

1. Imię i Nazwisko:

**Ernest Grodner**



ERNEST GRODNER

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/artystyczne - z podaniem nazwy roku i miejsca ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej:

**a. Dyplom uzyskania stopnia magistra.**

**Tytuł pracy magisterskiej "DSA lifetime measurements of excited states of  $^{131}\text{La}$ "  
Stopień magistra uzyskany na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego  
w czerwcu 2002 roku**

**b. Stopień doktora nauk fizycznych uzyskany na Wydziale Fizyki Uniwersytetu  
Warszawskiego w grudniu 2006 roku.**

**Tytuł rozprawy doktorskiej "Pomiary czasów życia  
jądrowych poziomów wzbudzonych  $^{132}\text{La}$  i  $^{128}\text{Cs}$  jako test łamania symetrii  
chiralnej".**

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych/artystycznych:

**a. Uniwersytet Warszawski, czerwiec 2002 - grudzień 2006 stypendium doktoranckie**

**b. Uniwersytet Warszawski, marzec 2007 - marzec 2009, adiunkt**

**c. Laboratori Nazionali di Legnaro, wrzesień 2007- wrzesień 2008, stypendium  
podoktorskie**

**d. Uniwersytet Warszawski, marzec 2009 - marzec 2017, adiunkt mianowany**

**e. Narodowe Centrum Badań Jądrowych, od marca 2017, adiunkt**

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. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311.):

a. Tytuł osiągnięcia nauowego:

**"Weryfikacja hipotezy naruszenia jadorwej symetrii chiralnej"**

b. Spis publikacji:

[H1] E. Grodner, J. Srebrny, U. Rybicka,  
*"Jądra atomowe spontanicznie łamią symetrię odwracania czasu"*  
**Foton 132, Wiosna 2016**

[H2] E. Grodner, J. Srebrny, A. A. Pasternak, Ch. Droste, M. Kowalczyk, M. Kisieliński,  
J. Mierzejewski, M. Gołębiowski, T. Marchlewski, T. Krajewski, D. Karpiński,  
P. Olszewski, P. Jones, T. Abraham, J. Perkowski, Ł. Janiak, J. Samorajczyk,  
J. Andrzejewski, J. Kownacki, K. Hadyńska-Klęk, P. Napiorkowski,  
M. Komorowska, S. F. Özmen  
*"Spontaneous Time-reversal Symmetry Breaking in  $^{124}\text{Cs}$ "*  
**American Institute of Physics Conf. Proc. 1491, 140 (2012)**

- [H3] E. Grodner,  
*"Staggering of the  $B(M1)$  value as a fingerprint of specific chiral bands structure"*  
**International Journal of Modern Physics E Vol. 20, No. 2, 380–386 (2011)**
- [H4] E. Grodner  
*"DSA lifetime measurements in  $^{132}\text{La}$  in the context of spontaneous chiral symmetry breaking accompanied by the new  $S$ -symmetry."*  
**Journal of Physics: Conference Series 366 012022 (2012)**
- [H5] E. Grodner, S.G. Rohoziński, J. Srebrny  
*"Simple picture of the nuclear system diverging from the strong chiral symmetry breaking limit"*  
**Acta Physica Polonica B38, No. 4, 1411 (2007)**
- [H6] E. Grodner  
*"Quest for the chiral symmetry breaking in atomic nuclei"*  
**Acta Physica Polonica B39, No. 2 ,531 (2008)**
- [H7] E. Grodner, I. Sankowska, T. Morek, S.G. Rohoziński, Ch. Droste, J. Srebrny, A.A. Pasternak, M. Kisieliński, M. Kowalczyk, J. Kownacki, J. Mierzejewski, A. Król, K. Wrzosek  
*"Partner bands of  $^{126}\text{Cs}$  – first observation of chiral electromagnetic selection rules"*  
**Physics Letters B703, 46-50 (2011)**
- [H8] E. Grodner, A.A. Pasternak, J. Srebrny, M. Kowalczyk, J. Mierzejewski, M. Kisieliński, P. Decowski, Ch. Droste, J. Perkowski, T. Abraham, J. Andrzejewski, K. Hadyńska-Klęk, Ł. Janiak, A. Kasparek, T. Marchlewski, P. Napiorkowski, J. Samorajczyk  
*"DSA lifetime measurements of  $^{124}\text{Cs}$  and the time-reversal symmetry"*  
**Journal of Physics: Conference Series, 381, 012067 (2012)**
- [H9] E. Grodner, J. Srebrny, Ch. Droste, L. Próchniak, S. G. Rohoziński, M. Kowalczyk, M. Ionescu-Bujor, C. A. Ur, K. Starosta, T. Ahn, M. Kisieliński, T. Marchlewski, S. Aydin, F. Recchia, G. Georgiev, R. Lozeva, E. Fiori, M. Zielińska, Q. B. Chen, S. Q. Zhang, L. F. Yu, P. W. Zhao, J. Meng  
*"First Measurement of the  $g$  Factor in the Chiral Band: The Case of the  $^{128}\text{Cs}$  Isomeric State"*  
**Physical Review Letters 120, 022502 (2018)**

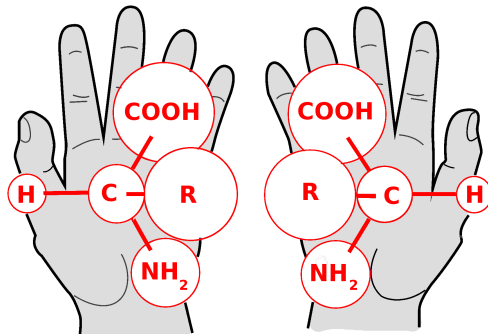
c. Omówienie celu naukowego ww. pracy/prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

# Weryfikacja hipotezy naruszenia jądrowej symetrii chiralnej

## 1 Chiralność - zjawisko znane w wielu dziedzinach fizyki

Zjawisko chiralności jest znane w wielu dziedzinach fizyki jak również chemii i biologii. Chiralność w naukach przyrodniczych powszechnie oznacza istnienie dwóch stanów o przeciwnej skrętności - lewoskrętnego  $|L\rangle$  oraz prawoskrętnego  $|R\rangle$ , które opisują dane zjawisko lub strukturę obiektów. Termin chiralność nawiązuje do greckiego słowa 'cheir' oznaczającego rękę. W takim kontekście chiralność odnosi się do lewej oraz prawej dłoni. Przekształcenie dłoni lewej w prawą i vice versa nie jest możliwe tylko poprzez obrót lecz wymaga odbicia lustrzanego. Dlatego struktura geometryczna dłoni lewej nie jest tożsama ze strukturą geometryczną dłoni prawej.

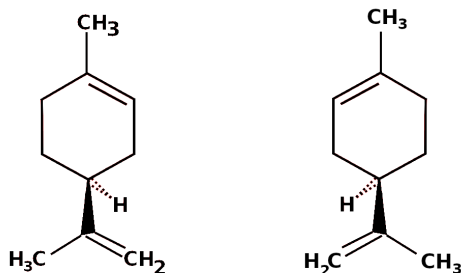
Przykładem chiralności geometrycznej jest budowa pewnych molekuł chemicznych, które występują w dwóch formach (enancjomery): lewoskrętnej lub prawoskrętnej, Rys. 1 [1]. Podstawowy opis chiralności



Rysunek 1: Przykład enancjomerów – nienakładalnych cząsteczek stanowiących swoje lustrzane odbicie.

molekularnej można sprowadzić do układu trzech wektorów rozpinających przestrzeń trójwymiarową oraz operacji inwersji przestrzeni (parzystość) zamiast operacji odbicia lustrzanego. Wektory te mogą tworzyć układ prawoskrętny lub układ lewoskrętny, a operacja inwersji przestrzeni  $P$  oraz obrotu o 180 stopni  $R_\pi$  przekształca jeden układ w drugi.  $R_\pi P|L\rangle = |R\rangle$ . Skład chemiczny molekuly prawoskrętnej i molekuly lewoskrętnej jest ten sam, co utrudnia określenie geometrii metodami chemicznymi. W tym kontekście, ciekawostką stanowi zmysł ludzkiego węchu, zdolny do rozróżnienia skrętności pewnych molekuł aroma-

tycznych. Prawoskrętną molekułą aromatu owoców cytrusowych - Rys. 2 - ludzki 'nos' odczuwa jako zapach świeżych owoców, natomiast lewoskrętną formę tej molekuły 'nos' odczuwa jako zapach ostry, podobny do terpentyny [2].



Rysunek 2: Lewoskrętna i prawoskrętna molekuła aromatu owoców cytrusowych. Zmysł ludzkiego węchu rozróżnia skrętność molekuł poprzez inne wrażenia zapachowe.

W badaniach chiralności molekularnej skutecznym 'nosem' pozwalającym na odróżnienie cząsteczki lewoskrętnej od prawoskrętnej okazały się metody optyczne oparte o spolaryzowane wiązki światła. W dziedzinie optyki również występuje zjawisko chiralności. Chiralność wiązki światła laserowego o określonej długości fali i wektorze falowym  $\vec{k}$  w obrazie kwantowym określona jest jako  $\chi = \hbar ck (\hat{N}^L - \hat{N}^R)$ , gdzie  $\hat{N}^L$  lub  $\hat{N}^R$  jest liczbą fotonów o polaryzacji kołowej lewo lub prawo skrętnej z których składa się wiązka światła [3],[4]. Maksymalna chiralność prawo/lewo skrętnej wiązki optycznej występuje wówczas gdy składa się ona tylko z fotonów o jednej polaryzacji kołowej L/R. Ważnym aspektem chiralności optycznej, podobnym do opisywanej tu chiralności w dziedzinie fizyki jądrowej, jest możliwość płynnej zmiany skrętności wiązki pomiędzy dwiema skrajnymi wartościami w zależności od liczby fotonów o polaryzacji kołowej L lub R obecnych w wiązce. Polaryzacja kołowa fotonu jest określona poprzez rzut spinu  $\vec{s}$  na kierunek jego pędu  $\vec{p}$ :  $\vec{s} \cdot \vec{p}$ , wobec tego skrętność w zjawisku chiralności optycznej ma związek z pojęciem 'śruby'. Z tego powodu skrętność często określa się terminem 'helicity' w nawiązaniu do reguły śruby prawo/lewo skrętnej.

W dziedzinie oddziaływań słabych skrętność cząstek, podobnie do polaryzacji kołowej fotonów, określa rzut spinu cząstki na kierunek jej pędu  $\vec{s} \cdot \vec{p}$ , co również prowadzi do pojęcia chiralności. Oddziaływanie słabe wiąże się z prądem oddziaływania. Ciekawym aspektem prądu słabego jest to, że dla cząstek bezmasowych ma on postać czysto lewoskrętną  $J_\mu^W = \bar{\psi} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi = 2\bar{\psi}_L \gamma_\mu \psi_L$  [5]. Można powiedzieć, że w przypadku chiralności w dziedzinie oddziaływań słabych cząstek bezmasowych nie potrzeba 'nosa' gdyż przyroda sama wybiera tylko lewoskrętną postać oddziaływania.

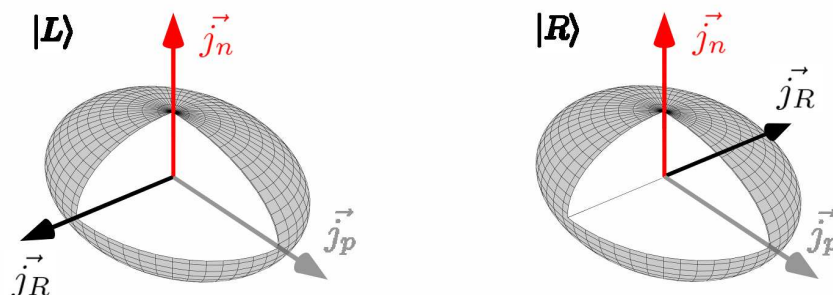
Chiralność obecna w chromodynamice kwantowej jest też ważnym zjawiskiem, które bierze udział w

oddziaływaniach silnych.

We wszystkich wyżej wymienionych rodzajach chiralności, operatorem zamiany skrętności na przeciwną jest złożenie obrotu  $R_\pi$  o  $180^\circ$  i inwersji przestrzeni  $P$ . Dlatego też zjawiska te wiążą się ściśle z pojęciem parzystości. Chiralność jądrowa jest zjawiskiem innym niż wyżej wymienione i nie związanym z pojęciem parzystości.

## 2 Chiralność jądrowa

Omawiane tu zjawisko chiralności jądrowej dotyczy jąder nieparzysto - nieparzystych tzn. składających się z nieparzystej liczby protonów i nieparzystej liczby neutronów. Jądra takie można opisać jako złożenie trzech elementów: parzysto-parzystego rdzenia  $R$ , nieparzystego neutronu  $n$  i nieparzystego protonu  $p$ . Ponieważ każdy z tych elementów może posiadać własny moment pędu to w jądrach tych mamy do czynienia z układem trzech wektorów momentu pędu: rdzenia  $j_R$ , nieparzystego neutronu  $j_n$  i nieparzystego protonu  $j_p$ . W analogii do chiralności molekularnej, te trzy wektory momentu pędu mogą tworzyć układ prawoskrętny  $|R\rangle$  lub układ lewoskrętny  $|L\rangle$  co jest pokazane na rys. 3. W odróżnieniu od wektorów



Rysunek 3: Trzy wzajemnie prostopadłe wektory momentu pędu: rdzenia –  $\vec{j}_R$ , nieparzystego protonu –  $\vec{j}_p$  i nieparzystego neutronu –  $\vec{j}_n$  mogą tworzyć układ lewoskrętny  $|L\rangle$  lub prawoskrętny  $|R\rangle$ .

położenia atomów w molekułach, moment pędu jest pseudowektorem, tzn. zmienia znak przy odwróceniu czasu  $T$ . Dlatego w przeciwieństwie do chiralności w innych dziedzinach, zamiana skrętności układu trzech wektorów momentu pędu ma związek z odwróceniem czasu  $T$  zamiast inwersji przestrzeni  $P$ . To czyni chiralność jądrową zjawiskiem wyjątkowym, które zamiast z parzystością jest związane z symetrią odwracania czasu.

Operatorem powszechnie stosowanym w dziedzinie chiralności jądrowej jest złożenie obrotu  $R_\pi^Y$  i od-

wrócenia czasu  $T$ . Złożenie  $R_\pi^Y T$  nazywa się operatorem symetrii chiralnej, lub prościej operatorem chiralnym. Podobnie do chiralności molekularnej oraz chiralności opartej na pojęciu śruby gdzie złożenie obrotu i inwersji przestrzeni  $R_\pi P$  zamienia skrętność obiektu na przeciwną, tak w dziedzinie chiralności jądrowej złożenie  $R_\pi^Y T$  zamienia skrętność układu trzech wektorów momentu pędu na przeciwną  $R_\pi T|R\rangle = |L\rangle$ ,  $R_\pi T|L\rangle = |R\rangle$  - patrz rys. 4. Hipoteza istnienia chiralności jądrowej, tzn. skrętności trzech wektorów momentu pędu w jądrze atomowym po raz pierwszy została przedstawiona w pracy [6]. Zjawisko chiralności w



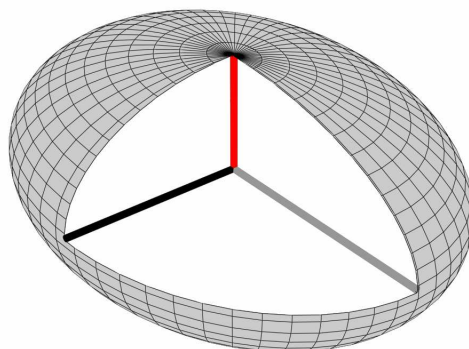
Rysunek 4: Działanie operatora  $R_\pi^Y T$  na lewoskrętny układ trzech wzajemnie prostopadłych wektorów momentu pędu. Operacja odwracania czasu zamienia kierunki wektorów na przeciwne. Następnie obrót o  $180^\circ$  wokół osi Y — tutaj wybranej jako oś związana z wektorem koloru czarnego — prowadzi do układu prawoskrętnego.

jądrach nieparzysto-nieparzystych ma miejsce kiedy trzy wektory momentu pędu rozpinają przestrzeń trójwymiarową i tym samym tworzą układ o określonej skrętności. Nie wszystkie jądra nieparzysto-nieparzyste umożliwiają takie sprzężenie. Zjawisko chiralności ma miejsce przy spełnieniu **trzech warunków** związanych deformacją rdzenia oraz jego oddziaływaniem z nieparzystym protonem i nieparzystym neutronem.

