

В.О. ЖЕЛТОНОЖСЬКИЙ,¹ А.М. САВРАСОВ,¹ К.М. СОЛОДОВНИК,^{1,2}
В.А. ПЛЮЙКО,² О.М. ГОРБАЧЕНКО,² О.І. ДАВИДОВСЬКА¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України

(Просп. Науки, 47, Київ 03680; e-mail: zhelton@kinr.kiev.ua)

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка

(Вул. Володимирська, 60, Київ 01033)

ІЗОМЕРНІ ВІДНОШЕННЯ ТА СЕРЕДНІ КУТОВІ МОМЕНТИ ПЕРВИННИХ ФРАГМЕНТІВ ⁹⁷Nb ПРИ ФОТОПОДІЛІ ²³⁵U ТА ²³⁸U

УДК 539.173.3, 539.173.8

Виміряно ізомерні відношення виходу ⁹⁷Nb при фотоподілі ядер ²³⁵U та ²³⁸U гальмівним випромінюванням з граничними енергіями 10,5, 12,0 та 18,0 МеВ. Визначені середні кутові моменти первинних фрагментів фотоподілу за допомогою узагальненої статистичної моделі Хьюзена–Ванденбоса із використанням кодів TALYS 1.6 та EMPIRE 3.2.

Ключові слова: фотоподіл, ізомерні відношення, середні кутові моменти фрагментів поділу.

1. Вступ

Процеси ядерного поділу вивчаються тривалий час, проте до сьогодні існують невирішені питання стосовно його динаміки. Для дослідження зміни властивостей ядер при переході від сідлової точки до точки розриву важливим є визначення кутових моментів фрагментів поділу. Наприклад, в рамках краплинкової моделі ядра, виникнення великих кутових моментів пояснюється збудженням мод, пов'язаних із обертанням фрагментів поділу. Зокрема, збільшення кутових моментів у порівнянні із материнським компаунд-ядром, може свідчити про наявність механізмів розкручування фрагментів за рахунок дії кулонівських та ядерних сил після розриву ядра, що ділиться [1–4]. Одним із методів визначення кутових моментів фрагментів поділу є метод ізомерних відношень.

Зазвичай, ізомерне відношення R_σ є відношенням перерізу реакції із заселенням метастабільного стану до перерізу реакції із заселенням основного стану $R_\sigma = \sigma_m/\sigma_g$, або, як правило, $R_\sigma =$

$= \sigma_g/\sigma_m$, якщо $J_m < J_g$. У фотоядерних реакціях під дією гальмівних гамма-квантів, з енергією, що змінюється від порога реакції до його граничної енергії E_e , вимірюються ізомерні відношення виходів, як відношення виходів реакції із утворенням метастабільного стану та основного стану $R_Y = Y_m/Y_g$ або $R_Y = Y_g/Y_m$. Відзначимо, що згідно з [5, 6], для фотоядерних реакцій із енергією $E_e \leq 20$ МеВ відповідні ізомерні відношення R_σ та R_Y практично збігаються.

Дана робота є продовженням циклу досліджень ізомерних відношень та середніх кутових моментів фрагментів фотоподілу ядер-актинідів (див. [7–11] та посилання в них). Метою даної роботи є визначення виходів ізомерних відношень для первинного ядра-фрагмента ⁹⁷Nb та визначення його середнього кутового моменту у реакціях фотоподілу ядер ²³⁸U, ²³⁵U гальмівним випромінюванням з різними граничними енергіями.

2. Експеримент і методика вимірювань

Для визначення виходів реакції використовувалась активаційна методика. Спектротричні вимірювання дозволяють визначити наведену активність досліджуваних ізотопів за характерними пі-

© В.О. ЖЕЛТОНОЖСЬКИЙ, А.М. САВРАСОВ,
К.М. СОЛОДОВНИК, В.А. ПЛЮЙКО,
О.М. ГОРБАЧЕНКО, О.І. ДАВИДОВСЬКА, 2017

ISSN 0372-400X. Укр. фіз. журн. 2017. Т. 62, № 4

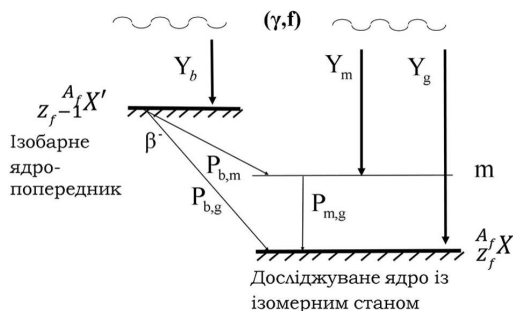


Рис. 1. Принципова схема формування заселеності основного та ізомерного станів ядра $A_f^{Z_f} X$ при поділі материнського ядра з врахуванням внеску у заселеність від ізобарного ядра-попередника $A_f^{Z_f-1} X'$

ками гамма-спектра для певного моменту часу. У застосуванні до ізомерних відношень визначаються та порівнюються площі під піками повного поглинання, що відповідають γ -переходу ядра із ізомерного на основний стан та γ -переходу при розпаді основного стану ядра, який є нестабільним у ^{97}Nb . В реакціях фотоподілу, окрім прямого заселення ядра із ізомерним станом, також утворюються ізотопи із материнського ізобарного ланцюжка. Такі ядра-ізобари в результаті β -розпаду можуть давати значний внесок у заселення ядра додатково до прямого заселення при поділі. Такий внесок ізобара слід враховувати, оскільки пряме заселення може бути меншим в рази. Для цього додатково визначається площа під піком повного поглинання від розпаду ядра-попередника. Принципова схема досліджуваного ланцюжка розпадів наведена на рис. 1.

