

# Autoreferat

1. Imię i nazwisko: Krzysztof Adam Miernik
2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe
  - a) dyplom magisterski - Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego; tytuł pracy: „Badanie rozpadów beta izotopów  $^{106}\text{Sb}$  i  $^{107}\text{Sb}$ ”; opiekun: dr Zenon Janas, 15.06.2005
  - b) stopień doktora nauk fizycznych - Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego; tytuł rozprawy: „Badanie promieniotwórczości dwuprotonowej jąder  $^{45}\text{Fe}$ ”; promotor: dr hab. Zenon Janas, 28.09.2009
3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych
  - a) Uniwersytet Warszawski Wydział Fizyki, 01.10.2009 - 30.09.2012
  - b) Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, USA, 01.10.2010 - 30.09.2013
  - c) Uniwersytet Warszawski Wydział Fizyki, 01.10.2013 - obecnie
4. Wskazanie osiągnięcia wynikającego 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.)
  - a) tytuł: *Rozpady beta jąder neutrononadmiarowych i zjawiska towarzyszące*
  - b) cykl publikacji powiązanych tematycznie :
    - [H1] K. Miernik, K. P. Rykaczewski, R. Grzywacz, C. J. Gross, D. W. Stracener, J. C. Batchelder, N. T. Brewer, L. Cartegni, A. Fijałkowska, J. H. Hamilton, J. K. Hwang, S. V. Ilyushkin, C. Jost, M. Karny, A. Korgul, W. Królas, S. H. Liu, M. Madurga, C. Mazzocchi, A. J. Mendez II, D. Miller, S. W. Padgett, S. V. Paulauskas, A. V. Ramayya, R. Surman, J. A. Winger, M. Wolińska-Cichocka, and E. F. Zganjar; “ $\beta$ -decay study of neutron-rich bromine and krypton isotopes” *Phys. Rev. C* **88**, 014309 (2013)
    - [H2] K. Miernik, K. P. Rykaczewski, C. J. Gross, R. Grzywacz, M. Madurga, D. Miller, J. C. Batchelder, I. N. Borzov, N. T. Brewer, C. Jost, A. Korgul, C. Mazzocchi, A. J. Mendez II, Y. Liu, S. V. Paulauskas, D. W. Stracener, J. A. Winger, and M. Wolińska-Cichocka; “Large  $\beta$ -delayed one and two neutron emission rates in the decay of  $^{86}\text{Ga}$ ”; *Phys. Rev. Lett.* **111**, 132502 (2013)
    - [H3] K. Miernik; “Phenomenological model of  $\beta$ -delayed neutron emission probability”; *Phys. Rev. C* **88**, 041301(R) (2013)
    - [H4] K. Miernik, C. J. Gross, R. Grzywacz, M. Madurga, A. J. Mendez II, K. P. Rykaczewski, D. W. Stracener, and E. F. Zganjar; “No Evidence of Isomerism for the First Excited State of  $^{93}\text{Rb}$ ”; *Nuclear Data Sheets* **120**, 56 (2014)

[H5] K. Miernik, K. P. Rykaczewski, C. J. Gross, R. Grzywacz, M. Madurga, D. Miller, J. C. Batchelder, N. T. Brewer, C. U. Jost, K. Kolos, A. Korgul, C. Mazzocchi, A. J. Mendez II, Y. Liu, S. V. Paulauskas, D. W. Stracener, J. A. Winger, M. Wolińska-Cichocka, and E. F. Zganjar; “*Excited states in  $^{82}\text{As}$  studied in the decay of  $^{82}\text{Ge}$* ”; Phys. Rev. C **90**, 034311 (2014)

[H6] K. Miernik; “ *$\beta$ -delayed multiple-neutron emission in the effective density model*”; Phys. Rev. C **90**, 054306 (2014)

[H7] K. Miernik; “*Beta-delayed energy spectrum calculated in effective density model*”; Acta Phys. Pol. B **46**, 717 (2015)

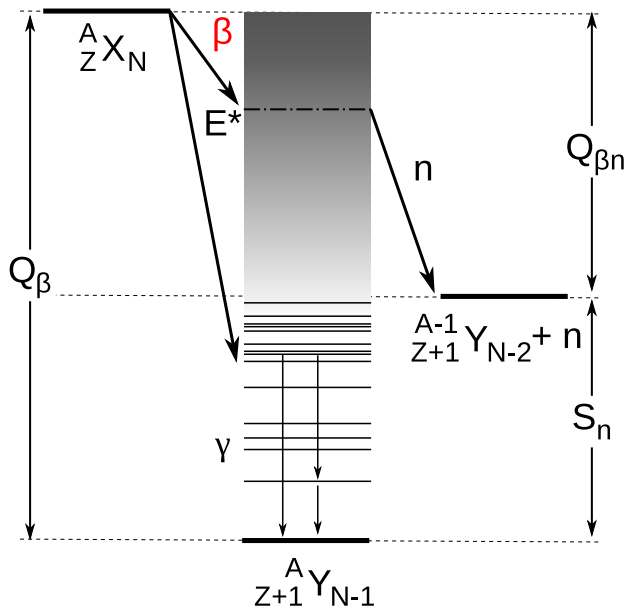
[H8] K. Miernik; “*Mean lifetime measurements in low-statistics experiments*”; Acta Phys. Pol. B **46**, 725 (2015)

c) omówienie celu i wyników

**Wstęp** Zgodnie z najnowszymi przewidywaniami modeli teoretycznych liczba możliwych do utworzenia związanych układów protonów i neutronów to około 8000 [1]. Ze względu na brak oddziaływania kulombowskiego pomiędzy neutronami zdecydowana większość jąder będzie posiadała nadmiar neutronów w stosunku do liczby protonów. Obecnie znamy z obserwacji eksperymentalnych łącznie około 3000 nuklidów. Granica istnienia jąder neutrononadmiarowych (linia oderwania neutronu) jest jednak osiągnięta jedynie dla najlżejszych pierwiastków (do tlenu  $Z = 8$ ) [2, 3]. Dla porównania dla jąder protononadmiarowych znane są emitery protonów, a więc jądra leżące poza granicą oderwania protonu, aż do bizmutu ( $Z = 83$ ). Wśród nieznanych jąder dominują zatem głównie jądra neutrononadmiarowe.

Najlepiej zbadanymi układami nukleonów, ze względu na dostępność w badaniach eksperymentalnych, są jądra stabilne lub bliskie stabilności. Większość modeli teoretycznych opiera się na wynikach doświadczalnych w celu dopasowania kluczowych parametrów opisu jąder i w naturalny sposób bazuje na właściwościach najlepiej zbadanych układów. Jednym z otwartych pytań jest dokładność i poprawność ekstrapolacji tych własności poza ścieżkę stabilności. Silna asymetria w liczbie neutronów w stosunku do liczby protonów może znacząco wpływać na strukturę jąder w sposób, który nie wynika w oczywisty sposób z właściwości sił jądrowych wywiedzionych z jąder stabilnych. Zjawiska takie są obserwowane dla wielu egzotycznych jąder i wynikają z różnych przyczyn. Jednym z przykładów jest powstanie tzw. „wyspy odwrócenia” dla jąder w okolicach  $N = 20$  izotopów neonu, sodu i magnezu, gdzie pojawiają się nowe liczby magiczne w miejscu tych, znanych z jąder stabilnych [4]. Podobny efekt zaobserwowano także dla najbardziej neutrononadmiarowego izotopu tlenu  $^{24}\text{O}$  [5]. Na te i inne nietypowe własności składają się efekty związane z oddziaływaniami neutron-proton, które są niewidoczne przy bardziej symetrycznych układach, wpływem niskiej energii wiązania nukleonów i efektów wynikających z wpływu stanów niezwiązanych czy też ogólnej ewolucji struktury jąder wraz ze zmieniającym się stosunkiem liczby neutronów do protonów.

Aktualnie żaden z modeli nie jest na tyle zadowalający, aby mógł przewidzieć te efekty w wiarygodny sposób. Badania eksperymentalne jąder atomowych dalekich od ścieżki stabilności są zatem kluczowe dla dalszego rozwoju modeli fizyki jądrowej. Dane do-



Rysunek 1: Emisja neutronów opóźnionych po rozpadzie  $\beta$ .

świadcza także w zastosowaniach fizyki jądrowej jako źródło najpewniejszych informacji, uzupełniane przez modele teoretyczne tam, gdzie nie sięgają możliwości eksperymentu.

Jedną z podstawowych metod badania jąder egzotycznych jest pomiar ich rozpadów. W szczególności dla jąder neutrononadmiarowych głównym sposobem rozpadu jest przemiana  $\beta^-$ . W zależności od struktury uczestniczących jąder, rozpad  $\beta$ , może prowadzić do różnych wzbudzeń jądra końcowego. W transformacjach  $\beta$  jąder bliskich stabilności, zasilane wzbudzone stany ulegają deekscytacji poprzez emisję kwantów  $\gamma$ . Przy większych energiach rozpadu ( $Q_\beta$ ), zasilane mogą być stany, których energia wzbudzenia przekracza energię wiązania neutronu w jądrze córce ( $S_n$ ). Ze względu na brak bariery kulombowskiej, neutron będzie emitowany z dużym prawdopodobieństwem nawet dla niewielkich energii powyżej progu separacji. Ten kanał rozpadu - emisja neutronu opóźnionego po rozpadzie beta ( $\beta n$ ) - będzie skutecznie konkurował z emisją kwantów  $\gamma$ . Często używanym parametrem, który jest w naturalny sposób związany z prawdopodobieństwem zajścia takiego rozpadu, jest rozmiar okna energetycznego  $Q_{\beta n} = Q_\beta - S_n$  (rys. 1) dla którego możliwe jest to zjawisko.

Z punktu widzenia struktury jądra atomowego, rozpad  $\beta$  dostarcza informacji w dwójaki sposób. Zasilane stany emitują kwanty  $\gamma$ , których energie oraz powiązania w kaskady umożliwiają zbadanie ich własności. Wymaga to jednak zgromadzenia obserwacji odpowiednio dużej liczby przypadków i nie zawsze jest możliwe dla najbardziej egzotycznych nuklidów, których produkcja jest trudna. Natomiast prawdopodobieństwo emisji neutronów opóźnionych ( $P_n$ ) oraz okres połowicznego zaniku ( $T_{1/2}$ ) są dwoma podstawowymi parametrami rozpadu beta, zależącymi od sumarycznych własności struktury jądra końcowego, które można wyznaczyć także w przypadku obserwacji kilku lub kilkunastu rozpadów.

Całkowite prawdopodobieństwo rozpadu  $\beta$  na jednostkę czasu (stała rozpadu  $\lambda$ ) zależy od sumy prawdopodobieństw przejść do wszystkich możliwych końcowych stanów. Każde przejście zależy od kwadratu elementu macierzowego, który łączy stan początkowy i końcowy poprzez operator przejścia, oraz od tzw. funkcji Fermiego opisującej przestrzeń fazową dostępną dla emitowanych w rozpadzie leptonów. Ta pierwsza wielkość wyznaczona w funkcji wzbudzenia jądra końcowego jest nazywana funkcją natężenia w rozpadzie beta -  $S_\beta(E)$  - i zawiera opis struktury jądra atomowego. Funkcja Fermiego, a w zasadzie całka z tej funkcji ( $f(Z, E)$ ) jest znana i tabelaryzowana (np. [6]), natomiast funkcja natężenia  $S_\beta$  pozostaje w ogólności trudna do wyznaczenia i nieznana. Czas połowicznego zaniku oraz prawdopodobieństwo emisji neutronów opóźnionych zależy od tych wielkości w następujący sposób

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \kappa \int_0^{Q_\beta} S_\beta(E) f(Z + 1, Q_\beta - E) dE, \quad (1)$$

$$P_n = \frac{\int_0^{Q_\beta} S_n \frac{\Gamma_n(E)}{\Gamma_{tot}(E)} S_\beta(E) f(Z + 1, Q_\beta - E) dE}{\int_0^{Q_\beta} S_\beta(E) f(Z + 1, Q_\beta - E) dE}, \quad (2)$$

gdzie  $E$  to energia wzbudzenia jądra córki,  $\kappa$  jest stałą,  $\Gamma_n$  to szerokość stanu ze względu na emisję neutronu, a  $\Gamma_{tot}$  to całkowita szerokość stanu jądrowego. Jak widać pomiar  $T_{1/2}$  dostarcza informacji o sumarycznych cechach struktury jądrowej w całym oknie energetycznym rozpadu, natomiast  $P_n$  - o części przypadającej powyżej energii separacji neutronu. Pomiar tych wielkości dostarcza zatem możliwości podstawowego wglądu w charakter funkcji natężenia oraz struktury jąder.

