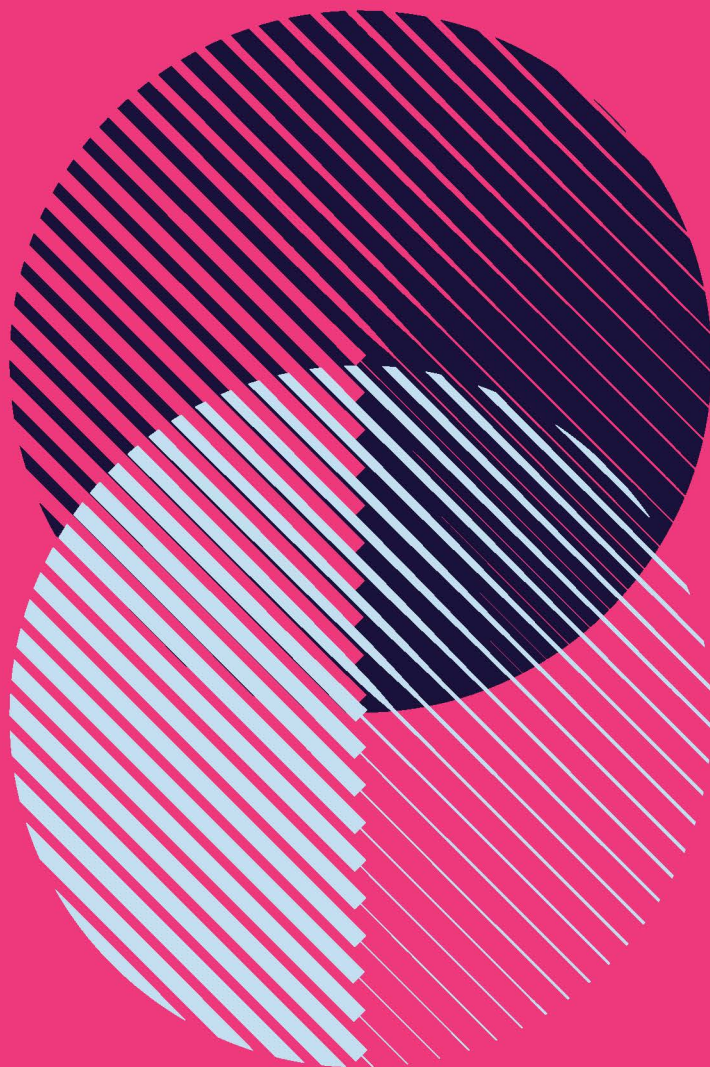


Jarosław Perkowski

**Badanie stanów izomerycznych
 $I^\pi = K^\pi = 8^-$ w jądrach trójosiowych
metodami spektroskopii elektronów
konwersji wewnętrznej i promieniowania γ**



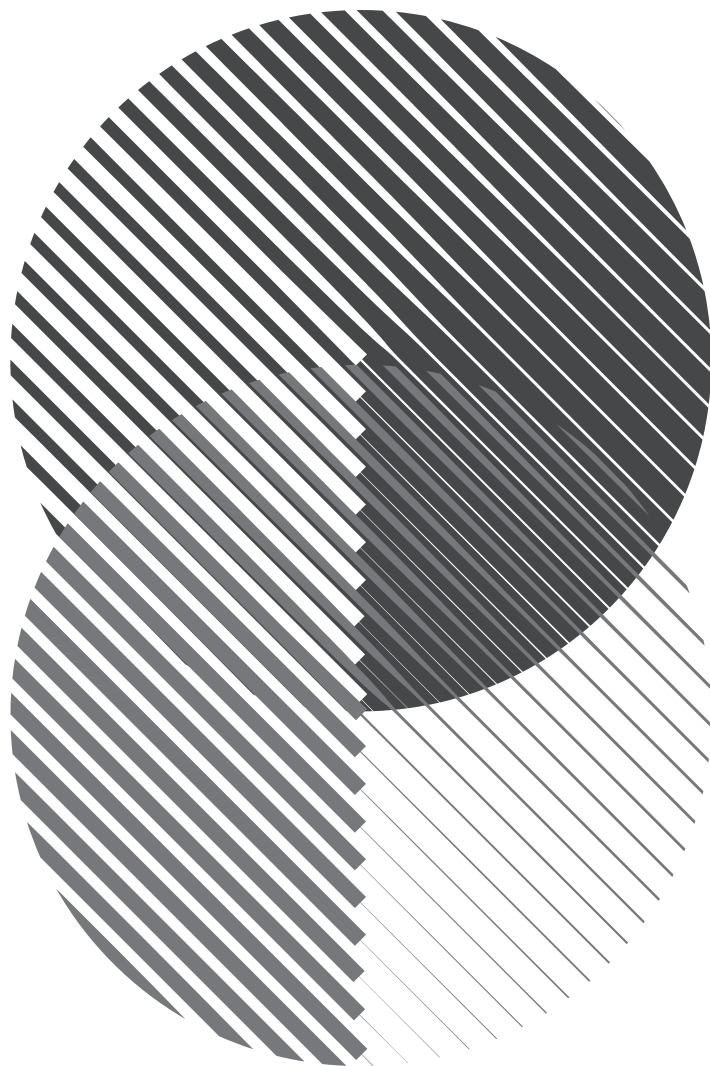
**Badanie stanów izomerycznych
 $I^\pi = K^\pi = 8^-$ w jądrach trójosiowych
metodami spektroskopii elektronów
konwersji wewnętrznej i promieniowania γ**