Zbiór nukleonów z którego składa się rdzeń przypomina molekuły tworzące kroplę cieczy. W obrazie fizyki klasycznej rdzeń miałby raczej charakter hydrodynamiczny niż charakter ciała stałego. Oddziaływanie nukleonów wchodzących w skład rdzenia ma zarówno charakter krótkozasięgowy, odpowiedzialny za korelacje par nukleonów (pairing), jak również charakter długozasięgowy, odpowiedzialny za kolektywne cechy rdzenia jak. np. jego kształt. W fizyce jądrowej kształt rdzenia określany jest terminem deformacji związanej z odstępstwem od kształtu sferycznego.

**Pierwszym warunkiem** wystąpienia chiralności jądrowej jest znacząca deformacja trójosiowa rdzenia, której w przybliżeniu odpowiada kształt elipsoidy nieobrotowej. W takiej elipsoidzie wyróżnić można trzy osie główne: krótką, pośrednią i długą, rys. 5. Dla ciała stałego o trójosiowej deformacji, największy moment bezwładności występuje w przypadku obrotu wokół osi krótkiej. Jednak rdzeń ma charakter hydrodynamiczny i największy moment bezwładności rdzenia występuje dla obrotu wokół osi pośredniej

— oś krótka  
— oś pośrednia  
— oś długa



Rysunek 5: Trójosiowy kształt parzysto-parzystego rdzenia jest zbliżony do elipsoidy nieobrotowej. Można wyróżnić trzy osie główne deformacji: oś krótką – kolor czerwony, oś pośrednią – kolor czarny, oś długą – kolor szary.

[7]. Dlatego też oczekuje się, że kierunek wektora momentu pędu rdzenia jest zbliżony do kierunku osi pośredniej.

Oddziaływania jądrowe wiążą nieparzyste nukleony z rdzeniem i mają charakter przyciągający. Nieparzysty nukleon zajmie zatem stan, który w możliwie największym stopniu pokrywa się przestrzennie z kształtem rdzenia. Jako że nukleony są fermionami podlegającymi zakazowi Pauliego, to nieparzyste nukleony mogą zajmować jedynie stany, które nie są już obsadzone. W przypadku, kiedy występuje duża liczba nieobsadzonych stanów na powłoce, nieparzysty nukleon zajmie ten, o dużym przekryciu przestrzennym z rdzeniem. W obrazie wielocząstkowych oddziaływań z pairingiem mówi się, że taki nukleon znajduje się powyżej poziomu Fermiego i ma charakter cząstki na powłoce. Jeśli natomiast powłoka jest już niemal zapełniona, to nieparzysty nukleon obsadzi stan na szczycie powłoki o małym przekryciu przestrzennym z rdzeniem. Taki stan znajduje się pod poziomem Fermiego i ma charakter dziury w powłoce.

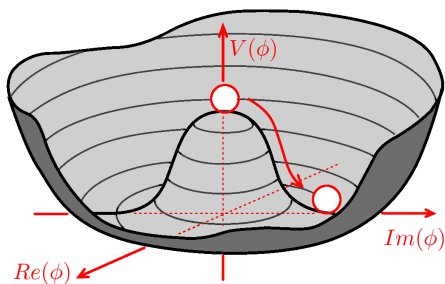
**Drugi warunek** wystąpienia chiralności w jądrach prezentowanych w tej pracy, polega na tym, że nieparzysty proton ma charakter cząstki tzn. obsadza stan powyżej poziomu Fermiego. Oczekuje się wówczas że minimum energii układu proton-rdzeń wystąpi dla maksymalnego przekrycia przestrzennego tych

obiektów. W takiej sytuacji, kierunek wektora momentu pędu protonu będzie zbliżony do kierunku wyznaczonego przez oś krótką rdzenia.

**Trzeci warunek** dotyczy nieparzystego neutronu i stanowi przeciwieństwo warunku dla nieparzystego protonu. W idealnym przypadku w całkowicie zapelnionej (poprzez pary n-n) powłoce powinno brakować tylko jednego neutronu. Stan takiego nieparzystego neutronu znajduje się wówczas na szczycie powłoki i ma charakter dziury. W takiej sytuacji oddziaływanie dziura neutronowa-rdzeń prowadzi do minimalnego przekrycia przestrzennego tych obiektów a wektor momentu pędu nieparzystego neutronu będzie zbliżony do osi długiej rdzenia.

Spełnienie trzech powyższych warunków oznacza, że minimum energii układu wystąpi dla trzech niemal prostopadłych wektorów momentu pędu  $j_R, j_p, j_n$  - prowadząc do zjawiska chiralności jądrowej. Należy zaznaczyć, że opisane powyżej oddziaływanie nieparzystych nukleonów z rdzeniem utrzymuje konfigurację chiralną przy niskich energiach wzbudzenia jądra. Dla dużej energii wzbudzenia powyższy opis przestaje obowiązywać i jądro traci charakter chiralny. Przedstawione tu badania chiralności dotyczą izotopów produkowanych w reakcji fuzji jądrowej. Tak wytwarzane jądra są wysoko wzbudzone i początkowo nie mają charakteru chiralnego. Jądra te stygną emitując cząstki oraz promieniowanie. Dopiero gdy energia wzbudzenia zbliża się do energii stanu podstawowego, konfiguracja trzech wektorów momentu pędu staje się chiralna i wektory te spontanicznie tworzą układ lewoskrętny albo prawoskrętny. Taki spontaniczny wybór jednej z dwóch równoważnych skrętności nazywamy spontanicznym złamaniem symetrii chiralnej w fizyce jądrowej [8].

Spontaniczne łamanie symetrii jest zjawiskiem ważnym przede wszystkim w dziedzinie cząstek i oddziaływań fundamentalnych. Warto w tym miejscu przytoczyć fragment dokumentu noblowskiego [9] w którym omówiono Lagrangian pola z potencjałem w postaci meksykańskiego kapelusza - rys. 6.



Rysunek 6: Fragment dokumentu noblowskiego [9] przedstawiający potencjał lagrangianu w postaci meksykańskiego kapelusza. Stan próżni oznacza spontaniczny wybór jednego z wielu miejsc w minimum kapelusza - co pokazano za pomocą czerwonej strzałki.



W takiej sytuacji istnieje nieskończenie wiele równoważnych minimów leżących na pierścieniu o promieniu różnym od zera. Spontaniczny wybór jednego miejsca w minimum kapelusza, np. tak jak pokazuje ilustracja 6, oznacza, że stan próżni spontanicznie narusza symetrię poprzez wybór wartości pola  $\phi$ . Warto podkreślić, że fundamentalnie symetria nadal istnieje w takim sensie, że wszystkie minima na dnie kapelusza są równoważne. Jednak sam stan próżni, poprzez wybór jednego konkretnego położenia w kapeluszu, nie posiada już symetrii. Zjawisko to jest określane spontanicznym naruszeniem symetrii.

Inny dokument noblowski [10] jest w pełni poświęcony zjawisku spontanicznego naruszenia symetrii. Warto dosłownie przytoczyć fragment zawierający obrazową analogię spontanicznego naruszenia symetrii w życiu codziennym:

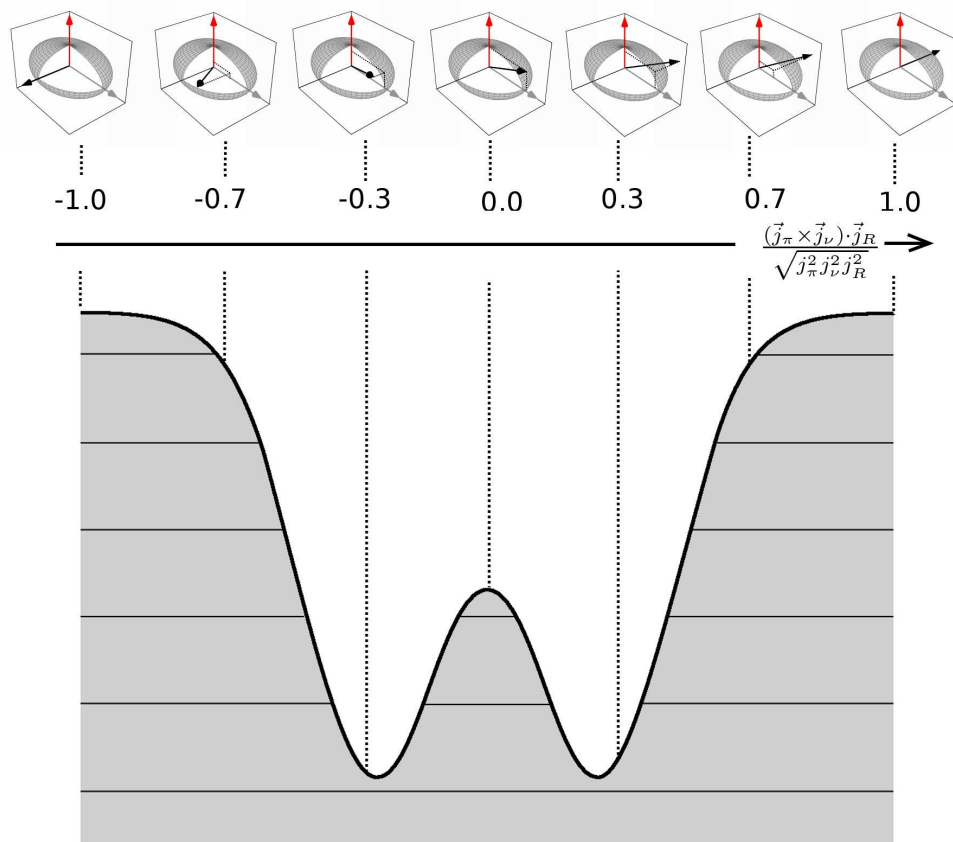
*"There are also perfectly symmetric situations in life where we must break the symmetry to proceed. At a round dinner table with napkins placed between the plates, should one take the one to the left or the one to the right? Both situations represent identical results. Someone has to start, however, by breaking the symmetry. Once this is done, everyone knows which side to choose. We shall see that this phenomenon occurs at the fundamental levels of physics, too."*

W fragmencie tym zamieszczono kilka ważnych informacji. Pierwszą jest istnienie dwóch równoważnych sytuacji przed rozpoczęciem posiłku: do dyspozycji jest zarówno serwetka po lewej stronie jak i serwetka po prawej stronie. Istnienie tych dwóch równoważnych możliwości oznacza, że stół (który jest analogią przyrody) zachowuje symetrię w sposób fundamentalny i nie wyróżnia żadnego z dwóch rozwiązań. Drugą jest to, że nie stół lecz goście naruszają symetrię poprzez spontaniczny wybór serwetki po jednej ze stron. Uczestnicy posiłku są tutaj analogią konkretnego stanu kwantowego. Trzecią ważną informacją jest to, że symetria musi być złamana przez gości aby przejść do posiłku. Jest to analogia sytuacji, w której obiekt, aby przejść do niższej energii wzbudzenia musi wybrać jedną z wielu równoważnych możliwości i złamać symetrię spontanicznie.

Chiralność jądrowa również opiera się o zjawisko nazywane spontanicznym złamaniem symetrii w fizyce jądrowej [8]. Energię układu, którym jest nieparzysto-nieparzyste jądro atomowe można przedstawić w postaci podwójnej studni potencjału w funkcji parametru skrętności. Wartość tego parametru wyznacza unormowany do jedności iloczyn mieszany trzech wektorów momentu pędu

$$o = \frac{(\vec{J}_\pi \times \vec{J}_\nu) \cdot \vec{J}_R}{\sqrt{J_\pi^2 J_\nu^2 J_R^2}}. \quad (1)$$

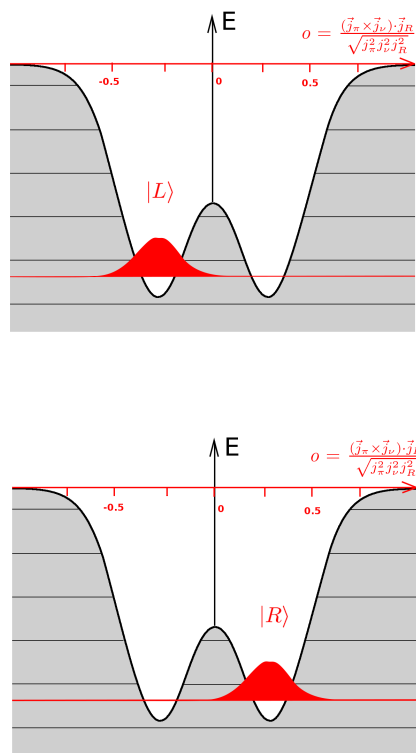
W przypadku trzech wzajemnie prostopadłych wektorów momentu pędu dwie przeciwne wartości tego iloczynu,  $o = 1$ ,  $o = -1$  odpowiadają dwóm przeciwnym skrętnościom układu tworzonego przez te wektory (patrz rys. 7). Taka konfiguracja stanowiłaby idealny przypadek chiralności jądrowej. Warunek wzajemnej



Rysunek 7: Podwójna studnia potencjału w funkcji parametru skrętności układu trzech wektorów momentu pędu. Przykładowa orientacja wektorów pokazana jest w górnej części ilustracji. Oczekuje się, że podwójna studnia potencjału w parametrze skrętności dotyczy jąder chiralnych, tzn. takich, w których najniższa energia wzbudzenia ma charakter chiralny.

ortogonalności wektorów momentu pędu nie jest jednak konieczny. Aby wyróżnić dwie przeciwne skrętności wystarczy, że trzy wektory momentu pędu rozpinają przestrzeń trójwymiarową. W takiej sytuacji, dwie przeciwne wartości iloczynu mieszanego nie osiągają skrajnych wartości  $\pm 1$  lecz lokują się bliżej wartości zero. Zjawisko chiralności jądrowej zachodzi zatem dla konfiguracji trzech wektorów momentu pędu, które rozpinają przestrzeń trójwymiarową a parametr skrętności jest istotnie różny od zera. Mówimy też wówczas o konfiguracji chiralnej jądra  $|L\rangle$  lub  $|R\rangle$ . W przeciwnym przypadku, jeśli wektory te rozpinają w przybliżeniu jedynie przestrzeń dwuwymiarową, tzn. wszystkie trzy leżą niemal w jednej płaszczyźnie, mówimy o konfiguracji planarnej  $|P\rangle$  lub niechiralnej. Taki układ wektorów nie posiada skrętności, chiralność jądrowa nie występuje a wartość iloczynu mieszanego jest bliska zero  $o \approx 0$ . Podobnie do zjawiska

chiralności w optyce, tak też w chiralności jądrowej wartość parametru skrętności układu może zmieniać się płynnie w przedziale  $o \in [-1, 1]$ . Sumaryczna energia układu wykreślona w funkcji parametru skrętności ma postać podwójnej symetrycznej studni potencjału (rys. 7). Wytworzone w reakcji fuzji gorące jądro może mieć różnie rozłożone konfiguracje nukleonów, które nie muszą spełniać trzech wymienionych warunków sprzyjających powstawaniu chiralności jądrowej. Dlatego też wytworzone jądro początkowo nie jest chiralne. Sytuacja ulega jednak zmianie, gdy energia wzbudzenia maleje a przejście do niższych energii wymaga spełnienia trzech wymienionych warunków. Wówczas funkcja falowa ulega zlokalizowaniu w jednym z minimów w podwójnej studni potencjału, rys. 8. Pojawia się skrętność układu trzech wektorów momentu pędu i następuje spontaniczne złamanie symetrii chiralnej [7].



Rysunek 8: Obniżenie energii wzbudzenia jądra do wartości zbliżonych do bariery potencjału oddzielającej dwa minima o przeciwnej skrętności oznacza konieczność lokalizacji funkcji falowej stanu niestacjonarnego w jednym z minimów. Następuje spontaniczny wybór skrętności układu trzech wektorów momentu pędu.

