

O fizyce prawie wszystkiego w stulecie odkrycia Rutherforda *

Krzysztof Pomorski

Katedra Fizyki Teoretycznej, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej

Streszczenie

Obecny rok Marii Curie-Skłodowskiej jest dobrą okazją do przedstawienia aktualnych problemów fizyki jądra atomowego, zwanej też coraz częściej fizyką femtowej. Przełomowe odkrycie Rutherforda z 1911 roku zmieniło całkowicie dotychczasowe poglądy na budowę atomów i dało początek temu nowemu działowi nauki. Na naszą obecną wiedzę o budowie jądra atomowego pracowało kilka pokoleń uczonych i nie sposób wymienić tu wszystkich ich zasług. W tym wykładzie przypomnę więc tylko kilka przełomowych odkryć i idei, które stanowiły niejako kamienie milowe w rozwoju fizyki jądrowej. W dalszej części artykułu omówię główne kierunki badań teoretycznych i doświadczalnych w tym dziale fizyki.

Abstract

*On Physics of Almost Everything
in the 100th Anniversary of Discovery of Atomic
Nucleus*

The year of Marie Curie-Skłodowska gives a good opportunity to present current problems of nuclear physics, which is also called 'femtophysics'. The discovery of Rutherford done in 1911 has completely changed the view on atomic structure and begun this new branch of physics. It is rather impossible to enumerate contribution of several scientists to our present knowledge of nuclear structure. I am going to remind here only the most important discoveries and ideas which are a kind of 'mile stones' in the evolution of nuclear physics. In the second part of my lecture I would like present the most important experimental and theoretical researches in this branch of physics. W tym opracowaniu chciałbym się skupić na epoce która nastąpiła po historycznych odkryciach Marii Curie a mianowicie okresie od roku 1911 i przełomowego odkrycia Ernesta Rutherforda do chwili obecnej. Pracę tę dedykuję moim nauczycielom profesorom Stanisławowi Szpikowskiemu, Zdzisławowi Szymańskiemu i Adamowi Sobczewskiemu.

Będę starał się opowiedzieć pokrótce o najważniejszych kamieniach milowych w rozwoju fizyki jądrowej a w dalszej części wykładu skupię się na kilku wybranych zagadnieniach, bo nie sposób jest przedstawić tak obszernego materiału w krótkim opracowaniu. Chciałbym się najpierw usprawiedliwić z tytułu, dlaczego piszę o fizyce prawie wszystkiego? Otóż gdybyśmy wzięli

naszą Ziemię i zmierzyli masę wszystkich jąder atomowych w niej znajdujących się i podzielili ją przez masę wszystkich atomów, czyli masę Ziemi, to wyszła by nam liczba bardzo zbliżona do jedności. Prawie cała masa otaczającego nas świata jest skupiona wewnątrz jąder atomowych. Tylko około 0.03 % masy znajduje się w powłokach elektronowych a prawie cała masa jest w jądrach. Oczywiście wszyscy zdajemy sobie sprawę, że to *prawie* robi wielką różnicę, to dzięki tym 0.03 % mamy chemię, biologię, czy to piękno które obserwujemy na co dzień np. w kwiatach. Nie można więc mówić, że fizyka jądrowa objaśnia prawie wszystko, ale też nie można popaść w inną skrajność i lekceważyć to prawie wszystko, bo nas to nie dotyczy. Jądra atomowe istnieją i tam zawarta jest prawie cała materia i trzeba się tym zajmować niezależnie, czy ktoś lubi energię jądrową, czy jest jej przeciwnikiem.

13 juillet sublimation de
distillation de bismuth Valant 12 f. 1898
bulf. B, Te et **Po** 0,94

150° sublim
matiere jaune fusible goudron
et. avec l'iodine

220° au dessus bismuth
mat. brune, se volatilise
dans le verre sur plaque

17	240	14
37	450	14
98	650	14
74	830	14

ou laisse refroidir
morceau orange et jaune
200 — 21"

morceau noir, jaune orange, pas mal noir
1000 — 10.5
— 11"

morceau orange, jaune, un peu noir
500 — 15.5

morceau avec un petit peu de noir

Rysunek 1: Pojawienie się symbolu Po nowego pierwiastka (polonu) w notatkach Marii Curie dnia 13 lipca 1898 r.

