

III.3.3 β -Zerfall und verwandte Zerfälle

Dieser Abschnitt befasst sich mit einer zweiten häufig auftretenden Art von Zerfallsprozessen, bei denen sich ein Neutron in ein Proton umwandelt oder umgekehrt, wobei die Massenzahl A konstant bleibt. Somit unterliegen diese Prozesse den in § II.2.2 a) im Hinblick auf die Energie diskutierten Kernumwandlungen, die zur Minimierung der Masse des Kerns innerhalb einer Isobarenreihe führen.

Solche Zerfälle werden durch die *schwache Wechselwirkung* verursacht, und gehen somit mit der Nicht-Erhaltung der Parität ein, die sonst in starken oder elektromagnetischen Prozessen — z.B. in α - oder γ -Zerfällen — erhalten ist.

III.3.3 a β^- -Zerfall

Eine erste Möglichkeit, bei neutronenreichen Nukliden, ist die Umwandlung eines Neutrons in ein Proton mit Emission eines Elektrons e^- und eines Elektron-Antineutrinos $\bar{\nu}_e$, wobei das Letztere selten detektiert wird. Dieser Prozess lässt sich somit als



symbolisieren. Die Erhaltung der in §III.3.1 b aufgelisteten Quantenzahlen ist trivial erfüllt.

Energetisch ist der Zerfall möglich, wenn die Masse des Mutterkerns größer als die Summe der Masse der Zerfallsprodukte ist, d.h. wenn⁽⁵⁸⁾

$$Q_{\beta^-} \equiv [m(Z, A) - m(Z + 1, A) - m_e] c^2 > 0. \quad (\text{III.24})$$

Der Q_{β^-} -Faktor lässt sich noch durch die Bindungsenergien (I.24) ausdrücken

$$Q_{\beta^-} = B(Z + 1, A) - B(Z, A) + (m_n - m_p - m_e) c^2 = B(Z + 1, A) - B(Z, A) + 0,782 \text{ MeV}. \quad (\text{III.25})$$

Im Gegensatz zum α -Zerfall finden β^- -Zerfälle schon für geringe Werte des Q_{β^-} -Faktors statt: z.B. hat ${}^{107}_{46}\text{Pd}$, mit $Q_{\beta^-} = 34 \text{ keV}$, eine Halbwertszeit von $6,5 \cdot 10^6$ Jahren. Dies deutet darauf hin, dass es im β^- -Zerfall keine Potentialbarriere zu durchtunneln gibt.

Ein anderer Unterschied mit dem α -Zerfall liegt daran, dass es sich bei dem β^- -Zerfall um einen Dreiteilchen-Zerfall handelt, d.h. es gibt drei Produkte im Endzustand. Dementsprechend sind die Energien und Impulsbeträge der Zerfallsprodukte, insbesondere die kinetische Energie ε_{kin} des Elektrons, nicht eindeutig durch die Massen der beteiligten Partners bestimmt, im Gegensatz zu Zweiteilchen-Zerfälle. Somit kann ε_{kin} jeden beliebigen Wert zwischen 0 und Q_{β^-} annehmen, d.h. das Energiespektrum der emittierten Elektronen ist kontinuierlich. Als Beispiel davon zeigt Abb. III.10 das Spektrum der im β^- -Zerfall von ${}^{14}\text{C}$ emittierten Elektronen.

Das Spektrum folgt aus drei Faktoren. Erstens gibt es einen „Phasenraumfaktor“, der die Anzahl von kinematisch verfügbaren Endzuständen im Impulsraum darstellt. Dieser Faktor ist Null bei $|\vec{p}_e| = 0$, d.h. $\varepsilon_{\text{kin}} = 0$, da er proportional zu $d^3\vec{p}_e \propto |\vec{p}_e|^2 d|\vec{p}_e|$ ist. Zweitens kann das quantenmechanische Matrixelement für den Übergang vom Anfangs- zum Endzustand möglicherweise vom Impuls des Elektrons abhängen, insbesondere indem Übergänge unterdrückt oder sogar verboten sind. Drittens berücksichtigt ein sog. *Fermi-Faktor* den Einfluss des Coulomb-Feldes des Atomkerns auf das emittierte Teilchen. Im Fall des β^- -Zerfalls wird das Elektron durch den Kern angezogen, und daher abgebremst, was zu einer Verschiebung des Spektrums nach kleineren Werten der Energie führt; insbesondere verschwindet das Spektrum nicht mehr im Grenzwert $\varepsilon_{\text{kin}} \rightarrow 0$. Dagegen werden die in β^+ -Zerfällen emittierten Positronen, vgl. unten, durch das positiv geladene Kern abgestoßen und somit beschleunigt, so dass das zugehörige Spektrum für $\varepsilon_{\text{kin}} \rightarrow 0$ verschwindet, wie in Abb. III.11 zu sehen ist.