WYDAWNICTWO
UNIWERSYTETU
ŁÓDZKIEGO

Jarosław Perkowski

**Badanie stanów izomerycznych
 $I^\pi = K^\pi = 8^-$ w jądrach trójosiowych
metodami spektroskopii elektronów
konwersji wewnętrznej i promieniowania γ**



W WYDAWNICTWO
UNIWERSYTETU
ŁÓDZKIEGO

Łódź 2017

Jarosław Perkowski – Uniwersytet Łódzki, Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
Katedra Fizyki Jądrowej i Bezpieczeństwa Radiacyjnego, 90-236 Łódź, ul. Pomorska 149/153

RECENZENT

Jan Kownacki

REDAKTOR INICJUJĄCY

Beata Koźniewska

SKŁAD I ŁAMANIE

Jarosław Perkowski

KOREKTA TECHNICZNA

Leonora Wojciechowska

PROJEKT OKŁADKI

Katarzyna Turkowska

Zdjęcie wykorzystane na okładce: © Depositphotos.com/Vanzyst

Wydrukowano z gotowych materiałów dostarczonych do Wydawnictwa UŁ

© Copyright by Jarosław Perkowski, Łódź 2017

© Copyright for this edition by Uniwersytet Łódzki, Łódź 2017

Wydane przez Wydawnictwo Uniwersytetu Łódzkiego

Wydanie I. W.08050.17.0.M

Ark. druk. 10,625

ISBN 978-83-8088-678-0

e-ISBN 978-83-8088-679-7

Wydawnictwo Uniwersytetu Łódzkiego

90-131 Łódź, ul. Lindleya 8

www.wydawnictwo.uni.lodz.pl

e-mail: ksiegarnia@uni.lodz.pl

tel. (42) 665 58 63

Spis treści

Podziękowania	7
Wstęp	9
Rozdział 1. Spektroskopia elektronów konwersji wewnętrznej	15
1.1 Zjawisko konwersji wewnętrznej	15
1.2 Spektrometria elektronów konwersji wewnętrznej	20
1.3 Przegląd spektrometrów	26
1.4 Spektrometry skonstruowane w Uniwersytecie Łódzkim	34
1.4.1 Spektrometr wykorzystywany w latach 2005–2012	34
1.4.2 ULESE	46
Rozdział 2. Badanie izomerów K w jądrach o $N = 74$ i $N = 106$	61
2.1 Metodologia	61
2.2 ^{130}Ba	66
2.3 ^{132}Ce	78
2.4 ^{134}Nd	87
2.5 ^{184}Pt	93
2.6 Podsumowanie rezultatów eksperymentów	109
Rozdział 3. Interpretacja teoretyczna wyników eksperymentalnych	115
3.1 Rola oddziaływania Coriolisa w rozpadzie izomerów K	115
3.2 Wpływ trójosiowości jąder atomowych na rozpad izomerów K	124
3.3 Porównanie wyników eksperymentalnych z przewidywaniami modeli teoretycznych	131
Rozdział 4. Wnioski	143
Bibliografia	147
Aneks	151
O Autorze	169

Podziękowania

Serdecznie dziękuję Panu Profesorowi Józefowi Andrzejewskiemu z Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Łódzkiego za wieloletnią opiekę naukową, ogromną życzliwość i wszechstronną pomoc.

