

ЗБУДЖЕННЯ МЕТАСТАБІЛЬНИХ СТАНІВ ЯДЕР ПРИ НЕПРУЖНЬОМУ РОЗСІЮВАННІ ГАММА- КВАНТІВ

В.М.Мазур

Інститут електронної фізики НАН України, 88016, м. Ужгород, вул. Університетська, 21

Зроблено огляд експериментальних робіт по вивченню перерізів збудження ізомерних станів в реакціях (γ, γ') для широкого кола ядер в області 4-20 MeV. Проведено аналіз особливостей поведінки ізомерних відношень в районі порогів (γ, n) реакцій.

Вступ

Процеси розсіювання гамма-квантів ядрами зв'язані з визначальними проблемами ядерної фізики: структурою ядра і механізмами його збудження. Розсіювання фотонів атомними ядрами є універсальним процесом, що проходить на всіх ядрах при будь-яких енергіях. Воно проходить із зміною (непружне) і без зміни енергії (пружне). Ізмерні стани збуджуються в neprужних процесах. neprужне розсіювання гамма-квантів описується в два етапи. Перший - це поглинання фотона ядром, другий - розпад збуджених ядерних станів на більш низькі рівні ядра - мішені.

В області енергій збудження, коли ширина рівнів Γ набагато менша густини рівнів (тобто $\Gamma > D$) відбувається резонансне поглинання гамма-квантів на ці рівні і переріз цього процесу описується формулою Брейта-Вігнера [1]:

$$\sigma_a(E_\gamma) = \frac{2J_a + 1}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\lambda^2}{8\pi} \cdot \frac{\Gamma \cdot \Gamma_0}{(E - E_c)^2 + \Gamma^2/4} \quad (1)$$

Тут E_a , J_a - енергія і спін рівня, що збуджується, J_0 - спін основного рівня, Γ_0 - радіаційна ширина переходу із збудженого рівня на основний стан, $\Gamma = \sum \Gamma_i$ - повна радіаційна ширина, що дорівнює сумі всіх парціальних ширин і залежить від властивостей всіх станів, що лежать між збудженим рівнем і основним,

λ - довжина хвилі, що відповідає енергії в області резонансного стану.

В районі рівнів, що перекриваються ($\Gamma > D$), тобто в області неперервного спектру при поглинанні гамма-квантів відбувається збудження станів гігантського дипольного резонансу (ГР), при цьому переріз фотопоглинання описується кривою Лоренца:

$$\sigma_a(E_\gamma) = \sum_{i=1}^2 \sigma_i \frac{E^2 \Gamma_i^2}{(E^2 - E_i^2)^2 + \Gamma_i^2 E^2}, \quad (2)$$

де σ_i - переріз фотопоглинання в максимумі; E_i - енергія резонансу, Γ_i - ширина ГР.

Другий етап процесу neprужного розсіювання - це розпад утвореного збудженого стану шляхом випромінювання гамма-квантів. Якщо збуджений стан знаходиться достатньо високо, тоді зняття збудження відбувається каскадом радіаційних переходів, в процесі якого і можуть бути заселені ізмерні стани.

В області вище порогів фотонуклонних реакцій канал розсіювання гамма-квантів конкурує з емісією нуклонів. Переріз розсіювання гамма-квантів визначається відношенням $\Gamma_{\text{rad}} / \Gamma_{\text{tot}}$, де Γ_{rad} - повна радіаційна ширина, Γ_{tot} - повна ширина, що включає як нуклонний так і радіаційний канал.

В останній час проводилась активна дослідницька робота присвячена методичним вимірам диференціальних, інтегральних перерізів реакцій $(\gamma, \gamma')^m$ в області 4-15 MeV, тобто в області порогів фотонуклонних реакцій. Таке проявлення експериментальної активності в цьому районі зрозуміле, оскільки переріз поглинання вичерпується тут каналом розсіювання (пружним, непружним), що дозволяє достатньо точно визначити ізомерні відношення перерізів $R = \sigma_m / \sigma_a$, де σ_m - переріз збудження ізомерного рівня, σ_a - переріз фотопоглинання. А з другого боку енергія збудження достатньо висока, щоб для опису ізомерних відношень використати основу на статистичній теорії каскадно-випарювальну модель [2-5]. Оскільки при вивченні розсіювання гамма-квантів нема невизначеності з описом вильоту частинок, є надія, що такі експерименти допоможуть відповісти на питання: наскільки адекватно статистичний підхід описує ізомерні відношення, тобто процес заселення ізомерних станів. Цьому повинен сприяти і даний огляд експериментальних робіт по вивченню збудження ізомерних станів ядер в реакціях $(\gamma, \gamma')^m$ в області порогів фотонуклонних реакцій і вище.

1. Збудження ізомерних станів в реакціях $(\gamma, \gamma')^m$ в області гігантського дипольного резонансу

Треба відмітити, що до теперішнього часу є всього кілька робіт виконаних в різних лабораторіях світу присвячених вивченню перерізів непружного розсіювання гамма-квантів ядрами із збудженням ізомерних станів, що охоплюють весь енергетичний діапазон гігантського дипольного резонансу. В області енергій 4-24 MeV були виміряні перерізи всього для кількох ядер-моноізоотопів: ^{88}Y [6], ^{103}Rh [7], $^{107,109}\text{Ag}$ [8], ^{115}In [9] і ^{197}Au [10]. Частина одержаних перерізів приведена на рис.1. Як видно із рисунку всі перерізи мають два максимуми - один в області порогу

реакцій (γ, n) , другий - в районі 16-20 MeV. Перший максимум в області порогів (γ, n) реакцій виникає в результаті конкуренції радіаційного і нейтронного каналів розпаду гігантського E1-резонансу. Відкриття нейтронного каналу, при загальному рості перерізу фотопоглинання, приводить до спаду повного перерізу розсіювання і як наслідок до спаду перерізу реакції $(\gamma, \gamma')^m$.

Природа другого максимуму не знайшла свого кінцевого пояснення. Спроба дати його пояснення на основі статистичної теорії ядерних реакцій не дали переконливих результатів. Деякі аргументи про природу другого піка були сказані Балашовим [11,12].