Już w 1939 roku zaobserwowano [7], że próbka uranu naświetlona neutronami wciąż je emituje nawet po kilku minutach po wyjęciu jej z wiązki. Jeszcze w tym samym roku to zjawisko zostało zinterpretowane jako emisja neutronów po rozpadach  $\beta$  fragmentów rozszczepienia [8]. Odkrycie to było szczególnie istotne, gdyż neutrony opóźnione mają kluczowe znaczenie w sterowaniu reaktorami jądrowymi. W porównaniu z neutronami natychmiastowymi, emitowanymi bezpośrednio podczas procesu rozszczepienia, stanowią one niewielką część wszystkich neutronów obecnych w reaktorze. Dzięki opóźnieniu w emisji pozwalają jednak na stosunkowo proste kontrolowanie reakcji, która znajduje się w stanie podkrytycznym względem neutronów natychmiastowych, ale w stanie krytycznym po uwzględnieniu opóźnionych neutronów. W związku z tym, zagadnieniu neutronów opóźnionych poświęconych było wiele badań koncentrujących się na zastosowaniach w energetyce jądrowej.

Główną metodą eksperymentalną stosowaną na potrzeby pomiarów dla energetyki jądrowej są pomiary mierzące całkowitą emisję neutronów opóźnionych z próbki materiału rozszczepialnego naświetlanego neutronami [9, 10]. Te własności powinny wynikać z indywidualnych cech rozpadu nuklidów powstających w rozszczepieniu. Aby odtworzyć całkowity strumień neutronów opóźnionych niezbędna jest znajomość prawdopodobieństwa emisji neutronów opóźnionych po rozpadzie  $\beta$  ( $P_n$ ), czasu połowicznego zaniku ( $T_{1/2}$ ) oraz prawdopodobieństwa powstania danego jądra w procesie rozszczepienia ( $Y$ ). W rozszczepieniu  $^{235}\text{U}$  wywołanym neutronami termicznymi powstaje łącznie, z różnym prawdopodobieństwem, około tysiąca różnych jąder [11]. W standardowej bazie danych używanej w energetyce jądrowej ENDF/B-VII.1 (2011) znajdują

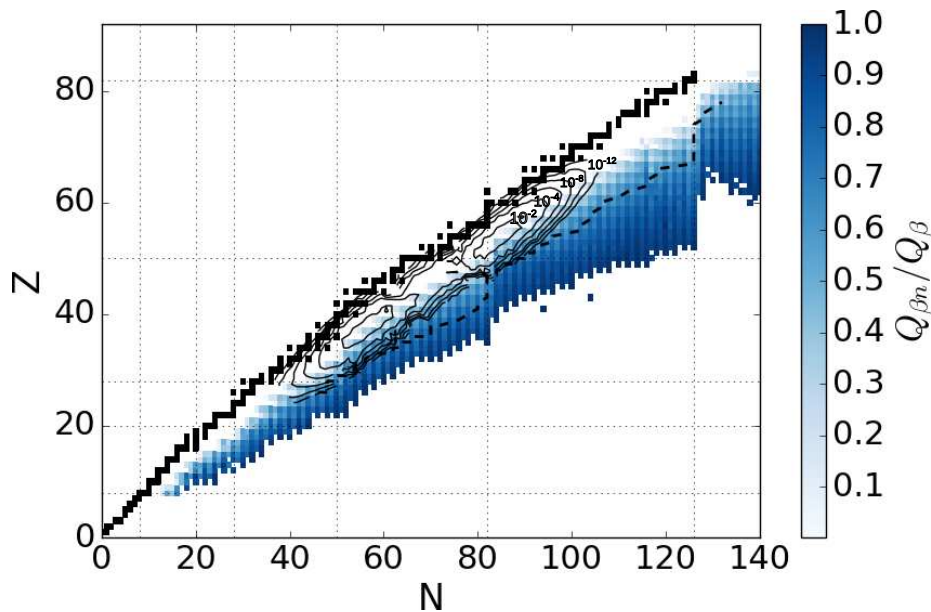
się informacje o prawdopodobieństwie bezpośredniego powstania w rozszczepieniu dla 844 jąder, z czego  $T_{1/2}$  jest znane dla 679 przypadków, a prawdopodobieństwo emisji neutronów opóźnionych tylko dla 153 nuklidów. Dane dla innych materiałów rozszczepialnych ( $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ) kształtują się podobnie. Tymczasem na podstawie eksperymentalnych pomiarów mas oraz obliczeń teoretycznych można stwierdzić, że w rozszczepieniu  $^{235}\text{U}$  powstaje około 270 izotopów, które mogą emitować neutrony opóźnione [12] (rys. 2). Oznacza to, że  $P_n$  jest najgorzej zbadaną spośród trzech potrzebnych wielkości. W rezultacie dane eksperymentalne w połączeniu z modelami teoretycznymi nie są w stanie odtworzyć zmierzonych sumarycznych własności neutronów opóźnionych emitowanych z materiałów rozszczepialnych. W związku z tym w energetyce jądrowej używa się tzw. parametryzacji 6 grup opisującej zsumowane własności produktów rozszczepienia zebranych w grupy izotopy o zbliżonych czasach życia [9, 12].

Inną informacją o rozpadach jąder neutronadmiarowych potrzebną w energetyce jądrowej są ich schematy rozpadu. Energie i intensywności emitowanych po rozpadzie  $\beta$  kwantów  $\gamma$  oraz energie zasilanych stanów pozwalają m.in. wyznaczyć ciepło rozpadu, które stanowi źródło około 8% energii reaktora, ale przede wszystkim wpływa na charakterystykę powyłaczeniową reaktora. Ponieważ wiele z produktów rozszczepienia ma stosunkowo długi czas życia, ich promieniotwórczy rozpad i związane z nim wyzwalamie energii pojawia się w pewien czas po zatrzymaniu reaktora. Szczególnie istotny w tym przypadku jest podział energii promieniowania pomiędzy cząstki  $\beta$  oraz  $\gamma$ . Te rodzaje promieniowania różnią się przenikliwością, a co za tym idzie, wymuszają stosowanie różnych osłon i skutkują różnymi czasami chłodzenia wyłączanego reaktora. Tu także obserwuje się istotne niezgodności wyników obliczeń opartych o dane pochodzące z pojedynczych jąder, a wynikami pomiarów sumacyjnych [13, 14].

Problem określenia rozkładu zasilania w rozpadzie  $\beta$  występuje także przy badaniu tzw. anomalii reaktorowej [15]. Z rozkładu zasilania w rozpadzie  $\beta$  wynika rozkład energii emitowanych antyneutrino. W eksperymentach badających oscylacje neutrin emitowanych z reaktorów jądrowych, stwierdzono ich niedobór w stosunku do obliczeń na bliskich odległościach, gdzie oscylacje nie mogą wyjaśnić tego efektu. Problemem mogą być niedostatecznie dokładne lub obciążone błędami systematycznymi dane o rozpadach jąder. Jednakże może to być także przejaw istnienia nowego rodzaju neutrina, tzw. sterylnego [15].

Ze względu na dużą złożoność układu jakim jest reaktor, modele, które uwzględniły wszystkie aspekty na poziomie mikroskopowym, nie były do tej pory w praktyce używane do symulacji pracy tych urządzeń. Natomiast przy mniej skomplikowanych systemach, np. obliczeniach promieniowania emitowanego w składowiskach zużytego paliwa jądrowego, takie modele są używane. Postęp w budowie coraz potężniejszych superkomputerów i ciągły wzrost ich mocy obliczeniowych pozwala mieć nadzieję, że wkrótce będą one są zdolne także do prowadzenia zaawansowanych i kompleksowych symulacji reaktorów jądrowych. Nowe generacje reaktorów będą zatem mogły być projektowane jako bardziej bezpieczne, wydajne i ekonomiczne urządzenia. Aby urzeczywistnić te plany niezbędne są dane o fizyce jąder neutronadmiarowych, które mogą pochodzić zarówno z badań eksperymentalnych, jak i z coraz dokładniejszych modeli teoretycznych.

Kolejnym polem wiedzy, w którym potrzebne są informacje o rozpadach  $\beta$  jąder neutro-



Rysunek 2: Mapa nuklidów przedstawiająca rozmiar okna emisji neutronów opóźnionych ( $Q_{\beta n}$  w stosunku do całkowitej energii rozpadu  $\beta$  ( $Q_{\beta}$ ) obliczonego na podstawie modelu masowego HFB-24 [18]. Linie ciągłe oznaczają poziomnice prawdopodobieństwa powstania nuklidów w rozszczepieniu  $^{235}\text{U}$ , linia przerywana - orientacyjną ścieżkę procesu „r” [19].

nonadmiarowych jest astrofizyka. Jedną ze ścieżek nukleosyntezy, szczególnie istotną dla pierwiastków cięższych od żelaza, jest proces szybkiego wychwytu neutronu (proces „r”) [16]. Zachodzi on w warunkach wysokiej temperatury oraz silnego strumienia neutronów. Takie warunki mogą istnieć podczas eksplozji supernowych II typu lub podczas zderzeń gwiazd neutronowych [17]. Poczynając od jąder żelaza i niklu, powstających podczas procesu spalania materii w gwiazdach o masach przekraczających 8 mas Słońca, kolejne wychwyty neutronów prowadzą do silnie neutronnadmiarowych izotopów, które będą ulegały rozpadom  $\beta^-$ , tworząc pierwiastki o coraz większej liczbie atomowej (rys. 2). Proces urywa się na izotopach ciężkich pierwiastków, które ulegają rozszczepieniu.

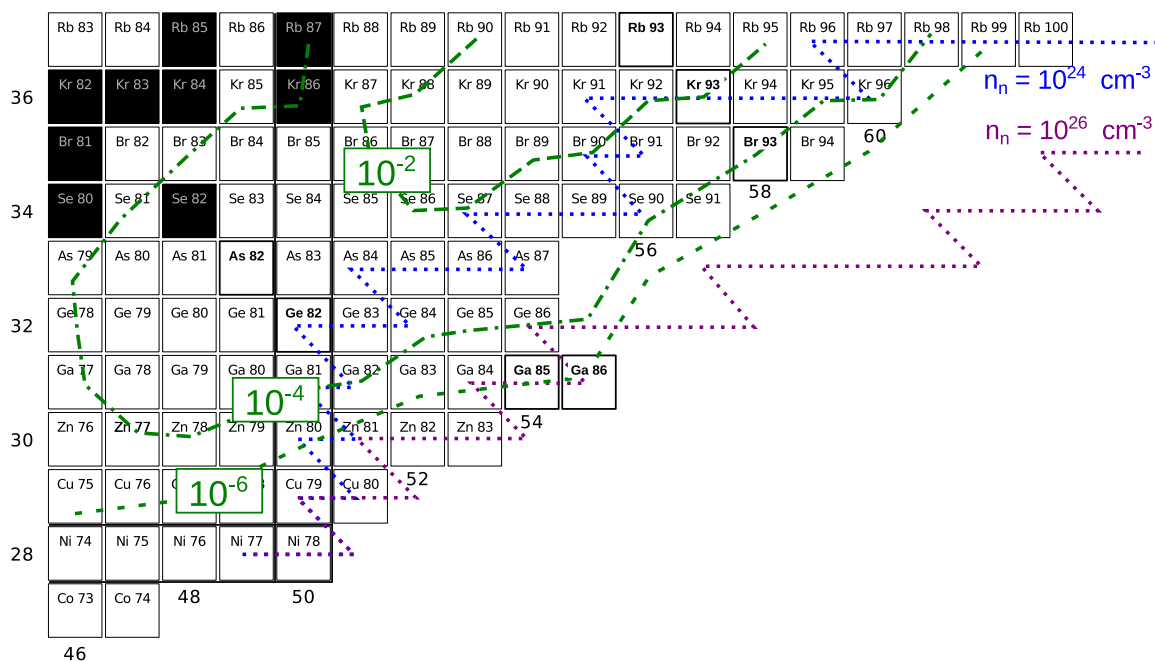
Własności rozpadu  $\beta$  są w tym procesie niezwykle istotne, decydują bowiem o granicach przebiegania procesu oraz o intensywności produkcji nuklidów stabilnych. Podstawowe informacje dostarczane przez fizykę jądrową to masy jąder, przekroje czynne na reakcję wychwytu neutronu, reakcję fotodezintegracji oraz czasy życia i prawdopodobieństwa emisji neutronów opóźnionych w rozpadzie [17]. Ponieważ obecne możliwości techniczne pozwalają na produkcję w laboratoriach tylko niewielkiej części nuklidów uczestniczących w procesie, równie ważne co badania eksperymentalne, są w tym przypadku modele teoretyczne, pozwalające na ekstrapolowanie własności dla jąder, które nie są znane. Tym niemniej także znajomość własności nuklidów pomiędzy ścieżką procesu „r” a ścieżką stabilności  $\beta$  jest ważna, szczególnie podczas fazy studzenia materii następującej po ustaniu strumienia neutronów, kiedy formuje się ostateczny rozkład masowy produktów procesu nukleosyntezy. Emisja neutronów opóźnionych z

jednej strony, zmniejsza liczbę masową końcowego produktu (rozpad beta ją zachowuje), z drugiej strony, dostarcza wolnych neutronów, które przedłużają czas trwania procesu i pozwalają na produkcję cięższych pierwiastków. W szczególności proces  $\beta n$  jest niezbędny w wyjaśnieniu stosunkowo gładkiego rozkładu mas, oraz w powstawaniu maksimum dla ziem rzadkich [20, 17] oraz wysokości maksimum w okolicach  $A = 195$  [20].

