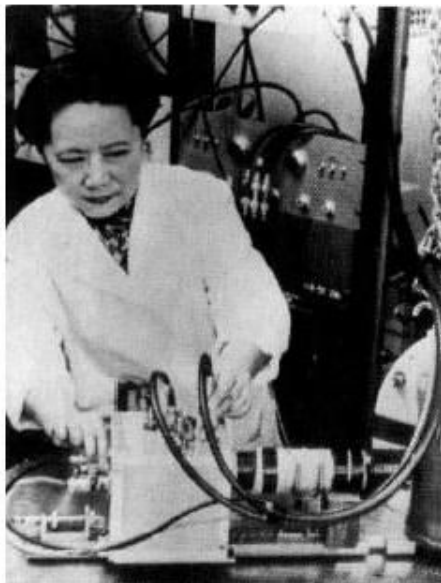


Experimenteller Neutrinonachweis und Helizität



Seminarvortrag SS2006 von Tim Kaufmann

Inhaltsverzeichnis

1. Experimenteller Neutrinonachweis	3
1. Die Reines Cowan Experimente	3
1. Experimentidee: El Monstro	3
2. Das Hanford Experiment	5
3. Das Savannah River Experiment	7
2. Helizität	12
1. Parität	12
1. Definition	12
2. Das Wu Experiment	13
2. Helizität	19
1. Definition	19
2. Das Goldhaber Experiment	20
3. Der helizitätsunterdrückte Pionzerfall (PSI 1993)	25
3. Offene Fragen	29

1. Experimenteller Neutrinonachweis

1.1 Die Reines Cowan Experimente

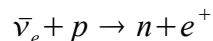
Ungefähr 1930 hat Pauli das Neutrino postuliert, auch wenn seine Arbeiten erst einige Jahre später veröffentlicht wurden. Damals glaubten ihm nur wenige seine Theorie. In den 50er Jahren machten sich Frederik Reines und Clyde L. Cowan (Abb0) daran, sie zu überprüfen. Dabei führten sie eine Reihe von Experimenten durch, die letztendlich zum experimentellen Nachweis des (Elektron-) Neutrinos führten. 1995 bekam Federführer Reines dafür den Nobelpreis. Zu diesem Zeitpunkt war Cowan leider nicht mehr am leben.



Abb0: Frederik Reines (l) und Clyde L. Cowan (r)

1.1.1 Experimentidee: El Monstro

Wie detektiert man ein Teilchen, das keine oder nur eine sehr geringe Masse (<20 eV) hat und elektrisch neutral ist? Man nahm an, dass Neutrinos beim β -Zerfall entstanden. Also wollte man sich den inversen β -Zerfall zunutze machen. Der Begriff inverser β -Zerfall ist hierbei irreführend. Freie Protonen zerfallen nicht, dh es handelt sich um eine Reaktion. Hierbei reagiert ein Elektron-Antineutrino mit einem Proton zu einem Positron und einem Neutron.



Eine weitere Schwierigkeit der Neutrino-Detektion liegt darin, dass der Wirkungsquerschnitt (WQ) für eine Reaktion theoretisch als $6,3 \cdot 10^{-44}$ (+/- 25%) vorhergesagt wurde. Zur damaligen Zeit gab es keinen Reaktor, der genug Neutrinos produzierte, um statistisch verwertbare Daten zu erhalten. Die erste Idee von Reines und Cowan bestand also darin, die Neutrinos aus einer nuklearen Detonation (20 Kilotonnen) nachzuweisen. Dazu wollte man sich die gerade entwickelten flüssigen, organischen Szintillatoren zunutze machen. Der damals größte fasste 11 Volumen. Reines und Cowan stellten sich einen 200l Detektor vor. Deshalb taufte sie ihn El-Monstro.

Der Aufbau des Experimentes sollte nach Abb1 folgen. 12 Jahre später sagte Cowan:

„We would dig a shaft near ‘ground zero’ about 10 feet in diameter and 150 feet deep. We would put a tank, 10 feet in diameter and 75 feet long on end at the bottom of the shaft.[...] As the time for the explosion approached, we would start vacuum pumps and evacuate the tank as highly as possible. Then [...] we would break the suspension with a small explosive, allowing the detector to fall freely in the vacuum. For about 2 seconds, the falling detector would be seeing the antineutrinos

and recording the pulses from them“

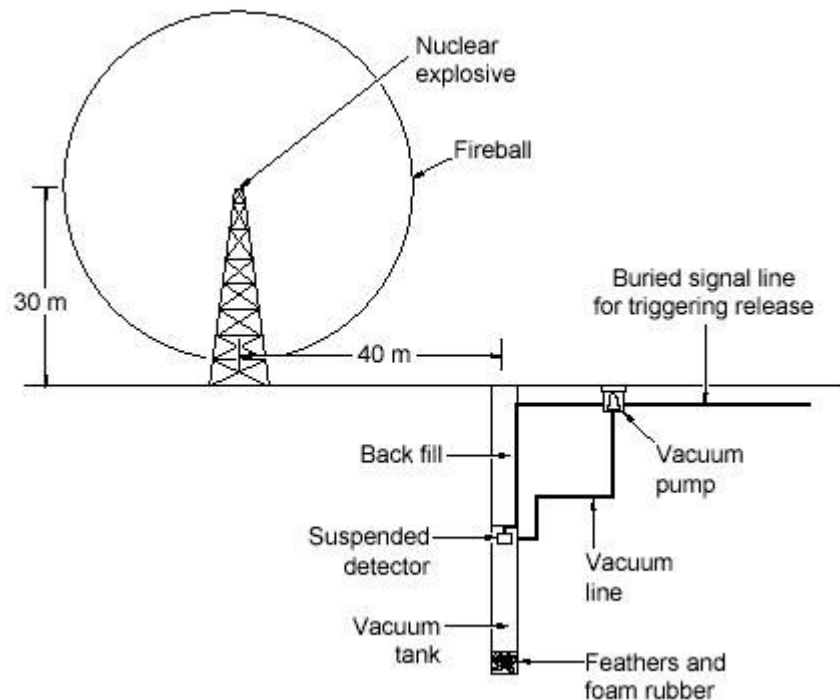


Abb1: Aufbau El Monstro Experiment

Der Detektor sollte also in einem zur Hälfte mit einer Flüssigkeit gefülltem Schacht ruhen. Kurz vor der Explosion wollte man den Schacht vakuumieren, so dass der Detektor für ca. 2 Sekunden den Neutrinofluss im Vakuum aufnehmen könnte. Hierbei diente er gleichzeitig als Target (Protonendonator) wie als Detektor. Gleichzeitig würde durch das Vakuum sichergestellt, dass der Detektor keinen zu großen Stößen ausgesetzt würde.

Das Experiment wurde nie durchgeführt, hauptsächlich wegen des großen Hintergrundrauschens, dass eine nukleare Detonation hervorrufen würde. Vielmehr wurde ein Jahr später eine neue Idee in die Tat umgesetzt.

2. Das Hanford Experiment (1953)

Wie schon bei El-Monstro wollten Reines und Cowan Neutrinos aus dem inversen β -Zerfall detektieren. Diesmal jedoch wollten sie sowohl das entstandene Positron, als auch das entstandene Neutron nachweisen. Das Positron ist dabei sehr einfach nachzuweisen. Es wird sich beinahe instantan mit einem Elektron vernichten und es entstehen 2 Gammas, beide mit 511 keV, der Elektronenmasse. Das Neutron zu detektieren ist etwas schwieriger. Es muss zunächst in Wasser abgebremst und dann eingefangen werden, in diesem Fall mit gelöstem Cadmium.



Dabei werden insgesamt ~ 9 MeV frei (die 3γ -Emission dominiert). Schön wäre es, wenn die Detektion von Vernichtung und Einfang zeitgleich stattfinden würden. Leider dauert es eine Zeit, bis das Neutron abgebremst ist. Also hat man zwischen den beiden Peaks eine Zeitdifferenz. Diese ist jedoch von der Größenordnung her bekannt (einige μs , Reines und Cowan schätzten 3-10 μs). Somit hat man 3 Kriterien, um ein Neutrinoereignis zu identifizieren. Ein weiterer Vorteil ist, dass man nicht mehr viele Neutrinos auf einmal benötigt. Es genügt, lange genug zu warten und die seltenen Ereignisse aufzuzeichnen. Cowan bemerkte 1964:

“Instead of detecting a burst of neutrinos in a second or two coming from the fury of nuclear explosion, we would now be able to watch patiently near a reactor and catch one every few hours or so. And there are many hours available for waiting in a month – or a year.“

Als Detektor wurde, wie beim ersten Gedankenexperiment, ein organischer Flüssigszintillator benutzt (28 inches diameter, 30 inches high, 90 photomultiplier tubes). Mit einer Kapazität von 300l war „Herr Auge“ damals der größte Szintillator seiner Art weltweit. Wie man in Abb2 sieht war er ungefähr halb so hoch wie ein Mensch.

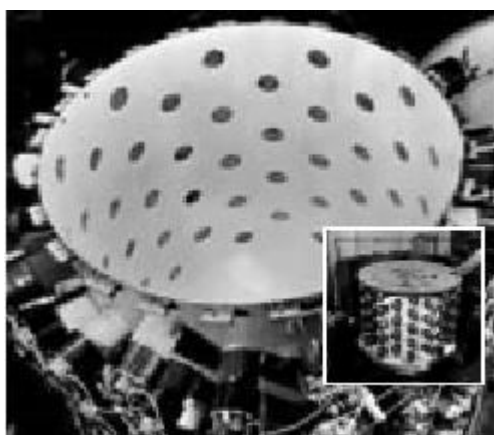


Abb2: "Herr Auge"

Als Neutrinoquelle diente der damals stärkste Reaktor der Welt, der Hanford Reactor. Herr Auge wurde im Reaktorgebäude plaziert und gegen alle bekannten Strahlungsarten abgeschirmt, um unnötiges Rauschen zu vermeiden. Zum Auslesen des Vernichtungs- und des Einfangpeaks wurden zwei verschiedene Apparaturen verwendet, um mögliche Interferenzen auszuschließen. Die maximale Zeitdifferenz zwischen zwei Ereignissen wurde auf $9\mu\text{s}$ eingestellt. Mit dieser Anordnung erwarteten Reines und Cowan eine Zählrate von $0,1 - 0,3$ /min.

