POLSKA AKADEMIA UMIEJĘTNOŚCI
Tom X PRACE KOMISJI HISTORII NAUKI PAU 2010

Marek ZRAŁEK

NEUTRINA MAJORANY[1]

1. Wstęp

W pracy Majorany, o której tutaj będziemy mówić, po raz pierwszy pojawiła się koncepcja cząstek elementarnych będących własnymi antycząstkami. Takie cząstki noszą obecnie nazwę cząstek Majorany i stanowią, jak się wydaje, bardzo ważny składnik obowiązującego modelu budowy materii, tzw. Nowego Modelu Standardowego (*v*SM). Praca, o której mowa, została przygotowana prawdopodobnie jeszcze w 1933 roku, ale była opublikowana w „Nuovo Cimento" [1] dopiero po czterech latach. Fermi chciał pomóc Majoranie w staraniach o uzyskanie etatu profesora i najprawdopodobniej nakłonił go do publikacji tej pracy. Majorana wygrał konkurs i uzyskał stanowisko profesora na Uniwersytecie w Neapolu na początku 1938 roku. Nie cieszył się tą funkcją długo, zaginął w niewyjaśnionych okolicznościach 26 marca tego samego roku.

Koncepcja zupełnie neutralnych cząstek powstała w pracy [1] dość przypadkowo. Cel Majorany był inny, chciał on pozbyć się cząstek z ujemną energią, które w nieunikniony sposób pojawiały się w rozwiązaniach równania Diraca. Były one wprawdzie traktowane jako antycząstki z energią dodatnią, ale zabieg ten wydawał się sztuczny i nie mógł być zastosowany dla cząstek o spinie całkowitym – bozonów, nie spełniających zasady Pauliego. Majorana pozbył się ujemnych rozwiązań, wprowadzając nieznane w tym czasie obiekty o połówkowym spinie, będące własnymi antycząstkami. Sugerował, że mogą to być niedawno odkryte neutrony lub zapostulowane kilka lat wcześniej przez Pauliego neutrina. Dalsze badania pokazały, że neutrony nie spełniały tego warunku, są wyraźnie

[1] Wykład wygłoszony na sesji Komisji Historii Nauki PAU poświęconej setnej rocznicy urodzin Ettore Majorany, 8 listopada 2006.

różne od swoich antycząstek. Wymienienie w tym kontekście neutrin okazało się prorocze. Choć do dnia dzisiejszego nie ma eksperymentalnych dowodów, że neutrina są własnymi antycząstkami, wielu fizyków zajmujących się tą dziedziną, jest głęboko przekonanych, że tak jest.

Cząstki tożsame z własnymi antycząstkami noszą obecnie nazwę cząstek Majorany w odróżnieniu od takich cząstek, jak elektron czy proton, nazywanych cząstkami Diraca. W 1933 roku Autor nie mógł przypuszczać, że neutrina Majorany staną się po latach jednym z podstawowych obiektów w fizyce cząstek, astrofizyce i kosmologii. Stanowią być może klucz do rozwiązania problemu masy oraz wyjścia poza Model Standardowy. Pomagają w istotny sposób zrozumieć powstanie Wszechświata i muszą być brane pod uwagę przy ocenie jego masy. Pozwalają też wyjaśnić wiele zjawisk astrofizycznych. Budowane są obecnie duże urządzenia eksperymentalne, nazwane na cześć Majorany Jego nazwiskiem.

Początkowo określenie – cząstki Majorany – zostało zarezerwowane dla istotnie neutralnych obiektów o spinie połówkowym. Obecnie nazwę taką przypisuje się wszystkim cząstkom identycznym z własnymi antycząstkami, a więc także bozonom, np. fotonom. Początkowy powód, dla którego Majorana stworzył pracę, a mianowicie chęć wyeliminowania rozwiązań z ujemną energią, stracił obecnie na znaczeniu. Zostały zaakceptowane inne rozwiązania stworzone w ramach kwantowej teorii pola. Sugestia, która pojawiła się przy okazji, a więc możliwość istnienia cząstek tożsamych z własnymi antycząstkami, świeci coraz jaśniejszym światłem, jest teraz aktualna jak nigdy przedtem.