Chciałbym w tym miejscu pokazać fotokopię notatek Marii Curie z 13 lipca 1898 roku w których pojawił się po raz pierwszy symbol Po - nowego pierwiastka polonu (Rys. 1, lewa strona). W niemal dokładnie w sto lat później, dopisano do układu Mendelejewa kolejny 112 pierwiastek z polskim akcentem, Cn - kopernik. Nazwę

*Wykład wygłoszony na Zjeździe PTF w Lublinie

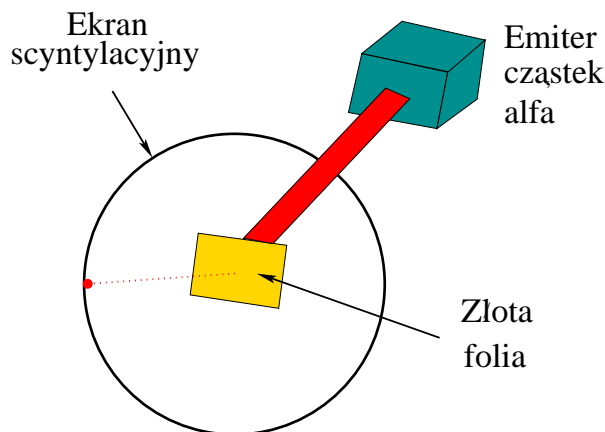


Rysunek 2: Nadanie nazwy nowemu pierwiastkowi Cn (kopernik) w GSI Darmstadt (12 lipca 2010 r.).

tę nadali mu jego odkrywcy z GSI w Darmstadt (Rys. 2, lewa strona), jak to przedstawił prof. Siegurd Hofmann w swoim wykładzie na XVI Polsko-Francuskich Warsztatach Fizyki Jądrowej im. Marii i Piotra Curie w Kazimierzu Dolnym, w uznaniu zasług tego wielkiego uczonego dla światowej nauki. W okresie tych 100 lat dzielących oba wydarzenia fizyka jądrowa bardzo się rozwinęła.

Właściwie początek fizyce jądrowej dało odkrycie Rutherforda z 1911 roku, który badając rozpraszanie cząstek alfa na folii złota doszedł do wniosku, że w środku atomu, w obszarze o średnicy pięć rzędów wielkości mniejszej niż średnica atomu, jest skupiony cały dodatni ładunek jądra a elektrony znajdują się daleko poza tym obszarem. Odkrycie to zburzyło całkowicie obraz atomu, który miał być wg. Thomsona zbudowany z dodatniej materii protonowej w której, jak rodzynki w cieście, tkwią ujemne elektrony, powodując, że cały atom jest obojętny elektrycznie. Do 1911 roku uczeni, w tej liczbie i Maria Curie nie zdawali sobie sprawy z istnienia jąder atomowych. Promieniotwórczość wzbudzonych atomów tworzące serie widmowe, np. serię Balmera, było niewyjaśnioną zagadką, którą dopiero na bazie odkrycia Rutherforda wyjaśnił Niels Bohr, tworząc planetarny model atomu. W tamtych czasach przypuszczano też, że w przemianach promieniotwórczych jest naruszana zasada zachowania energii.

Ernest Rutherford i współpracownicy rozpraszali naładowane cząstki alfa na cienkiej folii złota w aparaturze schematycznie przedstawionej na Rys. 3. Gdyby hipoteza Thomsona była prawdziwa, to część uderzających w folię cząstek alfa zostałaby zatrzymana w materiale a pozostałe po przejściu przez folię biegłyby w tym samym kierunku co padająca wiązka. Dokładny pomiar wykazał, że tor niektórych cząstek alfa ulega zakrzywieniu a część z nich nawet zawraca. Prosty model matematyczny, analogiczny do newtonowskiego,

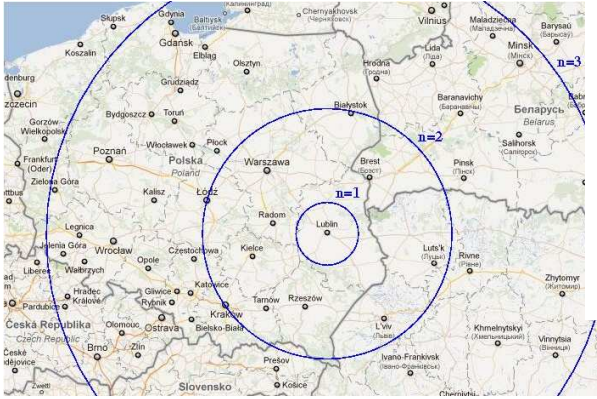


Rysunek 3: Schemat aparatury Geigera i Marsdena na której przeprowadzono pod kierunkiem Rutherforda pomiary kąta rozpraszania cząstek alfa na folii złota [1].

opisującego ruchy planet i komet, opracowany przez Rutherforda pozwolił na ocenę promienia dodatnio naładowanych centrów rozpraszających. Okazało się, że cały ładunek dodatni jest skupiony w jądrze którego rozmiar oszacowany w tym modelu był rzędu 10^{-14} cm [2].

