

AUTOREFERAT

IMIĘ i NAZWIKO: Michał Kowal

WYKSZTAŁCENIE:

1994-1999; Magisterium, Wydział matematyki i fizyki,
Uniwersytet Marii Curie – Skłodowskiej w Lublinie.

Specjalność: fizyka teoretyczna

Temat: „*Efekty kanału wejściowego w zderzeniach ciężkich jonów.*”

Promotor: prof. dr hab. Krzysztof Pomorski, UMCS w Lublinie.

1999-2004; Studia doktoranckie, Wydział Matematyki Fizyki i Informatyki,
Uniwersytet Marii Curie - Skłodowskiej w Lublinie.

Specjalność: fizyka teoretyczna

Temat: „*Synteza i własności jąder ciężkich i superciężkich.*”

Promotor: dr hab. Zdzisław Łojewski, prof. UMCS w Lublinie.

DOŚWIADCZENIE ZAWODOWE:

2004- Obecnie, adiunkt w zakładzie fizyki teoretycznej w Narodowym
Centrum Badań Jądrowych, Warszawa.

2012- Obecnie, kierownik zakładu fizyki teoretycznej w Narodowym Centrum
Badań Jądrowych, Warszawa.

Jako najważniejsze osiągnięcie naukowe deklaruję serie monotematycznych artykułów opublikowanych w latach 2010-2013 (w porządku chronologicznym):

„Egzotyczne konfiguracje w najcięższych układach jądrowych.”

1. M. Kowal, P. Jachimowicz, and A. Sobiczewski, „Fission barriers for even-even superheavy nuclei”, *Phys. Rev. C* **82**, 014303 (2010).
2. M. Kowal and J. Skalski, „Low-energy shape oscillations of negative parity in the main and shape-isomeric minima in actinides”, *Phys. Rev. C* **82**, 054303 (2010).
3. P. Jachimowicz, M. Kowal, and J. Skalski, „Superdeformed oblate superheavy nuclei”, *Phys. Rev. C* **83**, 054302 (2011).
4. P. Jachimowicz, M. Kowal, and J. Skalski, „Secondary fission barriers in even-even actinide nuclei”, *Phys. Rev. C* **85**, 034305 (2012).
5. M. Kowal and J. Skalski, „Examination of the existence of third, hyperdeformed minima in actinide nuclei”, *Phys. Rev. C* **85**, 061302(R) (2012).
6. K. Siwek-Wilczyńska, T. Cap, M. Kowal, A. Sobiczewski, and J. Wilczyński, „Predictions of the fusion-by-diffusion model for the synthesis cross sections of $Z = 114-120$ elements based on macroscopic-microscopic fission barriers”, *Phys. Rev. C* **86**, 014611 (2012).
7. P. Jachimowicz, M. Kowal, and J. Skalski, „Eight-dimensional calculations of the third barrier in ^{232}Th ”, *Phys. Rev. C* **87**, 044308 (2013).
8. T. Cap, K. Siwek-Wilczyńska, M. Kowal, and J. Wilczyński, „Calculations of the cross sections for the synthesis of new 293–296 118 isotopes in $^{249-252}\text{Cf}(48\text{Ca},xn)$ reactions”, *Phys. Rev. C* **88**, 037603 (2013).

Znaczenie artykułów oraz ich wkład w rozwój teorii jądra atomowego.

Podstawowym celem podjętych prac jest dostarczenie przewidywań teoretycznych dla następujących egzotycznych stanów jądrowych:

- globalnych i lokalnych minimów w jądrach superciężkich i dalekich od ścieżki stabilności;
- punktów siodłowych i barier rozszczepieniowych;
- izomerów rozszczepieniowych: minimów super-zdeformowanych (SD) i hiper-zdeformowanych (HD) w aktywnicach;
- specyficznych konfiguracji ze stanami „intruderowymi” o wysokim K .

W przedstawionym cyklu prac analizowaliśmy stabilność oraz prawdopodobieństwo wytwarzania takich egzotycznych konfiguracji jądrowych. Dzięki badaniu jąder na granicach stabilności przy dużych deformacjach i masach spodziewamy się uzyskać nowe informacje odnośnie fundamentalnych własności układów wielociałowych, procesów astrofizycznych oraz zrozumieć pochodzenie/obfitość pierwiastków występujących w Wszechświecie a także podać wskazówki dla nowych, planowanych eksperymentów.

Tak jak w wielu innych dziedzinach nauki, tak i w teorii jądra atomowego, nowe układy, dalekie od obecnie znanych są najbardziej interesujące, często określamy je mianem „egzotyczne”. W naszym przypadku określenie to odnosi się do jąder:

- dalekich od neutronowo - protonowej linii stabilności;
- bardzo ciężkich - bliskich granicy stabilności ze względu na liczbę masowa A ;
- bardzo zdeformowanych - dalekich od typowych deformacji stanu podstawowego;
- wysokich K - izomerów, wzbudzonych, ale żyjących dostatecznie długo w porównaniu z otaczającymi je bardziej typowymi stanami.

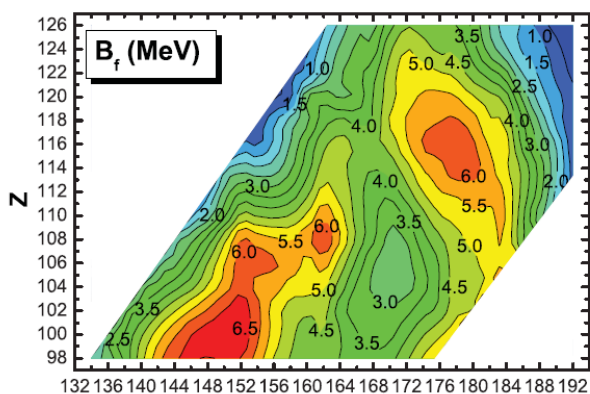
Wszystkie te układy, nawet jeśli miałyby się znajdować w stanach wymuszonej równowagi w zasadzie mogą zostać przebadane doświadczalnie. Programy eksperymentalne poświęcone takim badaniom są bądź realizowane już lub będą realizowane w niedalekiej przyszłości.

Autoreferat składa się z następujących tematów poruszanych w prezentowanym cyklu prac:

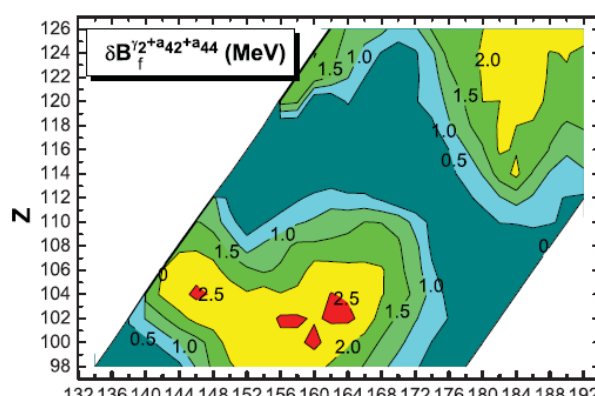
- ***Bariery rozszczepieniowe dla jąder superciężkich (SHE).***
- ***Super-zdeformowane minima „oblate” (SDO).***
- ***Przewidywania przekrojów czynnych w modelu „Fusion by diffusion (FBD)”.***
- ***Pierwsze i drugie bariery rozszczepieniowe w aktywnicach.***
- ***Niskoenergetyczne oscylacje kształtu w aktywnicach.***
- ***Minima Hiper-zdeformowane (HD) w aktywnicach.***

&

Barier rozszczepieniowe dla jąder Superciężkich (SHE). Pytanie: jaka jest największa liczba atomowa w przyrodzie pozostaje nierozwiązane. Bez wątpienia, znaczący postęp w eksperymentalnym zsyntetyzowaniu jąder superciężkich, osiągnięty w ostatnich latach przez grupę „Dubieńską” i potwierdzony częściowo przez laboratorium GSI (Niemcy) i LBL (Kalifornia) istotnie stymuluje potrzebę oszacowań teoretycznych dla możliwości wytworzenia takich najcięższych konfiguracji jądrowych. Wydaje się, że poszukiwania te mogą nas znacznie przybliżyć do odpowiedzi na fundamentalne pytanie; Czy istnieje naturalna granica, poza którą jądro atomowe nie może już dalej istnieć? Bariera rozszczepieniowa, choć jest w zasadzie jedynie konceptem teoretycznym, pozwala oszacować współzawodnictwo między procesem rozszczepiania a emisją cząstki alfa. Dlatego, w takich układach znajomość kształtu tej bariery, to jest jej wysokości i szerokości ma zasadnicze znaczenie przy wyznaczaniu „prawdopodobieństwa przetrwania” jądra złożonego a tym samym odgrywa ważną rolę przy planowaniu nowych eksperymentów. W pracy [1] w ramach dobrze znanego modelu makroskopowo-mikroskopowego sformułowano ilościowy sposób oszacowania wysokości statycznych barier rozszczepieniowych. Aby opisać podstawowe własności jąder superciężkich w stanie podstawowym oraz w punkcie siodłowym użyto w [1] wielowymiarowej przestrzeni deformacji. Zastosowaliśmy bogatą klasę kształtów włączając kształty nieosiowo-symetryczne oraz masowo-asymetryczne po to aby w sposób realny wyznaczyć powierzchnie energii potencjalnej a z nich odczytać wysokości barier dla najcięższych jąder. W przytaczanej pracy [1] policzyliśmy systematycznie wysokości bariery rozszczepieniowej dla ciężkich i superciężkich jąder parzysto-parzystych w obszarze liczby protonów: $92 < Z < 126$ i neutronów: $134 < N < 192$.