Historisch hat die Beobachtung des kontinuierlichen Spektrums zu Paulis Postulierung der Existenz des (Anti-)Neutrinos geführt, „um den Energiesatz zu retten“, obwohl nur der Tochterkern und das Elektron gemessen wurden.⁽⁵⁹⁾ Darüber hinaus ist das neue, bis 1956 nicht direkt beobachtete Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen auch für die Erhaltung des gesamten Drehimpulses nötig.

In Gegensatz zu Energie, Impuls, Drehimpuls und den additiven Quantenzahlen des §III.3.1 b ist die Parität in β -Zerfällen *nicht* erhalten. Dies wird weiter in §III.3.3 e diskutiert.

⁽⁵⁸⁾ Die Masse des Antineutrinos $m_\nu < 0.8 \text{ eV}$ [28] ist dabei vernachlässigbar.

⁽⁵⁹⁾ Vgl. Paulis berühmten Brief vom 4. Dezember 1930, online verfügbar unter https://cds.cern.ch/record/83282/files/meitner_0393.pdf (letzter Zugriff: 27.11.2025). Dabei nennt er das neue Teilchen „Neutron“ — der heute als Neutron bezeichnete Bestandteil des Kerns wurde damals noch nicht entdeckt.

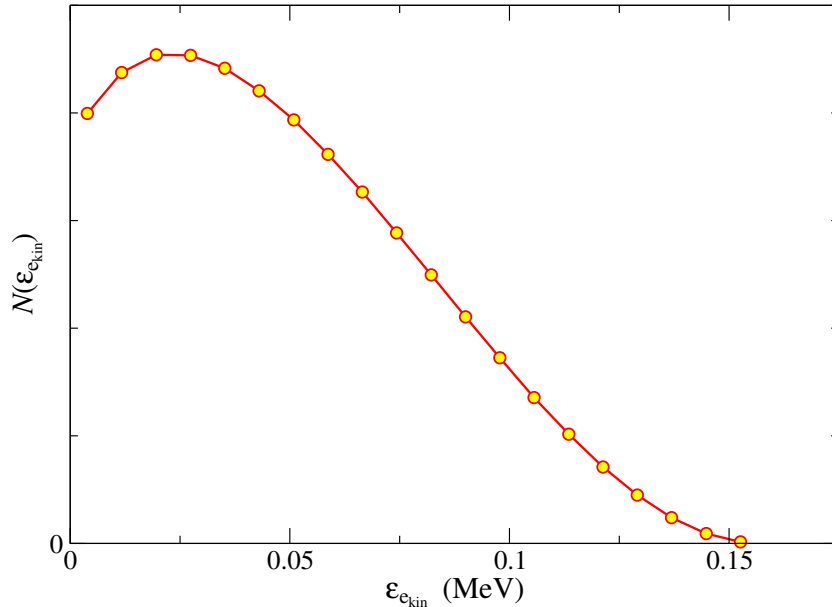


Abbildung III.10 – Energiespektrum der Elektronen im β^- -Zerfall von ^{14}C mit $Q_{\beta^-} = 0.156$ MeV. Daten aus <http://www.nndc.bnl.gov/nudat3>.

Bemerkungen:

- * In der Nuklidkarte lässt sich der β^- -Zerfall durch eine Verschiebung um ein Kästchen nach oben links darstellen.
- * Ein wichtiges Beispiel von β^- -Zerfall ist jener des freien Neutrons, vgl. auch § [I.5.3](#).
- * Wie beim α -Zerfall spielt die Elektronenhülle des Atoms keine Rolle im β^- -Zerfall, sowie im hiernach diskutierten β^+ -Zerfall.

