Fakultät für Physik
Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene

Paritätsverletzung beim β-Zerfall

Kevin Edelmann, Julian Stöckel
Gruppe 109

17.11.2010

Zusammenfassung

Die Parität galt lange Zeit als Erhaltungsgröße, bis beim β-Zerfall durch Messung von nichtverschwindenden pseudoskalaren Größen die Verletzung der Paritätserhaltung nachgewiesen wurde. So wurde erkannt, dass bei schwachen Wechselwirkungen die Parität maximal verletzt ist und nur linkshändige Teilchen koppeln.

In diesem Versuch soll über die Polarisation von Bremsquanten die Helizität der beim Zerfall emittierten Elektronen gemessen und so die Paritätsverletzung bestätigt werden.

Inhaltsverzeichnis

1 Vorbereitung

1.1 Theoretische Grundlagen

1.1.1 β-Zerfall

Unter β-Zerfällen versteht man alle Kernzerfälle, bei denen sich die Nukleonenzahl konstant bleibt und die Kernladungszahl um eine Einheit erhöht oder erniedrigt wird. Die Gesamtladung bleibt dabei aber immer erhalten.

Dies kann nun über drei Möglichkeiten passieren:

- **β^--Zerfall**
  Ein Neutron im Kern zerfällt in ein Proton, ein Elektron und ein Antineutrino:
  $$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$
- **β^+-Zerfall**
  Ein Proton im Kern zerfällt in ein Neutron, ein Positron und ein Neutrino:
  $$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$$
- **Elektroneneinfang**
  Ein Elektron aus einer der inneren Schale, in der die Aufenhaltswahrscheinlichkeit für einen Ort im Kern nicht verschwindet, reagiert mit einem Proton im Kern zu einem Neutron, wobei ein Neutrino emittiert wird:
  $$p + e^- \rightarrow n + \nu_e$$

In den ersten beiden Fällen entstehen beim Zerfall drei Teilchen, auf die die Übergangsenergie beliebig verteilt werden kann, sodass das Spektrum der Elektronen kontinuierlich und nicht diskret ist.

1.1.2 Parität und Helizität

Die Paritätsoperation ist eine Inversion der Koordinaten:

$$P\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r})$$

Die möglichen Eigenwerte π_a dieses Operators sind ± 1, da eine zweimalige Anwendung des Operators auf einen Eigenzustand wieder den ursprünglichen Zustand ergibt:

$$P^2|a\rangle = |a\rangle = \pi_a^2|a\rangle$$
$$\Rightarrow \pi_a^2 = 1$$
$$\Rightarrow \pi_a = \pm 1$$

Die Erwartungswerte von Operatoren bleiben also entweder erhalten oder ändern das Vorzeichen. Beispiele dafür sind:

- Orts- und Impulsoperator: der Erwartungswert ändert das Vorzeichen:
  $$P\vec{r}P^{-1} = -\vec{r}, \quad P\vec{p}P^{-1} = -\vec{p}$$

- Spin- und Drehimpulsoperator: da die Rauminversion einer Spiegelung mit anschließender Drehung um 180° entspricht, bleiben diese Erwartungswerte erhalten:

$$P\vec{l}P^{-1} = \vec{l}, \quad P\vec{s}P^{-1} = \vec{s}$$

Der Impuls und der Ort werden also durch sog. polare Vektoren, Drehimpulse durch axiale oder Pseudovektoren beschrieben.