Die Messung lieferte aber 5 / min! Daraus schlossen sie, dass eine sehr große Hintergrundstrahlung vorhanden war, die sich nicht abschirmen ließ, vermutlich kosmische Strahlung, die im Strahlungsschild hauptsächlich Neutronen produzierte, welche die Messung verfälschten. Also

fürten sie eine Offsetmessung durch bei abgeschaltetem Reaktor. Und tatsächlich konnten sie nach Abzug des Offsets eine Erhöhung im Einklang mit den Erwartungen feststellen. Aber die Rauschereignisse überwogen so deutlich, dass sie es nicht all sicheren Beweis für die Existenz des Neutrinos ansahen. Cowan sagte später:

“It is easy to shield out the noise men make, but impossible to shut out the cosmos. [...] We did record neutrino-like signals but the cosmic rays with their neutron secondaries generated in our shield were 10 times more abundant than were the neutrino signals. We felt we had the neutrino by the coattails, but our evidence would not stand up in court.“

Den Kosmos „runterzufahren“ gelang ihnen erst 2 weitere Jahre später.

3. Das Savannah River Experiment (1955)

Wie beim Hanford Experiment sollten die Positronen und Neutronen aus dem inversen β -Zerfall detektiert werden, diesmal am Savannah Reactor, der stärker war als der Hanford Reactor (Neutrinofluss von $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-2}$). Dazu wurden 2 Tanks (je 200l) mit Wasser (Protonen-Donator und Verlangsamern der Neutronen) und gelöstem Cadmium (Neutronen-Einfang) gefüllt. Um die Tanks herum wurden 3 Szintillatoren (je 1400l Kapazität und 110 PM) angeordnet. Die gesamte Anlage wog ohne Abschirmung ~ 10 Tonnen. Im Vergleich zu den $3 \cdot 1400\text{l}$ wirkte die erste Idee namens El-Monstro mit 200l geradezu winzig.

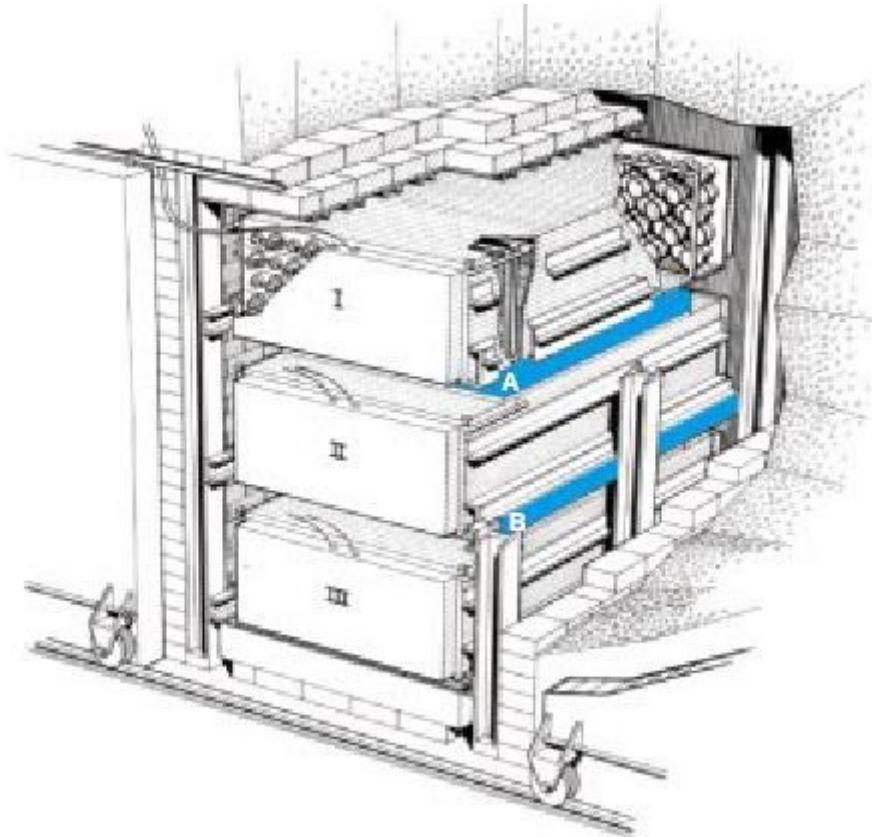


Abb3: Aufbau des Savannah River Experimentes

Der Eigentliche Unterschied der beiden Experimente ist in Abb3 skizziert. Die Szintillatoren sind sandwich-artig um die Tanks herum angeordnet. Dies bietet einige Vorteile. Ein Neutrinoereignis in Tank A (oben, umgeben von Detektor I&II) würde in den beiden anliegenden Detektoren zunächst einen Vernichtungspeak und nach einer gewissen Zeitdifferenz einen Empfangpeak zur Folge haben. Die so entstandenen Gammas haben aber nicht genug Energie, um durch Tank B auch in Detektor III ein Signal zu erzeugen. Analog würde ein Neutrinoereignis in Tank B zwar Ereignisse in den Detektoren II&III, nicht aber im Detektor I hervorrufen. Kosmische Strahlung hingegen verursacht zufällige Ereignisse in allen Detektoren. Auf diese Art war es also möglich, klar zwischen Hintergrundereignissen und tatsächlichen Neutrinoereignissen zu unterscheiden.

In Abb 4 ist schematisch der Signalweg für ein Positron-Ereignis dargestellt. Ein Neutrinoereignis in Tank A bewirkt jeweils ein Ereignis in I und II. Diese laufen zunächst über einen Energiediskriminator um festzustellen, ob es sich um ein Positronereignis handelt ($E \sim 511 \text{ keV}$). Anschließend wird über eine Koinzidenz überprüft, ob in I und II ein Signal vorliegt. Über eine Antikoinzidenz wird danach noch überprüft, ob in III auch wirklich kein Signal vorliegt. Ist dies

der Fall, so wird ein Timer gestartet. In der Zeitspanne von $0,75\text{-}30\ \mu\text{s}$ wird jetzt nach Neutronereignissen gesucht.

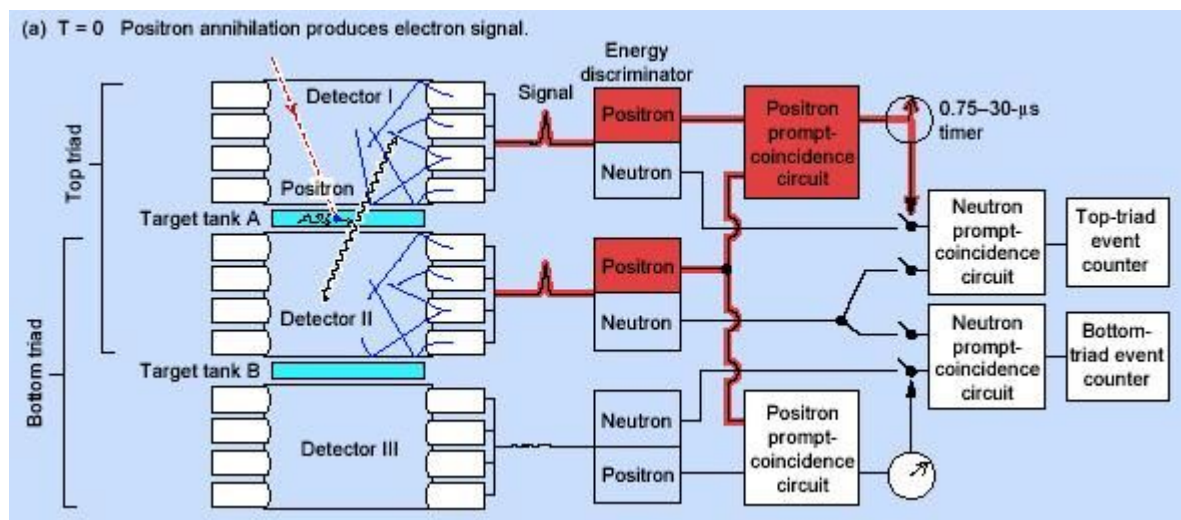


Abb4: Schema eines Positron-Ereignisses

Dies ist in Abb5 skizziert. Ein eingefangenes Neutron in Tank A bewirkt wiederum Signale in I und II. Analog zum Positron-Ereignis laufen sie jeweils über einen Energiediskriminator und anschließend über eine Koinzidenz und eine Antikoinzidenz. Danach jedoch kommt eine weitere Koinzidenz mit dem Timer um zu überprüfen, ob das Neutron-Ereignis in der vorgegebenen Zeitspanne nach dem Positron-Ereignis liegt. Ist dies der Fall, so zählt der event-counter eins hoch, man hat ein positives Neutrinoereignis detektiert.

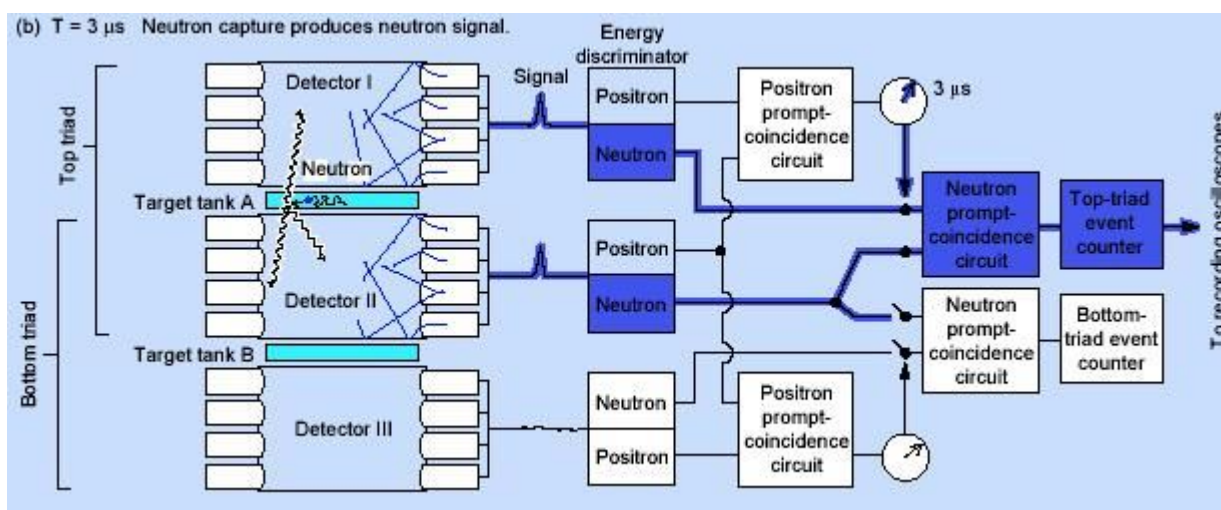


Abb5: Schema eines Neutron-Ereignisses

In Abb6 und Abb7 sind Originalaufnahmen vom Savannah River Experiment gezeigt. Die Elektronik musste außerhalb des Reaktorgebäudes in einem Lastwagen gelagert werden, da im Innern nicht genug Platz war. Dies ist durchaus üblich.