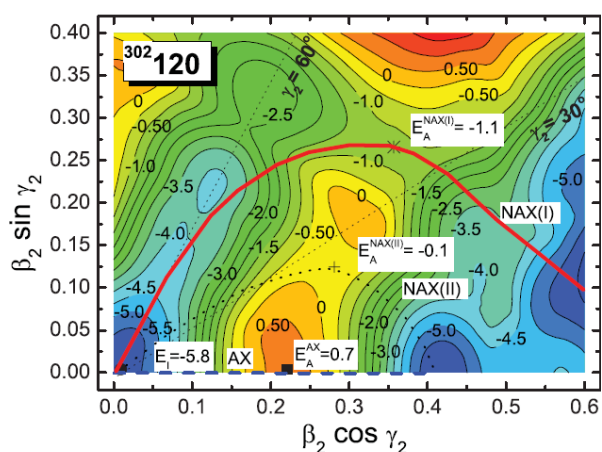
Rys.1 Mapa konturowa policzonych wysokości barier rozszczepieniowych dla parzysto-parzystych jąder superciężkich.



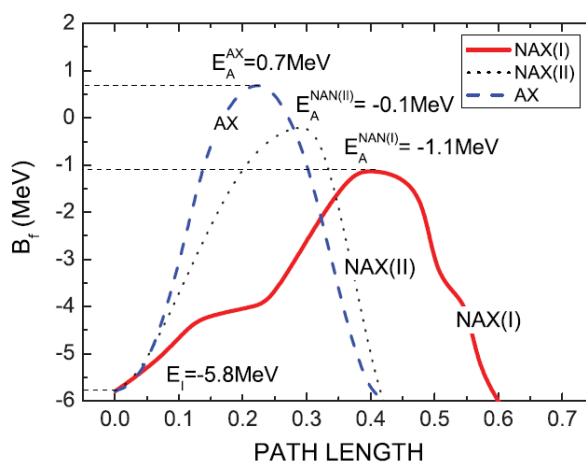
Rys.2 Mapa konturowa pełnego wpływu nieosiowości na wysokość bariery rozszczepieniowej.

Podsumowanie tego rachunku znajduje się na rysunku 1. Można zauważyć, że w całym rozważanym obszarze jąder bariery nie są wyższe niż 7 MeV. Najwyższe wartości uzyskano dla jąder: $^{270}_{108}$ i $^{292}_{114}$, oraz w okolicy $Z=100, N=150$. I tak np. widać na rysunku 1, że dość wysoka bariera dla $^{296}_{118}$ gwałtownie maleje osiągając wartość 1.43 MeV dla jądra $^{312}_{126}$. Oczywiście, przy takiej wysokości bariery, taki układ złożony nie ma szans przetrwać i natychmiast się rozszczepi. To pozostaje w sprzeczności z oszacowaniami w modelach samozgodnych, gdzie ta bariera rozszczepieniowa ma około 12 MeV wysokości. Wyniki wskazują dodatkowo, że teoretyczne ewaluacje wysokości bariery rozszczepieniowej różnią się istotnie zależnie od użytego modelu, można to odnaleźć w Tabeli IV w pracy [1].

W omawianej pracy przedyskutowano także wpływ pełnego uwzględnienia nieosiowych i masowo-asymetrycznych stopni swobody. Zostało między innymi pokazane, że uwzględnienie trójosiowości znacząco redukuje (do 2.5 MeV) wysokość bariery, rysunek 2. To obniżanie wzrasta wraz z N i jest większe dla większych Z . Co więcej, zademonstrowano, że włączenie wyższych multipolowości może prowadzić do znaczącej zmiany kształtu ścieżki rozszczepieniowej w wielowymiarowej przestrzeni deformacji (rysunki 3, 4) i konsekwentnie do istotnej zmiany czasów życia wyznaczanych na takich ścieżkach.



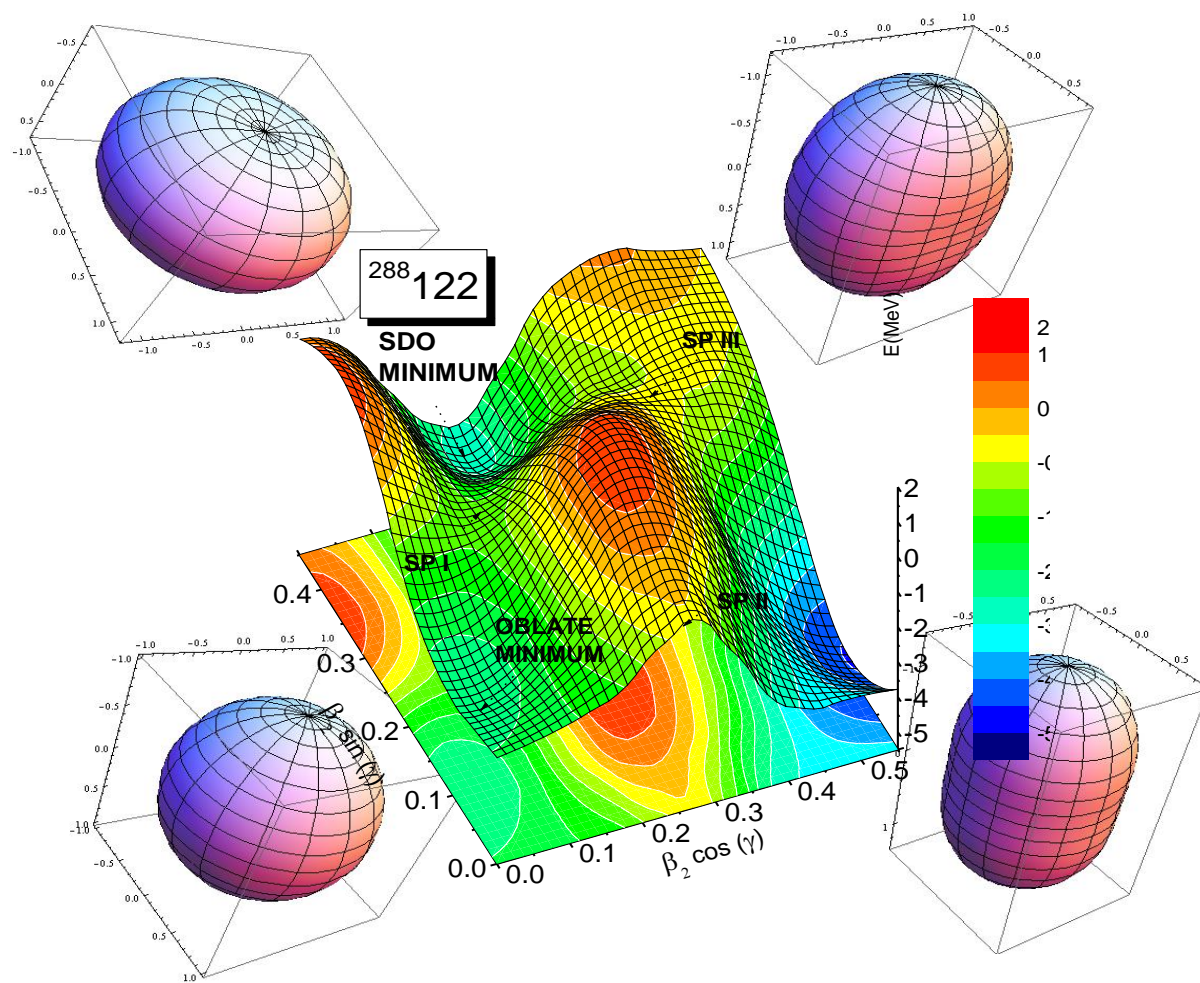
Rys. 3. Mapa konturowa powierzchni energii potencjalnej jądra $^{302}_{120}$. Pokazano położenie stanu podstawowego E_I (kółko) wyższego $E_A^{NAX(II)}$ (krzyżyk) i niższego $E_A^{NAX(I)}$ (gwiazdka) nieosiowego punktu siodłowego. Siodło osiowe oznaczono zamalowanym kwadratem.



Rys. 4. Osiowo-symetryczne (linia przerywana) i nieosiowo-symetryczne statyczne bariery rozszczepieniowe jądra $^{302}_{120}$ vs długość linii w przestrzeni Euklidesowej z płaszczyzny (β, γ) .

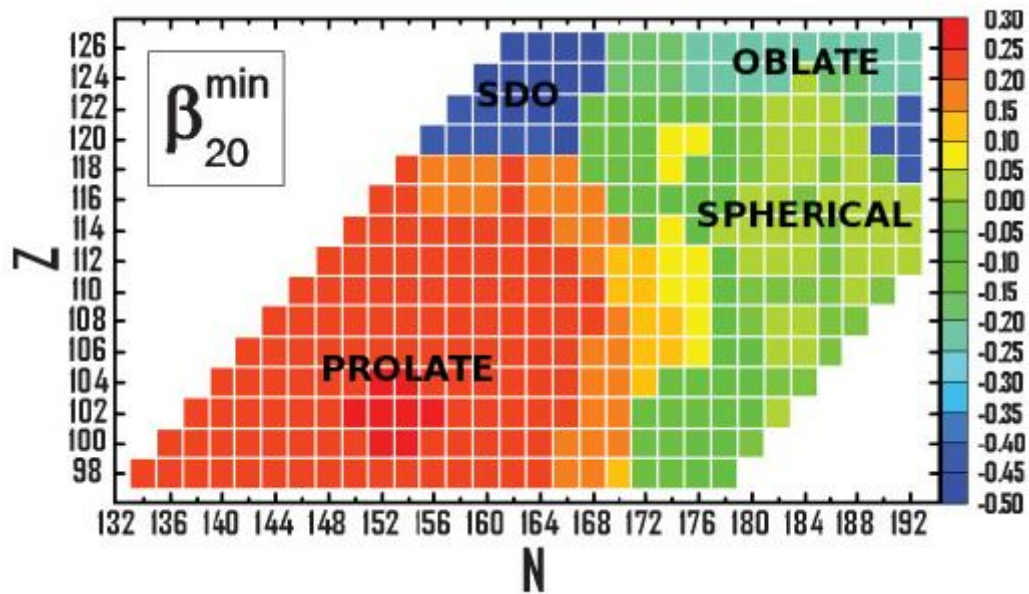
&

Super-zdeformowane minima oblate (SDO). W pracy [3] pokazaliśmy, że oprócz sferycznych, wyraźnie i słabo zdeformowanych jąder typu „prolate” oraz zwykłych minimów „oblate” istnieje także obszar jąder superciężkich egzotycznie zdeformowanych w kierunku „oblate”. Nazwaliśmy te egzotyczne konfiguracje, jądrami SDO „Super Deformed Oblate” ze względu na to, iż mają one charakterystyczną deformację kwadrupolową: $-0.4 < \beta_{20} < -0.5$ odpowiadającą stosunkowi osi głównych elipsoidy: 3/2. Pokazano taki kształt w górnym lewym rogu rysunku 5.