**Cel pracy** Zgodnie z nakreślonym polem badań, celem pracy było rozszerzenie dotychczasowej wiedzy na temat rozpadów jąder neutrononadmiarowych, zarówno poprzez badania eksperymentalne, jak i rozwój modeli teoretycznych. Oczywiście w ramach ograniczonej czasowo i objętościowo pracy niemożliwe jest wyczerpanie tak obszernego zagadnienia, z tego względu zostało ono ograniczone do eksperymentalnych badań rozpadów jąder leżących w pobliżu podwójnie magicznego  $^{78}\text{Ni}$  (rys. 3), w szczególności rozpadów  $\beta$  i emisji neutronów opóźnionych, oraz do opracowania nowego teoretycznego modelu emisji neutronów opóźnionych.

Region  $^{78}\text{Ni}$  został wybrany z kilku ważnych powodów. Bliskość podwójnie magicznego jądra ma wpływ na specyficzną strukturę jąder, której badania dostarczają zwrotnych informacji dla modeli teoretycznych. Ponadto ma on szczególne znaczenie w przypadku zastosowań w energetyce jądrowej - w pobliżu znajduje się jedno z maksimum rozkładu fragmentów rozszczepienia  $^{235}\text{U}$ , a także rozpoczyna tu swój bieg proces „r” (rys. 3). Pomimo historii badań jąder w tym regionie sięgającej lat 60-tych XX wieku, wiele informacji, nawet tak podstawowych jak czas życia lub najważniejsze przejścia  $\gamma$  obserwowane po rozpadzie  $\beta$ , jest wciąż nieznanymi, niewystarczającymi lub ich pomiary są obciążone dużymi błędami systematycznymi. Dzięki postępowi w budowie detektorów, a przede wszystkim elektroniki cyfrowej, która umożliwiła bardziej szczegółową i dogłębną analizę danych, wskazane było nie tylko odkrywanie nieznanymi wcześniej rozpadów, ale także ponowne zbadanie znanych przypadków.

Postęp w produkcji egzotycznych nuklidów pozwolił w ostatnich czasach przybliżyć się lub nawet przekroczyć oczekiwaną ścieżkę procesu „r”. Otworzyło to możliwości bezpośredniego badania nuklidów uczestniczących w tej nukleosyntezie. Jednym z ciekawych zjawisk, przewidywanych przez modele teoretyczne, które powinno pojawić się dla obecnie najbardziej egzotycznych jąder, jest emisja wielu neutronów po rozpadzie  $\beta$ . Do tej pory taki kanał rozpadu (przede wszystkim  $\beta 2n$ ) był obserwowany dla lekkich jąder (np.  $^{11}\text{Li}$  [21],  $^{19}\text{B}$  [22]), a więc takich, które nie uczestniczą w procesie „r”. Dla cięższych jąder znane są jedynie dwa przypadki ( $^{98,100}\text{Rb}$ ) ale stosunek rozgałęzień dla tego rozpadu jest niezwykle mały i wynosi odpowiednio 0.060(9)% i 0.16(8)% [23, 24]. Możliwość eksperymentalnej weryfikacji przewidywań o znaczącym wkładzie procesu  $\beta 2n$  dla cięższych jąder w znaczący sposób może wpłynąć na modelowanie procesu „r”, gdzie taki kanał być może powinien być uwzględniony. Jednym z celów pracy był pomiar rozpadu  $\beta$  z emisją dwóch neutronów opóźnionych dla jądra  $^{86}\text{Ga}$ , które było jednym z kandydatów przewidzianych przez modele teoretyczne. Równoległe z pracami eksperymentalnymi został opracowany model teoretyczny opisujący prawdopodobieństwo emisji neutronów opóźnionych dla całej mapy nuklidów. Wyniki eksperymentalne zasugerowały stworzenie nowego, skuteczniejszego opisu, który



Rysunek 3: Mapa nuklidów przedstawiająca obszar badań eksperymentalnych przedstawianych w pracy. Linie kropkowane przedstawiają orientacyjną ścieżkę procesu „r” dla dwóch różnych gęstości strumienia neutronów [19]. Linie przerywane przedstawiają poziomicę prawdopodobieństwa powstania jąder w rozszczepieniu  $^{235}\text{U}$ .

mógłby być stosowany w modelowaniu procesu „r”, ale także w planowaniu dalszych eksperymentów eksplorujących zjawiska emisji wielu neutronów. Stosowane do tej pory modele opisywały te kanały rozpadu w bardzo uproszczony sposób. Niezbędne stało się zatem takie rozwinięcie teorii, aby w sposób realistyczny uwzględnić konkurencje pomiędzy różnymi kanałami deekscytacji wzbudzonych stanów zasilanych w rozpadzie  $\beta$  (tj.  $\gamma$ , n, 2n, 3n).

## Wyniki

**Jądra istotne dla energetyki jądrowej** Wśród jąder mających znaczenie dla energetyki jądrowej zbadano rozpad  $\beta$  nuklidów  $^{93}\text{Kr}$  oraz  $^{93}\text{Br}$ . Całkowity przekrój czynny na wytworzenie tych jąder w rozszczepieniu  $^{235}\text{U}$  wywołanym neutronami termicznymi wynosi 4.9 i 0.3 mb, a prawdopodobieństwo emisji neutronów opóźnionych w ich rozpadzie to odpowiednio 1.95(11)% i 68(7)% [11]. Należą one do jąder, które mają znaczący wkład do całkowitego strumienia neutronów opóźnionych oraz ciepła rozpadu pochodzącego od produktów rozszczepienia w środowisku reaktorów. Rozpad  $^{93}\text{Kr}$  pojawia się wśród 20 najważniejszych nuklidów potrzebnych do wyjaśnienia kwestii anomalii reaktorowej w przypadku rozszczepienia szybkimi neutronami jąder  $^{238}\text{U}$  [25]. Jeszcze bardziej istotne jest jądro  $^{93}\text{Rb}$ , które jest piąte na liście najważniejszych nuklidów powstających w rozszczepieniu  $^{235}\text{U}$  neutronami termicznymi [25].



W pracach [H1,H4] powyższe nuklidy zostały przebadane w ośrodku Holifield Radioactive Ion Beam Facility (HRIBF) w Oak Ridge National Laboratory (ORNL) w Tennessee, USA [26, 27]. Badane jądra były wyprodukowane w reakcji rozszczepienia wywołanej protonami o energii 50 MeV, o intensywności wiązki  $10 \mu\text{A}$ , padającymi na tarczę z węgla uranu o grubości  $6 \text{ g/cm}^2$ . Zjonizowane produkty rozszczepienia następnie były wyekstrahowane z tarczy w drodze dyfuzji i efuzji, przyspieszone do 40 keV, zanalizowane masowo w elektromagnesie o zdolności rozdzielczej  $\Delta m/m \approx 1000$ , przyspieszone do energii 200 keV i powtórnie zanalizowane masowo w elektromagnesie o zdolności rozdzielczej 10000. Dzięki dwustopniowej separacji masowej i użyciu magnesu o dużej zdolności rozdzielczej wiązka była zdecydowanie czystsza niż w przypadku typowej separacji masowej za pomocą pojedynczego magnesu.

Wiązka radioaktywnych jonów o masie  $A = 93$  skierowana była do stanowiska pomiarowego wyposażonego w cztery detektory germanowe typu „Clover” do pomiaru promieniowania  $\gamma$ , dwa detektory scyntylicyjne do pomiaru cząstek  $\beta$  oraz kolektor taśmowy. Jony implantowane były w centrum układu w taśmę ferromagnetyczną przez okres jednej sekundy, następnie wiązka była odchylana przez elektrostatyczny deflektor i obserwowano rozpad zgromadzonej aktywności przez kolejną sekundę. Po tym okresie taśma była przesuwana o około 45 cm, w czasie 0.425 s, tak, aby punkt kolekcji znalazł się za ołowianą osłoną. Dzięki temu aktywność dłużej żyjących produktów rozpadu mierzonych jąder była znacząco obniżona. Cykl był powtarzany przez cały okres trwania eksperymentu. Zarówno w tym, jak i w pozostałych eksperymentach używano elektroniki cyfrowej rejestrującej niezależnie, bez centralnego systemu wyzwalania, wszystkie zdarzenia wraz ze znacznikami czasowymi. Główny ciężar analizy danych jest w tym przypadku przesunięty na odpowiednie programy komputerowe budujące widma, koincydencje, bramki i inne niezbędne zależności, których parametry można dobierać po eksperymentach bez utraty danych.

W przypadku rozpadu jądra  $^{93}\text{Kr}$  powstaje jądro  $^{93}\text{Rb}$ . Od roku 1970 w bazach danych (np. [11, 28]) znajduje się informacja o izomerycznym charakterze stanu o energii wzbudzenia 253 keV, który jest najmocniej zasilanym poziomem w rozpadzie  $\beta$   $^{93}\text{Kr}$ . Podawany w literaturze czas życia tego stanu to  $57 \mu\text{s}$ . Podczas naszych pomiarów stwierdzono, iż czas życia tego poziomu jest mniejszy niż 10 ns. Jądro to było wielokrotnie przedmiotem eksperymentów. Znanych jest ponad 200 przejść  $\gamma$  i 56 poziomów zasilanych po rozpadzie  $^{93}\text{Kr}$ , co sprawia, że jest to jeden z lepiej zbadanych schematów rozpadu. Pomimo to błędna informacja o izomerycznym charakterze stanu 253 keV była powielana we wszystkich bazach danych. Po naszej publikacji [H4] błąd ten został usunięty [11].

Okres połowicznego zaniku jądra  $^{93}\text{Br}$ , określony na 102(10) ms został po raz pierwszy zmierzony w roku 1988 [29]. Jednocześnie prawdopodobieństwo emisji neutronów opóźnionych zostało określone na  $P_n = 10(5)\%$ , a następnie, na podstawie tych samych danych, poprawione przez autorów na 68(7)% [30]. W naszych pomiarach [H1] uzyskano wartości  $T_{1/2} = 152(8) \text{ ms}$  i  $P_n = 53(10)\%$ . Odstępstwo zmierzonego czasu połowicznego zaniku jest większe niż  $3\sigma$ , a jednocześnie czas życia zmierzony podczas tego samego eksperymentu dla innych nuklidów ( $^{93,94}\text{Kr}$ ) jest zgodny z danymi literaturowymi. Sugeruje to błąd systematyczny w opublikowanych wcześniej informacjach. Niestety, ze względu na ubogą ilość informacji zawartych w przytoczonych artyku-

łach nie można stwierdzić jego źródeł. Poza korektą czasu życia, rozbudowany został schemat rozpadu tego jądra, przede wszystkim o linie  $\gamma$  zaobserwowane w jądrze powstającym po emisji neutronu ( $^{92}\text{Kr}$ ), które poprzednio nie były obserwowane. Dzięki ich obecności, możliwa była ocena nowej wartości  $P_n$  dla tego jądra. Nowe wartości czasu życia oraz prawdopodobieństwa emisji neutronów opóźnionych zostały użyte w modelu procesu „r” [17] i stwierdzono zmianę końcowego rozkładu mas  $A = 92-94$  o około 20% w stosunku do obliczeń z użyciem poprzednich wartości.

