

Załącznik nr 2

Badanie własności neutrono-nadmiarowych
nuklidów w okolicy jąder magicznych
 ^{78}Ni oraz ^{132}Sn

AUTOREFERAT

Agnieszka Korgul

Zakład Fizyki Jądrowej
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski

SPIS TREŚCI

1	Imiona i nazwisko	2
2	Posiadane dyplomy, stopnie naukowe	2
3	Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych	2
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. 2016 r. poz. 882 ze zm. Dz. U. z 2016 r. poz. 1311.)	2
4.1	Tytuł osiągnięcia naukowego	2
4.2	Cykl publikacji wybranych do habilitacji	3
4.3	Omówienie celu naukowego oraz osiągniętych wyników z wybranych publikacji wraz z dalszymi planami	5
4.3.1	Motywacja badań	5
4.3.2	Techniki eksperymentalne	9
4.3.3	Wyniki badań	11
4.3.4	Podsumowanie oraz perspektywy dalszych badań	20
5	Omówienie pozostałych osiągnięć naukowych	23
5.1	Zainteresowania naukowe w czasie studiów	23
5.1.1	Praca magisterska	23
5.1.2	Rozprawa doktorska	24
5.2	Inne zainteresowania naukowe po ukończeniu studiów doktoranckich	26
5.2.1	Własności nuklidów protonowo-nadmiarowych w okolicy ^{100}Sn	26
5.2.2	Egzotyczne przemiany jąder	27
5.2.3	Struktura jąder wokół półmagicznego jądra ^{68}Ni	27
5.2.4	Pomiary czasów życia stanów wzbudzonych jąder atomowych	28

1 IMIONA I NAZWISKO

Agnieszka Barbara Korgul

2 POSIADANE DYPLOMY, STOPNIE NAUKOWE

a) dyplom magisterski, 1997 r.

Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

tytuł pracy: *Badanie produkcji mikrosekundowych stanów izomerycznych w reakcji fragmentacji ^{86}Kr*

opiekun: prof. Andrzej Płochocki

b) stopień doktora nauk fizycznych, 2002 r.

Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

tytuł pracy: *Energie jednocząstkowe w okolicy podwójnie magicznego jądra ^{132}Sn*

promotor: prof. Waldemar Urban

3 INFORMACJE O DOTYCHCZASOWYM ZATRUDNIENIU W JEDNOSTKACH NAUKOWYCH

a) Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, 2003 r. - obecnie

b) University of Tennessee, Knoxville, USA 2005 r. – 2006 r.

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. 2016 R. POZ. 882 ZE ZM. Dz. U. z 2016 R. POZ. 1311.)

4.1 TYTUŁ OSIĄGNIĘCIA NAUKOWEGO

Badanie własności neutrono-nadmiarowych nuklidów w okolicy jąder magicznych ^{78}Ni oraz ^{132}Sn .

4.2 CYKL PUBLIKACJI WYBRANYCH DO HABILITACJI

- H1. **A. Korgul**, K. P. Rykaczewski, J. A. Winger, S. V. Ilyushkin, C. J. Gross, J. C. Batchelder, C. R. Bingham, I. N. Borzov, C. Goodin, R. Grzywacz, J. H. Hamilton, W. Królas, S. N. Liddick, C. Mazzocchi, C. Nelson, F. Nowacki, S. Padgett, A. Piechaczek, M. M. Rajabali, D. Shapira, K. Sieja, E. F. Zganjar,
 $\beta - \gamma$ and β -delayed neutron- γ decay of neutron-rich copper isotopes,
Phys. Rev. C **86**, 024307 (2012).
- H2. **A. Korgul**, K. P. Rykaczewski, R. Grzywacz, H. Śliwińska, J. C. Batchelder, C. Bingham, I. N. Borzov, N. Brewer, L. Cartegni, A. Fijałkowska, C. J. Gross, J. H. Hamilton, C. Jost, M. Karny, W. Królas, S. Liu, C. Mazzocchi, M. Madurga, A. J. Mendez II, K. Miernik, D. Miller, S. Padgett, S. Paulauskas, D. Shapira, D. Stracener, K. Sieja, J. A. Winger, M. Wolińska-Cichocka, E. F. Zganjar,
Experimental study of the β - γ and β - $n\gamma$ decay of the neutron-rich nucleus ^{85}Ga ,
Phys. Rev. C **88**, 044330 (2013).
- H3. **A. Korgul**, R. Grzywacz, K. P. Rykaczewski,
Structure of neutron-rich nuclei beyond $N=50$,
Acta Phys. Pol. B **45**, 223 (2014).
- H4. **A. Korgul**, K. P. Rykaczewski, R. Grzywacz, C. R. Bingham, N. Brewer, C. J. Gross, A. A. Ciemny, C. Jost, M. Karny, M. Madurga, C. Mazzocchi, A. J. Mendez II, K. Miernik, D. Miller, S. Padgett, S. Paulauskas, M. Piersa, D. Stracener, M. Stryjczyk, M. Wolińska-Cichocka, E. F. Zganjar,
 β and β - n decay of neutron-rich ^{84}Ge ,
Phys. Rev. C **93**, 064324 (2016).
- H5. **A. Korgul**, K. P. Rykaczewski, R. Grzywacz, C. R. Bingham, N. Brewer, C. J. Gross, C. Jost, M. Karny, M. Madurga, C. Mazzocchi, A. J. Mendez II, K. Miernik, D. Miller, S. Padgett, S. Paulauskas, M. Piersa, D. Stracener, M. Stryjczyk, M. Wolińska-Cichocka, E. F. Zganjar,
Study of the β and β - n decay of the very neutron rich nucleus ^{85}Ge ,
Phys. Rev. C **95**, 044305 (2017).

- H6. **A. Korgul**, K. P. Rykaczewski, R. Grzywacz, C. R. Bingham, N. Brewer, C. J. Gross, A. A. Ciemny, C. Jost, M. Karny, M. Madurga, C. Mazzocchi, A. J. Mendez II, K. Miernik, D. Miller, S. Padgett, S. Paulauskas, D. Stracener, M. Wolińska-Cichocka,
Study of β and $\beta-n$ decay of neutron-rich $N=54$ isotone ^{87}As ,
Phys. Rev. C **92**, 054318 (2015).
- H7. **A. Korgul**, H. Mach, B. A. Brown, A. Covello, A. Gargano, B. Fogelberg, W. Kurcewicz, E. Werner-Malento, R. Orlandi, M. Sawicka,
On the unusual properties of the 282 keV state in ^{135}Sb ,
Eur. Phys. J. A **32**, 25 (2007).
- H8. **A. Korgul**, H. Mach, B. A. Brown, A. Covello, A. Gargano, B. Fogelberg, R. Schuber, W. Kurcewicz, E. Werner-Malento, R. Orlandi, M. Sawicka,
On the structure of the anomalously low-lying $5/2^+$ state of ^{135}Sb ,
Eur. Phys. J. A **25**, s01, 123 (2005).
- H9. **A. Korgul**, P. Bączyk, W. Urban, T. Rząca-Urban, A. G. Smith, I. Ahmad,
Investigation of the $i_{13/2}$ neutron orbital in the ^{132}Sn region: New excited levels in ^{135}Sb ,
Phys. Rev. C **91**, 027303 (2015).

Od tego miejsca, publikacje będące podstawą habilitacji są oznaczane jako H1, H2, ..., H8, H9.

4.3 OMÓWIENIE CELU NAUKOWEGO ORAZ OSIĄGNIĘTYCH WYNIKÓW Z WYBRANYCH PUBLIKACJI WRAZ Z DALSZYMI PLANAMI

4.3.1 MOTYWACJA BADAŃ

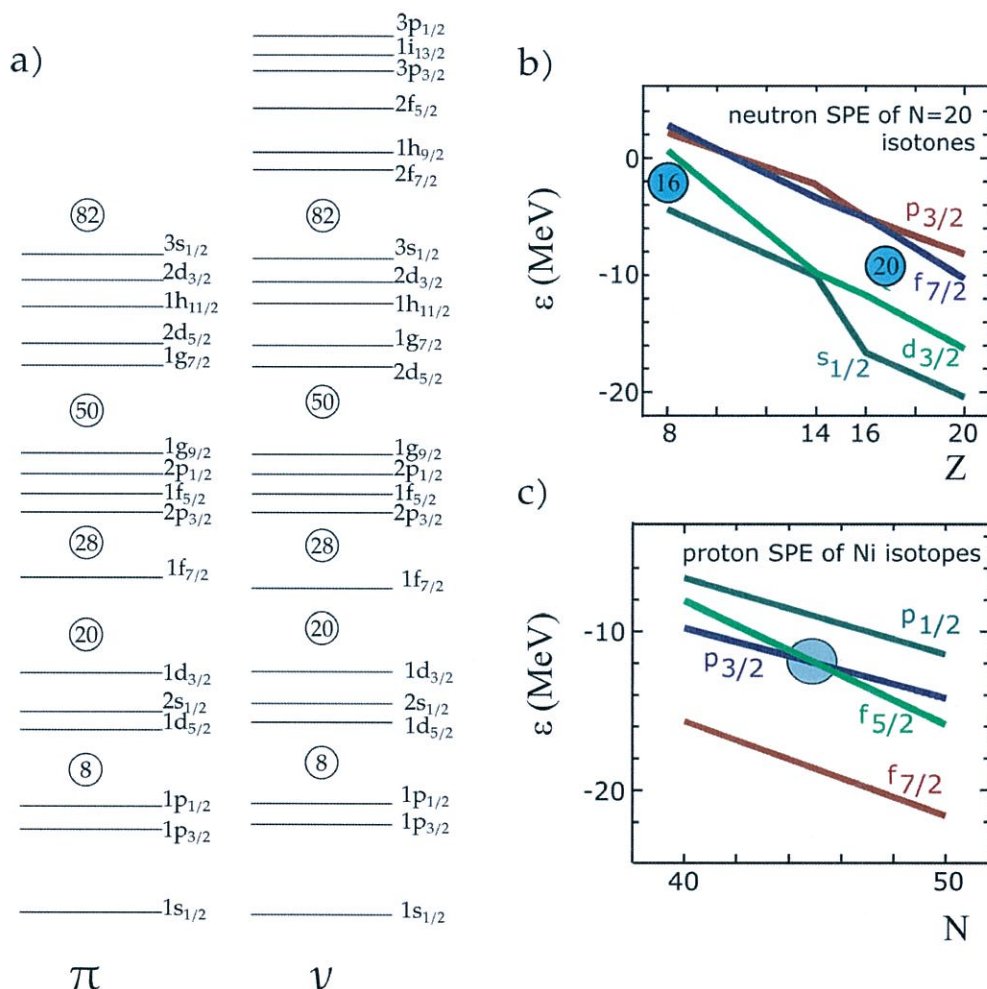
Głównym celem cyklu prac stanowiących podstawę habilitacji było badanie własności neutrono - nadmiarowych nuklidów wokół jąder podwójnie-magicznych ^{132}Sn oraz ^{78}Ni , w tym próba zrozumienia ewolucji poziomów jednocząstkowych w obu rejonach. W takich obszarach nuklidy cieszą się nieustannym zainteresowaniem eksperymentatorów i teoretyków ze względu na swoją prostą budowę. Do ich opisu można wykorzystać model powłokowy z zamkniętym rdzeniem odpowiadającym powłokom magicznym (Rysunek 1a, [1,2]). Jądra takie są sferyczne a widma energii wzbudzenia są zdominowane przez wzbudzenia jednocząstkowe. Dodawanie kolejnych nukleonów poza zamkniętymi powłokami prowadzi do polaryzacji rdzenia i pojawienia się deformacji. Struktura takich jąder staje się skomplikowana i trudna do opisu w ramach modelu powłokowego.

Większość przewidywań teoretycznych wykorzystuje wyniki doświadczalne w celu dopasowania kluczowych parametrów modeli. Najłatwiej dostępne są informacje o jądrach stabilnych lub nuklidach znajdujących się w ich bliskim sąsiedztwie. Na Rysunku 1a [1,2] przedstawiony został układ poziomów jednocząstkowych i liczby magiczne przewidywane dla jąder leżących na, lub w pobliżu ścieżki trwałości β .

Rozwój wiązek radioaktywnych umożliwił znaczne przesunięcia dostępnych obszarów badań w kierunku nuklidów egzotycznych. W szczególności możliwe stało się eksperymentalne badanie struktury nuklidów neutrono - nadmiarowych, gdzie być może zanika struktura powłokowa obserwowana dla jąder stabilnych i pojawiają się inne przerwy energetyczne prowadzące do nowych liczb magicznych.

