Załącznik 3

AUTOREFERAT

1 Imiona i nazwisko

Michał Jerzy Warda

2 Posiadane dyplomy i stopnie naukowe

1. Stopień **doktora nauk fizycznych** uzyskany na Wydziale Matematyki i Fizyki Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie w dniu 28 czerwca 1999 roku.

Rozprawa "Własności stanu podstawowego jąder atomowych w relatywistycznej teorii średniego pola" napisana została pod kierunkiem prof. dr hab. Bożeny Pomorskiej.

 Tytuł magistra fizyki (specjalności: fizyka teoretyczna i fizyka komputerowa) uzyskany na Wydziale Matematyki i Fizyki Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie w dniu 27 czerwca 1995 roku.

Praca magisterska "Jądra magiczne w relatywistycznej teorii średniego pola" wykonana została pod kierunkiem prof. dr hab. Bożeny Pomorskiej.

3 Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

1. Od 1 października 1999 roku do chwili obecnej

Stanowisko adiunkta w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie.

2. Od 1 października 2000 roku do 30 września 2001 roku

Staż podoktorski (stypendium) na Uniwersytecie Autonomicznym w Madrycie (Departamento de Física Teórica, Universidad Autónoma de Madrid).

3. Od 1 lutego 2007 roku do 31 sierpnia 2008 roku

Staż podoktorski (etat naukowy) na Uniwersytecie w Barcelonie (Departament d'Estructura i Constituents de la Matèria, Universitat de Barcelona).

4 Osiągnięcie naukowe wynikające z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.)

Cykl publikacji:

"Skóra neutronowa jąder atomowych i jej związek z jądrową energią symetrii".

- [A1] M. Centelles, X. Roca-Maza, X. Viñas, and M. Warda Nuclear symmetry energy probed by neutron skin thickness of nuclei Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 122502, 1-4.
- [A2] M. Warda, X. Viñas, X. Roca-Maza, and M. Centelles
 Neutron skin thickness in the droplet model with surface width dependence: Indications of softness of the nuclear symmetry energy
 Phys. Rev. C 80 (2009) 024316, 1-12.
- [A3] M. Warda, X. Viñas, X. Roca-Maza, and M. Centelles Analysis of bulk and surface contributions in the neutron skin of nuclei Phys. Rev. C 81 (2010) 054309, 1-13.
- [A4] M. Centelles, X. Roca-Maza, X. Viñas, and M. Warda
 Origin of the neutron skin thickness of ²⁰⁸Pb in nuclear mean-field models
 Phys. Rev. C 82 (2010) 054314, 1-10.

- [A5] X. Roca-Maza, M. Centelles, X. Viñas, and M. Warda Neutron skin of ²⁰⁸Pb, nuclear symmetry energy, and the parity radius experiment Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 252501, 1-4.
- [A6] X. Roca-Maza, M. Centelles, X. Viñas, and M. Warda Study of the neutron skin thickness of ²⁰⁸Pb in mean field models
 J. Phys. Conf. Ser. **321** (2011) 012052, 1-4.
- [A7] M. Warda, X. Viñas, M. Centelles, and X. Roca-Maza Nuclear symmetry energy and neutron skin thickness Acta Phys. Pol. B 43 (2012) 209-220.
- [A8] X. Viñas, M. Warda, M. Centelles, and X. Roca-Maza
 Neutron skin thickness in neutron-rich nuclei: bulk and surface contributions and shell effects
 Int. J. Mod. Phys. E 21 (2012) 1250029, 1-10.

5 Omówienie celu naukowego wyżej wymienionych prac i osiągniętych wyników

5.1 Cel pracy

Jądrowa energia symetrii i jej zależność od gęstości materii jądrowej ma ogromne znaczenie w fizyce jądrowej i astrofizyce. Podejmowane są liczne próby oszacowania energii symetrii w różnego typu eksperymentach. Zadanie to jest jednak niezwykle trudne, gdyż nie jest ona bezpośrednio mierzalną obserwablą, lecz jej wartość jest zależna od modelu, w którym doświadczenie jest analizowane. Teoretyczne przewidywania własności energii symetrii również nie są jednoznaczne i różnią się w zależności od użytej parametryzacji sił jądrowych.

Skóra neutronowa w ciężkich jądrach jest jednym ze zjawisk silnie zależnym od własności energii symetrii. Jej powstanie jest konsekwencją różnic w rozkładach gęstości materii neutronowej i protonowej w jądrze atomowym, które wynikają z różnych liczb protonów i neutronów w jądrze, odpychania kulombowskiego pomiędzy protonami oraz z wpływu jądrowej energii symetrii. Celem cyklu prac stanowiących podstawę ubiegania się o stopień doktora habilitowanego jest precyzyjne opisanie skóry neutronowej oraz uzyskanie informacji o właściwościach jądrowej energii symetrii na podstawie istniejących pomiarów grubości skóry neutronowej. W cyklu artykułów przeanalizowano możliwe mechanizmy tworzenia skóry neutronowej i wykazano, że w większości jąder ma ona charakter mieszany pomiędzy typami objętościowym i powierzchniowym. Wkład obydwu mechanizmów tworzenia skóry został przebadany w różnych izotopach. Wykazany został bezpośredni związek pomiędzy grubością skóry neutronowej i parametrem L nachylenia energii symetrii względem gęstości materii jądrowej. Wartość tego parametru wyznaczono na podstawie danych doświadczalnych grubości skóry neutronowej uzyskanych w eksperymentach z atomami antyprotonowymi. Przeprowadzona analiza eksperymentu PREX pozwala na niezależne oszacowanie grubości skóry neutronowej w jądrze ²⁰⁸Pb oraz parametru L energii symetrii.

5.2 Motywacja

Rozkład materii jądrowej w jądrze atomowym jest jednym z podstawowych problemów w fizyce jądrowej. Rozkład protonów jest dość dobrze znany z eksperymentów rozproszeniowych naładowanych cząstek na jądrach tak, że średni protonowy promień kwadratowy jest dla wielu jąder określony z błędem mniejszym niż 1%. Rozkład neutronów, jako cząstek neutralnych, jest natomiast dość słabo zbadany. Neutronowy średni promień kwadratowy określono jedynie dla około 30 jąder i to z dużym marginesem błędu doświadczalnego. Niemniej, znajomość rozkładu neutronów ma duże znaczenie w fizyce jądrowej, jako że stanowi on podstawę analizy wielu procesów fizycznych i musi być precyzyjnie określony.