Przykłady omawianych tu eksperymentów wskazują na konieczność ciągłej weryfikacji zgromadzonych danych używanych do modelowania reaktorów jądrowych i procesów astrofizycznych. Pomimo, iż pojedyncze zmiany w bazach danych nie będą skutkowały dramatycznymi efektami, to kumulacja nieścisłości i błędnych wyników może w szerszej skali wypaczać rezultaty obliczeń. Być może jest to jednym ze źródeł niepowodzeń w odtwarzaniu własności neutronów opóźnionych emitowanych z materiałów rozszczepialnych w modelach wychodzących od własności pojedynczych jąder.

**Weryfikacja modeli teoretycznych** Jądra nieparzysto-nieparzyste są ogólnie mniej dokładnie zbadane i gorzej opisywane modelami teoretycznymi niż sąsiednie jądra parzysto-parzyste lub o nieparzystej liczbie masowej. Z punktu widzenia teorii jądra atomowego, są one trudniejsze do modelowania i interpretacji. Nawet w najprostszym modelu powłokowym już sam stan podstawowy takich jąder musi być opisywany oddziaływaniem resztkowym pomiędzy walencyjnym protonem i neutronem. Prowadzi ono do rozszczepienia multipletu odpowiadającemu rozmieszczeniu nukleonów na najniższych orbitalach. Ze względu na równie skomplikowane oddziaływanie z pozostałymi nukleonami jądra często już określenie całkowitego momentu orbitalnego stanu podstawowego jest trudne dla modeli teoretycznych. Dla badań eksperymentalnych problemami są duża gęstość stanów wynikająca z rozszczepienia multipletów, pojawianie się zjawiska izomeryzmu (ze względu na blisko położone stany o dużych różnicach w momencie pędu) i związane z tym trudności w interpretacji wyników, czy budowy schematów wzbudzeń.

Pomimo wymienionych trudnościom, lub może właśnie dzięki nim, jądra nieparzysto-nieparzyste są znakomitym polem do testowania modeli teoretycznych i ich zdolności przewidywania. Szczególnie w różnych wariantach modelu powłokowego oddziaływania są dopasowywane do poszczególnych rejonów mapy nuklidów. Ze względu na nieznanne własności jąder nieparzysto-nieparzystych, nie są one brane pod uwagę, w przeciwieństwie do sąsiednich nuklidów. Stwarza to wyjątkową sytuację, w której możliwe jest badanie zdolności przewidującej modeli poprzez interpolację własności jąder, która powinna być dokładniejsza niż ekstrapolacje w nieznanne eksperymentalnie rejony.

Jądra nieparzysto-nieparzyste powstają w wyniku przemiany  $\beta$  jąder parzysto-parzystych. Te drugie, bez wyjątku, charakteryzują się stanem podstawowym o spinie i parzystości  $J^\pi = 0^+$ . W przypadku jąder neutron nadmiarowych możliwe są jedynie przejścia typu Gamowa-Tellera, ponieważ stan analogowy, do którego prowadzą przejścia Fermiego, leży powyżej stanu podstawowego. W przejściach Gamowa-Tellera nie jest możliwa przemiana  $0^+ \rightarrow 0^+$ , a zatem jedynymi dozwolonymi przejściami są  $0^+ \rightarrow 1^+$ . Dzięki tej właściwości możliwe jest przynajmniej częściowe określenie spinów i pa-

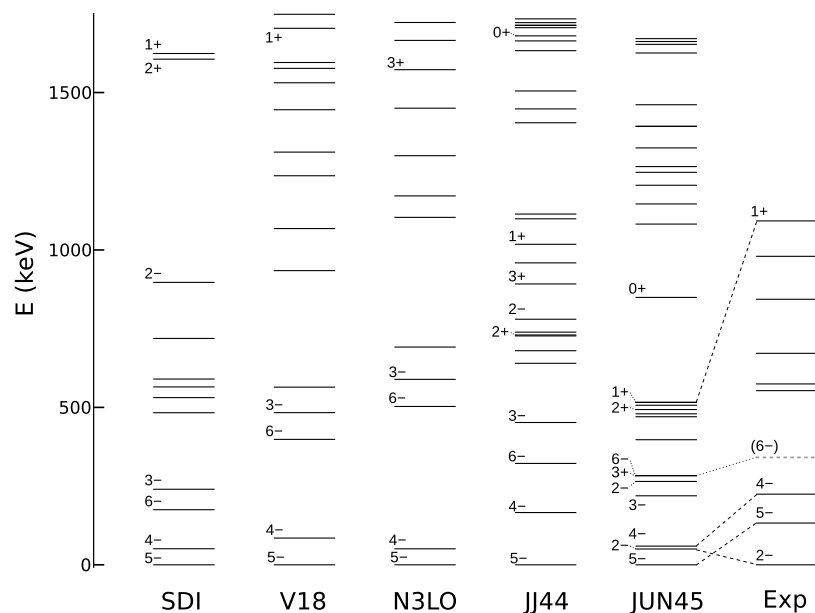
rzystości stanów w schemacie rozpadu, nawet w eksperymentach o stosunkowo niskiej statystyce, przy której nie jest możliwe badanie korelacji kątowych. Warto też zauważyć, że poprzez specyficzne zasilanie stanów w rozpadzie  $\beta$  częstą sytuacją jest brak przekrywania się stanów obserwowanych tą i innymi metodami (np. badania promieniowania  $\gamma$  emitowanego podczas rozszczepienia ciężkich jąder), w których widoczne są głównie stany Yrast.

Jako przykład jądra spełniającego powyższe założenia w pracy [H5] został wybrany nuklid  $^{82}\text{As}$ , powstający w rozpadzie jądra  $^{82}\text{Ge}$ . Rozpad ten był stosunkowo słabo znany i przypisano mu jedynie 3 linie  $\gamma$  [31]. Jednocześnie wiadome było, iż  $^{82}\text{As}$  posiada izomer, o nieznannej energii wzbudzenia, ulegający przemianie  $\beta$  z czasem połowicznego zaniku zbliżonym do półokresu rozpadu stanu podstawowego (odpowiednio 13.6 i 19.1 s [32]). Spiny i parzystości tych stanów nie były dobrze ustalone i proponowane przez różnych autorów wartości nie pokrywały się. Dzięki temu, że  $^{82}\text{As}$  posiada 49 neutronów oraz 33 protony, leży on blisko jądra podwójnie magicznego  $^{78}\text{Ni}$  i powinien być stosunkowo dobrze opisywany przez model powłokowy.

W eksperymencie przeprowadzonym w HRIBF zastosowano podobny układ jak poprzednio, z tym, że dostępna była intensywniejsza wiązka protonów ( $15 \mu\text{A}$ ) oraz użyto laserowego rezonansowego źródła jonów, z którego ekstrahowano, za pomocą dwustopniowej jonizacji, jony galu [33]. Te, poprzez rozpad  $\beta$  tworzyły nuklidy germanu, których rozpad był badany. Jednoczesne zastosowanie dwustopniowej elektromagnetycznej separacji oraz laserowego źródła jonów umożliwiło osiągnięcie izotopowo czystej wiązki. Dzięki zaobserwowaniu 19 przejść  $\gamma$  przypisanych do rozpadu  $^{82}\text{Ge}$ , został zbudowany schemat rozpadu, w którym w sposób pewny udało się określić spiny i parzystości 4 poziomów jądrowych, w tym stanu podstawowego ( $2^-$ ) oraz izomeru ( $5^-$ ), a także dokładnie określić jego energię wzbudzenia (132.1 keV). Wyniki zostały porównane z obliczeniami modelu powłokowego z użyciem dwóch typów oddziaływań - realistycznych (wywiedzione z własności oddziaływań nukleon-nukleon) reprezentowanych przez oddziaływania N3LO i V18 [34] oraz efektywnych (dopasowanych do znanych własności jąder) JUN45 [35] i JJ44 [36]. Dodatkowo przeprowadzono obliczenia z użyciem schematycznego oddziaływania typu delta (SDI).

Porównanie wyników eksperymentalnych i modelowych wykazało, że zarówno oddziaływania realistyczne, jak i delta nie są w stanie poprawnie opisać struktury jądra  $^{82}\text{As}$ , nawet w przybliżony sposób (rys. 4). Modele wskazują na stan podstawowy  $5^-$ , a stan  $2^-$  leży ponad 1 MeV wyżej i nie prowadzi do powstania izomeryzmu. Kluczowe dla przewidywania czasu życia  $^{82}\text{Ge}$  położenie stanów  $1^+$  jest również niezadowolające i określone z dokładnością znacznie gorszą niż 1 MeV. Z oddziaływań efektywnych jedynie JUN45 jest zbliżone do wyników eksperymentalnych i określa położenie stanów z dokładnością lepszą niż 0.5 MeV, natomiast JJ44 jest zbliżone do wyników oddziaływań realistycznych.

Porównanie elementów macierzowych oddziaływań doprowadziło do wniosku, że oddziaływania realistyczne różnią się od JUN45 w opisie oddziaływania cząstek na orbitalu  $g_{9/2}$ , który jest wyróżniony w przypadku  $^{82}\text{As}$ , jako, że obsadzony jest on przez dziewięć neutronów. Ten test pokazuje jak bardzo niedoskonałe są modele teoretyczne i ich przewidywania. Wyniki obliczeń modeli powłokowych opartych o realistyczne oddziaływania powinny być używane z dużą ostrożnością i w miarę możliwości prze-



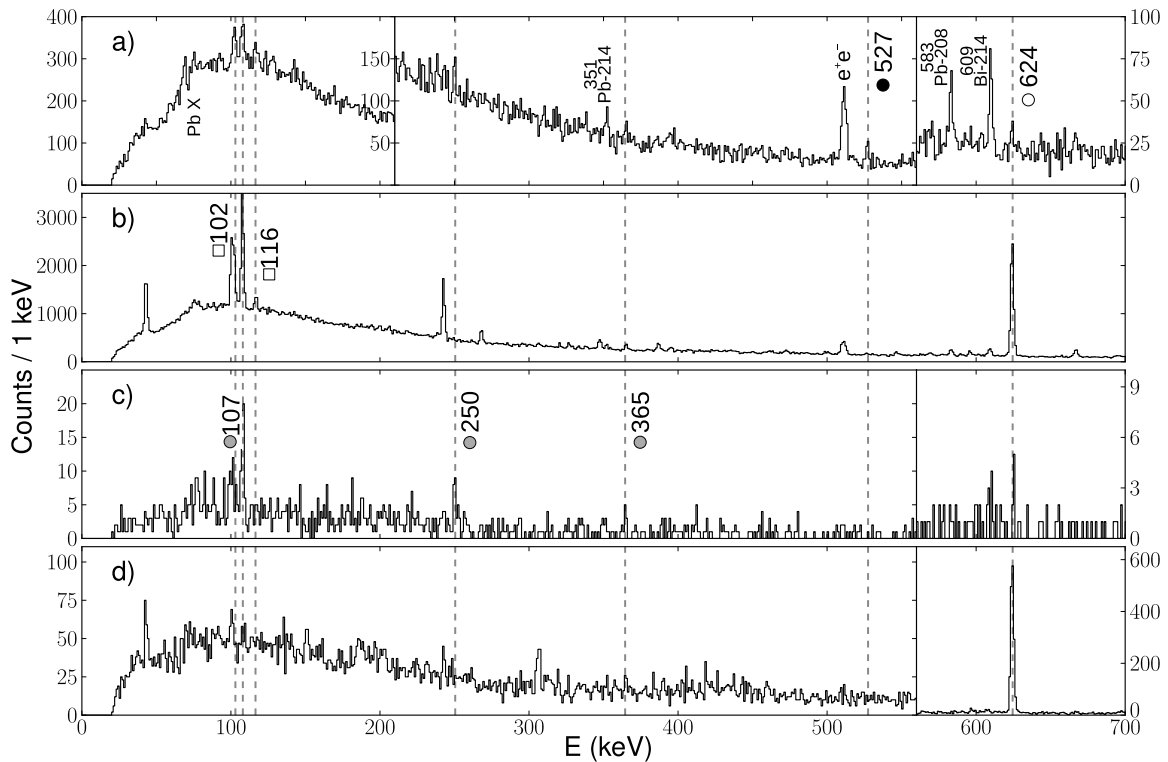
Rysunek 4: Porównanie eksperymentalnego schematu poziomów  $^{82}\text{As}$  z obliczeniami modelu powłokowego z różnymi oddziaływaniami.

testowane w oparciu o dane eksperymentalne.

