

Kazimierz BODEK

O TEORII JĄDRA PRACA ETTORE MAJORANY OPUBLIKOWANA W ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIK 82, 137 (1933)

Jest rzeczą ryzykowną próbować streścić dorobek intelektualny tej jedynej pracy Ettore Majorany, która bezpośrednio dotyczy fizyki jądrowej. Powstała ona w czasie, gdy fizyka jądrowa dopiero się formowała, a zaproponowany w niej obraz oddziaływań jądrowych jest właściwie do dzisiaj aktualny. Żadne też omówienie nie zastąpi fizykom przeczytania samej pracy i to najlepiej w języku oryginału. Jest napisana – na tyle, na ile mogę ocenić – bardzo staranną niemiecką. Wykład jest prosty i zarazem elegancji. Miejscami nawet trochę emocjonalny. Niektóre wątki Majorana powtarza wielokrotnie, jakby chciał zwrócić na nie szczególną uwagę czytelnika. I chociaż właściwie podważa główne pomysły swojego gospodarza i jednego z najbardziej uznanych w owym czasie znawców jąder atomowych, Wernera Heisenberga, robi to z kurtuazją i bez cienia triumfalizmu. Odnajduję w tej pracy swoistego „ducha”.



Praca powstała w czasie kilkumiesięcznego pobytu Ettore Majorany w Lipsku, w katedrze Wernera Heisenberga, na przełomie lat 1932–1933. Był to bodajże jedyny tak długi pobyt Majorany poza domem, do czego namówił go Enrico Fermi. To był niezwykle intensywny dla rodzącej się fizyki jądrowej okres, po odkryciu neutronu przez J. Chadwicka na początku 1932 roku.

Odkrycie, że z jąder atomowych można wybijać cząstki neutralne o masie zbliżonej do masy atomu wodoru, pozornie komplikowało sytuację. Pojawił się

jeszcze jeden obiekt, który musi się znajdować w jądrach, skoro można go z nich wybić. A przecież wylatywały już z jąder cząstki α – jądra helu, cząstki β – elektrony i promienie γ – fotony. Czy zatem wszystkie te obiekty są składnikami struktury jądra atomowego? W. Heisenberg traktował nowo odkrytą cząstkę neutralną jako układ związany protonu i elektronu, jako swoistą „ciasną odmianę atomu wodoru”, bo przecież nie mogła być większa od rozmiarów jądra. Taki obraz miał jednak poważne wady. Nie było niezależnych dowodów, że coś takiego może istnieć, a poza tym taki obiekt nie jest fermionem. Z dyskutowanej tutaj pracy jednoznacznie wynika, że Majorana zdawał sobie sprawę, iż protony i neutrony są do siebie bardzo podobne: neutron jest elektrycznie neutralną odmianą protonu. Zaproponował więc model, w którym jądra atomowe zbudowane są tylko i wyłącznie z protonów i neutronów. W teorii należy traktować te cząstki równorzędnie. Uważa się, że to Dmitrij D. Iwanienko pierwszy rozważał model jąder złożonych z protonów i neutronów, ale są powody do przypuszczeń, że jednak Majorana przyjął to założenie niemal rok wcześniej.

Trafność założeń Majorany jest trudna do przecenienia. W świetle chromodynamiki kwantowej, współczesnej teorii oddziaływań silnych, proton i neutron są ze sobą blisko spokrewnione. Często też uważa się je za dwa stany tej samej cząstki: nukleonu. Podobnie przyjęcie, że jądra atomowe składają się z neutronów i protonów, przetrwało próbę czasu. W stanach podstawowych i dla wzbudzeń rzędu kilkudziesięciu megaelektronowoltów, nukleony stanowią jedyne stopnie swobody, które są istotne dla zrozumienia struktury jądrowej.