W tej krótkiej prezentacji będzie przedstawiona geneza powstania pracy Majorany i sposób w jaki Autor pozbył się w problemie kwantowania rozwiązań równania Diraca z ujemną energią. Powiemy też o roli, jaką obecnie odgrywają neutrina Majorany.

2. Dlaczego? Geneza powstania pracy Majorany

Aby zrozumieć dlaczego Majorana napisał pracę [1] zatytułowaną w oryginale *Teorie simmetrica dell'elettrone e del positrone*, a więc w tłumaczeniu *Symetryczna teoria elektronów i pozytonów*, należy krótko scharakteryzować, co na temat relatywistycznego opisu cząstek było w tym czasie wiadomo. Praktycznie równolegle z nierelatywistyczną mechaniką kwantową powstała jej relatywistyczna wersja. Równanie Kleina–Gordona (KG) podane było w 1926 roku [2],[3]:

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2)\psi(x) = 0, \tag{1}$$

i od razu powstał problem związany z koniecznością akceptacji rozwiązań z ujemną energią. Wspaniały sukces nierelatywistycznej mechaniki kwantowej powodował chęć zmiany równań ruchu i pozostawienie całej reszty, łącznie z interpretacją, po staremu. W wyniku tego pojawiły się ujemne gęstości rozkładu prawdopodobieństw. Relatywistyczne układy opisywane równaniem KG nie posiadały stanu podstawowego. Nieprawidłowo tłumaczona też była subtelna struktura poziomów energetycznych atomu wodoru. Dwa lata później Dirac wyeliminował te trzy problemy, podając inne relatywistyczne równanie ruchu [4] powszechnie znane jako równanie Diraca:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0, \tag{2}$$

gdzie czterowymiarowe macierze γ^μ spełniają relacje antykomutacji:

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}. \tag{3}$$

Można było zdefiniować dodatnią gęstość prawdopodobieństwa, struktura subtelna atomu wodoru była poprawnie przewidywana, układ posiadał też stan podstawowy. Równanie było symetryczne ze względu na inwersję przestrzenną (P) oraz odwrócenie biegu czasu (T). Ta ostatnia własność wydawała się szczególnie istotna, gdyż w owym czasie nikt nie wątpił w prawdziwość wspomnianej symetrii. To był powód początkowego braku akceptacji dla innych równań opisujących relatywistyczny ruch cząstek, dla równań Weyla [5]:

$$\begin{gathered}(\widehat{\sigma}^\mu \partial_\mu)\Psi_R(x) = 0; \quad (\sigma^\mu \partial_\mu)\Psi_L(x) = 0, \\ \text{gdzie} \quad \widehat{\sigma}^\mu = (\sigma^0, \overrightarrow{\sigma}), \qquad \sigma^\mu = (\sigma^0, -\overrightarrow{\sigma}),\end{gathered} \tag{4}$$

utworzonych dla spinorowych pól Van der Waerdena [6], transformujących się według dwóch nieredukowalnych, dwuwymiarowych reprezentacji grupy Lorentza:

$$\Psi_L(x) \to \Psi'_L(x) = e^{\frac{i}{2}\theta \overrightarrow{n}\overrightarrow{\sigma}} \; e^{\frac{\lambda}{2}\overrightarrow{m}\overrightarrow{\sigma}}\Psi_L(x), \tag{5}$$

$$\Psi_R(x) \to \Psi'_R(x) = e^{\frac{i}{2}\theta \overrightarrow{n}\overrightarrow{\sigma}} \; e^{-\frac{\lambda}{2}\overrightarrow{m}\overrightarrow{\sigma}}\Psi_R(x), \tag{6}$$

gdzie pierwsza transformacja opisuje obrót, natomiast druga czystą transformację Lorentza.