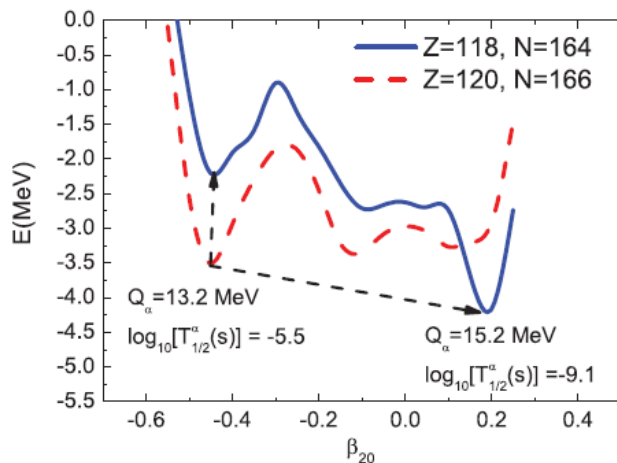
Rys. 5 Powierzchnia energii dla $A=288, Z=122$.

Nasze systematyczne rachunki makroskopowo - mikroskopowe (rysunek 6) pokazały, że te intrygujące minima SDO pojawiają się dla $Z \sim 120, N < 168$ (co było tematem szczególnego zainteresowania w pracy [3]) oraz dla bardzo dużych $N = 190, 192$ przy $Z = 118, 120, 122$.



Rys.6 Policzone deformacje kwadruple dla stanów podstawowych.

Kolejne minima SDO istnieją też dla $168 < N < 172$ i $N < 184$. Pojawiają się one także dla jąder o $Z = 118$. Zwykle leżą one wtedy około 2 MeV powyżej stanu podstawowego, co ma bezpośredni wpływ na rozpad alfa tych izotopów (zobacz rysunek 7). W całym obszarze $Z \sim 114$ najgłębsze odnotowane minima mają kształty sferyczne lub są delikatnie zdeformowane w kierunku „oblate”. Jest to typowy wynik tego



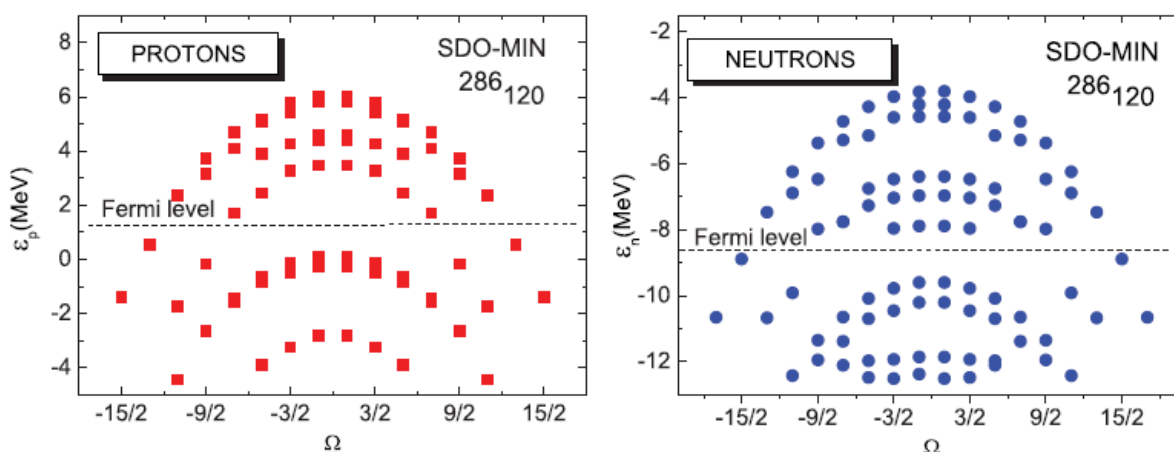
Rys.7 Mechanizm wzbronienia w rozpadzie alfa.

modelu. Podobnie, minima pojawiające się dla $N=174-184$ i $Z=124,126$ są zwykle typu „oblate”. Aby się przekonać, że znalezione minima SDO nie są jedynie artefaktem użycia specyficznego modelu poszukiwaliśmy tych minimów używając także:

- 1) takiego samego modelu mikroskopowego ale z inną wersją części makroskopowej dla której użyto modelu kroplowego w wersji LSD („Lublin-Strasbourg Drop”);
- 2) modelu samo-zgodnego HFBCS z siłą Skyrma - Sly6.

Oba dodatkowe rachunki wspierają hipotezę istnienia globalnych minimów typu SDO. W wersji rachunku z użyciem energii makroskopowej typu LSD te minima są nawet głębsze o 1 MeV. W rachunkach typu HFBCS współzawodnictwo między minimami „prolate”, „oblate” i SDO

a także bariery rozszczepieniowe pozostają podobne jak w naszym studium makroskopowo - mikroskopowym. W szczególności, dla $Z=120$, minima SDO są minimami globalnymi dla $Z=164$, 166 podczas gdy dla $Z=118$, tak jak poprzednio, są one wzbudzone o około 2-2.5 MeV. Co więcej wysokość bariery rozszczepieniowej dla $A=286$, $Z=120$ ma znowu wartość około 3.5 MeV. W pracy [3] sprawdziliśmy także czasy życia dla niektórych jąder poprzez policzenie całki działania metodą WKB z parametrem masowym wyliczonym w przybliżeniu „wymuszonego obrotu”. Najmniejsze działanie znaleźliśmy wzdłuż ścieżki osiowej, praktycznie prostej w przestrzeni deformacji. Dały one czasy życia 10^{-6} s dla $A=286$, $Z=120$ i 10^{-5} s dla $A=288$, $Z=122$. Z czasami życia na poziomie 10^{-5} s (obecny limit detekcji w syntezie jąder superciężkich) układy SDO mogą być traktowane jedynie jako ciekawostka teoretyczna. Istnieje jednak fascynująca możliwość wydłużenia ich czasów życia związana ze zjawiskiem K – izomeryzmu. Rzeczywiście, konfiguracje z wysokim K dla kształtów SDO są bardzo prawdopodobne co pokazuje rysunek 8.



Rys. 8 Policzone energie jednocząstkowe vs. rzut momentu pędu na oś symetrii jądra.

Podsumowując pracę [3], w ramach obu podejść; mikroskopowo – makroskopowego oraz HF z oddziaływaniem Skyrma otrzymuje się egzotyczne kształty SDO w stanie podstawowym lub wzbudzonym w okolicach $Z=120$.

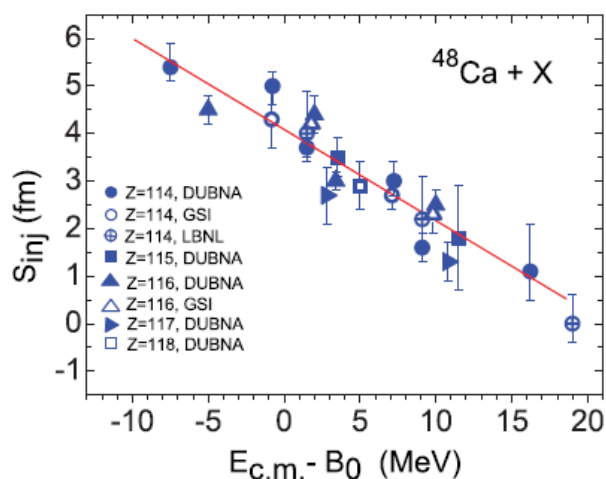
Chociaż jądra parzysto-parzyste o spinie zero rozpadają się szybko: $\sim 10^{-5}$ - 10^{-6} sekundy rozszczepiając się lub emitując cząstkę alfa, dłuższe czasy życia są spodziewane dla izomerów o wysokim K, które prawdopodobnie mogą istnieć w niektórych układach jądrowych typu SDO. W naszej pracy połączyliśmy przewidywania stabilności egzotycznych układów SDO z ideą izomeryzmu kształtu oraz wysokich orbitali K a następnie oszacowaliśmy ich wpływ na czasy życia. Z obliczeń / szacunków wynika, nieco paradoksalnie, że takie egzotyczne konfiguracje mogą żyć dostatecznie długo aby można było je zaobserwować.

Szczególnie opóźnienie rozpadu konfiguracji jądrowej $Z=120$ przez emisję alfy oraz unikalne wzajemne współgranie osiowej i nieosiowej ścieżki rozszczepieniowej (włączywszy wartości parametru masowego) dostarczają ważnej wskazówki odnośnie stabilności takich egzotycznych form. Wydaje się bardzo ciekawe, że super-zdeformowane minima typu „oblate” pojawiają się w rachunkach z potencjałem Woodsa - Saxona i rachunkach samozgodnych oraz że w sensie geometrycznym ta uniwersalność tłumaczy się jako forma przejściowa między kształtami sferycznymi a toroidalnymi przewidywanymi dla jeszcze cięższych układów jądrowych. Takie deformacje „oblate”, gdyby istniały, byłyby największymi deformacjami tego typu wśród wszystkich znanych obecnie jąder w przyrodzie.