**Emisja dwóch neutronów opóźnionych** Emisja wielu neutronów opóźnionych jest energetycznie dozwolona jeżeli energia rozpadu  $\beta$  przekracza energię wiązania dwóch, trzech lub większej liczby neutronów w jądrze córce. Taka możliwość pojawia się dla dostatecznie egzotycznych jąder. Jednym z kandydatów w okolicy  $^{78}\text{Ni}$  przewidzianych przez modele masowe było jądro  $^{86}\text{Ga}$ . Ten nuklid był do tej pory obserwowany w eksperymentach fragmentacji pocisku, ale nie znane były żadne jego właściwości, włącznie z czasem życia.

Eksperyment opisany w pracy [H2] został przeprowadzony w HRIBF z użyciem laserowego źródła jonów, w podobny sposób jak opisano powyżej. W tym przypadku niezwykle istotna była izotopowa czystość otrzymanej wiązki ze względu na jej wyjątkowo małe natężenie. Do układu detektorów docierało około 0.3 jonu  $^{86}\text{Ga}$  na sekundę. Stanowisko pomiarowe zostało wyposażone w 48 detektorów neutronów - liczników zawierających łącznie 600 litrów  $^3\text{He}$  - umieszczonych w moderatorze wykonanym z polietylenu. Punkt implantacji jonów w taśmę kolektora był dodatkowo otoczony dwoma detektorami cząstek  $\beta$  oraz dwoma detektorami germanowymi typu „Clover”. Dzięki takiemu układowi możliwy był pomiar zarówno cząstek  $\beta$ ,  $\gamma$ , neutronów jak i koincydencji pomiędzy tymi cząstkami. W celu poprawnej interpretacji wyników przed właściwym pomiarem dokonano także pomiarów rozpadu jądra  $^{85}\text{Ga}$ .

W zebranych widmach  $\gamma$  bramkowanych detekcją neutronu (rys. 5 c,d) zarówno w przypadku rozpadu jądra  $^{85}\text{Ga}$  jak i  $^{86}\text{Ga}$  zaobserwowano linię 624 keV. Fakt, że jest ona stowarzyszona z emisją neutronów w obydwu przypadkach, oznacza, że musi być emi-

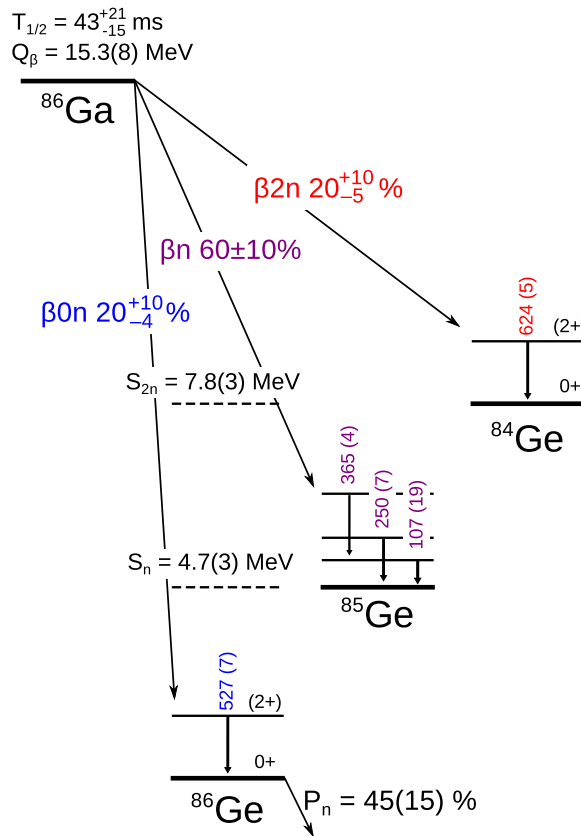


Rysunek 5: Widma promieniowania  $\gamma$  zarejestrowane w eksperymencie. Linie tła są zaznaczone przez odpowiadające im nuklidy, pozostałe linie są oznaczone symbolami: czarne kółka dla linii  $\beta 0n$   $^{86}\text{Ga} \rightarrow ^{86}\text{Ge}$ , szare kółka  $\beta n$   $^{86}\text{Ga} \rightarrow ^{85}\text{Ge}$ , otwarte kółka  $\beta 2n$   $^{86}\text{Ga} \rightarrow ^{84}\text{Ge}$ , otwarte kwadraty  $\beta 0n$   $^{85}\text{Ge} \rightarrow ^{85}\text{As}$ .

(a) Widmo promieniowania  $\beta$ - $\gamma$  dla rozpadu  $^{86}\text{Ga}$ . (b) Widmo promieniowania  $\beta$ - $\gamma$  dla rozpadu  $^{85}\text{Ga}$ . (c) Widmo promieniowania neutron- $\gamma$  dla rozpadu  $^{86}\text{Ga}$ . (d) Widmo promieniowania neutron- $\gamma$  dla rozpadu  $^{85}\text{Ga}$ .

towana po rozpadzie  $\beta 2n$  w przypadku  $^{86}\text{Ga}$  oraz  $\beta n$  w przypadku  $^{85}\text{Ga}$ . Linia o takiej energii jest znana z innych eksperymentów w jądrze  $^{84}\text{Ge}$  [37]. Dodatkowo w licznikach  $^3\text{He}$  zaobserwowano przypadki jednoczesnej rejestracji dwóch neutronów. Ponieważ w tych detektorach detekcja odbywa się na zasadzie reakcji wychwytu neutronu, sygnały te nie mogą pochodzić z rozproszenia pojedynczego neutronu. Liczba przypadkowych rejestracji dwóch neutronów, oceniona na podstawie danych z rozpadu  $^{85}\text{Ga}$  pozwala statystycznie wykluczyć losowe koincydencje. Dzięki dwóm niezależnym metodom zostało więc niezbitnie potwierdzone, że jądro  $^{86}\text{Ga}$  emituje dwa neutrony opóźnione po rozpadzie  $\beta$ .

W widmie  $\gamma$  bramkowanym neutronami (rys. 5 c) obserwowane były także linie należące do jądra  $^{85}\text{Ge}$  (107, 250 i 365 keV), a w widmie  $\gamma$  bramkowanym cząstkami  $\beta$  (rys. 5 a) także nieznaną wcześniej linię 527 keV, będącą w antykoincydencji z neutronami. Została ona zinterpretowana jako przejście z pierwszego stanu wzbudzonego ( $2^+$ ) do poziomu podstawowego w jądrze  $^{86}\text{Ge}$ . Na podstawie energii tego przejścia i systematyki Ramana [38] można określić deformację tego jądra  $\beta_2 = 0.24(2)$ , która wskazuje



Rysunek 6: Schemat rozpadu  $^{86}\text{Ga}$  uzyskany w eksperymencie. Liczby w nawiasach przy przejściach gamma oznaczają bezwzględne intensywności linii unormowane do 100 rozpadów.

na szybki jej przyrost dla izotopów galu, po przekroczeniu liczby magicznej  $N = 50$ . Pozwala to także odrzucić sugerowane pojawienie się liczby półmagicznej  $N = 54$  [39] powyżej podwójnie magicznego jądra  $^{78}\text{Ni}$ .

Na podstawie obserwowanych intensywności przejść  $\gamma$  oraz danych z detektorów neutronów udało się określić stosunki rozgałęzienia dla trzech kanałów rozpadu  $^{86}\text{Ga}$ , tj.  $\beta 0n$  ( $20 \pm 10\%$ ),  $\beta n$  ( $60 \pm 10\%$ ) oraz  $\beta 2n$  ( $20 \pm_{-5}^{+10}\%$ ) (rys. 6). Warto zauważyć, że wymagało to zastosowania zaawansowanej metody analizy danych uwzględniającej emisję neutronów ze wszystkich jąder tworzonych w łańcuchach rozpadu rozpoczynających się od  $^{86}\text{Ga}$ , w których wiele nuklidów emituje neutrony opóźnione.

W eksperymencie zastosowano cykl przesuwu taśmy o parametrach: 2 s implantacji, 1 s wyłączonej wiązki, a następnie 0.7 s poświęconej na usunięcie zgromadzonego źródła. Okazało się, że czas narastania i rozpadu aktywności w tym cyklu wielokrotnie przekracza nieznaną wcześniej półokres trwania  $^{86}\text{Ga}$ . W związku z tym, oraz ze względu na niewielką zgromadzoną statystykę, nie można było użyć typowej metody dopasowywania krzywej narastania i zaniku do zmian w czasie cyklu intensywności linii  $\gamma$  przypisanych do rozpadu  $^{86}\text{Ga}$ . Posłużono się zatem analizą statystyczną opartą o metodę największej wiarygodności. Specjalnie stworzona funkcja uwzględnia nie tylko

długość trwania cyklu, ale także prawdopodobieństwo rejestracji losowych zdarzeń. Dzięki tej metodzie udało się po raz pierwszy określić czas połowicznego zaniku  $^{86}\text{Ga}$  na  $T_{1/2} = 43_{-15}^{+21}$  ms.

Zmierzona wielkość  $P_{2n}$  wskazuje na znaczący udział kanału rozpadu z emisją dwóch neutronów także dla cięższych jąder. Potwierdza to przewidywania jakościowe wielu modeli teoretycznych i konieczność uwzględnienia tego kanału rozpadu w modelowaniu procesu „r”. Ten sposób rozpadu powinien także być uwzględniany w przyszłych badaniach jąder dalekich od stabilności, a eksperymenty powinny mieć możliwość odróżnienia go od emisji pojedynczego neutronu.

Produkcja najbardziej egzotycznych jąder, zarówno neutrononadmiarowych jak i protononadmiarowych, ogólnie rzecz biorąc maleje wraz z odchodzeniem od ścieżki stabilności. Czasy życia nowych nuklidów są często wyznaczone z niewielkiej liczby zdarzeń, które wymagają specyficznego traktowania statystycznego. Wraz z produkcją jąder o bardzo krótkich czasach życia w tych metodach należy uwzględnić także takie czynniki jak zdarzenia losowe, czas martwy detektora oraz długość trwania pomiaru, przy czym mogą one być one różne dla każdego z indywidualnie mierzonych rozpadów. Sposób analizy danych wykorzystany w przypadku  $^{86}\text{Ga}$ , uwzględniający te czynniki, został uogólniony na inne metody pomiarowe przy niskich statystykach zliczeń i został opublikowany w osobnym artykule [H8].

**Fenomenologiczny model emisji neutronów opóźnionych** Z ponad 8000 przewidywanych związanych jąder atomowych ponad połowa spełnia warunek energetyczny emisji neutronów opóźnionych. Obecnie znane emitery wyczerpują zatem jedynie niewielki ułamek tej liczby i mimo znaczących postępów w produkcji egzotycznych nuklidów w ostatnich latach, większość z nich leży poza możliwościami eksperymentalnymi. Własności dużej części nuklidów leżących na ścieżce procesu „r” są nieznane. W takiej sytuacji niezbędne jest posiłkowanie się wynikami modeli teoretycznych opisujących te jądra. Jednym z parametrów, które w dużej mierze pochodzą z modeli jest prawdopodobieństwo emisji neutronów opóźnionych.