Majorana miał zastrzeżenie do różnego traktowania cząstek i antycząstek w równaniu Diraca, w konsekwencji czego pojawił się niesymetryczny ich opis w powstającej wtedy kwantowej teorii pola. Swobodne cząstki były opisywane przez tradycyjne rozwiązania z dodatnią energią, natomiast antycząstki przypisywano brakującym cząstkom (dziurom) w wypełnionym „morzu Diraca”, posiadającym ujemną energię. W późniejszym czasie kwantowa teoria pola, która wytłumaczyła szereg problemów relatywistycznej mechaniki kwantowej, ten problem też rozwiązała. Zrobili to w 1934 roku Furry i Oppenheimer dla fermionów [7] oraz Pauli i Weisskopf dla bozonów [8]. W 1933 roku odpowiedź na pytanie, dlaczego cząstki i antycząstki pojawiają się niesymetrycznie, nie była znana. Zajęcie się więc wtedy tym zagadnieniem było bardzo ważne i wymagało rozwiązania.

3. Jak? Symetryczny sposób wprowadzenia cząstek i antycząstek

Cząstki i antycząstki mają identyczne masy, a więc ich równania ruchu bez zewnętrznego pola rozróżniającego ładunek są identyczne. Różnica pojawi się przy oddziaływaniu z polem np. elektromagnetycznym. Jeżeli cząstka o ładunku q oddziałuje z polem opisanym czteropotencjałem A^{μ}, to jej zachowanie opisuje równanie ruchu, w którym czterodywergencję ∂^{μ} zastępujemy wyrażeniem:

$$\partial_{\mu} \rightarrow \partial_{\mu} + iqA_{\mu} \ , \tag{7}$$

w którym dla cząstek np. elektronów kładziemy q = – e , natomiast dla pozytonów, q = e. Ze względu na to, że w (7) ładunek występuje razem z jednostką urojoną „i”, to zmiana znaku ładunku w tym wyrażeniu jest równoważna ze sprzężeniem zespolonym:

$$(iq)^* = i(-q). \tag{8}$$

Jeżeli w równaniu ruchu nie ma innych wyrażeń zespolonych, to przejście od cząstek do antycząstek ogranicza się do wykonania operacji sprzężenia zespolonego. Tak jest w równaniu KG i wtedy rozwiązanie dla antycząstek ma postać:

$$\psi^c(x) = \psi^*(x), \tag{9}$$

W równaniu Diraca (Eq. 2) już tak w ogólności nie jest. Występują tam macierze Diraca γ^{μ} łącznie z jednostką urojoną „i”, operacja sprzężenia ładunkowego jest bardziej skomplikowana i zależy od postaci macierzy Diraca. W tradycyjnie przyjmowanych reprezentacjach, w których macierz γ^2 jest czysto urojona, a pozostałe trzy macierze są rzeczywiste, operacja sprzężenia ładunkowego ma postać:

$$\psi^c(x) = C\overline{\psi}^T(x) = i\gamma^2\psi^*(x)\,, \tag{10}$$

gdzie C jest macierzą o własnościach:

$$C\gamma_{\mu}^T C^{-1} = -\gamma_{\mu}, \qquad C^{-1} = C^T = -C. \tag{11}$$

Sytuacja będzie wyglądać inaczej w reprezentacji, w której macierze Diraca są czysto urojone. Wtedy, łącznie z jednostką urojoną „i” występującą w równaniu Diraca, dadzą one czysto rzeczywisty wkład i operacja sprzężenia ładunkowego będzie identyczna jak w równaniu KG. Bispinor antycząstki będzie sprzężeniem zespolonym bispinora cząstki. Majorana znalazł taką reprezentację dla macierzy gamma Diraca. Jest ona w chwili obecnej znana jako reprezentacja Majorany:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_2 \\ \sigma_2 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^1 = \begin{pmatrix} i\sigma_3 & 0 \\ 0 & i\sigma_3 \end{pmatrix},$$
$$\gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma_2 \\ \sigma_2 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^3 = \begin{pmatrix} -i\sigma_1 & 0 \\ 0 & -i\sigma_1 \end{pmatrix}. \tag{12}$$