Rozważane są różne powody zmian struktury powłokowej jąder silnie neutrono - nadmiarowych: zmiany głębokości i kształtu potencjału jądrowego, czy też wpływ oddziaływania trójciałowego, które zostały szczegółowo opisane w pracach przeglądowych [3, 4]. Badania teoretyczne grupy z Tokio wskazały na ważną rolę oddziaływania monopolewego pomiędzy protonami i neutronami [5, 6] obsadzającymi orbitale $j_> = l + 1/2$ lub $j_< = l - 1/2$. Najsilniejsze oddziaływanie jest oczekiwane dla par proton-neutron zajmujących orbitale o $\Delta l = 0$ np.: $p_{3/2} - p_{1/2}$, $d_{5/2} - d_{3/2}$, $f_{7/2} - f_{5/2}$, $g_{9/2} - g_{7/2}$ oraz o $\Delta l = 1$ np.: $p_{1/2} - d_{3/2}$, $d_{3/2} - f_{5/2}$, $f_{5/2} - g_{9/2}$, $g_{7/2} - h_{11/2}$.

Przypuszczenia o zanikaniu powłoki $N=8$ potwierdzono eksperymentalnie dla izotopu ^{11}Li . W jądrze ^{11}Li zaobserwowano zjawisko tzw. halo neutronowego, które jest związane z dalekim przestrzennym umiejscowieniem walencyjnej pary słabo związanych



Rysunek 1: Układ poziomów w modelu powłokowym (a) [1, 2] oraz przewidywane zmiany ich położenia przy zapelnianiu powłok protonowych (b) lub neutronowych (c) [8].

neutronów ($S_{2n}=369$ keV) względem zwanego rdzenia ^9Li . Z tego powodu promień jądra ^{11}Li jest porównywalny z promieniem jądra ^{208}Pb . Badania reakcji wybicia neutronu z ^{11}Li pokazały, że mierzony rozkład pędu neutronów w ^{11}Li może być odtworzony przy założeniu porównywalnego obsadzenia neutronowych orbitali $p_{1/2}$ i $s_{1/2}$ [7]. Świadczy to o migracji neutronowego orbitalu $s_{1/2}$ poprzez powłokę $N=8$, co prowadzi do przerwy energetycznej.

Ewolucję powłoki $N=20$ wraz z oddalaniem się od ścieżki trwałości badano m.in. analizując energie wzbudzenia pierwszego stanu 2^+ w izotonach $N=20$. W jądrach $^{36}_{16}\text{S}$ i $^{34}_{14}\text{Si}$ wynosi ona 3.3 MeV, natomiast w przypadku $^{32}_{12}\text{Mg}_{20}$ spada nagle do ok. 0.9 MeV. Efekt ten jest związany ze zmniejszeniem się przerwy energetycznej w układzie stanów jednocząstkowych ^{32}Mg . Prowadzi to do mieszania się stanów z wyższej powłoki (pf), co prowadzi do deformacji jądra. Stan 2^+ staje się stanem kolektywnym o małej energii wzbudzenia i dużej wartości elementu macierzowego przejścia $2^+ \rightarrow 0^+$. Ewolucję stanów jednocząstkowych w izotonach $N=20$ wyjaśnia uwzględnienie oddziaływania monopolo-owego pomiędzy protonami zapełniającymi orbital $d_{5/2}$ i neutronami na orbitalu $d_{3/2}$. Jak pokazano na Rysunku 1b, wraz ze zmniejszaniem obsadzenia protonowego orbitalu $d_{5/2}$, neutronowy orbital $d_{3/2}$ zbliża się do leżącego powyżej orbitalu $\nu f_{7/2}$, powodując zamknięcie powłoki $N=20$ i pojawienie się nowej przerwy energetycznej pomiędzy orbitalami $s_{1/2}$ a $d_{3/2}$. W konsekwencji, zamiast liczby magicznej $N=20$ pojawia się nowa liczba magiczna $N=16$. Przewidywania przedstawione na Rysunku 1b znalazły potwierdzenie w danych eksperymentalnych. Jądra ^{28}O i ^{26}O nie są związane, z kolei pomiar rozkładu pędu w reakcji usunięcia neutronu z pocisków ^{24}O jest dobrze opisany przy założeniu, że walencyjne neutrony obsadzają orbital $s_{1/2}$ [9]. Izotop $^{24}_8\text{O}_{16}$ jest zatem sferycznym jądrem podwójnie magicznym o nowej liczbie magicznej $N=16$.

Analogiczne oddziaływanie, jak dla orbitali $\nu d_{3/2}$ oraz $\pi d_{5/2}$, powinny być obserwowane dla orbitali $\nu f_{5/2}$ oraz $\pi f_{7/2}$. Wpływ obsadzania orbitalu protonowego $\pi f_{7/2}$ na zmianę położenia stanu $\nu f_{5/2}$ można prześledzić np. badając własności izotonów $N=34$ zaczynając od stabilnego izotopu $^{62}_{28}\text{Ni}_{34}$ a kończąc na $^{54}_{20}\text{Ca}_{34}$. Usuwanie kolejnych protonów z orbitalu $\pi f_{7/2}$ redukuje wiązanie orbitalu $\nu f_{5/2}$. Prowadzi to do powstania podpowłoki $N=34$, co znajduje potwierdzenie w wysokiej wartości energii wzbudzenia stanu 2^+ w jądrze ^{54}Ca (2 MeV). Dla porównania w cięższych izotonach $N=34$ np. dla ^{56}Ti energia ta wynosi 1.1 MeV [10].

W cięższych układach w pobliżu ^{78}Ni również przewidziano migrację poziomów jednocząstkowych (Rysunek 1c) [5, 6, 8, 11–14]. W tym obszarze mapy nuklidów ewolucja orbit protonowych powyżej $Z=28$ jest powodowana zapełnianiem orbity neutronowej $g_{9/2}$ (od $N=41$ do $N=50$). W tym kontekście szczególnie interesujące są badania własności stanów podstawowych oraz stanów wzbudzonych w nieparzystych izotopach Cu, które mają tylko jeden proton poza zamkniętą powłoką $Z=28$. Wyniki eksperymentalne wskazują, że energia wzbudzenia poziomu $5/2^-$ w nieparzystych izotopach Cu jest prawie stała i wynosi około 1 MeV. Wyraźna zmiana zauważalna jest dla $N \geq 42$ – energia wzbudzenia poziomu $5/2^-$ spada kolejno do 534 keV dla $^{71}\text{Cu}_{42}$ oraz 166 keV w $^{73}\text{Cu}_{44}$. Ta zależ-

ność, przewidziana w pracy [8], wskazuje na zmianę rozszczepienia orbit protonowych $f_{5/2} - f_{7/2}$ oraz jego redukcję o około 2 MeV przy przejściu od $N=40$ do $N=50$. Prowadzi to do przecięcia się protonowych orbitali $f_{5/2}$ i $p_{3/2}$ dla $N=46$ obserwowanego dla jądrze ^{75}Cu [15–19]. Od początku byłam zaangażowana w te badania [16,17], a ich kontynuacją były dalsze eksperymenty, w których badałam przemiany β^- oraz $\beta^- - n$ [H1] kolejnych nieparzystych izotopów miedzi.

Po przekroczeniu $N=50$ sytuacja nieco się zmienia, gdyż obsadzone są inne orbitale neutronowe. Rozmiar przerwy energetycznej dla $N=50$ zależy od oddziaływania proton-neutron, które pomiędzy $Z=28$ a $Z=40$ odpowiadają protonom obsadzającym orbitale $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ oraz neutronom powyżej zamkniętej powłoki $N=50$ jak np. $d_{5/2}$, $g_{7/2}$, $p_{3/2}$ oraz $s_{1/2}$. Niezależnie od obsadzania jednego z dwóch orbitali protonowych $\pi f_{5/2}$ czy $\pi p_{3/2}$, pierwszym walencyjnym orbitalem neutronowym jest $\nu d_{5/2}$. W bezpośrednim sąsiedztwie ^{78}Ni oczekiwana jest jednak jego degeneracja ze stanem neutronowym $\nu s_{1/2}$. Energia wzbudzenia poziomu $1/2_1^+$ nie została dotychczas określona w lekkich izotonach $N=51$. Dlatego w swojej pracy skoncentrowałam się na badaniu stanów wzbudzonych w nuklidach z jednym walencyjnym neutronem tuż powyżej podwójnie-magicznego jądra ^{78}Ni . Przeprowadziłam systematyczne pomiary dla izotonów: $N=51$, $N=52$ oraz $N=53$ [H2-H6] sprawdzając wpływ obecności dodatkowych neutronów na strukturę jąder w tym rejonie. Szczególny nacisk położyłam na poszukiwanie jednocząstkowego stanu neutronowego $s_{1/2}$ [H2-H3]. W cięższych izotonach, problemem przypisania właściwej konfiguracji jest mieszanie się ze stanem $\nu d_{5/2} \otimes 2^+$. Sprzężenie neutronu $\nu d_{5/2}$ z dwoma protonami (2^+) dostarcza nam multiplety od $1/2^+$ do $7/2^+$.

Badania magiczności powłoki $Z=50$ sprowadzają się do ewolucji orbitali protonowych $\pi g_{7/2}$ i $\pi d_{5/2}$. Przy zapełnianiu neutronami powłoki od $N=50$ do $N=82$, obserwujemy zmianę spinu stanu podstawowego w nieparzystych izotopach ^{51}Sb z $I^\pi=5/2^+$ na $I^\pi=7/2^+$, która pojawia się pomiędzy dwoma stabilnymi izotopami ^{121}Sb i ^{123}Sb [3]. Ta tendencja nie utrzymuje się po przekroczeniu magicznej liczby neutronów $N=82$, gdzie energia pierwszego poziomu $5/2^+$ gwałtownie zmienia się od wartości 963 keV w ^{133}Sb do 282 keV w ^{135}Sb .

Badania te, w które byłam zaangażowana jeszcze w czasie studiów doktoranckich, wskazują na możliwość ponownej migracji poziomów $\pi d_{5/2}$ i $\pi g_{7/2}$. Aby zweryfikować te przewidywania, kilka lat później, zaproponowałam pomiar czasów życia poziomów wzbudzonych w ^{135}Sb , które pozwolą określić funkcję falową obu stanów [H7,H8]. Nuklid ten jest także ciekawym obiektem do poszukiwania pozycji eksperymentalnej wartości energii jednocząstkowej $\nu i_{13/2}$ [H9]. Poziom $13/2^+$ w ^{133}Sn jest przewidywany powyżej energii

separacji neutronów, co utrudnia jego identyfikację. Rozważając izotopy z dodatkowym protonem oraz neutronem w stosunku do jądra ^{133}Sn umożliwia poszukiwanie stanów związanych zawierających w konfiguracji neutron $\nu i_{13/2}$.

Badania ewolucji poziomów jednocząstkowych, energii oddziaływań oraz własności przemiany β , a w szczególności pomiary czasów życia i prawdopodobieństw emisji neutronów opóźnionych (P_n) są ważne nie tylko ze względu na poznawanie struktury jąder egzotycznych, ale również przyczyniają się one do lepszego zrozumienia obserwowanego rozpowszechnienia pierwiastków powstających w astrofizycznym procesie r. Ścieżka jego przebiegu na mapie nuklidów została wyznaczona na podstawie obecnie istniejących modeli jądrowych. Dlatego ich weryfikacja w obszarach neutrono - nadmiarowych jest niezwykle ważna. Nasze prace potwierdzają, że nowe wyniki, np. pomiary nieznanymi czasów życia nuklidów w okolicy ^{78}Ni , umożliwiają lepsze określenie parametrów w tych modelach i wpływają na wyniki symulacji procesów nukleosyntezy zarówno w obszarze ^{78}Ni jaki i w rejonie ^{132}Sn [20].

4.3.2 TECHNIKI EKSPERYMENTALNE

Pomiary zaprezentowane w pracach [H1-H9] zostały wykonane w trzech laboratoriach, przy wykorzystaniu różnych reakcji jądrowych oraz technik separacji, dobranych w taki sposób, aby uzyskać najbardziej optymalne parametry produkcji interesujących nuklidów.

Izotopy Ga, Ge, As oraz Cu [H1-H3] zostały wyprodukowane w laboratorium *Holifield Radioactive Ion Beam Facility* (HRIBF) w *Oak Ridge National Laboratory* (ORNL, Oak Ridge, USA) w procesie rozszczepienia ^{238}U indukowanego protonami o energii 54 MeV. Zjonizowane fragmenty rozszczepienia dyfundowały z tarczy, następnie przyspieszono i przesyłano kolejno do dwóch separatorów masowych o zdolności rozdzielczej $\delta m/m \approx 1/1000$ oraz $\delta m/m \approx 1/10000$. Tak wyselekcjonowane izotopy przesyłano następnie do układu pomiarowego.