Spontaniczne naruszenie symetrii w jądrze atomowym nie jest zjawiskiem identycznym z obecnym w

dziedzinie cząstek i oddziaływań fundamentalnych. Występuje jednak podobieństwo w opisie matematycznym, które warto przytoczyć z fragmentu dokumentu noblowskiego [9]:

*”Another remarkable development came around 1960 when Yoichiro Nambu (Nobel Prize 2008) extended ideas from superconductivity to particle physics. He had previously shown that the BCS ground state has spontaneously broken gauge symmetry. This means that, while the underlying Hamiltonian is invariant with respect to the choice of the electromagnetic gauge, the BCS ground state is not.”*

W przypadku jądra atomowego hamiltonian (będący analogiem stołu w dokumencie [10]) jest również niezmienniczy ze względu na operator symetrii chiralnej  $(R_\pi T)^\dagger H R_\pi T = H$ . Jednak funkcja falowa jądra chiralnego  $|L\rangle$ ,  $|R\rangle$  (będąca analogiem uczestników posiłku przy stole) nie jest niezmiennicza

$$R_\pi T|L\rangle = |R\rangle \quad (2)$$

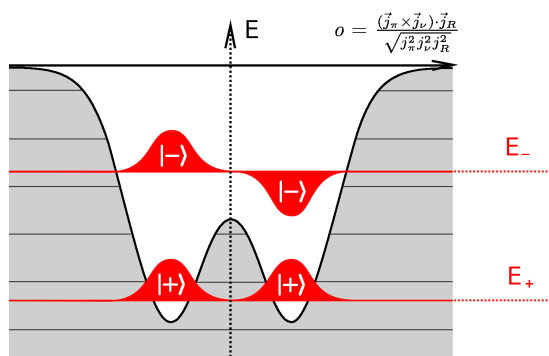
$$R_\pi T|R\rangle = |L\rangle \quad (3)$$

Podwójna studnia potencjału na rys. 8 jest symetryczna właśnie z uwagi na niezmienniczość hamiltonianu pod wpływem transformacji zadawanej przez operator symetrii chiralnej  $R_\pi T$ . Ma to też głębsze znaczenie związane z fundamentalnym zachowaniem symetrii odwracania czasu w obszarze niskich wzbudzeń energetycznych jądra. Przystępną dyskusję omawianych tu zjawisk opublikowałem w popularnonaukowym artykule [H1]

### 3 Chiralność jądrowa - obserwable

Jedną z największych różnic pomiędzy chiralnością jądrową a chiralnością w innych dziedzinach jest sposób obserwacji układu lewo- lub prawoskrętnego. W przypadku oddziaływań słabych cząstek bezmasowych, prąd słaby ma postać lewoskrętną. Sama natura procesu dokonuje tu selekcji określonej skrętności. W przypadku chiralności optycznej, pomiar skrętności (lewoskrętnej lub prawoskrętnej polaryzacji kołowej wiązki światła) można wykonać np. za pomocą odpowiednich polaryzatorów. Tak jak opisano w pierwszym rozdziale, w dziedzinie chiralności molekularnej związków aromatycznych skrętność molekuł daje się czasem określić za pomocą nosa. Chiralność jądrowa nie posiada takiego nosa, tzn. nie istnieje metoda detekcji określonej skrętności trzech wektorów momentu pędu. Co więcej, nawet gdyby taki nos istniał byłby bezużyteczny, gdyż wszystkie wielkości są obserwowane w stanach stacjonarnych jądra, które nie posiadają określonej skrętności a wartość oczekiwana parametru skrętności tych stanów jest zawsze równa zeru  $o = 0$ . Stawia to eksperymentatorów przed pozornie paradoksalną sytuacją, w której obserwację skrętności układu  $|L\rangle$  lub  $|R\rangle$  gdzie  $o \neq 0$  należy przeprowadzić na stanach stacjonarnych, w których chiralność

pozostaje nieokreślona. Jest to bariera, której w obecnych badaniach eksperymentalnych nie można przełamać z uwagi na sposób w jaki obserwuje się zachowanie wzbudzonych jąder chiralnych, które bada się poprzez rejestrację kwantów gamma emitowanych w wyniku przejść pomiędzy poziomami wzbudzonymi. Każdy stan wzbudzony posiada średni czas życia. Jak się okaże dalej, średnie czasy życia dyskutowanych tu stanów wzbudzonych jąder chiralnych są rzędu jednej pikosekundy ( $10^{-12}$ s). Jest to jeden z dwóch czasów charakterystycznych w procesie pomiaru chiralności jądrowej i można go nazwać *czasem obserwacji*. Drugi czas charakterystyczny wynika ze skończonej wartości bariery energetycznej oddzielającej minima potencjału o przeciwnej skrętności trzech wektorów momentu pędu - patrz rys. 8. Stan niestacjonarny o określonej skrętności opisuje funkcja falowa zlokalizowana w jednym z minimów podwójnej studni potencjału. Funkcja stanu niestacjonarnego po pewnym czasie - około  $10^{-19}$ s - tuneluje przez barierę do drugiego minimum. Drugim czasem charakterystycznym jest właśnie czas tunelowania. Jak opisano dalej, skrętność układu zamienia się na przeciwną ze średnim czasem tunelowania o wiele rzędów wielkości krótszym niż czas życia poziomu wzbudzonego. Ta dysproporcja dwóch czasów charakterystycznych powoduje, że obserwowany jest stan stacjonarny, który 'przebywa' w przeciwnych skrętnościach naraz. Funkcja falowa stanu stacjonarnego nie posiada określonej skrętności, tym samym informacji o niej nie posiadają kwanty gamma emitowane w wyniku rozpadu stanów wzbudzonych. Dysproporcja czasu tunelowania w stosunku do czasu obserwacji powoduje, że zlokalizowana funkcja falowa określająca skrętność stanu niestacjonarnego układu trzech momentów pędu nie jest widoczna. Zamiast prawoskrętnego  $|R\rangle$  lub lewoskrętnego  $|L\rangle$  stanu niestacjonarnego obserwuje się stany stacjonarne  $|+\rangle$  i  $|-\rangle$  podwójnej studni potencjału, które w przybliżeniu są kombinacjami liniowymi tych pierwszych, rys. 9. Warto w tym miejscu rozważyć dwa przypadki



Rysunek 9: Eksperymentalnie obserwowane są tzw. dublety chiralne  $|+\rangle$  i  $|-\rangle$ , tzn. dwa stany własne podwójnej studni potencjału. Funkcja falowa dubletów chiralnych jest w przybliżeniu kombinacją liniową funkcji falowych  $|L\rangle$  i  $|R\rangle$  stanów niestacjonarnych.

w zależności od wielkości bariery potencjału rozdzielającej minima o przeciwnej skrętności. W pierwszym przypadku rozważmy graniczną sytuację nieskończonej bariery. Wówczas dwa najniższe stany stacjonarne  $|+\rangle$ ,  $|-\rangle$  podwójnej studni potencjału odpowiadają symetrycznej i antysymetrycznej kombinacji stanów  $|L\rangle$  i  $|R\rangle$ , które również są stacjonarne:

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|L\rangle + |R\rangle) \quad (4)$$

$$|-\rangle = \frac{i}{\sqrt{2}}(|L\rangle - |R\rangle) \quad (5)$$

W takim przypadku tunelowanie nie występuje a funkcje falowe  $|+\rangle$ ,  $|-\rangle$  oraz  $|L\rangle$ ,  $|R\rangle$  stanowią dwie równoważne bazy stanów. W drugim przypadku, bariera potencjału ma wartość skończoną przez co stany  $|L\rangle$ ,  $|R\rangle$  są niestacjonarne i nie stanowią bazy alternatywnej do stanów stacjonarnych  $|+\rangle$ ,  $|-\rangle$ . W takiej sytuacji obserwowane eksperymentalnie stany  $|+\rangle$ ,  $|-\rangle$  również mają postać kombinacji liniowej

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2N_+}}(|L\rangle + |R\rangle) \quad (6)$$

$$|-\rangle = \frac{i}{\sqrt{2N_-}}(|L\rangle - |R\rangle). \quad (7)$$

Wzory te obowiązują w przybliżeniu znaczącej separacji minimów studni potencjału a główną różnicą w stosunku do nieskończonej bariery potencjału jest czynnik normalizacyjny  $N_{\pm}$ , który odzwierciedla możliwość częściowego przekrywania się zlokalizowanych funkcji falowych stanów niestacjonarnych  $\langle L|R\rangle \neq 0$ .

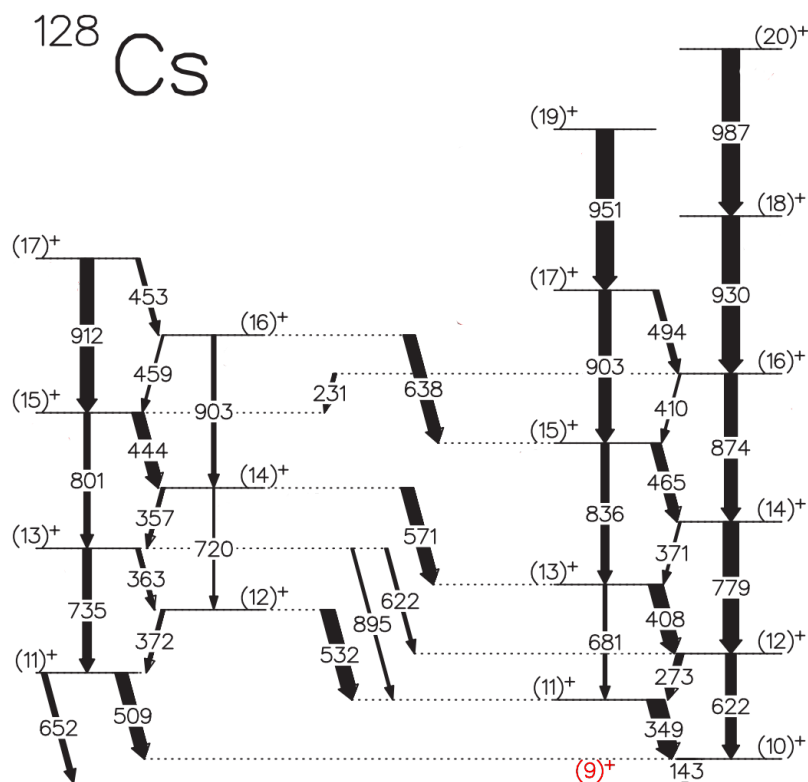
Symetria chiralna jest naruszona w sposób spontaniczny co oznacza, że minima potencjału o przeciwnej skrętności są równoważne a podwójna studnia potencjału jest symetryczna względem parametru skrętności  $o = 0$ . Cechę tę matematycznie wyraża komutator  $[R_{\pi}T, H] = 0$ . Energie stanów stacjonarnych w podwójnej studni potencjału są wartościami oczekiwanym hamiltonianu, które poprzez komutator  $[R_{\pi}T, H] = 0$  i przybliżenie znacznej separacji minimów o przeciwnej skrętności przyjmują postać

$$E_+ = \langle +|H|+ \rangle = \frac{Re\langle L|H|L \rangle + Re\langle L|H|R \rangle}{N_+^2} \quad (8)$$

$$E_- = \langle -|H|-\rangle = \frac{Re\langle L|H|L \rangle - Re\langle L|H|R \rangle}{N_-^2}. \quad (9)$$

Stany te są dubletem a rozszczepienie energetyczne  $\Delta E = E_- - E_+$  jest proporcjonalne do czynnika  $Re\langle L|H|R \rangle$  związanego z częstością tunelowania  $f$  poprzez związek  $f = \Delta E/h$ . Dlatego dla rozszczepienia dubletów na poziomie  $\Delta E \approx 100$  keV, częstotliwość tunelowania wynosi około  $2 \cdot 10^{19}$  Hz a wspomniany czas tunelowania jest rzędu  $10^{-19}$  s. Detekcja niemal zdegenerowanych stanów  $|+\rangle$ ,  $|-\rangle$  świadczy o podwójnej studni potencjału i spontanicznym naruszeniu symetrii chiralnej w jądrze atomowym. Podsumowując, zamiast zlokalizowanej funkcji falowej o skrętności  $|L\rangle$  lub  $|R\rangle$  obserwuje się dublety chiralne świadczące o

podwójnej studni potencjału w parametrze skrętności  $\phi$ . Mówi się, że symetria chiralna w fizyce jądrowej jest silnie łamana, jeśli bariera potencjału jest znacząca a dublety są niemal zdegenerowane - rozszczepienie energetyczne dubletów rzędu około 0-200 keV. Jądrowa symetria chiralna jest słabo naruszona w przypadku niewielkiej bariery potencjału kiedy rozszczepienie energetyczne dubletów wynosi około 200-500 keV. W przypadku małej bariery rozszczepienie dubletów jest porównywalne z typowymi różnicami energii jądrowych poziomów wzbudzonych - rzędu 1MeV. W takim przypadku mówimy o chiralnych wibracjach w strukturze jądra atomowego. Poszukiwanie dubletów chiralnych stanowiło początek eksperymentalnych badań chiralności jądrowej. Pewnym ułatwieniem w poszukiwaniu takich dubletów jest rotacja jądra objawiająca się charakterystyczną sekwencją poziomów wzbudzonych - tzw. pasma rotacyjne. Pasma rotacyjne powstaje zarówno na stanie  $|+\rangle$  jak i na stanie  $|-\rangle$ , rys. 10.



Rysunek 10: Przykład dwóch rotacyjnych sekwencji poziomów wzbudzonych powstających na stanach  $|+\rangle$  i  $|-\rangle$  dubletu chiralnego. Pasma te określa się terminem rotacyjnych pasm chiralnych. Kolorem czerwonym oznaczono poziom  $9^+$  stanowiący podstawę chiralnych pasm partnerskich.

Obserwacja dwóch, niemal zdegenerowanych pasm rotacyjnych świadczy o naruszeniu symetrii chiralnej. Taka obserwacja w jądrze  $^{134}\text{Pr}$  przyczyniła się do postawienia w roku 1997 hipotezy naruszenia syme-

trii chiralnej w fizyce jądrowej [4]. Dwa pasma rotacyjne o podobnych energiach poziomów wzbudzonych nazwano chiralnymi pasmami partnerskimi. W kolejnych latach znaleziono chiralne pasma partnerskie w nieparzysto-nieparzystych jądrach atomowych o masie w okolicy  $A=130$  [7],[11]. Jednak wkrótce okazało się, że istnienie dubletów energetycznych i rotacyjnych pasm partnerskich może być wynikiem wielu innych zjawisk, które nie mają nic wspólnego z chiralnością jądrową. Wątpliwości co do interpretacji dubletów energetycznych znalazły wyraz w pracy [12] o tytule

*"Risk of Misinterpretation of Nearly Degenerate Pair Bands as Chiral Partners in Nuclei. The insufficiency of the near-degeneracy criterion to trace nuclear chirality is emphasized."*

Dlatego istniała potrzeba pomiaru wielkości innych niż energie poziomów. Wątpliwości co do interpretacji pasm partnerskich jako chiralnych pojawiły się mniej więcej na początku obecnego tysiąclecia. Jedną z prawdopodobnych alternatywnych interpretacji jest zjawisko rozszczepienia sygnowego. W nieinercyjnym układzie związanym z obracającym się jądrem atomowym pojawia się oddziaływanie Coriolisa, które znosi degeneracje Kramersa. Podstawy magnetyczne ulegają rozszczepieniu, a energie poziomów opisuje się poprzez nową liczbę kwantową nazwaną sygnaturą. Ryzyko mylnej interpretacji rozszczepienia sygnowego jako chiralności jądrowej opublikowałem np. w pracy [H2]. Dlatego też istniała pilna potrzeba pomiaru innych wielkości niż energie poziomów. Ponieważ pasma partnerskie obserwuje się poprzez emisję kwantów gamma w wyniku przejść pomiędzy rotacyjnymi poziomami wzbudzonymi to naturalną wielkością, którą należało wyznaczyć w następnej kolejności były prawdopodobieństwa przejść gamma.