Następnie rozłożył bispinor cząstki na część rzeczywistą i urojoną:

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\chi_1(x) + i\ \chi_2(x)). \tag{13}$$

Wtedy bispinor dla antycząstki różni się jedynie znakiem w drugiej części:

$$\psi^c(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\chi_1(x) - i\ \chi_2(x)). \tag{14}$$

Bispinory $\chi_{1,2}$ są kombinacją rozwiązań dla cząstek i antycząstek:

$$\chi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi(x) + \ \psi^c(x)), \quad \chi_2 = \frac{1}{i\sqrt{2}}(\psi(x) - \psi^c(x)), \tag{15}$$

spełniają więc identyczne równanie Diraca

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\chi_{1,2}(x) = 0, \tag{16}$$

i są neutralne. Oznacza to, że bispinory te po operacji sprzężenia ładunkowego nie zmieniają się:

$$\chi_{1,2}^c = \chi_{1,2}. \tag{17}$$

Obliczając czteroprąd dla nowych rozwiązań Majorana otrzymał:

$$j_i^\mu \equiv \overline{\chi}_i \gamma^\mu \chi_i = \overline{\chi}_i^c \gamma^\mu \chi_i^c = -\overline{\chi}_i \gamma^\mu \chi_i = 0, \tag{18}$$

co wyraźnie jeszcze raz potwierdza, że otrzymane obiekty są elektrycznie neutralne, ich ładunki elektryczne, a także każde inne, są równe zero. Formalnie więc, zamiast cząstki i antycząstki o różnych ładunkach, Majorana wprowadził dwie nowe cząstki, które są własnymi antycząstkami. Następnie Majorana przeszedł do zasadniczej części rozważań i pokazał, że wprowadzenie nowych obiektów pozwoliło w symetryczny sposób potraktować cząstki i antycząstki. W tym celu, korzystając ze znanej już wtedy procedury kwantowania fermionów Jordana-Wignera [9], obliczył operator energii – pędu dla nowych cząstek opisanych operatorami pola $\chi_{1,2}$:

$$P_i^\alpha = \sum_\lambda \int d^3p\ [p^\alpha a_i^\dagger(p,\lambda) a_i(p,\lambda)], \tag{19}$$

w którym wielkości a oraz $a^\dagger$ są odpowiednio operatorami anihilacji i kreacji cząstek z odpowiednim pędem (p) i skrętnością (λ). Jak widać w operatorze energii – pędu nie pojawiają się kwanty z ujemnym wartościami energii. Można się tego było spodziewać; zamiast cząstek i antycząstek, Majorana wprowadził dwa nowe obiekty identyczne ze swoim antycząstkami. Nie ma wkładów z ujemną energią, bo formalnie nie ma antycząstek. Teraz sytuację można odwrócić i ponownie rozpatrzyć cząstki Diraca. Definiując nowe operatory anihilacji dla cząstek o ładunku *(e)*, pędzie *(p)* i skrętności (λ):

$$c(p,\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1(p,\lambda) + i\ a_2(p,\lambda)), \quad d(p,\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1(p,\lambda) - i\ a_2(p,\lambda)), \tag{20}$$

i odpowiednie operatory kreacji będące sprzężeniami hermitowskimi operatorów anihilacji, Majorana otrzymał:

$$P^{\alpha} = \sum_{\lambda} \int d^3p \; p^{\alpha}[c^{\dagger}(p,\lambda)c(p,\lambda) + d^{\dagger}(p,\lambda)d(p,\lambda)]. \tag{21}$$