&

Przewidywania przekrojów czynnych w modelu „Fusion by dyfuzion FBD”. Rachunki

przekrojów czynnych na syntezę pierwiastków superciężkich są ekstremalnie czułe na wysokość bariery rozszczepieniowej. To jest szczególnie widoczne w przypadku gorącej syntezy ponieważ na każdym etapie kaskady de-ekscytacji współzawodnictwo pomiędzy emisją neutronu a rozszczepieniem bardzo silnie zależy od różnicy progów energetycznych na oba te procesy. Dlatego aby rozsądnie policzyć przekroje czynne na syntezę pierwiastków superciężkich, wybór realistycznych i konsystentnych informacji

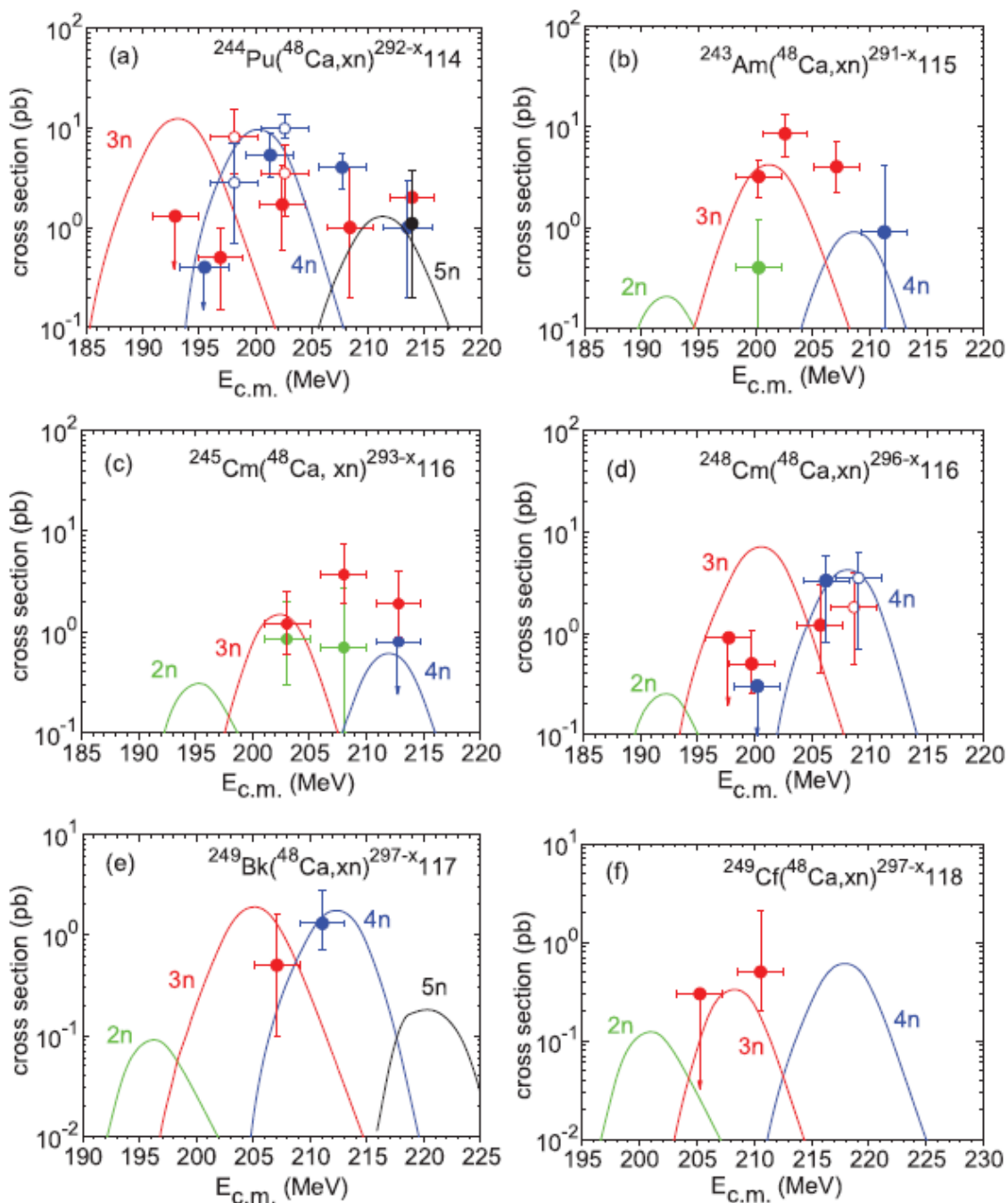


Rys.9 Systematyka „injection-point S_{inj} ” jako funkcja energii kinetycznej powyżej bariery Kulombowskiej B_0

teoretycznych odnośnie wysokości barier rozszczepieniowych oraz mas stanów podstawowych jest tu kluczowy. Nasze, systematyczne rachunki barier rozszczepieniowych [1] i jednocześnie mas stanów podstawowych, mas w punktach siodłowych oraz deformacji i poprawek powłokowych zostały wykorzystane w pracy [6] do policzenia przekrojów czynnych dla najcięższych jąder w reakcjach gorącej syntezy (xn) w ramach modelu „fusion-by-diffusion (FBD)” w wersji uwzględniającej zależność od momentu pędu. Wyniki zebrano na rysunku 10.

Jedyny, empirycznie dopasowywany parametr modelu: „the injection-point distance (S_{inj})”, został wyznaczony indywidualnie dla wszystkich znanych reakcji w tym obszarze.

Uzyskano bardzo regularną systematykę tego parametru. Pokazuje to rysunek 9. Regularność otrzymanego, w taki systematyczny sposób, parametru „sinj” świadczy, pośrednio o konsystencji całego zestawu użytych barier rozszczepieniowych policzonych w pracy [1].

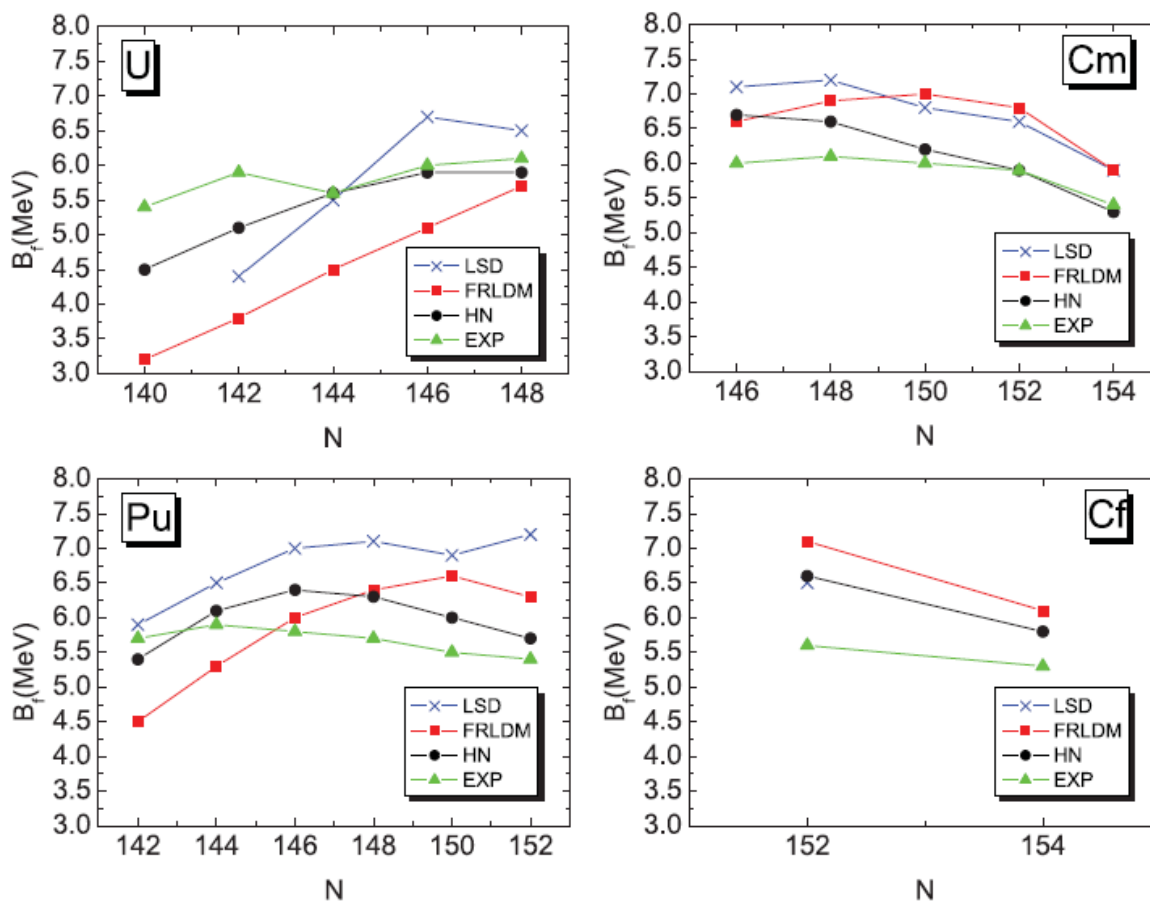


Rys .10 Zależność przekrojów czynnych od energii dla syntezy jąder superciężkich w gorącej syntezie. Pełne koła reprezentują dane dla 3n, 4n i 5n kanałów reakcji otrzymanych w eksperymencie w Dubnej dla pierwiastków $Z=114-118$; otwarte kółka reprezentują dane uzyskane w GSI Darmstadt dla $Z=114$ i $Z=116$. Dane są porównane z funkcjami wzbudzenia dla osobnych xn kanałów wyliczonych w modelu FBD zakładając bariery rozszczepieniowe i masy stanu podstawowego podane w [1]

Bardzo dobra korelacja pomiędzy wartością $\sigma_{c.m.}$ a odpowiadającą energią: $E_{c.m.} - B_0$ może być używana jako argument na rzecz barier podanych w pracy [1] ponieważ taka uderzająca korelacja byłaby zupełnie nieprawdopodobna gdyby zestaw barier rozszczepieniowych był niekonsystentny z eksperymentem.