Abb6: Savannah Mitarbeiter mit Tank

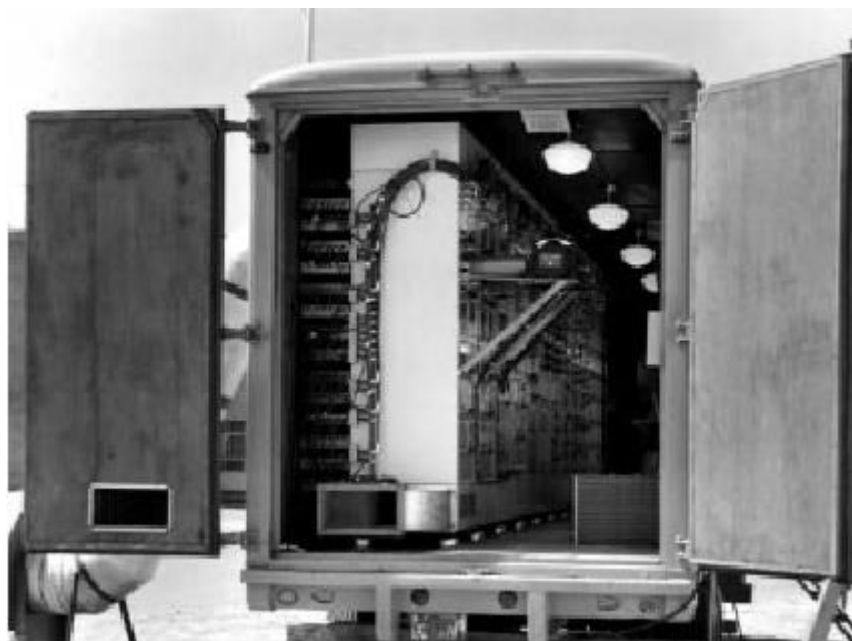


Abb7: Lastwagen mit Elektronik

Die gesamte Versuchsdauer betrug mehr als 5 Monate. Hierbei wurden 900h Daten und 250h Offset aufgezeichnet. In Abb8 sind einige aussortierte Rauschsignale dargestellt. Besonders sei hier die Abbildung unten rechts erwähnt, bei der in Detektor II ein weiterer Neutronpeak kurz vor einem Ereignis detektiert wurde. Diese Konstellation wurde von Reines und Cowan überzufällig oft beobachtet. Sie konnten sie nicht erklären, vermuteten jedoch ein Ereignis auf Grund von kosmischer Strahlung.

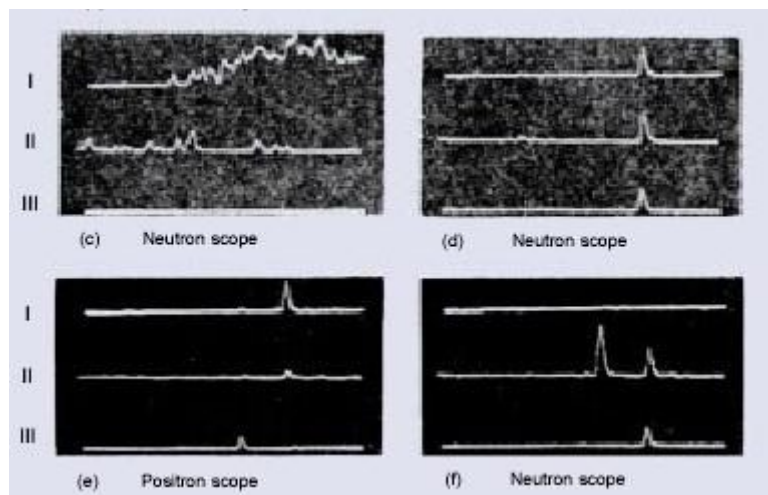


Abb8: Rauschsignale

o.l.: electrical noise – o.r.: cosmic ray event
u.l.: cosmic ray event – u.r.: possibly cosmic ray event

Abb9 zeigt je ein positives Ereignis in Tank A und Tank B. Wie man hier sieht, sind jeweils zwei der Detektoren gleichzeitig aktiv, während der dritte kein Signal liefert. Bei beiden Fällen liegen die Energien im erwarteten Bereich, auch die Zeitdifferenz der Signale liegt innerhalb des Timers (0,75-30 μ s)

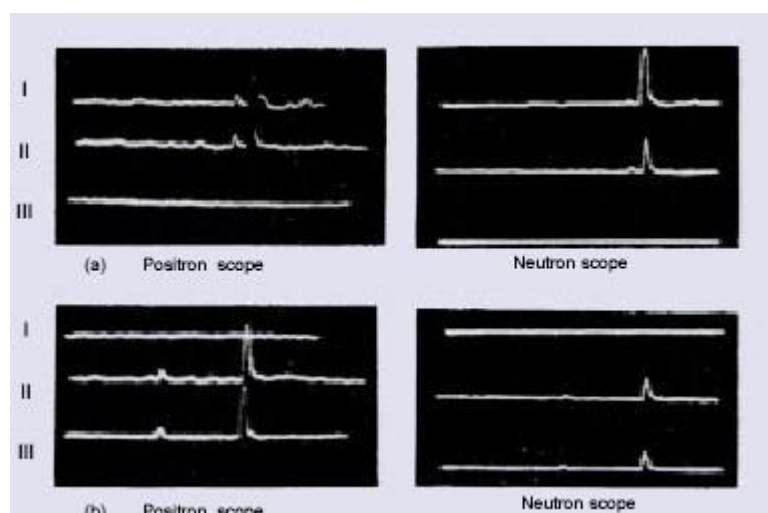


Abb9: Neutrino-Ereignisse

oben: Ereignis in Tank A, Signale in I&II: $E(e^+) = 0,3$ bzw $0,35$ MeV, $E(n) = 5,8$ bzw $3,3$ MeV, $\Delta t = 2,5$ μ s
unten: Ereignis in Tank B, Signale in II&III: $E(e^+) = 0,25$ bzw $0,3$ MeV, $E(n) = 2,0$ bzw $1,7$ MeV, $\Delta t = 13,5$ μ s

Nach Auswertung der Messdaten stellten Reines und Cowan eine 5fache Neutrinoaktivität bei laufendem Reaktor fest. Der von ihnen gemessene WQ betrug $6 * 10^{44}$. Dies war eine beeindruckende Bestätigung der Theorie, **der experimentelle Neutrinonachweis war erbracht**. Angeblich verfassten sie sofort ein Telegramm und schickten es ans Cern zu Pauli, der dort eine Flasche Champagner köpfte.

2. Helizität

2.1 Parität

2.1.1 Definition

Als Parität bezeichnet man die Spiegelung eines Systems im Ursprung. In der Quantenmechanik weist der Paritätsoperator jeder Koordinate ein umgekehrtes Vorzeichen zu. Entsprechend ändert er polare, nicht aber axiale Vektoren. Ein gutes Beispiel hierfür ist der Drehimpuls L , also das Produkt aus Ort und Impuls. Da diese beiden ihr Vorzeichen unter Anwendung des Paritätsoperators ändern bleibt der Drehimpuls invariant:

$$\begin{aligned}\pi\langle x \rangle &= -\langle x \rangle \\ \pi\langle p \rangle &= -\langle p \rangle \\ \rightarrow \pi\langle L \rangle &= \langle L \rangle\end{aligned}$$

Wenn man sich nun überlegt, dass der Spin als Eigendrehimpuls interpretiert wird so ist es klar, dass auch er invariant unter Anwendung des Paritätsoperators ist.

2.1.2. Das Wu Experiment (1956-57)

Bis in die 50er Jahre galt die Parität in allen bekannten physikalischen Prozessen als erhalten. Die beiden chinesischen Physiker Lee und Yang meinten aber, dass es bei der schwachen Wechselwirkung (WW) weder einen Beweis dafür, noch einen dagegen gäbe. Also erdachten sie ein Experiment, um dies am Beispiel des β -Zerfalls zu überprüfen. Dieser eignet sich besonders gut, da man leicht den Winkel der Elektronen bestimmen kann. Findet man eine Asymmetrie zwischen 0° und 180° so hat man eine Paritätsverletzung nachgewiesen. Durchgeführt wurde das Experiment von der chinesischen Physikerin Wu (Abb11), da sie die nötigen Mittel dafür hatte. Für ihre Theorie erhielten Lee&Yang 1956, also erstaunlich zeitnah, den Nobelpreis. Wu erhielt ihn nie, was jahrelang für Ärger zwischen den beiden Parteien sorgte.