I podobnie dla operatora ładunku elektrycznego:

$$Q = \sum_{\lambda} \int d^3p \; [c^{\dagger}(p,\lambda)c(p,\lambda) - d^{\dagger}(p,\lambda)d(p,\lambda)]. \tag{22}$$

W obydwu przypadkach cząstki i antycząstki występują symetrycznie. W swojej pracy Majorana napisał:

„Uogólnienie metody kwantowania Jordana-Wignera nie tylko dało możliwość utworzenia symetrycznej teorii dla elektronu i pozytonu, ale powstała także zasadniczo nowa teoria dla cząstek bez ładunku elektrycznego (neutrony i hipotetyczne neutrina)".

I dalej:

„Chociaż w chwili obecnej dla cząstek neutralnych nie jest prawdopodobnie możliwe eksperymentalne rozstrzygnięcie pomiędzy nową a prosto rozszerzoną teorią Diraca, powinno się mieć świadomość, że nowa teoria w niezbędnym do tej pory obszarze, wprowadza mniejszą liczbę hipotetycznych wielkości".

Majorana sformułował kwantową teorię pola, w której fermiony i antyfermiony pojawiają się symetrycznie. Rok później symetryczny sposób kwantowania fermionów i bozonów został ogólnie rozwiązany przez odpowiednie przedefiniowanie operatorów kreacji i anihilacji antycząstek [7], [8]. W momencie publikacji pracy Majorany w 1937 roku, cztery lata po jej napisaniu, kwestia symetryczności była już więc rozwiązana. To, co ciągle pozostawało nowością, to sugestia istnienia fermionów identycznych z własnymi antycząstkami.

4. Dalsze losy pomysłu Majorany

Zaraz po ukazaniu się pracy Majorany, Racah [10] zaproponował metodę rozróżnienia neutrin Diraca od neutrin Majorany. Jeżeli neutrina powstałe z rozpadu beta jąder:

$$(A, Z) \to (A, Z+1) + e^{-} + \nu, \tag{23}$$

zderzają się z innymi jądrami (A', Z') i powodują emisje elektronów:

$$\nu + (A', Z') \to (A', Z' + 1) + e^{-}, \tag{24}$$

to neutrina mają naturę Majorany. Jeżeli ten proces nie zachodzi, to mamy do czynienia z neutrinami Diraca. Chociaż ta metoda jest teoretycznie dobra, praktycznie jest mało skuteczna. Dwa lata później Furry [11] zaproponował inną metodę. Powrócił do pomysłu Marii Goeppert Mayer przewidującego, iż pewne jądra parzysto-parzyste zamiast pojedynczego rozpadu beta, mogą rozpadać się emitując dwa elektrony i dwa antyneutrina:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + 2\overline{\nu}_e. \tag{25}$$

Furry zauważył, że dla neutrin Diraca możliwość podana przez Goeppert Mayer jest jedynym kanałem rozpadu. Natomiast w przypadku neutrin Majorany będzie możliwy dodatkowo inny rozpad, z emisją dwóch elektronów bez neutrin:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^-. \tag{26}$$

Rozpad ten, zwany bezneutrinowym podwójnym rozpadem beta, do dnia dzisiejszego stanowi jedyny dostępny eksperyment, w którym będzie można wykryć naturę neutrin. Niestety, do chwili obecnej dla żadnego jądra parzysto-parzystego nie zaobserwowano takiego rozpadu.