III.3.3 b β^+ -Zerfall

In protonenreichen Atomkernen ist es energetisch günstig, ein Proton in ein Neutron umzuwandeln, entsprechend in der Nuklidkarte einer Verschiebung um ein Kästchen nach unten rechts. Dabei gibt es zwei Möglichkeiten. Einerseits kann die Umwandlung „induziert“ werden, indem das Proton mit einem Elektron interagiert: solche Prozesse werden im folgenden Paragraph behandelt. Andererseits kann sich das Proton „spontan“ in ein Neutron transformieren. Dabei werden auch ein Positron e^+ — d.h. das Antiteilchen zum Elektron — und ein Elektron-Neutrino ν_e emittiert mit dem Neutron, entsprechend dem Kernprozess



Da das freie Proton nicht in ein Neutron zerfallen kann — die Protonenmasse ist kleiner als die Neutronenmasse —, ist der Prozess nicht wirklich spontan, sondern hängt er von der Umgebung des zerfallenden Protons ab, d.h. vom Rest des Atomkerns. Der Zerfall ist aber unabhängig von der Umgebung des Kerns, weshalb er hier als „spontan“ bezeichnet wurde.

Der β^+ -Zerfall ist energetisch möglich wenn

$$Q_{\beta^+} \equiv [m(Z, A) - m(Z - 1, A) - m_e]c^2 > 0. \quad (\text{III.27})$$

Beispielsweise ist im Fall $Z = A = 1$ der Q -Wert $Q_{\beta^+} = (m_p - m_n - m_e)c^2 = -1,804$ MeV negativ, entsprechend der Stabilität des freien Protons gegen β^+ -Zerfall.

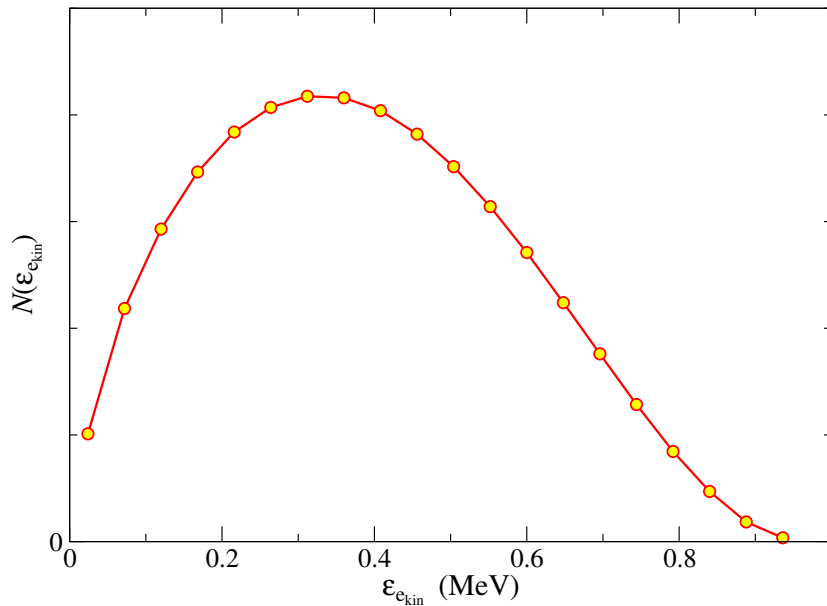


Abbildung III.11 – Energiespektrum der emittierten Positronen im β^+ -Zerfall von ^{11}C mit $Q_{\beta^+} = 0.960 \text{ MeV}$. Daten aus <http://www.nndc.bnl.gov/nudat3>.

Wie beim β^- -Zerfall sind die Spektren der Zerfallsprodukte, insbesondere des Positrons, kontinuierlich. Als Beispiel wird das Spektrum der Positronen aus dem Zerfall von ^{11}C in Abb. III.11 dargestellt.

Wie beim β^- -Zerfall wird die Parität in β^+ -Zerfällen verletzt.

Bemerkung: Das Positron wird zwar aus dem Mutteratom emittiert, es wird aber schnell mit einem Elektron eines Nachbaratoms reagieren: zusammen erzeugen sie zunächst einen gebundenen Zustand, das sogenannte *Positronium* (Symbol: Ps). Nach kurzer Zeit zerstrahlt das Letztere meistens in zwei Photonen mit je der Energie 0,511 MeV, seltener in drei Photonen.

Das Positronium kann tatsächlich entweder als Parapositronium (Spin 0) oder als Orthopositronium (Spin 1) vorkommen. Wegen der Paritätserhaltung — dabei handelt es sich um einen elektromagnetischen Prozess — zerfällt der Spin-0-Zustand in eine gerade Zahl, meistens 2, von Photonen (innere Parität -1), während die Annihilation des Orthopositroniums zu einer ungeraden Zahl von Photonen, und zwar mindestens 3, damit Energie und Impuls auch erhalten werden.