Nieco inną metodę selekcji zastosowano dla izotopów Ge oraz As [H4-H6], gdzie do tarczy $^{238}\text{UC}_x$ umieszczonej wewnątrz źródła jonów został dodany siarkowódór (H_2S). Nuklidy ^AGe oraz część izotopów ^AAs dyfundowały na zewnątrz materiału tarczy w postaci molekuły $^A\text{Ge}^{32}\text{S}^+$ lub $^A\text{As}^{32}\text{S}^+$. Inne fragmenty rozszczepienia takie jak brom, selen należące do 16 i 17 grupy układu okresowego pierwiastków zostały zatrzymane w źródle jonów, gdyż nie tworzą one molekuł. Dalsza selekcja odbywała się w pierwszym separatorze masowym, gdzie akceptowano tylko jądra o $A+32$. W ten sposób usuwano z wiązki izobary o liczbie masowej A. Kolejnym etapem układu była komora wymiany ładunkowej, w której następowało rozbicie molekuły. Interesujące nas nuklidy ^AGe oraz ^AAs

kierowano do kolejnego separatora masowego przepuszczającego tylko izobary o liczbie masowej A . Pozostałe zanieczyszczenia o $A+32$ (np. izotopy Ag) nie były akceptowane.

W przypadku izotopów Cu również zastosowano nowatorskie podejście umożliwiające lepszą separację [H1]. Po dwukrotnej selekcji w separatorze masowym wszystkich produktów rozszczepienia ze względu na liczbę masową A oraz przyspieszeniu w tandemie, wiązkę kierowano do detektora *mikrochannel plate* (MCP) oraz komory jonizacyjnej (IC) wypełnionej gazem CF_4 . Pomiar 6 sygnałów strat energii w IC umożliwił identyfikację liczby atomowej Z każdego jonu z monoenergetycznej wiązki izobarów. Ponadto, komora pełniła funkcję czyszczącą; zwiększając w niej ciśnienie gazu zatrzymywano wszystkie izobary z wyjątkiem jąder mających najmniejsze Z (*metoda ranging-out*). Pomiarów wykonywano w dwóch modach: *ranging-out* przy ciśnieniu gazu 200 tor oraz *pass-through* dla 100 tor. Szczegóły tej metody zostały opisane w pracach [21–23].

Niezależnie od wyboru jednej z trzech metod selekcji opisanych powyżej, w pracach [H1–H6] wiązkę radioaktywną implantowano na taśmę otoczoną dwoma detektorami scyntylacyjnymi rejestrującymi cząstki β oraz czterema detektorami germanowymi typu *Clover*, przeznaczonymi do pomiaru promieniowania γ . Jony implantowano na taśmę, a następnie odchyłano je przez elektrostatyczny deflektor. Ustalany czas implantacji oraz rejestracji promieniowania po odchyleniu wiązki był uzależniony od czasu życia badanych izotopów. W następnym kroku przesuwano taśmę poza układ pomiarowy obniżając w ten sposób aktywności długożyciowych produktów rozpadu należących do tego samego łańcucha izobarycznego. Cykl powtarzano do zakończenia eksperymentu. Wszystkie zdarzenia rejestrowano wykorzystując elektronikę cyfrową bez zadawania ograniczeń na rejestrowane zdarzenia (*trigger less*) w czasie pomiaru. Swobodne dodawanie różnych warunków fizycznych było możliwe w trakcie analizy danych.

W badaniach opisanych w pracach [H7–H8] do produkcji jąder neutrono - nadmiarowych wykorzystano reakcję rozszczepienia ^{238}U indukowanego neutronami oraz standardową technikę separacji masowej on-line. Eksperymenty zostały wykonane w laboratorium Studsvik w Szwecji na układzie OSIRIS a ich głównym celem była identyfikacja stanów wzbudzonych w ^{135}Sb populowanych w przemianie β^- ^{135}Sn . W tym wypadku również zastosowano układ stacji taśm, aby obniżyć tło pochodzące od rozpadów długożyciowych izotopów. Zasadnicza różnica w stosunku do wcześniejszych eksperymentów polegała na wykorzystaniu szybkich detektorów scyntylacyjnych mających na celu rejestrację promieniowania γ . Dzięki tak dobranemu układowi detekcji możliwy był pomiar czasów życia poziomów wzbudzonych w badanych izotopach. Zastosowana technika polega na pomiarze zdarzeń odpowiadających potrójnym koincydencjom z użyciem różnych

detektorów (szybkie detektory scyntylacyjne β oraz γ , detektor półprzewodnikowy Ge) oraz na precyzyjnych kalibracjach czasowych [24–26]. Idea eksperymentu jest podobna do użycia stopera. Rejestracja zdarzenia w detektorze β startuje bezpośredni pomiar czasu, a szybki detektor scyntylacyjny γ go zatrzymuje. Detektor germanowy nie uczestniczy bezpośrednio w pomiarze czasu, ale selekcjonuje (spośród wielu możliwych dróg rozpadu) wybraną kaskadę, która łączy promieniowanie w detektorach szybkich. Precyzja czasowa pomiaru jest niezwykle duża i wynosi około 3 ps.

W badaniach własności stanów wzbudzonych populowanych w przemianie β koncentrujemy się na poziomach, których wartość spinu zależna jest od spinu jądra matki. Zwykle nie mamy możliwości obserwacji stanów wysokospinowych. Uzupełnieniem spektroskopowych informacji są dane pochodzące z pomiaru natychmiastowego promieniowania γ emitowanego ze wzbudzonych fragmentów rozszczepienia rejestrowane wielodetektorowym układem EUROGAM2 [27] [H9]. Geometria układu umożliwia w tym wypadku zastosowanie techniki korelacji kątowej, dzięki której określamy multipolowość przejść.

4.3.3 WYNIKI BADAŃ

BADANIA WŁASNOŚCI NUKLIDÓW W OKOLICY ^{78}Ni

Badając ewolucję jednocząstkowych poziomów protonowych w nuklidach neutrono - nadmiarowych, należy wybrać jądra, które charakteryzują się możliwie prostą budową. Z tego punktu widzenia szczególnie interesujące są nuklidy z rejonu podwójnie-magicznego jądra ^{78}Ni . Tak na przykład, badania przemiany β izotopów miedzi $^{69}\text{Cu}_{40}$ - $^{79}\text{Cu}_{50}$, które posiadają tylko jeden proton walencyjny powyżej zamkniętej powłoki $Z=28$, pozwoli prześledzić ewolucję stanów protonowych przy zapełnianiu powłoki neutronowej $\nu g_{9/2}$ ($N=40-50$). W szczególności zostało zidentyfikowane miejsce przecięcia orbitali $\pi f_{5/2}$ oraz $\pi p_{3/2}$ pomiędzy ^{75}Cu a ^{77}Cu , co jest następstwem zmiany rozszczepienia orbitali $\pi f_{5/2} - \pi f_{3/2}$ oraz $\pi p_{3/2} - \pi p_{1/2}$ [16, 17].

W pracy [H1] rozszerzono badania neutrono - nadmiarowych izotopów miedzi o kolejne dwa izotopy: $^{78,79}\text{Cu}$. Wyznaczono absolutne natężenia zasilań stanów wzbudzonych jąder potomnych, określono ich spiny i parzystości. Po raz pierwszy określono spin stanu podstawowego ^{78}Cu (5^-) i zaobserwowano rozpad $\beta n \gamma$ ^{79}Cu do stanu 2^+ ^{78}Zn . Ponadto, wykonałam obliczenia teoretyczne, które w zestawieniu z eksperymentalnymi wartościami prawdopodobieństwa emisji opóźnionych neutronów (P_n) potwierdzają spin i parzystość $I^\pi=5/2^-$ stanów podstawowych $^{77,79}\text{Cu}$.

Ewolucja struktury jąder może wyglądać inaczej po zamknięciu powłoki neutrono-

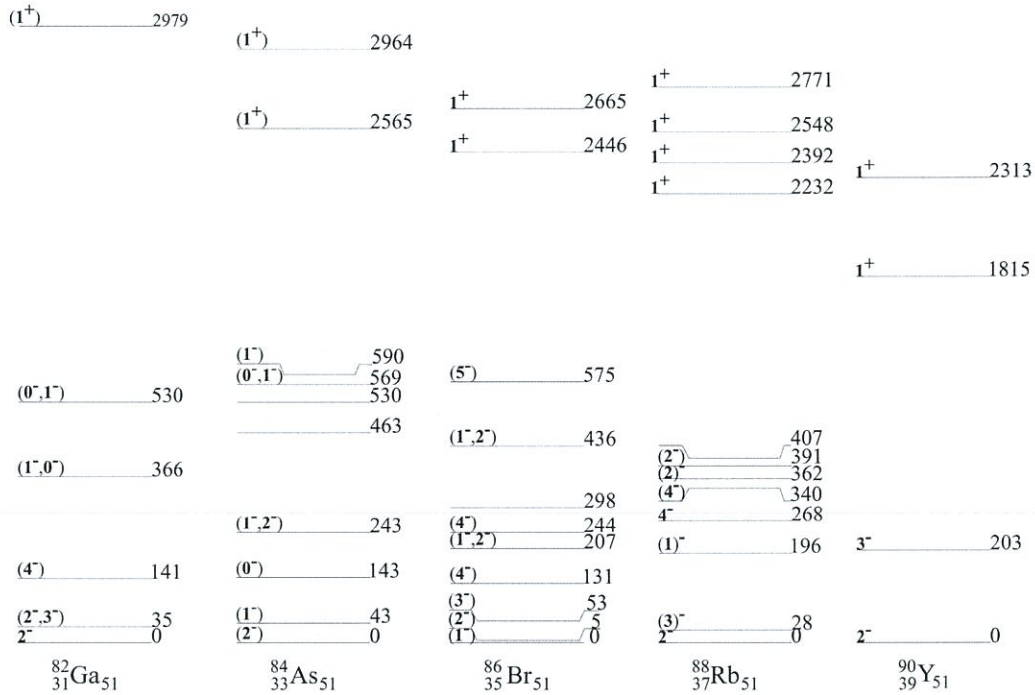
wej $N=50$, gdyż obsadzone są inne orbitale neutronowe: $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$ (Rysunek 1a). Wraz ze wzrostem liczby neutronów nad magiczną powłoką $N=50$, oprócz przecięciem orbitali protonowych $f_{5/2}$ i $p_{3/2}$ przewidywana jest degeneracja poziomów neutronowych $d_{5/2}$ i $s_{1/2}$ [28]. Obliczenia teoretyczne sugerują także, że dodanie kilku nukleonów walencyjnych do zamkniętego rdzenia ^{78}Ni powoduje szybkie pojawienie się deformacji obserwowanej już dla ^{86}Ge oraz ^{88}Se [29]. Obliczenia pola średniego Hartree-Fock-Bogoliubov z siłami Gogny wskazują na możliwość współistnienia kształtów w tym rejonie [30].

Aby zweryfikować różne podejścia teoretyczne, konieczne są informacje eksperymentalne dla izotonów charakteryzujących się prostą budową tzn. opisywanych jako konfiguracja odpowiadająca z jednym, dwoma lub trzema neutronami walencyjnymi poza zamkniętą powłoką. Dlatego zaproponowałam zbadanie przemiany β neutrono - nadmiarowego izotopu ^{85}Ga [H2], którego rezultatem była identyfikacja wielu nowych stanów wzbudzonych w $^{85}\text{Ge}_{53}$ oraz $^{84}\text{Ge}_{52}$. Kontynuacją tych badań były pomiary rozpadów β nuklidów $^{85,84}\text{Ge}$ oraz ^{87}As [H4,H5,H6]. Nowe dane eksperymentalne pozwoliły uzupełnić dotychczasową wiedzę na temat izotonów o $N=51$, 52 oraz 53. Opisane w pracy [H4] badania przemiany β ^{84}Ge umożliwiły identyfikację kilku nowych stanów wzbudzonych $^{84}\text{As}_{52}$ i wskazały na konieczność zmiany sekwencji trzech uprzednio znanych poziomów wzbudzonych tego jądra.

Na szczególną uwagę zasługuje obserwacja zasilania w przemianie β ^{84}Ge dwóch stanów o energiach wzbudzenia przekraczających 2.5 MeV, które zgodnie z obliczeniami odpowiadają przemianie β neutronu z orbity $\nu d_{5/2}$ na proton $\pi f_{5/2}$. Na podstawie zmierzonych zasilan β tych poziomów (będących górnymi ograniczeniami rzeczywistych zasilan I_β), wyznaczono wartości $\log ft$ ($\log(ft) > 4.6$). Ich wartości wskazały na dozwolony charakter typu przejść (typu Gamowa-Tellera) i umożliwiły przypisanie spinu i parzystości 1^+ zasilanym stanom. Położenie stanów 1^+ w ^{84}As jest zgodne z systematyką poziomów $I^\pi=1^+$ w łańcuchu izotonów $N=51$ (Rysunek 2).