Jak wspomnieliśmy wcześniej neutrina Weyla, nie zostały zaakceptowane, gdyż wydawało się, iż nie można z ich udziałem zbudować teorii posiadającej symetrię odbicia przestrzennego. Operacja ta powoduje zamianę neutrin jednego typu w drugi:

$$\psi_L(t, \vec{x}) \longrightarrow \psi_R(t, -\vec{x}). \tag{27}$$

Podobne własności posiadają pola neutrin Majorany. Widać to prosto w reprezentacji Weyla dla macierzy Diraca, gdzie dwa rodzaje pól neutrin Majorany można zapisać z wykorzystaniem prawych i lewych pól Weyla:

$$\chi_1 = \begin{pmatrix} -i\sigma_2\psi_L^* \\ \psi_L \end{pmatrix}, \tag{28}$$

$$\chi_2 = \begin{pmatrix} \psi_R \\ i\sigma_2\psi_R^* \end{pmatrix}. \tag{29}$$

Wydawało się, że mając do dyspozycji tylko jedno z neutrin χ_1 lub χ_2, nie można zbudować teorii P symetrycznej. Te teoretyczne względy powodowały niewielkie zainteresowanie neutrinami Majorany. Na początku lat 50. doszedł do tego znacznie poważniejszy argument przeciwko neutrinom Majorany oparty na obserwacjach doświadczalnych. W 1952 roku R. Davis stwierdził, że dla antyneutrin z reaktorów nie obserwuje się reakcji:

$$\overline{\nu}_e + {}^{37}_{17}Cl \longrightarrow e^- + {}^{37}_{18}Ar. \tag{30}$$

Po doświadczalnym wykryciu neutrin w 1956 roku było wiadomo, że może natomiast zajść reakcja:

$$\nu_e + {}^{37}_{17}Cl \longrightarrow e^- + {}^{37}_{18}Ar. \tag{31}$$

Upadła wtedy koncepcja neutrin Majorany. Wprowadzona została elektronowa liczba leptonowa, która rozróżniała neutrina od antyneutrin:

$$L_{\nu_e} = 1, \qquad L_{\overline{\nu}_e} = -1. \tag{32}$$

W 1956 roku najpierw Lee i Yang zasugerowali, a rok później zaobserwowano (Wu, 1957), że symetria inwersji przestrzennej nie jest dobrą symetrią w oddziaływaniach słabych. W tym samym roku zauważono, że można łatwo zrozumieć łamanie tej symetrii przyjmując, iż obserwowane neutrina są bezmasowymi cząstkami Weyla opisywanymi lewoskrętnymi spinorami (Lee & Yang; Landau; Salam). W tym samym czasie pokazano też (Pauli; McLennan; Case; Gursey), że kinematycznie, bez uwzględniania oddziaływań, neutrina Weyla są równoważne bezmasowym neutrinom Majorany. W 1958 roku Feynman & Gell Mann; Sudarshan & Marshak; Samurai zasugerowali, że oddziaływania słabe mają naturę V-A. W tym samym roku Goldchaber pokazał, że neutrina posiadają skrętność ujemną, a antyneutrina dodatnią. W takiej sytuacji w żaden sposób nie potrafimy rozstrzygnąć, czy zachowanie liczby leptonowej, czy też różna skrętność neutrin i antyneutrin powoduje, iż w pewnych procesach pojawiają się neutrina, a w innych antyneutrina. Tak więc w 1958 roku neutrina Majorany połowicznie powróciły na scenę. Nie tylko kinematycznie, ale także dynamicznie nie można było ich rozróżnić od neutrin Weyla. Opisana sytuacja, a mianowicie:

– neutrina są bezmasowe i ich oddziaływania mają naturę V-A,
– nie ma możliwości rozróżnienia pomiędzy neutrinami Weyla z zachowaniem liczby leptonowej i neutrinami Majorany ze złamaną liczbą L,

trwała przez następnych kilkanaście lat.