## 4 Badania pośrednie - pomiar prawdopodobieństw przejść gamma

Pomiary prawdopodobieństw przejść gamma w chiralnych pasmach partnerskich rozpocząłem w roku 2001 na długo przed pojawieniem się pracy [H2]. W zasadzie od samego początku tematyki chiralności jądrowej to prace eksperymentalne nadawały tempo tej dziedzinie badań. W wielu przypadkach wyniki pomiarów uzyskiwane były na kilka lat przed pojawieniem się ich właściwej interpretacji czego skutkiem są znaczne opóźnienia i trudności w publikacji rezultatów. Publikacja dużych, kilkunasto-stronicowych prac była w wielu przypadkach niemożliwa z uwagi na trudności z interpretacją wyników w kontekście dynamicznie rozwijającej się wiedzy na temat chiralności jądrowej. Wystarczy kilka cytatów ze współczesnych prac aby przekonać się, że taka sytuacja trwa do dziś, np.: w pracy [13] paradoks poprzedniej interpretacji nie występuje w nowej interpretacji obserwowanych zjawisk:



*"The paradox on the previous interpretation for the nuclear chiral geometry based on the effective angle has been clarified by reexamining the system with the particle-hole configuration  $\pi h_{11/2}^1 \otimes \nu h_{11/2}^{-1}$  and rotor with deformation parameter  $\gamma = 30^\circ$ "*

Z kolei w pracy [14] rozszczepienie energetyczne dubletów chiralnych jest na nowo interpretowane w modelu uwzględniającym stany chiralne i niechiralne w jądrze atomowym:

*"Three- and two-level mixing models are proposed to understand the doubling of states at the same spin and parity in triaxially-deformed atomic nuclei with odd numbers of protons and neutrons."*

W pracy [15] natomiast zaproponowano nowy sposób reprezentacji geometrii chiralnej:

*"Understanding the chiral geometry with K-plot and azimuthal-plot"*

W latach 2002 i 2003 uzyskaliśmy pierwsze wyniki pomiarów prawdopodobieństw przejść w chiralnych pasmach partnerskich. W tym czasie interpretacja prawdopodobieństw przejść gamma oczekiwanych w pasmach chiralnych nie była jeszcze ugruntowana, o czym świadczy fragment artykułu [16]:

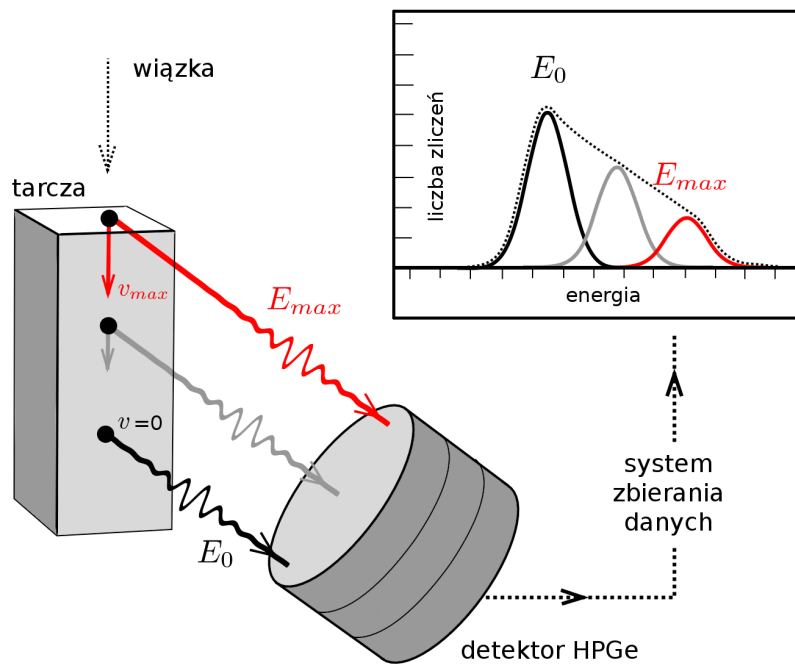
*"Because of the complexity and generality of nuclear chirality, the behavior of electromagnetic transition probabilities or the selection rules are not yet understood."*

dlatego też pierwszą pracę, która zawiera elementarną tzn. modelowo niezależną i opartą o fundamentalne symetrie analizę tego zagadnienia opublikowałem dopiero kilka lat później [H3]. Analiza własności komutacyjnych operatora  $R_\pi^Y T$  z operatorami przejść elektromagnetycznych pozwala stwierdzić, że wartości prawdopodobieństw przejść elektromagnetycznych z odpowiadających sobie poziomów w obu pasmach powinny być zbliżone. Okazało się, że zbliżone wartości prawdopodobieństw przejść gamma w obu pasmach wynikają z komutatorów  $[R_\pi T, M1] = 0$  i  $[R_\pi T, E2] = 0$ , podobnie jak komutator  $[R_\pi T, H] = 0$  prowadzi do degeneracji energetycznej dubletów chiralnych. Warto dodać, że monografia stanowiąca kanon spektroskopii jądrowej [17] zawiera opis matematyczny własności operatora symetrii chiralnej  $R_\pi^Y T$ . W czasie kiedy monografia została wydana (1969 r.) nie zauważono jednak, że stany rotacyjne mogą powstawać na dubletach chiralnych  $|+\rangle, |-\rangle$ , Możliwość powstawania poziomów rotacyjnych jako kombinacji liniowych  $R\rangle, L\rangle$  została wówczas przeoczona.

Aby wyznaczyć prawdopodobieństwa przejść gamma w chiralnych pasmach partnerskich należało dokonać pomiaru czasów życia poziomów wzbudzonych tych pasm. Prawdopodobieństwo przejścia z danego poziomu wzbudzonego jest odwrotnie proporcjonalne do czasu życia tego poziomu. Gdy badane czasy życia

są długie - rzędu  $10^{-7}$ s i więcej - wykonuje się pomiar zaniku intensywności emitowanego promieniowania co prowadzi do czasu połowicznego zaniku. Jednak dublety chiralne występują w pasmach rotacyjnych jądra. Są to kolektywne stany wzbudzone o bardzo krótkich czasach życia w przedziale  $10^{-13}$  -  $10^{-12}$ s. Skalę wyzwania eksperymentalnego podkreśla np. fakt, że w tak krótkim czasie światło pokonuje drogę rzędu jednego milimetra. Obecnie nie jest możliwe zastosowanie pomiaru zaniku intensywności w takiej skali czasowej. Należało skorzystać z innej metody eksperymentalnej, tzw. metody DSA (ang. *Doppler Shift Attenuation*), opartej na porównaniu z czasem charakterystycznym metody rzędu  $10^{-12}$ s. W metodzie DSA takim czasem charakterystycznym na poziomie  $10^{-12}$  jest czas hamowania *jąder odrzutu* w materiale tarczy. W przeprowadzonych przez nas badaniach, których wyniki opublikowałem w pracy [18] wyznaczyliśmy precyzyjny czas hamowania jako wynik pomiaru strat energii badanych jąder odrzutu w materiale tarczy. Omawiane tu jądra chiralne produkowane są w reakcji fuzji, gdzie rozpędzone jądra pocisku ( $^{14}\text{N}$  lub  $^{10}\text{B}$ ) uderzają w jądra materiału tarczy (izotopy cyny lub kadmu). Energia pocisku jest na tyle duża by zaszła reakcja fuzji prowadząca do jądra końcowego - tzw. *jądra odrzutu*. Jądro odrzutu dziedziczy cały pęd pocisku i porusza się w tarczy z prędkością początkową około  $v_{max} = 1\%c$ . Prędkość ta jest wytracana średnio w czasie około  $10^{-12}$ s i jest to szukany czas charakterystyczny metody. Zasada pomiaru czasów życia chiralnych poziomów wzbudzonych wykorzystuje efekt Dopplera, który wiąże czas hamowania z przesunięciem energetycznym emitowanego promieniowania. Jeśli czas życia poziomu wzbudzonego jest krótki - np. krótszy niż  $10^{-13}$ s to kwanty emitowane są z jądra odrzutu poruszającego się niemal z początkową prędkością  $v_{max} = 1\%c$ . Energia  $E_{max}$  tych kwantów jest maksymalnie przesunięta dopplerowsko. Jeśli natomiast czas życia poziomu wzbudzonego jest dłuższy niż  $10^{-12}$ s to statystycznie jądro odrzutu znajdzie się w spoczynku zanim nastąpi emisja promieniowania z tego poziomu. Energia  $E_0$  takich kwantów gamma nie podlega przesunięciu Dopplera. Są to dwa graniczne przypadki, które pozwalają na oszacowanie czasu życia poziomu wzbudzonego. Czulość metody, która pozwala na wyznaczenie czasu życia przypada pomiędzy tymi granicami, w przedziale  $10^{-13}$ s -  $10^{-12}$ s. Jeśli czas życia mieści się w przedziale czulości to w emitowanym z rozpadu danego poziomu promieniowaniu obserwuje się spektrum energii od nieprzesuniętej do maksymalnie przesuniętej dopplerowsko - rys. 11.

Analiza kształtu obserwowanej linii promieniowania  $\gamma$  jest procesem skomplikowanym, który opisałem w pracy [19] i pozwala na precyzyjne wyznaczenie czasu życia poziomu wzbudzonego. Tak jak pokazuje praca [19] technikę DSA rozwinęliśmy w innowacyjny sposób pozwalający na użycie grubej tarczy. Modyfikacja ta umożliwiła uzyskanie statystyki pomiaru o rząd wielkości większej niż w przypadku standardowej techniki DSA opartej na użyciu cienkiej tarczy. Metodę DSA zastosowaliśmy do izotopu  $^{132}\text{La}$ , w którym wcześniej zaobserwowano pasma partnerskie [7],[20]. Było to pierwsze uznane w literaturze przedmiotu za chiralne jądro, które badano tą techniką. Pomiar DSA okazał się wyjątkowo ważny gdyż uzyskane wyniki

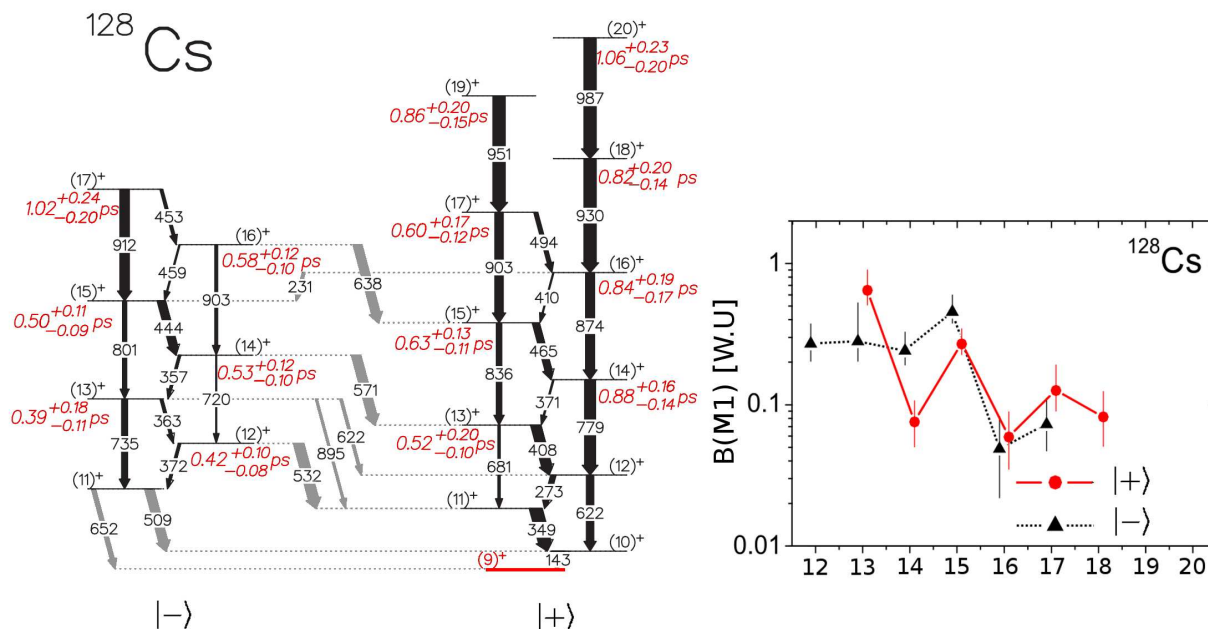


Rysunek 11: Metoda Doppler Shift Attenuation pomiaru czasów życia jądrowych poziomów wzbudzonych w zakresie 0.1ps-1.0ps. W metodzie tej wykorzystuje się fuzję jądra pocisku i jądra tarczy. Powstające w wyniku reakcji jądra końcowe – tzw. jądra odrzutu – posiadają prędkość początkową o typowej wartości  $v_{max} = 1\%$ . Jądra te tracą energię kinetyczną w materiale tarczy jednocześnie emitując promieniowanie gamma z rozpadu poziomów wzbudzonych. Jeśli czas życia poziomu wzbudzonego jest krótszy niż 0.1ps emisja kwantów gamma zachodzi przy maksymalnej prędkości jądra odrzutu (kolor czerwony). Jeśli czas życia poziomu wzbudzonego jest dłuższy niż 1 ps to emisja następuje głównie z jąder znajdujących się w spoczynku (kolor czarny). Dla czasów życia w zakresie 0.1-1.0 ps emisja kwantów następuje przy różnych prędkościach jądra odrzutu zawartych w przedziale  $0 - v_{max}$ . Wówczas dla danego przejścia elektromagnetycznego w jądrze atomowym obserwuje się rozkład energii wynikający z efektu Dopplera. Analiza tego rozkładu pozwala na wyznaczenie czasu życia poziomu wzbudzonego.

całkowicie zaprzeczyły wcześniejszej chiralnej interpretacji pasm partnerskich  $^{132}\text{La}$  co opublikowałem w pracach [21], [22], [23]. Zgodnie z pracą [H3] prawdopodobieństwa przejść gamma w obu pasmach partnerskich powinny być podobne. Tymczasem wynik eksperymentu ujawnił, że prawdopodobieństwa te w izotopie  $^{132}\text{La}$  różnią się w przybliżeniu o rząd wielkości. Należy tu ponownie podkreślić, że interpretacja prawdopodobieństw przejść gamma w chiralnych pasmach partnerskich nie była jeszcze ugruntowana

w teorii jądra atomowego. Dlatego prace [21], [22], [23] są artykułami konferencyjnymi, natomiast pełna jak się wydaje interpretacja pojawiła się dopiero 6 lat później - w roku 2011 - co w tym kontekście przedyskutowałem w pracy [H4].

Zdobyte doświadczenie w analizie eksperymentów DSA pozwoliło na szybkie przeprowadzenie kolejnego eksperymentu, którego celem był pomiar czasów życia poziomów wzbudzonych jądra  $^{128}\text{Cs}$ . Pierwsze dane o prawdopodobieństwach przejść gamma w pasmach partnerskich tego izotopu uzyskaliśmy na przełomie 2003/2004r. Okazało się, że prawdopodobieństwa przejść są podobne w obu pasmach partnerskich  $^{128}\text{Cs}$ , patrz rys. 12, co świadczyło o ich chiralnym charakterze. Pojawiła się jednak pewna niepokojąca obserwacja, która w tamtym czasie nie miała wyjaśnienia.



Rysunek 12: Po lewej stronie pokazane są wyniki pomiarów czasów życia poziomów rotacyjnych pasm chiralnych izotopu  $^{128}\text{Cs}$ . Czasy życia oznaczono kolorem czerwonym przy odpowiednich poziomach wzbudzonych. Kolorem czerwonym oznaczono również najniższy poziom –  $9^+$  stanowiący podstawę pasm chiralnych. Po prawej stronie pokazano wynikające z czasów życia prawdopodobieństwa przejść typu M1 w obu pasmach chiralnych. Prawdopodobieństwa w obu pasmach są zbliżone powyżej spinu  $I = 13\hbar$ . Po raz pierwszy zaobserwowano też na przemian duże i małe wartości prawdopodobieństw przejść w funkcji spinu poziomu - tzw. staggering.