Teoria przemiany  $\beta$  pozwalająca na wyznaczenie wielkości  $P_n$  powinna zawierać opis stanu podstawowego jądra i stanów wzbudzonych w jądrze córce, oraz być w stanie wyznaczyć prawdopodobieństwa przejść do każdego z nich. Takie modele jak model powłokowy (np. [40]) lub przybliżenie przypadkowych faz (Random Phase Approximation - np. [41, 42]), próbują rozwiązać te problemy na poziomie mikroskopowym. Jednakże problem wielociałowy przy średnich energiach wzbudzenia stanowi duże wyzwanie dla teorii jądra atomowego. W szczególności istnieje całe bogactwo zjawisk istotnych, ale trudnych do jednoczesnego uwzględnienia w tych metodach. Są to, między innymi, deformacja jąder atomowych, efekty związane z oddziaływaniem ze stanami niezwiązanymi, wzbudzenia rdzenia, czy wzbudzenia wielocząstkowe. W praktyce zatem opis fenomenologiczny, choć nie oferujący pełnego zrozumienia zjawiska, może dawać lepsze średnie wyniki dla całej mapy nuklidów.

W większości zastosowań fizyki jądrowej gdzie występuje zjawisko emisji neutronów opóźnionych w zasadzie nie jest potrzebna pełna informacja o przebiegu rozpadu, a jedynie pewne ogólne parametry, np. całkowite prawdopodobieństwo emisji neutronu

Tablica 1: Znormalizowane  $\chi^2$  (całkowite  $\chi^2$  podzielone przez liczbę punktów eksperymentalnych) dla porównywanych modeli  $P_n$ .

Model	$\chi^2$
Miernik	66
McCutchan [44]	78
KHF [43, 44]	109
Gross Theory [45]	415
QRPA [42]	548

opóźnionego (równanie 2), do którego wyznaczenia jest potrzebne modelowanie funkcji natężenia  $S_\beta$ . W opisanym w pracy [H3] modelu funkcja natężenia jest opisana fenomenologicznym wyrażeniem

$$S_\beta(E) \sim \rho(E) = \frac{\exp(a_d \sqrt{E})}{E^{3/2}}, \quad (3)$$

które wywodzi się ze statystycznej gęstości poziomów jądrowych w modelu gazu Fermiego. Ponieważ nie wszystkie stany biorą udział w rozpadzie  $\beta$ , parametr  $a_d$  jest efektywnym parametrem, który może być wyznaczony z danych eksperymentalnych. Powyższa funkcja powinna być traktowana fenomenologicznie, a zatem nie jako opisująca rzeczywistą, fizyczną gęstość stanów. W pracy [H3], parametr  $a_d$  został znaleziony dla 159 znanych wartości  $P_n$ , co pozwoliło na stworzenie jego systematyki. Okazuje się, że ma ona względnie płaski przebieg, z nieciągłościami pojawiającymi się po przejściu przez liczby magiczne  $N = 28, 50$  i  $82$ . Systematykę tego parametru można opisać funkcją

$$\begin{aligned} a_d(Z, N) &= a_1 N' + a_2 Z' + a_3 \sqrt{N} + \exp(m) \\ N' &= N - (N_m^i + 2) \\ Z' &= Z - Z_m^i \end{aligned} \quad (4)$$

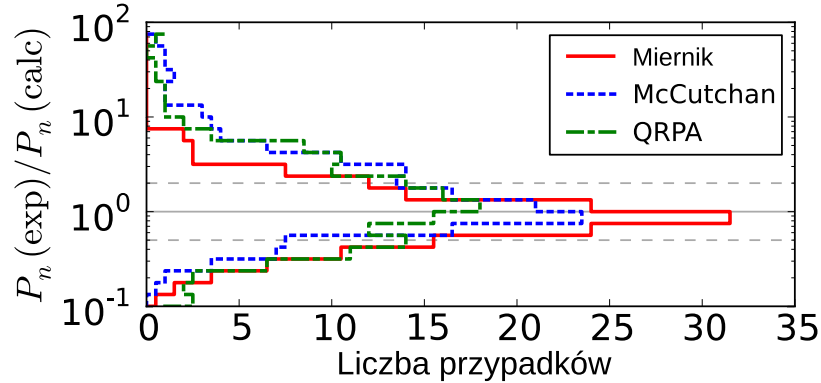
gdzie  $N_m^i$  oraz  $Z_m^i$  są ostatnią zamkniętą powłoką magiczną oraz

$$m = \begin{cases} m_n / \sqrt{N} & N = N_m^i + 2 \text{ lub } 3 \\ 0 & \text{w innym przypadku.} \end{cases} \quad (5)$$

Parametry  $a_1, a_2, a_3, m_n$  zostały dopasowane do danych eksperymentalnych podzielonych na jądra parzysto-parzyste, nieparzyste oraz nieparzysto-nieparzyste.

Otrzymany w ten sposób model został przetestowany w oparciu o dane eksperymentalne. Pokazano, że charakteryzuje się najniższą wartością  $\chi^2$  spośród porównywanych modeli: fenomenologicznych modeli Kratza-Hermanna [43], Mc Cutchan i innych [44] oraz mikroskopowych modeli QRPA [42] oraz Gross-Theory [45] (tab. 1 oraz rys. 7). Zdolności przewidywania zostały przetestowane poprzez usunięcie z danych używanych do dopasowania parametrów 41 najbardziej neutronadmiarowych jąder, a następnie przebadanie przewidywań modelu. W rezultacie otrzymano zbliżone wartości  $\chi^2$  co dla pełnego zestawu danych, co pokazuje, że model może być stosowany co najmniej do krótkozasięgowych ekstrapolacji.





Rysunek 7: Porównanie rozkładu wyznaczonych przez modele wartości  $P_n$  znormalizowanych do wartości eksperymentalnych  $P_n^{exp}$ .

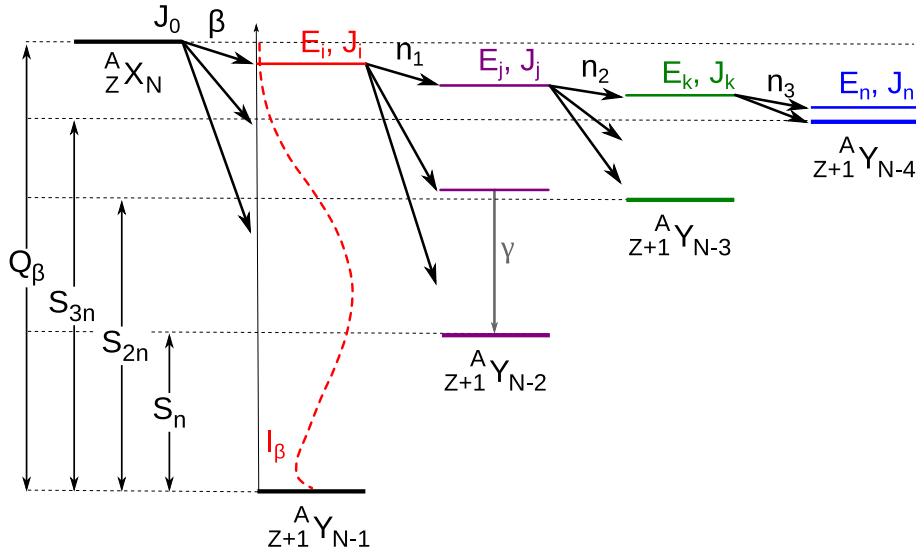
Ponowne ożywienie badań emisji neutronów opóźnionych i ich konsekwencji w energetyce jądrowej oraz astrofizyce zostało dostrzeżone przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej (IAEA), która zapoczątkowała koordynację projektu badawczego (CRP) mającego na celu stworzenie aktualnej bazy danych eksperymentalnych oraz modeli teoretycznych emisji  $\beta n$  [46]. Powyżej przedstawiony model został umieszczony w tej bazie [47].

Równanie 2 opisuje całkowite prawdopodobieństwo emisji jednego lub więcej neutronów. Jak udało się to stwierdzić w eksperymencie badającym rozpad  $^{86}\text{Ga}$  istotne jest również wyznaczenie stosunków rozgałęzień dla różnych kanałów rozpadu ( $\beta n$ ,  $\beta 2n$ , ...). Do tej pory w obliczeniach stosowana była głównie tzw. metoda obcięcia, która zakładała, że wszystkie stany powyżej progu na emisję jednego neutronu i poniżej progu na emisję dwóch neutronów skutkują rozpadem  $\beta n$ , stany powyżej progu na emisję dwóch neutronów i poniżej progu na emisję trzech neutronów rozpadem  $\beta 2n$ , itd. W rzeczywistości trzeba pamiętać jednak, że otwarte zawsze są też inne kanały rozpadu, np. poprzez emisję jednego neutronu o większej energii lub poprzez rozpad  $\gamma$  (rys. 8). W pracy [H6] model emisji neutronów opóźnionych został rozszerzony o wyznaczenie prawdopodobieństwa emisji jednego, dwóch oraz trzech neutronów opóźnionych. Głównym założeniem modelu emisji wielu neutronów jest jego sekwencyjny charakter. To założenie nie ma potwierdzenia eksperymentalnego, tym niemniej dla zjawiska emisji protonów opóźnionych, analogicznego procesu dla jąder protononadmiarowych, sekwencyjny charakter został wykazany doświadczalnie [48].

W modelu założono, że występują jedynie dozwolone przejścia  $\beta$ , a więc zasilane stany charakteryzują się spinami  $I = I_0, I_0 \pm 1$ , gdzie  $I_0$  to spin stanu podstawowego jądra ulegającego przemianie. Względna liczba stanów o danym spinie jest wyznaczona z następującego równania

$$w(J_i) = \frac{2J_i + 1}{3(2J_0 + 1)}. \quad (6)$$

Jeżeli znany jest spin i energia wzbudzenia stanu  $E_i, J_i$  to można obliczyć prawdopodobieństwo transmisji neutronów do stanu końcowego  $E_j, J_j$  w jądrze powstającym po emisji  $\beta n$ . Współczynnik transmisji jest wyznaczony analitycznie z przybliżenia jądra



Rysunek 8: Schemat emisji wielu neutronów opóźnionych i konkurencji procesów.

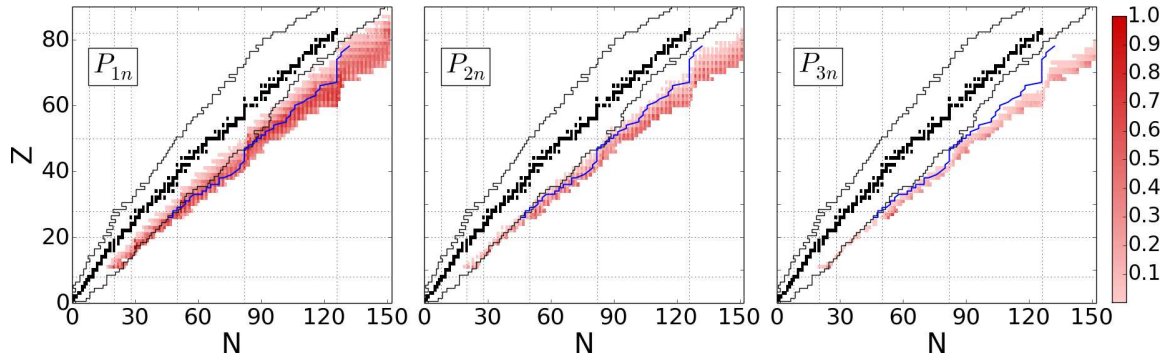
przez prostokątną studnię potencjału oraz potencjał centryfugalny dla danego momentu pędu emitowanego neutronu. Gęstość stanów końcowych  $E_j, J_j$  jest wyznaczona ze statystycznego modelu gęstości stanów jądrowych Gilberta-Camera [49]

$$\rho(U, J_j) = \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{1/4}U^{5/4}} (2J_j + 1) \frac{\exp(-(J_j + 1/2)^2/2\sigma^2)}{48\sqrt{2}\sigma^3}, \quad (7)$$

gdzie  $U$  to energia wzbudzenia jądra zmodyfikowana o przerwę energetyczną, zaś  $a$  to stabularyzowany parametr gęstości [49]. Emisje kolejnych neutronów są rozpatrywane w analogiczny sposób. Konkurencja emisji neutronu z emisją fotonu jest modelowana przy założeniu, że neutron jest emitowany, jeżeli współczynnik transmisji jest większy niż ustalony próg, dobrany do obserwowanych eksperymentalnie wielkości.