Różnice w rozkładach gęstości nukleonów w ciężkich jądrach manifestują się tym, że neutrony zajmują większą objętość niż protony tworząc *skórę neutronową*. Do charakteryzowania rozkładu neutronów bardzo wygodne jest zdefiniowanie *grubości skóry neutronowej*, jako różnicy pierwiastków średnich promieni kwadratowych neutronowego i protonowego:

$$\Delta r_{np} = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2} \,. \tag{1}$$

Wielkość ta jest dość słabo zbadana zarówno od strony doświadczalnej, jak i teoretycznej. Szczególnie mało znany jest wpływ różnic w szerokościach rozmycia powierzchni rozkładu neutronów i protonów na grubość skóry neutronowej.

Bardzo dużo uwagi w literaturze poświęcono jądru podwójnie magicznego izotopu ołowiu ²⁰⁸Pb. To ciężkie, stabilne i sferyczne jądro znakomicie nadaje się do badań zarówno doświadczalnych jak i teoretycznych. Niestety, nawet w tym przypadku pomiary grubości skóry neutronowej są mało dokładne i po uwzględnieniu błędów pomiarowych dają wartości grubości skóry neutronowej pomiędzy 0.05 fm i 0.28 fm, ze średnią 0.16 \pm 0.06 fm. Skóra neutronowa jest równie nieprecyzyjnie opisywana przez modele jądrowe. Różnice w charakterze oddziaływań zależnych od izospinu dla różnych sił jądrowych powodują, że obliczone grubości skóry neutronowej w ²⁰⁸Pb pokrywają szeroki zakres wartości od 0.10 fm do 0.32 fm. Jak widać, w celu poznania zjawiska skóry neutronowej, niezbędne są dalsze badania. Od strony doświadczalnej oczekiwane są dokładniejsze pomiary w większej ilości izotopów. Modele teoretyczne powinny wyjaśnić mechanizm powstania skóry neutronowej i lepiej odtwarzać dane doświadczalne. Należy też właściwie opisać izospinową część oddziaływań jądrowych.

Wiele cech jąder atomowych jest ściśle związanych z energią symetrii. Odpowiada ona za liczne własności zależne od izospinu jądra, takie jak energia wiązania, lokalizacja linii oderwania nukleonów i rozkłady gęstości. Odgrywa ona również dużą rolę w reakcjach zderzeniowych ciężkich jonów, rezonansach gigantycznych, dyfuzji izospinu i multifragmentacji. Ta sama wielkość odgrywa kluczowe znaczenie w obliczeniach astrofizycznych promieni gwiazd neutronowych, wybuchach gwiazd supernowych oraz nukleosyntezie w gwiazdach.

Skóra neutronowa, jako zjawisko silnie zależne od izospinowej części oddziaływań jądrowych, jest jednym z "laboratoriów", w którym można badać energię symetrii dla gęstości poniżej stanu nasycenia. Dodatkową zaletą jest możliwość analizy energii symetrii w stanach podstawowych jąder stabilnych, a więc do jej opisu nie jest konieczne uwzględnianie dynamiki procesów jądrowych.

5.3 Związek pomiędzy parametrem L energii symetrii a skórą neutronową

Wartość energii przypadająca na cząstkę w asymetrycznej materii jądrowej może być wyrażona przez:

$$e(\rho,\delta) = e(\rho,0) + c_{\text{sym}}(\rho)\delta^2 + \mathcal{O}(\delta^4) , \qquad (2)$$

gdzie ρ jest gęstością materii jądrowej, a $\delta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$ jest asymetrią pomiędzy gęstością neutronów i protonów. W tym wyrażeniu zdefiniowana jest *energia symetrii* $c_{\text{sym}}(\rho)$ jądrowego równania stanu, która opisuje wzrost energii układu związany z nadmiarem cząstek jednego rodzaju. Może być ona rozwinięta wokół punktu nasycenia gęstości materii jądrowej ρ_0 :

$$c_{\rm sym}(\rho) = J - L\epsilon + \frac{1}{2}K_{\rm sym}\epsilon^2 + \mathcal{O}(\epsilon^3) , \qquad (3)$$

gdzie oznaczono $\epsilon = (\rho_0 - \rho)/(3\rho_0)$. Współczynnik $J = c_{\rm sym}(\rho_0)$, oznaczający energię symetrii w punkcie nasycenia, wynosi 32 MeV i jest dość dobrze określony doświadczalnie i odtwarzany przez większość modeli jądrowych. Pozostałe dwa współczynniki opisujące nachylenie $L = 3\rho\partial c_{\rm sym}(\rho)/\partial\rho|_{\rho_0}$ i krzywiznę $K_{\rm sym} = 9\rho^2 \partial^2 c_{\rm sym}(\rho)/\partial\rho^2|_{\rho_0}$ energii symetrii w funkcji gęstości materii jądrowej są słabo określone doświadczalnie, jako wielkości modelowo zależne. Ich wartości dla różnych modeli jądrowych znacznie się od siebie różnią [A2, A4]. Dla prawidłowego opisu rozkładu gęstości nukleonów w jądrze szczególnie ważne jest jak najbardziej precyzyjne oszacowanie wartości parametru L na podstawie różnego typu pomiarów eksperymentalnych. Parametr ten ma istotny wpływ na wartość energii symetrii na powierzchni jądrowej, gdzie gęstość materii jądrowej jest mniejsza od gęstości nasycenia.

Energia symetrii, z jednej strony, powoduje dążenie jądra o niezerowym izospinie do zrównania gęstości neutronów i protonów we wnętrzu i wypchnięcia nadmiaru neutronów ku powierzchni. Efekt ten zależy od parametru J. Przeciwdziała temu rosnąca energia symetrii na powierzchni jądra, gdzie gęstość materii jest mniejsza niż we wnętrzu i energia symetrii zależy od parametru L. Te dwa efekty kompensują się aby zapewnić minimalną energię jądra, co determinuje w głównej mierze rozkłady gęstości neutronów i protonów w jądrze. Widać więc ogromny związek pomiędzy energią symetrii i profilami gęstości nukleonów w jądrach.

Klasyczny model kropelkowy (DM) Myersa i Świąteckiego daje oszacowania średnich promieni kwadratowych neutronowego i protonowego. Można więc na jego podstawie określić grubość skóry neutronowej

$$\Delta r_{np}^{DM} = \sqrt{\frac{3}{5}} \left[t - \frac{e^2 Z}{70J} + \frac{5}{2R} (b_n^2 - b_p^2) \right],\tag{4}$$

gdzie $e^2 Z/70J$ jest poprawką wynikającą z oddziaływania kulombowskiego pomiędzy protonami, a ostatni człon zależy od rozmycia powierzchni neutronowej b_n i protonowej b_p . Ponieważ w podstawowej wersji modelu kropelkowego zakłada się równe szerokości powierzchni dla obu rodzajów nukleonów: $b_n = b_p = 1$ fm, to człon ten znika. Pierwszy, wiodący, składnik we wzorze (4) jest bliski liniowej funkcji względnego nadmiaru neutronów w jądrze I = (N - Z)/A:

$$t = \frac{3}{2} r_0 \frac{J}{Q} \frac{I - \frac{c_1 Z}{12J} A^{-1/3}}{1 + \frac{9}{4} \frac{J}{Q} A^{-1/3}},$$
(5)

gdzie Q jest współczynnikiem sztywności powierzchniowej, oraz $c_1 = 3e^2/5r_0$.

