

**EKSPERYMENTALNE WYZNACZENIE
SKRĘTNOŚCI NEUTRIN W DOŚWIADCZENIU
GOLDHABERA.**

Grzegorz Brona

TEORIA:

Rozpatrując relatywistyczną mechanikę kwantową do opisu ewolucji układu wprowadza się równanie Diraca. Przy opisie cząstek bezmasowych równanie Diraca przechodzi w dwa niezależne równania zwane równaniami Weyla. Mają one postać:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \pm \boldsymbol{\sigma} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \Psi \quad (1)$$

Gdzie $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ oraz:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Natomiast $\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$.

Biorąc pod uwagę następujące zależności:

$$E = i \frac{\partial}{\partial t} \quad \mathbf{p} = -i \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \quad (3)$$

Można przepisać równanie (1) w następującej postaci:

$$E\chi = -\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}\chi \quad (4)$$

$$E\Phi = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}\Phi \quad (5)$$

W równaniach χ oraz Φ są dwuskładnikowymi spinorami stanowiącymi niezależne rozwiązania obu równań Weyla.

Dla cząstki bezmasowej o dodatniej energii zachodzi równość: $E = |\mathbf{p}|$. Równanie (4) można więc zapisać w postaci:

$$\frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} \chi = -\chi \quad (6)$$

Można wprowadzić nowy operator nazywany helicytą zdefiniowany jako:

$$H = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} \quad (7)$$

Dla rozpatrywanej powyżej cząstki $H = -1$. Jeśli natomiast weźmie się pod uwagę cząstkę o energii ujemnej, z równania (4) otrzyma się, że helicytą takiej cząstki wynosi $H = +1$. Tak więc równanie (4) reprezentuje albo cząstkę lewoskrętną (LH) – czyli mającą helicytę równą -1 albo antycząstkę prawoskrętną (RH) – czyli mającą helicytę równą $+1$. Na podobnej zasadzie można rozpatrzeć równanie (5). Okazuje się, że reprezentuje ono albo cząstkę RH albo antycząstkę LH.

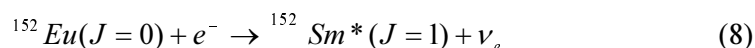
Helicity reprezentuje rzut spinu na kierunek pędu. Gdy rzut ten jest skierowany zgodnie ze zwrotem wektora pędu helicity wynosi +1. Gdy rzut jest skierowany przeciwnie do ruchu cząstki helicity wynosi -1.

Dla cząstek bezmasowych helicity jest zachowana, to znaczy jeżeli w jednym układzie odniesienia wynosi ona +1 lub -1 to w innym układzie odniesienia wynosi ona tyle samo. Dzieje się tak ponieważ cząstki bezmasowe poruszają się zawsze z prędkością światła.

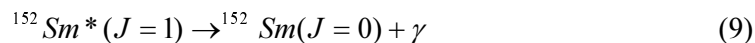
Neutrino są jedynymi fermionami, których masa jest zbliżona do zera (w większości przypadków rozpatruje się je jako cząstki bezmasowe). Tak więc helicity jest dla nich wielkością zachowaną (lub prawie zachowaną). Co więcej okazuje się, że w przyrodzie występują jedynie neutrino lewoskrętne (o helicity -1) oraz antyneutrino prawoskrętne (o helicity +1) (oczywiście jeżeli uwzględni się niezerową masę neutrino problem się komplikuje). Helicity neutrino zostało wyznaczone po raz pierwszy w doświadczeniu Goldhabera.

PODSTAWY TEORETYCZNE DOŚWIADCZENIA GOLDHABERA:

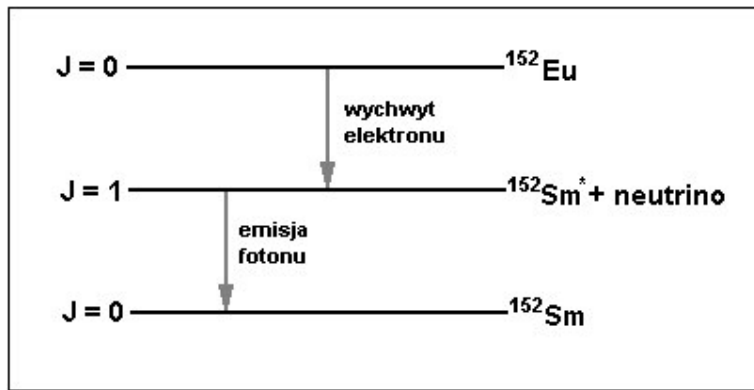
Pierwszy pomiar helicity neutrino został wykonany w 1957 roku (wyniki opublikowane w 1958 roku) przez M. Goldhabera, L. Grodzinskiego i A.W. Sunyara. Badali oni fotony pochodzące z rozpadu promieniotwórczego ^{152m}Eu . Pierwiastek ^{152m}Eu jest pierwiastkiem promieniotwórczym o czasie życia około 9,3 godziny. Jądra tego pierwiastka mają spin równy $J = 0$ i parzystość ujemną. Rozpad zachodzi poprzez wychwyt elektronów. Przy czym wychwyt następuje prawie wyłącznie z powłok elektronowych typu K (elektrony wychwytywane nie mają więc orbitalnego momentu pędu). W wyniku rozpadu jądro ^{152m}Eu zamienia się w jądro ^{152}Sm , które ma spin równy $J = 1$ oraz parzystość ujemną. Emitowane jest również neutrino. Reakcję tą można zapisać w postaci:



Powstałe jądro $^{152}\text{Sm}^*$ jest w stanie wzbudzonym (energia tego stanu wynosi 960 keV). Jądro to przechodzi do stanu podstawowego (przejście typu E1) emitując przy tym foton. Stan podstawowy ma spin równy 0 oraz parzystość dodatnią.



Stan wzbudzony ma średni czas życia $(3 \pm 1) \cdot 10^{-14}$ sekundy. Przebieg opisanego procesu zobrazowany jest na rysunku 1).

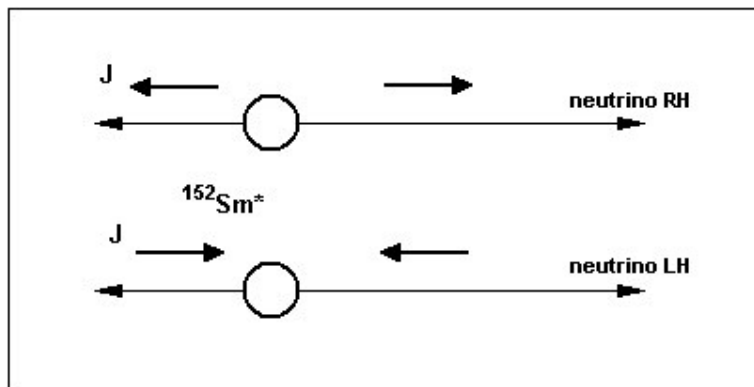


rys 1. Przebieg procesu rozpadu Eu^{152m}

Aby wyznaczyć z powyższego procesu helicity neutrino należy posłużyć się zasadą zachowania momentu pędu.

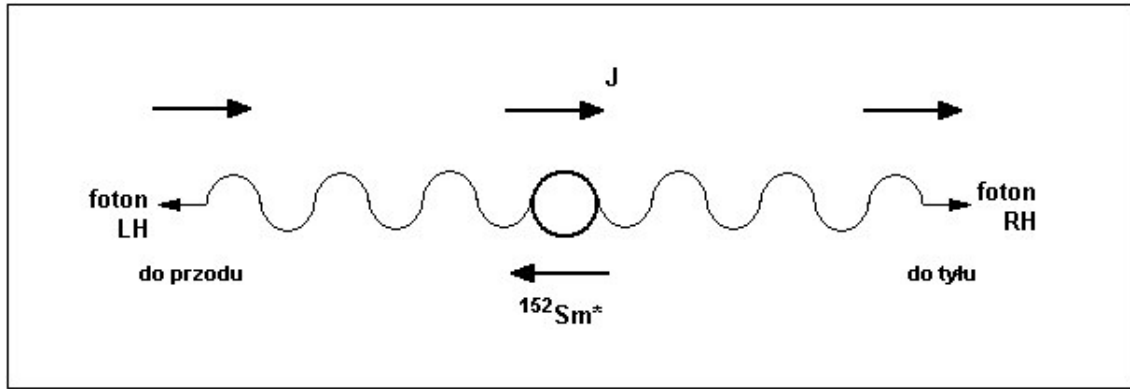
Spin jądra ^{152}Eu przed reakcją jest równy spinowi jądra ^{152}Sm po reakcji i wynosi 0. Natomiast w stanie pośrednim (wzbudzonym) jądro $^{152}\text{Sm}^*$ ma spin równy 1. Oznacza to, że absorpcji elektronu (o spinie równym $\frac{1}{2}$ oraz o zerowym orbitalnym momencie pędu) towarzyszyła emisja neutrino o spinie przeciwnym do spinu pochłoniętego elektronu. Spin powstałego jądra wzbudzonego jest więc skierowany zgodnie z kierunkiem spinu pochłoniętego elektronu i przeciwnie do kierunku wyemitowanego neutrino.