Otrzymana w ten sposób formuła jest w pełni analityczna, aczkolwiek wymaga numerycznego rozwiązania całek. Za jej pomocą zostały wyznaczone wielkości  $P_n, P_{2n}, P_{3n}$  dla 1293 neutrononadmiarowych jąder (rys. 9). Obserwowana jest znacząca redukcja prawdopodobieństwa emisji dwóch lub trzech neutronów w stosunku do przewidywań opartych o model obcięcia. Ma to związek z możliwością wyboru wielu ścieżek rozpadu, w tym takich, gdzie emitowany jest tylko jeden neutron o większej energii. Konsekwentnie najwyższe wartości  $P_{2n}$  wynikające z opracowanego modelu osiągają ok. 60%, podczas gdy modele teoretyczne używające metody obcięcia przewidują jądra, dla których  $P_{2n}$  osiąga 100% [42].

Ze względu na bardzo skromną liczbę danych eksperymentalnych nie jest możliwa weryfikacja doświadczalna modelu. Za jego pomocą zostały natomiast obliczone przewidywane prawdopodobieństwa emisji dla szeregu jąder, których eksperymentalna obserwacja powinna wkrótce być możliwa. Wyniki modelu zostały użyte m.in. do opracowania propozycji eksperymentu weryfikującego przewidywania teoretyczne poprzez pomiar około 30 jąder dla których otwarty jest kanał  $\beta 2n$ . Eksperyment został przyjęty do realizacji i wkrótce rozpocznie się w ośrodku RIKEN w Japonii.



Rysunek 9: Wyniki obliczeń prawdopodobieństwa emisji jednego, dwóch i trzech neutronów opóźnionych. Linia ciągła oznacza przybliżoną ścieżkę procesu „r” [19].

Model emisji wielu neutronów opisany w pracy [H6] umożliwia także wyznaczenie widma emitowanych neutronów, również w przypadku emisji jednego neutronu. Eksperymentalnie takie widma są znane jedynie dla około 20 przypadków najważniejszych z punktu widzenia energetyki jądrowej. Umożliwia to jednak weryfikację założeń modelu. Nie będzie on wprawdzie w stanie opisać szczegółów widma, ponieważ nie zawiera opisu struktury jądrowej, jednakże widma uzyskane na jego podstawie powinny statystycznie odpowiadać widmom eksperymentalnym. Taki test został opisany w pracy [H7] w której m. in. zbadano średnią energię neutronu oraz odchylenie standardowe dla widm eksperymentalnych oraz wyznaczonych z modelu (tab. 2). Uzyskana zgodność jest, biorąc pod uwagę uproszczone założenia modelu, na bardzo zadowalającym poziomie.

Tablica 2: Średnia energia neutronu ( $\bar{E}_n$ ) oraz odchylenie standardowe ( $\sigma$ ) wyznaczone dla danych eksperymentalnych oraz widm teoretycznych.

Nuklid	$\bar{E}_n^{\text{exp}}$ (MeV)	$\sigma^{\text{exp}}$ (MeV)	$\bar{E}_n^{\text{calc}}$ (MeV)	$\sigma^{\text{calc}}$ (MeV)
$^{85}\text{As}$	726	9.4	830	10.1
$^{87}\text{Br}$	212	5.6	213	5.9
$^{94}\text{Rb}$	399	13.7	440	7.5
$^{97}\text{Rb}$	437	11.8	607	9.7
$^{134}\text{Sn}$	478	9.4	520	8.4
$^{135}\text{Sb}$	843	12.0	680	11.0
$^{136}\text{Te}$	381	5.9	325	6.5
$^{137}\text{I}$	538	7.0	604	10.4

**Podsumowanie i perspektywy dalszych badań** Dzięki nowym ośrodkom oraz metodom produkcji i detekcji, badania jąder neutrononadmiarowych przeżywają w ostatnich latach rozkwit. Pomiar coraz bardziej egzotycznych nuklidów ujawniają kanały roz-

padu, które nie pojawiają się dla jąder położonych bliżej stabilności. Stwarza to nowe wyzwania, zarówno dla eksperymentów jak i teorii. Badania przedstawiane w pracy mają charakter eksploracyjny i stanowią wstęp do dalszych, pogłębionych studiów.

Zmierzone prawdopodobieństwo emisji dwóch neutronów w rozpadzie  $^{86}\text{Ga}$  wskazuje na istotny wkład tego kanału w rozpadach jąder w pobliżu ścieżki procesu „r” oraz konieczność jego uwzględnienia w modelach i odpowiednie przygotowanie przyszłych eksperymentów. Warto także podkreślić, że uzyskane  $P_n$  ma największą do tej pory znaną wartość.

Przedstawiony model teoretyczny oferuje nowe podejście na gruncie fenomenologiczno-statystycznym, które może być dalej rozszerzane. Charakteryzuje się najlepszym opisem znanych do tej pory emiterów neutronów opóźnionych (w sensie wielkości  $\chi^2$ ) oraz oferuje możliwość bardziej realistycznych obliczeń stosunków rozgałęzień dla przypadków emisji wielu neutronów opóźnionych. Jego wyniki mogą służyć do planowania kolejnych eksperymentów oraz być używane w zastosowaniach fizyki jądrowej.

Prowadząc badania nad nowymi nuklidami, należy jednocześnie pamiętać o krytycznej weryfikacji i potwierdzaniu zgromadzonych wcześniej danych. Nowe metody eksperymentalne umożliwiają pełniejsze badanie znanych jąder lub stosują inną metodologię, dzięki temu kontrolowane są błędy systematyczne, które mogą być obecne w eksperymentach. Wyrazem tego jest poprawiony czas życia jądra  $^{93}\text{Br}$  oraz krytyczna weryfikacja istnienia izomeru w jądrze  $^{93}\text{Rb}$ . Jądro  $^{82}\text{As}$ , stosunkowo słabo zbadane eksperymentalnie, pomimo znacznie lepszej znajomości jego sąsiadów, wskazuje na istotne deficyty w opisie teoretycznym jąder z tej okolicy mapy nuklidów. Badania innych jąder nieparzysto-nieparzystych mogą pomóc w identyfikacji dalszych braków w modelu powłokowym.

## 5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych

Podane w tej części odsyłacze w nawiasach okrągłych oznaczają publikacje umieszczone w załączniku „Wykaz opublikowanych prac naukowych”, pkt. II A. Omówione będą jedynie prace wykonane po zakończeniu doktoratu.

**Jądra neutrononadmiarowe** Badania eksperymentalne stanowiące podstawę pracy były prowadzone wraz z zespołem współpracowników. Podczas kampanii pomiarowych badane są różne jądra i różne aspekty ich rozpadów, ale wszyscy członkowie zespołu mają pewien wspólny wkład do badań i szczególne obowiązki. Poszczególne prace badawcze są prowadzone przez liderów, zwykle pierwszych autorów prac, którzy zajmują się analizą danych oraz przygotowaniem publikacji, tym niemniej eksperymenty nie mogłyby się odbyć bez udziału innych osób. W ramach tej współpracy jestem współautorem szeregu publikacji poruszających tematykę jąder neutrononadmiarowych w innych aspektach niż te, które stanowią podstawę pracy habilitacyjnej. W większości eksperymentów mój udział polegał na uczestniczeniu w zbieraniu danych, przygotowywaniu detektorów oraz rozwoju komputerowego systemu akwizycji i analizy danych.

W pracach (24, 34) główny nacisk jest kładziony na pomiary nieznanymi wcześniej czasów życia ( $^{82,83}\text{Zn}$ ,  $^{85}\text{Ga}$ ,  $^{86}\text{Ge}$ ) lub weryfikacji istniejących wyników ( $^{84,85}\text{Ge}$ ,  $^{84-87}\text{As}$ ). Porównanie eksperymentalnych czasów życia z teoretycznymi przewidywaniami pozwala na

weryfikację modeli jądra atomowego. Badane nuklidy są istotne także dla modelowania procesu „r” oraz energetyki jądrowej.

W pracach (22, 37, 42, 45, 47, 51, 52) badania skupiły się na pomiarach promieniowania  $\gamma$  emitowanego po rozpadzie  $\beta$  oraz budowie schematów rozpadu jąder  $^{71-73}\text{Co}$ ,  $^{85}\text{Ga}$ ,  $^{86}\text{As}$  i  $^{124,126}\text{Cd}$ . Dzięki temu możliwa jest analiza struktury niskoenergetycznej jądra-córki oraz weryfikacja modeli teoretycznych. Wszystkie wymienione jądra leżą w pobliżu jąder podwójnie magicznych (odpowiednio  $^{78}\text{Ni}$  i  $^{132}\text{Sn}$ ), które są szczególnie istotne dla teorii jądra atomowego.

Pomiary rozpadu  $\beta$  z użyciem detektorów germanowych umożliwiają rejestrację linii  $\gamma$  z wysoką rozdzielczością, jednakże układy te charakteryzują się niską wydajnością, która maleje wraz ze wzrostem energii. Oznacza to, że nie są one czułe na deekscytację poziomów jądrowych poprzez wiele linii  $\gamma$  o wysokich energiach i niskich intensywnościach. Dla kompletnego zrozumienia schematu rozpadu  $\beta$  jest zatem potrzebny komplementarny pomiar detektorem o wysokiej wydajności. Jednym z rozwiązań tego problemu, znanego jako efekt „Pandemonium” [50], są detektory pełnej absorpcji (TAS). Detektor taki musi zawierać dużą objętość materiału czułego, który umożliwi osiągnięcie wysokiej wydajności. Ze względu na wysoki koszt detektorów germanowych, zwykle detektory TAS są zbudowane z dużo tańszego jodku sodu (NaI), którego wadą jest gorsza energetyczna zdolność rozdzielcza. W ORNL uczestniczyłem w pracach nad budową modularnego detektora pełnej absorpcji (MTAS) zawierającego łącznie około 1000 kg NaI w 19 kryształach. Dzięki temu osiągnięto wydajność sięgającą 96–98% w szerokim zakresie energii.

Badania prowadzone detektorem TAS (30, 41, 44) skupiają się na nuklidach najważniejszych dla energetyki jądrowej i problemem ciepła rozpadu [13]. Pomiary emitowanego promieniowania detektorem MTAS we wszystkich przypadkach wskazują na zdecydowany wzrost udziału energii wypromieniowanej jako kwanty  $\gamma$  w stosunku do cząstek  $\beta$ , względem wielkości uzyskanych z poprzednich pomiarów i używanych do tej do zastosowań w energetyce jądrowej.

Istotną częścią badań eksperymentalnych jest budowa nowych detektorów i urządzeń pozwalających na pomiary nieznanych wcześniej jąder. W pracy (28) opisano rozwój spektrometru neutronów VANDLE (Versatile Array for Neutron Detection at Low Energies), w pracy (33) rozwój laserowego źródła jonów, a w pracy (40) rozwój detektora 3-Hen, użytego w pomiarach  $^{86}\text{Ga}$ .

**Jądra protononadmiarowe** Tematyką badań podjętą w pracy doktorskiej było zjawisko promieniotwórczości dwuprotonowej ze stanu podstawowego jądra  $^{45}\text{Fe}$ . Był to pierwszy eksperyment, w którym zmierzono rozkład kątowy emitowanych protonów, co pozwoliło na uzyskanie informacji o mechanizmie tego najnowszego typu promieniotwórczości występującego wśród jąder poza linią odpadania dwóch protonów. Były to pionierskie badania, które staram się kontynuować wraz z zespołem, z którym współpracowałem podczas przygotowywania pracy doktorskiej. W ramach zagadnień związanych z emisją dwuprotonową powstały prace teoretyczne (16, 35) oraz wyniki pomiarów eksperymentalnych innych emiterów dwuprotonowych -  $^{48}\text{Ni}$  (21, 23) i kandydata na ten rodzaj promieniotwórczości -  $^{59}\text{Ge}$  (49). Wciąż nierozwiązanym problemem jest powiązanie korelacji kątowych ze struk-

tura jądrową emitera. Według różnych modeli teoretycznych taki związek może występować lub być maskowany oddziaływaniem kulombowskim cząstek po ich wyemitowaniu. Dopiero eksperyment z dostatecznie dużą statystyką (około 100 rozpadów, jak  $^{45}\text{Fe}$ ) umożliwi eksperymentalną weryfikację tych przewidywań. Do tej pory poza  $^{45}\text{Fe}$  udało się zmierzyć jedynie pojedyncze przypadki rozpadów innych emiterów ( $^{48}\text{Ni}$ ,  $^{54}\text{Zn}$ ).