Abb10: Lee (l) und Yang (r)

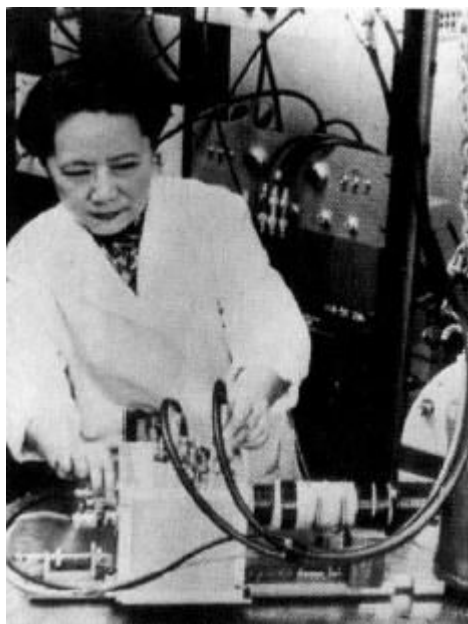
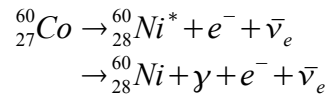


Abb11: Wu

Es war schon damals bekannt, dass Kobalt60 in einem Salz (Cerium-Magnesium-Nitrat) bei sehr tiefen Temperaturen polarisiert werden konnte. Der Grad der Polarisierung lässt sich hierbei über die Anisotropie der emittierten Gamma-Strahlung bestimmen.

Im Wu Experiment wollte man sie die Reaktion von Kobalt in Nickel zunutze machen.



Hierbei geht der Co^{60} -Kern zunächst über einen β^+ -Zerfall vom 5^+ in den 4^+ Zustand über und anschließend über die Emission von 2 Gammas in den 2^+ bzw 0^+ Zustand. Das Zerfallsschema ist in Abb12 dargestellt.

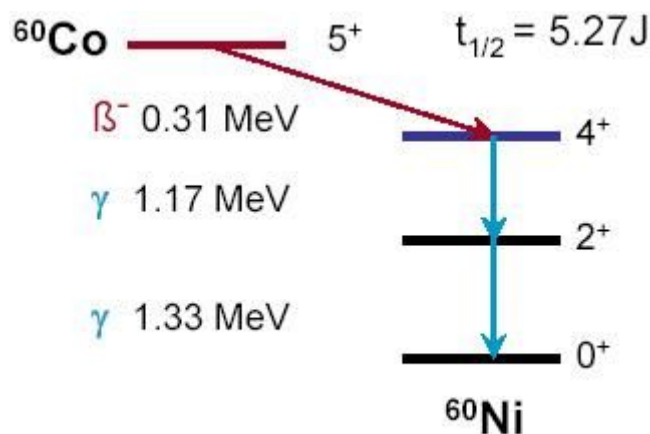


Abb12: Zerfallsschema von ${}^{60}\text{Co}$

Eine weitere Besonderheit des Experiments ist in Abb13 dargestellt. Vergleicht man die Aufbauten 1 und 2, so ist dort offensichtlich der Paritätsoperator angewendet worden: Der Impuls der Elektronen hat sich umgekehrt, ihr Spin ist gleich geblieben. Schaut man sich nun Aufbau 3 an so ist es offensichtlich, dass er identisch mit 2 ist, nur um 180° gedreht. In diesem Fall ist nicht der Impuls, sondern der Spin umgekehrt. Das wollte sich Wu zunutze machen, da man den Spin mit einem starken Magnetfeld umkehren kann, ohne die Apparatur zu verändern. Bei Paritätserhaltung müssten die Aufbauten 1 und 2/3 die gleiche Zählrate liefern.

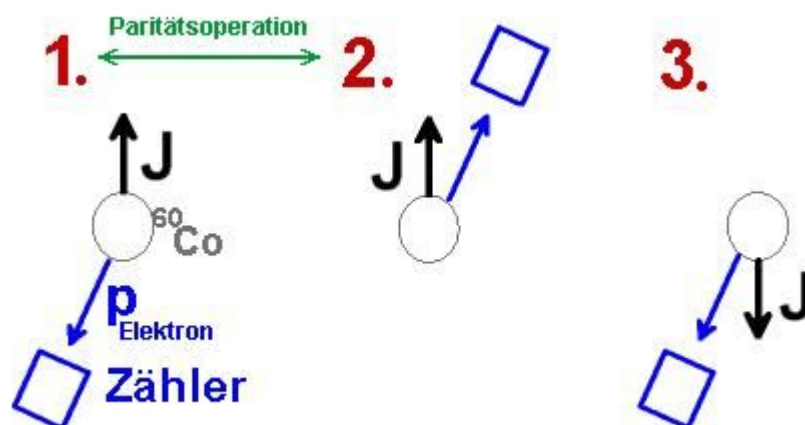


Abb13: Prinzip des Wu Experiments

Es gab nun zwei Schwierigkeiten. Zum einen musste der β -counter direkt an der Probe gelagert werden, dies wurde mit einem Anthrazen-Kristall gelöst. Zum andern musste die Co^{60} Probe abgekühlt werden, ohne dabei die Apparatur zu verändern. Dafür wurden zwei senkrecht stehende Magnetfelder und das Prinzip der adiabatischen Entmagnetisierung ausgenutzt (dazu später mehr).

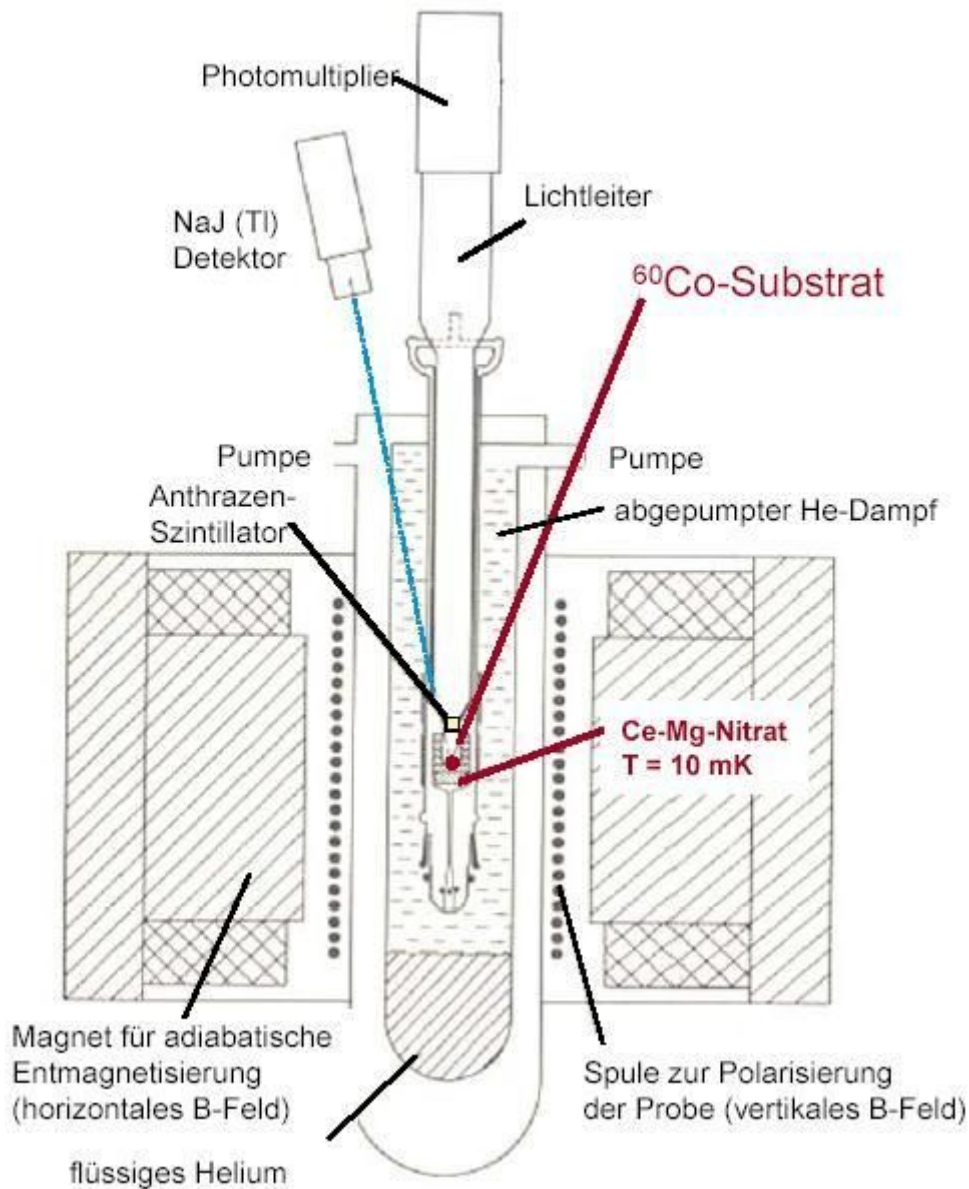


Abb14: Wu Experiment: Aufbau

Der Aufbau erfolgte nach Abb14. Die Kobaltkerne sind dabei von Salz (Ce-Mg-Nitrat) umschlossen und lagern in einem Tank mit flüssigem Helium (LHe), der wiederum in einem Tank mit flüssigem Stickstoff ruht. Beide Flüssigkeiten können über Pumpen abgeführt werden. Direkt vor der Probe lagern ein Anthrazen-Kristall zur β -Detektion. Daran ist entsprechend ein Lichtleiter und ein Photomultiplier angeschlossen. In der nächsten Schicht folgt eine Spule, um ein Magnetfeld vertikal, also längs des Lichtleiters anzulegen und umzupolen. Dies dient später der Umpolung des Kernspins. Als nächstes folgt ein Magnet, der ein B-Feld horizontal (senkrecht zum Lichtleiter) anlegen kann. Dies dient der im nächsten Abschnitt erklärten adiabatischen Entmagnetisierung. Zwei NaJ-Szintillatoren schließlich messen die Gamma-Anisotropie. Abb15 und 16 verdeutlichen die Größe der gesamten Apparatur.