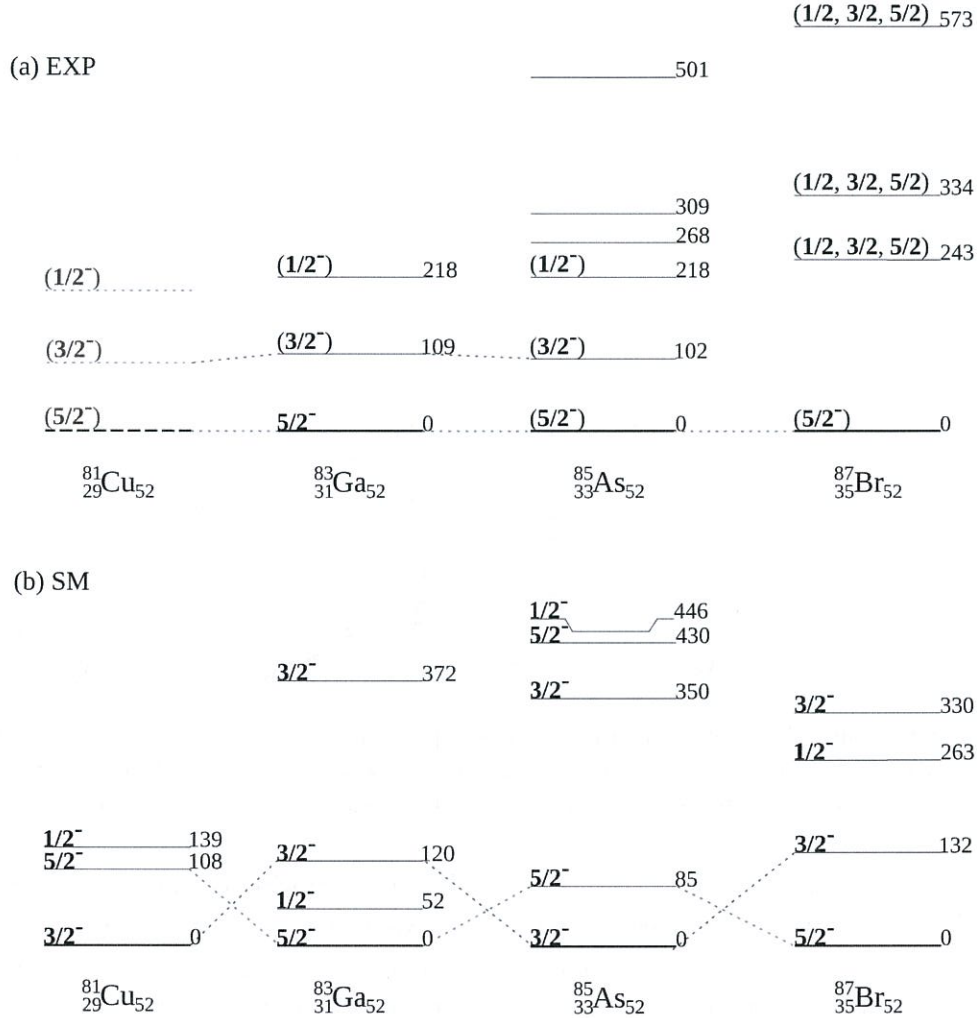
Nisko leżące stany ^{84}As o energii wzbudzenia poniżej 0.5 MeV zasilane są przez przejścia wzbronione związane z transformacją neutronu z orbitalu $d_{5/2}$ lub $s_{1/2}$ w proton na orbitalu $f_{5/2}$ lub $p_{3/2}$. Wskazują na to obliczenia teoretyczne, które przeprowadziłam w ramach modelu powłokowego (SM) kodem Nushellx [31] z oddziaływaniami N3LO [32–34], które dobrze odtwarzają układ poziomów w ^{84}As . Pokazują one, że nisko leżące stany wzbudzone ^{84}As są tworzone przez sprzężenie neutronu na orbitalu $d_{5/2}$ lub $s_{1/2}$ i protonu zajmującego orbital $f_{5/2}$ lub $p_{3/2}$.

Badania stanów wzbudzonych izotonów $N=52$ dają możliwość poznania ewolucji jed-



Rysunek 2: Systematyka eksperymentalnych nisko-spinowych stanów wzbudzonych w izotonach $N=51$ [34–37], [H4]. Energie poziomów zostały podane w keV. W przypadku stanów powyżej oraz poniżej 1 MeV zastosowano dwie różne skale dla lepszej prezentacji graficznej.

noczątkowych stanów protonowych. W pracy [H5] przedstawiono wyniki pomiarów i analizy przemiany β ^{85}Ge zasilającego stany $^{85}\text{As}_{52}$. Analiza danych eksperymentalnych dla tego izotopu została wykonana w ramach pracy magisterskiej przygotowanej pod moim kierunkiem. Zidentyfikowano kilkanaście nieobserwowanych wcześniej przejść γ w ^{85}As , po raz pierwszy zbudowano cząstkowy schemat rozpadu ^{85}Ge . Na podstawie zasilania wyznaczonego w przemianie β ^{85}Ge ($3/2^+$) oraz systematyki nisko leżących poziomów w izotonach $N=52$ ^{83}Ga [23] oraz ^{87}Br - zaproponowano spiny i parzystości stanu podstawowego $I_{g.s.}^\pi=(5/2^-)$ oraz dwóch pierwszych stanów wzbudzonych ($(3/2)^-$ oraz $(1/2)^-$) ^{85}As (Rysunek 3).



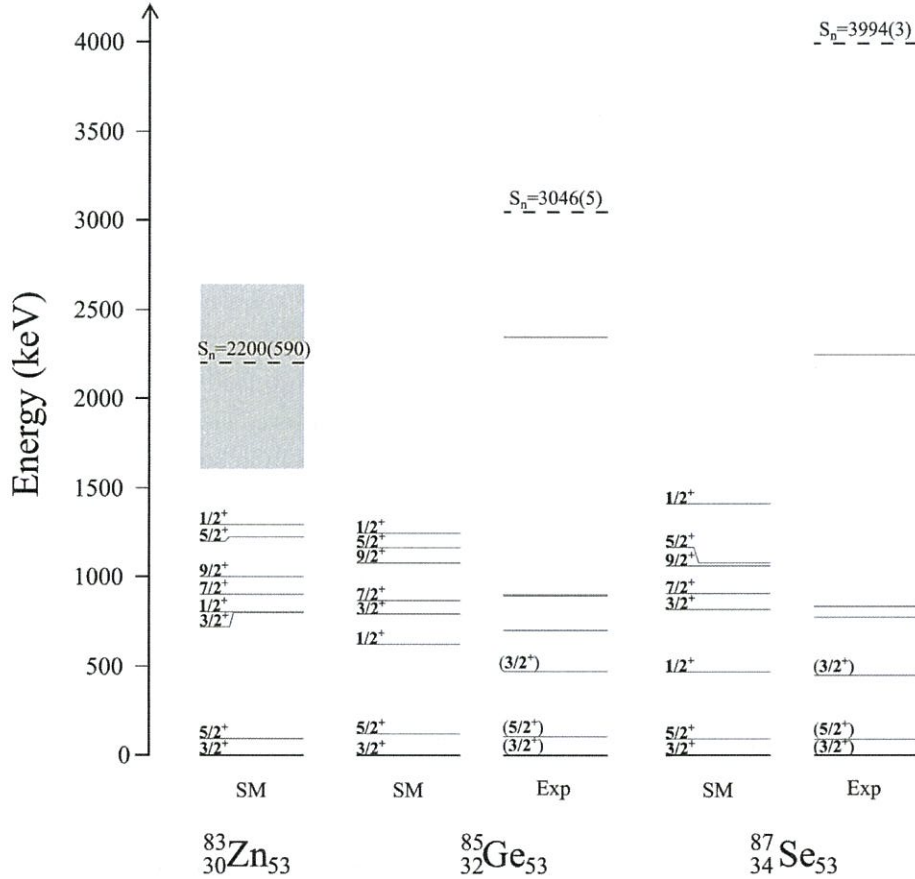
Rysunek 3: Systematyka eksperymentalnych i przewidywanych nisko-spinowych stanów wzbudzonych w izotonach $N=52$ [H5], [34, 37]. Energie poziomów zostały podane w keV. Schemat stanów w nuklidzie ^{81}Cu został zaproponowany na podstawie systematyki ciężkich izotonów.

Ważnym elementem pracy [H5] były obliczenia, które wykonałam w ramach modelu powłokowego kodem Nushell [31] z oddziaływaniami N3LO [32, 33], z uwzględnieniem wszystkich aktywnych orbitali poza zamkniętym rdzeniem ^{78}Ni . Wyniki obliczeń zostały przedstawione na Rysunku 3. Liczba przewidywanych stanów wzbudzonych ^{83}Ga , ^{85}As oraz ^{87}Br jest zgodna z danymi eksperymentalnymi, chociaż ich kolejność jest odtwarzana jedynie w granicach niepewności modelu (200-300 keV). W obszarze niskich energii wzbu-

dzenia obliczenia modelowe przewidują obecność jedynie stanów o ujemnej parzystości. W rozpadzie ^{85}Ge ($3/2^+$) mogą one być zasilane tylko poprzez wzbronione przejścia β . Potwierdzają to wyznaczone w pracy [H5] wartości $\log(ft)$.

Obliczenia modelowe pokazały, że funkcja falowa najniżej leżących stanów $5/2^-$, $3/2^-$ oraz $1/2^-$ w ^{87}Br , ^{85}As i ^{83}Ga jest zdominowana (70-80%) przez neutrony z orbitalu $d_{5/2}$. Wkład neutronów z orbitalu $s_{1/2}$ nie przekracza 20 %. Protonowa funkcja falowa ^{87}Br , ^{85}As i ^{83}Ga jest bardziej skomplikowana i zawiera od 40 do 50% udział obydwu jedno-cząstkowych orbitali $f_{5/2}$ i $p_{3/2}$. Jednakże, zgodnie z oczekiwaniem, wykonane przeze mnie obliczenia pokazały, że struktura nisko leżących stanów wzbudzonych $^{81}\text{Cu}_{52}$ jest określona przez własności walencyjnego protonu. W stanie podstawowym może on zajmować orbital $p_{3/2}$ lub $f_{5/2}$ a jego wkład do funkcji falowej sięga 80%. Ekstrapolacja systematyki nisko leżących stanów w izotonach $N=52$ do ^{81}Cu sugeruje spin i parzystość $5/2^-$ stanu podstawowego tego jądra. Obliczenia teoretyczne przewidują jednak odwróconą sekwencję stanów $5/2^-$ i $3/2^-$. Ostateczna weryfikacja tych przewidywań będzie możliwa dopiero po uzyskaniu eksperymentalnych informacji o spinach i parzystościach nisko leżących stanów ^{81}Cu .

W izotonach o $N=51$, z jednym neutronem poza zamkniętą powłoką $N=50$, dominująca składowa funkcji falowej jest określona przez kolejne orbitale jednocząstkowe $\nu d_{5/2}$ i $\nu s_{1/2}$. Stąd też spiny i parzystości stanów podstawowych izotonów o $N=51$ są równe $5/2^+$ ($\nu d_{5/2}$) a pierwsze stany wzbudzone mają spin i parzystość $1/2^+$ ($\nu s_{1/2}$). Własności stanów neutronowych w izotonach $N=53$ różnią się od własności stanów w jądrach o $N=51$. Dwa dodatkowe neutrony na orbitalu $\nu d_{5/2}$ prowadzą do pojawienia się nisko leżącego stanu $3/2^+$. Taki stan był obserwowany w izotonach $N=53$: ^{97}Ru - ^{91}Sr , w których spin i parzystość stanu podstawowego wynosi $5/2^+$ a stan $3/2^+$ jest pierwszym stanem wzbudzonym. W jądrze $^{89}\text{Kr}_{53}$ kolejność stanów $5/2^+$ i $3/2^+$ jest odwrócona i stan $3/2^+$ jest stanem podstawowym. Przeprowadzone w pracach [H6, H2, H3] badania przemiany β $^{87}\text{As} \rightarrow ^{87}\text{Se}$ [H3] oraz $^{85}\text{Ga} \rightarrow ^{85}\text{Ge}$ [H2, H3] pokazały, że taka kolejność stanów $3/2^+$ i $5/2^+$ jest zachowana w ^{87}Se oraz ^{85}Ge (Rysunek 4). Badania rozpadów ^{87}As [H6] oraz ^{85}Ga [H2] nie doprowadziły do identyfikacji stanu $1/2^+$, związanego ze wzbudzeniem do jednocząstkowego stanu $\nu s_{1/2}$, gdyż stan ten jest bardzo słabo zasilany we wzbronionych rozpadach β stanów podstawowych ^{87}As oraz ^{85}Ga o spinach i parzystościach $5/2^-$. Warto zauważyć, że stan $1/2^+$ w ^{85}Ge został zidentyfikowany w badaniach rozpadu β^-n ^{86}Ga [38] i można przypuszczać, że również stan $1/2^+$ w ^{85}Ge powinien być obserwowany w rozpadzie β^-n ^{88}As . W pracy [H2] przeprowadziłam w ramach modelu powłokowego obliczenia struktury nisko wzbudzonych stanów izotonów $N=53$: ^{87}Se ,



Rysunek 4: Systematyka eksperymentalnych oraz przewidywanych nisko-spinowych stanów wzbudzonych w izotonach $N=53$ [37], [H6]. Energie poziomów zostały podane w keV.