Тут, певно, треба відзначити, що всі згадані роботи виконані в 60-х роках і точність визначення величини і положення другого піка в перерізах реакції $(\gamma, \gamma')^m$ недостатня і в теперішній час ці результати потребують уточнення. Існує думка, і це природно припустити, що другий пік може бути зв'язаний із загальним ростом перерізу розсіювання гамма-квантів ядрами в області максимуму гігантського дипольного резонансу.

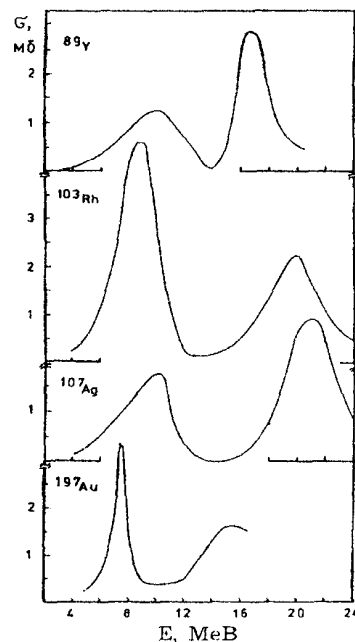


Рис.1. Перерізи збудження ізомерних станів ядер ^{88}Y [6], ^{103}Rh [7], ^{107}Ag [8], ^{197}Au [10] в реакції $(\gamma, \gamma')^m$.

Із аналізу таблиці ізотопів [13] випливає, що в наявності є близько 40 стабільних ізотопів, які мають ізомерні стани з періодом напіврозпаду $T_{1/2} \geq 1$ с, тобто достатньо зручні для вивчення. В останній час близько половини із них стали об'єктом інтенсивного дослідження. В роботах [14-21] вимірні диференціальні перерізи збудження ізомерних станів в реакції $(\gamma, \gamma')^m$ в широкій області ядерних мас $77 < A < 199$: ^{47}Se , ^{79}Br , ^{87}Sr , ^{111}Cd , ^{115}In , ^{137}Br , ^{167}Er , ^{179}Hf , ^{183}W , ^{191}Ir , ^{197}Au і ^{199}Hg . Криві виходів $Y(E_{\gamma_{\text{max}}})$ реакцій $(\gamma, \gamma')^m$ вимірювалися з кроком $\Delta E = 0,5$ MeV в діапазоні 4-15 MeV. Перерізи розраховувалися методом Пенфольда-Ліса [29] з кроком $\Delta E = 1$ MeV. Виміри проводилися на пучку гальмівного гамма-випромінювання мікротрону М-30 ІЕФ НАН України. Вимірювання інтенсивності гамма-випромінювання виконувалися товстостінною іонізаційною камерою [23,24]. Контроль інтенсивності відбувався автоматично, через кожні 0,5 с. В якості мішеней використовувалися ізотопно збагачені проби.

Паралельно із вимірюванням виходів реакції $(\gamma, \gamma')^m$ вище порогів реакцій (γ, n) вимірювались виходи реакцій $(A+1)(\gamma, n)A^m$ для того, щоб враховувати у вимірюваному виході реакції $(\gamma, \gamma')^m$ вклад реакції $(\gamma, n)^m$ від домішки ізотопу $A+1$, який є в мішені. На рис. 2 приведені для прикладу виходи реакції $^{87}\text{Sr}(\gamma, \gamma')^{87m}\text{Sr}$, $^{167}\text{Er}(\gamma, \gamma')^{167m}\text{Er}$. Криві під номером 1 - вихід без поправок (точки), криві 2 - вихід виправлений на вклад реакції $(\gamma, n)^m$ (хрестиками). Видно, що не дивлячись на невелику величину домішок (відповідно 9,3% і 2,8%) вклад реакції $(\gamma, n)^m$ вище порогу стрімко росте, що суттєво обмежує точність визначення виходу реакції $(\gamma, \gamma')^m$ при більш високих енергіях. Статистична похибка визначення сумарного виходу реакції $(\gamma, \gamma')^m$ для різних ядер знаходилася в межах при $E_{\gamma_{\text{max}}} = 6$ MeV $\sim 0,5\%$ - 2% , а при енергії 10 MeV $\sim 0,2\%$ - $0,5\%$. Більш детально процедура експерименту

описана в роботах [14,23]. Одержані в роботах [14,25] перерізи реакцій $(\gamma, n)^m$ в області енергій 4-15 MeV для ряду ядер приведені на рис. 3,4.

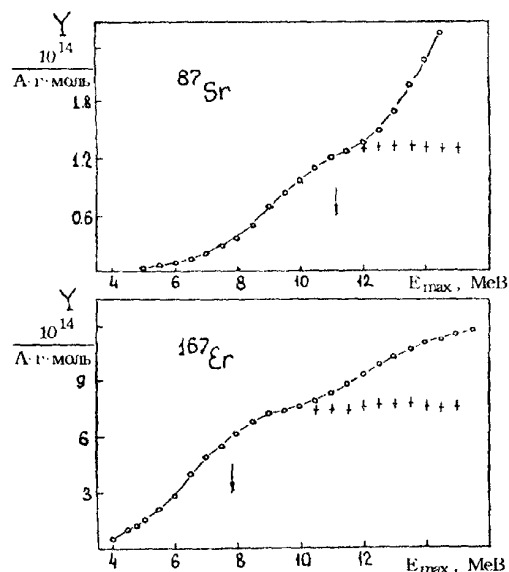


Рис.2. Виходи реакції $^{87}\text{Sr}(\gamma, \gamma')^{87m}\text{Sr}$, $^{167}\text{Er}(\gamma, \gamma')^{167m}\text{Er}$. Точками зображено виходи без поправок на вклад реакції $(\gamma, n)^m$, хрестиками - виходи з поправками на вклад реакції $(\gamma, n)^m$.