Pomiary promieniotwórczości dwuprotonowej były możliwe dzięki zbudowaniu nowego typu detektora - komory dryfowej z odczytem optycznym (OTPC) - którego opracowanie było częścią mojego doktoratu. Detektor ten znalazł również zastosowanie w pomiarach rozpadów jąder protononadmiarowych, podczas których emitowane są cząstki naładowane. Są to głównie protony opóźnione po rozpadzie  $\beta$ , ale w przypadku lekkich jąder również inne cząstki. Prace skupiające się na tej tematyce to m.in. rozpad jądra  $^6\text{He}$  z emisją deuteronu (48), rozpad jądra  $^8\text{He}$  z emisją trytonu (15), emisja protonów opóźnionych w rozpadach jąder  $^{48}\text{Ni}$ ,  $^{46}\text{Fe}$ ,  $^{44}\text{Cr}$  (43) oraz  $^{43}\text{Cr}$  (17,19). We wszystkich przypadkach badane jądra są albo produkowane z bardzo małymi przekrojami czynnymi albo prawdopodobieństwo wystąpienia badanego kanału jest bardzo małe. Precyzyjna selekcja i analiza zdarzeń jest możliwa dzięki rejestracji torów cząstek przez kamerę CCD oraz fotopowielacz dla rozpadów pojedynczych atomów, a następnie pełnej trójwymiarowej rekonstrukcji. Komora OTPC umożliwia pomiar protonów lub innych cząstek z bardzo niskim progiem. W typowych eksperymentach tego typu używane są detektory krzemowe, czułe także na jednocześnie emitowane cząstki  $\beta$ . Na skutek sumowania się sygnałów próg na rejestrację zależy od grubości detektora, ale jest to około 500–900 keV. W przypadku detektora OTPC możliwa jest rejestracja cząstek o energiach od 100–300 keV (w zależności od wyboru mieszanki gazowej). Dzięki temu są to komplementarne pomiary uzupełniające wiedzę o rozpadach egzotycznych jąder protononadmiarowych i umożliwiające badanie ich struktury oraz jej zmiany wraz z malejącą liczbą neutronów.

**Jądra superciężkie** W latach 2010–13 jako stypendysta programu im. Wignera pracowałem w Oak Ridge National Laboratory. Jednym z głównych programów jakim się zajmowałem były badania jąder superciężkich prowadzone we współpracy ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych (ZIBJ) w Dubnej (Rosja) oraz Instytutem Badań Ciężkich Jonów (GSI) w Darmstadt (Niemcy). Laboratorium ORNL od wielu lat dostarcza materiałów na tarczy produkcyjne zbudowane z aktynowców, które są używane w eksperymentach wytwarzających nowe, najcięższe pierwiastki. Moim zadaniem było rozszerzenie zakresu współpracy z zagranicznymi ośrodkami poprzez zbudowanie nowego układu detektorów przeznaczonego głównie do pomiarów w ZIBJ.

Używane były tam do tej pory krzemowe detektory paskowe czułe na pozycje. Najnowocześniejszą odmianą detektorów krzemowych są układy dwustronne paskowe (DSSSD), gdzie prostopadłe paski na obu stronach płytki umożliwiają dokładniejsze określenie położenia, w którym zaszło zdarzenie. Podstawową techniką wykrywania jąder superciężkich stanowi pomiar skorelowanych łańcuchów rozpadów  $\alpha$ . Dzięki zastosowaniu detektorów DSSSD skorelowanie rozpadów i implantacji jest łatwiejsze i bardziej jednoznaczne (określone co do pikseli) niż w przypadku detektorów paskowych, gdzie zachodzi potrzeba trudnej i precyzyjnej kalibracji położenia odczytywanego na podstawie różnic sygnałów z obu końców paska. Nowy układ detektorów został całkowicie wyposażony w cyfrowy układ akwizycji danych. Pozwala on na rejestracje rozpadów tak szybkich jak 100 ns po implantacji jonu w detektorze,



w odróżnieniu od wcześniej używanego układu analogowego, który charakteryzował się czasem martwym około  $7 \mu\text{s}$ . Dzięki temu możliwe są pomiary nowych izotopów o bardzo krótkich czasach życia. Budowa systemu akwizycji oraz programów komputerowych służących do analizy danych była ważną częścią mojej pracy, umożliwiającą otrzymanie kompletnego systemu, gotowego do podłączenia także do innych układów detektorów

Skonstruowany układ detektorów, składający się z największego wyprodukowanego do tej pory detektora typu DSSSD ( $128 \times 48$  pasków o szerokości 1 mm) oraz 7 detektorów pomocniczych tworzących „pudełko” wokół głównego detektora, wraz z towarzyszącą elektroniką cyfrową został zainstalowany w ZIBJ w Dubnej i bierze udział w prowadzonych tam pomiarach jąder superciężkich. Rezultatem współpracy z ośrodkiem ZIBJ jest szereg publikacji (25, 32, 36, 39, 46, 50). Badano w nich między innymi izotopy najcięższych pierwiastków  $Z = 117$  (25, 36) oraz  $Z = 118$  (25). W eksperymencie opisanym w pracy (50) badano możliwość wytworzenia izotopów flerowu ( $Z = 114$ ), które mogłyby pełnić rolę łącznika izotopów wytwarzanych w „gorącej” fuzji (wszystkie pierwiastki powyżej  $Z = 113$ ) z nuklidami znanymi z innych pomiarów. Dzięki temu możliwe by było ostateczne i niepodważalne ustalenie mas i ładunków wytwarzanych jąder. Niestety nowy izotop  $^{284}\text{Fl}$  ulega spontanicznemu rozszczepieniu z czasem połowicznego zaniku 2.5 ms i nie emituje cząstek  $\alpha$ .

Współpraca ORNL z ośrodkiem GSI zaowocowała publikacją (38), w której na separatorze TASCA dokonano bardzo istotnego potwierdzenia eksperymentu z ZIBJ, w którym po raz pierwszy zaobserwowano nowy pierwiastek  $Z = 117$  [51]. Laboratorium ORNL dostarczyło materiału do budowy tarczy w tym eksperymencie ( $^{249}\text{Bk}$ ). Ta publikacja, wraz z pracami (25, 36) stanowiła część materiału badawczego na podstawie którego Międzynarodowa Unia Chemii Czystej i Stosowanej, uznała odkrycie pierwiastków 115, 117 i 118.

W innym eksperymencie prowadzonym w GSI (układ SHIP), w którym poszukiwany był nowy pierwiastek  $Z = 120$ , użyto cyfrowego systemu akwizycji przygotowanego w ORNL, który następnie był używany w ZIBJ. Eksperyment przyniósł jedynie górną granicę przekroju czynnego na produkcję tego pierwiastka w reakcji  $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$ . Użyty system akwizycji i metoda analizy danych została opisana w oddzielnej publikacji (18).

Krzysztof J. Mielnik

Warszawa, 31 stycznia 2016

## Literatura

- [1] J. Erler, et al., Nature **486**, 509 (2014)
- [2] M. Langevin, et al., Phys. Lett. B **150**, 71 (1985)
- [3] C. Caesar, et al., Phys. Rev. C **88**, 034313 (2013)
- [4] K. Wimmer, et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 252501 (2010)

- [5] R. Kanungo, et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 152501 (2009)
- [6] D. Wilkinson, B. MacEfield, Nucl. Phys. A **232**, 58 (1974)
- [7] R. Roberts, et al., Phys. Rev. **55**, 510 (1939)
- [8] N. Bohr, J. Wheeler, Phys. Rev. **56**, 426 (1939)
- [9] G. R. Keepin, et al., Phys. Rev. **107**, 1044 (1957)
- [10] X. Ledoux, et al., Ann. Nucl. Energy **76**, 514 (2015)
- [11] <http://www.nndc.bnl.gov>
- [12] M. Brady, T. England, Nucl. Sci. Eng. **103**, 129 (1989)
- [13] T. Yoshida, *Assessment of Fission Product Decay Data for Decay Heat Calculations*, Tech. rep., Nuclear Science NEA/WPEC-25 Report (2007)
- [14] A. Algora, et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 202501 (2010)
- [15] G. Mention, et al., Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011)
- [16] P. Seeger, W. Fowler, D. Clayton, Astrophys. J. Suppl. **11**, 121 (1965)
- [17] M. R. Mumpower, et al., Astrophys. J. **752**, 117 (2012)
- [18] S. Goriely, N. Chamel, J. M. Pearson, Phys. Rev. C **88**, 024308 (2013)
- [19] K.-L. Kratz, AIP Conf. Proc. **819**, 409 (2006)
- [20] A. Arcones, G. Martinez-Pinedo, Phys. Rev. C **83**, 045809 (2011)
- [21] R. Azuma, et al., Phys. Rev. Lett. **43**, 1652 (1979)
- [22] K. Yoneda, et al., Phys. Rev. C **67**, 014316 (2003)
- [23] B. Jonson, et al., in *Proc. 4th Int. Conf. on Nuclei Far From Stability, Helsingor*, vol. CERN 81-09, 265 (1981)
- [24] P. Reeder, et al., Phys. Rev. Lett. **47**, 483 (1981)
- [25] A. A. Sonzogni, T. D. Johnson, E. A. McCutchan, Phys. Rev. C **91**, 011301(R) (2015)
- [26] D. W. Stracener **204**, 42 (2003)
- [27] J. R. Beene, et al., J. Phys. G **38**, 024002 (2011)
- [28] G. Audi, et al., Chin. Phys. C **36**, 1157 (2012)
- [29] K.-L. Kratz, et al., Z. Phys. A **330**, 229 (1988)
- [30] G. Lhersonneau, A. Wöhr, B. Pfeiffer, et al., Phys. Rev. C **63**, 034316 (2001)



- [31] P. Hoff, B. Fogelberg, Nucl. Phys. A **368**, 210 (1981)
- [32] J. van Klinken, et al., Nucl. Phys. A **157**, 385 (1970)
- [33] Y. Liu, et al., Nuc. Instr. Meth. B **298**, 5 (2013)
- [34] M. Hjorth-Jensen, T. T. S. Kuo, E. Osnes, Phys. Rep. **261**, 125 (1995)
- [35] M. Honma, T. Otsuka, T. Mizusaki, et al., Phys. Rev. C **80**, 064323 (2009)
- [36] A. F. Lisetskiy, B. A. Brown, M. Horoi, et al., Phys. Rev. C **70**, 044314 (2004)
- [37] J. A. Winger, et al., Phys. Rev. C **81**, 044303 (2010)
- [38] S. Raman, C. Nestor, P. Tikkanen, At. Data Nucl. Data Tables **78**, 1 (2001)
- [39] E. Jones, et al., Phys. Rev. C **73**, 017301 (2006)
- [40] Q. Zhi, E. Caurier, J. J. Cuenca-Garcia, et al., Phys. Rev. C **87**, 025803 (2013)
- [41] I. N. Borzov, Phys. Rev. C **67**, 025802 (2003)
- [42] P. Möller, B. Pfeiffer, K.-L. Kratz, Phys. Rev. C **67**, 055802 (2003)
- [43] K.-L. Kratz, G. Herrmann, Z. Phys. A **263**, 435 (1973)
- [44] E. A. McCutchan, A. A. Sonzogni, T. D. Johnson, et al., Phys. Rev. C **86**, 041305(R) (2012)
- [45] T. Tachibana, M. Yamada, Y. Yoshida, Prog. Theo. Phys. **84**, 641 (1990)
- [46] D. Abriola, B. Singh, I. Dillman, IAEA International Nuclear Data Committee **INDC(NDS)-0599** (2011)
- [47] <https://www-nds.iaea.org/beta-delayed-neutron/>
- [48] H. Fynbo, Nucl. Phys. A **677**, 38 (2000)
- [49] A. Gilbert, A. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446 (1965)
- [50] J. Hardy, L. Carraz, B. Jonson, et al., Phys. Lett. **71B**, 307 (1977)
- [51] Y. Oganessian, et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 142502 (2010)