Nasze rachunki pokazują iż nie ma szans na zsyntetyzowanie pierwiastka Z=120 nawet w najbardziej korzystnej reakcji: $^{249}\text{Cf}(^{50}\text{Ti}, xn)^{299-x}120$, dla której przewidywany przekrój czynny ma jedynie wartość 6 fb. Zauważmy, że inne rachunki dla tej reakcji opublikowane poprzednio, przewidywały istotnie większe przekroje czynne, jednak wciąż za małe aby mogły być zmierzone, zwykle były one rzędu 50 fb. Rozbieżności między tymi różnymi oszacowaniami są właśnie związane przede wszystkim z barierami i masami stanów podstawowych użytych w rachunku. Jeśli chodzi o perspektywy wyprodukowania nowego pierwiastka Z=119, nasze rachunki zawarte w pracy [6] preferują reakcje: $^{252}\text{Es}(^{48}\text{Ca}, xn)^{300-x}119$, dla której oczekiwany przekrój czynny jest około 0.2 pb i 0.4 pb w kanale emisji czterech neutronów przy energii w środku masy około $E_{c.m.} \approx 220$ MeV. Według przewidywań modelu mikroskopowo – makroskopowego bariery rozszczepieniowe dla cięższych elementów Z=119 są znacząco mniejsze prowadząc do znacząco mniejszych przekrojów czynnych w alternatywnej reakcji: $^{254}\text{Es}(^{48}\text{Ca}, xn)^{302-x}119$. Także reakcja: $^{249}\text{Bk}(^{50}\text{Ti}, xn)^{299-x}119$ daje minimalną szansę mierzalnego przekroju czynnego gdyż przewidywany przekrój czynny wynosi około 30 fb dla obu kanałów 3n i 4n. Jak już wspomnieliśmy najbardziej prawdopodobna reakcja prowadząca do syntezy pierwiastka Z=120 to: $^{249}\text{Cf}(^{50}\text{Ti}, xn)^{299-x}120$, jednak przewidywane przekroje czynne są na poziomie 6fb (dla kanałów 3n i 4n). W ostatniej pracy [8] policzyliśmy dodatkowo krzywe wzbudzenia dla wszystkich reakcji: $^{249}\text{Cf}(^{48}\text{Ca}, xn)^{297-x}118$, $^{250}\text{Cf}(^{48}\text{Ca}, xn)^{298-x}118$, $^{251}\text{Cf}(^{48}\text{Ca}, xn)^{299-x}118$ oraz $^{252}\text{Cf}(^{48}\text{Ca}, xn)^{300-x}118$ w ramach modelu FBD, zakładając tak jak poprzednio, wysokości barier rozszczepieniowych, masy stanów podstawowych, efekty powłokowe wyznaczone w pracy [1]. Energetyczna zależność przekrojów czynnych na syntezę wybranych nowych izotopów: $^{293}118$, $^{294}118$, $^{295}118$ oraz $^{296}118$ została przewidziana dla szczególnych kompozycji tarczy Cf przygotowanej specjalnie do eksperymentu dubieńskiego. Przekroje czynne ważono różnym prawdopodobieństwem wynikającym z różnego składu izotopowego w tarczy Cf. Rachunki przewidują możliwość zaobserwowania już znanego nuklidu $^{294}118$, z tak ważonym przekrojem czynnym: 0.2-0.3 pb przy energii $E_{c.m.} = 208-216$ MeV a także nowego nuklidu $^{295}118$ z większym (ważonym) przekrojem czynnym wynoszącym około 1pb przy energii bombardowania $E_{c.m.} \approx 208$ MeV. Wydaje się, że nie ma szans na zsyntetyzowanie nowego jądra $^{293}118$ (a także jego nieznanego produktu rozpadu ^{289}Lv) z ważonym przekrojem czynnym na poziomie 0.2 pb przy energii $E_{c.m.} = 216-218$ MeV.

Pierwsze i drugie bariery rozszczepieniowe w aktywnicach. Dokładna znajomość barier rozszczepieniowych w aktywnicach ma znaczenie dla wielu procesów fizycznych na pozór z tym zagadnieniem niezwiązanych: np. dla procesu produkcji paliwa jądrowego (w fizyce reaktorowej). Poza tym, istnieje aspekt astrofizyczny konieczności dobrej znajomości takiej bariery. Po pierwsze, dokładna znajomość struktury dwugarbnej bariery ma znaczenie dla zrozumienia procesu nukleosyntezy w gwiazdach a po drugie dzięki jądrowym chronometrom takim jak długo żyjące izotopy: ^{232}Th i ^{235}U , uformowane w trakcie r-procesu, można szacować górny limit wieku galaktyk. Poza wszystkim innym jednak, aby robić ekstrapolacje i przewidywania dla jąder dziś nieznanych, takich jak na przykład jądra superciężkie, należy najpierw sprawdzić czy model dostatecznie dokładnie „pracuje” w obszarach gdzie pewne informacje są dostępne empirycznie. Miedzy innymi dlatego, model użyty w pracy [1] – HN, nie zawierający specjalnie dopasowywanych parametrów został najpierw zastosowany do wyznaczenia pierwszych barier rozszczepieniowych dla osiemnastu parzysto-parzystych pierwiastków o $Z > 92$ dla których te bariery były znane eksperymentalnie. Pokazano to na rysunku 11.



Rys. 11 Porównanie wyliczonych (HN) drugich barier rozszczepieniowych z rachunkami Dobrowolskiego i współpracowników (LSD), Mollera i współpracowników (FRLDM) z danymi doświadczalnymi (EXP) dla jąder z liczbą atomową $Z = 92, 94, 96,$ and 98 .

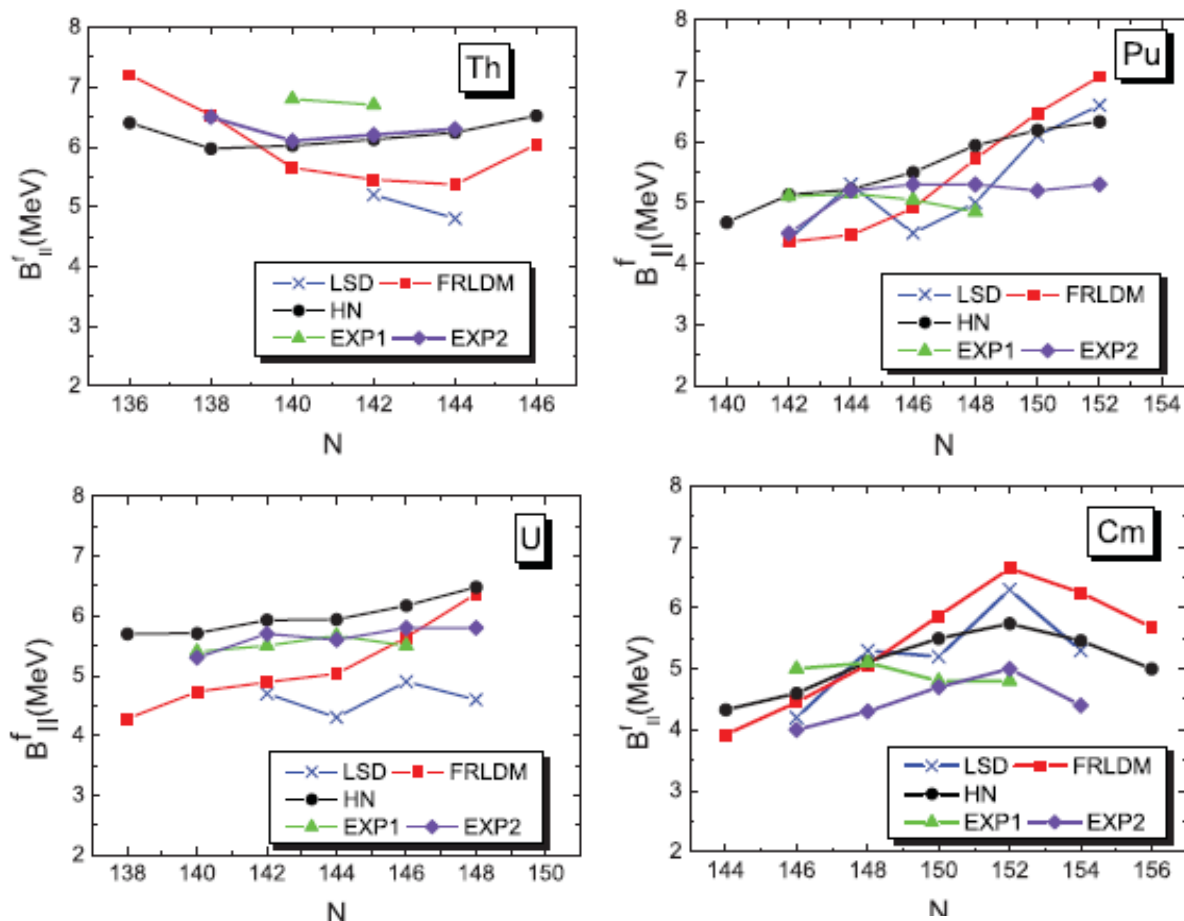
Największa niezgodność z danymi eksperymentalnymi wyniosła około 1 MeV (czyli mieściła się na poziomie niezgodności między różnymi zestawami danych eksperymentalnych) podczas gdy średnia niezgodność wyniosła 0.4 MeV a średnie odchylenie standardowe (rms) miało wartość 0.5 MeV (patrz tabela I). Aby znaleźć drugie bariery rozszczepieniowe w jądrach aktywności wymagana była istotna modyfikacja schematu rachunku w stosunku do tego podanego w pracy [1]. Po pierwsze, skomplikowana topologia powierzchni energii potencjalnej (PES) w tych jądrach sprawia, że poszukiwanie drugich punktów siodłowych jest znacznie trudniejsze niż ma to miejsce w przypadku pierwszych barier (pierwszych siodła). Dlatego zdecydowaliśmy się w pracy [4] użyć dwóch niezależnych metod poszukiwania punktów siodłowych. Aby je znaleźć posłużyliśmy się następującymi metodami: „zatapiania” – ang. „immersion method” oraz dynamicznego programowania ang. „Dynamic Programming Method” zaimplementowanymi na gigantycznej sześciowymiarowej sieci zawierającej (po interpolacji) ponad miliard punktów! Stanowi to w tej chwili absolutny rekord na świecie w tego typu rachunkach.