^{85}Ge oraz ^{83}Zn . Jak pokazano na Rysunku 4, obliczenia poprawnie odtwarzają obserwowane położenia stanów $3/2^+$ i $5/2^+$ w ^{87}Se oraz ^{85}Ge . Funkcje falowe tych stanów są zmieszane. Struktura stanów $5/2^+$ jest określona głównie (55-60%) poprzez sprzężenia neutronów $(d_{5/2}^3)_{5/2^+}$ ze stanem protonowym 0^+ przy około 20-25% udziale sprzężenia neutronów $(d_{5/2}^3)_{3/2^+}$ z protonowym wzbudzeniem 2^+ . Stany $3/2^+$ powstają w wyniku sprzężenia neutronów $(d_{5/2}^3)_{3/2^+}$ ze stanem protonowym 0^+ (45-50%) przy znaczącym (25-35%) udziale neutronów $(d_{5/2}^3)_{5/2^+}$ sprzężonych do protonowego wzbudzenia 2^+ . Najniżej leżący stan $1/2^+$ ma charakter jednocząstkowy określony przez nieparzysty neutron na orbitalu $s_{1/2}$. W pracy [H6] zaproponowałam układ stanów wzbudzonych w lżejszym izotonie $N=53$ ^{83}Zn (Rysunek 4) wykorzystując systematykę danych doświadczalnych oraz

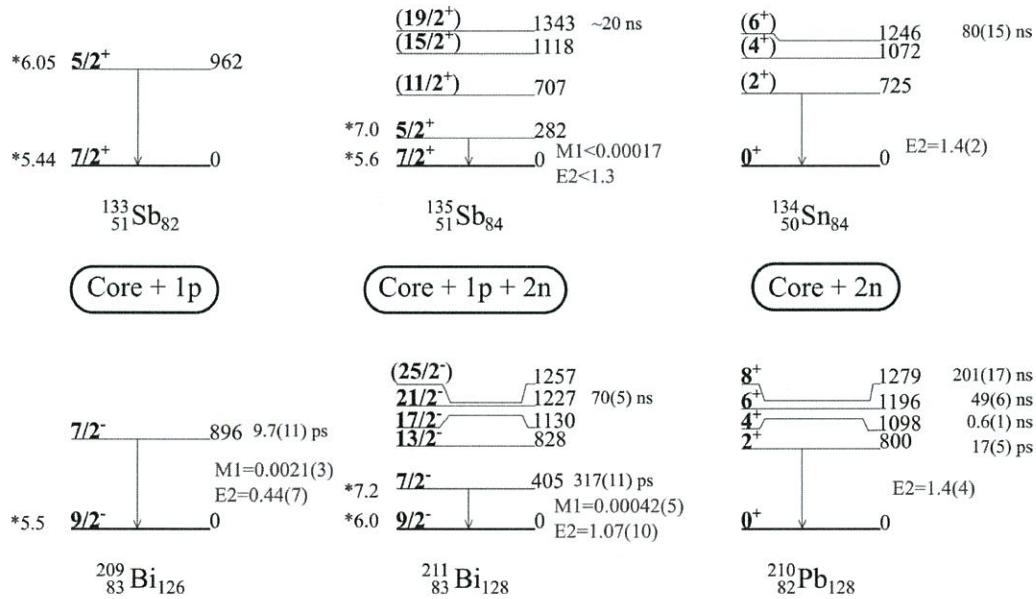
przewidywania teoretyczne. Podobnie jak w ^{85}Ge oraz ^{87}Se , najniższe leżące stany to $5/2^+$, $3/2^+$ i $1/2^+$. Mogą one być zasilane bezpośrednio w przejściach wzbronionych w przemianie β ^{83}Cu albo w dozwolonych rozpadach ^{84}Cu , po emisji neutronów opóźnionych. Nowe dane spektroskopowe otrzymane dla izotonów $N=51$, 52 oraz 53 są niezwykle ważne dla zrozumienia struktury tak neutrono - nadmiarowych izotopów. Z jednej strony, mówimy tu o jądrach bliskich podwójnie-magicznemu izotopowi ^{78}Ni , z drugiej strony obserwowany jest wzrost kolektywności dla izotonów $N=52$ oraz $N=53$ [38,39] wraz ze wzrostem liczby protonów. Aby jednoznacznie określić naturę tych stanów, ważne jest m. in. eksperymentalne wyznaczenie wartości spinów. Dotychczas większość z nich została zaproponowana na podstawie pomiarów wartości porównawczych czasów życia ($\log(ft)$) obserwowanych przejść β oraz systematyki poziomów w tym obszarze. Precyzyjnych informacji o strukturze stanów wzbudzonych mogą dostarczyć pomiary ich czasów życia. Aby wykorzystać tę możliwość, w laboratorium ALTO złożyłam propozycję eksperymentu, którego celem jest wyznaczenie czasów życia stanów wzbudzonych izotopów $^{81}\text{Ge}_{49}$, $^{83}\text{Ge}_{51}$ oraz $^{85}\text{Ge}_{53}$.

BADANIA STRUKTURY NUKLIDÓW W OKOLICY ^{132}Sn

Jednym z ciekawszych rezultatów mojej rozprawy doktorskiej był pomiar energii nisko-leżącego stanu wzbudzonego w jądrze $^{135}_{51}\text{Sb}_{84}$, $E^*=282$ keV, któremu został przypisany spin $I^\pi = (5/2^+)$. Energia wzbudzenia analogicznego stanu w $^{133}_{51}\text{Sb}_{82}$ odpowiadająca protonowemu stanowi jednocząstkowemu $\pi d_{5/2}$ wynosi 962 keV [40]. Znaczące obniżenie energii tego stanu w izotopie, które posiada tylko dwa neutrony więcej niż ^{133}Sb było wyjaśniane jako przesunięcie energii jednocząstkowej lub jako migracja poziomów wskutek rozszczepieniem $l \cdot s$ [8].

W celu wyznaczenia eksperymentalnej wartości spinu dla poziomu $E^*=282$ keV, już po zakończeniu studiów doktorskich, zaproponowałam eksperyment w laboratorium Studsvik, którego celem był pomiar czasów życia stanów wzbudzonych w ^{135}Sb populowanych po przemianie β jądra ^{135}Sn [H7,H8]. Eksperyment został wykonany przy wykorzystaniu metody pomiaru czasów życia $\beta\gamma\gamma(t)$ [24]. Silne zasilanie stanu $E^*=282$ keV ^{135}Sb w przemianie β stanu podstawowego ^{135}Sn [41] wskazuje na dominujący jednocząstkowy komponent $\pi d_{5/2}$ w tym stanie, analogicznie jak jest to obserwowane dla ^{133}Sb [42]. Przejście M1 jest wzbronione pomiędzy stanami jednocząstkowymi $d_{5/2}$ i $g_{7/2}$, natomiast kolektywność E2 jest mała w tym rejonie. W konsekwencji powinniśmy obserwować w ^{135}Sb przejście $E_\gamma=282$ keV jako bardzo wolne B(M1), jeśli rzeczywiście obserwujemy przesunięcie orbity jednocząstkowej lub szybkiego przejścia w przypadku, gdy obniżenie

stanu wzbudzonego spowodowane jest kolektywnością. Na podstawie zmierzonego czasu życia $T_{1/2}=6.1(4)$ ns, zostały określone górne ograniczenia dla $B(M1) \leq 0.30 \cdot 10^{-3} \mu_N^2$ oraz $B(E2) \leq 54 e^2 fm^4$ (Rysunek 5). Porównując eksperymentalną wartość z obliczeniami teoretycznymi przedstawionymi w pracy [H7] potwierdziliśmy dominujący komponent $\pi d_{5/2}$ w poziomie wzbudzonym $E^*=282$ keV ^{135}Sb . Analogiczne własności obserwujemy w ^{211}Bi , który jest komplementarnym izotopem do badanego ^{135}Sb w rejonie ^{208}Pb (Rysunek 5). Jest to kolejne potwierdzenie obserwowanej analogii pomiędzy obszarami ^{132}Sn a ^{208}Pb [43].



Rysunek 5: Częściowy schemat stanów wzbudzonych izotopów w rejonie ^{132}Sn (górna część rysunku) oraz izotopów będących ich odpowiednikami w okolicy ^{208}Pb (dolna część) [H7,H8], [37].

Kolejnym, wciąż otwartym pytaniem dotyczącym rejonu ^{132}Sn jest znajomość energii jednocząstkowej $\nu i_{13/2}$. Sytuacja jest tu wyjątkowa trudna, gdyż jego przewidywana wartość znajduje się powyżej energii separacji neutronu w ^{133}Sn [44]. Pierwsze oceny energii jednocząstkowej $\nu i_{13/2}$ zostały wyliczone z dużą niepewnością 2700(200) keV [45] na podstawie energii wzbudzenia poziomu $I^\pi=10^+$ w ^{134}Sb , który odpowiada konfiguracji $\pi g_{7/2} \nu i_{13/2}$. Niestety, jego energia była znana jedynie względem stanu izomerycznego $I^\pi=7^-$ w ^{134}Sb , co znalazło odzwierciedlenie w dużej niepewności wyznaczonej wartości. W ciągu ostatnich 20 lat wykonano wiele pomiarów w tym rejonie, w których m.in.

określono z dużą precyzją energię stanu izomerycznego 7^- w ^{134}Sb , $E^*=279(1)$ keV [46], ale nie zaproponowano dokładniejszej wartości poszukiwanej energii jednocząstkowej.

Dlatego w swoich badaniach postanowiłam podjąć próbę wyznaczenia energii jednocząstkowej neutronowego stanu $\nu i_{13/2}$. W tym celu, obok znanej energii wzbudzenia $I^\pi=10^+$ konieczna jest znajomość energii oddziaływania walencyjnych nukleonów $\pi g_{7/2}\nu i_{13/2}$. Niestety, energii tej nie można z dostateczną precyzją wyznaczyć w rejonie ^{132}Sn . Istnieje jednak możliwość określenia jej wartości poprzez przeskalowanie energii odpowiednich oddziaływań z rejonu ^{208}Pb [43] z uwzględnieniem poprawki masowej $A^{-1/3}$. Komplementarność obu rejonów [43] wskazuje, że stanom o liczbach n, l, j w rejonie ^{132}Sn odpowiadają stany o liczbach kwantowych $n, l+1, j+1$ w obszarze ^{208}Pb . Rachunki takie zostały wykonane i energię oddziaływania $\pi g_{7/2}\nu i_{13/2}$ wyznaczono na $V_1^{10^+}=-723$ keV. Aby określić niepewności tej wielkości wykonano analogiczne skalowanie dla kilku wybranych konfiguracji. Ich wartości V_1 porównano z oddziaływaniami obliczonymi w rejonie ^{132}Sn V_2 , a ich różnicę $\Delta V = V_2 - V_1$ przedstawiono w ostatniej kolumnie Tabeli 1. Maksymalna rozbieżność wynosi około 70 keV i taką niepewność przyjęto dla interesującego nas oddziaływania ($V_1(10^+)=-723(70)$ keV).

Tablica 1: Energia oddziaływań V_0 , V_1 oraz V_2 pomiędzy nukleonami walencyjnymi poza podwójnie magicznymi rdzeniami ^{208}Pb i ^{132}Sn . Symbolem V_2 zaznaczono oddziaływania obliczone w rejonie ^{132}Sn , V_0 - oddziaływania z rejonu ^{208}Pb , a po przeskalowaniu o czynnik masowy do obszaru ^{132}Sn - V_1 . Różnica pomiędzy obliczonymi w danym rejonie i przeskalowanymi oddziaływaniami została przedstawiona w ostatniej kolumnie $\Delta V = V_2 - V_1$. Wszystkie wartości zostały podane w keV.

$^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{132}\text{Sn}$			^{132}Sn		ΔV
configuration	V_0	V_1	configuration	V_2	
$(\pi h_{9/2}\nu j_{15/2})_{12+}$	-621	-723	$(\pi g_{7/2}\nu i_{13/2})_{10+}$		
$(\pi h_{9/2}\nu g_{9/2})_{9-}$	-396	-461	$(\pi g_{7/2}\nu f_{7/2})_{7-}$	-488	-27
$(\pi h_{9/2}\nu i_{11/2})_{10-}$	-776	-903	$(\pi g_{7/2}\nu h_{9/2})_{8-}$	-976	-73
$(\pi i_{13/2}\nu g_{9/2})_{11+}$	-960	-1117	$(\pi h_{11/2}\nu f_{7/2})_{9+}$	-1154	-37
$(\nu g_{9/2}\nu i_{11/2})_{10+}$	-221	-257	$(\nu f_{7/2}\nu h_{9/2})_{8+}$	-280	-23
$(\pi h_{9/2}\pi f_{7/2})_{8+}$	+107	+125	$(\pi g_{7/2}\pi d_{5/2})_{6+}$	+201	+76

W dalszych obliczeniach rozważano stan o maksymalnym ustawieniu spinu $(\pi g_{7/2}\nu i_{13/2})_{10+}$ opisując jego energię wzbudzenia jako sumę energii jednocząstkowych $\pi g_{7/2}$ i $\nu i_{13/2}$ oraz energii oddziaływania pomiędzy nimi [47]. Wartości deficytu mas wykorzystanych w obliczeniach zaczerpnięto z prac [48, 49]. Nowy wynik, $\epsilon_{\nu i_{13/2}}=2669(70)$ keV,

jest bliski poprzednio zaproponowanej wartości $\epsilon_{\nu i_{13/2}} = 2694(200)$ keV, ale jego niepewność jest 3 krotnie mniejsza.