Szczególne podziękowania składam Panu Profesorowi Chrystianowi Droste z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego za wnikliwą recenzję uzyskanych przeze mnie wyników badań dotyczących izomerów K i nieocenioną pomoc w tworzeniu publikacji i napisaniu tej monografii.

Serdecznie dziękuję dr. Julianowi Srebrnemu ze Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów Uniwersytetu Warszawskiego (ŚLCJ UW) za twórczą inspirację do działania, entuzjazm i przekazaną wiedzę.

Chciałbym również podziękować dr. hab. Leszkowi Próchniakowi z ŚLCJ UW za wykonanie obliczeń teoretycznych w ramach modelu HFB oraz pomoc w formułowaniu wniosków płynących z porównania danych eksperymentalnych z przewidywaniami teoretycznymi.

Serdecznie dziękuję również Panu Profesorowi Janowi Kownackiemu z ŚLCJ UW za niezwykle życzliwość i przekazaną wiedzę dotyczącą stosowanych metod w spektroskopii gamma.

Chciałbym również podziękować osobom wchodzącym w skład konsorcjum „EAGLE” za wszechstronną pomoc w przygotowaniu eksperymentów i ich realizację.

Również bardzo dziękuję Dyrekcji ŚLCJ UW, jak i operatorom cyklotronu za stworzenie bardzo dobrych warunków dla wykonywania eksperymentów.

Przedstawione w pracy badania izomerów K były finansowane z projektu Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego nr N N202 181638 pt. „Badanie wpływu trójosiowości jąder atomowych na rozpad izomerów $K^\pi = 8^-$

Podziękowania

w nuklidach o liczbie neutronów $N=74$ metodą wyznaczania współczynników konwersji wewnętrznej” oraz projektu NCN w ramach konkursu OPUS 2 nr 2011/03/B/ST2/02660 pt. „Badanie K -izomerów za pomocą spektrometru elektronów”.

Wstęp

Występowanie stanów izomerycznych w jądrach atomowych jest dosyć powszechnym zjawiskiem. Zidentyfikowano 2469 wzbudzonych stanów izomerycznych o półokresie rozpadu powyżej 10 ns [1]. Powstanie stanów metastabilnych może być wynikiem zmiany kształtu jądra pomiędzy stanem wzbudzonym a podstawowym, lub też dużej różnicy spinów między tymi stanami (np. o 8 jednostek \hbar w ^{180}Te), lub też zmiany orientacji przestrzennej wektora całkowitego momentu pędu jądra. Rzut całkowitego momentu pędu jądra na jego oś symetrii jest zwyczajowo oznaczany dużą literą „ K ”, w związku z czym ten ostatni rodzaj stanów metastabilnych jest określany mianem izomerów K . Liczba kwantowa K określa właśnie rzut całkowitego momentu pędu jądra na tą oś [2]. Ten typ izomerów można znaleźć w jądrach zdeformowanych o kształcie piłki do rugby (z ang. *prolate*) charakteryzującymi się strukturą daleką od zamkniętych powłok neutronowych lub protonowych. Mechanizm rozpadu tych stanów izomerycznych mimo wielu lat badań nadal nie jest jasny [2–5]. Jeśli liczba kwantowa K jest dobrą liczbą kwantową powinna ona być zachowana podczas deekscytacji wzbudzonych stanów jądrowych zgodnie z regułą określoną równaniem 1 [3].

$$\lambda \geq \Delta K = |K_i - K_f| \quad (1)$$

gdzie: λ jest multipolowością przejścia, pochodzącego z rozpadu stanu izomerycznego, natomiast K_i i K_f są to liczby kwantowe K określające stan początkowy i końcowy jądra.

Jednakże proces deekscytacji jest obserwowany dla takich przejść, więc są one nie tyle wzbronione, co silnie tłumione, co jest uwidocznione poprzez wydłużenie czasów życia tych stanów wzbudzonych. Powodem takiej sytuacji jest fakt, że liczba K nie jest „dobrą” liczbą kwantową i funkcje falowe opisujące wzbudzone stany jądrowe oprócz wartości nominalnych zawierają

również domieszki o innych wartościach tej liczby [2,3]. W związku z powyższym prawdopodobieństwo deekscytacji danego poziomu może być opisane przez części funkcji falowych o takich wartościach liczby K , dla których powyższe równanie 1 jest spełnione.