Przestrzeń deformacji wymagana do analizy drugich barier w aktywnościach musi być znacznie większa niż ma to miejsce w przypadku jąder superciężkich. Dlatego, drugie rozszerzenie polegało na włączeniu kształtów odbiciowo asymetrycznych.

Tabela I zawiera niektóre parametry statystyczne opisujące precyzję różnych rachunków w ramach tej samej metody makroskopowo-mikroskopowej. W przypadku naszego rachunku widzimy, rysunek 12 i tabela I, że największa uzyskana rozbieżność policzonych wysokości drugich barier w stosunku do danych eksperymentalnych jest mniejsza niż 1.4 MeV, średnia wartość tej odchyłki wynosi 0.6 MeV a średni błąd kwadratowy ma wartość 0.7 MeV. Tak więc zgodność naszych wyników z eksperymentem jest wyraźnie lepsza niż w przypadku innych modeli tego samego typu. Wyniki podane w pracach [1] i [4] są dość spektakularne jeśli chodzi o wartość rms (średniego błędu kwadratowego), która jest o połowę mniejsza niż ma to miejsce w przypadku innych oszacowań teoretycznych. Średnia wartość odchyłki i sama odchyłka od danych doświadczalnych także jest dużo mniejsza w przypadku naszego rachunku. Dodatkowo, w pracy [4] pokazaliśmy, że rachunek na pełnej siedmiowymiarowej sieci z włączeniem także nieosiowości kwadrupolowej daje jedynie bardzo mały efekt (150keV) tej nieosiowości, w przeciwieństwie do całkiem sporego efektu (800 KeV) znalezionej metodą minimalizacyjną.

TABELA I: Parametry statystyczne dla różnych rachunków pierwszej (w nawiasach) i drugiej bariery; średnia niepewność, maksymalna odchyłka, średni błąd kwadratowy rms, liczba jąder wziętych do rachunku N są tu pokazane dla trzech modeli makroskopowo – mikroskopowych. Wszystkie wielkości (za wyjątkiem N) podane są w MeV.

Theoretical models:	LSD		FRLDM		HN	
N	(16)	18	(18)	22	(18)	22
$\langle B_f^{th} - B_f^{exp} \rangle$	(0.9)	0.8	(1.0)	0.9	(0.4)	0.6
$Max B_f^{th} - B_f^{exp} $	(1.8)	1.5	(2.2)	2.3	(1.0)	1.2
δ_{RMS}	(1.0)	0.9	(1.1)	1.1	(0.5)	0.7



Rys. 12 Porównanie wyliczonych (HN) drugich barier rozszczepieniowych z rachunkami Dobrowolskiego i współpracowników (LSD), Mollera i współpracowników (FRLDM) z danymi doświadczalnymi (EXP1 i EXP2) dla jąder z liczbą atomową $Z = 90, 92, 94,$ and 96 .

To pokazuje, że minimalizacja jest niepewną metodą znajdowania punktów siodłowych oraz że wpływ nieosiowości na wysokość i kształt drugiej bariery jest pomijalny (w przeciwieństwie do dobrze znanego, wyraźnego efektu związanego z włączeniem symetrii odbiciowej).

Chcilibyśmy także zobaczyć jak nasz model jest w stanie odtworzyć eksperymentalnie znane wzbudzenia drugich minimów (są to dane pewniejsze niż same wysokości barier) Ponieważ, dokładnie wyznaczone deformacje (kształty) i energie super-zdeformowanych (SD) stanów izomerycznych mają olbrzymie znaczenie dla poprawnego opisu nisko leżących stanów wibracyjnych w jądrach aktynowców. Będzie to przedmiotem dyskusji w następnym paragrafie.

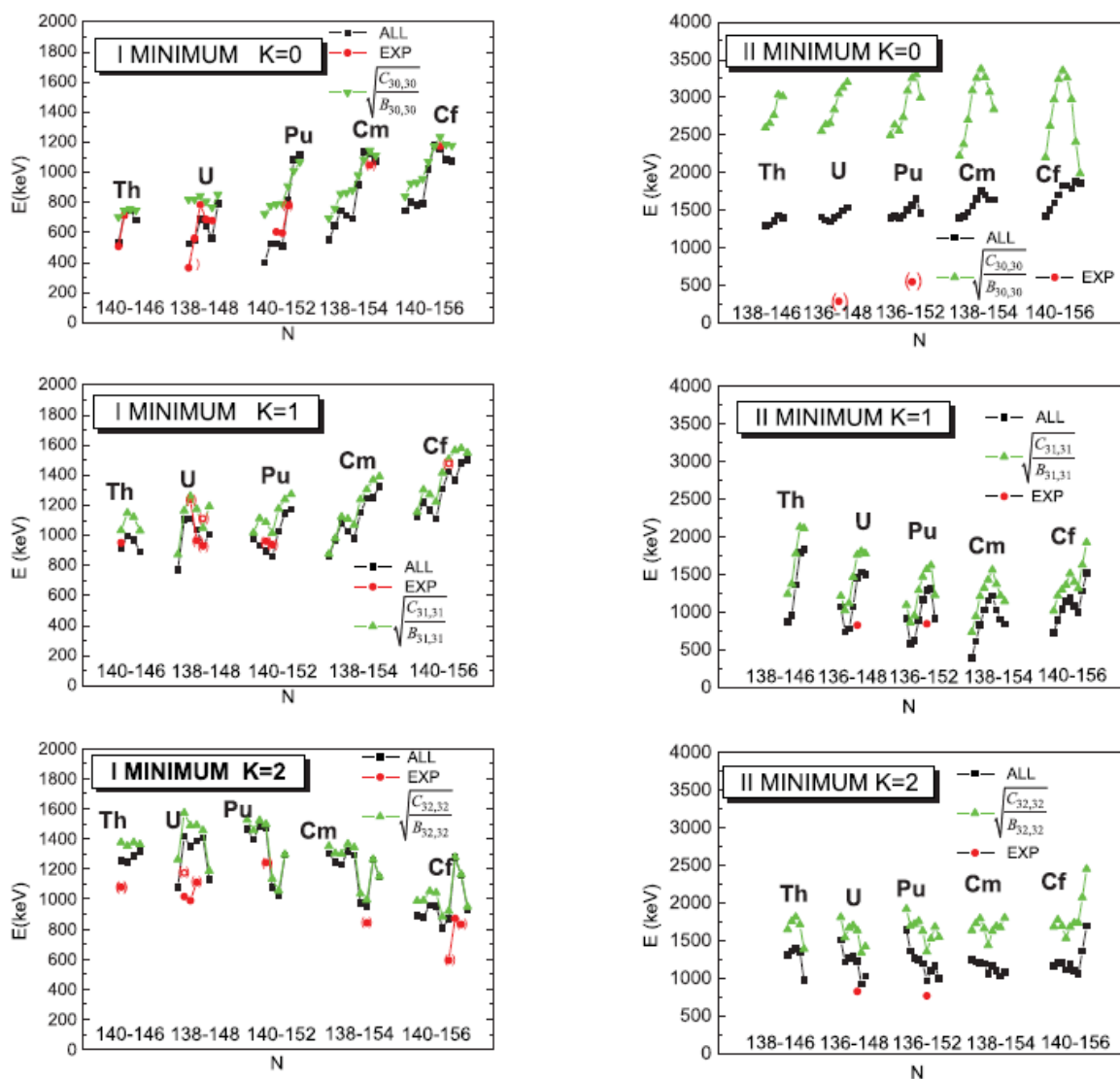
W tabeli IV w pracy [4] można zauważyć, że położenie drugich minimów jest systematycznie za niskie o około 200-850 KeV. Wciąż, jest to jednak znacznie lepsza zgodność z danymi niż ta osiągnięta przez różne modele oparte np.: o funkcjonal gęstości typu Skyrma, dla których zależnie od oddziaływania, rozpiętość między teorią a doświadczeniem dla energii wzbudzenia drugiego minimum może sięgać aż 4 MeV.

&

Niskoenergetyczne oscylacje kształtu. Ostatnio, zebrano znaczącą ilość danych odnośnie stanów jądrowych w drugiej studni potencjału w obszarze aktynowców, szczególnie w ^{240}Pu . Różne pasma rotacyjne, w większości ujemnej parzystości, wraz z momentami bezwładności charakterystycznymi dla super-deformacji (SD) zostały zidentyfikowane w tym jądrze. Takie dane spektroskopowe dają możliwość wykonania bardzo potrzebnych testów modeli jądrowych, które oryginalnie były dopasowywane w obszarze deformacji wokół stanów podstawowych.