W kolektywnych pasmach rotacyjnych  $^{131}\text{La}$  i  $^{132}\text{La}$  które badałem wcześniej i opublikowałem w pra-

cach [19],[21], [22], [23] otrzymane prawdopodobieństwa przejść typu M1 zmieniają się gładko w funkcji spinu poziomu wzbudzonego. Co więcej, w tamtym czasie wiele modeli dotyczących kolektywnej rotacji jądrowej przewidywały gładką postać zależności prawdopodobieństw przejść typu M1 w funkcji spinu. Okazało się, że prawdopodobieństwa przejść M1 w pasmach partnerskich  $^{128}\text{Cs}$  mają zupełnie inny charakter. Zamiast stopniowych zmian zaobserwowaliśmy na przemian małe i duże wartości prawdopodobieństw przejść M1 w funkcji spinu, co nazwane zostało *staggeringiem*  $B(M1)$ . Dane zebraliśmy w manuskrypcie gotowym do publikacji lecz spostrzeżenie *staggeringu*  $B(M1)$  zmusiło nas do ponownej analizy danych celem wykluczenia możliwości błędu metodologicznego. Jednak szczęśliwy zbieg okoliczności pozwolił na szybką publikację tych danych. Równoległe i niezależnie do działalności eksperymentalnej naszego zespołu prowadzono obliczenia i analizy teoretyczne dotyczące chiralności jądrowej, czego skutkiem była publikacja w roku 2004 pracy teoretycznej [16], w której przewidziano wystąpienie *staggeringu*  $B(M1)$  w jądrach chiralnych. Okazało się, że *staggering*  $B(M1)$  jest charakterystyczny dla chiralności jądrowej i odzwierciedla reguły wyboru przejść M1 w chiralnych pasmach partnerskich przy spełnieniu pewnych dodatkowych warunków (maksymalna i sztywna deformacja trójosiowa, nieparzyste nukleony znajdują się w tej samej powłoce). To otworzyło mi drogę do publikacji głównej pracy z ówczesnej fazy badań naruszenia symetrii chiralnej w jądrach atomowych [24]. Izotop  $^{128}\text{Cs}$  uznano za najlepszy przypadek chiralności jądrowej o czym świadczy tytuł pracy [24] *" $^{128}\text{Cs}$  as the Best Example Revealing Chiral Symmetry Breaking"*. Była to pierwsza obserwacja *staggeringu*  $B(M1)$ , czyli chiralnych reguł wyboru przejść gamma. Można uznać, że publikacja [24] stanowi pierwsze na świecie tak znaczące świadectwo istnienia chiralności jądrowej i stanowiła impuls do poszukiwania *staggeringu*  $B(M1)$  w innych potencjalnych jądrach chiralnych. Wciąż jednak obraz teoretyczny dotyczący przejść gamma w chiralnych pasmach partnerskich nie był kompletny. Głównym problemem pozostawał warunek sztywnej deformacji trójosiowej, który zakładano w pracy [16]. Warunek ten jest sprzeczny z innymi obserwacjami świadczącymi, że badane jądra - w tym  $^{128}\text{Cs}$  - są jądrami o bardzo miękkiej deformacji trójosiowej.

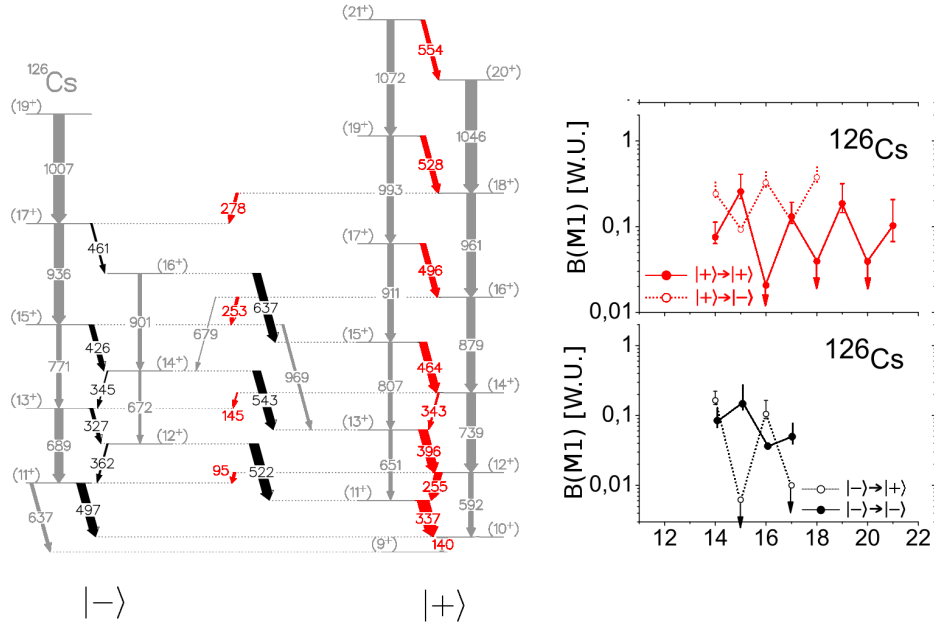
Kolejnym krokiem były rozważania teoretyczne, których celem było odejście od sztywnej deformacji i granicy silnego łamania symetrii chiralnej. Dyskusję własności jądra, które nie jest idealnie chiralne przedstawiłem w artykułach [H5], [H6]. Prace te opierają się na 'czysto algebraicznym' podejściu i nie obejmują zaawansowanych obliczeń modelowych. Były to próby zdefiniowania parametrów służących do oceny stopnia naruszenia symetrii chiralnej. Równoległe do rozważań teoretycznych prowadziłem kolejne prace eksperymentalne celem weryfikacji istnienia *staggeringu*  $B(M1)$  w innych jądrach o miękkiej deformacji trójosiowej. W tym celu wykonaliśmy pomiary DSA czasów życia poziomów wzbudzonych pasm partnerskich jądra  $^{126}\text{Cs}$ . Pomimo tego, że izotop  $^{126}\text{Cs}$ , podobnie do wcześniej badanego  $^{128}\text{Cs}$ , jest uznany za jądro o miękkiej deformacji trójosiowej, to w wyniku pomiaru potwierdziliśmy komplet

wszystkich chiralnych reguł wyboru przejść gamma (staggering B(M1)) przewidzianych w pracy [16] dla jąder o sztywnej deformacji. Uzyskane wyniki stanowiły istotny wkład w badania chiralności jądrowej lecz ich publikacja opóźniła się z uwagi na wątpliwości co do interpretacji opartej o materiał pracy [16]. Wykonałem modelowo niezależną analizę wyników prawdopodobieństw przejść gamma w jądrze  $^{126}\text{Cs}$  korzystając z własności komutacyjnych odpowiednich operatorów. W pracy tej istotna okazała się tzw. konwencja faz w przestrzeni zespolonej, która głosi, że wszystkie obserwowane wielkości powinny być wartościami rzeczywistymi wynikającymi z odpowiednich elementów macierzowych. Aby spełnić ten warunek należało ustalić fazy dubletów chiralnych  $|+\rangle$  i  $|-\rangle$ . Prawidłowe zastosowanie się do konwencji faz oznaczało konieczność wprowadzenia jednostki urojonej w funkcji falowej stanu  $|-\rangle$ , czego wcześniej nie zauważono. Wnioski wynikające z tej modyfikacji były znaczące i umożliwiły mi publikację artykułu [H7] zawierającego wyniki uzyskane dla jądra  $^{126}\text{Cs}$ . Zaobserwowany w  $^{126}\text{Cs}$  komplet chiralnych reguł wyboru przejść gamma potwierdził istnienie dwóch staggeringów B(M1), które przewidziano w pracy [16]. Jeden staggering dotyczy przejść wewnątrz każdego z dwóch pasm chiralnych. Drugi staggering dotyczy przejść M1 pomiędzy pasmami chiralnymi. Te dwa staggeringi występują w przeciwfazie - rys. 13 - tzn. dla dużej wartości prawdopodobieństwa przejścia M1 wewnątrz pasma występuje mała wartość analogicznego prawdopodobieństwa pomiędzy pasmami chiralnymi i vice versa. Dzięki zastosowaniu konwencji faz udało mi się wyjaśnić to zjawisko jako efekt dominacji części rzeczywistej (przejście wewnątrz pasma) nad częścią urojoną (przejście pomiędzy pasmami) i vice versa zespolonego elementu macierzowego. Obserwacja ta umożliwiła mi publikację wyników w pracach [H3], [H7].

Należy zaznaczyć, że w kontekście staggeringu M1 kwestia miękkiej deformacji trójosiowej nie została nadal rozwiązana co prowadziło do alternatywnych wyjaśnień reguł wyboru przejść M1. Sytuacja taka utrudniała publikacje kolejnych wyników i trwała do roku 2011-tego. Wówczas po raz pierwszy pokazano [25],[26], że staggering M1 powinien wystąpić w niektórych chiralnych jądrach o miękkiej deformacji trójosiowej jako przejaw nowej, nie badanej wcześniej symetrii układu. Świadczy o tym fragment pracy [25]:

*"It turns out that such staggering, obtained by numerical calculations, can be explained by a kind of selections rules following a new, not discussed as yet, symmetry of the model."*

Symetria ta stanowi uogólnienie modelu przedstawionego wcześniej w artykule [16] na jądra o miękkiej deformacji trójosiowej. Warunki konieczne do powstania tej dodatkowej symetrii są spełnione we wszystkich badanych przez nas izotopach Cs. Ostatecznie staggering M1 okazał się swoistą cechą rozpoznawczą jąder chiralnych świadczącą w sposób 'naoczny' o naruszeniu symetrii chiralnej w jądrach atomowych. Ten niewątpliwý sukces w teorii chiralności jądrowej skłonił nas do poszukiwania chiralnych reguł wyboru



Rysunek 13: Po lewej stronie pokazano chiralne pasma rotacyjne izotopu  $^{126}\text{Cs}$ . Kolorem czerwonym oznaczono przejścia elektromagnetyczne typu M1 pomiędzy poziomami wewnątrz pasma  $|+\rangle$  oraz pomiędzy poziomami pasm  $|+\rangle \rightarrow |-\rangle$ . Kolorem czarnym zaznaczono przejścia typu M1 pomiędzy poziomami wewnątrz pasma  $|-\rangle$  oraz pomiędzy pasmami  $|-\rangle \rightarrow |+\rangle$ . Po prawej stronie wykreślono odpowiednie prawdopodobieństwa przejść M1 w funkcji spinu poziomu wzbudzonego. Obserwowany staggering M1 dla przejść wewnątrz pasm chiralnych jest w przeciwfazie do staggeringu M1 dla przejść pomiędzy pasmami chiralnymi.

przejść gamma w izotopie  $^{124}\text{Cs}$ . Uzyskane wstępne wyniki, potwierdzające istnienie staggeringu M1 w tym jądrze, opublikowałem w pracy [H8]. Do dnia dzisiejszego badane przez nas izotopy  $^{128,126,124}\text{Cs}$  stanowią jedyne przypadki wśród około 60ciu jąder, w których istnieją pasma partnerskie, gdzie staggering M1 w tak znaczący sposób świadczy o istnieniu chiralności jądrowej.

Obserwacja dwóch pasm partnerskich o zbliżonych energiach poziomów, jak też zbliżonych prawdopodobieństw przejść gamma w tych pasmach oraz staggeringu M1 ujawniają skutki naruszenia symetrii chiralnej. Wielkości te nie odnoszą się bezpośrednio do skrętności  $|L\rangle$ ,  $|R\rangle$  trzech wektorów momentu pędu zlokalizowanej funkcji falowej stanu niestacjonarnego. Dlatego też, zgodnie z tytułem tego rozdziału, pomiar wymienionych wielkości nazywam badaniami pośrednimi. Pomimo opisanych sukcesów w interpretacji wyników badań pośrednich co pewien czas dyskutuje się możliwość, że zaobserwowane własności

są wynikiem innych, dotąd nieznanymi mechanizmów. Wątpliwości te stanowiły dla mnie motywację do opracowania nowego rodzaju badań - badań bezpośrednich chiralności jądrowej.

## 5 Badania bezpośrednie - pomiar momentów magnetycznych

Od 2007 roku równolegle do analizy dotyczącej badań pośrednich poszukiwałem nowej metody, która pozwala określić geometrię układu trzech wektorów momentu pędu  $j_R$ ,  $j_p$ ,  $j_n$  w jądrze chiralnym. Taką znakomitą metodą okazała się technika pomiaru czynnika żyromagnetycznego i związanego z nim dipolowego momentu magnetycznego, która pozwala na bezpośredni wgląd w geometrię trzech sprzężonych wektorów momentu pędu. Dlatego ten nowy rodzaj pomiarów nazywam badaniami bezpośrednimi w dziedzinie chiralności jądrowej.

Pierwszy wniosek eksperymentalny, którego celem był pomiar momentów magnetycznych kilku poziomów wzbudzonych  $^{132}\text{La}$  został przeze mnie zgłoszony w 2008 roku w Laboratori Nationali di Legnaro (Włochy). Proponowana metoda eksperymentalna - zwana w literaturze jako *Recoil In Vacuum* - oparta była o silne atomowe pola magnetyczne rzędu tysięcy Tesli pochodzące od zjonizowanych powłok elektronowych i pozwalała na pomiar kilku kluczowych momentów magnetycznych poziomów o krótkich czasach życia (rzędu  $10^{-12}$  s) w pasmach partnerskich  $^{132}\text{La}$ . Pomysł ten nie został jednak przyjęty do realizacji, gdyż tego typu eksperyment oznaczał duże zużycie materiałów w akceleratorach i konieczność dwutygodniowej naprawy po wykonaniu eksperymentu. Jeszcze w tym samym roku zmieniłem metodę pomiarową i zgłosiłem nowy wniosek eksperymentalny w IPN Orsay (Francja) gdzie został przyjęty do realizacji. Nowa metoda pozwalała na pomiar czynnika żyromagnetycznego tylko jednego stanu  $I=9\hbar$ , który jest najniższym poziomem w chiralnych pasmach partnerskich  $^{128}\text{Cs}$  - patrz poziom oznaczony kolorem czerwonym na rys.10, lub rys.12. Jest to tzw. stan izomeryczny, tzn. stan o długim czasie życia (rzędu  $10^{-7}$  s). Na opisane tu badania bezpośrednie warto spojrzeć pod kątem najważniejszej opublikowanej ostatnio (2017) pracy teoretycznej poświęconej chiralności jądrowej [27] gdzie czytamy

*"Experimental and theoretical studies provide a new insight into possible interpretations of the doublet bands as the quest for observables uniquely identifying nuclear chirality continues".*

Pokazuje to, że badania bezpośrednie chiralności jądrowej, które zaproponowałem w 2008 roku wyprzedzały teoretyczne analizy o dekadę, co znów skutkowało opóźnieniami w publikacji wyników. Część prac w ogóle nie została dopuszczona do publikacji właśnie z uwagi na brak teoretycznego opisu obserwowanych zjawisk. Świadczy o tym choćby fragment recenzji jednego z ostatnich posłanych manuskryptów:

*"In conclusion, the present manuscript contains experimental results of improved*



*accuracy but no physical interpretation of these results has been offered to the reader and no new information on the structure of  $^{128}\text{Cs}$  has been gained. The manuscript shall be considered as an investigation of low lying level-scheme of  $^{128}\text{Cs}$  without any discussion about the derived results and therefore does not deserve publication in Phys. Rev. C.”*

Jednak dziesięć lat ożywionej współpracy grupy eksperymentalnej i teoretycznej pozwoliło na publikację pierwszych wyników badań bezpośrednich i wyznaczenie konfiguracji trzech wektorów momentu pędu w izotopie  $^{128}\text{Cs}$ .