Wyznaczona wartość jest nieznacznie wyższa od energii separacji neutronu $S_n = 2400$ keV w ^{133}Sn [44], podczas, gdy w cięższych izotonach $N=83$: ^{135}Te oraz ^{137}Xe poziomy z neutronem na orbitalu $i_{13/2}$ są związane. Interesującym pytaniem jest o ile powyżej energii separacji neutronów możemy oczekiwać poziomu $13/2^+$ w jądrze ^{133}Sn oraz czy jest on możliwy do zaobserwowania eksperymentalnie. Dla izotonów $N=83$ oczekujemy dwóch poziomów wzbudzonych o spinie $13/2^+$, które mogą mieszać swoje konfiguracje: jednego mającego naturę jednocząstkową $\nu i_{13/2}$ oraz drugiego będącego wzbudzeniem oktopolowym zbudowanym na stanie podstawowym $(3^- \times \nu f_{7/2}^+)_{13/2^+}$. W pracy [H9] została przedstawiona systematyka energii wzbudzenia stanów o spinie $I^\pi = 13/2^+$ w izotonach $N=83$ oraz położenie wzbudzeń oktopolowych w rdzeniach o $N=82$. Analizując przebieg systematyki oraz uwzględniając znaną energię wzbudzenia oktopolowego w ^{132}Sn (4352 keV) oszacowano energię wzbudzenia niżej położonego stanu $13/2^+$ w ^{133}Sn . Otrzymana wartość, 2511(80) keV, wskazuje, że stan ten jest niezwiązany ze względu na emisję neutronu. Jego energia wzbudzenia jest jednak na tyle bliska energii separacji neutronu, że możliwa jest deekscytacja stanu $13/2^+$ poprzez emisję promieniowania γ . W naszej analizie ograniczyliśmy się do stanów jednocząstkowych oraz możliwych wzbudzeń oktopolowych, gdyż taką naturę mają stany w ^{209}Pb . Podobne podejście uwzględniające dodatkowo wzbudzenia kwadrupolowe pozwoliło autorom pracy [50] określić położenie stanu $\nu i_{13/2}$ w granicach $2360 \text{ keV} \leq \epsilon_{\nu i_{13/2}} \leq 2600 \text{ keV}$. W celu eksperymentalnej weryfikacji tych przewidywań zaproponowałam pomiar w laboratorium CERN, na układzie ISOLDE, którego celem było zbadanie stanów wzbudzonych ^{133}Sn . Stany te były populowane w przemianie β^- stanu podstawowego $I^\pi = 9/2^-$ oraz izomeru $I^\pi = 1/2^-$ izotopu ^{133}In . Zastosowaniu laserowego źródła jonów oraz separatora masowego umożliwiło separację i pomiar rozpadu każdego z tych stanów z osobna. W tym samym eksperymencie zbadany został rozpad β^- oraz $\beta^- - n$ $I^\pi = (3-7)^-$ ^{134}In . Obecnie dane te są analizowane i będą podstawą rozprawy doktorskiej wykonywanej pod moim kierunkiem.

4.3.4 PODSUMOWANIE ORAZ PERSPEKTYWY DALSZYCH BADAŃ

Działające obecnie laboratoria wiązek jąder radioaktywnych udowodniły ogromny potencjał poznawczy eksperymentów prowadzonych z wykorzystaniem takich wiązek. Przykładem możliwości oferowanych przez wiodący obecnie ośrodek RIKEN w Japonii są wyniki niedawnego eksperymentu, w którym uczestniczyłam. Wykorzystując licznik neutronowy

^3He n badano w nim rozpad β^- n jąderek o wielkim nadmiarze neutronów. Po raz pierwszy udało się zaobserwować rozpad tak egzotycznych nuklidów jak ^{84}Cu oraz ^{140}Sn .

Badania, które prowadziłam w ostatnich latach umożliwiły m.in. poznanie struktury izotonów $N=51$, 52 oraz 53 w okolicy podwójnie magicznego jądra ^{78}Ni i dostarczyły cennych informacji w obszarze ^{132}Sn o stanach jednocząstkowych $\nu d_{5/2}$ oraz $\nu i_{13/2}$. Niestety, nie uzyskaliśmy odpowiedzi na wszystkie pytania. W szczególności nadal brakuje informacji o energii orbitalu $\nu s_{1/2}$ w okolicy ^{78}Ni oraz $\nu i_{13/2}$ w obszarze ^{133}Sn . Powodem napotkanych trudności była niska produkcja tych egzotycznych nuklidów, słabe zasilanie poszukiwanych stanów w przemianie β oraz niewystarczająca wydajność układu detekcji. Planuję kontynuację tych badań w bardziej sprzyjających warunkach eksperymentalnych. Zgłoszona przeze mnie propozycja pomiarów czasów życia poziomów wzbudzonych w nuklidach $^{81}\text{Ge}_{49}$, $^{83}\text{Ge}_{51}$ oraz $^{85}\text{Ge}_{53}$ została zaakceptowana przez Komitet Eksperymentów układu ALTO w IPN Orsay, Francja. Eksperyment zaplanowany jest jesienią 2017 r. Również w ALTO – IPN Orsay planuję przeprowadzenie eksperymentu, który daje szansę obserwacji orbitalu $\nu s_{1/2}$ w kolejnym nuklidzie z obszaru ^{78}Ni – w ^{87}Se . W tym przypadku zamiast poszukiwania bezpośredniego zasilania stanu $1/2^+$ we wzbronionym rozpadzie β ^{87}As ($3/2^-$), planuję zbadanie rozpadu β^- n ^{88}As do ^{87}Se , w którym stan $1/2^+$ może być zasilany. Taka strategia okazała się być skuteczna w poszukiwaniu orbitalu $s_{1/2}$ w ^{85}Ge – stan ten nie był widziany w przemianie $\beta\gamma$ ^{85}Ga [H2], ale został zaobserwowany w przemianie β^- n ^{86}Ga [38].

Kontynuując badania w obszarze ^{132}Sn w laboratorium CERN-ISOLDE złożyłam propozycję eksperymentu, którego celem był pomiar stanów jednocząstkowych ^{133}Sn zasilanych w przemianie β^- ^{133}In ($I^{\pi g.s.}=9/2^-$), ^{133m}In ($I^{\pi m}=1/2^-$) oraz w rozpadzie β^- n ^{134}In ($I^{\pi g.s.}=4^- - 7^-$). Przemiana dwóch stanów ^{133}In popołuje dwie różne grupy stanów wzbudzonych w jądrze córki ^{133}Sn . Możliwość wyboru spinu separowanych jąder (umożliwia to laserowe źródło jonów separatora masowego) pozwala na osobne zbadanie różnych stanów w jądrach końcowych. Wyniki wstępnej analizy danych zebranych w tym eksperymencie są bardzo obiecujące i wskazuje np. na nieoczekiwaną obecność kilku nowych przejść γ z poziomów położonych znacznie powyżej energii separacji neutronu. Dane z tego eksperymentu będą podstawą rozprawy doktorskiej wykonywanej pod moim kierunkiem. Ze względu na wysokie prawdopodobieństwo emisji neutronów opóźnionych w rozpadach ^{133}In i ^{134}In , istotne znaczenie w badaniach tych izotopów mają pomiary energii emitowanych neutronów. W maju 2017 r. brałam udział w eksperymencie, w którym wykorzystano spektrometr neutronów VANDLE (*Versatile Array for Neutron Detection at Low Energies*). Kolejnym etapem badań będzie propozycja pomiarów

z wykorzystaniem detektora pełnej absorpcji promieniowania TAS. Tego typu detektor charakteryzuje się wysoką wydajnością (90%) co jest istotne wobec konieczności rejestracji wysokoenergetycznych przejść γ emitowanych w rozpadach nuklidów w obszarze ^{132}Sn . Obecnie większość czołowych laboratoriów jądrowych ma przygotowane programy budowy kolejnej generacji instalacji, umożliwiających wytwarzanie wiązek jąder egzotycznych o natężeniach nawet $10^2 - 10^4$ razy większych niż osiągnęte obecnie. Najważniejsze z nowo budowanych laboratoriów to *Facility for Rare Isotope Beams* (FRIB) w USA, *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR) w Niemczech, *Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne* (SPIRAL2) we Francji oraz *High Intensity and Energy* (HIE)-ISOLDE w Szwajcarii. Można więc oczekiwać istotnego postępu w wielu dziedzinach, w których wiązki radioaktywne są wykorzystywane: począwszy od badań struktury jąder i reakcji jądrowych, poprzez fizykę procesów nukleosyntezy, aż po fizykę oddziaływań fundamentalnych.

5 OMÓWIENIE POZOSTAŁYCH OSIĄGNIĘĆ NAUKOWYCH

Głównym celem badań, w których uczestniczyłam było poznanie struktury jąder dalekich od ścieżki trwałości beta. Jedną z podstawowych trudności napotykaną w tego typu badaniach jest ograniczenie możliwości produkcji i separacji nuklidów o znacznym niedoborze neutronów lub protonów. Rozszerzanie badań na obszary „terra incognita” jest nierozłącznie związane z koniecznością rozwoju nowych technik i urządzeń pomiarowych. Obecnie, prawdziwie pionierskie prace badawcze mogą być prowadzone jedynie w kilku ośrodkach na świecie, m. in. w ośrodkach, w których rozwijane są i działają układy do produkcji wiązek radioaktywnych. Ciągłe jednak nuklidy najciekawsze z punktu widzenia badania struktury jądra, czy też opisu procesów astrofizycznych pozostają na granicy możliwości badawczych istniejących układów pomiarowych. Moje zainteresowania jądrami egzotycznymi nie ograniczały się do jednego obszaru na mapie nuklidów. Używając różnych technik eksperymentalnych brałam udział w badaniach jąder leżących w pobliżu nuklidów o magicznych liczbach protonów lub/i neutronów (^{132}Sn , ^{100}Sn , ^{78}Ni , ^{68}Ni) oraz niezwykle egzotycznych jąder leżących blisko linii odpadania protonu (^{45}Fe) lub neutronu (^8He).

5.1 ZAINTERESOWANIA NAUKOWE W CZASIE STUDIÓW

5.1.1 PRACA MAGISTERSKA

W mojej pracy magisterskiej skoncentrowałam się na badaniu stanów izomerycznych w dwóch izotopach ^{69}Ni oraz ^{71}Cu , które są szczególnie interesujące ze względu na bliskość zamkniętej powłoki protonowej $Z=28$ oraz półmagicznej powłoki neutronowej $N=40$.

Rezultatem eksperymentu przeprowadzonego w laboratorium GANIL (Francja) była produkcja i identyfikacja siedemnastu nowych stanów izomerycznych otrzymanych w reakcji fragmentacji ^{86}Kr na tarczy ^{nat}Ni [51].

W swojej pracy skoncentrowałam się na badaniu własności ^{69}Ni , który może znajdować się w dwóch stanach izomerycznych $1/2^-$ ($\nu(g_{9/2}^2)_{0+}\nu p_{1/2}$) oraz $17/2^-$ ($\nu(g_{9/2}^2)_{8+}\nu p_{1/2}$). Określiłam energię wzbudzenia izomeru $17/2^-$ ($E^*=2701$ keV) oraz wyznaczyłam jego czas życia ($T_{1/2}=0.47$ μs). Izomer $1/2^-$ został zidentyfikowany przy energii wzbudzenia $E^*=321.5$ keV. Jego obecność została potwierdzona poprzez porównanie z jądrem walencyjnie zwierciadlanym po stronie neutrono-deficytowej ^{91}Nb , w którym w niskich energiach wzbudzenia istnieje identyczna sekwencja poziomów.

Poznanie i zrozumienie własności jądra ^{71}Cu , znajdującego się w stanie izomerycznym o energii $E^*=2755.5$ keV i spinie $I^\pi=17/2^-$, było interesujące z punktu widzenia testowania

wania modelu powłokowego. Proponowany układ poziomów połączonych intensywnymi przejściami typu E2, wykazuje duże podobieństwo do sekwencji poziomów ^{70}Ni . Ich systematyka, będąca odbiciem budowy strukturalnej danego jądra, zależy od oddziaływań reszkowych nukleonów walencyjnych tj. dla ^{70}Ni : dwóch neutronów na powłoce $g_{9/2}$. W stosunku do ^{70}Ni , jądro ^{71}Cu posiada dodatkowy proton na orbicie $p_{3/2}$. Porównanie schematów rozpadu ^{71}Cu oraz ^{70}Ni pozwala stwierdzić brak silnej korelacji pomiędzy neutronem a protonem znajdującym się na różnych orbitalach $\nu g_{9/2}$ oraz $\pi p_{3/2}$. Silne sprzężenie występuje natomiast pomiędzy neutronami umieszczonymi na tej samej powłoce $\nu g_{9/2}$ [51].