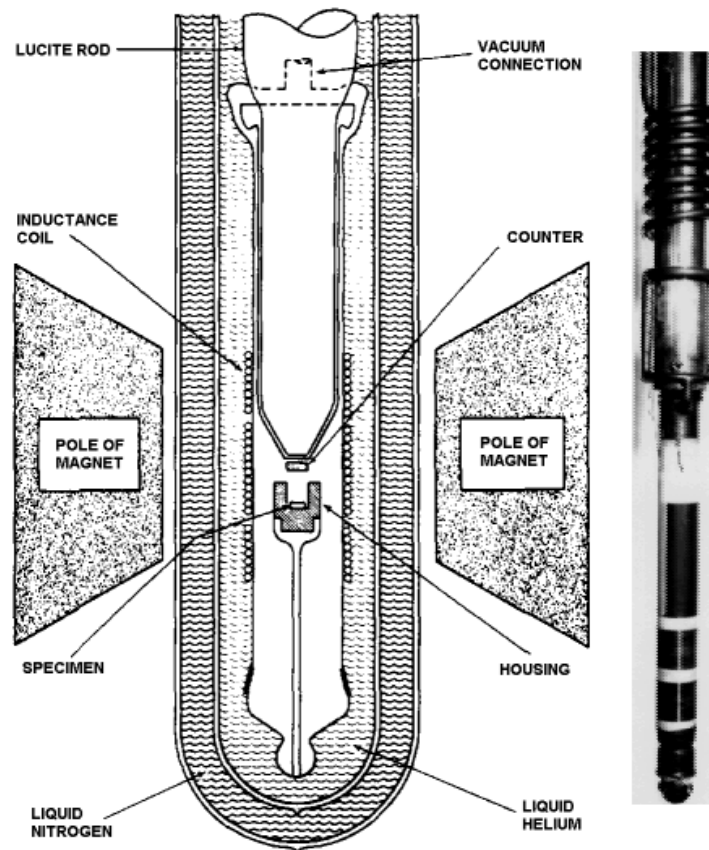


Abb15: Schematischer Aufbau im Vergleich mit der Realität

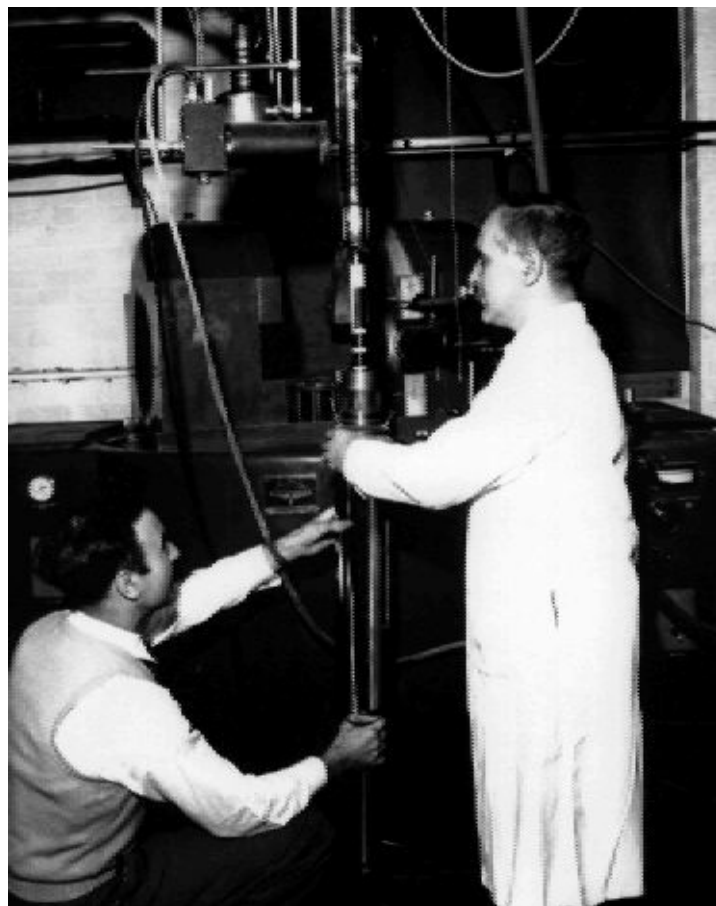


Abb16: Photo des Wu Experiments

Zunächst wurden das Salz und die Probe mit dem LHe auf 1K abgekühlt. Anschließend wird das horizontale B-Feld angelegt. Hierbei wird die entstehende Wärme über das LHe abgeführt, man magnetisiert also entlang einer Isothermen. Anschließend wird zunächst das LHe abgepumpt und anschließend entmagnetisiert, entsprechend entlang einer Adiabaten. Entsprechend sinkt nun die Temperatur weiter, in diesem Experiment auf $\sim 10\text{mK}$. Jetzt wird das vertikale B-Feld angelegt. Nun hat man das gewünschte Ziel erreicht: Die Co^{60} -Kerne liegen polarisiert bei 10mK vor.

Bevor die eigentlichen Messungen durchgeführt werden konnten musste zunächst getestet werden, ob er β -counter auf die tiefe Temperatur oder das Magnetfeld (immerhin einige Tesla stark) reagierte. Es wurde jedoch keine Beeinflussung festgestellt.

Anschließend wurde sowohl die β -Pulsrate (Asymmetrie) als auch die γ -Pulsrate (Anisotropie, die γ -counter wurden hierbei auf den Photopeak eingestellt) über der Zeit aufgetragen, wobei hier Zeit gleichzeitig Erwärmung und damit Depolarisation der Probe bedeutet.

Die Ergebnisse sind in Abb17 dargestellt. Festgestellt wurde eine deutliche Asymmetrie der beta-Strahlung, die zeitlich mit der Anisotropie der gamma-Strahlung übereinstimmte. Nach 6-7 Minuten war die Probe so stark erwärmt, dass es in der Zählrate keinen Unterschied mehr machte, wie das Magnetfeld angelegt wurde. Entscheidend war, dass die Richtung der Asymmetrie stets die selbe war. Ansonsten hätte eine fehlerhafte Apparatur der Grund für die Asymmetrie sein können. Ihre Richtung war den Ergebnissen zufolge negativ, dh die Elektronen bevorzugten eine Ausbreitung entgegen ihrer Spinrichtung.

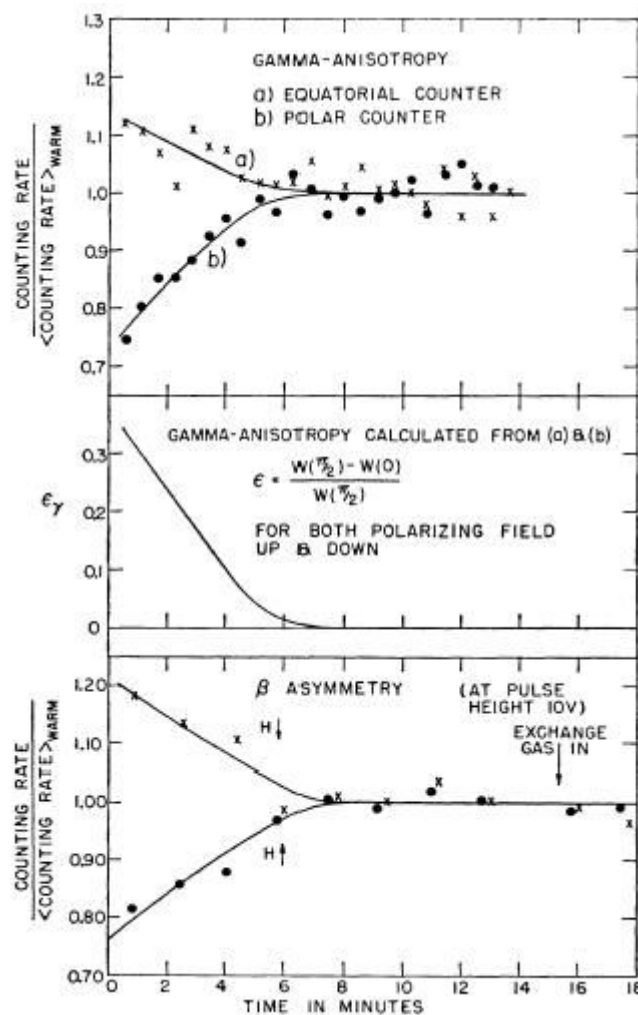


Abb17: Ergebnisse des Wu Experiments

Damit war gezeigt, dass die schwache WW die Parität verletzt. Für die damalige Zeit war das ein gewaltiger Durchbruch, da die Verletzung eines fundamentalen Prinzips der Physik bewiesen wurde. Leider ließen sich die Daten nur schwer quantisieren. Wu extrapolierte einen Grad der Verletzung von $\sim 0,7$ (0 minimal, 1 maximal). Lee & Yang hingegen vermuteten, dass der Grad der Verletzung 1 betragen müsste.

Heute wissen wir, dass die schwache WW maximal paritätsverletzend ist.

2.2 Helizität

2.2.1 Definition

Als Helizität bezeichnet man eine Kopplung von Spin und Impuls eines Teilchens. Sie ist das normierte (!) Produkt beider Vektoren. Klassisch ist sie als Drehsinn zu verstehen. Sie ist definiert als +1 (rechtshändig), wenn Spin und Impuls parallel liegen und -1 (linkshändig), wenn sie antiparallel liegen.

$$H \equiv \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| \cdot |\vec{p}|}$$

Bei masselosen Teilchen ist die Helizität fest. Bei massiven Teilchen, also solchen, die sich mit einer Geschwindigkeit $< c$ bewegen kann man sich mit einem Boost in ein Bezugssystem transformieren, das sich schneller bewegt. Dann dreht sich der Impuls um, der Spin hingegen bleibt gleich. Also ändert dann die Helizität ihr Vorzeichen. Sie ist also nur für masselose Teilchen Lorentz-invariant.

2.2.2 Das Goldhaber Experiment (1957)

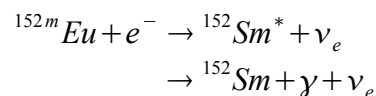
Im Goldhaber Experiment wurde erstmals die Helizität des Neutrinos bestimmt. Die Idee, wie dies anzustellen sei, formulierte Goldhaber (Abb 18) folgendermaßen:

“A combined analysis of circular polarization and resonant scattering of γ -rays following orbital electron capture measures the helicity of the neutrino.“



Abb18: Goldhaber

Goldhaber wollte sich den Elektroneneinfang aus der K-Schale eines Europium-Kerns zu nutze machen, bei dem ein Elektron-Neutrino und, statistisch unabhängig davon, Gammas erzeugt werden.