W momencie emisji oba obiekty – neutrino i powstałe jądro atomowe musiały rozlecieć się w przeciwnych kierunkach (co jest wymuszone przez zasadę zachowania pędu). Rozpad ^{152}Eu do $^{152}\text{Sm}^*$ przedstawiony jest na rysunku 2).



rys 2. Rozpad Eu^{152} do Sm^{152*} z emisją neutrino

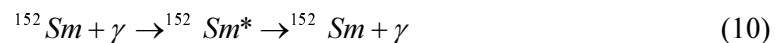
Rozpatrzmy fotony emitowane w przejściu ze stanu wzbudzonego do podstawowego. Fotony emitowane w kierunku ruchu jądra będą mieć polaryzację identyczną jak wyemitowane wcześniej neutrino, zaś fotony emitowane w kierunku przeciwnym do ruchu jądra będą mieć polaryzację odwrotną niż wyemitowane wcześniej neutrino. Wiąże się to z zachowaniem momentu pędu układu (przed przejściem spin jądra wynosił jeden, zaś po przejściu wynosi zero – wyemitowany foton musi mieć więc spin zgodny ze spinem jądra w stanie wzbudzonym). Rysunek 3) przedstawia obie możliwości przy założeniu, że wyemitowane wcześniej neutrino było neutrinem LH.



rys 3. Jeśli zostało wyemitowane neutrino LH foton emitowany do przodu jest lewoskrętny, zaś foton emitowany do tyłu prawoskrętny. Dla neutrino RH będzie odwrotnie

Jeśli więc umielibyśmy zmierzyć polaryzację fotonu emitowanego do przodu, poznalibyśmy helicity wyemitowanego wcześniej neutrino (foton emitowany do przodu, ma taką samą helicity co wyemitowane wcześniej neutrino).

Układ kierujący odpowiednie fotony (te, które są emitowane w kierunku ruchu jądra) do detektora wykorzystuje rezonansowe rozpraszanie fotonów na jądrach ^{152}Sm . Rozpraszanie to polega na pochłanianiu przez jądro padającego fotonu, wzbudzeniu jądra, a następnie jego deekscytacji z emisją fotonu:



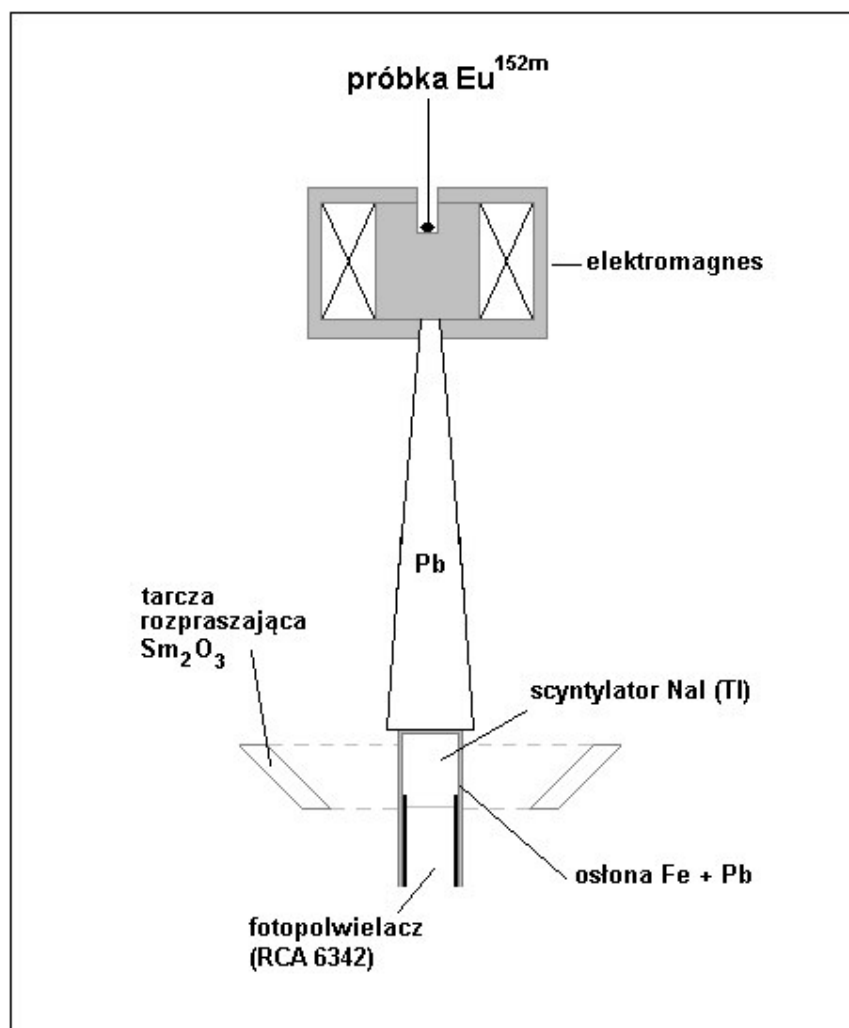
Przy czym padający foton musi mieć energię nieco większą od energii wzbudzenia (960 keV). Dodatkowa energia zostaje zamieniona na energię odrzutu jądra. Jedynie fotony, które zostały wyemitowane wcześniej w kierunku ruchu jądra atomowego ^{152}Sm mają tę dodatkową porcję energii i podlegają rozproszeniu rezonansowemu.