5.1.2 ROZPRAWA DOKTORSKA

Moja rozprawa doktorska dotyczyła badania izotonów $N=84$: ^{134}Sn , ^{135}Sb , ^{136}Te , ^{137}I , ^{138}Xe oraz jąder ^{133}Sn , ^{134}Sb i ^{139}Cs . Własności tych nuklidów zbadałam wykorzystując układ EUROGAM II rejestrujący promieniowanie γ towarzyszące spontanicznemu rozszczepieniu ^{248}Cm . Dodatkowo, w celu identyfikacji zmierzonych przejść, byłam zaangażowana w pomiary stanów wzbudzonych zasilanych w rozpadzie β^- dla mas $A=134, 135, 137$ oraz 139 . Eksperymenty te zostały przeprowadzone przy zastosowaniu separatora OSIRIS w laboratorium Studsvik wykorzystując rozszczepienie ^{235}U oraz ^{238}U wywołane neutronami. Rezultatem pracy była identyfikacja kilkudziesięciu nisko- i wysokospinowych stanów w siedmiu nuklidach blisko podwójnie-magicznego jądra ^{132}Sn . Wartość spinów i parzystości stanów wzbudzonych zostały przypisane na podstawie pomiarów korelacji kątowych i polaryzacji liniowej.

Zaletą połączenia danych uzyskanych w eksperymentach, w których populowane są stany *yrast* z danymi o stanach wzbudzonych zasilanych w rozpadzie β^- , jest możliwość właściwej identyfikacji obserwowanych kwantów γ . W analizie natychmiastowego promieniowania γ emitowanego po rozszczepieniu wykorzystuje się koincydencje ze znanymi przejściami partnera w rozszczepieniu. W zależności od liczby emitowanych neutronów w trakcie rozszczepienia, różni partnerzy odpowiadają danemu fragmentowi rozszczepienia. Możliwa jest zatem pomyłka. Przykładem jest jądro ^{139}Cs , w badaniach którego autorzy pracy [52] błędnie przypisali kaskadę przejść do jądra ^{142}Cs wykorzystując dane eksperymentalne z rozszczepienia. Warto zwrócić uwagę, że w rozszczepieniu powstaje ponad 200 fragmentów rozszczepienia, które jednocześnie emitują promieniowanie γ . W przypadku danych niskospinowych, fragmenty rozszczepienia były separowane ze względu na liczbę masową, a następnie deponowane na taśmę. Promieniowanie γ emitowane po przemianie β wybranego izotopu rejestrowano układem detektorów γ znajdujących się wokół

miejsca implantacji. Nowy pomiar promieniowania γ stanów niskospinowych zasilanych w przemianie β^- oraz dokładne zbadanie widm koincydencyjnych kwantów γ towarzyszących rozszczepieniu spontanicznemu ^{248}Cm umożliwiło właściwą identyfikację nowej kaskady przejść należących do jądra ^{139}Cs [53].

Dane eksperymentalne prezentowane w mojej rozprawie doktorskiej pozwoliły potwierdzić energię jednocząstkową dla stanu $\nu h_{g/2}$ oraz ocenić, po raz pierwszy, energię jednocząstkową wysokospinowego stanu neutronowego $i_{13/2}$. Energię $\nu h_{g/2}$ wyznaczono z energii odpowiedniego stanu wzbudzonego jądra ^{133}Sn – nuklidu posiadającego jeden neutron na zewnątrz zamkniętego rdzenia ^{132}Sn . Analogiczna procedura dla $\nu i_{13/2}$ nie była możliwa, gdyż oszacowanie teoretyczne dla tego stanu w potencjale jądra ^{133}Sn lokowały go powyżej energii separacji neutronu w tym nuklidzie [54]. Nasze badania zostały skoncentrowane na poszukiwaniu stanu związanego, który charakteryzował się prostą strukturą np. dwie cząstki walencyjne, w tym $\nu i_{13/2}$, oraz wyższą energią separacji neutronu. Rezultatem była identyfikacja stanu wzbudzonego w jądrze ^{134}Sb , który odpowiada konfiguracji $\pi g_{7/2} \nu i_{13/2}$. Niestety, jego energia wzbudzenia nie była znana względem stanu podstawowego, a jedynie względem stanu izomerycznego $I^\pi = 7^-$. W konsekwencji, wyznaczona wartość energii jednocząstkowej stanu $\nu i_{13/2}$, która wynosi 2700(200) keV, jest obarczona dużą niepewnością.

W mojej rozprawie doktorskiej wykonałam także systematyczne badania izotonów $N=84$ w okolicy ^{132}Sn . Celem tych badań było sprawdzenie granic stosowalności modelu powłokowego do opisu jąder z kilkoma cząstkami walencyjnymi. Dokonałam tego porównując eksperymentalne sekwencje poziomów wzbudzonych w tych jądrach z obliczeniami teoretycznymi wykonanymi w ramach modelu powłokowego. Warto tu zwrócić na stan izomeryczny $I^\pi = 12^+$ przewidywany w jądrze ^{136}Te . W eksperymencie nie jest on obserwowany. Obecność czterech walencyjnych nukleonów w jądrze ^{136}Te powoduje "zmiękczenie" rdzenia na tyle, że stany wzbudzone zawierają istotne domieszki wzbudzeń kolektywnych i nie są dobrze opisywane w ramach modelu powłokowego. Podobna sytuacja jest obserwowana w jądrze ^{137}I , gdzie przewidywany jest analogiczny stan izomeryczny $I^\pi = 29/2^+$, którego nie obserwujemy w eksperymencie. Oznacza to, że pojawienie się efektów kolektywnych obserwujemy już dla $N=84$ [55]. Wniosek ten ma istotne znaczenie dla przewidywań własności neutrono-nadmiarowych izotopów w okolicy $Z=50$, gdzie przebiega ścieżka astrofizycznego procesu r. Jej przebieg jest przewidywany w ramach obecnie dostępnych modeli.

5.2 INNE ZAINTERESOWANIA NAUKOWE PO UKOŃCZENIU STUDIÓW DOKTORANCKICH

5.2.1 WŁASNOŚCI NUKLIDÓW PROTONOWO-NADMIAROWYCH W OKOLICY ^{100}Sn

Po neutrono-deficytowej stronie mapy nuklidów niezwykle interesujący jest rejon wokół podwójnie magicznego jądra $^{100}_{50}\text{Sn}_{50}$. Izotopy znajdujące się w bliskim jej sąsiedztwie są niezwykle ważne nie tylko z punktu widzenia astrofizycznego procesu rp , ale również ze względu na możliwość badania oddziaływania proton-neutron. Bliskość linii odpadania protonu oraz zamknięcie magicznych powłok $N=Z=50$ sprawia, że nuklidy te ulegają rozpadowi alfa lub/oraz charakteryzują się promieniotwórczością protonową. Badania własności ich rozpadu umożliwiają uzyskanie informacji o funkcjach falowych stanów jądrowych zaangażowanych w przejścia. W tym szczególnym przypadku, kiedy liczba protonów i neutronów jest równa, nukleony protony i neutrony walencyjne obsadzają te same orbitale. W następstwie obserwujemy wzmocnienie oddziaływań proton-neutron. W szczególności w izotopach leżących powyżej ^{100}Sn , które były przedmiotem moich badań, walencyjne protony i neutrony zapełniają takie same orbitale $d_{5/2}$ oraz $g_{7/2}$. Przekrycie funkcji falowych powinno zwiększyć prawdopodobieństwo utworzenia i wyemitowania cząstki α w tzw. "super dozwolonych" rozpadach [56–58].

Badania ^{100}Sn i jąder w bezpośrednim jej sąsiedztwie są znacznie utrudnione a często niemożliwe ze względu na skrajnie niskie przekroje czynne na ich produkcję. Na przykład, wśród produktów reakcji fragmentacji ^{124}Xe (1 GeV/nukleon) [59] oraz ^{112}Sn (63 MeV/nukleon) [60, 61] zidentyfikowano jedynie, odpowiednio, 11 oraz 24 jony ^{100}Sn .

W pracy [62] podjęłam próbę określenia optymalnych warunków produkcji jąder z okolic ^{100}Sn w reakcji fuzji-wyparowania. W szczególności badałam możliwość produkcji jąder ^{108}Xe i badania "super-dozwolonych" rozpadów α w łańcuchu $^{108}\text{Xe} \rightarrow ^{104}\text{Te} \rightarrow ^{100}\text{Sn}$. W tym celu, używając kodu *HIVAP*, wykonałam serię obliczeń przekrojów czynnych na produkcję izotopów: $^{112-108}\text{Xe}$, $^{110-108}\text{I}$ oraz $^{109,108}\text{Te}$ w reakcji wiązki ^{58}Ni z jądrami ^{54}Fe . Przewidywania te zostały zweryfikowane eksperymentalnie i na tej podstawie wyznaczyłam krzywe wzbudzenia określające zmianę przekrojów czynnych w funkcji energii wiązki dla różnych kanałów reakcji. Eksperymenty zostały wykonane w laboratorium HRIBF w Oak Ridge (USA), gdzie w reakcji wiązki ^{58}Ni z jądrami tarczy ^{54}Fe , po wyparowaniu 0-3 neutronów wytwarzano m. in. kolejne izotopy $^{112-109}\text{Xe}$. Jądra będące przedmiotem badań odseparowano od innych produktów reakcji wykorzystując separator masowy jąder odrzutu (*Recoil Mass Spectrometer* (RMS)), a następnie implantowano w krzemowy detektor paskowy (DSSD) znajdujący się w płaszczyźnie ogniskowej spektrometru, gdzie rejestrowano ich rozpady. Porównując wyniki pomiarów przekrojów czynnych z rezulta-

tami obliczeń określiłam optymalne warunki produkcji jąder ^{108}Xe w reakcji $^{58}\text{Ni}(^{54}\text{Fe}, 4n)^{108}\text{Xe}$ – energia wiązki powinna wynosić 240 MeV co odpowiada energii wzbudzenia 58 MeV jądra złożonego ^{112}Xe [62]. Dla tej energii przekrój czynny na produkcję ^{108}Xe wynosi ok. 1 nb, co przy założeniu realistycznego natężenia wiązki daje szybkość produkcji ok. 20 jąder ^{108}Xe na 100 godzin. Realizując program badań rozpadów jąder w okolicach ^{100}Sn przygotowałam i uczestniczyłam w eksperymentach, w których np. zidentyfikowano nowe rozpady α w łańcuchu ^{109}Xe – ^{105}Te – ^{101}Sn [57] oraz znaleziono słabe ($1.4 \cdot 10^{-4}$) rozgałęzienie na rozpad α w rozpadzie protonowego emitery ^{109}I [63].

5.2.2 EGZOTYCZNE PRZEMIANY JĄDER

Bezpośrednio po uzyskaniu stopnia doktora włączyłam się w pionierskie badania promieniotwórczości dwuprotonowej ($2p$) realizowane wówczas w Zakładzie Spektroskopii Jądrowej FUW. Pomiar rozpadu $2p$ były możliwe dzięki zbudowaniu na Wydziale Fizyki UW nowego typu detektora – komory dryfowej z odczytem optycznym (OTPC). Detektor OTPC umożliwia rejestrację i trójwymiarową rekonstrukcję śladów cząstek naładowanych. Przewagą OTPC w stosunku do standardowo stosowanych detektorów krzemowych jest znacznie niższy energetyczny próg rejestracji sygnałów oraz niezwykle czułość układu pozwalająca na jednoznaczną identyfikację poszukiwanego rozpadu nawet przy rejestracji jednego zdarzenia. Detektor OTPC okazał się niezwykle skutecznym narzędziem do badania rzadkich rozpadów egzotycznych jąder protonowo-nadmiarowych. Najbardziej spektakularnymi wynikami uzyskanymi przy użyciu detektora OTPC była pierwsza bezpośrednia obserwacja promieniotwórczości dwuprotonowej ^{45}Fe , odkrytej w 2002 r. [64] oraz identyfikacja emisji trzech protonów opóźnionych w rozpadzie ^{43}Cr [65]. Mój udział w tych badaniach polegał na przygotowaniu eksperymentów oraz uczestnictwie w pomiarach. W ostatnim okresie detektor OTPC został wykorzystany do badania kolejnych kandydatów na emitery $2p$: izotopu germanu ^{59}Ge oraz ^{60}Ge . Uczestniczyłam w eksperymencie przeprowadzonym w laboratorium NSCL na spektrometrze A1900, w którym po raz pierwszy zidentyfikowano ^{59}Ge [66], zbadano rozpad ^{60}Ge i określono czas życia tego izotopu [67].