Podstawowe pytanie brzmi: jak bardzo ich (modeli) moc przewidywań osłabnie poza tym obszarem? Oscylacje kształtu jądrowego o ujemnej parzystości są naturalnym kandydatem do wyjaśnienia obserwowanych nisko leżących w energii podstaw pasm dla kształtów super zdeformowanych i dlatego mogą pomóc w odpowiedzi na to pytanie.

To dlatego w pracy [2] przestudiowaliśmy niskoenergetyczne drgania kształtu o ujemnej parzystości w pierwszym i drugim minimum energii potencjalnej w aktynowcach. Jako główne narzędzie użyliśmy fenomenologicznego potencjału typu Woodsa - Saxona z mnogością deformacji kształtu. To pozwoliło włączyć do rozważań mieszanie różnych multipolowości z ustaloną liczbą kwantową K . Energie fononów były wyznaczone z kolektywnego Hamiltonianu z energii mikroskopowo-makroskopowej oraz parametru masowego wyliczonego w przybliżeniu „crakning” lub w uproszczonej wersji ze stałym parametrem masowym wziętym w minimum. Policzyliśmy także w [2] zredukowane prawdopodobieństwa przejść elektromagnetycznych (EM) między podstawami pasm rotacyjnych zbudowanych na jedno-fononowym stanie a stanem podstawowym. Zakładając ustaloną strukturę obu: fononu i kolektywnego rotora oszacowaliśmy także w [2] efekt sprzężenia Koriolisa. Te wyniki zebrano na rysunku 13.



Rys.13 Energie drgań kształtu o ujemnej parzystości w stanie podstawowym (lewy panel) I w drugim minimum (prawy panel) dla $K = 0, 1, 2$. Wyniki zawierające wszystkie (ALL) multipolowości $\lambda = 3, 5, 7$ są oznaczone przez kwadraty; trójkąty oddają prostą formułę oscylatorową. Dane eksperymentalne (EXP) są oznaczone kółkami; nawiasy sygnalizują niepewny pomiar.

Nasze studium nad nisko leżącymi drganiami w parzysto – parzystych aktywnowcach prowadzi do następujących konkluzji:

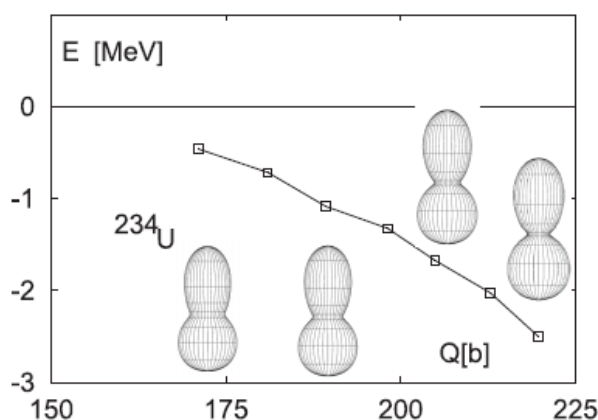
- Biorąc pod uwagę, że nie mamy tu specjalnie dopasowywanych parametrów, dane o wzburzeniach ujemnej parzystości w pierwszych minimach są odtworzone całkiem dobrze, szczególnie dla fononów $K\pi = 0^-$ i 1^- ; natomiast energie stanów fononowych 2^- są znacznie przeszacowane.
- Model przewiduje energie $K\pi = 0^-$ w drugiej studni potencjału w ^{240}Pu i ^{236}U trzy lub więcej razy za wysokie w porównaniu do wartości eksperymentalnych. Dla fononów z

$K=1,2$, zgodność z danymi jest lepsza. To sygnalizuje albo niekolektywny charakter eksperymentalnie uzyskanych stanów $K=0$ lub poważny niedostatek modelu w drugim minimum. Potrzeba więcej danych o kolektywnych stanach typu $K\pi=0^-$ i $K\pi=1^-$ w drugim minimum w innych jądrach z obszaru aktynowców by rozwiązać ten problem.

- Nisko leżące drgania o ujemnej parzystości wskazują na niewielką domieszkę multipolowości $\lambda = 5, 7$ do modu oktupolowego w pierwszym minimum i na równą lub dominującą składową multipolową z $\lambda = 5$ w drugim minimum. W związku z tym sprzężenie różnych multipolowości jest ważne w opisie drgań oktupolowych, szczególnie w drugim minimum.
- Biorąc pod uwagę multipole $\lambda = 3, 5, 7$ w strukturze fononowej i dokładny wkład mikroskopowy dla momentu dipolowego przewidujemy silne przejście dipolowe z pasma oktupolowego do stanu podstawowego w lekkich aktynowcach w pierwszym minimum i dla wszystkich przebadanych jąder z tego obszaru (aktynowców) w minimach izomerycznych.

&

Minima Hiper-zdeformowane (HD) w aktynowcach. Naturalną kontynuacją studiów podjętych w [2] było sprawdzenie istnienia, na mapach energii potencjalnej, trzecich minimów. Temat trzecich minimów w aktynowcach, przypuszczalnie bardziej zdeformowanych niż minima superzdeformowane (SD) i z tych powodów nazywanych czasem hiper-zdeformowanymi, był otoczony pewną niejasnością. Trzecie minima w aktynowcach były najpierw znalezione w jądrach wokół ^{232}Th a ostatnio w $^{232,234,236}\text{U}$. Przewidywania teoretyczne trzecich minimów w aktynowcach prezentowały trochę niejasny obraz. Podczas gdy obecność drugich minimów przy deformacjach bliskich $\beta_{20} = 0.6$ jest wspólną cechą modeli mikro–makro i



modeli samo - zgodnych, trzecie minima hiper-zdeformowane pojawiały się lub znikaly zależnie od modelu. Wiele teoretycznych przewidywań wskazywało na płytkie III minima w Th w zgodzie z eksperymentalną interpretacją. Głębokie trzecie minima w jądrach Uranu znalezione w eksperymentach przeprowadzonych przez grupę z Monachium i Debrecena nie zgadzały się ze wszystkimi rachunkami teoretycznymi za wyjątkiem tych przeprowadzonych przez Stefana Ćwioka i kolegów, w ramach potencjału Woodsa- Saxona.

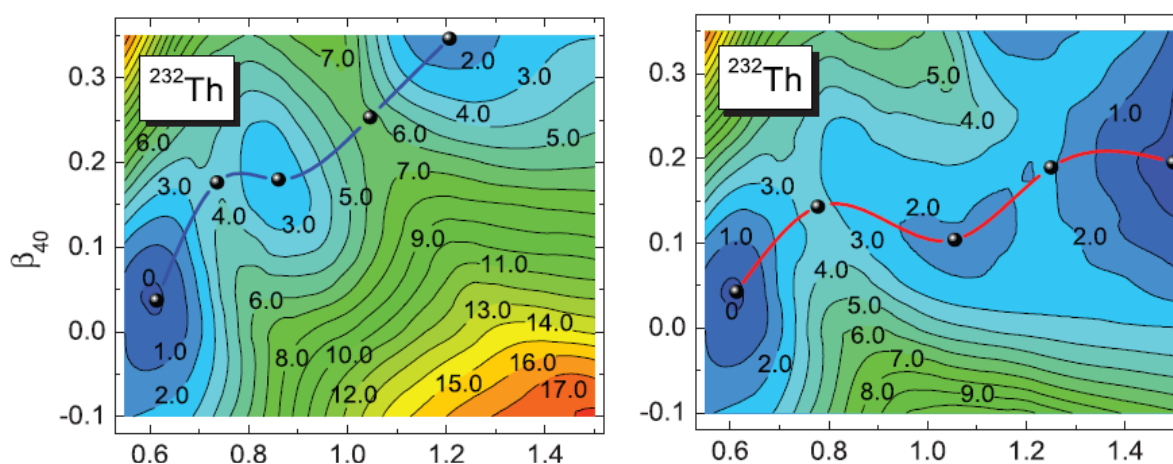
W pracy [5] pokazaliśmy po prostu, że w tym modelu trzecie minima w Uranach znikają całkowicie jeśli rozważyć poprawnie kształt jądra. W praktyce, okazało się, że dopuszczając nieznikającą deformację dipolową można efektywnie uwzględnić istotną klasę łagodnie wydłużonych kształtów, które są nieosiągalne w obciętym rozwinięciu. Tak więc dla dużych wydłużeń deformacja dipolowa nabiera znaczenia realnej zmiennej kształtu. Decydująca dla obrazu trzecich minimów jest modyfikacja krajobrazu energii potencjalnej przez włączenie tej właśnie zmiennej dipolowej. Widoczne wcześniej trzecie minima z dużą deformacją oktopolową znikają całkowicie w badanych jądrach. Na przykład; można dość łatwo znaleźć ciągłą ośmiowymiarową ścieżkę, startując z przypuszczalnego trzeciego minimum aż do punktu rozseparowania kształtów, wzdłuż której energia stopniowo i nieustannie maleje. Taki przykład

Rys.14 Energia wzdłuż sekwencji łagodnych ciągłych kształtów sparametryzowanych przez $\beta_{10}-\beta_{80}$, poczynając od trzeciego minimum z dużą deformacją oktopolową $\beta_{30} \approx 0.6$ w ^{234}U . Momenty kwadrupolowe wyliczono dla rozkładu gęstości z ostrym brzegiem i parametrem promienia $r_0 = 1.16$ fm. Wykreślono kształty odpowiadające $Q = 171$ b (okolica istnienia przypuszczalnego III minimum), 189, 205 oraz 220 b.

jest pokazany na rysunku 14 dla ^{234}U .