Зміна з часом кількості ядер, що утворилися в основному N_g , метастабільному N_m станах та ізобарних ядер N_b описується системою кінетичних рівнянь (1). В даній системі відображено процеси прямого напрацювання елемента під час ядерної реакції, його утворення за рахунок розпаду ядра-попередника, а також зменшення кількості ядер в результаті радіоактивних розпадів:

$$\begin{cases} \frac{dN_b(t)}{dt} = Y_b \Theta(t_{\text{ir}} - t) - \lambda_b N_b(t), \\ \frac{dN_m(t)}{dt} = Y_m \Theta(t_{\text{ir}} - t) + P_{b,m} \lambda_b N_b(t) - \lambda_m N_m(t), \\ \frac{dN_g(t)}{dt} = Y_g \Theta(t_{\text{ir}} - t) + P_{m,g} \lambda_m N_m(t) + P_{b,g} \lambda_b N_b(t) - \lambda_g N_g(t). \end{cases} \quad (1)$$

У системі (1) індексами m, g, b позначено метастабільний стан (m), основні стани досліджуваного ядра (g) та ізобарного ядра-попередника (b); N_m, N_g, N_b – кількість ядер у відповідному стані; $\lambda_m, \lambda_g, \lambda_b$ – сталі розпаду ядер; Y_m, Y_g, Y_b – виходи реакцій із утворенням ядер в основному і метастабільному станах, а також ядра-попередника з відповідного ланцюжка β -розпадів; $P_{b,g}$ ($P_{b,m}$) – доля ізобарних ядер, що при розпаді заселяють основний (ізомерний) стан, $P_{m,g}$ – доля ядер, що розпадаються із метастабільного на основний стан.

У спектрометричних експериментах за активаційною методикою, зразок спочатку опромінюють протягом часу t_{ir} , далі охолоджують і транспортують до спектрометра за час t_{col} , після чого проводять вимірювання кількості відліків, що відповідає площам під фотопіками S_i ($i = m, g, b$), які накопичилися протягом часу вимірювання t_m , та пов'язані із кількістю ядер $N_i(t)$ як $S_i(t_m) = f_i \varepsilon_i \lambda_i \int_{t_0}^{t_1} N_i(t) dt$, де f_i – ймовірність випромінювання даного гамма-кванта; ε_i – ефективність реєстрації спектрометра для даної енергії, $t_0 = t_{\text{ir}} + t_{\text{col}}$, $t_1 = t_{\text{ir}} + t_{\text{col}} + t_m$.

Ізомерні відношення R_Y обчислюються за допомогою програмного коду IZOMER [8], як відношення виходів реакцій Y_g/Y_m , що задовольняють рівняння (1) за фіксованих експериментальних значень площ S_i ($i = m, g, b$) під піками повного поглинання.

Опромінення зразків проводилося на мікротроні М-30 (в ІЕФ НАНУ, Україна, Ужгород) γ -квантами гальмівного спектра електронів. У ролі гальмівної мішені використовувалась тонка танталова мішень, тому спектр гальмівного випромінювання мав вигляд спектра Шиффа. Максимальна енергія гальмівних гамма-квантів E_e становила 10,5, 12,0 та 18,0 МеВ.

У ролі мішеней використовувалися закриті джерело ^{235}U ($^{235}\text{U} - 90\%$, $^{238}\text{U} - 10\%$) вагою 514 мг, упаковане у контейнер із нержавіючої сталі, та зразок ^{238}U у вигляді смужок із напленням ^{238}U із загальною вагою ізотопу 2 г. На рис. 2 наведено схематичне зображення геометрії опромінюваного зразка ^{238}U . На поверхні алюмінієвих фольг осаджуються радіоактивні уламки, що вилітають під час поділу урану. Після опромінення гамма-спектри фрагментів поділу у активованих фольгах досліджувалися на спектрометрі.

Вимірювання гамма-спектрів активованих мішеней проводилося за допомогою спектрометра з HPGe детектором. Роздільна здатність спектрометра становила 2,0 кеВ по γ -переходу з $E_\gamma = 1332,5$ кеВ у ядрі ^{60}Co . Спектри записувалися через кожні 60 секунд протягом усього часу вимірювання t_m . Дані про граничні енергії опромінення зразків урану, часи опромінення t_{ir} , сумарний час охолодження і транспортування t_{col} і максимальний повний час вимірювань наведено у табл. 1. Приклад отриманого спектра фотоподілу наведено на рис. 3.

За спектрами фотоподілу розраховувалися ізмерні відношення для ^{97}Nb із урахуванням внеску від ядра-ізобара ^{97}Zr . Фрагмент схеми розпаду $^{97}\text{Zr} \rightarrow ^{97}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$ наведено на рис. 4.

Обробка апаратурних гамма-спектрів проводилася із застосуванням програмного пакета WinSpectrum [12]. Складність розрахунків визначалася: 1) необхідністю використовувати різні часи набору спектрів, які відповідають періоду напіврозпаду досліджуваного стану ізотопу із наступним перерахунком розрахованих за цими спектрами N_m, N_g, N_b до певного єдиного часу вимірювання t_m , 2) значним перекриттям піків повного поглинання, 3) суттєвим впливом мертвого часу на перших хвилинах вимірювань, що становив від 10% до 80%.

