

КУМУЛЯТИВНІ ВИХОДИ УЛАМКІВ ФОТОПОДІЛУ ^{237}Np **О. О. Парлаг***Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна*

Методом напівпровідникової гамма-спектрометрії проведено вимірювання кумулятивних виходів уламків фотоподілу ^{237}Np при максимальній енергії гальмівного випромінювання 9,46 MeV. Проведено аналіз енергетичної залежності співвідношення асиметричних мод “Standard I” і “Standard II” подільного ядра ^{237}Np у рамках моделі поділу Брози.

1. Вступ

В останні роки спостерігається підвищений інтерес до дослідження фотоядерних реакцій, зокрема процесу фотоподілу актинідних ядер. Існуючі бази експериментальних даних не задовольняють потреб як у плані розвитку модельних уявлень, так і для прикладного використання. Історично так склалося, що більшість даних, що характеризують процес поділу, отримано в реакціях із нейтронами, зарядженими частинками. Тому виникає необхідність одержання нових експериментальних даних про характеристики фрагментів фотоподілу. Особливий інтерес становить ядро ^{237}Np , для якого немає експериментальних даних по масовим розподілам уламків при енергіях в області порогу фотоподілу, де особливо чітко проявляються структурні ефекти і вплив оболонки та відсутній так званий емісійний поділ (поділ ядра з попередньою емісією декількох нейтронів), що утворює суміш подільних ядер, які спотворюють спектр фрагментів в будь-якій масовій моді [1].

2. Експеримент та результати досліджень

Методом напівпровідникової гамма-спектрометрії [2, 3] проведено виміри відносних кумулятивних виходів уламків фотоподілу ^{237}Np при максимальній енергії гальмівного випромінювання $\sim 9,46$ MeV.

Активация подільних мішеней проводилася на пучку гальмівного випромінювання електронного прискорювача – мікротрона. В якості гальмівної мішені використовували танталову пластину товщиною 1 мм. Енергія електронів визначалася шляхом вимірювання ведучого магнітного поля мікротрона методом ядерного магнітного резонансу й частоти електромагнітної хвилі магнетрона. Нестабільність енергії електронів у процесі опромінення мішеней не перевищувала 0,04 MeV.

Для проведення експериментальних досліджень використовувалися шість мішеней, які являли собою диски оксиду ^{237}Np з діаметром активного шару 11,5 мм і товщиною 20 мкм, які були нанесені на нікелеві підкладки діаметром 30 мм. Домішки ^{238}Pu та ^{239}Pu в мішені становили $2 \cdot 10^{-9}$ та $6 \cdot 10^{-7}$ г відповідно. Маса ^{237}Np на дисках знаходилася в межах 963 - 1193 мкг.

Накопичування уламків фотоподілу здійснювалося алюмінієвими фольгами-колекторами товщиною 0,1 мм, що встановлювалися перед шаром подільного матеріалу мішені. У процесі експерименту використовувалися збірки – “сандвічі” (шар подільного матеріалу – колектор). По закінченні накопичення уламків проводилися вимірювання їх гамма-активності.

Активация подільних збірок проводилася на віддалі 50 мм від гальмівної мішені прискорювача при струмі пучка 5 - 8 мкА. Час активації становив від 3 до 6 год. Вимірювання проводилися протягом 1 - 80 год. Час вимірювань становив від 0,5 до 1,5 год.

Вимірювання гамма-спектрів уламків поділу проводилися на спектрометричних комплексах СЕГ-40Ge-1К на базі Ge(Li)-детектора об'ємом 100 см^3 та “ORTEC” з HPGe-детектором об'ємом 150 см^3 . Під час проведення вимірювань постійно здійснювався контроль дрейфу енергетичної шкали, роздільної здатності та ефективності реєстрації спектрометричного комплексу за допомогою точкових стандартних гамма-активних джерел ^{57}Co та ^{60}Co . Дрейф указаних параметрів не перевищував $\sim 0,5$ %. Критерій відбору фотопиків для аналізу дорівнював 3. Абсолютна ефективність реєстрації гамма-квантів визначалася за допомогою набору стандартних джерел та з використанням гамма-випромінювання радіоактивних нуклідів у ланцюжках розпаду уламків в реакції $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$.

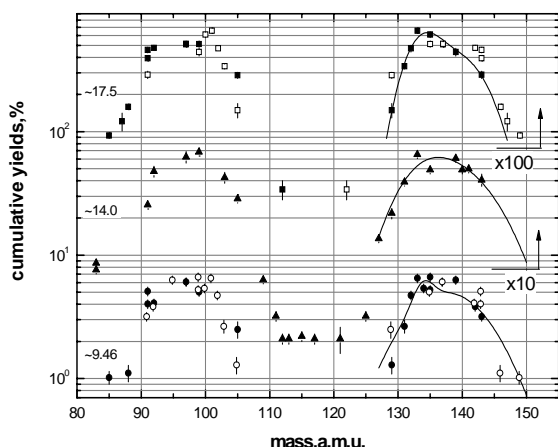
Ідентифікація уламків поділу проводилася по енергіях гамма-квантів, що ними випромінювалися. При проведенні досліджень враховувалися періоди напіврозпаду ізотопів – уламків та їх попередників – ізобар, час їх накопичення, охолодження та вимірювання. Чисельні значення ядерно-фізичних

характеристик – періодів напіврозпаду, енергій гамма-ліній та їх квантових виходів для нуклідів-уламків поділу - бралися з [4].