In Abb19 ist das Zerfallsschema dargestellt. Die beiden Gamma-Linien liegen bei 837 keV und 961 keV. Einige dieser emittierten Gammas haben die gleiche Helizität wie die Neutrinos und die Helizität dieser Gammas lässt sich prinzipiell bestimmen.

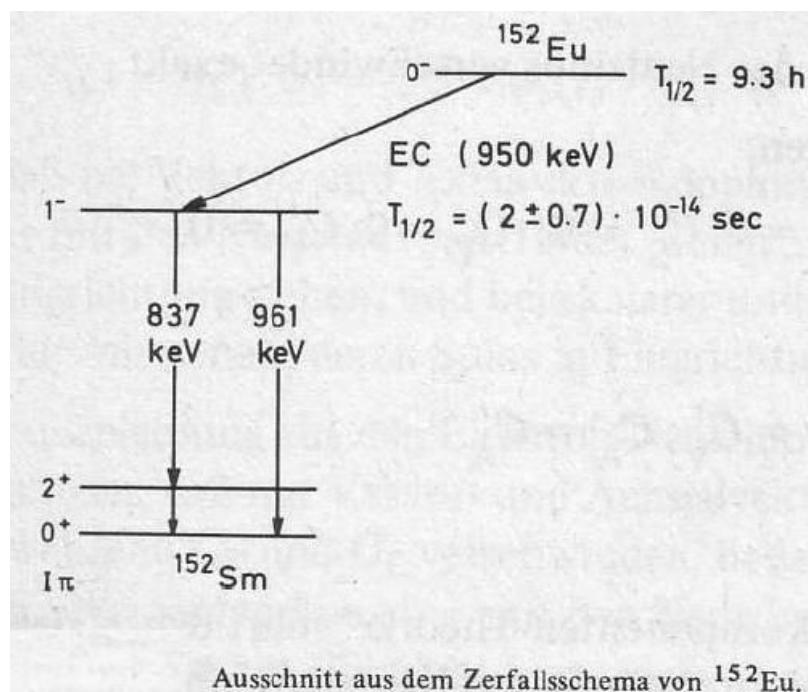


Abb19: Zerfallsschema von ${}^{152}\text{Eu}$

Hierzu soll zunächst die Emissionsrichtung der Neutrinos als Quantisierungsachse betrachtet werden. Es folgt für die z-Komponente des Spins s_z :

$$\begin{aligned}
 {}^{152m}\text{Eu} + e^- &\rightarrow {}^{152}\text{Sm}^* + \nu_e \rightarrow {}^{152}\text{Sm} + \gamma + \nu_e \\
 0 + \frac{1}{2} &\rightarrow 1 - \frac{1}{2} \rightarrow 0 + 1 - \frac{1}{2} \quad (A) \\
 0 - \frac{1}{2} &\rightarrow -1 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 - 1 + \frac{1}{2} \quad (B)
 \end{aligned}$$

Man sieht, dass es zwei Möglichkeiten gibt, zum einen für ein Spin-up Elektron (A), zum andern für ein Spin-down Elektron (B). Betrachtet man aber die linke Seite der Gleichungen so fällt auf, dass bei beiden Möglichkeiten der Spin des Gammas dem des Neutrinos entgegengesetzt ist. Also folgt, dass solche Gammas, die entgegen dem Neutrino emittiert werden, sprich deren Impuls auch noch entgegengesetzt ist, die gleiche Helizität haben, da sie ja das normierte Produkt der beiden Größen Spin und Impuls ist.

Diese Gammas muss man nun selektieren. Dazu macht man sich das Prinzip der Resonanzstreuung zu nutze. Diese tritt normalerweise nicht aus, da die Energie der Gammas zu gering ist (vgl Abb20).

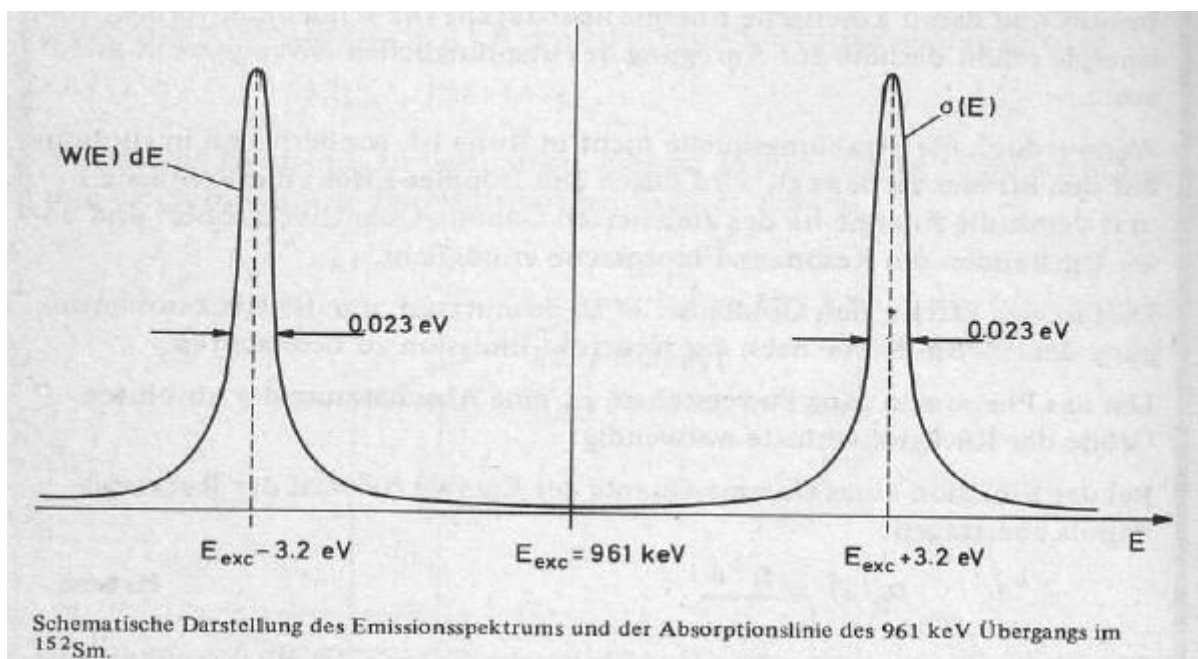


Abb20: WQ der resonanten Streuung

Das Neutrino gibt aber eine gewisse Rückstoßenergie an den angeregten Samarium-Kern ab. Gammas, die entlang dessen Bewegungsrichtung, also genau entgegengesetzt dem Neutrino emittiert werden haben also eine leicht erhöhte Energie. Diese Energieerhöhung kann man leicht berechnen. Hierbei nutzt man aus, dass die erzeugten Neutrinos eine bekannte Energie von 950 keV haben. Unter der Annahme masseloser Neutrinos gilt:

$$p_\nu = E_\nu = 950 \text{ keV}$$

Begibt man sich nun ins Ruhesystem des Sm^* Kerns vor der Emission, so gilt:

$$|p_{\text{Sm}}| = |p_\nu| = E_\nu = 950 \text{ keV}$$

Der Sm-Kern ist nicht-relativistisch zu betrachten. Die Rückstoßenergie (=kinetische Energie nach dem "Stoß") lässt sich also leicht ausrechnen:

$$E_R(\nu) = \frac{\vec{P}_\nu^2}{2M_{\text{Sm}}}, \quad M_{\text{Sm}} \approx 143 \text{ GeV}$$

$$\rightarrow E_R(\nu) \approx 3,12 \text{ eV}$$

Die Masse folgt hierbei aus der Anzahl an Neutronen, Protonen und Elektronen im Kern und ist bekannt. Die Energie solcher Gammas, die entgegengesetzt dem Neutrino emittiert werden ist also:

$$E_\gamma = E_{\text{exc}} + E_R(\nu) = E_{\text{exc}} + 3,12 \text{ keV}$$

Wie in Abb20 dargestellt liegt der Peak für die Resonanzstreuung bei $E_{\text{exc}} + 3,2 \text{ eV}$. Jetzt wird ein weiterer Vorteil der Europiumquelle deutlich. Durch die Neutrinoenergie von 950 keV findet resonante Streuung nur für genau die Gammas statt, die entgegengesetzt dem Neutrino emittiert wurden, also die gleiche Helizität haben. Nur bei solchen kommt es zu einer Überlagerung mit $\sigma(E)$ Somit kann man sie selektieren!

Als nächstes muss die Polarisationsrichtung der Gammas bestimmt werden. Kennt man diese, so lässt sich über den Grad der Polarisation die Helizität bestimmen. Dafür benutzt man die Klein-Nishina-Formel, die ua besagt, dass der WQ für die WW zwischen Elektronen und Photonen von ihrer Polarisationsrichtung relativ zueinander abhängig ist. Photonen mit entgegengesetztem Spin können eine Drehimpulseinheit an der Elektron übertragen (e^- sind ja Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen) und bei ihnen einen Spinflip bewirken. Solche Gammas mit gleicher Polarisationsrichtung können dies nicht. Entsprechend ist ihr WQ für die WW mit Elektronen kleiner. Nach einer Streuung haben die Gammas eine geringere Energie und können wiederum nicht resonant gestreut werden.

Der Unterschied im WQ ist jedoch gering. Allerdings lässt er sich statistisch ausnutzen. Man kann anhand dieses Effektes leicht berechnen, die groß das Ergebnis bei 100% polarisierter Gammastrahlung (entlang der z-Achse) sein sollte und anschließend das Messergebnis darauf beziehen.

Diese theoretischen Überlegungen wurden von Goldhaber mit dem Aufbau in Abb21 realisiert. Als Quelle des metastabilen Europiums diente der Brookhaven Reactor. Mit einem Streumagneten wird die Polarisationsrichtung der Gammas festgelegt. Sie wird während des Versuches alle 3 Minuten umgekehrt. Der direkte Weg zwischen Quelle und Zähler (NaJ-Sz) ist durch einen Bleikörper versperrt, so dass die Gammas über einen Streukörper (Sm_2O_3) laufen müssen. Hier findet durch die resonante Streuung die Selektion der gesuchten Gammas statt. Der Zähler ist mit einer Blei- und Eisenabschirmung versehen.