Podstawowym celem, jaki postawił sobie Majorana, było skonstruowanie sił, jakimi działają na siebie składniki jąder, czyli protony i neutrony. Siły te powinny odzwierciedlać najbardziej ogólne i oczywiste właściwości jąder. Nie należy się przy tym uciekać do niepewnych założeń ani dokonywać sztucznych parametryzacji. Te najbardziej ogólne i oczywiste własności jąder to odmienność ich struktury, jeśli porównać jądra z atomami. Jądra wydają się nie mieć takiego „centrum uporządkowania”, jakim jest jądro dla atomów. Elektrony, które wypełniają całą przestrzeń atomów, oddziałują przede wszystkim z bardzo małym, ciężkim i bezwładnym jądrem – nośnikiem dodatniego ładunku elektrycznego. W pierwszym przybliżeniu oddziaływania elektronów między sobą można zaniedbać. „Tkanka” elektronowa atomów jest dość rzadka, łatwo przenikalna nawet dla niezbyt energetycznych pocisków. Jądra atomowe zachowują się inaczej. Jako zbiory protonów i neutronów, wydają się nie mieć takiego centrum organizowania struktury jak atomy. Oddziałują tylko w bezpośrednim kontakcie i wyraźnie nie są punktowe. Siła działająca pomiędzy nukleonami musi zniknąć na dużych odległościach. Jest przyciągająca, gdy powierzchnie nukleonów są blisko siebie i mocno odpychająca przy próbie wnikania jednego w drugi. Takie zachowanie sił jest znane w chemii i prowadzi do zjawiska wysycenia sił i utrzymywania stałej gęstości materii, mimo dużej różnicy mas układów. Jądra lekkie i ciężkie mają bardzo podobny stosunek masy do objętości, a pewne różnice gęstości materii

jądrowej da się wytłumaczyć odpychaniem dodatnio naładowanych protonów. Inną, charakterystyczną cechą jąder jest ich „nieprzepuszczalność”. Trafienie cząstką w jądro prawie zawsze kończy się jej pochłonięciem albo rozproszeniem. Takie zachowanie przypomina materię makroskopową w fazie skondensowanej (ciecz, ciało stałe).

Tworząc swoją teorię jądra atomowego, Majorana przyznaje, że nie będzie ona mogła wyjaśnić starego problemu z rozpadem β , który wydawał się nie zachowywać energii, ale nie przejmując się tym bardzo. Intuicja nie zawiodła Majorany. Problem wyjaśnił niedługo potem Wolfgang Pauli (hipoteza neutrino), a słabe oddziaływanie, które wywołuje rozpady β , nie ma żadnego wpływu na strukturę jąder.

Mając w jądrze dwa rodzaje cząstek, protony i neutrony, Majorana potrzebował trzech sił: działającej pomiędzy dwoma protonami (p-p), pomiędzy dwoma neutronami (n-n) oraz pomiędzy neutronami i protonami (n-p). Uznał, że najważniejsze jest jądrowe oddziaływanie pomiędzy neutronami i protonami oraz że nie da się pominąć odpychania coulombowskiego naładowanych elektrycznie protonów. A zatem jądrowe oddziaływanie p-p i n-n zostało całkowicie pominięte. Dzisiaj wiemy, że to oddziaływanie nie jest do zaniebawania, ale dla struktury jądrowej ma ono dwa razy mniejsze znaczenie niż oddziaływanie n-p.

Dla oddziaływania n-p Majorana potrzebował siły typu van der Waalsa: silnie odpychającej na małych odległościach, przyciągającej, gdy cząstki stykają się swoimi powierzchniami i znikającej, gdy się od siebie oddalą. Taką właściwość generuje w Hamiltonianie człon energii potencjalnej, który ma postać „energii wymiany”:

$$(Q', q' | J | Q'', q'') = -\delta(q' - Q'') \delta(q'' - Q') J(r), \quad r = |q' - Q'|,$$

gdzie Q – współrzędna neutronu, q – współrzędna protonu, $J(r)$ – dodatnio określona funkcja kształtu. Majorana uważa, że w ten sposób unika się sztucznego narzucenia zależności energii potencjalnej pary n-p od odległości. Dla symetrycznych funkcji falowych pary n-p mamy do czynienia z przyciąganiem, a funkcje antysymetryczne generują odpychanie.