При обчисленні заселеностей, використовувалися найбільш інтенсивні гамма-переходи у ланцюжку розпадів $^{97}\text{Zr} \rightarrow ^{97}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$, а саме:

- заселеність N_b основного стану ізобарного ядра-попередника ^{97}Zr визначалася по площі під

Таблиця 1. Дані про граничні енергії опромінення зразків урану, часи опромінення, охолодження та загальний час вимірювань спектрів

Ядро-мішень	^{235}U		^{238}U	
	Експ. 1	Експ. 2	Експ. 3	Експ. 4
Гранична енергія γ -квантів (МеВ)	10,5	18,0	12,0	18,0
Час опромінення t_{ir} (хв.)	10,0	5,0	20,0	10,0
Сумарний час охолодження та транспортування t_{col} (с)	28,0	166,0	49,0	37,0
Повний час вимірювання спектрів t_{mes} (хв.)	858,0	46,0	309,0	1083,0

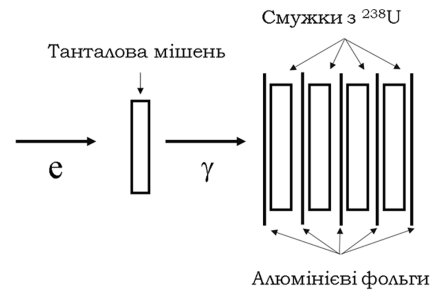


Рис. 2. Схематичне зображення геометрії експерименту з опромінення зразків з ^{238}U

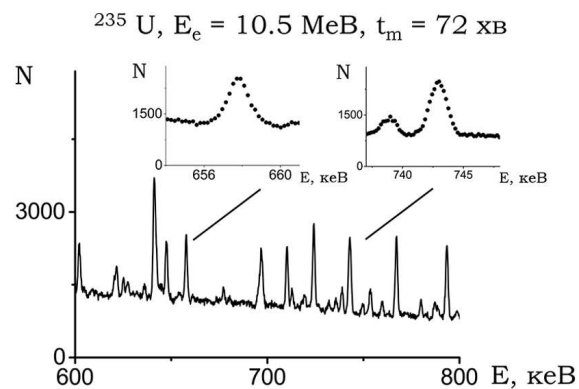


Рис. 3. Фрагмент характерного спектра фотоподілу ^{235}U , що використовувався для обчислення ізмерних відношень. Збільшені ділянки спектра деталізують області, у яких знаходяться піки від гамма-переходів з $E_\gamma = 658,13$ кеВ та $E_\gamma = 743,36$ кеВ. Граничну енергію опромінення та час вимірювання даного спектра вказано на рисунку; E – енергія, що реєструється гамма-детектором, N – сумарна кількість відліків за час t_m

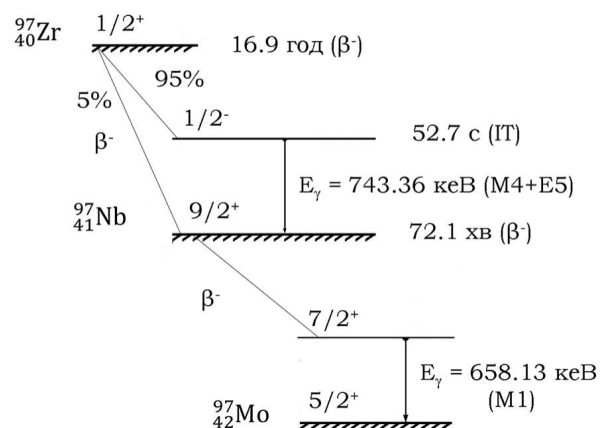


Рис. 4. Фрагмент схеми розпаду ланцюжка $^{97}\text{Zr} \rightarrow ^{97}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$. Переходи з $E_\gamma = 743,36$ кеВ та $658,13$ кеВ були використані для визначення заселеностей рівнів. Характеристики станів та переходів наведено за даними [13]

Таблиця 2. Ланцюжки розпаду ядер, їх періоди напіврозпаду та лінії, які використовувалися при обробці спектра для визначення площ під піками S_b, S_m, S_g

Ланцюжки розпадів	$^{134}\text{Te} \rightarrow$ $\rightarrow ^{134}\text{I}$	$^{130}\text{Sn} \rightarrow$ $\rightarrow ^{130}\text{Sb}$	$^{128m}\text{Sb} \rightarrow$ $\rightarrow ^{128}\text{Te}$	$^{128g}\text{Sb} \rightarrow$ $\rightarrow ^{128}\text{Te}$	$^{128}\text{Sn} \rightarrow ^{128m}\text{Sb} \rightarrow$ $\rightarrow ^{128}\text{Te}$	$^{89}\text{Rb} \rightarrow$ $\rightarrow ^{89}\text{Sr}$
Період напіврозпаду (хв.)	41,8	3,7	10,4	540,6	59,1	15,2
Енергія переходу, що створює перекриття	742,6	743,1	743,2	743,2	743,2	657,8
Енергія переходу, за яким проводився розрахунок внеску	566,0	779,8	753,9	753,9	753,9	1248,1

піком від гамма-переходу з $E_\gamma = 743,36$ кеВ від розпаду $^{97}\text{Zr} \rightarrow ^{97m}\text{Nb}$ із $T_{1/2} = 16,9$ годин;

- заселеність N_m метастабільного стану ^{97m}Nb визначалась по площі під піком від гамма-переходу з $E_\gamma = 743,36$ кеВ від розпаду $^{97m}\text{Nb} \rightarrow ^{97g}\text{Nb}$ ($T_{1/2} = 52,7$ с);

- заселеність N_g основного стану ^{97g}Nb визначалась по площі під піком від гамма-переходу на другий збуджений стан з $E_\gamma = 658,13$ кеВ від розпаду $^{97g}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$ ($T_{1/2} = 72,1$ хв.).