Um die Paritätserhaltung zu untersuchen, benötigt man Größen, die empfindlich auf Spiegelungen sind, also zum Beispiel das Vorzeichen ändern und dabei drehinvariant sind. Solche Größen erhält man, indem man das Skalarprodukt aus einem polaren und einem axialen Vektor bildet; dies nennt man dann Pseudoskalar. Solche Pseudoskalare müssen notwendig gleich Null sein, wenn die Parität erhalten ist, da sich sonst bei einer Rauminversion ihr Erwartungswert ändern würde. Ein von Null verschiedener Pseudoskalar bedeutet daher hinreichend eine Verletzung der Parität:

$$\langle H \rangle = \langle PHP \rangle = \langle -H \rangle \;\Rightarrow\; H = 0$$

mit dem in diesem Versuch untersuchten Pseudoskalar Helizität H, die dem normierten Skalarprodukt aus Spin und Impuls des β-Teilchens entspricht:

$$H = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{\sigma} \cdot \vec{p}|}$$

1.1.3 Polarisation

Die Polarisierung eines einzelnen Teilchens bezüglich einer Achse ist das Verhältnis aus Erwartungswert des Spins in dieser Richtung zu Betrag des Spins:

$$P_z = \frac{\langle S_z \rangle}{S}$$

Am Beispiel eines Elektrons mit Spin $S = \frac{1}{2}$, bei dem sich nur die beiden Zustände $|+\rangle$ und $|-\rangle$ (Spin parallel und antiparallel zur z-Achse) messen lassen, bedeutet das mit den normierten Wahrscheinlichkeiten a_+ für den parallelen bzw. a_- für den antiparallelen Zustand:

$$|\psi\rangle = a_+|+\rangle + a_-|-\rangle$$

$$\Rightarrow P = \frac{\frac{1}{2}\langle \psi|\sigma_z|\psi\rangle}{\frac{1}{2}} = a_+^2 - a_-^2$$

Die Polarisation von mehreren Teilchen wie in einem Strahl ergibt sich als Mittelung über die Einzelpolarisationen und repräsentiert eine Wahrscheinlichkeit und keinen Zustand mehr:

$$P = \overline{\langle \sigma_z \rangle} = \sum p_{s_z} \langle S, S_z|\sigma_z|S, S_z\rangle$$

mit den normierten Einzelwahrscheinlichkeiten $p_{s_z=+1/2} \equiv p_+$ und $p_{s_z=-1/2} \equiv p_-$. Benutzt man die Darstellung der Spinoperatoren als Paulimatrizen und die Basiszustände (1, 0) und (0, 1) bezüglich dieser Darstellung, dann ergibt sich für diese Polarisation:

$$P = p_+ - p_-$$

Diese Einzelwahrscheinlichkeiten lassen sich einfach durch die Zählung der relativen Anzahlen von Teilchen im Zustand $|+\rangle$ bzw. $|-\rangle$ bestimmen:

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \tag{1.1}$$

Die Polarisation kann Werte zwischen -1 und 1 annehmen, wobei ein entsprechender Maximalwert vollständiger Polarisation aller Teilchen parallel bzw. antiparallel zur Vorzugsrichtung entspricht. Wenn genau so viele Teilchen parallel wie antiparallel eingestellt sind, ist die Polarisation Null.

Bisher wurde nur der nicht-relativistische Fall betrachtet. Da die Richtung des Impulses dort frei wählbar ist, kann man immer eine Richtung finden, in der die Teilchen transversal polarisiert sind. Da im relativistischen Fall mit Spin die Richtung des Impulses im Allgemeinen nicht mehr frei wählbar ist, hat ein Elektron immer eine Spinkomponente in Richtung des Impulses, also eine longitudinale Polarisation. Diese hängt von der Geschwindigkeit ab und wächst mit dieser, bis sie bei der Lichtgeschwindigkeit volländig wird.

In diesem Versuch soll letztendlich die Polarisation der Bremsquanten, also von Photonen gemessen werden. Da diese einen Spin von 1 haben, gibt es allgemein drei mögliche Einstellungsrichtungen des Impulses bezüglich der z-Achse. Da sich Photonen allerdings mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, ist eine transversale Spinkomponente nicht möglich, sodass die Möglichkeit, dass die Projektion des Spins auf die Vorzugsachse 0 ist, weg fällt und wie beim Elektron wieder zwei mögliche Basiszustände existieren. Diese Spineinstellungen entsprechen zirkularer Polarisation, wobei ein Spin in Impulsrichtung rechtszirkularer Polarisation entspricht. Dabei ist zu beachten, dass einzelne Quanten immer zirkular polarisiert sind. Wenn ein Strahl lineare Polarisation aufweist, heißt das, dass zwischen den Polarisationen der einzelnen Quanten feste Phasenbeziehungen bestehen.