Окремо треба виділити перерізи одержані для високоспінових ізомерів парно-парних ізотопів ^{180}Hf , ^{190}Os , ^{204}Pb [25,26]. Якщо всі ізомери раніше згаданих парно-непарних, непарно-парних ядер сформовані простими частинково-дирковими станами, то в парно-парних ядрах ^{180}Hf , ^{190}Os , ^{204}Pb ізомери мають більш складну природу. Наприклад, для деформованих ядер ^{180}Hf , ^{190}Os ізомерія обумовлена заборонаю по числу К-проекцією кутового моменту на ось симетрії. В основному стані для цих ядер $K^\pi = 0^+$, в ізомерному відповідно $K = 8^-$ і 10^- . Перерізи реакцій $(\gamma, \gamma')^m$ для ядер ^{180}Hf , ^{190}Os , ^{204}Pb також характеризуються максимумом в області порогу (γ, n) реакції, однак по величині вони на кілька порядків менші, ніж для парно-непарних ізотопів [21] (див. рис.5).

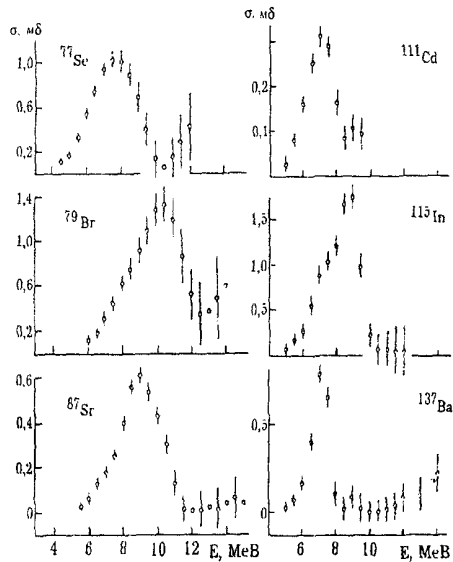


Рис.3. Залежність перерізів збудження ізомерних станів в реакції $(\gamma, \gamma')^m$ на ядрах ^{77}Se , ^{79}Br , ^{87}Sr , ^{111}Cd , ^{115}In , ^{137}Ba від енергії.

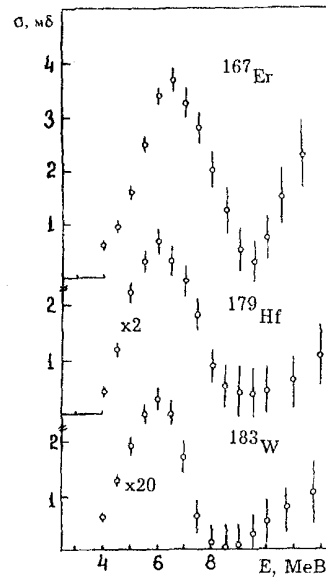


Рис.4. Залежність перерізів збудження ізомерних станів ядер в ^{167}Er , ^{179}Hf , ^{183}W реакції $(\gamma, \gamma')^m$ від енергії

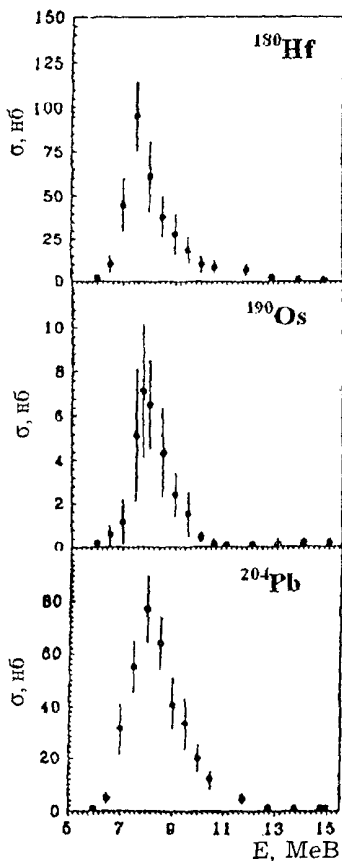


Рис.5. Перерізи збудження ізомерних станів ядер в ^{180}Hf , ^{190}Os і ^{204}Pb реакції $(\gamma, \gamma')^m$.

Практично всі перерізи одержані в області порогів реакції (γ, n) в роботах [14-21,24] вперше. Виключенням являються ядра ^{197}Au і ^{115}In . Одержані раніше в роботі [10] (див. рис.1) значення σ_m для ^{197}Au добре узгоджується із величинами одержаними в роботі [21]. Широко вивчався переріз $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ [9,16,21,27,29]. Одержані результати задовільно узгоджуються між собою.

2. Аналіз експериментальних перерізів і ізомерних відношень в області порогів фотонейтронних реакцій

Для середніх і важких ядер повний переріз фотопоглинання σ_a вище порогу реакції (γ, n) практично повністю вичерпується сумою фотонейтронних перерізів $\sigma_a = \sigma_{\text{tot}} = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \dots$. Як уже згадувалось нижче порогу ситуація змінюється і переріз σ_a вичерпується сумою перерізів пружного і непружного розсіювання. Свій вклад в повний переріз непружного розсіювання вносять і канали, що заселяють метастабільні стани.

Величина перерізу реакції $(\gamma, \gamma')^m$ залежить від багатьох факторів. По-перше, від тих же параметрів, від яких залежить переріз фотопоглинання, тобто

заряду ядра Z , маси A , параметру деформації β і інших. По-друге, переріз σ_m залежить від величин, що характеризують розпад станів ГР і визначають параметри каскаду гамма-квантів, що заселяють низьколежачі стани: це перш за все спіни і парності основного J_g^π , ізомерного J_m^π станів, їх

різниця $|J_g^\pi - J_m^\pi| = \Delta J$, енергія порогу (γ, n)

реакцій, енергія і природа метастабільного стану і т.д. Характеристики експериментальних перерізів σ_m , одержаних в роботах [14-21,25] : σ_{\max} - величина перерізу в максимумі, E_{\max} - положення максимуму, $E_n(\gamma, n)$ - енергія порогу (γ, n) реакції, ΔJ - різниця спінів основного і ізомерного станів, приведені в таблиці 1.

Таблиця 1. Характеристики експериментальних перерізів реакції $(\gamma, \gamma')^m$.