Внаслідок значної різниці періодів напіврозпаду досліджуваних ізотопів, розрахунок внесків усіх гамма-переходів за одним спектром, що відповідає певному вибраному часу вимірювання t_m характеризувався б низькою статистичною точністю, тому для коректного розрахунку кількості напрацьованих ядер аналізувалися площі під піками у спектрах у ті часи, для яких внесок від досліджуваного ізотопу був максимальним, після чого проводився перерахунок площ під піками до єдиного часу t_m . Час t_m для кожного експерименту вибирався максимально близьким до одного періоду напіврозпаду $^{97g}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$. Визначення площ проводилося таким чином:

- розрахунок площі S_b під піком із $E_\gamma = 743,36$ кеВ для ядра ^{97}Zr з $T_{1/2} = 16,9$ год, проводився за різницею спектрів, час вимірювання яких відповідає $t = 10 T_{1/2}$ десяти періодам напіврозпаду та $t = 1 T_{1/2}$ одному періоду (тобто за різницею спектрів за 1010 хвилин – 10 хвилин). Для тих досліджень, де час вимірювання був меншим за 16,9 годин, використовувалися максимально наближені до вказаних умови;

- через необхідність врахування втрат відліків за рахунок мертвого часу для короткоживучого ^{97m}Nb , окремо визначалась площа під піком із

$E_\gamma = 743,36$ кеВ за спектрами першої та другої хвилин із наступним відніманням розрахованого внеску S_b , після чого вносились поправка на мертвий час;

- площа під піком S_g визначалась безпосередньо зі спектра, що відповідає часу вимірювання t_m .

Додатково, там, де це було можливо, для вказаних гамма-переходів визначалися площі $S_{m,g,b}$ за спектрами, час вимірювання яких становив $t = 1 T_{1/2}, 2 T_{1/2}, \dots$ і т.д., для проведення перевірки зміни з часом площі під піком відповідно до закону радіоактивного розпаду.

При визначенні площ S_b, S_m та S_g обробка спектрів проводилася із урахуванням внесків від сторонніх елементів, тобто від інших продуктів фотоподілу, гамма-переходи яких мають близькі до розглядуваних значення енергій та не розділяються спектрометром, створюючи перекриття. Визначення таких внесків проводилося з врахуванням співвідношення інтенсивностей гамма-переходів стороннього ізотопу. Додатково проводилась перевірка відповідності зміни з часом площ під піками повного поглинання відповідно до закону радіоактивного розпаду розглядуваного стороннього елемента. Розрахунок площ елементів з великим часом життя проводився за різницею спектрів, який відповідає десяти періодам напіврозпаду усіх короткоживучих елементів та спектра, що охоплює один період напіврозпаду довгоживучого елемента після розпаду короткоживучих елементів. Ланцюжки розпадів сторонніх елементів, їх періоди напіврозпаду та енергії γ -переходів, за якими проводилося визначення їх внесків, вказано у табл. 2.

Внаслідок складної геометрії мішені з ^{235}U , що унеможливило проведення зовнішньої калібровки

за ефективністю, та з метою застосування єдиного підходу до обробки спектрів усіх зразків, було виконано відносну калібровку за ефективністю для усіх чотирьох експериментів, використовуючи виміряні гамма-спектри продуктів поділу. Калібровка спектрометра за ефективністю реєстрації проводилась із використанням в середньому 35 гамма-переходів у фрагментах поділу: ^{146}Ce , ^{131}Te , ^{149}Nd , ^{101}Mo , ^{134}I , ^{135}I , ^{141}Ba , а також рентгеновських ліній від урану та свинцю. Побудова кривої ефективності проводилась за методом, описаним у роботі [12]. Отримані криві відносної ефективності реєстрації гамма-випромінювання наведено на рис. 5.

Після визначення площ, проведено числовий розв'язок рівнянь (1) за допомогою програми IZOMER та обчислено ізотопні відношення, як відношення виходів реакцій у стан з більшим значенням спіну до виходу у стан з меншим значенням спіну $R_\gamma = Y_g/Y_m$. Отримані дані ізотопних відношень ^{97}Nb наведені у табл. 3. Похибки виміряних ізотопних відношень оцінювалися як статистичні похибки площ під піками повного поглинання від гамма-переходів, що відповідають заселенню основного, метастабільного станів та розпаду ізобарного ядра-попередника [9].

Відзначимо, що ізотопні відношення для ядра-фрагмента фотоподілу ^{95}Nb досліджувалися раніше в реакціях $^{232}\text{Th}(n, f)$ з енергією нейтронів 14 MeV та $^{232}\text{Th}(d, f)$ із енергією дейтронів 13,6 MeV у роботі [7]. Значення ізотопних відношень $R_\gamma = Y_g/Y_m$ становлять $R_\gamma = 5,0 \pm 1,0$ та $R_\gamma = 3,6 \pm 0,6$ відповідно. У роботі [14] були виміряні ізотопні відношення виходів ^{97}Nb , що утворювався в реакціях $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$ та $^{100}\text{Mo}(\gamma, p2n)^{97}\text{Nb}$ з гальмівним випромінюванням з граничними енергіями від 16,0 до 60,0 MeV. Зокрема, при $E_e = 16,0$ MeV значення ізотопного відношення становить $R_\gamma = 1,740 \pm 0,141$. Це свідчить про те, що ізотопні відношення можуть суттєво залежати від типу вхідного каналу.