Izolując detektor od źródła i zapewniając, że jedynie rozproszone fotony mogą do niego dotrzeć, rejestrujemy te fotony, które odpowiadają fotonom wyemitowanym pierwotnie w kierunku ruchu jądra.

Należy jeszcze umieć określić polaryzację badanych fotonów. Fotony jeszcze przed dotarciem do tarczy rozpraszającej przechodzą przez warstwę żelaza znajdującą się we wnętrzu elektromagnesu. Część z nich ulega rozproszeniu Comptona na elektronach żelaza. Dwa spośród 36 elektronów żelaza są spolaryzowane przez pole magnetyczne (spin spolaryzowanych elektronów jest skierowany przeciwnie do kierunku indukcji pola \mathbf{B} w magnesie). Przekrój na rozproszenie Comptona jest większy jeżeli elektrony i fotony spolaryzowane są w przeciwnych kierunkach. Jeżeli więc przyłożone zostanie takie pole \mathbf{B} , które spolaryzuje elektrony żelaza przeciwnie do polaryzacji przechodzących fotonów, więcej fotonów ulegnie rozproszeniu i mniej ich dotrze do detektora. Jeżeli teraz zmieni się kierunek pola \mathbf{B} na przeciwny, to detektor powinien odnotować wzrost ilości docierających fotonów. Badając zależność ilości docierających fotonów do detektora od kierunku pola w elektromagnesie można wyznaczyć ich polaryzację, a tym samym helicity neutrin.

UKŁAD DOŚWIADCZALNY:

Układ doświadczalny przedstawiony jest na rysunku 4).



rys 4. Układ doświadczalny

Próbka pierwiastka promieniotwórczego umieszczona została wewnątrz osłony wykonanej z żelaza. Osłona ta stanowi zarazem rdzeń elektromagnesu. Do pomiaru ilości fotonów służył licznik scyntylacyjny zbudowany z NaI domieszkowanego talem. Licznik podłączony został do fotopowielacza. Fotopowielacz umieszczony został w żelazno-ołowiowym cylindrze, który miał za zadanie ekranować go od wpływu pola magnetycznego. Licznik został odizolowany od badanej próbki za pomocą grubej warstwy ołowiu. Tarcza rozpraszająca składała się ze związku Sm_2O_3 (26,8% ^{152}Sm).

Fotony produkowane w wyniku rozpadu ^{152}Eu przechodzą przez warstwę żelaza w elektromagnesie, a następnie wzbudzają jądra ^{152}Sm w tarczy rozpraszającej. Tarcza reemituje fotony o energii 960 keV (oraz o energii około 840 keV, bo możliwe jest również przejście ze stanu wzbudzonego o energii 960 keV do stanu o energii 122 keV). Część z tych fotonów trafia następnie do detektora scyntylacyjnego. Zmieniając kierunek pola w magnecie zmianie powinna ulegać także ilość rejestrowanych przez detektor fotonów.