Zgodnie z tym co zostało opisane w rozdziale 3 obserwacja skrętności układu  $|L\rangle$  lub  $|R\rangle$  w ramach obecnych technik eksperymentalnych nie jest możliwa. Badane są natomiast kombinacje liniowe stanów o przeciwnej skrętności, które reprezentują dublety chiralne  $|+\rangle$  i  $|-\rangle$  o wartości oczekiwanej parametru skrętności równej zero. W tym kontekście pomiar wzajemnej orientacji trzech wektorów momentu pędu wydawał się niemożliwy. Wyjściem z tej pozornie ślepej uliczki jest spostrzeżenie, że minima podwójnej studni potencjału o przeciwnych skrętnościach są równoważne. Nie jest zatem istotne w którym z tych dwóch minimów zlokalizowana jest funkcja falowa stanu niestacjonarnego. Ważne jest, że parametr skrętności takiej funkcji falowej jest zlokalizowany wokół wartości różnej od zera niezależnie od znaku. W obrazie geometrycznym oznacza to, że niezależnie od skrętności ważne jest rozróżnienie czy trzy wektory momentu pędu rozpinają przestrzeń trójwymiarową - geometria chiralna, czy tylko dwuwymiarową - geometria niechiralna. Aby odpowiedzieć na to pytanie wystarczy poznać pewną kombinację liniową wartości oczekiwanych kosinusów wzajemnych kątów pomiędzy trzema wektorami momentu pędu. Jeśli dublety chiralne są kombinacjami stanów niestacjonarnych  $|L\rangle$ ,  $|R\rangle$  o parametrach skrętności bliskich  $o = +1$  i  $o = -1$  to wartości oczekiwane kosinusów powinny być zbliżone do zera gdyż trzy wektory momentu pędu będą niemal wzajemnie prostopadłe. Kosinusy nie rozróżniają skrętności układu wobec czego omijają fundamentalne ograniczenie eksperymentalne polegające na niewykonalności pomiaru konkretnej skrętności w jakiej tymczasowo może znajdować się funkcja falowa stanu niestacjonarnego. Opisywane tu badania bezpośrednio polegają zatem na pomiarze pewnej kombinacji liniowej trzech wartości oczekiwanych iloczynów skalarnych  $j_R \cdot j_p$ ,  $j_p \cdot j_n$ ,  $j_n \cdot j_R$ , która rozróżnia czy trzy wektory momentu pędu rozpinają przestrzeń 3D (chiralność) czy tylko przestrzeń 2D (niechiralność). Okazało się, że wartość oczekiwaną takiej kombinacji iloczynów skalarnych można wyznaczyć poprzez pomiar czynnika żyromagnetycznego i związanego z nim dipolowego momentu magnetycznego w jądrze chiralnym.

W literaturze można znaleźć analizę teoretyczną dipolowego momentu magnetycznego jako wyniku sprzężenia dwóch momentów pędu [28] - co nazwałem *modelem dwuskładnikowym*. Chiralność jądrowa opiera się jednak na sprzężeniu trzech momentów pędu. W pierwszym kroku musiałem zatem wykonać

uogólnienie dwuskładnikowego modelu momentu magnetycznego do opisu sprzężenia trzech momentów pędu. Takie uogólnienie wykonałem już w roku 2008 i nazwałem *modelem trzyskładnikowym* dipolowego momentu magnetycznego. W eksperymentach spektroskopii jądrowej wykonuje się pomiar czynnika żyromagnetycznego  $g$  (ang.  $g$  – *factor*), który jest powiązany z dipolowym momentem magnetycznym. Wielkość  $g$  jest bezwymiarowa i wyraża liczbowo wartość momentu magnetycznego  $\mu$  danego poziomu wzbudzonego na jednostkę całkowitego momentu pędu  $J$  tego poziomu  $g = \frac{\mu}{J}$  gdzie  $\mu$  wyrażone jest w jednostce  $\mu_N$  zaś  $J$  w jednostce  $\hbar$ . W ramach uzyskanego przeze mnie modelu trzyskładnikowego czynnik żyromagnetyczny  $g$  opisuje następująca formuła, którą zawarłem w pracy [H9]

$$\begin{aligned}
g = & \frac{1}{2} \left[ (g_p + g_n + g_R) + \frac{\langle j_p^2 \rangle}{\langle J^2 \rangle} (g_p - g_n - g_R) \right. \\
& + \frac{\langle j_n^2 \rangle}{\langle J^2 \rangle} (g_n - g_p - g_R) + \frac{\langle j_R^2 \rangle}{\langle J^2 \rangle} (g_R - g_p - g_n) \left. \right] \\
& - \frac{1}{\langle J^2 \rangle} \left( g_p \langle \vec{j}_n \cdot \vec{j}_R \rangle + g_n \langle \vec{j}_p \cdot \vec{j}_R \rangle + g_R \langle \vec{j}_p \cdot \vec{j}_n \rangle \right), \tag{10}
\end{aligned}$$

gdzie  $g_p$ ,  $g_n$ ,  $g_R$  to odpowiednio czynniki żyromagnetyczne nieparzystego protonu, nieparzystego neutronu oraz parzysto-parzystego rdzenia, natomiast  $J$  to całkowity spin poziomu wzbudzonego, na który składają się momenty pędu  $j_p$ ,  $j_n$  i  $j_R$ . Warto zauważyć, że składnik w nawiasie kwadratowym nie zależy od wzajemnej orientacji wektorów momentu pędu  $\vec{j}_p$ ,  $\vec{j}_n$  i  $\vec{j}_R$ . Składnik ten dla uproszczenia można oznaczyć jako  $g^{chiral}$  co prowadzi do formuły

$$g = g_{chiral} - \frac{1}{\langle J^2 \rangle} \left( g_p \langle \vec{j}_n \cdot \vec{j}_R \rangle + g_n \langle \vec{j}_p \cdot \vec{j}_R \rangle + g_R \langle \vec{j}_p \cdot \vec{j}_n \rangle \right). \tag{11}$$

w której akcentuje się interpretację czynnika żyromagnetycznego  $g$ . Sednem tej formuły jest obecność kombinacji liniowej trzech wartości oczekiwanych iloczynów skalarnych wektorów momentu pędu. W przypadku idealnej geometrii chiralnej jądra, trzy wektory momentu pędu są do siebie wzajemnie prostopadłe i rozpinają przestrzeń trójwymiarową. W takim przypadku kombinacja liniowa trzech iloczynów skalarnych jest bliska zeru. Czynniki żyromagnetyczny jądra ma wówczas wartość oznaczoną jako  $g^{chiral}$ . Każde odstępstwo od wartości  $g^{chiral}$  oznacza, że trzy wektory momentu pędu nie są do siebie prostopadłe. Maksymalne odstępstwo pojawia się gdy trzy wektory momentu pędu znajdują się w jednej płaszczyźnie i zamiast przestrzeni trójwymiarowej 3D rozpinają tylko przestrzeń dwuwymiarową 2D.

W ten sposób uzyskaliśmy unikatowe narzędzie do weryfikacji czy jądro atomowe narusza symetrię chiralną (trzy wektory momentu pędu rozpinają przestrzeń 3D) czy też chiralność jądrowa nie występuje (trzy wektory momentu pędu rozpinają przestrzeń 2D). Ogromną zaletą pomiaru czynnika żyromagnetycznego jądra chiralnego jest to, że przewidywania teoretyczne oparte są o zbiór momentów magnetycznych  $g_R$ ,  $g_p$  i  $g_n$  rotora oraz nieparzystych nukleonów. Są to dane, które można oszacować z dobrą dokładnością z wykonanych wcześniej pomiarów w parzysto-parzystych i parzysto-nieparzystych jadrach sąsiednich.

W przypadku prostych jądrowych funkcji falowych czynnik żyromagnetyczny można obliczyć nawet analitycznie. Taką prostą funkcją falową jest pojedynczy schemat sprzężenia trzech wektorów momentu pędu - ang. *single-coupling scheme* - do całkowitego spinu poziomemu wzbudzonego  $J$ . Pojedynczy schemat sprzężenia oznacza, że najpierw dodajemy kwantowo dwa wektory momentu pędu np.  $j_p$  i  $j_n$  do pojedynczej konkretnej wartości  $j_{pn}$ . Następnie do wyniku  $j_{pn}$  dodajemy kwantowo trzeci wektor momentu pędu  $j_R$  aby utworzyć całkowity spin stanu wzbudzonego  $J$ . Stan reprezentujący taki sekwencyjny pojedynczy schemat sprzężenia można zapisać jako  $|(j_p j_n) j_{pn} j_R; JM\rangle$ . Jądrowy stan wzbudzony  $|JM\rangle$  może składać się z wielu różnych pojedynczych schematów sprzężenia gdyż istnieje wiele różnych orientacji trzech wektorów momentu pędu  $j_R$ ,  $j_p$  i  $j_n$  składających się na ten sam spin końcowy  $J$ . Pomimo tego, użycie pojedynczych schematów sprzężenia pozwoliło na klarowne wyjaśnienie dyskutowanego wcześniej paradoksu definicji chiralności jądrowej w kontekście kwantowej algebry momentu pędu. Według tej ostatniej moment pędu wyznaczają dwie liczby kwantowe  $|IM\rangle$  odpowiadające długości wektora momentu pędu i jego rzutowi na oś kwantyzacji. Reprezentacja poprzez te dwie wielkości wyklucza możliwość wyznaczenia trzech składowych kierunku wektora momentu pędu. W tym świetle dyskutowano zasadność zjawiska chiralności jądrowej jako problemu, w którym należy wyznaczyć wzajemne kierunki układu trzech takich wektorów. Wątpliwości zostały rozwiązane poprzez wykorzystanie pojedynczych schematów sprzężenia. Dla dowolnego pojedynczego schematu sprzężenia istnieją analityczne formuły na wszystkie trzy wartości oczekiwane iloczynów skalarnych  $\langle \vec{j}_n \cdot \vec{j}_R \rangle$ ,  $\langle \vec{j}_p \cdot \vec{j}_R \rangle$ ,  $\langle \vec{j}_p \cdot \vec{j}_n \rangle$ , które odpowiadają trzem wzajemnym kierunkom wektorów momentu pędu w jądrze chiralnym. Odpowiednie formuły nie zostały jeszcze opublikowane, dlatego w pełni zamieszczone zostały w appendiksie.

Model trzyskładnikowy pozwala na niemal natychmiastowe przewidywania półklasyczne czynnika żyromagnetycznego oczekiwanego w badanym stanie izomerycznym  $I=9^+$  jądra chiralnego  $^{128}\text{Cs}$ . Okazało się, że w przypadku geometrii niechiralnej, kiedy trzy wektory momentu pędu rozpinają tylko przestrzeń dwuwymiarową, oczekiwany czynnik żyromagnetyczny ma dwie graniczne wartości  $g = 0.4$  i  $g = 0.6$ . Dowolna inna konfiguracja kierunków trzech momentów pędu prowadzi do czynnika żyromagnetycznego zawartego w tych granicach. W szczególności dla idealniej geometrii chiralnej, gdzie trzy wektory momentu pędu rozpinają przestrzeń trójwymiarową i są wzajemnie prostopadłe, wartość czynnika żyromagnetycznego wynosi  $g = g^{chiral} = 0.5$ . Te półklasyczne przewidywania były wystarczające do przygotowania i zgłoszenia wniosku precyzyjnego pomiaru momentu magnetycznego izomerycznego stanu  $I=9^+$  izotopu  $^{128}\text{Cs}$  w IPN Orsay. Ostatecznie jednak należało sięgnąć po skomplikowane obliczenia modelowe, w których stan izomeryczny reprezentowany jest przez kompozycję wielu pojedynczych schematów sprzężenia. Modele jądrowe pozwalają na określenie współczynników tej kombinacji i kwantowe obliczenie oczekiwanego czynnika żyromagnetycznego. Znane ówczesne obliczenia modelowe, np. Core Particle Hole Coupling

(CPHC) [29] wskazywały na chiralną konfigurację trzech wektorów momentu pędu i przewidywały czynnik żyromagnetyczny  $g^{theory} \approx g^{chiral} = 0.5$ . Z takim nastawieniem przystąpiliśmy do przygotowania eksperymentu.

## 6 Eksperyment pomiaru czynnika żyromagnetycznego stanu izomerycznego $9^+$ izotopu $^{128}\text{Cs}$

Wykonany przez nas eksperyment jest historycznie pierwszym pomiarem czynnika żyromagnetycznego jądra w stanie wzbudzonym należącym do chiralnych pasm partnerskich. Okolicznością niesprzyjającą była niewielka różnica między czynnikiem żyromagnetycznym  $g = 0.5$  oczekiwanym w granicznym przypadku idealnej geometrii chiralnej jądra a czynnikiem żyromagnetycznym  $g = 0.4$  lub  $g = 0.6$  oczekiwanym w skrajnym przypadku geometrii niechiralnej. Wszystkie możliwe przypadki pośrednie oczekiwane były w zakresie  $0.4 \leq g \leq 0.6$ . Eksperyment należało zatem przygotować pod kątem maksymalnej precyzji co wymagało nawiązania dużej współpracy międzynarodowej. Główną część grupy eksperymentalnej stanowiły dwa zespoły fizyków z Wydziału Fizyki UW oraz ze Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów UW. Grupa ta była odpowiedzialna za kierowanie wykonaniem eksperymentu w tym dostarczenie dwóch detektorów HPGe do pomiaru wysokich energii kwantów gamma, tarczy wykonanej z izotopu  $^{122}\text{Sn}$ , dużej części potrzebnej elektroniki oraz dodatkowego systemu zbierania danych. Współpraca z zespołami uzupełniającymi objęła następujące zagadnienia:

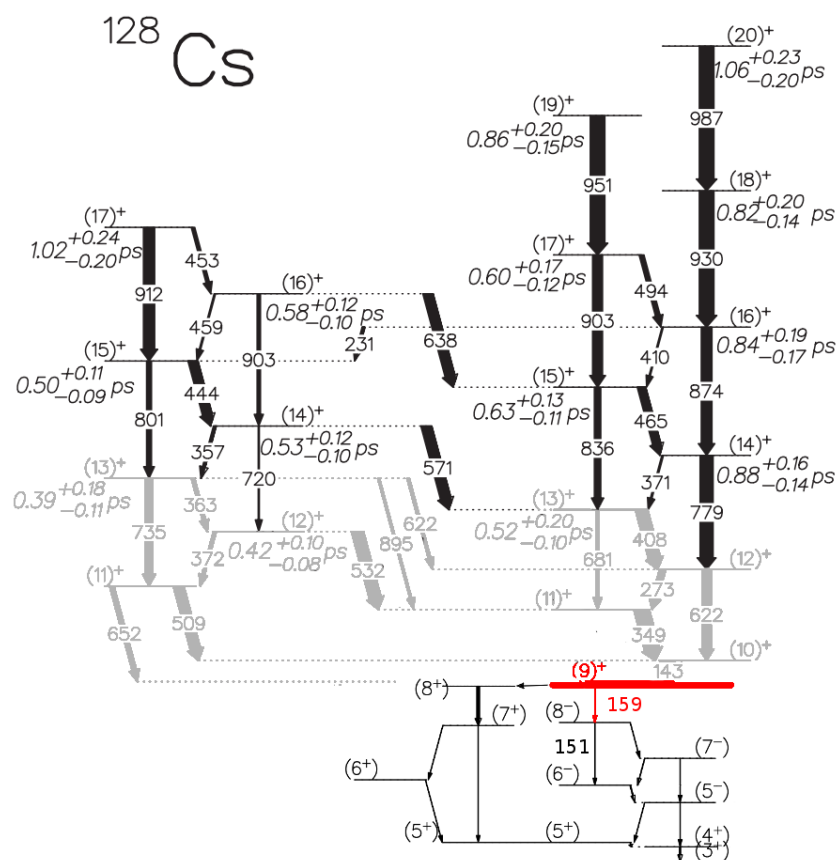
- konsultacje z grupą eksperymentalną, która po raz pierwszy wskazała na istnienie pasm partnerskich w  $^{128}\text{Cs}$  (USA, Kanada Japonia),
- przygotowanie specjalnej komory GAMPE do pomiaru czynnika żyromagnetycznego(Rumunia),
- przygotowanie specyficznych detektorów o nazwie LEPS do precyzyjnego pomiaru promieniowania gamma w zakresie niskich energii (Włochy),
- prowadzenie wiązki impulsowej dzięki wykorzystaniu akceleratora typu tandem (Francja),
- wykonanie obliczeń modelowych w ramach Particle-Rotor-Model (PRM) pod

kierownictwem J. Menga - jednego z dwóch odkrywców chiralności jądrowej [6] (Chiny).

Pomimo dużego wyzwania logistycznego, eksperyment został sprawnie przygotowany w czasie 10-ciu dni przed rozpoczęciem pracy akceleratora i naświetlania tarczy wiązką ciężkich jonów. Poziom  $9^+$  w jądrze  $^{128}\text{Cs}$  jest stanem wzbudzonym o najniższej energii w chiralnych pasmach partnerskich - rys. 14. Taki stan często określa się *podstawą pasm rotacyjnych*.