Model kropelkowy wyjaśnia więc liniową zależność skóry neutronowej od względnego nadmiaru neutronów w jądrze. Parametr proporcjonalności zależy od ilorazu J/Q energii symetrii w punkcie nasycenia do współczynnika sztywności powierzchniowej. Obrazuje to, pokazana na lewym panelu rysunku 1, liniowa zależność grubości skóry neutronowej w jądrze²⁰⁸Pb, obliczona dla 17 sił jądrowych, od obliczonego dla tych samych sił ilorazu J/Q. Zastanawiająca jest jednak, pokazana na prawym panelu rysunku 1, wyraźna liniowa korelacja grubości skóry neutronowej w tym jądrze z parametrem L, której to zależności model kroplowy nie przewiduje. W celu wyjaśnienia tej relacji należy przekształcić wyrażenie (5) do postaci:

$$t = \frac{2r_0}{3J} \left[J - a_{\rm sym}(A) \right] A^{1/3} \left(I - I_{\rm C} \right) \,, \tag{6}$$

gdzie $a_{\rm sym}(A) = J/(1+(9J/4Q)A^{-1/3})$ jest współczynnikiem energii symetrii w formule masowej Bethe'go-Weizsäckera. Można zauważyć, że dla ciężkich jąder z $A \ge 200$, wartość $a_{\rm sym}(A)$ jest równa energii symetrii materii jądrowej $c_{\rm sym}(\rho)$ dla gęstości jądrowych około 0.1 fm⁻³. Ta zależność pozostaje spełniona także dla lżejszych jąder, jeśli $c_{\rm sym}(\rho)$ weźmiemy dla nieco mniejszych gęstości zgodnie ze wzorem: $\rho_A = \rho_0 - \rho_0/(1 + cA^{1/3})$. Stałą c należy dobrać tak, aby dla jądra ²⁰⁸Pb uzyskać wartość 0.1 fm⁻³. W ten sposób równanie (6) przyjmie postać:

$$t = \frac{2r_0}{3J} L \left(1 - \epsilon \frac{K_{\text{sym}}}{2L} \right) \epsilon A^{1/3} \left(I - I_{\text{C}} \right) \,. \tag{7}$$

Ponieważ w większości modeli sił jądrowych wartości r_0 i J są bardzo podobnie określone, więc wzór (7) dowodzi, że grubość skóry neutronowej w danym jądrze zależy głównie od parametru L energii syme-



RYS. 1: Korelacja pomiędzy grubością skóry neutronowej w jądrze ²⁰⁸Pb, a parametrami modelu kropelkowego J/Q oraz L obliczona dla 17 modeli jądrowych [A1, A7].



RYS. 2: Grubość skóry neutronowej znaleziona w eksperymentach z atomami antyprotonowymi w funkcji względnego nadmiaru neutronów *I* oraz obliczona ze wzoru (7) dla tych samych jąder ze współczynnikiem proporcjonalności dopasowanym do średniej doświadczalnej [A1].

trii. Wyjaśnia to pokazaną na prawym panelu rysunku 1 korelację i pozwala na oszacowanie wartości parametru L na podstawie pomiarów grubości skóry neutronowej.

5.4 Własności energii symetrii wywnioskowane z eksperymentów antyprotonowych

W doświadczeniach przeprowadzonych przez Jastrzębskiego, Trzcińską i Kłosa ze współpracownikami badano anihilację antyprotonów na nukleonach w atomach antyprotonowych. W eksperymentach tych zmierzono grubości skóry neutronowej w 26 jądrach w szerokim zakresie mas (od A = 40 do A = 238) i różnym względnym nadmiarze neutronów (od I = 0 do I = 0.23). Pomimo dużych błędów doświadczalnych, można zauważyć liniowy wzrost grubości skóry neutronowej wraz ze wzrostem względnego nadmiaru neutronów I (Rys. 2). Liniowa korelacja jest dość słaba, co wynika z wpływu efektów jednocząstkowych i deformacji jąder na grubość skóry neutronowej w poszczególnych izotopach. Pomiary grubości skóry neutronowej można uśrednić poprzez dopasowanie do nich prostej o równaniu $\Delta r_{np} = 0.9 I - 0.03$ fm. Współczynnik jej nachylenia odpowiada współczynnikowi proporcjonalności we wzorze (4). Z tego do-



RYS. 3: Grubość skóry neutronowej w jądrach z eksperymentów antyprototonowych w modelu ETF i w modelu kropelkowym bez członu rozmycia powierzchni [A2].



RYS. 4: To samo, co na rysunku 3, ale model kropelkowy został wzięty z członem rozmycia powierzchni policzonym w pół-nieskończonej materii jądrowej (narysowanym w dolnym panelu) [A2].

pasowania można wyekstrahować wartość ilorazu J/Q oraz parametru L energii symetrii. Otrzymana wartość L = 75 MeV ± 25 MeV, wskazuje na dość "miękki" charakter energii symetrii, słabo zależny od gęstości jądrowej [A1, A2]. Na Rysunku 2 zaznaczono również grubość skóry neutronowej badanych doświadczalnie jąder, obliczone ze wzoru (5) i dopasowane do średniego nachylenia danych doświadczalnych.

Analiza przedstawiona powyżej przeprowadzona została przy założeniu braku różnic w rozmyciu powierzchni jądrowej pomiędzy neutronami i protonami. Jak wspomniano wcześniej, założenie to przyjmowane najczęściej w modelu kropelkowym, powoduje wyzerowanie się ostatniego członu w równaniu (4). Na rysunku 3 przedstawiono wartości skóry neutronowej w jądrach z eksperymentów antyprotonowych w standardowym modelu kropelkowym dla czterech modeli sił jądrowych [A2]. Zostały one porównane z wynikami samozgodnych obliczeń z tymi samymi siłami w pół-klasycznym rozszerzonym modelu Thomasa-Fermiego (ETF), który zapewnia realistyczny opis rozkładu gęstości jąder. Można zauważyć systematyczną różnicę pomiędzy tymi wynikami. Rozbieżność ta jest zniwelowana, gdy w obliczeniach modelu kropelkowego uwzględnimy ostatni człon w równaniu (4) używając wartości rozmycia powierzchni obliczonych w niezależnych rachunkach dla pół-nieskończonej materii jądrowej (Rys. 4). Płynie stąd wniosek, iż szerokości rozmycia powierzchni neutronowej i protonowej są różne i należy uwzględniać ich wpływ na wartość skóry neutronowej. Po sparametryzowaniu członu rozmycia powierzchniowego we wzorze (4) w liniowej funkcji względnego nadmiaru neutronów I, można ponownie wyznaczyć wartość parametru nachylenia energii symetrii. Otrzymana w ten sposób nowa wartość $L = 50 \text{ MeV} \pm 25 \text{ MeV}$ wskazuje na jeszcze bardziej "miękki" charakter energii symetrii [A1, A2]. Wynik ten jest spójny z oszacowaniami parametru L bazującymi na innych doświadczeniach, co obrazuje rysunek 5.