W celu określenia ilościowego jak bardzo dane przejście radiacyjne jest wzbronione wprowadza się stopień wzbronienia ν zdefiniowany następująco [4,5]:

$$\nu = \Delta K - \lambda \quad (2)$$

Wprowadza się również współczynnik wzbronienia F , który pokazuje w jakim stopniu przejście jest spowolnione w porównaniu z przewidywaniami opartymi na modelu jedno-cząstkowym jądra atomowego, a wyrażonymi przez wzory Weisskopfa [5,6]:

$$F = \frac{T_{1/2}^p}{T_{1/2}^w} \quad (3)$$

gdzie: $T_{1/2}^p$ jest parcjalnym półokresem życia dla danego przejścia, natomiast $T_{1/2}^w$ jest wartością obliczoną na podstawie wzorów Weisskopfa. W celu lepszego porównania otrzymywanych wartości dla różnych jąder atomowych wprowadza się zredukowany współczynnik wzbronienia f_ν zdefiniowany następująco [4,5]:

$$f_\nu = F^{1/\nu} \quad (4)$$

Za powstanie domieszek o różnym K w funkcji falowej danego stanu może odpowiadać oddziaływanie Coriolisa pomiędzy nukleonami tworzącymi dany stan wzbudzony a rotującym rdzeniem. Jednakże również trójosiowość oznaczona parametrem γ opisująca nie osiową deformację jądra [2,3] może być odpowiedzialna za powstanie tych domieszek. Wartość parametrów $\beta \neq 0$ $\gamma = 0^\circ$ odpowiada sytuacji, gdy dane jądro jest osiowo zdeformowane, natomiast im większa jest jego wartość (aż do 30°) tym większe odstępstwo od symetrii osiowej i przejście do kształtu nieregularnego [6,7]. Typowym przykładem izomeru K jest stan w jądrze ^{180}Hf , gdzie występuje stan izomeryczny o czasie połowicznego rozpadu 5.5 godziny i energii 1.1 MeV [8]. Ten stan jest opisany poprzez $I^\pi = K^\pi = 8^-$, a rozpada się między innymi do stanu o $K = 0$ i spinie 8^+ poprzez emisję kwantu γ o energii 58 keV i multipolowości przejścia E1 ($\lambda = 1$). Oznaczenie $K^\pi = 8^-$ określa, że

wartość dominującej składowej liczby K wynosi 8. Przejście to jawnie łamie regułę podaną w równaniu 1.

Celem prezentowanych w tej pracy badań było poznanie własności stanu izomeryczny $I^\pi = K^\pi = 8^-$ występujący w jądrach atomowych o liczbie neutronów odpowiednio 74, 106 i 150, co odpowiada liczbie masowej około $A=130$, $A=180$ i $A=250$. Ten izomer K występuje w jądrach zdeformowanych typu „prolate” i jest interpretowany w oparciu o zdeformowany model powłokowy (model Nilssona) jako stan dwucząstkowy (neutronowy) o następującej konfiguracji dla [4, 5]:

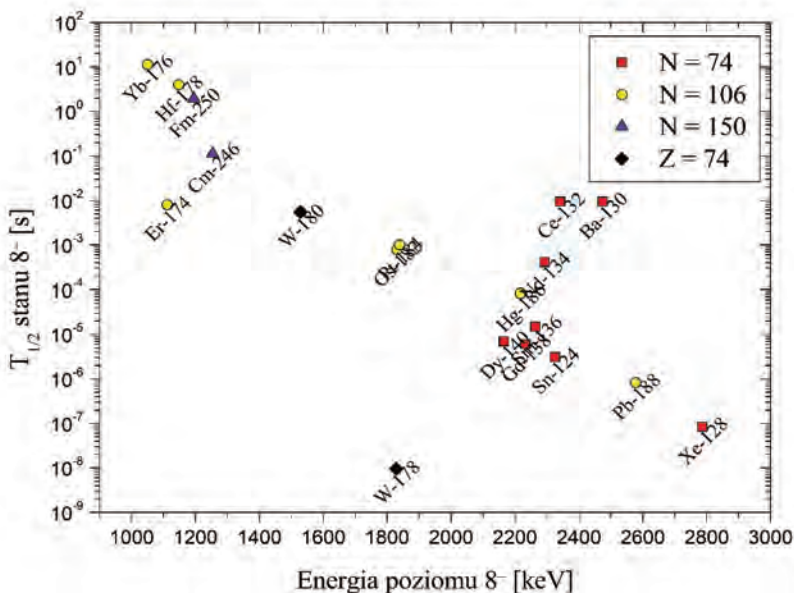
$$\begin{array}{ll} \nu 7/2[404] \otimes \nu 9/2[514] & \text{dla } N = 74 \\ \nu 7/2[514] \otimes \nu 9/2[624] & \text{dla } N = 106 \\ \nu 7/2[624] \otimes \nu 9/2[734] & \text{dla } N = 150 \end{array}$$