Narodził się w ten sposób model atomu Rutherforda w którym elektrony o ładunku ujemnym krążyły na zewnątrz dodatnio naładowanego jądra. Obraz ten był jednak sprzeczny z klasyczną elektrodynamiką, gdyż elektrony krążące po orbitach doznawały przyspieszenia dośrodkowego, powinny zatem wysyłać promieniowanie elektromagnetyczne i tracić w ten sposób swoją energię, by po pewnym czasie opaść na jądro. Problem ten został rozwiązany przez Nielsa Bohra w 19123 roku, który wprowadził odpowiednie postulaty, kwantujące moment pędu elektronów na orbitach i zezwalające na emisję promieniowania elektromagnetycznego przy przeskokach elektronu z orbity o wyższej energii na orbitę o niższej energii [3]. Model Bohra doskonale objaśniał obserwowane serie emisyjne atomu wodoru i legł u podstaw teorii budowy bardziej złożonych atomów i cząsteczek. Stał się też jedną z przyczyn sprawczych narodzin mechaniki kwantowej z której, między innymi, postulaty Bohra wynikały już w sposób bardziej naturalny.

Okazuje się, że proporcje rozmiarów orbit i jądra są zbliżone do tych występujących w układzie słonecznym. Stosunek promienia Słońca do średniego promienia orbity Ziemi jest tylko ok. dwa razy większy niż odpowiednio stosunki dla jądra ^{197}Au i najniższej orbity (1s) elektronu. Co więcej stosunek mas Słońca i Ziemi jest niemal równy stosunkowi masy jądra złota i elektronu. Atom przypomina układ planetarny pomniejszony 10^{23} razy. Na Rys. 4 przedstawiono atom wodoru w skali $10^{15}:1$ na tle mapy Polski. W tym powiększeniu jądro wodoru odpowiada rozmiarom człowieka a średnica elektronu (znany jej tylko ograniczenie od góry) jest mniejsza od średnicy łebka od szpilki. Te dwa przykłady pozwalają na uzmysłowić sobie, jak pusta jest przestrzeń wewnątrz atomowa i jak zbudowany jest ten femtoświat jąder atomowych.

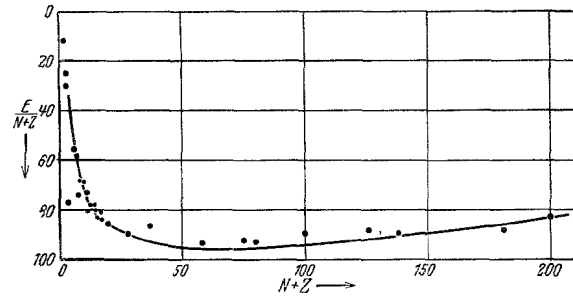


Rysunek 4: Atom wodoru Bohra w skali 1 000 000 000 000 000 : 1 na tle mapy Polski. Jądro wodoru (proton) ma tu średnicę odpowiadającą wzrostowi człowieka (175 cm) a elektron jest nie większy od łebka od szpilki.

W modelu Rutherforda musiano przyjąć, że w jądrze o liczbie masowej A znajduje się A protonów i $A-Z$ elektronów, tak że jego ładunek był równy Z ładunkom elementarnym a masa była około A razy większa od masy protonu. Model Rutherforda nie wyjaśniał jednak jaka to siła utrzymuje ten układ w całości, pomimo olbrzymiego odpychanie kulombowskiego tak skoncentrowanych ładunków dodatnich. Nie było też zrozumiałe dlaczego niektóre elektrony siedzą wewnątrz jądra, podczas gdy inne orbitują wokół niego. Odkrycie momentu pędu atomów srebra w doświadczeniu Otto Sterna i Waltera Gerlacha [4] i wewnętrznego momentu pędu (spinu) elektronu [5], protonu [6] równych po $\hbar/2$, rzuciło nowe światło na budowę jądra. Wykazano, analizując wyniki doświadczeń typu Sterna-Gerlacha, że jądro atomu nie może być zbudowane z $A+(A-Z)$ cząstek o spinie połówkowym (historię tych odkryć ładnie opisano w [7]).