3. Обчислення середніх кутових моментів та обговорення результатів

Спершу знаходимо спіновий розподіл початкових станів із підгонки обчислених теоретично значень ізотопних відношень до їх експериментальних ве-

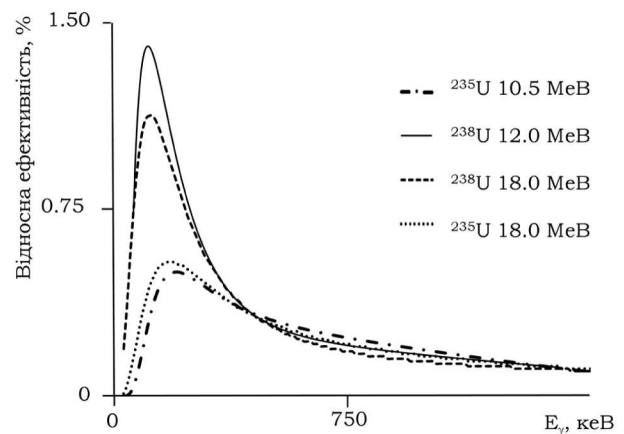


Рис. 5. Відносна ефективність реєстрації гамма-випромінювання для фрагментів фотоподілу ^{235}U та ^{238}U під дією гальмівного випромінювання з різними граничними енергіями

личин. Для розрахунку ізотопних відношень використовуємо запропоноване в [9, 10] узагальнення статистичної моделі Хьюзенгі-Ванденбоша [1, 15]. Додатково враховуємо заселеність основного (g) та метастабільного (m) станів досліджуваного ядра (A_f, Z_f) з зарядом Z_f від розпаду ізотопів ($A_i = A_f + i, Z_f$) із більшою кількістю нейтронів $i \leq i_m$. Зокрема, враховувався внесок у ізотопне відношення від розпаду ізотопів, в яких кількість нейтронів перевищує кількість нейтронів у ядрі (A_f, Z_f) не більше ніж на два нейтрона; значення $i_m = 2$ приблизно відповідає середній множинності нейтронів.

Заселеності $g_k^{(i)}(U, J)$ основного ($k = g$) та метастабільного ($k = m$) станів ядра (A_f, Z_f), які відповідають переходам з вильотом гамма-квантів та нейтронів із станів ядер з енергією збудження U та спіном J , обчислювалися з ви-

Таблиця 3. Експериментальні результати розрахунку ізотопних відношень виходів у ядрі-фрагменті ^{97}Nb у реакціях фотоподілу ^{235}U та ^{238}U

Ядро-мішень	E_e , MeV	$R_\gamma = Y_g/Y_m$
^{235}U	10,5	$0,75 \pm 0,09$
^{238}U	12,0	$0,73 \pm 0,10$
^{235}U	18,0	$3,9 \pm 0,8$
^{238}U	18,0	$3,8 \pm 0,6$

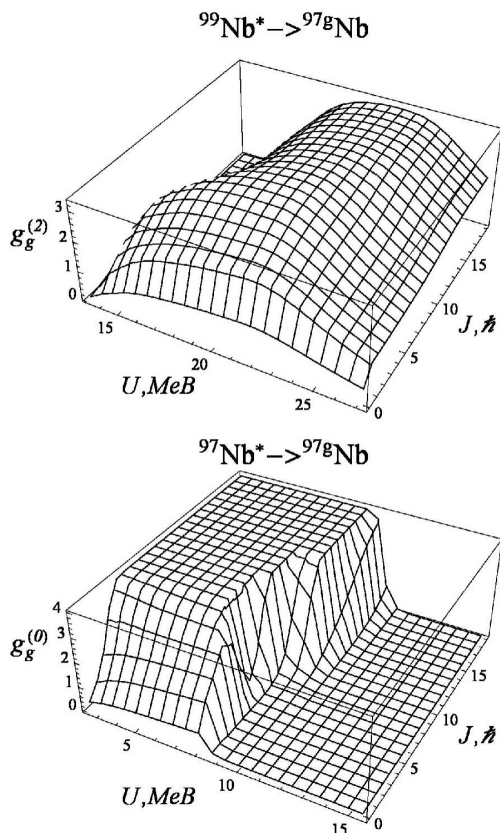


Рис. 6. Ймовірності заселення $g_g^{(i)}(U, J)$ основного стану ядра ^{97}Nb із станів збуджених ізотопів ^{99}Nb , ^{97}Nb в залежності від енергії збудження U та спіну J , розраховані за допомогою коду EMPIRE 3.2