Um die gesamte zirkulare Polarisation der Quanten zu messen, genügt es gemäß Formel (1.1), die relativen Häufigkeiten der Einzelpolarisationen zu messen.

1.2 Versuchsaufbau und Prinzip der Messung

Das Ziel dieses Versuchs ist, nachzuweisen, dass die Parität beim β-Zerfall und der ihm zugrunde liegenden schwachen Kernkraft nicht erhalten ist. Dazu wird indirekt die Helizität von Elektronen gemessen, die bei einem β-Zerfall entstanden sind. Wenn dieser Wert von Null verschieden ist, ist die Parität verletzt.

1.2.1 Aufbau

Die zu vermessenden β-Zerfälle finden in einer radioaktiven ^{90}Sr-^{90}Y-Quelle statt, in der Strontium zuerst in Yttrium zerfällt und dieses dann erneut über einen β^--Zerfall in Zirconium. Unmittelbar vor der Quelle befindet sich eine Bleischicht, in der die entstandenen Elektronen abgebremst werden und Bremsquanten erzeugen, deren Polarisation im weiteren Versuch gemessen werden soll. Daran anschließend befindet sich eine Anordnung bestehend aus einem Bleiabsorber und einem Eisenkern, deren Geometrie so beschaffen ist, dass nur Elektronen, die an dem Rand des Eisenkerns in einem Winkel von $\theta = 60°$ stoßen, in den dahinter liegenden Na-J-Detektor gelangen. Der Eisenkern kann mithilfe einer elektrischen Spule magnetisiert werden.

Vom Detektor aus geht dann ein langer Lichtwellenleiter zu einem Photomultiplier, der sich in sicherem Abstand zum Magnetfeld der Spule befindet, um Störungen durch selbiges zu vermeiden. Im Multiplier werden die gemessenen Signale verstärkt und an eine Zählautomatik weiter geleitet.

1.2.2 Übertrag der Helizität

Die Helizität der β-Elektronen kann nicht direkt gemessen werden, sondern muss über einen Umweg bestimmt werden. Wenn die Elektronen in der Bleischicht durch Abbremsen im Coulombfeld der Kerne Bremsstrahlung erzeugen, geben sie aufgrund der Drehimpulserhaltung einen Teil ihrer Polarisierung an die γ-Quanten ab. Dabei gibt es folgende Möglichkeiten:

- Wenn die Elektronen *unpolarisiert* sind, dann ist die Bremsstrahlung einfach linear polarisiert, weil die zirkulare Polarisation der einzelnen Quanten ohne Einfluss und statistisch verteilt ist. Die Linearpolarisation nimmt dabei ab, je höher die Energie der Quanten wird.
- Bei *transversaler Polarisation* wird zum linearen Anteil der Bremsstrahlung noch ein zirkularer addiert und die Gesamtpolarisation der Strahlung ist elliptisch.
- Wenn die Elektronen, wie im Falle dieses Versuchs, *longitudinal* polarisiert sind, ist die Polarisation der Bremsstrahlung zirkular. Dabei erzeugt eine negative Helizität von Elektronen ein linkszirkular polarisiertes Photon. Je höher die Energie des Bremsphotons wird, desto stärker ist hierbei der Übertrag der Polarisation.