Energia symetrii może by opisana wokół gęstości nasycenia przy pomocy funkcji:

$$c_{\rm sym}(\rho) = J(\rho/\rho_0)^{\gamma} , \qquad (8)$$

zamiast rozwinięcia danego w równaniu (3). W tej parametryzacji pomiary grubości skóry neutronowej dają wartości parametru sztywności γ w zakresie 0.32 $\leq \gamma \leq 0.84$.

5.5 Parametryzacja rozkładów gęstości materii w jądrach

Różnice w szerokościach rozmycia powierzchni materii neutronowej i protonowej w jądrze mają istotny wpływ na grubość skóry neutronowej, co pokazano na rysunku 4. Wskazuje to na konieczność przyjrzenia się różnicom w rozkładach gęstości nukleonów w jądrze w pobliżu jego powierzchni, gdyż mają one istotny wpływ na powstanie skóry neutronowej.

Profile gęstości jądrowych uzyskiwane w modelach samozgodnych dają wiarygodny opis rozkładu nukleonów w jądrach, ale są trudne do analizy porównawczej. Dlatego też należy określić najistotniejsze parametry profilu gęstości. Można to zrobić poprzez jego przybliżenie pewną analityczną funkcją. Bardzo wygodnym do tego celu jest dwuparametryczny rozkład Fermiego:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left[(r - C)/a\right]} \,. \tag{9}$$

Parametry mają intuicyjne znaczenie promienia C odpowiadającego połowie gęstości i rozmycia powierzchni a. Gęstość centralną ρ_0 wyznacza się z warunku zachowania objętości jądra. Mimo swojej prostoty, rozkład ten prawidłowo opisuje rozkład materii na powierzchni jądrowej, dlatego też bardzo dobrze sprawdza się w analizie skóry neutronowej. Przybliżenie dowolnego profilu gęstości uzyskanego w rachunkach samozgodnych przez rozkład Fermiego jest niejednoznaczne, ze względu na możliwe zastosowanie różnego typu metod aproksymacji. Aby dokonać parametryzacji w sposób jednolity dla wszystkich badanych jąder, wybrano metodę poszukiwania takich parametrów C, a i ρ_0 , aby prawidłowo odtworzyć średni promień kwadratowy $< r^2 >$ i średnią $< r^4 >$ z zachowaniem objętości jądra [A3]. Procedura taka zapewnia dobre przybliżenie rozkładu gęstości na powierzchni i jej wykładniczego zaniku na zewnątrz jądra, przy zachowaniu jedynie na średnio gęstości wewnętrznej. W ten sposób wyniki obliczeń samozgodnych w badanych jądrach zostały jednolicie opisane przy pomocy parametrów rozkładu Fermiego osobno dla protonów i neutronów.



RYS. 5: Porównanie przewidywań wartości parametru L z pomiarów skóry neuronowej w atomach antyprotonowych z innymi oszacowaniami.



RYS. 6: Wartość $\rho_n/\rho_p Z/N$ zmierzony w anihilacji antyprotonu na jądrze ²⁰⁸Pb i przewidziany w modelach samozgodnych oraz dla różnych rozkładów neutronów w parametryzacji Fermiego [A3].

5.6 Dwa typy skóry neutronowej

W modelu kropelkowym, zgodnie ze wzorem (4), tą samą grubość skóry neutronowej można otrzymać na dwa sposoby: poprzez zwiększenie wartości promienia rozkładu neutronów względem promienia rozkładu protonów, bądź też poprzez poszerzenie rozmycia powierzchni neutronowej. Zakładając rozkład gęstości nukleonów w jądrze typu funkcji Fermiego, pierwszą sytuację, nazywaną "skórką" można opisać kładąc $a_n = a_p$ oraz $C_n > C_p$. Druga możliwość, osiągana przy $a_n > a_p$ oraz $C_n = C_p$, nazywana jest "halo" neutronowym. Jak już wspomniano, standardowy model kropelkowy zakłada identyczne parametry rozmycia powierzchni protonów i neutronów i nie uwzględnia możliwości powstania skóry neutronowej typu "halo".

W doświadczeniach z antyprotonami wychwyconymi na orbity jąder atomowych określono stosunek gęstości neutronów do gęstości protonów w miejscu anihilacji antyprotonów, które znajduje się kilka fm od powierzchni jądra. Z otrzymanej w ten sposób informacji o różnicach w rozkładach nukleonów można określić grubość skóry neutronowej w jądrze na którym zaszła anihilacja. Dane uzyskane z doświadczeń z jądrem ²⁰⁸Pb porównano z wynikami obliczeń samozgodnych oraz z możliwymi profilami rozkładu Fermiego dla neutronów odpowiadającymi danym doświadczalnym skóry neutronowej w tym jądrze(Rys. 6) [A3]. Stwierdzono, że skóra neutronowa ma charakter mieszany lub "halo", co potwierdza przedstawione wcześniej wnioski, iż nie może być ona rozpatrywana jedynie jako zjawisko typu "skórki" neutronowej.

Podział mechanizmów tworzenia skóry neutronowej na typy "skórka" i "halo", pomimo prostoty opisu w rozkładzie Fermiego, nie jest właściwy do opisu zależności skóry neutronowej od rozmycia powierzchni



RYS. 7: Podział skóry neutronowej na część typu objętościowego i powierzchniowego w jądrach z eksperymentów antyprotonowych w czterech wybranych modelach [A3].