III.3.3 c Elektroneneinfang

Bei der „induzierten“ Umwandlung des Protons eines Atomkerns in ein Neutron handelt es sich um einen Prozess, in dem der Mutterkern ein Elektron einfängt, während im Endzustand ein Elektron-Neutrino emittiert wird:



Dabei kann das eingefangene Elektron entweder ein freies Elektron sein, oder in den meisten Fällen aus der Elektronenhülle des Mutteratoms stammen, und zwar zumeist aus der niedrigst liegenden K-Schale, seltener aus den L- oder M-Schalen.

Energetisch ist der Prozess möglich wenn ⁽⁶⁰⁾

$$Q_{\text{EC}} \equiv [m(Z, A) + m_e - m(Z - 1, A)]c^2 > 0. \quad (\text{III.29})$$

⁽⁶⁰⁾ Hier bedeutet das Kürzel EC *electron capture*.

Somit kann der Tochterkern außergewöhnlich schwerer als der Mutterkern sein — die fehlende Energie kommt aus der Energie des Elektrons: Bindungsenergie, falls es aus dem Atomhülle eingefangen wird, oder kinetische Energie, wenn das eingefangene Elektron frei war. Zum Beispiel kann der Elektroneneinfang des ${}^7_4\text{Be}$ -Kerns zu zwei Isotopen von ${}^7_3\text{Li}$ führen, und zwar entweder zu einem angeregten Zustand, der schwerer als ${}^7_4\text{Be}$ ist, oder zum Grundzustand (Abb. III.12)

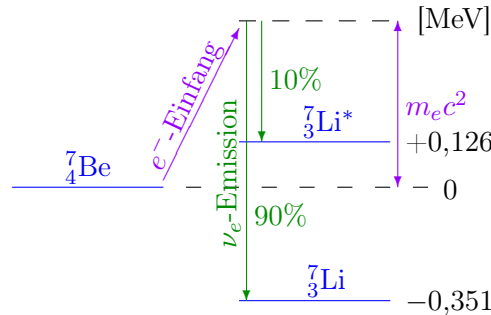


Abbildung III.12 – Darstellung der Energieniveaus im Elektroneneinfang von ${}^7\text{Be}$.

Bemerkungen:

* Nach dem Einfang eines Elektrons aus der Hülle bleibt in der Letzteren ein Loch, so dass das Atom sich oft in einem angeregten Zustand befindet. Die Anregungsenergie kann entweder als elektromagnetische Strahlung abgegeben werden oder auf ein anderes Hüllenelektron übertragen werden, das dann aus dem Atom emittiert wird: dies bildet den *Auger*^(bi)-Effekt. Das resultierende Energiespektrum der emittierten *Auger-Elektronen*, auch *Konversionselektronen* genannt, ist diskret, denn sie besitzen die kinetische Energie $E_{\text{kin}} = B_{e,2} - B_{e,1}$, wobei $B_{e,1}$ bzw. $B_{e,2}$ die Bindungsenergien der Elektronenniveaus sind.

* Wegen der Coulomb-Abstoßung zwischen Kern und dem positiv geladenen Positron ist der Einfang des Letzteren — was zur Umwandlung eines Neutrons in ein Proton führen könnte — höchst unwahrscheinlich.

III.3.3 d Übersicht über β -Zerfälle

In Abb. III.13 werden die möglichen Anordnungen der Massen von Mutter- und Tochterkern für die drei Arten von β -Zerfälle dargestellt. Dabei erkennt man nochmals, dass bei Elektroneneinfängen der Tochterkern eine höhere Masse als der Mutterkern haben kann.