Istnienie minimów z mniejszą deformacją oktupolową oraz mniejszym momentem momentem kwadrupolowym, wymaga bardziej szczegółowych analiz. Poszukiwanie bariery w wielowymiarowej przestrzeni deformacji wymaga przeprowadzenia rachunków na hiper sieci. To zostało zrobione w pracy [7]. Jeśli w [5] pokazaliśmy, że spodziewane są jedynie bardzo płytkie minima w lekkich Torach, co pozostawało w zgodzie z rachunkami samo – zgodnymi to głównym celem pracy [7] było potwierdzenie przewidywań dla ^{232}Th oraz pokazanie, że płytkie trzecie minimum tam rzeczywiście występuje.

Aby to osiągnąć, po raz pierwszy wykonaliśmy pełny ośmiowymiarowy rachunek na sieci. Wszystkie deformacje zostały potraktowane na równi, bez wprowadzania jakiegokolwiek podziału na istotne i nieistotne podprzestrzenie. Punkt siodłowy został znaleziony metodą zatapiania na sieci zawierającej ponad 50 milionów punktów (przed interpolacją), rysunek 15. Podkreślimy, że dotychczas były znane z literatury jedynie pięciowymiarowe rachunki makroskopowo – mikroskopowe. Otrzymane płytkie trzecie minimum około 0.36 MeV, zgadza się z danymi doświadczalnymi podanymi przez Blonsa i współpracowników ale pozostaje w ostrej sprzeczności ze statusem trzeciego minimum w jądrach Uranu: $^{232-236}\text{U}$.



Rys. 13 Powierzchnie energii potencjalnej $E(\beta_{20}, \beta_{40})$ dla ^{232}Th 8D β_{10} - β_{80} rachunku; lewy panel: $\beta_{10} = 0$ z minimalizacją po wszystkich pięciu pozostałych wymiarach; prawy panel – minimalizacja po sześciu pozostałych zmiennych z uwzględnieniem β_{10} .

Tak więc problem niezgodności między modelami samo – zgodnymi a modelami typu makro – mikro został rozwiązany. Istnieje sprzeczność między eksperymentem a teorią. Rozwiązanie tego problemu jest istotne także z punktu widzenia jąder superciężkich; dla których wytworzone orbity przy umiarkowanych deformacjach są tymi jakie obserwujemy w aktywnicach przy hiperdeformacjach. Podkreślamy w [7] potrzebę powtórzenia eksperymentu dla ^{232}Th przy użyciu techniki podobnej to tej użytej w jądrach Uranu w ten sposób być może uda się rozwiązać

zagadkę istnienia trzecich minimów w aktywnościach. Jeśli wyniki Blonsa i kolegów potwierdzą się będziemy musieli zrozumieć, dlaczego jądra ^{232}Th i ^{232}U różniące się od siebie jedynie dwoma rozpadami beta, mają tak dramatycznie różny krajobraz energii potencjalnej. Z drugiej strony jeśli w przyszłym eksperymencie głębokość trzeciego minimum będzie podobna do głębokości obserwowanych w Uranach, będziemy mieli zupełną niezgodność między teorią a doświadczeniem. Zakładając, że istniejących rezonansów, nie da się wytłumaczyć inaczej niż przez odwołanie się do konceptu głębokiego trzeciego minimum na mapach energii, wszystkie liczące się obecnie modele teoretyczne muszą zostać zrekonstruowane na nowo, tak by takie wyraźne hiper-zdeformowane minimum dawać. Oba scenariusze wydają się niezmiernie ciekawe!

Krótki przegląd pozostałych prac (po doktoracie)

Jądra tetrahedralne. W ostatnich latach wysunięto interesującą sugestię, iż jądra atomowe, tak jak wiele innych obiektów kwantowych, może mieć w stanie podstawowym kształt czworosieczny. Seria naszych artykułów [10, 15, 18] była poświęcona temu problemowi. Najważniejsza z nich jest praca [10] gdzie przetestowaliśmy tę hipotezę w ramach naszej metody makroskopowo – mikroskopowej używając 12 wymiarowej rodziny wielorakich kształtów, włączając do rozważań kształty: osiowe, nieosiowe oraz masowo asymetryczne. Aby znaleźć minimum tetrahedralne policzyliśmy systematycznie powierzchnie energii potencjalnej dla parzysto-parzystych jąder ciężkich i superciężkich w obszarze liczby protonów: $82 < Z < 128$ oraz liczby neutronów: $98 < N < 194$. Główny wysiłek polegał na włączeniu dodatkowych stopni swobody, w szczególności nieosiowych deformacji: kwadrupolowych, heksadekapolowych oraz oktopolowych. Poza poszukiwaniem globalnego minimum tetrahedralnego, patrzyliśmy także na minima warunkowe z deformacją kwadrupolową równą zero, dla których wzbudzenie może być całkiem spore. Wynik jest negatywny:

- Za wyjątkiem kilku, bardzo płtykich i pojawiających się w bardzo egzotycznych układach nie znaleźliśmy globalnych minimów tetrahedralnych. Nasze rachunki wskazują, że symetria tetrahedralna odgrywa raczej niewielką rolę w badanych jądrach ciężkich i superciężkich.
- Nie możemy potwierdzić także istnienia, przewidywanych wcześniej przez innych autorów, magicznych liczb tetrahedralnych; $Z = 90; 112; 118; N = 136; 178$; w obszarze jąder ciężkich i superciężkich,

- Tetrahedralne minima warunkowe z deformacją kwadрупolową równą zero, jeśli w ogóle istnieją, są płytkie, co nie sprzyja formowaniu stanów wibracyjnych/rotacyjnych. Prospekt ich detekcji w doświadczeniu nie wygląda więc obiecująco.

Znaczenie wyższych deformacji. Ponieważ nasz program Woodsa - Saxona może „poradzić sobie” z kształtami symetrycznymi względem jednej płaszczyzny [y-z], dopuszczalne deformacje w naszym kodzie opisują następujące kształty jądrowe: osiowo-symetryczne, nieosiowo symetryczne, masowo asymetryczne, oraz najogólniejsze kształty: nieosiowosymetryczne-oktupole.

Zanim zdecydowaliśmy, jaka jest najlepsza przestrzeń deformacji do globalnego rachunku barier rozszczepieniowych [1], przeprowadziliśmy intensywne badania nad znaczeniem wyższych deformacji. Wyniki zawarliśmy w pracach: [11, 13, 17, 22, 23, 24, 25]. I tak, w pracy [13] skupiliśmy się głównie na zbadaniu deformacji heksadekapolowej, ogólnego typu, nie dyskutowanej wcześniej w literaturze, podczas gdy w pracy [22] badaliśmy deformacje nieosiowe o multipolowości równej sześć (także nie rozważanych poprzednio).

W niektórych rachunkach używaliśmy bardzo ogólnego typu deformacji nieosiowych. Ponieważ mieliśmy możliwość wzięcia pod uwagę (w najogólniejszym przypadku) 12 - wymiarowej przestrzeni deformacji, mogliśmy rozszerzyć naszą dyskusję na bardzo egzotyczne kształty jądrowe. W artykule [14], oprócz minimum sferycznego, minimum typu „oblate” i „prolate” znaleźliśmy też minima „oblate” - oktupolowe z symetrią Y_{33} wzdłuż osi „oblate” współzawodniczące z minimum globalnym.

Znacznie trudniejsze w porównaniu do badań stanu podstawowego były badania własności jąder w punktach siodłowych. Podaliśmy je w pracach [12,20,21].

Kształty jąder w punktach siodłowych były omawiane w pracy [20] natomiast w pracy [21] podaliśmy własności powłokowe dla tych konfiguracji. Takie analizy są bardzo ważne dla oszacowań przekrojów czynnych, ponieważ głównym założeniem modeli szacujących te przekroje jest, że efekty powłokowe znikają w punkcie siodłowym. W [21] pokazaliśmy, że to założenie jest słuszne jedynie w przypadku niektórych jąder.

Znaczenie deformacji i orientacji w zderzeniach ciężkich jonów. W pracy [30] zostało przebadane znaczenie wyższych deformacji (poza kwadrupol) i wzajemnej orientacji jąder w syntezie prowadzącej do układów superciężkich. W szczególności przebadaliśmy wpływ wyższych deformacji na przekroje czynne, rozkłady barier i spinów. Aby to wykonać ilościowo skonstruowaliśmy półklasyczny model oparty o wielowymiarowy potencjał oddziaływania ciężkich jonów w kanale wejściowym. Następnie zastosowaliśmy naszą metodę w pracy [28] do reakcji ciężko jonowych z pociskiem Ca na tarczach prowadzących do ostatnio odkrytych jąder superciężkich w Laboratorium w Dubnej. Najważniejszym efektem deformacyjnego stopnia swobody (przez to różnych orientacji) jest to, że powoduje on znaczący wzrost przekroju czynnego. Pokazaliśmy jednocześnie, że przewidywania nieźle zgadzają się z istniejącymi danymi.

Zbiórce dane. W pracy [34] zebraliśmy nasze systematyczne wyniki w dwie obszerne tablice. Policzone masy stanów podstawowych, energie rozpadów alfa, pełne i makroskopowe energie, poprawki powłokowe (włączając energię „pairing”) oraz deformacje są zamieszczone w tablicy pierwszej. Druga tablica natomiast zawiera te same własności jądrowe ale tym razem dla punktu siodłowego. W omawianej pracy [34] wyniki globalne zostały szczegółowo przedyskutowane i porównane z dostępnymi danymi eksperymentalnymi; szczególnie jeśli chodzi o masy jądrowe i energie rozpadów alfa.

25. 11. 2013
Norma
Miodet Kowal