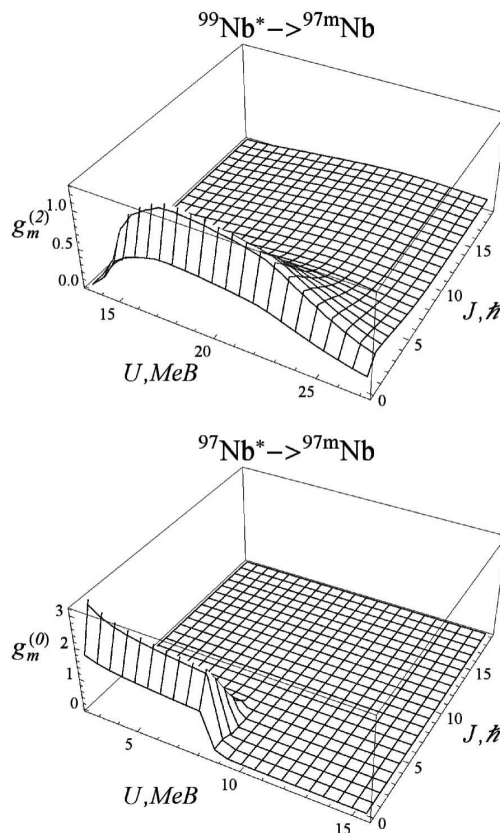


Рис. 7. Ймовірності заселення $g_m^{(i)}(U, J)$ ізомерного стану ядра ^{97}Nb із станів збуджених ізотопів ^{99}Nb , ^{97}Nb в залежності від енергії збудження U та спіну J , розраховані за допомогою коду EMPIRE 3.2

користанням числових кодів EMPIRE 3.2 [16] та TALYS 1.6 [17].

Для обчислення ізомерних відношень використовувався такий вираз:

$$R = \frac{\sum_{i=0}^{i_m} \int_{U_0^{(i)}}^{U_m^{(i)}} \sum_J \Phi_i(A_i, U, J) g_g^{(i)}(U, J) dU}{\sum_{i=0}^{i_m} \int_{U_0^{(i)}}^{U_m^{(i)}} \sum_J \Phi_i(A_i, U, J) g_m^{(i)}(U, J) dU} \quad (2)$$

з

$$\Phi_i(A_i; U, J) = P(A_i) \varphi_i(U) P^{(i)}(J).$$

Тут $P(A_i)$ – функція розподілу ядер-фрагментів з масовим числом $A_i = A_f + i$ та зарядом Z_f ; $\varphi_i(U)$, $P^{(i)}(J)$ – функції, що визначають розподіл станів

у ядрі-фрагменті (A_i, Z_f) за енергією збудження та спінами. Оскільки ці функції розподілів для різних ізотопів одночасно входять у чисельник та знаменник виразу (2) і масові числа $A_i = A_f + i$ знаходяться у малому інтервалі, то $\varphi_i(U)$, $P^{(i)}(J)$ вважалися однаковими у різних ізотопах.

У розрахунках враховувався розпад станів з енергіями збудження в однаковому інтервалі $\Delta U = 16$ MeV для всіх ізотопів, а функції розподілу станів за енергією збудження $\varphi_i(U)$ вибиралися у вигляді сходинки. Відзначимо, що значення $\Delta U = 16$ MeV відповідає подвійній середній енергії відділення нейтрона $\bar{S}_n = 8$ MeV ($\Delta U = 2\bar{S}_n$) і враховує практично всі збуджені стани, які можуть заселяти основний та ізомерний стани досліджуваного ядра (див. рис. 6, 7). Мінімальна $U_0^{(i)}$ та максимальна $U_m^{(i)}$ енергії збуджен-

Таблиця 4. Результати теоретичних розрахунків середніх кутових моментів

Ядро-мішень (E_e , MeV)	TALYS				EMPIRE			
	$i_m = 0$		$i_m = 2$		$i_m = 0$		$i_m = 2$	
	Рівн. (3)	Рівн. (4)	Рівн. (3)	Рівн. (4)	Рівн. (3)	Рівн. (4)	Рівн. (3)	Рівн. (4)
^{235}U (10,5)	$1,5 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,5$	$0,9 \pm 0,6$	$0,9 \pm 0,6$	$1,4 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,6$	–	–
^{238}U (12,0)	$1,5 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,5$	$0,9 \pm 0,6$	$0,9 \pm 0,6$	$1,4 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,5$	–	–
^{235}U (18,0)	$5,2 \pm 0,8$	$4,8 \pm 0,8$	$5,2 \pm 0,9$	$4,9 \pm 0,9$	$5,1 \pm 0,8$	$4,8 \pm 0,8$	$4,9 \pm 1,0$	$4,6 \pm 0,9$
^{238}U (18,0)	$5,1 \pm 0,7$	$4,7 \pm 0,7$	$5,1 \pm 0,8$	$4,8 \pm 0,7$	$5,0 \pm 0,7$	$4,7 \pm 0,7$	$4,8 \pm 0,8$	$4,5 \pm 0,7$

ня у ядрі-фрагменті (A_i, Z_f), що заселяють g - та m -стани ядра (A_f, Z_f) бралися рівними $U_0^{(i)} = S_i$, $U_m^{(i)} = S_i + \Delta U$, де S_i – енергія відділення i нейтронів від ядра ($A_f + i, Z_f$), $S_i = \sum_{j=0}^{j=i} S_n^{(j)}$ з $S_n^{(j)}$ для енергії відділення одного нейтрона від ядра ($A_f + j, Z_f$) і $S_{i=0} = 0$.