5. Neutrina Majorany 70 lat później

Z teoretycznego punktu widzenia w pełni renesans neutrin Majorany nastąpił w latach 70., gdy zaczęto poszukiwać zunifikowanej teorii oddziaływań elektrosłabych i silnych (Pati & Salam; Georgy & Glasgow; Fritzsch & Minkowski). Neutrina Majorany, jako obiekty całkowicie elementarne (cząstki Diraca, jak widzieliśmy, można uważać za złożenie dwóch cząstek Majorany), występują w tych teoriach w naturalny sposób. Poza tym w ramach takich teorii istnieje prosty sposób wyjaśnienia małej masy neutrin poprzez tzw. mechanizm huśtawki (Yanagida; Gell-Mann, Ramond, Slansky). To, iż neutrina są cząstkami posiadającymi masę, sugerowały już pierwsze obserwacje neutrin słonecznych (R. Davis) na przełomie lat 70. i 80. Po serii wspaniałych eksperymentów, początkowe podejrzenia sprawdziły się. Eksperymenty wykonane w ostatnich latach w Kamiokande (1998), SNO (2001) i KamLAND (2003) potwierdziły ten fakt z dużą precyzją. Obecnie wiemy, że masa neutrin jest znacznie mniejsza od mas innych fermionów posiadających ładunek – leptonów naładowanych i kwarków. Są istotne teoretyczne powody, aby twierdzić, że powodem tej różnicy mas jest natura cząstek. Neutrina mają znacznie mniejszą masę, bo są cząstkami Majorany. Leptony naładowane i kwarki to cząstki Diraca i dlatego ich masa jest większa. W ten sposób natura cząstek jest związana z wielkości ich mas. Nic więc dziwnego, że Pontecorvo był zdania, iż „wyjaśnienie, czy neutrina są swoimi własnymi antycząstkami, to centralny problem fizyki cząstek". Niestety, dominujące oddziaływanie V-A neutrin powoduje, że eksperymenty do dnia dzisiejszego nie dały odpowiedzi na to zasadnicze pytanie.

Panuje jednak obecnie przekonanie, iż neutrina istotnie mają naturę Majorany. Praktycznie wszystkie teorie wykraczające poza Model Standardowy, których badanie jest obecnie centralnym punktem zainteresowania w fizyce cząstek elementarnych, przewidują taki scenariusz. Jeżeli dodać do tego zainteresowania neutrinami Majorany w kosmologii i astrofizyce, trzeba przyznać, że nazwisko Majorany jest przywoływane nadzwyczaj często w dyskusjach i pracach naukowych w tych trzech bardzo ważnych dziedzinach obecnej aktywności naukowej.

Literatura

[1] Majorana E., Nuovo Cimento14 (1937): 171.
[2] Klein O., Z.Phys. 37 (1926): 895.
[3] Gordon W., Z.Phys. 40 (1926): 117.
[4] Dirac P.A.M., Proc.R.Soc. A117 (1928): 610.
[5] Weyl H., Zeit.f.Phys. 56 (1929): 330.
[6] Van der Waerden B.L., Gottinger Nachrichten 100 (1929): 18.
[7] Furry W.H. i Oppenheime J.R. r, Phys. Rev. 45 (1934): 245.
[8] Pauli W. i Weisskopf V., Helv.Phys. Acta 7 (1934): 709.
[9] Jordan P. i Wigner E., Z. Phys. 44 (1928): 631.
[10] Racah G., Nuovo Cimento 14 (1937): 322.
[11] Furry W., Phys. Rev. 56 (1938): 1184.

Abstract

Majorana Neutrinos

Towards the end of the 1920s quantum theory, which was just developing, described particles and antiparticles in an asymmetric way. According to earlier Dirac's suggestions, positive electric charge was attributed to particles and negative electric charge to antiparticles. In 1933 Majorana wrote a work on symmetric quanting of particles and antiparticles of half-spin. While dealing with this problem Majorana introduced completely neutral particles being their own antiparticles. Presently, in quantum filed theory, another way of symmetric description of matter and antimatter is accepted. It is different from the one proposed by Majorana. Yet, the concept of complete neutral objects has remained and is very popular today. It seems that everything lead to the conclusion that neutrinos are Majorana particles.

The paper explains why Majorana wanted to solve this problem, how it happened that when he was introducing the symmetric description of matter, neutral particles occurred. It is also presented what has happened with Majorana's idea since then, and what is the present role of neutral particles introduced by him.