W ramach modelu powłokowego we wszystkich przypadkach mamy do czynienia z jądrami charakteryzującymi się 24 neutronami poza zamkniętą powłoką. Stan izomeryczny o podobnej strukturze powłokowej, ale interpretowany jako stan dwuprotonowy można znaleźć w izotopach wolframu, dla którego liczba atomowa wynosi $Z=74$ [9]. Półokresy życia tych stanów izomerycznych wahają się od kilkunastu sekund do pojedynczych ns [8]. Wykres obrazujący półokres rozpadu stanów $I^\pi = K^\pi = 8^-$ w funkcji energii wzbudzenia tych stanów jest przedstawiony na rysunku 1.

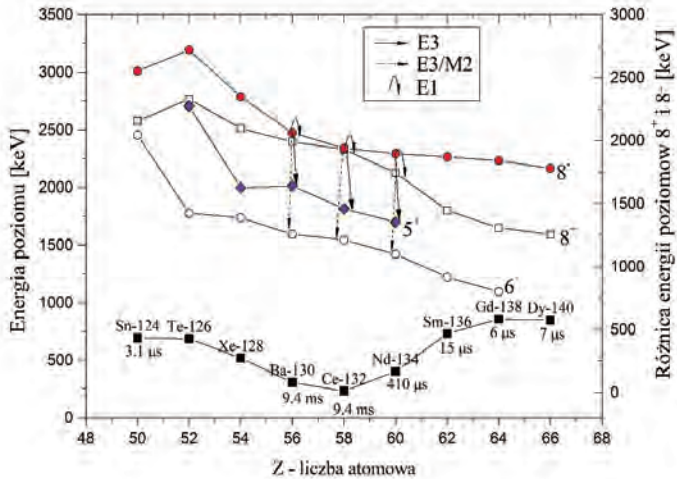
We wszystkich przypadkach stany $I^\pi = K^\pi = 8^-$ rozpadają się między innymi poprzez przejścia elektromagnetyczne rodzaju E1 łączące je ze stanami 8^+ z pasma stanu podstawowego o $K = 0$. W tych przypadkach stopień wzbronienia ν obliczony według wzoru 2 wynosi 7. Oprócz przejść E1 obserwuje się również przejścia o wyższej multipolowości nie tylko do tego pasma rotacyjnego, ale również do pasma quasi-gamma. Możliwe drogi rozpadu badanego stanu izomerycznego $I^\pi = K^\pi = 8^-$ są pokazane odpowiednio dla jąder o liczbie neutronów 74 i 106 na rysunku 2 i 3. W obu przypadkach można zaobserwować zależność pomiędzy różnicą energii stanów 8^- i 8^+ a półokresem życia stanu izomerycznego. W celu scharakteryzowania własności danego izomeru K niezbędna jest pełna informacja o wszystkich możliwych drogach rozpadu. W tym celu istnieje potrzeba poznania multipolowości przejść elektromagnetycznych rozładowujących ten stan izomeryczny.

Badanie stanów izomerycznych $I^\pi = K^\pi = 8^- \dots$

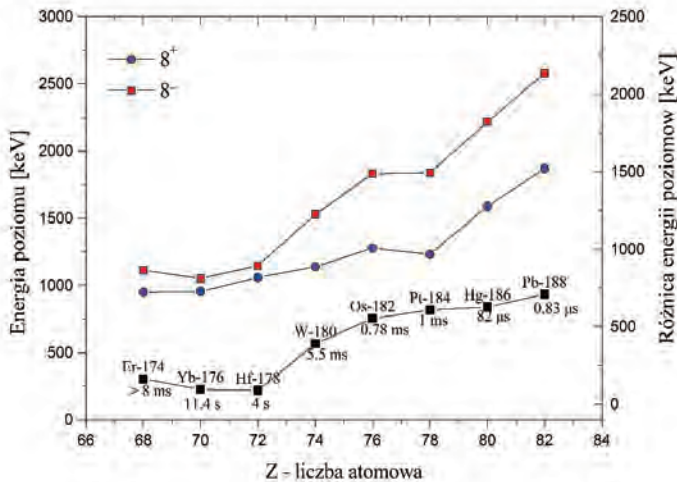
Celem badań podjętych przez autora pracy była chęć poznania mechanizmów odpowiedzialnych za rozpad izomerów K , a w szczególności roli jaką odgrywa w nich trójosiowość. W celu poznania wpływu odstępstwa kształtu jądra od symetrii osiowej podjęto badania rozpadu stanu izomerycznego $I^\pi = K^\pi = 8^-$ występującego w jądrach atomowych o liczbie neutronów $N = 74$: ^{130}Ba , ^{132}Ce , ^{134}Nd oraz o $N = 106$ w ^{184}Pt . Wszystkie te jądra charakteryzują się deformacją typu *prolate* i wartością parametru $\gamma = 20 \div 25^\circ$. Badania wykonano za pomocą połączonej spektrometrii elektronów konwersji wewnętrznej i kwantów γ . Zastosowanie jednocześnie obu tych spektrometrii pozwoliło na wyznaczenie multipolowości przejść radiacyjnych rozładowujących izomer K , a co za tym idzie obliczenie parcjalnych czasów życia, współczynników wzbronienia F i ich zredukowanych wartości f_ν .