PRZEBIEG I WYNIKI DOŚWIADCZENIA:

Źródło promieniotwórcze ^{152}Eu zostało wyprodukowane przez bombardowanie około 10 mg związku Eu_2O_3 w reaktorze w Brookhaven. Otrzymany związek w czasie prowadzenia doświadczenia miał różną intensywność promieniowania wahającą się w granicach 50-100 mC. Przeprowadzono dziewięć serii pomiarowych, każda o długości pomiędzy 3, a 9 godzin. Prąd płynący przez elektromagnes był przełączany co trzy minuty – co trzy minuty zmieniany więc był zwrot pola. Przed przystąpieniem do doświadczenia upewniono się, że zmiany pola nie wpływają na działanie fotopowielacza izolowanego w żelaznym cylindrze.

W czasie doświadczenia udało się zarejestrować w sumie około $3 \cdot 10^6$ fotonów w dwu pikach zlokalizowanych w obszarach 840 keV oraz 960 keV.

W sześciu seriach pomiarowych wyznaczono następującą wielkość:

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

Gdzie N_- oznacza ilość zliczeń przy polu w magnesie skierowanym do dołu, zaś N_+ ilość zliczeń przy polu w magnesie skierowanym do góry. Powyższą wielkość otrzymano po odjęciu wpływu tła (które w doświadczeniu miało widmo ciągłe).

Pomiar dokonany został zarówno dla źródła ^{152}Eu znajdującego się w stanie stałym, jak i dla źródła rozpuszczonego. Oba sposoby pomiaru dały podobne wyniki.

Jednym z podstawowych problemów w doświadczeniu okazało się wyznaczenie stopnia polaryzacji żelaza w elektromagnesie oraz co się z tym wiąże drogi swobodnej na rozpraszanie Comptonowskie. Niepewność pojawiła się również przy wyznaczeniu drogi fotonów w żelazie, co było spowodowane rozciągłością źródła.

Biorąc pod uwagę powyższe niepewności autorzy doświadczenia oszacowali, że wielkość δ powinna wynosić $\pm 0,025$ z dokładnością do 10%, przy założeniu 100% polaryzacji fotonów. Przy czym znak + odpowiada polaryzacji LH, zaś znak – polaryzacji RH. Biorąc to pod uwagę autorzy stwierdzili, że w ich eksperymencie fotony są spolaryzowane w $(68 \pm 14)\%$ z helicytą równą -1 (LH).

W kolejnych trzech seriach pomiarowych użyto mniejszego magnesu ze źródłem promieniotwórczym umieszczonym na jego szczycie. W tych pomiarach otrzymano również ujemną wartość helicytą i stopień polaryzacji $(66 \pm 15)\%$.

W doświadczeniu nie występowała więc 100% polaryzacja fotonów. Po wprowadzeniu dodatkowych poprawek, które uwzględniały między innymi ruch cieplny atomów w próbce, zmianę pędu jądra po rozpadzie wywołaną oddziaływaniem z innymi atomami, udało się pokazać, że oczekiwany stopień polaryzacji powinien wynosić około 70%. Otrzymany w doświadczeniu stopień polaryzacji pozostaje więc w bardzo dobrej zgodności ze spodziewanym stopniem polaryzacji.

PODSUMOWANIE:

Eksperyment przeprowadzony przez Goldhabera pokazał, że helicity neutrina wynosi:

$$\mathbf{H} = -1,0 \pm 0,3$$

W późniejszym czasie przeprowadzono podobny eksperyment tym razem wyznaczając helicity antyneutrina. W eksperymencie tym badano rozpad jąder ^{203}Hg . Wynik tego eksperymentu potwierdził, że antyneutrino mają helicity równe +1.

W 1998 roku eksperyment Super-Kamiokande pokazał, że neutrina prawdopodobnie jednak są obdarzone pewną masą. Oznacza to, że neutrina nie zawsze mają helicity równe -1. Maurice Goldhaber uczestniczył również i w tym eksperymencie.

BIBLIOGRAFIA:

- 1) M. Goldhaber, L. Grodzins, A.W. Sunyar, „Helicity of neutrinos“ Phys. Rev., 109, 1015 (1958)
- 2) D. H. Perkins “Introduction to High Energy Physics” , 4th edition
- 3) B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche “Particles and Nuclei”
- 4) B.R. Martin, G. Shaw “Particle Physics” , second edition