Dopiero odkrycie przez Jamesa Chadwicka w 1932 roku neutronu [8], cząstki neutralnej o masie nieco większej od protonu pozwoliło na wyjaśnienie ww. sprzeczności. Jądro atomowe okazało się być zbudowane z Z protonów i $A - Z$ neutronów połączonych w jeden układ związany dzięki krótkozasięgowym oddziaływaniom silnym. Hideki Yukawa pokazał w 1930 roku, że takie oddziaływanie może pochodzić z wymiany masywnych skalarnych mezonów [9]. Obecnie wiemy, że natura tych oddziaływań jest bardziej złożona, ale sama koncepcja Yukawy sił wymiennych jest nadal aktualna.

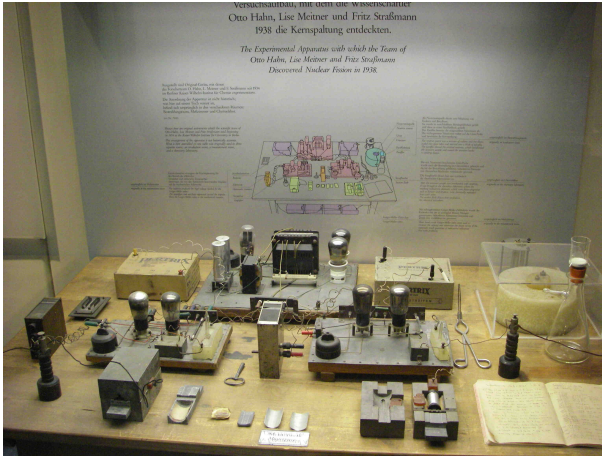
Pomiary mas atomowych wykonane na spektrometrach masowych skonstruowanych przez Josefa J. Thomsona doprowadziły do odkrycia izotopów [10]. Spektrometry te ulepszone przez ucznia Thomsona, Francisa W. Astona, posłużyły też do wyznaczenie energii wiązania znanych izotopów. Dane te, w połączeniu z relatywistyczną równoważnością masy i energii Einsteina, pozwoliły między innymi na wykazanie, że w rozpadach promieniotwórczych nie jest naruszona zasada zachowania energii. Okazało się też, że energia wiązania przypadająca na jeden nukleon jest największa dla jąder w okolicach nuklidu ^{58}Fe dla którego wy-



Rysunek 5: Absolutna wartość energii wiązanie jądra przypadająca na jeden nukleon w funkcji liczby masowej $A = N + Z$. Punkty odpowiadają danym eksperymentalnym a linia ciągła przedstawia wyniki 4-parametrowego modelu kroplowego v. Weizsaeckera. Rysunek wzięto z pracy [11].

nosi ona 8.792 MeV, podczas gdy w najcięższym jądrze występującym w przyrodzie ^{238}U wielkość ta jest równa 7.570 MeV. Te nowe dane doświadczalne stały się silnym impulsem do rozwoju teoretycznych modeli jądrowych. Pierwszy taki model nawiązujący do klasycznej energii naładowanej kropli cieczy został zaproponowany w 1935 roku przez Karla F. von Weizsaekera [11], chociaż już w 1930 roku George Gamow wspominał o takiej możliwości [12]. Model ten oprócz członu objętościowego, zawierał człon powierzchniowy, pochodzący od napięcia powierzchniowego zmniejszającego energię wiązania kropli i kulombowski odpowiadający dodatniej energii elektrostatycznej kropli jądrowej. Obok tych składników typowych dla jednorodnie naładowanej kropli von Weizsaecker wprowadził zależność od względnego nadmiaru neutronów, jak i człon poprawiający klasyczną energię elektrostatyczną ze względu na kwantowo-mechaniczne efekty wymienne pochodzące z dwuciałowego oddziaływania kulombowskiego. Mimo, że ten pierwszy model kroplowy zawierał tylko cztery dopasowywalne parametry, to jednak odtwarzał stosunkowo dobrze energie wiązania jąder z różnych obszarów masowych, co można zaobserwować na Rys. 5 wziętym z oryginalnej pracy von Weizsaekera [11].

Oczywiście ten prosty model kroplowy nie był w stanie wyjaśnić szczególnie dużej energii wiązania tzw. jąder magicznych, efektów w tej energii związanych z parzystością liczby protonów i neutronów, czy wreszcie dyskretnej linii obserwowanych w widmach energetycznych kwantów gamma, czy cząstek alfa emitowanych przez jądra. Warto też dodać, że zarówno Weizsaecker, jak i jego bezpośredni kontynuatorzy, zakładali że kropla cieczy jest sferyczna. Było to podobne uproszczenie, *toutes proportions gardées*, jak założenie Kopernika o orbitach planet w kształcie okręgów. Dopiero przyjęcie przez Keplera orbit eliptycznych doprowadziło teorię kopernikańską do dobrej zgodności z danymi obserwacyjnymi. Podobnie eksperyment Otto Hahna i Friza Strassmanna z końca 1938 roku [13] i wyjaśnienie jego wyników przez Lizę Meitner i Otto R. Frischa, jako efektu rozszczepienia jąder uranu wzbudzonych poprzez pochłonięcie neutronu, dało asumpt



Rysunek 6: Zdjęcie oryginalnej aparatury na której w latach 1934-38 Otto Hahn, Lisa Meitner i Friz Strassmann przeprowadzali swoje pomiary w Kaiser Wilhelm Institut fuer Chemie w Berlinie.

do wprowadzenia deformacji jądra do modelu kropłowego [15].