Globalne funkcje falowe układu n_1 neutronów i n_2 protonów otrzymuje się przez antysymetryzację iloczynów indywidualnych, ortogonalnych funkcji nukleonów, a funkcja całego jądra przyjmuje postać:

$$\psi = \psi_N(Q_1, \Sigma_1, \dots, Q_{n_1}, \Sigma_{n_1}) \psi_P(q_1, \sigma_1, \dots, q_{n_2}, \sigma_{n_2}).$$

Σ_i, σ_i oznaczają odpowiednio współrzędne spinowe neutronów i protonów. Jako funkcje indywidualnych cząstek Majorana przyjmuje pakiety falowe swobodnych cząstek, choć to prowadzi do pewnego błędu: każdy neutron oddziałuje przecięż (średnio) z jednym lub dwoma protonami i na odwrót. Zakłada się jednak, że ten błąd nie może być istotny, jeśli jądro składa się z dużej liczby nukleonów.

W dalszym ciągu obliczenia Majorany przebiegają standardowo: używając zaproponowanej przez siebie funkcji falowej jądra, stara się zminimalizować całkowitą energię W :

$$W = T + E + A.$$

T reprezentuje energię kinetyczną, E – elektrostatyczną, pochodzącą od ładunków elektrycznych protonów, a A to właśnie wprowadzona przez Majoranę energia wymiany par n-p. Stosując technikę macierzy gęstości Diraca:

$$\langle q' | \rho_N | q'' \rangle = \sum_{\sigma_i=1}^2 \sum_{i=1}^2 \psi_N^i(q', \sigma_i) \bar{\psi}_N^i(q'', \sigma_i), \quad \langle q' | \rho_P | q'' \rangle = \sum_{\sigma_i=1}^2 \sum_{i=1}^2 \psi_P^i(q', \sigma_i) \bar{\psi}_P^i(q'', \sigma_i)$$

oraz ich klasyczne przybliżenia, $\rho_N(p, q)$ i $\rho_P(p, q)$, Majorana wykazał, że:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2M} \int \frac{\rho_N(p, q) + \rho_P(p, q)}{h^3} p^2 dp dq \\ E &= \frac{e^2}{2} \int \frac{\rho_P(p, q) \rho_P(p', q')}{h^6} \frac{1}{|q - q'|} dp dq dp' dq' \\ A &= \int \frac{\rho_N(p, q) V_N(p, q)}{h^3} dp dq = \int \frac{\rho_P(p, q) V_P(p, q)}{h^3} dp dq, \end{aligned}$$

przy czym

$$\langle q' | V_N | q'' \rangle = -\langle q' | \rho_P | q'' \rangle J|q' - q''|, \quad \langle q' | V_P | q'' \rangle = -\langle q' | \rho_N | q'' \rangle J|q' - q''|.$$

Przyjmując upraszczające założenie (w granicznym przypadku dużej gęstości), że stany są albo obsadzone oddziaływającymi parami n-p, albo puste, dochodzimy do wniosku, że:

$$V_P(p, q) = -J(0) \rho_N(p, q),$$

a energia wymiany:

$$A = -2J(0) \int \frac{\rho_P(p, q)}{h^3} dp dq = -2J(0) n_2.$$

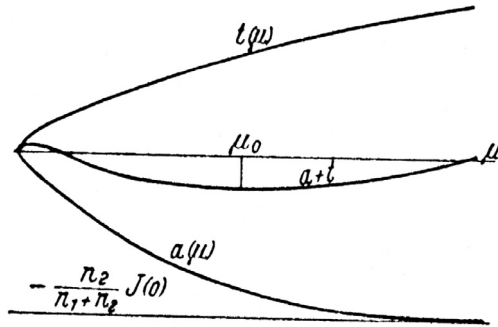
Przedstawiając energię wymiany przypadającą na jeden nukleon $a = A/(n_1 + n_2)$ jako funkcję gęstości μ , można wykazać, że:

$$a \rightarrow 0 \quad \text{gdy} \quad \mu \rightarrow 0, \quad a \rightarrow -\frac{2n_2}{n_1 + n_2} J(0) \quad \text{gdy} \quad \mu \rightarrow \infty.$$

A więc wkład od siły wymiany znika dla bardzo małych gęstości oraz dąży do stałej dla gęstości bardzo dużych. Jest to zachowanie bardzo pożądane, zważywszy, że wkład od energii kinetycznej, przypadającej na jeden nukleon $t = T/(n_1 + n_2)$, rośnie z gęstością jak:

$$t(\mu) = \kappa\mu^{2/3}.$$

Ostatecznie więc całkowita energia przypadająca na jeden nukleon (pomijamy na chwilę energię elektrostatyczną) posiada minimum dla pewnej wartości μ_0 , która zależy wyłącznie od stosunku n_1/n_2 . Obrazuje to wykres skopiowany z oryginału (ryc. 1).