Використовувалися стандартні вирази для функцій спінового розподілу початкових станів [9, 10]:

$$P^{(i)}(J) = (2J + 1) \exp(-J(J + 1)/2B^2 - \lambda J), \quad (3)$$

та

$$P^{(i)}(J) = (2J + 1) \exp(-J(J + 1)/2(B + \mu)^2). \quad (4)$$

Як і в роботах [9, 10], параметр B у формулах (3), (4) обчислювався згідно з моделлю фермі-газу для сферичних ядер. Параметри λ , μ у (3), (4) визначалися з підгонки теоретичних значень ізотерних відношень (2) до експериментальних даних. Після визначення параметрів у функціях спінового розподілу, середній кутовий момент первинного фрагменту (A_f, Z_f) обчислювався за формулою:

$$\bar{J} = \sum_J J P^{(0)}(J, x) / \sum_J P^{(0)}(J, x). \quad (5)$$

Підсумовування по спіну J в (2) та (5) виконується по цілих значеннях $J \geq 0$ для ядер фрагментів поділу з цілими спінами основних станів і напівцілим значенням $J \geq 1/2$ для ядер-фрагментів, де спіни основних станів напівцілий.

На рис. 6, 7 наведені ймовірності (у відносних одиницях) заселення основного (ізотерного) стану ядра ^{97}Nb із станів (U, J) збуджених ізотопів

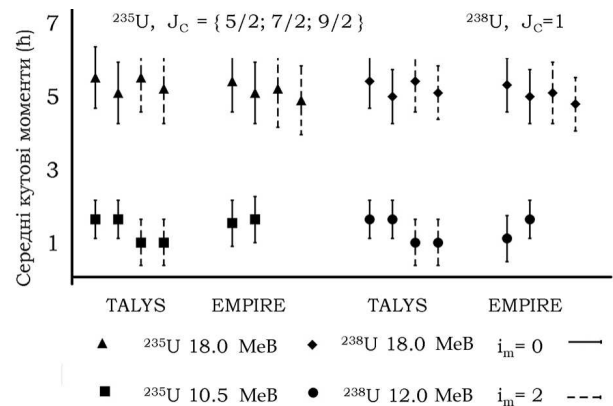


Рис. 8. Результати теоретичних розрахунків середніх кутових моментів, виконані за допомогою кодів EMPIRE та TALYS з урахуванням ($i_m = 2$) та без врахування ($i_m = 0$) вильоту нейтронів. Зверху вказані компаунд-ядра та їх можливі спіни

ніобію з масовими числами $A_i = \{97, 99\}$, які були обчислені з використанням коду EMPIRE 3.2. Значення цих ймовірностей, розрахованих за допомогою коду TALYS 1.6, подібні.

При розрахунках значень заселеностей використовувалися різні вирази для радіаційних силових функцій та густин ядерних рівнів [18–20]. Подібні представлені на рисунках розрахунки середніх кутових моментів несуттєво залежать від цих виразів.

Розрахунки середнього кутового моменту \bar{J} для первинного ядра-фрагмента ^{97}Nb наведені в табл. 4 та, для наочності, на рис. 8. З рис. 6–8 видно, що виліт різної кількості нейтронів призводить до деякого усереднення по заселеннях рівнів, але це не суттєво впливає на розрахунки середнього кутового моменту, що підтверджують аналітичні розрахунки з роботи [10].

При великих енергіях збудження, середні кутові моменти у фрагментах поділу відрізняються від значень у материнському ядрі, що вказує на існування додаткового механізму появи кутового моменту. Також відзначимо, що збільшення ізомерних відношень з граничною енергією E_e призводить і до збільшення середніх кутових моментів первинних фрагментів поділу. Можливо, це зв'язано із відкриттям (γ, nf) реакції, що може призводити до зміни розподілів всіх величин, що входять у рівняння (2).

4. Висновки

Отримано нові дані з ізомерних відношень ядра ^{97}Nb , що утворюється в результаті фотоподілу ядер ^{235}U та ^{238}U гальмівним випромінюванням з граничними енергіями 10,5, 12,0 та 18,0 МеВ із використанням активаційної методики та з урахуванням внеску до заселеностей від ізобарного ядра-попередника. Продемонстровано відмінність значень ізомерних відношень при $E_e = 10,5$ та $E_e = 12$ МеВ від $E_e = 18$ МеВ, що може свідчити про те, що ізомерні відношення суттєво залежать від типу вхідного каналу.

Визначено теоретичні значення середніх кутових моментів уламків поділу із використанням кодів TALYS 1.6 та EMPIRE 3.2 та враховано можливість заселення станів ^{97}Nb після вильоту до двох нейтронів від розпаду первинних фрагментів, із більшою, ніж у ^{97}Nb , кількістю нейтронів. Значення середніх кутових моментів первинних фрагментів фотоподілу з урахуванням та без урахування вильоту нейтронів збігаються у межах похибки. Відмінність значень середніх кутових моментів від значень у материнському ядрі свідчить про наявність додаткового механізму формування кутових моментів.

1. R. Vandenbosh, J.R. Huizenga. *Nuclear Fission* (Academic Press, 1973).
2. D.C. Aumann, W. Guckel, E. Nirschl, H. Zeising. Independent isomeric yield ratio of ^{148}Pm in fission of the moderately excited ^{236}U compound nucleus as a measure of fragment angular momentum. *Phys. Rev.* **16**, 254 (1977) [DOI: 10.1103/PhysRevC.16.254].
3. V.Yu. Denisov, S.V. Reshitko. Mean angular momentum of nuclear-fission fragments. *Phys. At. Nucl.* **62**, 1806 (1999).