Badania, których wynikiem było odkrycie rozszczepienia zostały zainicjowane w 1934 roku przez Enrico Fermiego i współpracowników, który zaproponował syntezę ciężkich jąder poprzez bombardowanie znanych najcięższych pierwiastków neutronami [16]. Utworzone w poprzez zaabsorbowanie neutronu, lub nawet kolejnych kilku neutronów, nowe jądra przechodziłyby przy pomocy rozpadu beta w pierwiastki o większej liczbie porządkowej Z , które emitując cząstki alfa przechodziłyby w lżejsze jądra trwałe. Idea ta zaowocowała w wielu laboratoriach odkryciami nieznanymi wcześniej aktywności, które zaczęto przypisywać nowym pierwiastkom w obszarze aktywności. Hahn i Strassmann, za sugestią Lizy Meitner, przeprowadzili dokładną analizę chemiczną materiału uzyskanego po naświetleniu naturalnego uranu neutronami i doszli do wniosku, który pozwolę sobie zacytować: *nasz izotop radu ma własności baru, więc jako chemicy musimy stwierdzić: mamy tu do czynienia z barem a nie z radem* [13]. Informację o tym odkryciu Hahn przekazał listownie (w połowie grudnia 1938 roku) przebywającej wtedy na emigracji w Szwecji Lizie Meitner, prosząc ją o interpretację niezrozumiałego dlań wyniku. Meitner wspólnie ze swoim siostrzeńcem Otto R. Frischem, wytłumaczyli to zjawisko niestabilnością jąder, wzbudzonego poprzez pochłonięcie neutronu, uranu ze względu na podział na dwa mniejsze jądra. Odwołali się przy tym do modelu kropłowego von Weizsaeckera, dopuszczając jednak deformację kropli cieczy jądrowej, która może doprowadzić do jej rozszczepienia na dwa mniejsze fragmenty. Termin rozszczepienie (ang. *fission*) zaczerpnęli z biologii. Pracę opisującą to nowe zjawisko Meitner i Frisch posłali już 16 stycznia 1939 roku, czyli w około 4 tygodnie po otrzymaniu listu Hahna, do Nature [14].

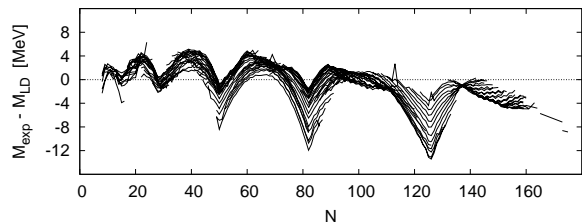
W pracy tej Meitner i Frisch wyraźnie piszą o modelu kropłowym w którym wzbudzona kropla cieczy jądrowej deformując się dzieli się na dwie mniejsze krople. Zauważają, że napięcie powierzchniowe tej kro-

pli jest zmniejszane przez jej ładunek i oszacowują, że przy $Z \approx 100$ napięcie to zmniejszy się do zera (czyli zaniknie kropłowa bariera na rozszczepienie). Przewidują dodatkowo, że całkowita kinetyczna energia fragmentów do rozszczepienia będzie równa około 200 MeV. Według nich rozszczepienia jąder uranu indukowane poprzez pochłonięcie neutronu jest procesem klasycznym do którego nie trzeba stosować kwantowo-mechanicznego efektu tunelowania, który w tym przypadku jest bardzo mały. Zadziwiające jest, że te wnioski i oszacowanie, powstały w tak krótkim czasie bez przeprowadzania większych rachunków, gdyż oboje autorzy tej epokowej pracy byli wtedy na urlopie.

Informacje o tym odkryciu i proponowanym jego wytłumaczeniu przekazał Frisch w pierwszych dniach stycznia 1939 roku Nielsowi Bohrowi na krótko przed jego wyjazdem do USA. Idea rozszczepienia i deformacji kropli cieczy jądrowej zafascynowała Bohra, który w pół roku później opublikował wspólnie z Johnem A. Wheelerem fundamentalną pracę o rozszczepieniu jąder atomowych [15].