RYS. 8: Podział skóry neutronowej na część typu objętościowego i powierzchniowego w łańcuchach izotopów cyny i ołowiu w dwóch wybranych modelach [A3].

jądra. Warunek zachowania liczby cząstek powoduje, że jednorodne jądro sferyczne o promieniu równym parametrowi C ma gęstość materii we wnętrzu większą od przewidywanej przez odpowiedni model samozgodny [A3, A4]. Promień C nie jest więc dobrą miarą na określenie objętości jądra i jego cech niezależnych od właściwości powierzchniowych. Do analizy skóry neutronowej, w której rozmycie powierzchni nie odgrywa roli, należy zdefiniować skórę typu objętościowego (ang. *bulk*) [A3], jako różnicę promieni neutronowego i protonowego jednorodnej sfery, odtwarzającej gęstość we wnętrzu jądra:

$$\Delta r_{np}^{\text{bulk}} \equiv \sqrt{\frac{3}{5}} \left(R_n - R_p \right) \simeq \sqrt{\frac{3}{5}} \left[\left(C_n - C_p \right) + \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{a_n^2}{C_n} - \frac{a_p^2}{C_p} \right) \right] \,. \tag{10}$$

Pozostała część grubości skóry neutronowej stanowi wkład pochodzenia powierzchniowego. Odzwierciedla ona zależność skóry neutronowej od wartości parametrów rozmycia powierzchni rozkładu neutronów i protonów:

$$\Delta r_{np}^{\text{surf}} \equiv \Delta r_{np} - \Delta r_{np}^{\text{bulk}} \simeq \sqrt{\frac{3}{5}} \frac{5}{2} \left(\frac{b_n^2}{R_n} - \frac{b_p^2}{R_p}\right) \simeq \sqrt{\frac{3}{5}} \frac{5\pi^2}{6} \left(\frac{a_n^2}{C_n} - \frac{a_p^2}{C_p}\right) \,. \tag{11}$$

Jak widać, wkłady do skóry neutronowej obu typów: objętościowego i powierzchniowego dają się łatwo wyrazić przy pomocy parametrów funkcji Fermigo. Dlatego można przeprowadzić analizę rozkładów gęstości uzyskanych z obliczeń samozgodnych przy użyciu tych dwóch typów skóry neutronowej.

Obliczenia obu typów skóry, objętościowej i powierzchniowej, w jądrach z eksperymentów antyprotonowych pokazują, że w większości jąder stabilnych ma ona charakter mieszany (Rys. 7) [A3, A7]. Stosunek wartości obu rodzajów skóry neutronowej zależy od parametryzacji modelu przyjętego do obliczeń.





RYS. 9: Wartości parametrów C, a i ρ_0 rozkładu Fermiego dla łańcuchów izotopów cyny i ołowiu [A3].

RYS. 10: Grubość skóry neutronowej w jądrze 208 Pb oraz jej części powierzchniowa i objętościowa w różnych modelach jako funkcja parametru L tych modeli [A4].

Podział grubości skóry neutronowej pomiędzy oba rodzaje silnie zależy od indywidualnych cech konkretnego izotopu. Można zauważyć jednak pewne systematyczne tendencje charakterystyczne dla każdego z mechanizmów. Część objętościowa wykazuje trend wzrostowy wraz ze wzrostem względnego nadmiaru neutronów. Dla małych wartości I przybiera ona wartość ujemną wynikającą z odpychania kulombowskiego między protonami, która może doprowadzić do powstania skóry protonowej. Część powierzchniowa jest chaotycznie rozproszona dla jąder o małym I i ma z grubsza stałą wartość dla I > 0.15.

W celu zaobserwowania systematycznych zmian właściwości skóry neutronowej ze zmianą izospinu jąder, przeanalizowany został podział skóry neutronowej w długich ciągach izotopów jąder magicznych cyny i ołowiu (Rys. 8) [A3]. Badania te pozwoliły również na analizę skóry neutronowej w jądrach o dużym namiarze neutronów. Mieszany charakter skóry neutronowej widoczny jest również w tych dwóch ciągach izotopów. Widoczne są wyraźne zmiany w zachowaniu obu typów skóry dla jąder magicznych. Sugeruje to zależność mechanizmu tworzenia skóry neutronowej od efektów kwantowych związanych z wypełnianiem się powłok neutronowych. Podobne wnioski można wyciągnąć z analizy parametrów rozkładu Fermiego w omawianych ciągach izotopów na rysunku 9. W jądrach podwójnie magicznych można zauważyć lokalne maksima lub minima tych parametrów. Na tym rysunku wyraźnie widać też wzrost szerokości rozmycia powierzchni materii neutronowej wraz ze wzrostem liczby neutronów. Dla jąder neutrononadmiarowych parametr rozmycia powierzchni neutronowej a_n może być nawet dwukrotnie większy od parametru rozmycia powierzchni protonowej a_p . Założenie jednakowych grubości powierzchni neutronów i protonów jest niesłuszne w tych izotopach.



RYS. 11: Grubość skóry neutronowej w ciągu izotopów cyrkonu i jej składniki powierzchniowy i objętościowy [A8].



RYS. 12: Neutronowe poziomy jednocząstkowe w pobliżu powierzchni Fermiego z powłoki walencyjnej w tych samych izotopach cyrkonu jak na Rysunku 11 [A8].

Dokładnie przebadana została skóra neutronowa w podwójnie magicznym jądrze ²⁰⁸Pb [A4]. Przeanalizowano wkłady od części objętościową i powierzchniową w 25 modelach i stwierdzono ich liniową korelację z parametrem L energii symetrii charakterystycznym dla każdej parametryzacji (Rys. 10). Szczególnie czuła na zmiany parametru L jest skóra neutronowa typu objętościowego. Jej liniowa zależność od parametru L, odpowiada prawie całkowicie za zmiany grubości skóry neutronowej obliczonej w różnych modelach sił jądrowych. Tymczasem część powierzchniowa pozostaje niemal stała we wszystkich modelach i zaobserwowano jej słaby średni wzrost ze wzrostem parametru L. Modele sił jądrowych mające "miękki" charakter energii symetrii pokazują równy wkład od obydwu typów skóry neutronowej, bądź przewagę wkładu typu powierzchniowego. "Sztywny" charakter energii symetrii, o dużej wartości parametru L powoduje, że znacznie większy wkład skóry neutronowej pochodzi od części objętościowej niż od powierzchniowej.

5.7 Wpływ efektów kwantowych na skórę neutronową

Zamieszczone powyżej analizy opierają się na klasycznym modelu kropelkowym i nie uwzględniają roli efektów kwantowych związanych z konfiguracją neutronów walencyjnych na skórę neutronową. Aby zbadać wpływ struktury powłokowej na skórę neutronową, przeanalizowano łańcuch izotopów cyrkonu z powłoki neutronowej N = 50 - 82 [A8]. Grubość skóry neutronowej rośnie monotonicznie w całym ciągu izotopów (Rys. 11), jednak można zauważyć wyraźne zmiany w zachowaniu części objętościowej i powierzchniowej. Zaobserwowano korelację pomiędzy zmianami części składowych skóry neutronowej, a liczbami kwantowymi orbitali walencyjnych. Podczas wypełniania poziomu o dużej głównej liczbie kwantowej n i małym orbitalnym momencie pędu l następuje szybki wzrost części powierzchniowej, tak



RYS. 13: Korelacja asymetrii łamania parzystości z parametrem L energii symetrii. Zaznaczono oczekiwany błąd pomiaru A_{pv} dla przykładowej wartości pomiaru i oczekiwany błąd oszacowania L [A5].