In diesem Versuch ist nur der letzte Fall relevant. Der Helizitätsübertrag L kann dabei dem Diagramm *Fig. 7-20* der Vorbereitungshilfe[1], entnommen werden. Dazu muss die kinetische Energie der Elektronen abgeschätzt werden, die die Bremsstrahlung erzeugen. Aus der Betrachtung der Kernschemata von ^{90}Y kann die Energie, die beim β-Zerfall frei wird, zu 2,27 MeV berechnet werden. Aus dieser Energie wird das Elektron und ein Antineutrino erzeugt, wobei letzteres eine Ruhemasse von wenigen eV besitzt und daher vernachlässigt werden kann. Die Energie, die dem Elektron als kinetische Energie zur Verfügung steht, beträgt also maximal

$$E_{\mathrm{e,kin}}^{\max} = 2{,}27\,\mathrm{MeV} - m_e c^2 \approx 1{,}76\,\mathrm{MeV}$$

Im Versuch werden nur Photonen mit einer Energie von mehr als 1 MeV gemessen, sodass für das Verhältnis von Photonen- zu Elektronenenergie eine Untergrenze angegeben werden kann:

$$\frac{E_\gamma^{\min}}{E_{\mathrm{e,kin}}^{\max}} = 0{,}568 \leq \frac{E_\gamma}{E_{\mathrm{e,kin}}} \leq 1$$

In diesem Bereich verläuft die Kurve von L ähnlich wie eine Gerade, sodass als Untergrenze für den Helizitätsübertrag $L^{\min} = 0{,}56$ verwendet werden kann. Die Obergrenze liegt hier ca. bei $L^{\max} = 0{,}92$, wenn die Kurve für das Elektron mit 2,5 MeV betrachtet wird. Der Mittelwert und eine Größtfehlerabschätzung auf L lautet also

$$L = 0{,}74 \pm 0{,}18 \tag{1.2}$$

Die Helizität berechnet sich damit also zu:

$$H = \frac{P_C}{L} \tag{1.3}$$

mit dem Betrag der zirkularen Polarisation $P_C$der Bremsstrahlung.

Der statistische Fehler auf diese Größe wird durch den statistischen Fehler der Polarisation gegeben sein:

$$\sigma_H = \sigma_{P_c} \cdot \frac{1}{L} \tag{1.4}$$

und der systematische Fehler berechnet sich durch die Fehler der Polarisation und dem Fehler von L:

$$\Delta_H = \Delta_{P_c} \cdot \frac{1}{L} + \Delta_L \cdot \frac{P_c}{L^2} \tag{1.5}$$

[1] Blaues Buch, Seite 217

1.2.3 Comptonstreuung an polarisierten Elektronen

Bei der Comptonstreuung an spinpolarisierten Elektronen tritt zum regulären Wirkungsquerschnitt noch ein polarisationsabhängiger Term hinzu:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{r_0^2 k^2}{2k_0^2} \cdot (\Phi_0 + f \cdot P_c \cdot \Phi_c)$$

Mit der Zirkularpolarisation der einfallenden Photonen P_c und dem Polarisationsgrad der Elektronenspins f. Nach der Klein-Nishima-Formel gilt:

$$\Phi_c = -(1 - \cos(\theta)) \cdot \left[(k_0 + k) \cos\theta \, \cos\psi \, + k \sin\theta \, \sin\psi \, \cos\phi\right]$$

wobei ψ der Winkel zwischen dem Impuls des einfallenden Photons $\vec{k}_0$ und dem Spin der Elektronen ist und ϕ den Winkel zwischen der $\vec{k}_0\vec{S}$ und der $\vec{k}_0\vec{k}$ Ebenen ist. Φ_c ändert das Vorzeichen, wenn der Elektronenspin umgedreht wird, da $\psi \to \psi + \pi$ wird. Also definiert man $\Phi_c^{\pm}$ als Φ_c für $0 \leq \psi < \frac{\pi}{2}$ $(+)$ bzw. $\pi \leq \psi < \frac{3\pi}{2}$. Das Verhältnis der Zählrate für Polarisationen in Spinrichtung N_+ und gegen Spinrichtung N_- ergibt sich zu

$$E = \frac{N_- - N_+}{N_- + N_+} = f \cdot P_c \cdot \frac{\Phi_c^-}{\Phi_0} \tag{1.6}$$