W półtora roku po odkryciu rozszczepienia indukowanego neutronami, G. N. Flerov i K.A. Petrzhak odkryli zjawisko spontanicznego rozszczepienia w naturalnym uranie i określili średni czas życia tych jąder na 10^{16} do 10^{17} lat [17]. Był to wynik bardzo zbliżony do obecnie znanego czasu życia ^{238}U , który wynosi $T_{sf} = 8,1 \cdot 10^{15}$ y. W tym przypadku rozszczepienia zachodziło dzięki kwantowo-mechanicznemu tunelowaniu bariery potencjału a nie dzięki efektom statystycznym w rozpadzie wzbudzonych poprzez pochłonięcie neutronu jąder, o których pisali Bohr i Wheeler [15].

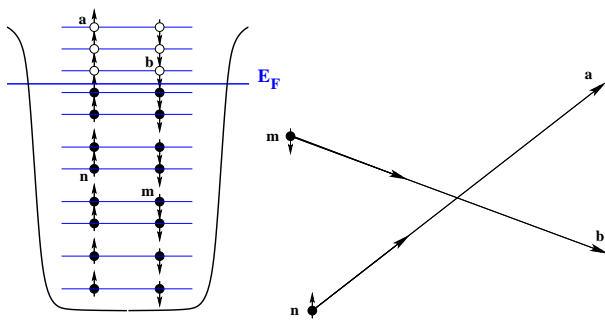
Fizycy szybko zdali sobie sprawę ze znaczenie tego nowego odkrycia oraz szans i zagrożeń związanych z praktycznym wykorzystaniem tego zjawiska, o czym świadczy np. memorandum Otto Frischa i Rudolfa Peierlsa z marca 1940 roku, ostrzegające przed możliwością skonstruowania superbombby przez nazistowskie Niemcy, dalszy ciąg prac nad zastosowaniem technicznie militarnym rozszczepienia jąder atomowych jest powszechnie znany, więc nie będę go omawiał w tym wystąpieniu.



Rysunek 7: Różnica mas znanych izotopów i ich oszacowań w modelu kropłowym [18].

Bardzo szybko się okazało, że model kropłowy, mimo wielu ulepszeń dodanych przez kontynuatorów idei von Weizsaeckera, nie jest w stanie opisać dokładnie energii wiązania znanych izotopów. Szczególnie duże odstępstwa pojawiały się dla jąder o liczbach protonów lub neutronów równych: 2, 8, (14), 20, 28, 50, 82 i 126 dla neutronów, które są znacznie bardziej związane niż

sąsiednie izotopy, co można zaobserwować na Rys. 7 w którym parametry kropli wzięto z pracy [18]. Te odstępstwa od modelu kropłowego, jak i dane spektroskopowe sugerowały, że w jądrach atomowych występują silne kwantowe efekty powłokowe. Prosty model powłokowy oparty na centralnym potencjale, np. oscylatora harmonicznego, nie był w stanie odtworzyć liczb magicznych, odpowiadających zamkniętym powłokom protonowym, czy neutronowym, podobnie jak to dzieje się dla zamkniętych powłok elektronowych w atomach gazów szlachetnych. Dopiero dodanie sprzężenia spin-orbita do uśrednionego potencjału jądrowego pozwoliło Marii Goeppert-Meyer [19] i niezależnie zespołowi kierowanemu przez J. Hansa D. Jensa [20] na wyjaśnienie pochodzenia obserwowanych liczb magicznych, jak i odtworzenie najniższych stanów wzbudzonych jąder o nieparzystej liczbie protonów, czy neutronów. Narodził się w ten sposób model powłokowy jądra atomowego w którym nukleony poruszały się niezależnie w studni potencjału wytworzonego przez pozostałe protony i neutrony.



Rysunek 8: Model Fermiego cząstek niezależnych.

Pozornie może się wydawać, że oba modele kropłowy i powłokowy są sprzeczne ze sobą, ale tak nie jest. Wynika to z podstawowych praw fizyki: zakazu Pauliego oraz zasad zachowania energii, pędu, czy momentu pędu. Aby lepiej to zrozumieć, prześledźmy zderzenie dwóch nukleonów znajdujących się na orbitach 'm' i 'n' o energiach mniejszych niż energia Fermiego, poniżej której w stanie podstawowym jądra wszystkie stany jednocząstkowe są obsadzone, jak to przedstawiono na Rys. 8. Po zderzeniu

$$\vec{p}_m + \vec{p}_n = \vec{p}_a + \vec{p}_b ; \quad e_m + e_n = e_a + e_b ,$$

nukleony mogą zająć nieobsadzone stany 'a' i 'b' znajdujące się ponad poziomem Fermiego ($e_a > E_F$ i $e_b > E_F$), co jest jednak zabronione przez zasadę zachowania energii. A więc zderzającym się nukleonom nie pozostaje nic innego jak pozostać w swoich pierwotnych stanach kwantowych lub zamienić się miejscami, co jednak nie ma znaczenia, gdyż mechanika kwantowej cząstki są nierozróżnialne. Oznacza to, że pod powierzchnią Fermiego nie ma zderzeń i cząstki są swobodne, chociaż są upakowane w jądrze z olbrzymią gęstością równą 0.16 nukleon/fm³.