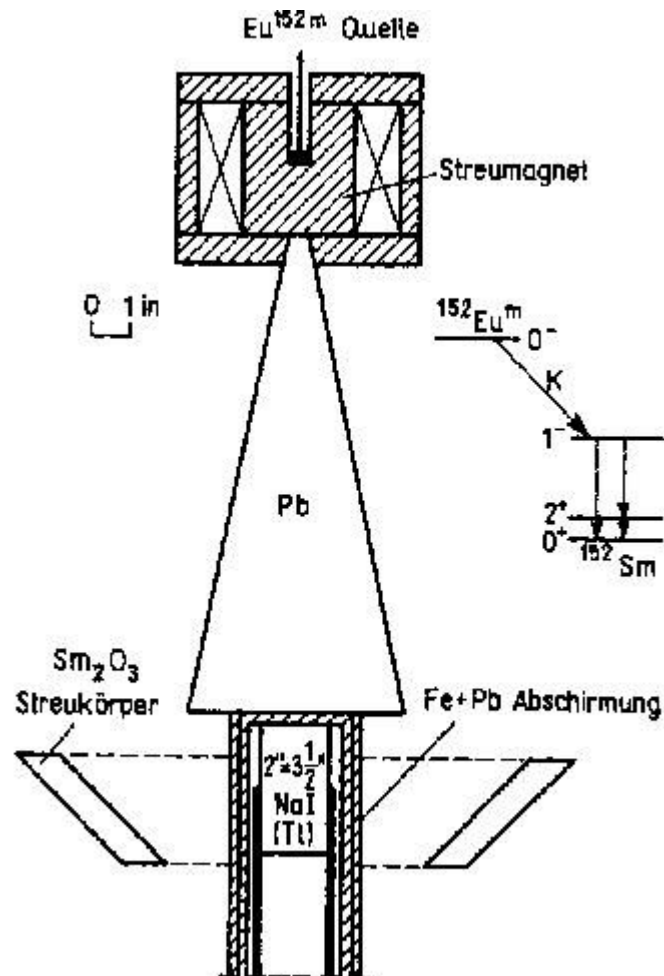


Abb21: Aufbau des Goldhaber Experiments

Als erstes muss nun natürlich das Schild des Zählers getestet werden. Dies wurde mit einer Cs^{137} -Quelle durchgeführt. Anschließend wurde das Offset mit einem anderen Streukörper bestimmt. Bei diesem findet keine resonante Streuung statt, die Elektronendichte ist aber die gleiche wie bei Sm_2O_3 . Im eigentlichen Versuch wird dann die Zählrate als Funktion der Polarisationsrichtung aufgetragen. Goldhaber führte insgesamt 9 Messungen mit je 3-9h Messzeit durch.

In Abb22 zeigt die Resultate. Deutlich sieht man die beiden erhöhten Zählraten bei den beiden Gammalinien 837 und 961 keV

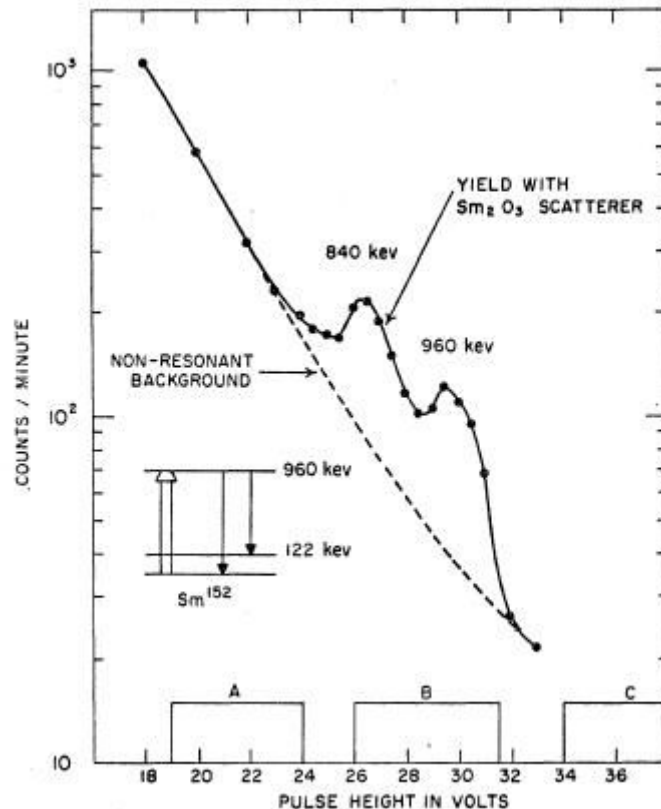


Abb22: Resultat des Goldhaber Experiments

Der Versuch lieferte das gleiche Resultat, unabhängig davon, wann und wie oft die Polarisation umgekehrt wurde. Es wurde ein Effekt gemessen von

$$\delta = \frac{N_- - N_+}{(1/2) \cdot (N_- + N_+)} = 0,017 \pm 0,003$$

wobei N_- die Zählrate bei nach unten zeigendem, N_+ die Zählrate bei nach oben zeigendem Magnetfeld bezeichnet.

Dieser Unterschied erscheint gering. Aber auf Grund des nur kleinen Effektes bei der Klein-Nishina-Formel berechnete Goldhaber, dass bei 100% polarisierter γ -Strahlung ein Effekt von $\pm 0,025$ (10% Unsicherheit) zu erwarten war, wobei das (-) für positive, das (+) für negative Helizität steht. Vergleicht man diese beiden Werte, so erhält man, dass die hier untersuchte γ -Strahlung zu $(68 \pm 14)\%$ polarisiert ist und negative Helizität hat.

Aber Goldhaber stellte noch weitere Berechnungen an. Er nahm an, in seinem Versuch keine optimalen Bedingungen zu haben. Aus der Unsicherheit auf die Neutrinoenergie, der Breite der γ -Linie und der Tatsache, dass die Polarisation der γ -Strahlung mit der relativen Richtung des Gammas zum Neutrino variiert folgte er, dass die optimale Polarisation bei 75% liegen musste, wobei dieser Wert durch thermische Einflüsse noch leicht gesenkt werden könnte. Dies bedeutete aber, dass der Wert für 100% negative Helizität im Bereich des Fehlers der Messung lag. Sie war also kompatibel mit einem rein linkshändigen Neutrino!

Heute vermutet man, dass mindestens eine Neutrinosorte eine endliche Masse hat. Trotzdem hat man bisher nur linkshändige Neutrinos und rechtshändige Antineutrinos gefunden.

Im relativistischen Grenzfall koppeln die W-Bosonen, die Austauschteilchen der schwachen WW nur an linkshändige Fermionen und rechtshändige Antifermionen (vgl V-A Theorie). Evtl findet man daher nur so geartete Neutrinos. Außerdem sind alle bisherigen Experimente mit der Annahme konsistent, dass es nur solche Neutrinos gibt.

2.2.3 Der helizitätsunterdrückte Pionzerfall

Der helizitätsunterdrückte Pionzerfall ist ein schönes Beispiel dafür, wie die Helizität in der heutigen Physik eine Rolle spielt. Betrachtet man ein Pion (hier π^-), so gibt es ua 2 Mögliche Zerfälle, einmal in ein Myon und ein Anti-Myon neutrino und einmal in ein Elektron und ein Anti-Elektron neutrino:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$$

Betrachtet man jetzt nur den Phasenraum, also im Grunde das Verhältnis der Massen der beiden Zerfallsprodukte (wobei die Neutrinos hier vernachlässigt werden), so lässt sich das Verhältnis der beiden Zerfallsbreiten relativ leicht ausrechnen.

$$R_{PR} = \frac{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu)} = \frac{(m_\pi^2 + m_e^2)(m_\pi^2 - m_e^2)^2}{(m_\pi^2 + m_\mu^2)(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2} = 3,6$$

Man sieht, dass es für das Pion mehr Möglichkeiten gibt, in ein Elektron zu zerfallen, weshalb man diesen Zerfall 3,6mal so häufig beobachten sollte. Ist dies nun in der Realität auch der Fall?

Betrachten wir uns hierzu das Ruhesystem des Pions vor dem Zerfall.

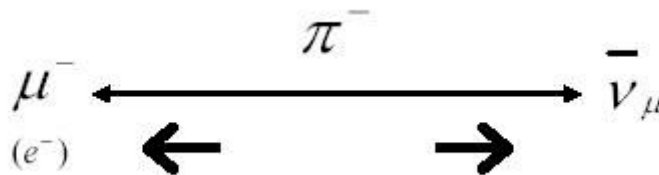


Abb23: Ruhesystem des Pions

Es gilt hier $p=0$. Aus der Impulserhaltung folgt, dass der Impuls von Neutrino und Lepton nach dem Zerfall sich wieder zu 0 aufaddieren muss, die beiden Impulse sind also entgegengesetzt. Abb23 verdeutlicht dies am Beispiel Zerfalls in ein Myon.

Desweiteren ist das Pion ein Spin0 Teilchen. Aus der Spinerhaltung (Drehimpulserhaltung) folgt, dass der Spin der beiden Zerfallsprodukte (beides Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen) ebenfalls entgegengesetzt ist. Wenn man nun bedenkt, dass die Helizität das Produkt der normierten Vektoren Spin und Impuls ist so wird sofort klar, dass Lepton und Neutrino stets die gleiche Helizität haben müssen, da beide Größen genau entgegengesetzt sind. Das Antineutrino hat aber positive Helizität, es ist rein rechtshändig. Linkshändige Antineutrinos kommen nicht vor. Daraus folgt, dass der Zerfall in ein linkshändiges Fermion ist also verboten, auch das Lepton, dass in diesem Zerfall entsteht, hat immer positive Helizität.

Allerdings koppeln wie weiter oben erwähnt die W-Bosonen bei hohen Geschwindigkeiten (nahe c) nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen. Die Helizität der Fermionen ist hierbei also "falsch". Dies bedeutet, dass der Zerfall im relativistischen Grenzfall unterdrückt ist.