Um den Anteil Φ_c^-/Φ_0 zu maximieren, der von der Photonenenergie und der Geometrie des Aufbaus abhängt, werden wir nur die Photonen mit einer Einfallsenergie von mehr als 1 MeV unter einem Winkel von 60° ausmessen. Bei dieser Geometrie ist der in der Vorbereitungshilfe angegebene Wert:

$$\frac{\Phi_c^-}{\Phi_0} = 0{,}52 \pm 0{,}05$$

1.3 Versuchsdurchführung

1.3.1 Eichung

Da die Elektronen, die beim β-Zerfall entstehen, beim Abbremsen ihre Helizität haupt-sächlich an höherenergetische Photonen abgeben, ist es sinnvoll, nur solche Bremsquanten zu betrachten, die mehr als $E_0 = 1\,\mathrm{MeV}$ Energie tragen. Um alle niederenergetischen Photonen auszublenden, befindet sich vor dem Detektor ein Diskriminator, der passend geeicht werden muss. Da die Bremsquanten bei der Comptonstreuung um einen Winkel von $\theta = 60°$ Energie verlieren und dann nur noch eine Energie von

$$E' = \frac{E_0}{\frac{E_0}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos\theta) + 1} \approx 505\,\mathrm{keV}$$

tragen. Der Diskriminator muss also so eingestellt werden, dass nur Photonen mit einer höheren Energie als 505 keV durchgelassen werden.

Zu diesem Zwecke steht ein ^{22}Na-Präparat zur Verfügung, welches als β^+-Strahler Positronen emittiert. Diese annihilieren mit Elektronen in der Umgebung, wobei die Ruheenergie des Positrons in Form eines γ-Quants abgestrahlt wird. Diese Quanten tragen dann genau die Ruheenergie von 511 keV, sodass sich das Präparat hervorragend eignet, um den Diskriminator zu eichen, indem er so eingestellt wird, dass dieser Photopeak gerade noch sichtbar ist.

1.3.2 Messung

In der Messung bestimmen wir die Zahl der Photonen, deren Energie ausreicht um den Diskrimator zu überwinden. Diese Messung wird für beide Spinpolarisationen der Elektronen im Eisenkern der Magnetspule jeweils 30 mal ca. 30 Sekunden lang durchgefürt, sodass wir die Werte N_+ und N_- erhalten. Aus diesen errechnen wir den Polarisationsgrad der einfallenden Photonen, indem wir (1.6) nach P_c auflösen:

$$P_c = \frac{E}{f} \cdot \left(\frac{\Phi_c^-}{\Phi_0} \right)^{-1} \tag{1.7}$$

wobei der statistische Fehler darauf dann

$$\begin{aligned} \sigma_{P_c} &= \sigma_E \cdot \frac{\partial P_c}{\partial E} \\ &= \sigma_E \cdot \frac{1}{f} \cdot \left(\frac{\Phi_c^-}{\Phi_0} \right)^{-1} \end{aligned} \tag{1.8}$$

und der systematische Fehler gemäß einer Größtfehlerabschätzung

$$\Delta_{P_c} = \Delta_{\Phi_c-} \cdot \left| \frac{E}{f} \cdot \left(\frac{\Phi_c^-}{\Phi_0} \right)^{-2} \right| + \Delta_f \left| \frac{E}{f^2} \cdot \left(\frac{\Phi_c^-}{\Phi_0} \right)^{-1} \right| \tag{1.9}$$

betragen. Die entsprechenden Fehler lauten $\Delta_{\Phi_c^-} = 0{,}05$ und geschätzte $\Delta_f = 0{,}005$ (entsprechen ca. 6,5% Fehler auf die Magnetisierung).

Den Wert (1.7) können wir in (1.3) einsetzen, um mit Hilfe des abgelesenen Werts für L die Helizität der Elektronen zu berechnen.

1.3.3 Erwartung

In einer paritätserhaltenden Theorie muss die Helizität notwendigerweise 0 sein. Man würde also unter Annahme der Paritätserhaltung einen Wert von $H \equiv 0$ erwarten. Da wir entsprechende Vorbildung besitzen, sind wir dieser naiven Vorstellung nicht unterworfen und erwarten ein Ergebnis von $H \neq 0$.