Jądra o zamkniętych powłokach, czyli o magicznej liczbie nukleonów są sferyczne, ale dołożenie walen-

cyjnych nukleonów oddziałujących ze sferycznym rdzeniem wywołuje deformację średniego potencjału jądrowego i rozkładu gęstości nukleonów. Dlatego też jądra o liczbach protonów i neutronów dalekich od liczb magicznych są zdeformowane już w stanie podstawowym o czym świadczy niezerowa wartość ich elektrycznego momentu kwadrupolowego. W 1955 roku Sven G. Nilsson zastosował zdeformowany potencjał oscylatora harmonicznego z członem odpowiedzialnym za sprzężenie spin-orbita i wyrazem pogłębiającym ten potencjał dla stanów o dużym momencie orbitalnym, do opisu stanów jednocząstkowych jąder atomowych [21]. Potencjał Nilssona dobrze odtwarzał spiny jąder o nieparzystej liczbie nukleonów oraz ich najniższe stany wzbudzone i był podstawą wielu obliczeń mikroskopowych ze struktury jąder.

Ani model Nilssona, ani inne bardziej zaawansowane uśrednione potencjały jednocząstkowe (np. Woods-Saxona, czy potencjału średniego dla sił Yukawy) nie były w stanie odtworzyć spektrum stanów wzbudzonych jąder o parzystych liczbach protonów i neutronów, w których obserwowano dużą przerwę energetyczną między stanem podstawowym a pierwszym wzbudzonym. Zauważono też, że jądra o parzystej liczbie nukleonów są bardziej związane niż sąsiednie jądra nieparzyste. Aage Bohr, Ben R. Mottelson i David Pines wykazali, efekty te pochodzą od oddziaływań pairing, kojarzących nukleony w pary, podobne do elektronowych par Coopera w nadprzewodnikach niskotemperaturowych [22]. W ten sposób teoria Bardeen, Coopera i Schrieffer (BCS) weszła na stałe do fizyki jądrowej, znacznie zbliżając oszacowania modelowe obserwabli jądrowych do ich wartości doświadczalnych.

Niestety próby znalezienia deformacji równowagi jąder, czy wysokości barier na rozszczepienie, poprzez badanie zależności od deformacji sumy energii jednocząstkowych obsadzonych stanów w zdeformowanym potencjale Nilssona, czy energii BCS, skończyły się niepowodzeniem [23]. Takie podejście zawierało systematyczny błąd, gdyż podwójnie w nim zliczano energię potencjalną pochodzącą od oddziaływań nukleon-nukleon i nawet renormalizacja tych wyników przy pomocy twierdzenia o viriale, niewiele poprawiła. Przełom w obliczeniach energii wiązania jąder przyniósł dopiero model mikroskopowo-makroskopowy zaproponowany w 1966 roku niezależnie przez Williama D. Myersa i Władysława J. Świąteckiego [24] i Vilena M. Strutyńskiego [25].

W modelu makroskopowym energia wiązania jąder jest sumą energii makroskopowej i poprawek mikroskopowych pochodzących od efektów powłokowych i sił kojarzących nukleony w pary. Składowa makroskopowa energii jest wyznaczana w modelu kropłowym lub jego późniejszych rozwinięciach. Energia powłokowa jest najczęściej obliczana metodą Strutyńskiego [25] jako różnica między sumą energii jednocząstkowych a energią jądra w którym rozmyto strukturę powłokową. Poprawkę ze względu na oddziaływanie pairing wyznacza się w modelu BCS. Współczesne wersje model makroskopowo-mikroskopowy bardzo dobrze odtwarzają energie wiązania jąder i wysokości barier

na rozszczepienie (patrz np. [18]).