Ryc. 1. Energie kinetyczna i potencjalna przypadające na jedną cząstkę

Pozostaje jeszcze jeden problem: jak wybrać czynnik kształtu $J(r)$ przy możliwie najmniejszej liczbie założeń? Majorana rozważa dwie możliwości:

$$J_1(r) = \lambda \frac{e^2}{r}, \quad J_2(r) = Ae^{-\beta r}.$$

Pierwsza z nich, wzorowana na energii coulombowskiej, ma tylko jeden parametr, który należałoby otrzymać z doświadczenia, ale też tę samą wadę, co potencjał Coulomba: prowadzi do nieskończonych przekrojów czynnych. Druga funkcja reprezentuje potencjał krótkozasięgowy, dający skończony przekrój czynny, ale wymaga ona dwóch stałych doświadczalnych.

W omawianej tu pracy Ettore Majorana osiągnął swój zasadniczy cel: bez czynienia sztucznych założeń skonstruował taki model sił wymiany działających między nukleonami, że materia jądrowa wykazuje zgodne z doświadczeniem właściwości, a przede wszystkim jej gęstość jest prawie taka sama dla lekkich i ciężkich jąder (zależy tylko od stosunku liczby protonów i neutronów). Model Majorany różni się od modelu Heisenberga znakiem sił wymiany oraz własnościami symetrii funkcji własnych. Również cały rachunek statystyczny jest inny niż u Heisenberga.

Z perspektywy czasu jest oczywiste, że praca Ettore Majorany istotnie przyczyniła się do powstania „kropkowego modelu jądra”, który potrafi wyjaśnić wiele własności jąder i ich przemian (np. semi-empiryczny wzór na masę jądra, C.F. Weizsäcker, 1935). Równocześnie Majorana mylił się, co do braku oddziaływań jądrowych pomiędzy parami identycznych cząstek, n-n i p-p. Jest ono wpraw-

dzie dwa razy słabsze niż oddziaływanie par n-p, ale nie można go zaniedbać. Inny pogląd Majorany, który z biegiem czasu musiał ulec rewizji, to brak wyraźnego „centrum organizacji” struktury – odpowiednika roli odgrywanej przez jądro dla struktury atomów. W rzeczywistości centrum takie istnieje, choć ma charakter „kolektywny”. To grupa najsilniej związanych nukleonów, tworzących tak zwany rdzeń, które razem wytwarzają pole tak silne, że pozostałe nukleony (tzw. walencyjne) oddziałują przede wszystkim z tym rdzeniem; oddziaływanie nukleonów walencyjnych między sobą można zaniedbać w pierwszym przybliżeniu. W jądrach tworzy się struktura, przypominająca powłoki atomowe elektronów.

Tej ostatniej uwagi nie należy traktować jako krytyki. Jest i tak godne podziwu, że mając do dyspozycji bardzo skromne dane doświadczalne na temat własności jąder, Majorana zdołał stworzyć model, który w istocie jest aktualny i dzisiaj. Praca *O teorii jądra* opublikowana przez Ettore Majoranę w tomie 82 *Zeitschrift für Physik* w 1933 roku należy do klasyki – jest jedną z tych, które ukształtowały nasz obraz jąder atomowych.

Abstract

The paper entitled „Über die Kerntheorie“ published by Ettore Majorana in *Zeitschrift für Physik* in 1933 is an extraordinary work which inspired many researchers in the early stage of nuclear physics. Based on very modest experimental facts Majorana constructed a model of an atomic nucleus as a collection of nucleons: protons and neutrons interacting with each other with Van der Waals like forces. Such a nucleus is nontransparent and reveals almost constant mass distribution – properties which were confirmed in thousands of experiments in next decades and resulted in the “drop model” being in use till today.