2 Auswertung

2.1 Messdaten

Wie in der Vorbereitung beschrieben wurden abwechselnd bei jeweils umgekehrter Einstellung des Magnetfeldes 30 Sekunden lang die im Detektor ankommenden Teilchen gezählt. Die Einstellung des Diskriminators lag bei 2,3. Bei der Messung der N_+ war das Magnetfeld so eingestellt, dass das schwarze Kabel in der roten Buchse des Netzteils steckt, bei N_- umgekehrt.

Mehrere Messreihen mussten dabei verworfen werden, weil die Quelle mit der dünnen Bleischicht nach hinten statt nach vorne in der Versuchsanordnung stand, sodass keine Bremsquanten gemessen wurden sondern nur Untergrund. Die tatsächlich gemessenen Werte sind in Tab. 2.1 aufgetragen. Die Werte 3 und 4 weichen sehr stark von den übrigen Messwerten ab. Während des Experiments wurde beobachtet, dass der vorsintflutliche Diskriminator nicht seinen eingestellten Wert beibehalten, sondern sich nach dem Einstellen gern verstellt hat, sodass die ersten Messwerte größeren Schwankunen unterlagen. Das lässt sich in den Messwerten aus der Tabelle gut nachvollziehen, weil die Werte am Anfang immer größer werden, bis bei Messung 7 ein stabiler Mittelwert erreicht wird. Da bei den genannten Messungen vermutlich einige Zeit verstrich, bis der jeweils zweite Wert aufgenommen wurde, hat sich der Diskriminator in dieser Zeit stark verstellt, sodass die Wertepaare unbrauchbar sind. Sie werden in der weiteren Auswertung also ignoriert.

2.2 Asymmetrie

2.2.1 Asymmetrie der Einzelmessungen

Die Asymmetrie E mit

$$E = \frac{N_- - N_+}{N_- + N_+} \tag{2.1}$$

Tabelle 2.1: *Im Detektor gezählte γ-Quanten*

Nr.	N_+	N_-	Nr.	N_+	N_-
1	1631	1761	16	2909	3059
2	1607	1732	17	2872	2950
3	1505	1322	18	2846	3091
4	1574	2203	19	2868	3035
5	2532	2898	20	2870	2964
6	2745	2956	21	2968	3057
7	2966	3101	22	2846	3022
8	2866	3046	23	2843	3031
9	2985	3155	24	2847	3011
10	2893	3166	25	2841	3044
11	2873	3117	26	2913	3074
12	3067	3066	27	2827	3096
13	2855	3096	28	2910	3088
14	2819	2972	29	2966	3124
15	2873	2961	30	2860	3056

Tabelle 2.2: *Asymmetrien der einzelnen Messungen*

Nr.	E	Nr.	E	Nr.	E
1	0,0383	13	0,0405	23	0,0320
2	0,0374	14	0,0264	24	0,0280
5	0,0674	15	0,0151	25	0,0345
6	0,0370	16	0,0251	26	0,0269
7	0,0223	17	0,0134	27	0,0454
8	0,0304	18	0,0413	28	0,0297
9	0,0277	19	0,0283	29	0,0259
10	0,0451	20	0,0161	30	0,0331
11	0,0407	21	0,0148		
12	-0,0002	22	0,0300		

wird in Tab. 2.2 für jedes Wertepaar einzeln berechnet. Dann wird aus den Einzelasymmetrien mithilfe von OpenOffice.org der Durchschnitt und eine Standardabweichung bestimmt:

$$\langle E \rangle = 0{,}0305$$
$$\sigma_E = 0{,}0127$$

sodass sich gerundet folgender Wert ergibt:

$$\boxed{E = 0{,}031 \pm 0{,}013} \tag{2.2}$$

2.2.2 Asymmetrie der Summe

Ein anderer Wert für die Asymmetrie soll erreicht werden, indem erst alle zu einer Magnetfeldeinstellung gehörenden Werte addiert und die Summen dann in die Formel (2.1) für die Asymmetrie eingesetzt werden:

$$\hat{N}_+ = \sum N_+ = 77898, \qquad \hat{N}_- = \sum N_- = 82729$$

Die Fehler auf diese Werte werden als deren Wurzeln angenommen, weil sie als poissonverteilt angenommen werden:

$$\sigma_{\hat{N}_+} = \sqrt{\hat{N}_+} \approx 279, \qquad \sigma_{\hat{N}_-} = \sqrt{\hat{N}_-} \approx 288$$