RYS. 14: Korelacja asymetrii łamania parzystości ze skórą neutronową. Zaznaczono oczekiwany oraz błąd pomiaru A_{pv} dla przykładowej wartości pomiaru i oczekiwany błąd oszacowania Δr_{np} oraz wynik otrzymany w pierwszej fazie eksperymentu [A5, A7].

jak np. dla poziomu $2d_{5/2}$ w izotopach
oN < 58 (Rys. 12). Odmienną sytuację można zaobserwować, gdy w jądrach
oN > 70obsadzany jest poziom $1h_{11/2}$ o małej głównej liczbie kwantowej i dużym orbitalnym
 momencie pędu. W tych izotopach można zaobserwować wzrost części objętości
owej i zmniejszanie się części powierzchniowej skóry neutronowej ze wzrostem liczby neutronów. Te korelacje, widoczne również w innych łańcuchach izotopowych, wpływają na zmianę charakteru skóry neutronowej, szczególnie w jądrach o dużym nadmiarze neutronów. Można wnioskować, że efekty kwantowe mogą w pewnym stopniu zmieniać wartość grubości skóry neutronowej i istotnie wpływać na jej właściwości.

5.8 Przewidywania eksperymentu PREX

Eksperyment PREX (*Pb Radius Experiment*) został przeprowadzony w Jefferson Lab w Stanach Zjednoczonych. Jego celem było uzyskanie informacji o rozkładzie neutronów w jądrze ołowiu ²⁰⁸Pb poprzez badanie łamania symetrii parzystości w rozpraszaniu spolaryzowanych elektronów. W doświadczeniu tym wykorzystano fakt, iż elektrony oddziałują z protonami głównie za pośrednictwem pola elektromagnetycznego, a z neutronami poprzez pola słabe związane z wymianą bozonu Z^0 . Dla elektronów przyśpieszonych do energii ultrarelatywistycznych, tak jak to ma miejsce w eksperymencie PREX, potencjał oddziaływania jest sumą, bądź różnicą potencjałów tych dwóch oddziaływań, w zależności od polaryzacji (skrętności) elektronów. W konsekwencji, przekrój różniczkowy czynny rozpraszania na jądrze dla elektronów prawoskrętnych ($d\sigma_+/d\Omega$) jest nieznacznie większy niż dla cząstek lewoskrętnych ($d\sigma_-/d\Omega$). Asymetria łamania parzystości, zdefiniowana jako :

$$A_{pv} \equiv \frac{\frac{d\sigma_{+}}{d\Omega} - \frac{d\sigma_{-}}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_{+}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{-}}{d\Omega}},$$
(12)

może być zmierzona w eksperymencie PREX.

Asymetria ta została policzona w 47 modelach jądrowych w przybliżeniu zaburzonych fal Borna (DWBA) [A5]. Zaobserwowano jej bardzo dobrą liniową korelację z parametrem L energii symetrii jądrowej (Rys. 11), jak również z grubością skóry neutronowej (Rys. 12) obliczonych dla tych samych parametryzacji. Dzięki odkryciu tych zależności możliwe jest niezależne oszacowanie tych dwu wielkości z bardzo dobrą precyzją. Oczekiwany błąd pomiaru w eksperymencie PREX na poziomie 3%, dzięki zaobserwowanej korelacji, pozwoli na określenie promienia neutronowego z dokładnością sięgającą 1% oraz parametru L z błędem nie większym niż 35 MeV. Porównanie zmierzonych wartości A_{pv} z wynikami obliczeń w różnych parametryzacjach pozwoli jednocześnie na wskazanie tych modeli sił jądrowych, które prawidłowo opisują zależności izospinowe.

Przeprowadzona pierwsza seria pomiarowa została ograniczona na skutek problemów technicznych, przez co błąd statystyczny jest niespodziewanie duży i przekracza 9%. Uzyskana wartość $A_{pv}^{exp} = 0.6571 \pm 0.0604(\text{stat.}) \pm 0.0130(\text{syst.})$, zaznaczona na rysunku 12, nie pozwala na otrzymanie wartości parametru L ani skóry neutronowej z zakładaną dokładnością [A7]. Oczekujemy, że planowana w najbliższej przyszłości druga seria pomiarowa PREX pozwoli na precyzyjniejsze określenie tych wielkości.

Zaobserwowano również liniową korelację asymetrii łamania parzystości z różnicą promieni $C_n - C_p$ funkcji Fermiego, przy braku takiej zależności z różnicą parametrów rozmycia $a_n - a_p$ [A4, A6].

5.9 Podsumowanie

W cyklu prac przebadane zostały różne aspekty dotyczące skóry neutronowej w jądrze atomowym. Na podstawie realistycznych rozkładów gęstości uzyskanych z obliczeń samozgodnych dokonano parametryzacji profili gęstości dwuparametrową funkcją Fermiego. Pozwoliło to na ich dokładną analizę i porównanie rozkładów gęstości pomiędzy różnymi izotopami. Zdefiniowane i opisane zostały dwa mechanizmy tworzenia skóry neutronowej: objętościowy i powierzchniowy. Udowodniono, że większość jąder wykazuje mieszany charakter skóry neutronowej, uwzględniający oba opisane rodzaje skóry neutronowej. Wkład pochodzący od obydwu typów skóry neutronowej przebadano w szerokim zakresie jąder stabilnych z doświadczeń antyprotonwych, jak i dla długich ciągów izotopów. Udowodniony został istotny wpływ właściwości rozmycia powierzchni jądrowej na skórą neutronową. Pokazano, że skóra neutronowa, mająca klasyczny charakter wynikający z modelu kropelkowego, podlega również wpływom efektów kwantowych.

Wyjaśniono liniową zależność obliczeń grubości skóry neutronowej od wartości parametru L energii symetrii w modelu, w którym przeprowadzana jest analiza. Na podstawie pomiarów skóry neutronowej

w doświadczeniach z atomami antyprotonowymi oszacowano wartość tego parametru. Otrzymany wynik wskazuje na słabą zależność energii symetrii od gęstości materii jądrowej.

Podano interpretację doświadczenia PREX, wskazując na możliwość precyzyjnego określenia skóry neutronowej i parametru L energii symetrii na podstawie wyników tego eksperymentu.