Ізотоп	σ_{\max} , МБн	E_{\max} , MeB	$E_n(\gamma, n)$, MeB	ΔJ
^{77}Se	1,04	7,5	7,4	3
^{89}Br	1,38	10,5	10,7	3
^{87}Sr	0,57	9,0	8,4	4
^{111}Cd	0,32	7,0	7,0	5
^{115}In	1,75	9,0	9,0	4
^{137}Ba	0,78	7,0	6,9	4
^{167}Er	3,68	6,5	6,4	3
^{179}Hf	1,65	6,0	6,4	4
^{183}W	0,18	6,0	6,2	5
^{191}Ir	4,25	8,0	8,1	4
^{197}Au	3,5	8,0	8,1	4
^{199}Hg	0,23	6,5	6,6	6
^{180}Hf	$0,095 \cdot 10^{-3}$	7,5	7,4	8
^{190}Os	$0,072 \cdot 10^{-4}$	7,9	7,8	10
^{204}Pb	$0,077 \cdot 10^{-3}$	8,2	8,4	9

Аналізуючи таблицю, важко виявити ті систематичні закономірності, яким підлягають перерізи реакції $(\gamma, \gamma')^m$, і це зрозуміло, оскільки перерізи σ_m залежать від дуже багатьох факторів. Задача спрощується, якщо в області порогу реакції (γ, n) і нижче розглядати і аналізувати ізомерні відношення $R = \sigma_m / \sigma_a = \sigma_m / \sigma_{\text{tot}}$, тобто виключити із розгляду параметри від яких залежать повні перерізи фотопоглинання. Для середніх і важких ядер повні перерізи фотопоглинання σ_a вище порогів реакції (γ, n) практично повністю вичерпуються сумами фотонейтронних перерізів $\sigma_a = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \dots$. Тому для розрахунку ізомерних відношень в припороговій

області в якості σ_a бралися екстрапольовані в область порогів і нижче значення лоренціанів що апроксимують повні фотонейтронні перерізи [23,24]. При наявності кількох перерізів бралось їх середнє значення.

Найбільш точні значення $R_{\text{експ}}$ одержані в районі порогів, де відносна похибка їх визначення складає $\sim 20\%$. Нижче по енергії невизначеності зростають, крім іншого це зв'язано із таким питанням : наскільки і як далеко нижче порогу реакції (γ, n) справедлива екстраполяція лоренціанами перерізу σ_a [32].

Найбільша кількість із досліджених ядер мають різницю спінів основного і ізомерного станів $\Delta J=4$. Тому перш за все для них проведена систематизація ІВ і

розглянуті залежності ізомерних відношень R від енергії, маси ядер.

Для ядер $\Delta J=4$ на рис.6 приведена залежність експериментальних ізомерних відношень $R=\sigma_m/\sigma_a$ від енергії гамма-квантів. Всі ізомерні відношення демонструють ріст із збільшенням енергії, причому для важких ядер спостерігається більш різкий ріст $R_{\text{експ}}=f(E)$.

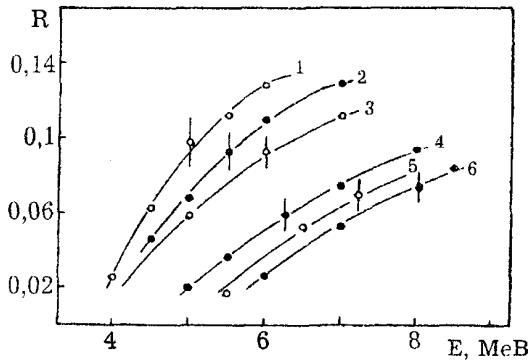


Рис.6. Залежність ізомерних відношень від енергії для ізоотопів: 1-гафній-179, 2-іридій-191, 3-золото-197, 4-індій-115, 5-барій-137, 6-стронцій-187.

На рис.7 розглянута залежність величини ізомерних відношень при $E=7\text{MeV}$ від масового числа A для ядер з $\Delta I=4$ [21]. Точками приведені експериментальні ізомерні відношення R . Видно практично лінійний ріст R із збільшенням масового числа. На цьому ж рисунку штриховою лінією приведено нормоване теоретичне ізомерне відношення $R_{\text{теор}}=f(A)$. Розрахунок проводився в рамках каскадної моделі і віднормований на експериментальні значення R при $A=115$ [21]. І хоча безпосередня оцінка по каскадній моделі [4] дає завищене значення R , розрахунки в загальному задовільно передбачають ріст ізомерних відношень із збільшенням маси ядер. Від цієї залежності дещо відхиляється R для гафнію-179, що може бути зв'язано з більшою густиною рівнів деформованих ядер. Суцільною лінією на рис. 7 проведена залежність $R=0,62 \cdot 10^{-3} A$, яка відбиває лінійну залежність ізомерного відношення від масового числа. Видно хороше узгодження такої

залежності з експериментом. На жаль, обмежене число ядер з $\Delta J=3$ і $\Delta J=5$ не дозволяє для них побудувати систематики аналогічні рис.7.

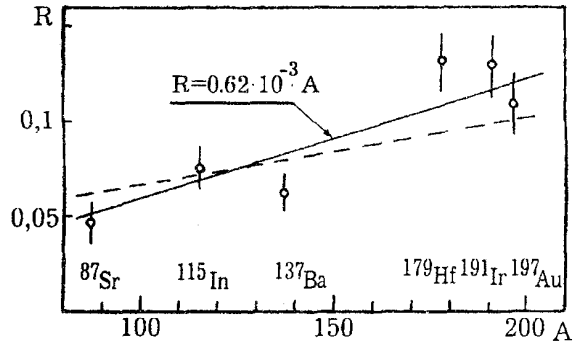


Рис.7. Залежність величини ізомерних відношень від масового числа A .

Наявність експериментальних ізомерних відношень для цілого спектру ядер з різноманітною різницею спінів основного і ізомерного станів дозволяє проаналізувати R як функцію ΔJ . Із одержаних даних видно, що при одній і тій же енергії ізомерні відношення для ядер з $\Delta J=3$ більші, ніж для сусідніх ядер з $\Delta J=4$, а ті мають R в свою чергу більші, ніж ядра з $\Delta J=5$ і т.д.