Alternatywą do podejścia mikroskopowo-makroskopowego są teorie mikroskopowe w których energie jądra wyznacza się wychodząc z efektywnych oddziaływań nukleon-nukleon w jądrze np. typu Skyrme'a [26], czy Gogny [27], lub wychodząc z poziomu subjądrowego w relatywistycznej teorii średniego pola [28]. Niestety większość z modeli mikroskopowych przy danym zestawie dopasowywalnych parametrów opisuje dobrze tylko pewien typ obserwabli, np. energie wiązania, czy wysokości barier na rozszczepienie lub własności spektroskopowe, albo stosuje się do jąder określonego obszaru masowego. W przypadku oddziaływań Skyrme'a prowadzi to dużej liczby zestawów parametrów (ponad sto!) stosowanych obecnie do opisu różnych własności jąder. Poszukiwanie optymalnego zestawu tych parametrów a ogólniej właściwej postaci jądrowego funkcjonału gęstości energii jest jednym z ważniejszych kierunków rozwoju współczesnej teorii jądra atomowego [29]. Z obecnie stosowanych teorii mikroskopowych stosunkowo najbardziej uniwersalną jest metoda Hartree-Focka-Bogolubova oparta na oddziaływaniu Gogny, odwzorowująca dość dobrze własności zarówno lekkich, jak i ciężkich jąder.

Literatura

- [1] H. Geiger, E. Marsden, Proc. Royal Soc. **A 82**, 495 (1909).
- [2] E. Rutherford, Phil. Magazine, Ser. 6, **21**, 669 (1911).
- [3] N. Bohr, Phil. Mag. **26**: 1-25, 476-502, 857-875 (1913).
- [4] W. Gerlach, O. Stern, Zeit. Phys. **9**, 349 (1922); Ann. Physik **74**, 673 (1924).
- [5] G. E. Uhlenbeck, S. Goudsmit, Naturwissenschaften **47**, 953 (1925).
- [6] D. M. Dennison, Proc. Royal Soc. **A 115**, 483 (1927).
- [7] J. Duck, E. C. G. Sudarshan, *Pauli and the spin-statistics*, World Scientific, 1997.
- [8] J. Chadwick, Nature **192**, 312 (1932).
- [9] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. **17**, 48 (1935).
- [10] J. J. Thomson, Proc. Royal Soc. **A 89**, 1 (1913).
- [11] C. F. v. Weizsaecker, Zeit. Phys. **96**, 431 (1935).
- [12] G. Gamow, Proc. Roy. Soc. **A 126**, 63 (1930).
- [13] O. Hahn and F. Strassmann, Naturwiss. **27**, 11 (1939).
- [14] L. Meitner and O. R. Frisch, Nature **143**, 239 (1939).
- [15] N. Bohr and A. Wheeler, Phys. Rev. **56**, 426 (1939).
- [16] E. Fermi, E. Amaldi, B. Pontecorvo, F. Rasetti, E. Segrè, Ricerca scientifica **5**, 282 (1934).
- [17] G. N. Flerov, K. A. Petrzhak, Phys. Rev. **58**, 89 (1940); Journ. of Phys. (USSR) **3**, 275 (1940).
- [18] K. Pomorski, J. Dudek, Phys. Rev. **C67**, 044316 (2003).
- [19] M. Goeppert-Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949).
- [20] O. Haxel, J. H. D. Jensen, H. E. Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949).
- [21] S. G. Nilsson, Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat.-Fys Medd., vol. **29**, No. 16, 1955.
- [22] A. Bohr, B. R. Mottelson, D. Pines, Phys. Rev. **110**, 936 (1958).
- [23] D. R. Bès, Z. Szymański, Nucl. Phys. **28**, 42 (1961).
- [24] W. D. Myers, W. J. Świątecki, Nucl. Phys. **81**, 1 (1966).
- [25] V. M. Strutinsky, Sov. J. Nucl. Phys. **3**, 449 (1966); Nucl. Phys. **A95**, 420 (1967); ibid. **A122**, 1 (1968).
- [26] T. H. R. Skyrme, Nucl. Phys. **9**, 615 (1958); D. Vautherin, D. M. Brink, Phys. Rev. C **5**, 626 (1972).
- [27] D. Gogny, *Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., Munich, 1973* eds. J. de Boer, H. J. Mang (North Holland, Amsterdam, 1973) vol. **1**, pp. 48; J. Dechargé, D. Gogny, Phys. Rev. C **21**, 1568 (1980).
- [28] B. D. Serot, J. D. Walecka, Adv. Nucl. Phys. **16**, 1 (1986); P. Ring, Prog. Part. Nucl. Phys. **37**, 193 (1996).
- [29] G. F. Bertsch, D. J. Dean, W. Nazarewicz, „Universal Nuclear Energy Density Functional: Computing Atomic Nuclei”, SciDAC Review, Issue 6, **42**, 2007; www.scidacreview.org/0704/html/unedf.html