Betrachtet man nun die Massen und β (v/c) für die einzelnen Teilchen, so erhält man:

$$m_\pi = 0,13957 \text{ GeV}$$

$$m_\mu = 0,10566 \text{ GeV} \rightarrow \beta = 0,26$$

$$m_e = 0,511 \text{ MeV} \rightarrow \beta = 0,9999$$

Also ist der Zerfall für in die Elektronen deutlich stärker unterdrückt! Völlig analog gilt dies für den π^+ Zerfall.

Für die Zerfallsbreiten der beiden Zerfälle gilt:

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l) = \frac{G_F^2}{8\pi} f_\pi^2 m_\pi m_l^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{m_\pi^2}\right)^2$$

Hierbei bezeichnet G_F die Fermikonstante, f_π die Pion-Zerfallskonstante. Letztere ist aber unbestimmt. Auf Grund der Experimente vermutet man, dass sie ungefähr so groß wie die Pionmasse ist, und angeblich kann man sie mit Methoden der Quantenchromodynamik berechnen, aber es lässt sich trotzdem nirgends ein genauer Wert für sie angeben. Also betrachtet man das Verhältnis der beiden Zerfallsbreiten. Jetzt fallen alle Konstanten raus und es bleibt wie beim Phasenraum nur ein Verhältnis der Massen, allerdings ein anders geartetes:

$$R = R_{PR} \frac{1 - \beta_e}{1 - \beta_\mu} = \frac{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu)} = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2}\right)^2$$

Diese Zerfallsrate berücksichtigt, dass der Zerfall bei hohen Geschwindigkeiten unterdrückt wird. R lässt sich theoretisch berechnen, zwei der genauesten Berechnungen wurden in den 70er Jahren durchgeführt:

Marciano & Sirling 1976:

$$R = (1,233 \pm 0,004) \cdot 10^{-4}$$

Glodman & Wilson 1977:

$$R = (1,239 \pm 0,001) \cdot 10^{-4}$$

Später wurden etliche Versuche zur experimentellen Bestimmung von R durchgeführt. Die hier besprochenen Daten stammen vom PSI 1993, der derzeit neuesten und wohl genauesten Messung.

Hierbei soll ein Pionstrahl (hier π^+ , 5000 π^+ / Sekunde) auf ein Plastikszintillator-Target geschickt. Dort werden die Pionen völlig abgebremst und zerfallen. Das Target ist von Kalorimetern zur Energiemessung umgeben. Abb24 verdeutlicht den Aufbau.

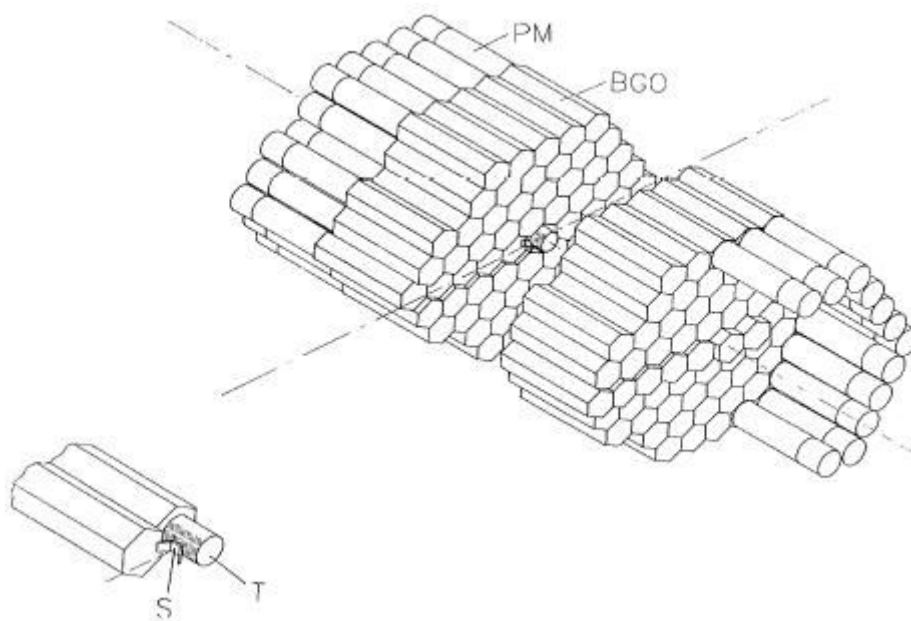
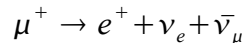


Abb24: Aufbau des PSI Experimentes

Die Myon-Ereignisse ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) sind jetzt relativ leicht nachzuweisen. Bei den Positron-Ereignissen ($\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$) tritt ein Problem auf. Ein solches Ereignis produziert 2 Pulse. Einen vom abgebremsten Pion und einen vom erzeugten Positron, einhergehend mit einem Schauer im Kalorimeter. Betrachtet man sich aber ein Myon-Ereignis, so treten dort 3 Pulse auf. Der erste vom abgebremsten Pion, der zweite vom Myon. Dieses aber wird in 1mm Targetmaterial völlig abgebremst und zerfällt seinerseits in ein Positron und zwei Neutrinos. Dieses Positron liefert den dritten Puls.



Das bedeutet, dass man zum einen Positronen aus einem Positron-Ereignis detektiert, zum anderen ein Offset aus den Myon-Ereignissen. Prinzipiell kann man diese über ihre Energie unterscheiden. Die Energie der Positronen aus dem direkten Pion-Zerfall liegt bei ~ 90 MeV, die Energie solcher Positronen, die aus dem Zerfall eines Myons resultieren liegt bei bis zu 53 MeV. Allerdings haben beide Ereignisse einen relativ langen niederenergetischen Rattenschwanz, der für eine starke Überlagerung und somit Ungenauigkeit sorgt. Also machte man sich zwei Trigger zu nutze, um die direkten Positron-Ereignisse zu selektieren.

Trigger 1: Die Maximale Zerfallszeit nach der Abbremsung wurde auf 200ns eingestellt. Dadurch zerfallen nur noch etwa 10% der Myonen

Trigger 2: Nur noch jeder 2000. Pionzerfall wurde aufgezeichnet. Damit sollten die Daten geglättet werden.

Trägt man jetzt die gemessene Gesamtenergie und die Targetenergie 2dimensional auf, so lassen sich die beiden Ereignisse gut voneinander trennen. Dies ist in Abb25 verdeutlicht. Der Positron-Peak liegt bei einer Gesamtenergie von ~ 90 MeV und einer Targetenergie von ~ 24 MeV. Er ist deutlich kleiner als der Offsetpeak. Wenn man bedenkt, dass in diesen sogar nur jeder 10. Myonzerfall eingeht, so sieht man hieran bereits, dass der Zerfall eines Pions in ein Myon deutlich häufiger stattfindet als der in ein Positron.

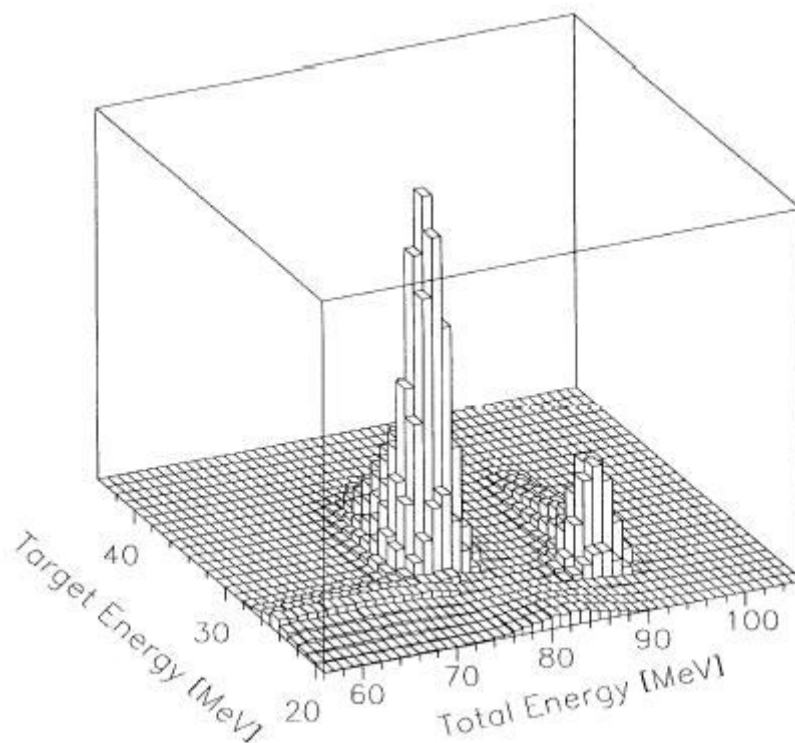


Abb24: 3-d Plot zur Bestimmung der Positron-Ereignisse

Die Rate R für die Pionzerfälle ergibt sich jetzt einfach über die gemessenen Häufigkeiten der beiden Zerfälle. Das Experiment lieferte

$$R = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu)} = (1,235 \pm 0,005) \cdot 10^{-4}$$

wobei sich der Fehler aus 0,28% statistischem und 0,29% systematischem zusammensetzt.

Dies lieferte eine beeindruckende Bestätigung der Theorie. Beide berechneten Werte lagen im Bereich einer Standard-Abweichung. Hieran sieht man, wie die Helizität einen direkten Einfluss auf unsere Welt hat.

3. Offene Fragen

Es gibt heute immernoch einige offene Fragen zur Helizität der Neutrinos.

- I:** Gibt es wirklich nur linkshändige Neutrinos und rechtshändige Antineutrinos?
- II:** Widerspricht dies der Vermutung, dass Neutrinos eine endliche Masse haben?
- III:** Auf welche weiteren Gebieten der Physik hat die Helizität Auswirkungen und was lässt sich daraus lernen? Als Beispiel sei hier die tiefinelastische Neutrinostreuung angeführt, bei der die Quarkstruktur eines Teilchens über die Wechselwirkung mit Neutrinos bestimmt werden kann (Ein linkshändiges Neutrino kann nur mit einem linkshändigen Quark oder einem rechtshändigen Antiquark wechselwirken).
- IV:** ...

In jedem Fall gibt es für die Zukunft noch einige interessante Forschungsarbeit zu leisten!