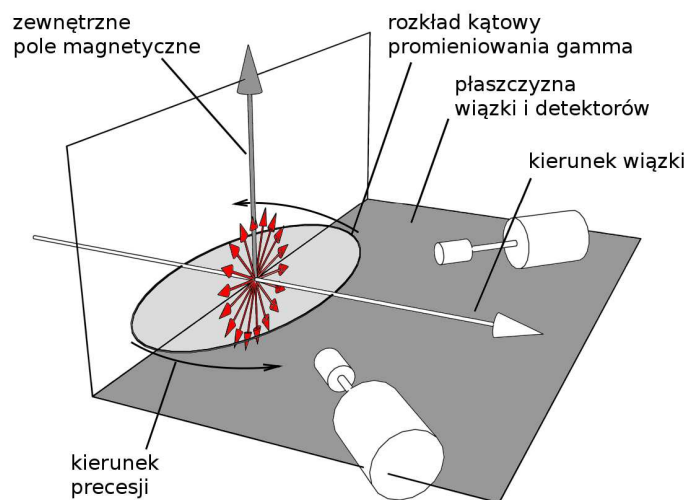
Podstawa pasm chiralnych w  $^{128}\text{Cs}$  jest stanem o długim czasie życia, gdyż przejście do niższych energii oznacza konieczność zmian w mikroskopowej strukturze jądra. W przypadku poziomu  $9^+$  jego czas połowicznego zaniku  $T_{1/2}=56$  ns i umożliwia zastosowanie bardzo precyzyjnej metody pomiaru czynnika żyromagnetycznego Time Dependent Perturbed Angular Distribution (TDPAD). W metodzie tej wykorzystuje się reakcję fuzji pocisku i jądra tarczy. Zgodnie z zasadą zachowania momentu pędu, każde jądro końcowe posiada spin, który jest niemal prostopadły do pierwotnego wektora pędu pocisku. Produkowane jądra wykazują uporządkowanie spinów w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku wiązki. Nieizotropowe uporządkowanie spinów produkowanych jader skutkuje nieizotropowym rozkładem emitowanego promieniowania gamma. W przypadku naszego eksperymentu izotop  $^{10}\text{B}$  był jądrem pocisku, natomiast izotop  $^{122}\text{Sn}$  stanowił materiał tarczy, której grubość  $22\text{ mg/cm}^2$  dobrano tak, aby zatrzymać wszystkie produkowane jądra  $^{128}\text{Cs}$  wewnątrz układu doświadczalnego. Tarcza umieszczona była w polu magnetycznym o natężeniu 2.2 T dzięki wykorzystaniu nabiegunników komory reakcyjnej GAMPE. Pole magnetyczne 0.6 T wytwarzane przez elektromagnes było skupione przez nabiegunniki w małym obszarze, w którym znajdowała się tarcza. Umożliwiło to niemal czterokrotne zwiększenie natężenia pola magnetycznego - do 2.2 T - w miejscu produkcji izotopu  $^{128}\text{Cs}$ . Oddziaływanie dipolowego momentu magnetycznego jądra z zewnętrznym polem magnetycznym prowadzi do precesji spinu wokół kierunku tego pola. Precesję spinu obserwuje się poprzez precesję nieizotropowego rozkładu promieniowania gamma - rys. 15. Częstość tej precesji pozwala określić wartość czynnika żyromagnetycznego stanu, z którego następuje emisja kwantów gamma. W metodzie tej konieczna jest struktura impulsowa wiązki. Impuls wiązki poprzez reakcje fuzji zasila badany stan wzbudzony, którego rozpad i związaną z tym precesję rozkładu promieniowania gamma obserwuje się w przerwie pomiędzy impulsami. W naszym eksperymencie impuls wiązki trwał 1ns a przerwa między impulsami wynosiła 400ns. To pozwoliło zaobserwować kilka okresów precesji rozkładu promieniowania gamma - rys. 16 - i bardzo precyzyjnie wyznaczyć czynnik żyromagnetyczny poziomu  $9^+$ .

Analizę eksperymentu zakończyłem w 2011 roku z precyzyjnym wynikiem szukanego czynnika żyromagnetycznego  $g = 0.59(1)$ . Taka wartość wywołała duże zaskoczenie z dwóch powodów. Po pierwsze



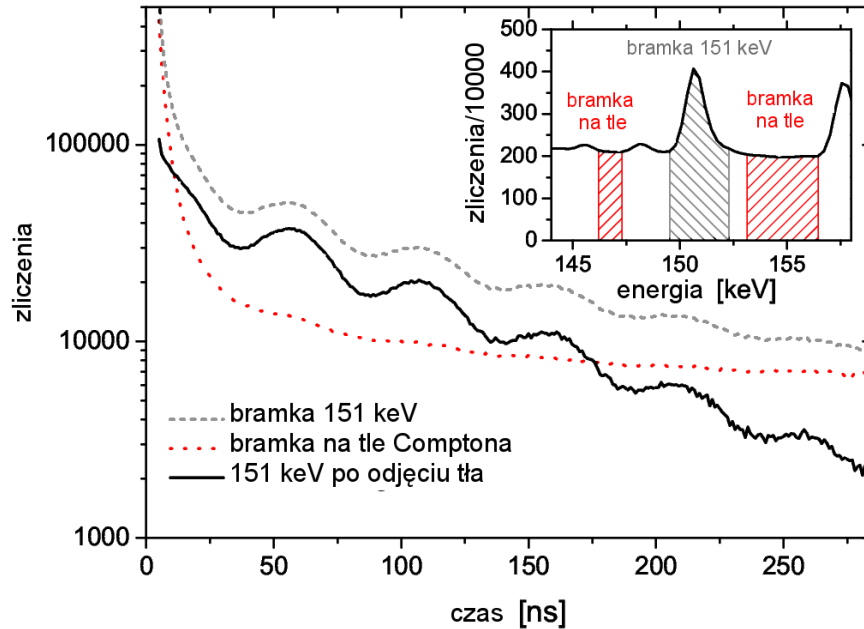
Rysunek 14: Fragment schematu poziomów wzbudzonych  $^{128}\text{Cs}$  zawierający chiralne pasma rotacyjne. Kolorem czerwonym oznaczono stan izomeryczny  $9^+$ , który jest podstawą pasm chiralnych. Kolorem czarnym powyżej poziomu izomerycznego oznaczono stany i przejścia elektromagnetyczne, które odpowiadają chiralnej interpretacji dwóch pasm rotacyjnych na podstawie wcześniejszych badań pośrednich. Kolorem szarym oznaczono fragment schematu poziomów, którego chiralny bądź niechiralny charakter nie został dotąd określony. Dolna część schematu poniżej podstawy pasm  $9^+$  zawiera poziomy wzbudzone wyznaczone z rozpadu stanu izomerycznego.

świadczyło to o niechiralnej geometrii jądra  $^{128}\text{Cs}$  w podstawie pasm partnerskich. Ta pierwsza bezpośrednia obserwacja geometrii układu trzech wektorów momentu pędu wyraźnie wskazywała na to, że wektory te rozpinają tylko przestrzeń dwuwymiarową. Po drugie, wynik ten był sprzeczny ze wszystkimi ówczesnymi obliczeniami modelowymi, które wskazywały na geometrię chiralną, gdzie trzy niemal prostopadłe



Rysunek 15: Metoda Time Dependent Angular Distribution pomiaru dipolowego momentu magnetycznego. Jądra wytwarzane w reakcji fuzji posiadają nieizotropowe uporządkowanie spinów - kolor czerwony. Uporządkowanie spinów w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku wiązki skutkuje nieizotropowym rozkładem emitowanego promieniowania gamma. Wektor przyłożonego pola magnetycznego ma kierunek prostopadły do kierunku wiązki - tutaj pionowy. Oddziaływanie dipolowego momentu magnetycznego jądra z zewnętrznym polem magnetycznym powoduje precesję uporządkowania spinu i tym samym precesję rozkładu promieniowania gamma. Precesję promieniowania gamma obserwuje się jako oscylację intensywności promieniowania rejestrowaną przez dwa detektory umieszczone w poziomej płaszczyźnie, która zawiera kierunek wiązki.

wektory momentu pędu rozpinają przestrzeń trójwymiarową i prowadzą do wartości  $g = g_{chiral} = 0.5$ . Rozbieżność obserwacji eksperymentalnej i obliczeń teoretycznych była po raz kolejny przyczyną opóźnienia publikacji wyników. W czasie kolejnych kilku lat powstały różne interpretacje tej różnicy. Jedną z nich była np. hipoteza o konieczności przejścia ze stanu kwantowego (uboga kompozycja pojedynczych schematów sprzężenia stanu jądrowego) do stanu klasycznego (paczka falowa o bogatym składzie pojedynczych schematów sprzężenia) aby móc osiągnąć niechiralną geometrię trzech wektorów momentu pędu. Te hipotezy nie okazały się prawdziwe i na szczęście nie zostały opublikowane. Intensywna współpraca z chińską grupą teoretyków przyniosła ostatecznie efekty w 2016 i 2017 roku. Do obliczeń wykorzystano nową, bardziej skomplikowaną wersję modelu PRM (ang. *Particle-Rotor-Model*), w którym nieparzyste nukleony mogą obsadzać różne stany wewnątrz tej samej powłoki jądrowej. Niektóre z takich konfiguracji obsadzeń odtwarzają eksperymentalnie obserwowany czynnik żyromagnetyczny  $g = 0.59(1)$  co otworzyło



Rysunek 16: Oscylacje intensywności promieniowania gamma emitowanego w wyniku przejścia 151 keV - kolor szary. Widmo czasowe promieniowania tła - kolor czerwony. Oscylacje promieniowania gamma przejścia 151 keV po odjęciu widma czasowego tła - kolor czarny.

drogę to publikacji wyników.

Zwieńczenie pierwszych bezpośrednich pomiarów chiralności jądrowej opublikowałem w pracy [H9] pt. *"First Measurement of the g Factor in the Chiral Band: The Case of the  $^{128}\text{Cs}$  Isomeric State"*

## 7 Wnioski z pierwszego bezpośredniego pomiaru chiralności jądrowej

W przeciwieństwie do badań pośrednich poprzez poszukiwanie chiralnych pasm partnerskich i pomiary prawdopodobieństw przejść gamma pomiędzy poziomami w tych pasmach, bezpośredni pomiar chiralności jądrowej stanu izomerycznego  $I^\pi = 9^+$  jądra  $^{128}\text{Cs}$  poprzez wyznaczenie czynnika żyromagnetycznego pozwala wyciągnąć kilka trudnych do zanegowania wniosków.



Kluczowym wnioskiem jest odrzucenie interpretacji dwuskładnikowej stanu  $9^+$ . Model dwuskładnikowy zakłada, że podstawa pasma rotacyjnego opiera się na najniższym możliwym stanie rotora, tzn.  $j_R = 0$ . Hipoteza dwuskładnikowa polega zatem na założeniu, że całkowity moment pędu  $I = 9$  najniższego stanu wzbudzonego pasma rotacyjnego nie powstaje poprzez sprzężenie trzech momentów pędu  $j_R$ ,  $j_p$  i  $j_n$  lecz poprzez sprzężenie tylko dwóch momentów pędu  $j_p$  i  $j_n$ . Analiza przedstawiona w pracy [H9] wyraźnie pokazuje, że odtworzenie wyniku eksperymentalnego  $g = 0.59(1)$  nie jest możliwe w ramach modelu dwuskładnikowego. Moment pędu rotora musi być około  $j_R = 4\hbar$  aby obliczenia teoretyczne odpowiadały wynikom eksperymentu. Moment pędu rotora w podstawie pasm chiralnych  $^{128}\text{Cs}$  jest zatem zbliżony do momentu pędu każdego z nieparzystych nukleonów  $j_p = j_n = \frac{11}{2}\hbar$ . Ten wynik wyprzedza nawet dzisiejsze prace teoretyczne, w których uznaje się  $j_R \approx 0\hbar$  w podstawie pasm chiralnych o czym świadczy np. fragment pracy [13]:

*”Further study for the angular momentum shows that the paradox is caused by the fact that the angular momentum of the rotor is much smaller than those of the proton and the neutron near the bandhead.”*

Kolejny istotny wniosek opiera się o wcześniejsze badania pośrednie chiralnych pasm partnerskich izotopu  $^{128}\text{Cs}$ . Charakterystyczne reguły wyboru przejść gamma, które odpowiadają chiralnej geometrii trzech wektorów momentu pędu zaobserwowano w stanach  $I \geq 13\hbar$  pasm partnerskich. Badania bezpośrednie poprzez pomiar dipolowego momentu magnetycznego ujawniły jednak, że podstawa pasm partnerskich  $I = 9\hbar$  ma charakter niechiralny. Obserwacje te wskazują na konieczność przejścia wraz ze wzrostem całkowitego spinu od geometrii niechiralnej do geometrii chiralnej trzech wektorów momentu pędu w jądrze  $^{128}\text{Cs}$ . Takie przejście zostało przewidziane już w 2004 roku w pracy [30] a częstość obrotu jądra, przy którym następuje zmiana geometrii nazwano chiralną częstością krytyczną. Pomimo istnienia przesłanek eksperymentalnych świadczących o istnieniu chiralnej częstości krytycznej, które opublikowałem w 2012 roku w pracy [H2], do dnia dzisiejszego zjawisko to nie zostało zaobserwowane. Obliczenia modelowe dotyczące wartości chiralnej częstości krytycznej są obecnie przedmiotem intensywnych prac teoretycznych [13].

Uzyskany wynik Świadczący o niechiralnym charakterze podstawy pasm partnerskich  $^{128}\text{Cs}$  jest szczególnie interesujący w świetle najnowszych osiągnięć w teorii chiralności jądrowej [14],[27]. W pracach tych pokazano, że wkład geometrii niechiralnej do funkcji falowej poziomów pasm partnerskich pozwala na głębsze zrozumienie zjawiska chiralności jądrowej. W artykułach [14],[27] opracowano nowe podstawy obliczeniowe, w których jako bazę stosuje się funkcje falowe stanów niestacjonarnych o określonym parametrze skrzywienia:

- chiralne  $|L\rangle$  i  $|R\rangle$  gdzie parametr skrzywienia  $o \neq 0$  a trzy wektory rozpinają przestrzeń trójwymiarową

- niechiralne  $|P\rangle$  gdzie trzy wektory momentu pędu rozpinają jedynie przestrzeń dwuwymiarową a parametr skrętności  $o = 0$ . Wymienione prace teoretyczne stanowią współczesny kontekst dla wyników przeprowadzonych eksperymentów. Pokazuje to, że prace doświadczalne wyprzedziły rozwój modeli chiralności jądrowej o kilka lat. Jest to po dziś dzień powodem opóźnień w procesie publikacji rezultatów.

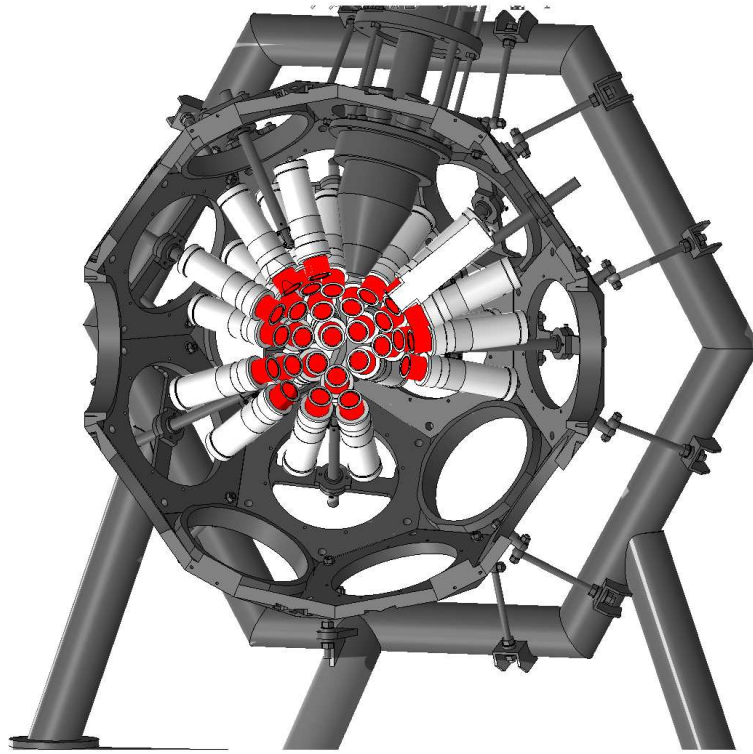
## 8 Podsumowanie i przyszłe perspektywy

Celem niniejszego autoreferatu jest zwięźle przedstawienie prowadzonych badań eksperymentalnych chiralności jądrowej w kontekście bieżącego postępu w teoretycznej analizie tego zjawiska. Badania te można podzielić na dwa etapy:

- badania pośrednie, w których obserwuje się skutki spontanicznego naruszenia symetrii chiralnej jak np. istnienie dwóch niemal zdegenerowanych pasm rotacyjnych oraz szczególne reguły wyboru przejść gamma pomiędzy poziomami wzbudzonymi tych pasm.