На рис.8 приведена залежність ізомерних відношень R від різниці спінів ΔJ при енергії $E_\gamma = 7 \text{ MeV}$. Точками приведені експериментальні значення, суцільними лініями приведені залежності $R=7,34 \cdot \exp(-1,1 \cdot \Delta J)$ і $R_1 = 2 \cdot 10^{-3} R$, які добре узгоджуються з експериментом. Із рисунку видно, що ізомерне відношення змінюються практично по експоненціальному закону в залежності від ΔJ . Умовно ядра можна розбити на дві групи. Одна група - це парно-непарні ядра, ізомерна пара яких формується простими частинковими або дірковими станами і різниця спінів основного J_g і ізомерного J_m міняються від $\Delta J=3$ до $\Delta J=6$ і ізомерні відношення підлягають залежності $R=7,34 \cdot \exp(-1,1 \cdot \Delta J)$.

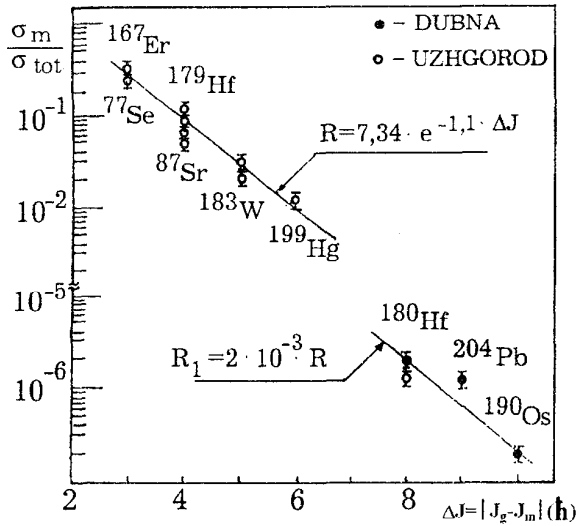


Рис.8. Залежність експериментальних ізомерних відношень перерізів від різниці спінів основного J_g і ізомерного J_m станів $\Delta J = |J_g - J_m|$.

До другої групи ядер можна віднести високоспінові ізомери парно-парних ядер з ΔJ від 8 до 10. Ізомерні відношення для них також падають із збільшенням ΔJ по експоненціальному закону, однак при переході від першої групи ядер до другої відбувається стрибок ІВ по величині на три порядки і ізомерні відношення описується залежністю $R_1 = 2 \cdot 10^{-3} R = 14,34 \cdot 10^{-3} \exp(-1,1 \cdot \Delta J)$. Звичайний розрахунок R по каскадній моделі [2-4] не враховує при розрахунках цю обставину. Із приведеного аналізу експериментальних даних видно, що опис ІВ парно-парних ядер певно вимагає врахування механізму збудження їх ізомерних станів.

Порівняння перерізів збудження ізомерних станів, ізомерних відношень R для ядер з $\Delta J=3$ і $\Delta J=4$ з перерізами ядерного раманівського розсіювання [33] і з величинами відносного раманівського розсіювання (тобто відношенням величини перерізу розсіювання на перший і на другий збуджені рівні до повного перерізу розсіювання) показує, що в припороговій області вони близькі по величині, тобто статистичний і колективний механізми дають майже однакові вклади в процес збудження низьколежачих станів. Оскільки переріз

раманівського розсіювання безпосередньо зв'язаний з параметрами деформації ядра, то цікаво дослідити залежність ізомерних відношень від параметру деформації β .

На рис. 9 проведена залежність ізомерних відношень R для ядер з $\Delta J=4$ від параметру β для середньо-важких і важких ядер при $E=7$ МеВ. Параметри β брались із робіт [34,35]. Із рис. 9 видно, що залежність хоч і не дуже сильна ІВ від параметру деформації спостерігається: ізомерне відношення росте із збільшенням β , особливо для деформованого ядра ^{179}Hf . Для важких ядер ^{197}Au , ^{191}Ir і ^{179}Hf параметр деформації зростає приблизно в три рази від 0,09 до 0,28, а ізомерне відношення R від 0,11 до 0,14, тобто змінюється на $\sim 30\%$, що дозволяє говорити про додатковий вплив на величину ІВ (і відповідно додатковий вклад) параметру деформації β . Виявлений ефект узгоджується із статистичним механізмом заселення ізомерних рівнів. Однак, на жаль, число експериментальних точок обмежене і виявлена зміна ІВ на рівні 30%, строго говорячи, знаходиться майже в межах похибок. І тому, щоб зробити кінцевий висновок про характер і величину впливу параметру β на ІВ необхідні додаткові дослідження.

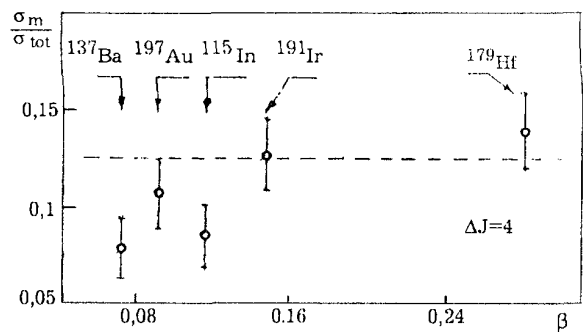


Рис.9. Залежність ізомерних відношень для ядер з $\Delta J=4$ від параметру деформації β .

Результати інтегрування одержаних в роботах [20,21] експериментальних перерізів для ядер від ^{77}Se до ^{199}Hg приведені в таблиці 2.

Таблиця 2. Інтегральні перерізи реакції $(\gamma, \gamma')^m$.