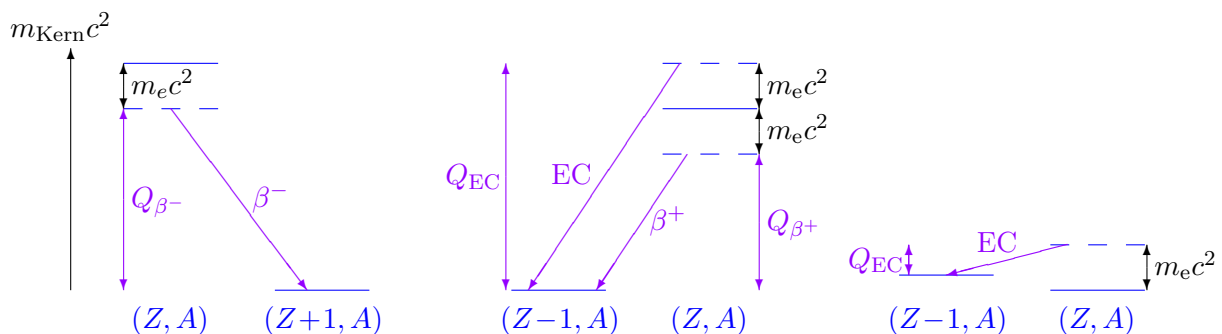


Abbildung III.13 – Schema der möglichen Anordnungen der Kernmassen in β -Zerfällen.

Anstatt mit den Kernmassen $m(Z, A)$ und $m(Z \pm 1, A)$ können die Q -Werte (III.24), (III.27), (III.29) noch durch die Atommassen $m'(Z, A)$, $m'(Z \pm 1, A)$ ausgedrückt werden,⁽⁶¹⁾ was manchmal

⁽⁶¹⁾ Zur Erinnerung gilt $m'(Z, A) = m(Z, A) + Zm_e - B_e(Z, A)$, wobei $B_e(Z, A)$ die Bindungsenergie der Elektronen bezeichnet.

^(bi) P. AUGER, 1899–1983

zu kürzeren — eigentlich aber nur approximativen — Beziehungen führt. Somit lautet der Q -Faktor für β^- -Zerfall

$$\begin{aligned} Q_{\beta^-} &= [m'(Z, A) + B_e(Z, A) - m'(Z + 1, A) - B_e(Z + 1, A)]c^2 \\ &\simeq [m'(Z, A) - m'(Z + 1, A)]c^2, \end{aligned} \quad (\text{III.30})$$

wobei in der zweiten Zeile die kleine Differenz zwischen den Bindungsenergien der Elektronenhüllen (ca. 10 eV, im Vergleich zur typischen kernphysikalischen Energie von etwa 1 MeV) vernachlässigt wird. Ähnlicher gilt für den β^+ -Zerfall

$$Q_{\beta^+} \simeq [m'(Z, A) - m'(Z - 1, A) - 2m_e]c^2. \quad (\text{III.31})$$

und für den Elektroneneinfang

$$Q_{\text{EC}} \simeq [m'(Z, A) - m'(Z - 1, A)]c^2. \quad (\text{III.32})$$

Die möglichen Anordnungen der Massen von Mutter- und Tochteratome für die drei Arten von β -Zerfälle werden in Abb. III.14 gezeigt.

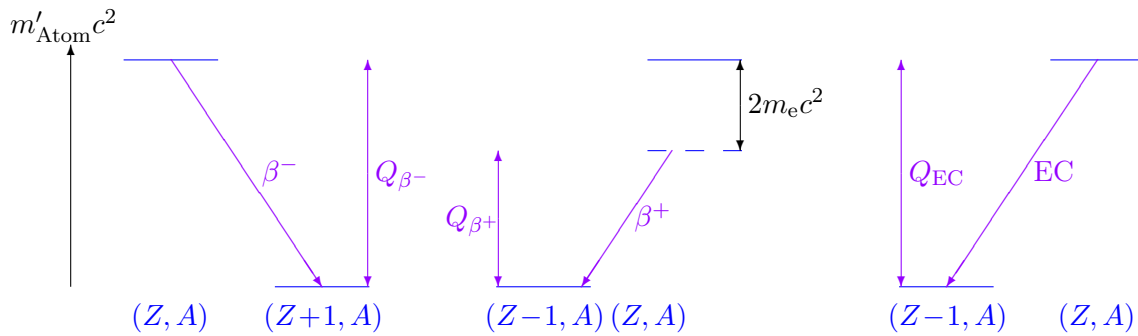


Abbildung III.14 – Schema der möglichen Anordnungen der Atommassen in β -Zerfällen.

III.3.3 e Verletzung der Parität beim β -Zerfall

Während Energie, Impuls und Drehimpuls in β -Zerfällen erhalten sind, ist die Parität dagegen *nicht* erhalten, im Gegenteil zum α -Zerfall.