Rysunek 1. Półokresy życia izomerów K o $K = 8$ w funkcji energii wzbudzenia występującej w jądrach atomowych o liczbie neutronów: 74, 106 i 150 oraz dla izotopów wolframu ($Z=74$) [8]. Źródło: oprac. własne.



Rysunek 2. Energie poziomów 8^- , 8^+ , 6^+ i 5^+ w jądrach o $N = 74$, gdzie występuje stan izomeryczny $I^\pi = K^\pi = 8^-$ (lewa skala) oraz różnica energii stanów 8^- i 8^+ jest przedstawiona w postaci czarnych kwadratów wraz półokresami rozpadu [8] (prawa skala). Źródło: oprac. własne.



Rysunek 3. Energie poziomów 8^- , 8^+ (lewa skala) oraz ich różnica oznaczona podobnie jak poprzednio za pomocą czarnych kwadratów (prawa skala) w jądrach o liczbie neutronów 106, gdzie występuje stan izomeryczny $I^\pi = K^\pi = 8^-$ [8]. Źródło: oprac. własne.

Charakterystyka spektroskopii elektronów konwersji wewnętrznej oraz opis wykorzystanych w pomiarach spektrometrów został przedstawiony w Rozdziale 1. Rozdział 2 prezentuje wyniki doświadczalne. Ostatnia część pracy jest próbą interpretacji teoretycznej otrzymanych wyników wykorzystując model jądra atomowego Davydova-Filipova [10], który to pozwala ocenić rolę trójosiowości jądra w rozpadzie izomerów K . Określony został również wpływ konkurencyjnego mechanizmu w postaci oddziaływania Coriolisa. Aneks zawiera kody programów napisanych przez autora pracy w języku „C++” użytych do analizy danych eksperymentalnych i opracowań teoretycznych.

Rozdział 1

Spektroskopia elektronów konwersji wewnętrznej

1.1 Zjawisko konwersji wewnętrznej

W wyniku reakcji lub rozpadów jądrowych jądra atomowe są w stanie wzbudzenia energetycznego. Możliwymi drogami deekscytacji takiego jądra jest emisja fotonów, elektronów lub też jego fragmentacja. Jednakże w przypadku deekscytacji jąder, kiedy ich energia jest poniżej progu emisji nukleonów, dominującym procesem jest emisja kwantów γ . Procesem konkurencyjnym do takiego zjawiska jest proces emisji elektronów konwersji wewnętrznej. W tym drugim procesie jądro przekazuje swoją energię wzbudzenia elektronom z najbliższych powłok atomowych. Ze względu na energię wiązania elektronów w jądrze, energia elektronów jest mniejsza o tą wartość dla powłoki K, L, itp. Z tego też względu jednej energii przejścia gamma towarzyszy kilka monoenergetycznych linii elektronów pochodzących z powłoki K, L... itp. Energia elektronów konwersji wewnętrznej wyraża się następującym równaniem [7]:

$$E_{\text{elektronu}} = E_{\text{wzbudzenia}} - E_{\text{wizania}} - E_{\text{odrzutu}} \quad (1.1)$$

gdzie: E_{odrzutu} jest energią odrzutu jądra.

Ze względu na wzajemny stosunek masy jądra i elektronu w większości przypadków tą energię można pominąć w obliczeniach.

Ponieważ energia wzbudzenia jądra jest bezpośrednio przekazywana elektronowi z powłoki atomowej, jest obserwowana zależność prawdopodobień-