Ізотоп	$E_{\text{поч}}$, MeV	Σ_6 , мб·MeV	Σ_8 , мб·MeV	Σ_{10} , мб·MeV	a_1	a_2	E_n , MeV
^{179}Hf	4	2,43	4,37±0,5	4,8±0,8	1,8	1,1	6,1
^{183}W	4	0,23	0,35±0,05	0,37±0,06	1,5	1,06	6,2
^{167}Er	4	5,91	10,46±1,2	12,0±2,2	1,8	1,3	6,4
^{137}Ba	5	0,16	1,13±0,10	1,2±0,15	7,1	1,1	6,9
^{199}Hg	5	0,23	0,55±0,05	0,66±0,12	2,4	1,1	6,6
^{111}Cd	5	0,14	0,65±0,06	0,81±0,11	4,6	1,2	7,0
^{77}Se	5	0,56	2,48±0,15	3,49±0,47	4,3	1,4	7,4
^{191}Ir	5,5	2,25	9,7±1,1	15,4±2,2	4,3	1,6	8,1
^{197}Au	4	1,6	7,6±1,0	11,9±2,1	4,7	1,6	8,1
^{87}Sr	5	0,04	0,52±0,1	1,6±0,14	13,0	3,0	8,4
^{115}In	5	0,21	2,08±0,12	4,2±0,6	9,9	2,0	9,0
^{79}Br	6	-	0,84±0,12	8,08±0,52	-	3,6	10,7

У другій колонці таблиці вказана початкова енергія інтегрування $E_{\text{поч}}$, в третій колонці приведено результат інтегрування Σ_6 від $E_{\text{поч}}$ до 6 MeV, в четвертій - Σ_8 від $E_{\text{поч}}$ до 8 MeV і в п'ятій - результат сумування Σ_{10} від $E_{\text{поч}}$ до 10 MeV. В шостій і сьомій колонках приведені відношення $a_1 = \Sigma_8 / \Sigma_6$ і $a_2 = \Sigma_{10} / \Sigma_8$. Ізотопи розміщені по ступеню зростання енергії порогу (γ, n) реакції E_n . Із таблиці видно, що інтегральні перерізи дуже міняються від ізотопу до ізотопу і при $E=8$ MeV досягають значних величин $(0.5-10) \cdot 10^{-21} \text{ см}^2 \cdot \text{eV}$.

На рис. 10 зображені результати вимірювання інтегральних перерізів реакцій $(\gamma, \gamma')^m$ в області 1-6 MeV одержані в роботі [36] для восьми ядер від селену-77 до ірідію-191. Одержані інтегральні перерізи в області 4-6 MeV в межах похибок узгоджуються з результатами приведеними в таблиці 2.

Проаналізуємо більш детально дані таблиці 2. Для деформованих ядер ^{179}Hf , ^{183}W і ^{167}Er коефіцієнти a_1 невеликі і складають 1,5-1,8. Для сферичних ядер (а особливо поблизу магічних ^{88}Sr і ^{138}Ba) ця величина зростає і досягає значень 4-7 і навіть більше.

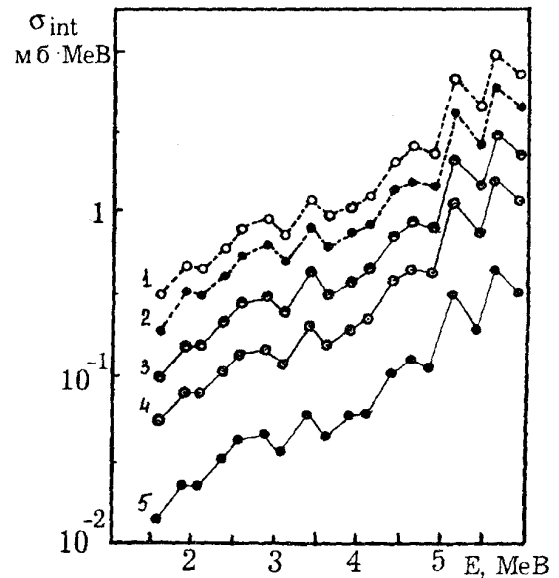


Рис.10. Інтегральні перерізи реакції $(\gamma, \gamma')^m$: 1 - ербій-167, ірідій-191; 2 - ітрій-89; 3 - золото; 4 - селен-77; 5 - бром-79, барій-137 і вольфрам-183.

Така поведінка інтегральних перерізів пояснюється характером розподілу повного перерізу фотопоглинання σ_a в області гігантського дипольного резонансу. В деформованих ядрах σ_a розщеплюється, набуває двогорбу форму і частина розподілу дипольної сили в значній мірі зміщується в сторону менших енергій і, як наслідок, в сторону менших енергій зміщується і переріз реакції $(\gamma, \gamma')^m$. Вплив цього розщеплення відчувається

навіть в області 4 MeV. Для сферичних ядер дипольний резонанс набуває односторонню форму і величини перерізів фотопоглинання (або значення лоренціанів екстраполюючих перерізи) в районі 6 MeV мають відносно менші величини, ніж для деформованих ядер, що в свою чергу приводить до зменшення перерізу реакції $(\gamma, \gamma')^m$ в цьому енергетичному інтервалі. Тому відношення Σ_8 / Σ_6 для сильнодеформованих ядер має невелике значення 1,5-1,8, в області сферичних збільшується до 4,3-4,6 і особливо велике значення a_1 набуває для ядер близьких до магічних, для яких ширина ГР мінімальна, тобто ^{87}Sr і ^{137}Ba і для яких Σ_8 / Σ_6 складає відповідно 13 і 7,1.

Що стосується коефіцієнта $a_2 = \Sigma_{10} / \Sigma_8$, то для ядер з енергією порогу (γ, n) реакції $E_{\pi} \sim 6,0 \text{ MeV}$ він близький до одиниці. Це викликано тим, що в результаті конкуренції радіаційного і нейтронного каналів переріз розсіювання різко падає і вище 8 MeV σ_m для цих ядер не дає вклад в інтегральний переріз реакції $(\gamma, \gamma')^m$. Однак з ростом порогу реакції (γ, n) відношення a_2 росте і для ядер з високим порогом (^{87}Sr , ^{115}In , ^{79}Br і др) основний вклад в інтеграл дає переріз вище 8 MeV. Із сказаного можна зробити висновок, що деякі особливості поведінки інтегральних перерізів реакції $(\gamma, \gamma')^m$ із зміною енергії гамма-квантів безпосередньо зв'язані з видом перерізів поглинання і характером розподілу дипольної сили в області гігантського E1-резонансу.