5.2.3 STRUKTURA JĄDER WOKÓŁ PÓLMAGICZNEGO JĄDRA ^{68}Ni .

Zmiany w energii wzbudzenia jąder pomiędzy $N=28$ a $N=40$ są formowane przez zapełnianie neutronami orbitali $\nu p_{3/2}$, $\nu f_{5/2}$ oraz $\nu p_{1/2}$. Po przekroczeniu $N=40$ aktywny jest orbital neutronowy $\nu g_{9/2}$. Wyróżnienie powłoki $N=40$ znalazło swoje odzwierciedlenie

w wysokiej energii wzbudzenia pierwszego stanu 2^+ (2034 keV) oraz jego niskiej wartości $B(E2)=3.2(7) W.u.$ w $^{68}\text{Ni}_{40}$. Zredukowane prawdopodobieństwo przejścia $B(E2)$ jest porównywalne z innymi podwójnie-magicznymi jądrami jak np. ^{16}O (3.3(3) $W.u.$), ^{40}Ca (2.3(4) $W.u.$) oraz ^{48}Ca (1.6(5) $W.u.$) [37].

Zapełnianie $\nu g_{9/2}$ powoduje zmianę rozszczepienia orbit protonowych $\pi f_{5/2} - \pi f_{7/2}$ (Rysunek 1c) co zostało w naszych pracach potwierdzone eksperymentalnie w izotopach ^{29}Cu . Moje badania koncentrowały się na stanach wzbudzonych w nuklidzie $^{71}\text{Zn}_{41}$, który ma dwa neutrony oraz jeden proton poza rdzeniem ^{68}Ni . Dlatego zaproponowałam pomiar mający na celu zbadanie własności jego stanów wzbudzonych wykorzystujący reakcje (n, γ) . Eksperyment został po raz pierwszy wykonany dla tarczy ^{70}Zn w laboratorium Grenoble, a jego rezultatem była identyfikacja ponad 200 nowych przejść odpowiadających deekscytacji stanów wzbudzonych w ^{71}Zn . Wartości spinów zostały przypisane na podstawie pomiaru korelacji kątowych. Analiza danych została wykonana w ramach pracy magisterskiej wykonanej pod moim kierownictwem. Obecnie przygotowujemy interpretację teoretyczną, która wraz z wynikiem eksperymentalnym zostanie przedstawiona w formie publikacji.

5.2.4 POMIARY CZASÓW ŻYCIA STANÓW WZBUDZONYCH JĄDER ATOMOWYCH

W przemianie β populowane są stany wzbudzone jądra końcowego, które rozpadają się do stanu podstawowego poprzez emisję (kaskad) promieniowania γ . Aby odpowiedzieć na pytania dotyczące struktury badanego nuklidu staramy się poznać nie tylko energie emitowanych kwantów γ , ale i inne własności jądra jak np. czasy życia stanów wzbudzonych. Jedną z trudności napotykaną w pomiarach czasów życia jest duży zakres ich zmienności, sięgający do obszarów subnanosekundowych. Dodatkowym utrudnieniem jest jednoczesna emisja dużej liczby kwantów γ . Stwarza to problemy z wyselekcjonowaniem interesujących przypadków spośród wszystkich rejestrowanych zdarzeń. Z tego powodu pomiary subnanosekundowych czasów życia stanów zasilanych w rozpadzie β wymagały opracowania specjalnej techniki pomiarowej $\beta\gamma\gamma(t)$ [24–26]. Ta technika została także wykorzystana w pracy opisanej w podrozdziale 4.3.3. W metodzie tej wykorzystuje się pomiary potrójnych koincydencji cząstek β i promieniowania γ rejestrowanych w szybkich detektorach scyntylacyjnych oraz promieniowania γ rejestrowanego w detektorze o gorszych własnościach czasowych, ale bardzo dobrej energetycznej zdolności rozdzielczej. Detektory scyntylacyjne dostarczają informacji o opóźnieniu emisji kwantu γ względem cząstki β . Kolejny detektor zapewnia możliwość wyboru pożądanej kaskady przejść γ . Technika $\beta\gamma\gamma(t)$ umożliwia pomiar czasów życia poziomów zasilanych w przemianie β

w zakresie nano- i pikosekund i jest metodą uniwersalną, którą można wykorzystać do badania nietrwałych jąder niezależnie od ich położenia na mapie nuklidów. Pomiarów czasów życia poziomów i energii emitowanych kwantów γ oraz stosunków rozgałęzień umożliwiającą wyznaczenie elementów macierzowych $B(XL)$ dla przejść γ deekscytujących badany poziom. Analiza tych wielkości umożliwia określenie charakteru badanego stanu wzbudzonego i np. pozwala stwierdzić jego kolektywność lub jednocząstkową naturę.

Pomiary czasów życia stanów wzbudzonych jąder atomowych dostarczyły szeregu istotnych informacji o ewolucji struktury jąder atomowych. Brałam udział w pomiarach, które m. in. pokazały, że dodanie kilku nukleonów walencyjnych do magicznego rdzenia powoduje gwałtowną zmianę własności jąder: od nuklidów sferycznych, dobrze opisywanych w ramach modelu powłokowego, poprzez nuklidy, gdzie widoczna jest migracja stanów jednocząstkowych (^{32}Mg [68], ^{30}Mg [69], ^{66}Fe [70], ^{67}Cu , ^{100}Zr), do obszaru silnych korelacji oktapolowych (^{96}Zr , ^{146}Ba [71], ^{224}Ra [72]). Ciekawe wyniki otrzymaliśmy także dla izotopów $^{94}_{44}\text{Ru}_{50}$ oraz $^{96}_{46}\text{Pd}_{50}$ [73]. Pomiarów czasów życia nisko leżących stanów wzbudzonych tych jąder po raz pierwszy wskazały na nieadekwatność liczby kwantowej seniority do opisu konfiguracji $\pi g_{9/2}^n$ w izotonach $N=50$. Za efekt ten odpowiedzialne są wzbudzenia neutronowe typu cząstka-dziura poprzez powłokę $N=50$.

Komplementarną w stosunku do pomiarów czasów życia metodą pozyskiwania informacji o elementach macierzowych przejść elektromagnetycznych w jądrach atomowych są wzbudzenia kulombowskie. Ta dobrze ugruntowana technika przeżywa swój renesans wywołany rozwojem wiązek radioaktywnych. Włączyłam się w badania tego typu prowadzone w Warszawie w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów. Eksperyment mający na celu badanie wzbudzeń kulombowskich ^{118}Sn odbył się w czerwcu 2017.

LITERATURA

- [1] M. Goeppert, Phys. Rev. **78**, 16 (1950).
- [2] T. Mayer-Kuckuk *Fizyka jądrowa*, PWN 1983 r.
- [3] H. Grawe, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo
Rep. Prog. Phys. **70**, 1525 (2007).
- [4] T. Otsuka Phys. Scr. **T152**, 014007 (2013).
- [5] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 232502 (2005).
- [6] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 082502 (2001).
- [7] H. Simon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 496 (1999).
- [8] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 012501 (2010).
- [9] R. Kanungo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 152501 (1999).
- [10] D. Steppenbeck *et al.*, Nature **502**, 207 (2013).
- [11] J. Dobaczewski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 981 (1994).
- [12] J. Dobaczewski *et al.*, Phys. Rev. C **53**, 2809 (1996).
- [13] J. Dobaczewski *et al.*, Progress Part. Nucl. Phys. **59**, 432 (2007).
- [14] N.A. Smirnova *et al.*, Phys. Lett. B **686**, 109 (2010).
- [15] K.T. Flanagan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 142501 (2009).
- [16] S.V. Ilyushkin ... A. Korgul *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 054304 (2009).
- [17] S.V. Ilyushkin ... A. Korgul *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 014322 (2011).
- [18] J. M. Daugas *et al.*, Phys. Rev. C **75** 034304 (2010).
- [19] K. Sieja and F. Nowacki Phys. Rev. C **81**, 061303(R) (2010).
- [20] M. Madurga, ... A. Korgul *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 112501 (2012).
- [21] J.A. Winger, ... A. Korgul *et al.*, Phys. Rev. Lett **102**, 142502 (2009).

- [22] C.J. Gross *et al.*, Eur. Phys. J. A **25**, s01, 115 (2005).
- [23] J.A. Winger, ... A. Korgul *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 044303 (2010).
- [24] H. Mach *et al.*, Nucl. Phys. A **523**, 197 (1991).
- [25] H. Mach, R. Gill and M. Moszynski, Nucl. Instrum Methods A **280**, 49 (1989).
- [26] M. Moszynski and H. Mach, Nucl. Instrum Methods A **277**, 407 (1989).
- [27] W. Urban *et al.*, Z. Phys. A **358**, 145 (1997).
- [28] K. Sieja *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 064310 (2009).
- [29] K. Sieja *et al.*, Phys. Rev. C **88**, 034327 (2013).
- [30] http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/carte_potentiel_nucleaire.htm
- [31] W. Rae, NUSHELLX shell-model code,
<http://www.garsington.eclipse.co.uk/>.
- [32] M. Hjorth-Jensen, T. T. S. Kuo, and E. Osnes, Phys. Rep. **261**, 125 (1995).
- [33] R. Machleidt, arXiv:0704.0807 [nucl-th].
- [34] M. F. Alshudifat, ... A. Korgul *et al.*, Phys. Rev. C **93**, 044325 (2016).
- [35] M.-G. Porquet *et al.*, Eur. Phys. J. A **40**, 131 (2009).
- [36] W. Urban *et al.*, Phys. Rev. C **94**, 044328 (2016).
- [37] <http://www.nndc.bnl.gov>
- [38] K. Miernik, ... A. Korgul *et al.*, Phys. Rev. Lett **111**, 132502 (2013).
- [39] M. Czerwiński *et al.*, Phys. Rev. C **88**, 044314 (2013).
- [40] M. Sanchez-Vega *et al.* Phys. Rev. Lett. **80**, 25 (1998).
- [41] J. Shergur *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 034313 (2002).
- [42] M. Sanchez-Vega *et al.*, Phys. Rev. C **60**, 024303 (1999).

- [43] J. Blomqvist Proceedings of the 4th International Conference on Nuclei far from Stability, Helsingør, Denmark, (CERN report 81-09, Geneva 1981, s.536)(1981).
- [44] P. Hoff *et al.* Phys. Rev. Lett. **77**, 1020 (1996).
- [45] W. Urban, ... A. Nowak *et al.* Eur. Phys. J A **5**, 239 (1999)
- [46] J. Shergur *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 064321 (2005).
- [47] K.A. Mezilev *et al.*, Phys.Scripta **T56**, 272 (1995).
- [48] J. Van Schelt *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 045805 (2012).
- [49] J. Van Schelt *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 061102 (2013).
- [50] W. Reviol *et al.*, Phys. Rev. C **94**, 034309 (2016).
- [51] R. Grzywacz,..., A. Nowak *et al.* Phys. Rev. Lett. **81**, 766 (1998).
- [52] J.K. Hwang *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 2250 (1998).
- [53] A. Nowak *et al.*, Eur. Phys. J. A **6**, 1 (1999).
- [54] J.-Y. Zhank *et al.*, Phys. Rev. C **58**, R2663 (1998).
- [55] A. Korgul *et al.*, Eur. Phys. J. A **7**, 167 (2000).
- [56] R.D. Macfarlane and A. Siivola, Phys. Rev. Lett. **14**, 114 (1965).
- [57] S.N. Liddick, ... A. Korgul *et al.*, Phys. Lett. B **97**, 082501 (2006).
- [58] C. Xu and Z. Ren Phys. Rev. C **74**, 037302 (2006).
- [59] R. Schneider *et al.*, Z. Phys. A **384**, 241 (1994).
- [60] M. Lewitowicz *et al.*, Phys. Lett. B **332**, 20 (1994).
- [61] K. Rykaczewski *et al.*, Phys. Rev. C **52**, R2310 (1995).
- [62] A. Korgul *et al.*, Phys. Rev. C **77**, 034301 (2008).
- [63] C. Mazzocchi, ... A. Korgul *et al.* Phys. Rev. Lett. **98**, 212501 (2007).
- [64] M. Pfützner *et al.*, Eur. Phys. J A **14**, 279 (2002).
- [65] M. Pomorski,... A. Korgul *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 014306 (2011).

- [66] AA. Ciemny,... A. Korgul *et al.*, Phys. Rev. C **92**, 014622 (2015).
- [67] AA. Ciemny,... A. Korgul *et al.*, Eur. Phys. J A **52**, 89 (2016).
- [68] H. Mach, ..., A. Korgul *et al.*, Eur. Phys.J. A **25**, s01, 105 (2005).
- [69] B. Olaizola,..., A. Korgul *et al.*, Phys. Rev. C. **94**, 054318 (2016)
- [70] B. Olaizola *et al.*, Phys.Rev. C **88**, 044306 (2013).
- [71] H. Mach *et al.*, Phys.Rev. C **41**, R2469 (1990).
- [72] L.M. Fraile *et al.*, Nucl.Phys. A **657**, 355 (1999).
- [73] H. Mach, A. Korgul *et al.*, Phys. Rev. C. **95**, 014313 (2017).



Warszawa 28 sierpnia 2017 r.