Mit diesen Werten ergibt sich ein Mittelwert für die Asymmetrie von

$$E = \frac{\hat{N}_- - \hat{N}_+}{\hat{N}_- + \hat{N}_+} = 0{,}0301$$

Der statistische Fehler darauf berechnet sich durch eine Gaußsche Fehlerfortpflanzung:

$$\begin{aligned}
\sigma_E &= \sqrt{\sigma^2_{\hat{N}_-} \cdot \left(\frac{\partial E}{\partial N_-}\right)^2 + \sigma^2_{\hat{N}_+} \cdot \left(\frac{\partial E}{\partial N_+}\right)^2} \\
&= \sqrt{\sigma^2_{\hat{N}_-} \cdot \frac{4\hat{N}_+^2}{\left(\hat{N}_- + \hat{N}_+\right)^4} + \sigma^2_{\hat{N}_+} \cdot \frac{4\hat{N}_-^2}{\left(\hat{N}_- + \hat{N}_+\right)^4}} \\
&= \frac{2}{\left(\hat{N}_- + \hat{N}_+\right)^2} \cdot \sqrt{\sigma^2_{\hat{N}_-} \hat{N}_+^2 + \sigma^2_{\hat{N}_+} \hat{N}_-^2} \\
&= 0{,}0025
\end{aligned}$$

Der auf diesem Wege ermittelte Wert für die Asymmetrie lautet also

$$\boxed{E = 0{,}030 \pm 0{,}003} \tag{2.3}$$

Die Mittelwerte, die bei den verschiedenen Methoden herauskommen, stimmen sehr gut überein, nur die Standardabweichungen tun es nicht, was daran liegen mag, dass es sich hier nicht um eine ideal poissonverteilte Größe handelt, sondern verschiedene Fehlerquellen für größere Schwankungen sorgen.

2.3 Helizität

Aus der Asymmetrie kann mit Formel (1.7) die zirkulare Polarisation der Bremsquanten ausgerechnet werden. Werte mit dem Index 1 beziehen sich dabei auf die Asymmetrie, die über die Einzelmessungen bestimmt wurde. Der Index 2 dagegen verweist auf Werte, die mit der Asymmetrie aus der Summe aller Messungen berechnet wurden. Zur Berechnung der Fehler werden die Formeln (1.8) und (1.9) herangezogen. Der erste angegebene Fehler ist immer der statistische, der zweite der systematische.

$$P_{c1} = 0{,}75 \pm 0{,}06 \pm 0{,}12$$

$$P_{c2} = 0{,}76 \pm 0{,}32 \pm 0{,}12$$

Gemäß Formel (1.3) beträgt die Helizität der Elektronen mit den unterschiedlichen Werten der Polarisation und $L = 0{,}74 \pm 0{,}18$ sowie den Fehlern gemäß Formeln (1.4) und (1.5)

$$\boxed{\begin{aligned} H_1 &= 1{,}02 \pm 0{,}08 \pm 0{,}41 \\ H_2 &= 1{,}03 \pm 0{,}43 \pm 0{,}42 \end{aligned}}$$

Die hohen systematischen Fehler sind dabei in erster Linie auf die hohe Unsicherheit von L zurückzuführen.

2.4 Fazit

Trotz der hohen Fehler wurde für die Helizität ein Wert gemessen, der deutlich von Null verschieden ist. Das heißt in diesem Fall, dass die Parität beim β-Zerfall keine Erhaltungsgröße ist.