6 Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych

Zainteresowania naukowe dr Michała Wardy dotyczą teoretycznych badań niskoenergetycznych własności jąder atomowych. Oprócz badań skóry neutronowej i związanej z nią energii symetrii, koncentrują się one wokół następujących tematów:

6.1 Stabilność ze względu na rozszczepienie jąder ciężkich i superciężkich

- [B1] M. Warda, J.L. Egido, L.M. Robledo, and K. Pomorski Self-consistent calculations of fission barriers in the Fm region Phys. Rev. C 66 (2002) 014310, 1-11.
- [B2] M. Warda, J.L. Egido, L.M. Robledo, and K. Pomorski
 Fission paths in Fm region calculated with the Gogny forces
 Phys. Atom. Nucl. 66 (2003) 1178-1181 [Yad. Fiz. 66 (2003) 1214-1217].
- [B3] M. Warda

The single particle densities in the fission of ^{258}Fm Acta Phys. Pol. **B 34** (2003) 1959-1968.

- [B4] M. Warda, K. Pomorski, J.L. Egido, and L.M. Robledo Microscopic structure of the bimodal fission of ²⁵⁸Fm
 Int. J. Mod. Phys. E 13 (2004) 169-174.
- [B5] M. Warda, K. Pomorski, J.L. Egido, and L.M. Robledo The HFB calculations of fission of ²⁵²Cf Int. J. Mod. Phys. E 14 (2005) 403-408.
- [B6] M. Warda, K. Pomorski, J.L. Egido, and L.M. Robledo Multimodal fission of ²⁵²Cf in the Gogny HFB model
 J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 31 (2005) S1555-S1558.

- [B7] M. Warda, J.L. Egido, and L.M. Robledo
 Selfconsistent calculation of intrinsic properties of super-heavy nuclei with the Gogny force
 Int. J. Mod. Phys. E 15 (2006) 504-510.
- [B8] M. Warda, J.L. Egido, and L.M. Robledo Spontaneous fission of Fm isotopes in the HFB framework Phys. Scrip. **T125** (2006)226-227.
- [B9] M. Warda
 Microscopic analysis of the fission barriers in ²⁵⁶Fm and ²⁵⁸Fm
 Eur. Phys. J. A 42 (2009) 605-609.
- [B10] M. Warda, A. Staszczak, and L. Próchniak
 Comparison of self-consistent Skyrme and Gogny calculations for light Hg isotopes
 Int. J. Mod. Phys. E 19 (2010) 787-793.
- [B11] M. Warda, J.L. Egido Fission half-lives of super-heavy nuclei in a microscopic approach Phys. Rev. C 86, 014323 (2012).
- [B12] M. Warda, A. Staszczak, and W. Nazarewicz Fission modes of mercury isotopes Phys. Rev. C 86 024601 (2012).

Badania powierzchni energii potencjalnej w jądrach ciężkich pozwoliły na wyznaczenie barier na rozszczepienie tych jąder. Wykorzystany do tego celu został model HFB z siłami Gogny'ego typu D1S. Użycie do obliczeń metody samozgodnej zapewnia prawidłową minimalizację energii i dopasowanie optymalnego kształtu jądra dla zadanej deformacji. Powierzchnia energii potencjalnej została wyznaczona we współrzędnych momentów kwadrupolowego, odpowiedzialnego za deformację, i oktupolowego, opisującego asymetrię odbiciową. Wykorzystywany były również więzy na moment heksadekapolowy i parametr szyjki. Badania te doprowadziły do wyjaśnienia różnic w rozkładach mas fragmentów i czasów życia dla spontanicznego rozszczepienia jąder fermu ²⁵⁶Fm i ²⁵⁸Fm oraz zjawiska bimodalnego rozszczepienia jądra ²⁵⁸Fm [B1, B2]. Wyjaśniony został mechanizm rozpadu jądra, które posiada przed rozerwaniem dużą asymetrię obiciową, na dwa fragmenty o jednakowych masach. Przeprowadzone zostały szczegółowe badania barier w tych jądrach z uwzględnieniem poziomów jednocząstkowych [B3], lokalizacji funkcji falowych





RYS. 15: Czasy połowicznego zaniku na rozszczepienie w jądrach fermu [B8].

RYS. 16: Ścieżki na rozszczepienie w jądrze kalifornu ²⁵²Cf [B5].

poszczególnych nukleonów [B3, B4] i parametrów masowych [B9]. Obliczone zostały czasy połowicznego zaniku na spontaniczne rozszczepienie dla całego ciągu izotopów fermu (Rys. 15) [B8].

Analizowano też powierzchnie energii potencjalnej, rozkład materii przed rozszczepieniem i energie jednocząstkowe w jądrach aktynowców i pre-aktynowców [B5, B6, B10]. Na powierzchni energii potencjalnej kalifornu ²⁵²Cf wyznaczonej w przestrzeni deformacji kwadrupolowej, oktupolowej i heksadekapolowej odkryte zostały liczne ścieżki prowadzące do rozszczepienia (Rys. 16) [B5, B6]. Każda z nich wyróżnia się specyficznymi kształtami fragmentów jąder przed rozerwaniem. Prowadzą one do wielu typów rozszczepienia z różnymi rozkładami mas fragmentów. Ze względu na wysokość barier jeden kanał odgrywa dominującą rolę w rozszczepieniu jądra ²⁵²Cf.

Przeprowadzono również analizę własności stanów podstawowych i stabilności jąder superciężkich [B7, B11]. Zaobserwowana została deformacja oktupolowa stanu podstawowego w jądrach o liczbie neutronów większej od 182. Obliczone zostały bariery na rozszczepienie jak również czasy życia ze względu na rozszczepienie i rozpad α dla 160 jąder superciężkich [B11].

W modelach samozgodnych znalezione zostały asymetryczne ściężki rozpadu jąder ¹⁸⁰Hg i ¹⁹⁸Hg [B12], wyjaśniające obserwowaną doświadczalnie asymetrię mas fragmentów. Rozkład gęstości tych jąder w konfiguracjach rozszczepienia został przebadany i porównany z obserwowanym rozkładem mas fragmentów.

6.2 Opis emisji klastrów z jąder aktynowców jako bardzo niesymetrycznego spontanicznego rozszczepienia

[C1] L.M. Robledo and M. Warda

Cluster radioactivity of Th isotopes in the mean-field HFB theory



RYS. 17: Ewolucja kształtu ²³⁸Pu ze zwiększającym się momentem oktupolowym Q_3 [C4].



RYS. 18: Mapa powierzchni energii potencjalnej ²³⁸Pu w funkcji momentu kwadrupolowego Q_2 i oktupolowego Q_3 . Linie stałej energii są namalowane co 2 MeV. Grube linie przerywane pokazują ścieżki na rozszczepienie [C4].

