillationsz%C3%A4hler#/media/File:Szintillationsz%C3%A4hler.png, Stand: 02.03.2018, 01:04 Uhr
[5] https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/f/f2/Am-Be-SourceSpectrum.jpg, Stand: 02.03.2018, 01:11 Uhr
[6] https://upload.wikimedia.org/wikipedia/de/8/88/Wu-Experiment_wikipedia.png, Stand: 02.03.2018, 01:57 Uhr
[7] https://www.youtube.com/watch?v=yArprk0q9eE&t=237s, entnommen bei 3:45, Stand: 02.03.2018, 01:45 Uhr
[8] http://www.ikp.tu-darmstadt.de/media/ikp/lehre_ikp/fpraktikum_anleitungen/vers2.7_26.09.17.pdf, Stand: 02.03.2018, 01:51 Uhr
[9] Literaturmappe zum Versuch 2.7, Stand: 02.03.18, 03:35 Uhr