3. Розсіювання гамма-квантів на ядрах, що знаходяться в метастабільному стані

Розглядаючи процеси збудження ізомерних станів при розсіюванні гамма-квантів на ядрах не можна коротко не зупинитися на оберненому процесі - на дезбудженні ізомерних станів при непружному розсіюванні на них фотонів. Тим паче, що такі експерименти проведені на високоспіновому з $I^{\pi} = 9^{-}$ ізомері ^{180m}Ta .

Ядро ^{180}Ta цікаве вже тим, що на цьому реалізована інверсна заселеність, тобто практично $\sim 100\%$ ізоотопу існує в збудженому метастабільному стані і при переході в основний стан ядро ^{180}Ta швидко (з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 8,1$ години) розпадається. Період напіврозпаду ізомерного стану $\geq 1,2 \cdot 10^{15}$ років. Наявність такого унікального об'єкту могла би дозволити проводити цікаві дослідження з багатьох точок зору. На жаль, ізоотоп складає всього 0,012% в природній суміші ізоотопів танталу і для досліджень дуже бажано було би одержати збагачені ізоотопом ^{180}Ta мішені. Ізомерний стан має спін-парність $J_m^{\pi} = 9^{-}$ і енергію збудження

75,3 кеВ, а основний $J_g^{\pi} = 1^{+}$. У

відповідності з нільсонівською діаграмою непарний протон розташовується на орбіталі $9/2^{-}$ [514], а нейтрон на $- 9/2^{+}$ [624] і спін ізомеру являється сумарним із цих двох кутових моментів.

Дослідження непружного розсіювання γ -квантів на високоспіновім ізомері ^{180m}Ta , що приводить до дезбудження ізомеру танталу (тобто утворення ^{180}Ta в основному стані) вказали на незвично великий інтегральний переріз процесу [37]. Виміри проводилися в області 2-5 MeV на надпровідному лінійному прискорювачі. Розпад ізомерного стану через основний рееструвався по рентгенівській K_{α} -лінії дочірнього ядра ^{180}Hf , на яке розпадається ^{180g}Ta шляхом електронного захоплення. Були виявлені два активаційні рівні з енергією $2,8 \pm 0,1$ і $3,6 \pm 0,1 \text{ MeV}$ з незвичайно великими інтегральними перерізами $\sim 10^{-25} \text{ cm}^2 \cdot \text{keV}$, що дозволило говорити авторам про інтенсивне резонансне збудження на цих рівнях реакції $^{180m}\text{Ta}(\gamma, \gamma')^{180g}\text{Ta}$. Дискусія, що виникла [38] після публікації [37] показала, що цей цікавий напрямок потребує додаткових досліджень. Проведені в роботі [39] виміри інтегральних перерізів реакції

$^{180m}\text{Ta}(\gamma,\gamma')^{180g}\text{Ta}$ при більш високій енергії в області порогу (γ,n) реакції також дали великі значення перерізів. Інтегральні перерізи при енергії при енергії 6,5 MeV і 7,0 MeV одержані в роботі [39] і їх порівняння з величинами одержаними в реакціях $^{180}\text{Hf}(\gamma,\gamma')^{180m}\text{Hf}$ [25] приведені в таблиці 3.

Таблиця 3. Інтегральні перерізи реакцій $^{180}\text{Hf}(\gamma,\gamma')^{180m}\text{Hf}$ і $^{180m}\text{Ta}(\gamma,\gamma')^{180g}\text{Ta}$.

E, MeV	σ_{int} , мб·MeV	σ_{int} , мб·MeV
	$^{180}\text{Hf}(0^+ \rightarrow 8^+)$	$^{180m}\text{Ta}(9^- \rightarrow 1^+)$
6,5	0,015 (5)	8000 (3000)
7,0	0,055 (10)	12000 (4000)

Із таблиці видно, що не дивлячись на то, що в ^{180}Hf і ^{180}Ta відбувається зміна спіну на 8 одиниць і однакова зміна парності, переріз σ_{int} на танталі на багато порядків більший. Звичайно, порівнюючи процес розсіювання на ^{180}Hf і ^{180}Ta треба відмітити суттєву відмінність. Це перш за все те, що ^{180}Hf має протилежну схему збудження. У випадку ^{180}Hf із основного стану з $J_g^{\pi} = 0^+$ збуджується ізомерний рівень з $J_m^{\pi} = 8^+$ і $T_{1/2} = 5,5$ год. У випадку ^{180}Ta відбувається зворотній процес із ізомерного стану із спіном $J_m^{\pi} = 9^-$ і

$T_{1/2} = 1,2 \cdot 10^{15}$ років ядро переходить в основний стан $J_g^{\pi} = 1^+$. Виходить так, що велика різниця в спінах основного і ізомерного станів $\Delta J = 8$ не являється суттєвою перепоною для зняття його збудження [39]. Якщо подивитись таблицю 3, то можна відмітити що інтегральний переріз дезбудження ^{180m}Ta при 7 MeV близький до σ_{int} реакції $(\gamma,\gamma')^m$ при $E = 8$ MeV для ядра ^{167}Er , для якого $\Delta J = 3$ (табл. 2).

В роботі [39] була одержана оцінка ізомерного відношення перерізів для реакції $^{180m}\text{Ta}(\gamma,\gamma')^{180g}\text{Ta}$. Воно виявилось рівним 0.20 (7) при $E_{\gamma} = 6,5$ MeV і 0,25 (8) при $E_{\gamma} = 7,0$ MeV. Ці значення також близькі до ІВ одержаних в реакції $^{167}\text{Er}(\gamma,\gamma')^{167m}\text{Er}$ при аналогічних енергіях.

Надзвичайно цікаво було би провести експерименти по дослідженню реакції $^{180m}\text{Ta}(\gamma,\gamma')^{180g}\text{Ta}$ на ізотопно збагачених мішенях, що дозволило би підвищити точність і виявити нові аспекти і особливості процесу дезбудження, а також розширити дослідження на інші довгоживучі високоспінові ізомери, наприклад на ^{179m}Hf ($J_m^{\pi} = 16^+$, $T_{1/2} = 31$ рік). Такі мішені створені і експерименти на них почалися [40,41].

1. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. - М.: ИЛ, 1956.
2. HuiZenga J.H., Vandenbosch R. //Phys. Rev, 1960, v.20, p.1305.
3. Арифов Л.Я., Мазитов Б.С., Уланов В.Г. //ЯФ, 1981, т.34, с.1028.
4. Биган З.М., Мазур В.М., Торич З.З. //Препринт КИЯИ-84-10, Киев, 1984.
5. Грудзевич О.Т. //ЯФ, 2000, т.63, с.484.
6. Silva E., Goldenberg J. // Phys. Rev, 1958, v.110, p.1102.
7. Богданкевич О.В., Лазарева Л.Е., Моисесев А.М. // ЖЭТФ, 1960, т.39, с.1224.
8. Богданкевич О.В., Долбилкин Б.С., Лазарева Л.Е., Николаев Ф.А. // ЖЭТФ, 1963, т.45, с.882.
9. Богданкевич О.В., Лазарева Л.Е., Николаев Ф.А. // ЖЭТФ, 1956, т.31, с.405.
10. Meyer-Schutzmeister L., Telegdi V.K. - // Phys. Rev, 1956, v.104, p.185.
11. Балашов В.В. // ЖЭТФ, 1962, т.43, с.2199.
12. Балашов В.В. Труды международной конференции по электромагнитному взаимодействию при низких и средних энергиях. -М: 1963, т.3, с.307.
13. Lederer C.M., Shirley V. // Table of Isotopes. 7- th Ed., New-York, 1978.
14. Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В. //Препринт КИЯИ-84-13, Киев, 1984.
15. Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В. //Препринт КИЯИ-86-3, Киев, 1986.
16. Джилаван Л.З., Кучер Н.П., Мазур В.М. и др. //Препринт ИЯИ АН СССР, П-0473, М., 1986.
17. Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В. //Препринт КИЯИ-86-22, Киев, 1986.

18. Mazur V.M., Sokolyuk I.V., Bigan Z.M. // *Proceed. Int. Conf. Physics in Ukraine. Nucl.Phys. Kiev, 1993, p.190.*
19. Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В. // *Препринт КИЯИ-88-13, Киев, 1988.*
20. Биган З.М., Лазарева Л.Е., Мазур В.М., Соколюк И.В. // *ЯФ, 1989, т.49, с.913.*
21. Мазур В.М., Соколюк И.В. Биган З.М., Кобаль И.Ю. // *ЯФ, 1993, - т.56, с.20.*
22. Penfold A.S., Leiss J.E. // *Phys. Rev, 1959, v.114, P.1332.*
23. Соколюк И.В. Биган З.М., Мазур В.М., Гошовский М.В. // *Сб. Метрологическое обеспечение производства и контрольно-измерительная техника, Ужгород., 1985, вып.4, с.23.*
24. Биган З.М., Лендел А.И., Мазур В.М., Соколюк И.В. // *ПТЭ, 1988, № 2, с.52.*
25. Balabanov N.P., Belov A.G., Gangrsky Yu.P. et.al // *JINR, E15-93-370.- Dubna, 1993.*
26. Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П. // *ЭЧАЯ, 1996, т.27, вып.4, с.1043.*
27. Goldenberg J.,Katz L. // *Phys. Rev, 1953, v.90, P.307.*
28. Varhue W.J., Williamson T.G. // *Appl.Rad. and Isotopes, 1986, v.37, p.155.*
29. Huizenga J.H., Vandenbosch R. // *Nucl. Phys, 1962, v.34, p.457.*
30. Deitrich S.S., Berman B.L. // *Atomic Data and Nucl.Data Tables, 1988. v.38, p.457.*
31. Bulow B., Forkman B.// *Handbook an Nuclear Activation Cross-seccctions.- IAEA Techn. report series. Vienna, 1974, v.156.*
32. Втюрин В.А., Попов Ю.П. // *Препринт РЗ-82-309, ОИЯИ, Дубна, 1982.*
33. Bar-Noy N., Morech R.// *Nucl.Phys., 1977, v.A288, p.192.*
34. Raghavan P.// *Atomic Data and Nucl.Data Tables, 1989, v.42, p.189.*
35. Raman S. et al. // *Atomic Data and Nucl.Data Tables, 1989, v.42, p.1.*
36. Anderson J.A., Ebergard C., Byrd M.J. et al. // *Nucl.Instr.Meth., 1989, v.40-41, № 4, p.452.*
37. Collins C.B., Carroll J.J., Sinov T.W. et al. // *Phys. Rev. C, 1990, v.42, p.1813.*
38. Nemeth Zs. // *Phys. Rev. C, 1992, v.45, p.467.*
39. Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Зузаан П., Тончев А.П. // *Изв.РАН, сер.физ., 1996, т.60, с.21.*
40. Oganessian Yu. Ts., Karamian S.A., Gangrsky Yu.,P. et al.// *J.Phys. G.Nucl.Part., 1992, v.18, p.393.*
41. Karamian S.A., de Boer J., Oganessian Yu. Ts. et al. // *Z. Phys. 1996, v.356, p.23.*

EXITATION OF METASTABLE NUCLEAR STATES ABOUT INELASTIC SCATTERING GAMMA-QUANTS

V.Mazur

Institute of Electron Physics, Ukrainian National Academy of Sciences, 21 Universitetska str.,
88000 Uzhgorod, Ukraine

The review of the experimental papers on investigations the isomer's cross – section states in reactions $(\gamma,\gamma')m$ excitations for the wide nuclear range at 4-20 MeV has been done. The analyzes of the peculiarities of the isomer ratios behavior at the threshold (γ,n) reactions has carried out.



Володимир Михайлович Мазур – провідний науковий співробітник ІЕФ НАН України. Народився в 1943 р. В 1969 р. закінчив УЖДУ, кандидат фіз.-мат.наук з 1979, доктор – з 1995 р. Лауреат Державної премії України (1999 р.)