Int. J. Mod. Phys. E 17 (2008) 204-211.

[C2] L.M. Robledo and M. Warda

The emission of heavy clusters described in the mean-field HFB theory: the case of ^{242}Cm Int. J. Mod. Phys. **E 17** (2008) 2275-2282.

[C3] M. Warda

Cluster radioactivity in ¹¹⁴Ba in the HFB theory Acta Phys. Pol. **B** 42 (2011) 477-480.

[C4] M. Warda and L.M. Robledo

Microscopic description of cluster radioactivity in actinide nucleiPhys. Rev. C 84 (2011) 044608, 1-17.

W powyższych pracach badano egotyczny proces rozpadu, zwany emisją klastra, w którym izotop z rejonu aktynowców emituje lekkie jądro zawierające od 12 do 34 nukleonów, redukując swą masę do jądra z okolic podwójnie magicznego ołowiu ²⁰⁸Pb. Wykazano [C1, C2, C4], że przy użyciu analizy powierzchni energii potencjalnej w przestrzeni deformacji kwadrupolowej i oktupolowej, proces ten można opisać jako spontaniczne rozszczepienie o bardzo dużej asymetrii mas fragmentów (Rys. 17). Na powierzchni energii potencjalnej zidentyfikowana została ścieżka rozpadu prowadząca do podziału jądra, w którym jeden



RYS. 19: Rozkłady gęstości jądra ⁴¹⁶164 sferycznego w minimum deformacji typu superobalate i w minimum toroidalnym [D1].



RYS. 20: Powierzchnia energii potencjalnej jądra $^{416}164$ z widocznym minimum toroidalnym dla $Q_2 = -280$ b [D1].

z fragmentów odpowiada obserwowanemu doświadczalnie klastrowi (Rys. 18). Również doświadczalne czasy połowicznego rozpadu są prawidłowo odtwarzane w tym modelu. Przy pomocy dodatkowego więzu na grubość szyjki rozszczepiającego się jądra znaleziono ciągłą ścieżkę rozszczepienia od kształtów jąder z szyjką do rozerwanych fragmentów. Również punkt siodłowy został precyzyjnie zlokalizowany w tym opisie

Podobną ścieżkę na rozszczepienie zaobserwowano w jądrze baru ¹¹⁴Ba, gdzie emisja klastra tlenu ¹⁶O prowadzi do powstania jądra kadmu ⁹⁸Cd o 2 protony lżejszego od podwójnie magicznej cyny ¹⁰⁰Sn [C3]. Przewidziano jednak bardzo długi czas życia na rozpad w tym kanale, wskazujący na brak możliwości doświadczalnego zaobserwowania takiego procesu.

6.3 Egzotyczne kształty jąder

[D1] M. Warda

Toroidal structure of super-heavy nuclei in the HFB theory Int. J. Mod. Phys. **E 16** (2007) 452-458.

[D2] X. Viñas, M. Centelles, and M. Warda

Semiclassical description of exotic nuclear shapes

Int. J. Mod. Phys. E 17 (2008) 177-189.

Pokazane zostało, że w jądrach o liczbie atomowej Z > 140 korzystniejsze energetycznie jest ukształtowanie ich w formie torusa niż sfery (Rys. 19) [D1, D2]. Minimum energii odpowiadające takiej konfiguracji może być uznane za stan podstawowy jąder. Głębokość minimum toroidalnego rośnie wraz ze wzrostem masy jądra, nawet do 80 MeV dla jąder o masach około $A \sim 400$ (Rys. 20). Jądra o takich masach, w których struktura torusa może wpłynąć na stabilność jąder, mogą być uzyskane w typowych reakcjach zderzeniowych ciężkich jonów. Pokazano, że do uzyskania egzotycznych kształtów jąder typu toroidalnego w rachunkach samozgodnych, wystarczy wyznaczyć energię jądra z więzami odpowiadającymi bardzo dużym deformacjom typu "oblate".

6.4 Własności stanu podstawowego jąder (badania przed doktoratem)

- [E1] A. Baran, K. Pomorski, and M. Warda
 Neutron halos in heavy nuclei relativistic mean field approach
 Z. Phys. A 357 (1997) 33-38.
- [E2] K. Pomorski, P. Ring, G.A. Lalazissis, A. Baran, Z. Łojewski, B. Nerlo–Pomorska, and M. Warda Ground state properties of the β stable nuclei in various mean field theories Nucl. Phys. A 624 (1997) 349-369.
- [E3] M. Warda, B. Nerlo-Pomorska, and K. Pomorski Isospin dependence of the proton and neutron radii within relativistic mean field theory Nucl. Phys. A 635 (1998) 484-494.
- [E4] M. Warda

Neutron and proton distribution in nuclei in relativistic mean field theory Acta Phys. Pol. **B 29** (1998) 463-467.

- [E5] M. Warda, B. Nerlo–Pomorska, and K. Pomorski Nuclei far from β-stability within relativistic mean field theory Acta Phys. Pol. B 30 (1999) 755-760.
- [E6] B. Nerlo–Pomorska, K. Pomorski, and M. Warda Nuclear radii

Proceedings of the European Conference on Advances in Nuclear Physics and Related Areas, Thessaloniki, Greece, 1997, Published 1999, p. 329.

Badania naukowe przed doktoratem poświęcone były badaniu różnych aspektów rozkładu materii w jądrach atomowych w stanie podstawowym. Obliczenia były przeprowadzone w relatywistycznej torii średniego pola (RMF). Badano świeżo odkryte zjawisko halo neutronowego w ciężkich jądrach [E1]. Odkryty został wpływ struktury jednocząstkowej jądra na proces anihilacji antyprotonu w atomie antyprotonowym. Porównano właściwości jąder (energie separacji nukleonów, energie wiązania, promienie i deformacje) wzdłuż ścieżki β -stabilności w różnych modelach teoretycznych [E2]. Badana była również skóra neutronowa zarówno dla jąder wzdłuż ścieżki ścieżki β -stabilności [E5] jak i dla ciągu izotopów i izotonów sięgających linii oderwania nukleonu [E4, E6]. Stwierdzono wzrost grubości skóry neutronowej ze wzrostem izospinu jądra we wszystkich modelach samozgodnych zarówno dla jąder stabilnych, jak i dla jąder z okolic linii oderwania.

Na podstawie wyników obliczeń samozgodnych w modelu RMF wyznaczony został prosty, fenomenologiczny wzór na neutronowy promień jądra [E3]. Formuła ta została porównana z nielicznymi danymi doświadczalnymi poprawnie odtwarzając ich wartości.

Lublin, 14 września 2012

Words