Kurz nach einem theoretischen Vorschlag von Tsung-Dao Lee^(bj) und Chen Nin Yang^(bk), dass die Erhaltung der Parität in schwachen Prozessen systematisch experimentell geprüft werden sollte, hat Frau Chien-Shiung Wu^(bl) den β^- -Zerfall polarisierter ^{60}Co -Kerne untersucht^{[63], (62)}. Dabei wurde ermittelt, dass die Elektronen bevorzugt entgegen der Richtung des Kernspins \vec{J}_{Co} , d.h. mit einem Polarwinkel $\theta > 90^\circ$, emittiert werden, wie in Abb. III.15 links dargestellt wird. Wenn \vec{p}_e den Impuls des Elektrons im Ruhesystem des ^{60}Co -Kerns bezeichnet, dann nimmt der Erwartungswert des Skalarprodukts $\vec{p}_e \cdot \vec{J}_{\text{Co}}$ über viele Zerfälle einen negativen Wert an.

Betrachtet man den raumgespiegelten Prozess (Abb. III.15 rechts), so werden die Richtungen der Impulse der emittierten Elektronen invertiert — Impulse sind Vektoren —, während die Richtung des Kernspins ungeändert bleibt — der Spin ist ein axialer Vektor. Somit wären die Elektronen in diesem raumgespiegelten Experiment vorzugsweise parallel zum Kernspin (Polarwinkel $\theta < 90^\circ$) emittiert, im Gegensatz zum echten Experiment. In der Natur findet ein solcher Prozess nie statt! Die eigentlichen Zerfallsraten für die links und rechts dargestellten Zerfälle — d.h. für einen Prozess und den raumgespiegelten — sind unterschiedlich, was einer *Verletzung der Parität* entspricht.

Abbildung III.16 gibt eine alternative schematische Darstellung dieses Experiments, in der die Spins der Teilchen präzisiert werden. Im Ruhesystem des ^{60}Co -Kerns bleibt der Tochter- ^{60}Ni -Kern

⁽⁶²⁾Weitere experimentelle Details können in [8], Experiment 45, gefunden werden.

^(bj)T.-D. LEE, 1926–2024 ^(bk)C. N. YANG, 1922–2025 ^(bl)C.-S. WU, 1912–1997

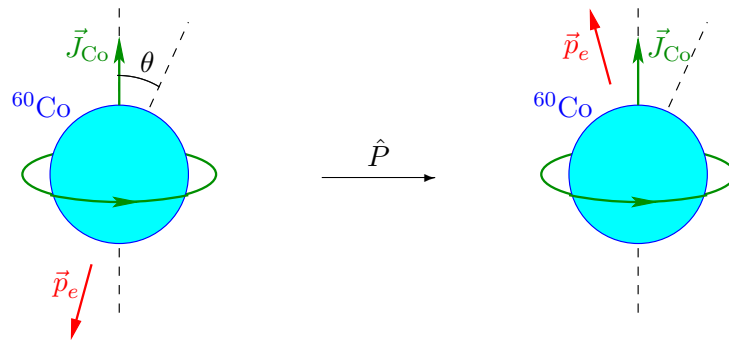


Abbildung III.15 – Emissionsrichtung des Elektrons im Wu-Experiment (links) und im raumgespiegelten Prozess (rechts).

auch fast in Ruhe, während das Elektron und das Antineutrino in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden, um den Gesamtimpuls zu erhalten. Wegen der Erhaltung des Drehimpulses im Zerfallsprozess ist die Projektion des Spins des Antineutrinos $\bar{\nu}_e$ auf die Richtung seines Impulses positiv.⁽⁶³⁾

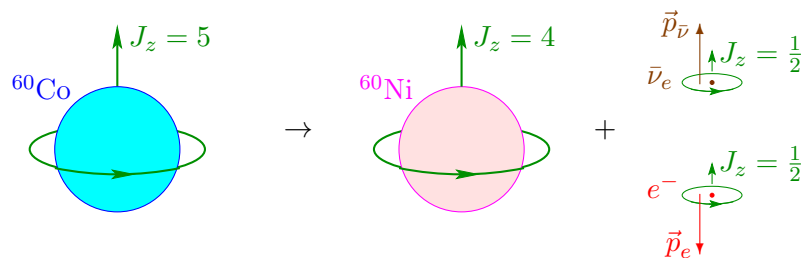


Abbildung III.16 – Schematische Darstellung der Spinorientierungen im Wu-Experiment.

⁽⁶³⁾ Diese Projektion des Spins auf die Flugrichtung wird *Helizität* genannt.