4. I.N. Mikhailov, P. Quentin, Ch. Briancon. Angular momentum of fission fragments. *Phys. At. Nucl.* **64**, 1185 (2001).
5. М.Г. Давыдов, В.Г. Магера, А.В. Трухов. Изомерные отношения выходов фотоядерных реакций. *АЭ* **62**, 236 (1987).
6. М.Г. Давыдов, В.Г. Магера, А.В. Трухов, Э.М. Шомуродов. Изомерные отношения выходов фотоядерных реакций для γ -активационного анализа. *АЭ* **58**, 47 (1985).
7. И.Н. Вишневский, В.Ю. Денисов, В.А. Желтоножский, С.В. Решитко, Л.В. Садовников, Н.В. Стрильчук. Средние угловые моменты фрагментов деления ^{232}Th . *ЯФ* **61**, 1562 (1998).
8. И.Н. Вишневский, О.И. Давидовская, В.А. Желтоножский, А.Н. Саврасов. Исследование фотоделения ^{232}Th и ^{238}U . *Изв. РАН. Сер. физ.* **73**, 782 (2009).
9. I.M. Vyshnevskiy, V.O. Zheltonozhskii, A.M. Savrasov, E.P. Rovenskykh, V.A. Plujko, O.I. Davydovska, O.M. Gorbachenko. Isomer yield ratios of ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe in photofission of ^{235}U with 17 MeV bremsstrahlung. *Ядерна фізика та енергетика* **15**, 111 (2014).
10. И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский, А.Н. Саврасов, В.П. Хоменков, В.А. Плюйко, Е.П. Ровенских. Изомерные отношения и средние угловые моменты фрагментов фотоделения ^{235}U , ^{237}Np и ^{239}Pu . *Ядерна фізика та енергетика* **16**, 5 (2015).
11. И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский, А.Н. Саврасов, В.П. Хоменков, В.А. Плюйко, Е.П. Ровенских. Измерение изомерных отношений в фотоделении ^{235}U , ^{237}Np и ^{239}Pu . *ВАНТ Сер. Физика ядерных реакторов* **1**, 79 (2015).
12. В.П. Хоменков. *Исследование атомно-ядерных эффектов в процессе внутренней конверсии гамма-лучей. Дисс. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук: 01.04.16.* (ИЯИ НАН Украины, 2003).
13. R.B. Firestone, V.S. Shirley, C.M. Baglin. *Table of isotopes CD-ROM* (Eight Edition, 1996).
14. H. Naik, G.N. Kim, R. Schwengner, K. Kim, M. Zaman, S.C. Yang, S.G. Shin, Y.-U. Kye, R. Massarczyk, R. John, A. Junghans, A. Wagner, A. Goswami, M.-H. Cho. Measurement of isomeric ratios for $^{89g,m}\text{Zr}$, $^{91g,m}\text{Mo}$, and $^{97g,m}\text{Nb}$ in the bremsstrahlung end-point energies of 16 and 45–70 MeV. *Eur. Phys. J. A.* **52**, 47 (2016) [DOI: 10.1140/epja/i2016-16047-8].
15. H. Warhalek, R. Vandenbosh. Relative cross-sections for formation of the shielded isomeric pair ^{134m}Cs and ^{134}Cs in medium energy fission. *J. Inorg. Nucl. Chem.* **26**, 669 (1964).
16. M. Herman, R. Capote, B.V. Carlson, P. Obložinský, M. Sin, A. Trkov, H. Wienke, V. Zerkin. EMPIRE: Nuclear reaction model code system for data evaluation. *Nucl. Data Sheets* **108**, 2655 (2007) [DOI: 10.1016/j.nds.2007.11.003]; <http://www.nndc.bnl.gov/empire/>.

17. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. *Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, 22–27 May, 2007, Nice, France*, edited by O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin, S. Leray (EDP Sciences, 2008), p. 211; <http://www.talys.eu/>.
18. R. Capote, M. Herman, P. Obložinský, P.G. Young, S. Goriely, T. Belgia, A.V. Ignatyuk, A.J. Koning, S. Hilaire, V.A. Plujko, M. Avrigeanu, O. Bersillon, M.B. Chadwick, T. Fukahori, Zhigang Ge, Yinlu Han, S. Kailas, J. Kopecky, V.M. Maslov, G. Reffo, M. Sin, E.Sh. Soukhovitskii, P. Talou. RIPL – Reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations. *Nucl. Data Sheets* **110**, 3107 (2009) [DOI: 10.1016/j.nds.2009.10.004]; <http://www.nds.iaea.org/RIPL-3/>.
19. V.A. Plujko, R. Capote, O.M. Gorbachenko. Giant dipole resonance parameters with uncertainties from photonuclear cross sections. *At. Data Nucl. Data Tabl.* **97**, 567 (2011) [DOI: 10.1016/j.adt.2011.04.001].
20. V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, E.P. Rovenskykh, V.A. Zheltonozhskii. Average description of dipole gamma transitions in hot atomic nuclei. *Nucl. Data Sheets* **118**, 237 (2014) [DOI: 10.1016/j.nds.2014.04.046].

Одержано 11.07.16

*V.O. Zheltonozhskiy, A.M. Savrasov, K.M. Solodovnyk,
V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, O.I. Davydovska*

ISOMER RATIOS AND MEAN ANGULAR
MOMENTA OF PRIMARY ^{97}Nb FRAGMENTS
AT ^{235}U AND ^{238}U PHOTOFISSION

S u m m a r y

The isomeric yield ratios are measured for ^{97}Nb fragments obtained at the bremsstrahlung photofission of ^{235}U and ^{238}U nuclei with gamma-quantum end-point energies of 10.5, 12.0, and 18.0 MeV. The mean angular momenta of primary fission fragments are determined, by using the generalized Huizenga–Vandenbosh statistical model and with the help of TALYS 1.6 and EMPIRE 3.2 codes.