- badania bezpośrednie, w których celem jest wyznaczenie geometrii układu trzech wektorów momentu pędu. Opisane tu badania bezpośrednie dotyczą pierwszego na świecie pomiaru dipolowego momentu magnetycznego poziomu wzbudzonego należącego do partnerskich pasm chiralnych. Pomimo fundamentalnego braku możliwości wyznaczenia skrętności trzech wektorów momentu pędu udało się wykonać pomiar, który weryfikuje czy wektory te rozpinają przestrzeń trójwymiarową - przypadek chiralny, czy też tylko przestrzeń dwuwymiarową - przypadek niechiralny. Wynik eksperymentu świadczy o niechiralnej konfiguracji podstawy pasm partnerskich  $I = 9^+$  izotopu  $^{128}\text{Cs}$ . W kontekście wcześniejszych badań pośrednich, wynik ten sugeruje istnienie przewidzianej teoretycznie obrotowej częstości krytycznej, poniżej której konfiguracja trzech wektorów momentu pędu jest niechiralna. Tegoroczne (2018) obliczenia teoretyczne [13] oparte o skomplikowane modele jądrowe również wskazują na istnienie częstości krytycznej. Eksperymenty, których celem jest obserwacja chiralnej częstości krytycznej stanowią najbliższą perspektywę badań doświadczalnych w dziedzinie chiralności jądrowej. W tym celu należy zweryfikować naturę stanów wzbudzonych leżących bezpośrednio nad podstawą pasm partnerskich. W przypadku jądra  $^{128}\text{Cs}$  są to poziomy pasma rotacyjnego o spinach  $10^+$ ,  $11^+$  i  $12^+$ . Pierwsze pomiary poziomu  $10^+$  zostały już przeprowadzone z pomocą nowej nieopisanej tu techniki typu Fast-Timing [31] oraz układu EAGLE-EYE (pol. SOKOLE OKO) - rys. 17, który skonstruowałem w roku 2017 i 2018 we współpracy NCBJ (Polska), ŚLCJ (Polska), RHOSPHERE (Rumunia), FATIMA (UK, Francja, Niemcy), .

Planowany jest też powrót do techniki Recoil in Vacuum celem pomiaru dipolowych momentów magnetycznych nisko leżących stanów wzbudzonych pasm partnerskich w jądrze  $^{132}\text{La}$ .



Rysunek 17: Układ EAGLE-EYE zbudowany w 2017 roku. Jest to układ wielu detektorów LaBr służących do pomiarów typu Fast-Timing. Geometria kryształów LaBr oznaczona została kolorem czerwonym. Układ zawiera również 16 spektrometrów germanowych wraz z osłonami antykomptonowskimi do precyzyjnego pomiaru energii. Pierwszy eksperyment pomiaru czasów życia misko-leżących poziomów pasm chiralnych  $^{128}\text{Cs}$  wykonano w lutym 2018 roku z wykorzystaniem 24 detektorów LaBr otrzymanych w ramach współpracy z grupą FATIMA.

## 9 appendix - wartości oczekiwane iloczynów skalarnych par wektorów momentu pędu

Niniejszy dodatek zawiera formuły analityczne, które stosuje się dla prostych funkcji falowych, tzn. takich, które reprezentują pojedyncze schematy sprzężenia. Wzory te zostaną umieszczone w planowanej na 2019 rok publikacji i pozwalają na obliczenie wartości oczekiwanych iloczynów skalarnych par trzech wektorów momentu pędu.

$$\begin{aligned} \langle (j'_p j'_n) j'_{pn} j'_R; J' M' | \vec{j}_p \cdot \vec{j}_n | (j_p j_n) j_{pn} j_R; JM \rangle &= \delta_{J'J} \delta_{M'M} \delta_{j'_p j_p} \delta_{j'_n j_n} \delta_{j'_R j_R} \delta_{j'_{pn} j_{pn}} (-1)^{j_p + j_n + j_{pn}} \\ &\times \sqrt{j_p(j_p+1)(2j_p+1)j_n(j_n+1)(2j_n+1)} \begin{Bmatrix} j_p & j_n & j_{pn} \\ j_n & j_p & 1 \end{Bmatrix}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \langle (j'_p j'_n) j'_{pn} j'_R; J' M' | \vec{j}_p \cdot \vec{j}_R | (j_p j_n) j_{pn} j_R; JM \rangle &= \delta_{J'J} \delta_{M'M} \delta_{j'_p j_p} \delta_{j'_n j_n} \delta_{j'_R j_R} (-1)^{j_R + j_p + j_n + J + 1} \\ &\times \sqrt{(2j_{pn}+1)(2j'_{pn}+1)} \sqrt{j_p(j_p+1)(2j_p+1)} \sqrt{j_R(j_R+1)(2j_R+1)} \\ &\times \begin{Bmatrix} j_p & j_{pn} & j_n \\ j'_{pn} & j_p & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_{pn} & j_R & J \\ j_R & j'_{pn} & 1 \end{Bmatrix}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \langle (j'_p j'_n) j'_{pn} j'_R; J' M' | \vec{j}_n \cdot \vec{j}_R | (j_p j_n) j_{pn} j_R; JM \rangle &= \delta_{J'J} \delta_{M'M} \delta_{j'_p j_p} \delta_{j'_n j_n} \delta_{j'_R j_R} (-1)^{j_R + j_p + j_n + J + 1 + j_{pn} + j'_{pn}} \\ &\times \sqrt{(2j_{pn}+1)(2j'_{pn}+1)} \sqrt{j_n(j_n+1)(2j_n+1)} \sqrt{j_R(j_R+1)(2j_R+1)} \\ &\times \begin{Bmatrix} j_n & j_{pn} & j_p \\ j'_{pn} & j_n & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_{pn} & j_R & J \\ j_R & j'_{pn} & 1 \end{Bmatrix}. \end{aligned} \quad (14)$$

## Literatura

- [1] *Organic Chemistry* by Peter Vollhardt and Neil Schore, W.H. Freeman & Company (2014)
- [2] Mans H. Boelens, Harrie Boelens & Leo J. van Gemert, *Perfumer & Flavorist*, Vol.**18**, No. 6, 1-15 (1993)
- [3] J. Enrique Vazquez-Lozano, Alejandro Martinez, "Optical Chirality in Dispersive and Lossy Media", *Physical Review Letters* **121**, 043901 (2018)
- [4] Matt M. Coles, David L. Andrews, "Chirality and angular momentum in optical radiation", School of Chemistry, University of East Anglia, Norwich NR4 7TJ, United Kingdom
- [5] Barry R. Holstein, "Weak Interactions in Nuclei", Chapter "Guide to quark model", Princeton University Press (1989)
- [6] Frauendorf, *Meng Nuclear Physics* **A617**, 131-147 (1997)
- [7] K. Starosta, T. Koike, C.J. Chiara, D.B. Fossan, D.R. LaFosse, "Chirality in odd-odd triaxial nuclei", *Nuclear Physics* **A682**, 375-386 (2001)
- [8] Stefan Frauendorf "Spontaneous symmetry breaking in rotating nuclei", *Reviews of Modern Physics* **73**, 463 (2001)

- [9] Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2013, "*The BEH-Mechanism, Interactions with Short Range Forces and Scalar Particles*", Compiled by the Class for Physics of the Royal Swedish Academy of Sciences. The Royal Swedish Academy of Sciences (2013)
- [10] Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2008, "*Broken Symmetries*", compiled by the Class for Physics of the Royal Swedish Academy of Sciences, The Royal Swedish Academy of Sciences (2008)
- [11] T. Koike, K. Starosta, C.J. Chiara, D.B. Fossan, D.R. LaFosse "*Observation of chiral doublet bands in odd-odd  $N\tilde{A}73$  isotones*" Physical Review **C63**, 061304 (2001)
- [12] C.M. Petrache, G.B. Hagemann, I. Hamamoto, K. Starosta, "*Risk of Misinterpretation of Nearly Degenerate Pair Bands as Chiral Partners in Nuclei*", Physical Review Letters **96**, 112502 (2006)
- [13] Q.B. Chen, J. Meng, "*Reexamine the nuclear chiral geometry from the orientation of the angular momentum*", Physical Review **C98**, 031303 (2018)
- [14] Q.B. Chen, K. Starosta, T. Koike, "*Three-level mixing model for nuclear chiral rotation: Role of the planar component*", Physical Review **C97**, 041303 (2018)
- [15] F.Q. Chen, J. Meng, "*Understanding the chiral geometry with K-plot and azimuthal-plot*", Acta Physica Polonica **B11**, Vol 11, 117 (2018)
- [16] T. Koike, K. Starosta, I. Hamamoto, "*Chiral Bands, Dynamical Spontaneous Symmetry Breaking, and the Selection Rule for Electromagnetic Transitions in the Chiral Geometry*", Physical Review Letters **93**, Vol. 17, 172502 (2004)
- [17] A. Bohr, B.R. Mottelson "*Nuclear Structure*", Chapter 1-2 "*Nuclear Symmetry Properties associated with Space-Time Invariance*", W.A Benjamin Inc. (1969)
- [18] E. Grodner, Ch. Droste, T. Morek, J. Srebrny, A.A. Pasternak, A. Wasilewski, W. Plóciennik, E. Ruchowska, J. Kownacki "*Behaviour of  $B(E2)$  for the  $h_{11/2}$  band transitions in  $^{131}\text{La}$* ", Acta Physica Polonica **B34**, 2447 (2003)
- [19] E. Grodner, A.A. Pasternak, Ch. Droste, T. Morek, J. Srebrny, J. Kownacki, W. Plóciennik, A.A. Wasilewski, M. Kowalczyk, M. Kisieliński, R. Kaczarowski, E. Ruchowska, A. Kordyasz, M. Wolińska "*Lifetimes and side-feeding population of the yrast band levels in  $^{131}\text{La}$* ", European Physical Journal **A27**, 325-340 (2006)

- [20] K. Starosta, T. Koike, C.J. Chiara, D.B. Fossan, D.R. LaFosse, A.A. Hecht, C.W. Beausang, M.A. Caprio, J.R. Cooper, R. Krucken, J.R. Novak, N.V. Zamfir, K.E. Zyromski, D.J. Hartley, D.L. Balabanski, Jing-ye Zhang, S. Frauendorf, V.I. Dimitrov, "Chiral Doublet Structures in Odd-Odd  $N = 75$  Isotones: Chiral Vibrations" Physical Review Letters **86**, No. 6, 971 (2001)
- [21] E. Grodner, J. Srebrny, Ch. Droste, T. Morek, A. Pasternak, J. Kownacki "DSAM lifetime measurements in the yrast band of  $^{131}\text{La}$  and the chiral bands in  $^{132}\text{La}$ ", International Journal of Modern Physics **E13**, No.1, 243-246 (2004)
- [22] J. Srebrny, E. Grodner, T. Morek, I. Zalewska, Ch. Droste, J. Mierzejewski, A.A. Pasternak, J. Kownacki, J. Perkowski "Search for chirality in  $^{128}\text{Cs}$  and  $^{132}\text{La}$ ", Acta Physica Polonica **B36**, 1063 (2005)
- [23] E. Grodner, I. Zalewska, T. Morek, J. Srebrny, Ch. Droste, M. Kowalczyk, J. Mierzejewski, M. Sałata, A.A. Pasternak, J. Kownacki, M. Kisieliński, A. Kordyasz, P. Napiorkowski, M. Wolińska, S.G. Rohoziński, R. Kaczarowski, W. Płóciennik, E. Ruchowska, A. Wasilewski, J. Perkowski "Lifetime measurements in  $^{128}\text{Cs}$  and  $^{132}\text{La}$  as a test of chirality", International Journal of Modern Physics **E14**, No. 3, 347-352 (2005)
- [24] E. Grodner, J. Srebrny, A.A. Pasternak, I. Zalewska, T. Morek, Ch. Droste, J. Mierzejewski, M. Kowalczyk, J. Kownacki, M. Kisieliński, S. G. Rohoziński, T. Koike, K. Starosta, A. Kordyasz, P.J. Napiorkowski, M. Wolińska-Cichočka, E. Ruchowska, W. Płóciennik, J. Perkowski " $^{128}\text{Cs}$  as the Best Example Revealing Chiral Symmetry Breaking", Physical Review Letters **97**, 172501 (2006)
- [25] L. Próchniak, S.G. Rohoziński, Ch. Droste, K. Starosta, "A symmetry of the CPHC model of odd-odd nuclei and its consequences for properties of  $M1$  and  $E2$  transitions" Acta Physica Polonica **B42**, 465 (2011)
- [26] S.G. Rohoziński, L. Próchniak K. Starosta, Ch. Droste European Physical Journal **A47**, 90 (2011)
- [27] K. Starosta, T. Koike, "Nuclear chirality, a model and the data" Physica Scripta **92**, 093002 (2017)
- [28] P.J. Brussaard, P.M. Glaudemans, "Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy", (North-Holland, Amsterdam, (1977)
- [29] Ch. Droste, S.G. Rohoziński, K. Starosta, L. Próchniak, E. Grodner, "Chiral bands in odd-odd nuclei with rigid or soft cores", European Physical Journal **A42**, 79–89 (2009)
- [30] P. Olbratowski, J. Dobaczewski, J. Dudek, W. Płóciennik, "Critical Frequency in Nuclear Chiral Rotation" Physical Review Letters **93**, 052501 (2004)

[31] Układ EAGLE-EYE, <http://slcj.uw.edu.pl/pl/blog/2018/03/29/pierwszy-pomiar-ukladem-eagle-16-ge-ac-s-eye-24-labr3-na-wiazce-cyklotronu-u-200p/>

## 5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych.

Najważniejszym osiągnięciem, którego nie zawiera tematyka autoreferatu habilitacyjnego, są moje badania fundamentalnego naruszenia symetrii SU4 w kolektywnych stanach jądrowych o  $N=Z$ . W jądrach takich istnieje możliwość powstania stanów kolektywnych opisanych przez cztery rodzaje bozonów. Bozony te są uogólnieniem klasycznej symetrii SU4 znanej jako multiplety Wignera. Istnienie kolektywnych bozonów może objawiać się poprzez superdozwolone przejścia Gamowa-Tellera. Wykonałem nowatorską analizę tego zjawiska, którą zwieńczyłem publikacją pracy:

**E.Grodner**, A.Gadea, P.Sarriguren, S.M.Lenzi, J.Grebosz, J.J.Valiente-Dobon, A.Algora, M.Gorska, P.H.Regan, D.Rudolph, G.de Angelis, J.Agramunt, N.Alkhomashi, L.Amon Susam, D.Bazzacco, J.Benlliure, G.Benzoni, P.Boutachkov, A.Bracco, L.Caceres, R.B.Cakirli, F.C.L.Crespi, C.Domingo-Pardo, M.Doncel, Zs.Dombradi, P.Doornenbal, E.Farnea, E.Ganioglu, W.Gelletly, J.Gerl, A.Gottardo, T.Huyuk, N.Kurz, S.Leoni, D.Mengoni, F.Molina, A.I.Morales, R.Orlandi, Y.Oktem, R.D.Page, D.Perez, S.Pietri, Zs.Podolyak, A.Poves, B.Quintana, S.Rinta-Antila, B.Rubio, B.S.Nara Singh, A.N.Steer, S.Verma, R.Wadsworth, O.Wieland, H.J.Wollersheim

*"Hindered Gamow-Teller Decay to the Odd-Odd  $N=Z$   $^{62}\text{Ga}$ : Absence of Proton-Neutron  $T=0$  Condensate in  $A=62$ "*

**Physical Review Letters 113, 092501 (2014)**



ERNEST GRODNER