У процесі експерименту було проведено ідентифікацію гамма-піків повного поглинання, які належать таким уламкам: ^{85m}Kr , ^{88}Kr , ^{91}Sr , ^{91m}Y , ^{92}Y , ^{97}Zr , ^{97}Nb , ^{99}Mo , ^{99m}Tc , ^{105}Ru , ^{129}Sb , ^{131}I , ^{132}Te , ^{132}I , ^{133}I , ^{134}I , ^{135}I , ^{135}Xe , ^{139}Ba , ^{142}La , ^{143}Ce . Кумулятивні виходи визначалися відносно виходів уламків-реперів ^{132}Te (228,2 кеВ) та ^{133}I (529,9 кеВ).

Статистична похибка вимірювання інтенсивності піків повного поглинання, які використовувалися в процесі аналізу, не перевищувала 3 - 5 %. Чисельні значення відносних кумулятивних виходів уламків, отриманих для вказаних реперів, узгоджувалися між собою з точністю не гірше 1 %.

Значення сумарної похибки оцінювалися з врахуванням статистичних похибок інтенсивностей піків повного поглинання, аналізу часових залежностей, розкиду усереднених по окремих дослідах значень, похибок інтерпольованих значень ефективності та ядерно-фізичних констант (квантових виходів гамма-ліній, періодів напіврозпаду). Сумарна похибка визначення кумулятивних виходів уламків поділу становила 7 - 12 %.



Результати експериментальних досліджень кумулятивних виходів уламків фотоподілу ядра ^{237}Np при максимальній енергії гальмівного випромінювання 9,46 МеВ представлено на рисунку. Чорні точки – наші дані, світлі точки – їх зв’язані значення відносно осі симетрії $A_S \sim 117$ а.о.м. Масовий розподіл є симетричним по відношенню до масового числа ~ 117 , що відповідає випусканню в середньому трьох нейтронів на акт поділу. Це значення узгоджується з оціночним числом $\sim 3,15$, отриманим на основі систематизації середнього числа нейтронів для випадку фотоподілу ^{237}Np [6]. На цьому ж рисунку представлено експериментальні значення кумулятивних виходів уламків фотоподілу ядра ^{237}Np при максимальних енергіях гальмівних

фотонів 14,0 МеВ [5] - трикутниками і 17,5 МеВ [3] - темними та світлими (зв’язані значення відносно осі симетрії $A_S \sim 117$ а.о.м.) квадратами. Суцільні криві – результати описання згідно [8, 9].

У рамках моделі поділу Брози [8, 9] проведено аналіз залежності співвідношення асиметричних мод “Standart I” та “Standart II” масових спектрів для піка важких уламків подільного ядра ^{237}Np від енергії збудження із залученням додаткових експериментальних даних [5 - 7]. Для максимальних енергій гальмівного спектра гамма-квантів проведено оцінку відповідних їм ефективних енергій збудження для подільного ядра ^{237}Np [1].

Вибір піка важких уламків пов’язаний з тим, що при однакових значеннях площ піка важких продуктів масового спектра відрізняються більшою висотою та меншою шириною у порівнянні з легкими продуктами практично для всіх ядер актинідів при граничних енергіях гальмівного випромінювання до 30 МеВ. Відмічені особливості форми масових спектрів для легких та важких уламків пояснюються конкуренцією між емісійним фотоподілом (γ , nf), (γ , 2nf) та реакцією (γ , f). Звідси й очікується, що ядра A_F-1 , A_F-2 і так далі, які утворилися внаслідок емісійного поділу, зсунуті в області легких продуктів відносно розподілу продуктів поділу ядра A_F , що в результаті призводить до ефективного розширення цього піка.

Пік важких уламків масового спектра, згідно з моделлю, описувався сукупністю двох гаусіанів із шістьма незалежними параметрами [8 - 12]. Розрахунки проводилися програмою “MINUIT” із бібліотеки ЦЕРНу [13]. Результати аналізу масових спектрів представлено на рисунку суцільними кривими, що є результатом їх описання суперпозицією двох гаусіанів. Основний внесок у масовий спектр вносять компоненти, локалізовані навколо середніх мас $\bar{A}_{SI} \sim 133,9$ а.о.м. і $\bar{A}_{SII} \sim 137,6$ а.о.м., і які відповідають мас-асиметричним модам “Standart I” та “Standart II”. Їхні значення збігаються в межах похибки з результатами аналізу ($\bar{A}_{SI} \sim 134,5$ а.о.м. та $\bar{A}_{SII} \sim 136,9$ а.о.м.), проведеними в роботі [6], для подільного ядра ^{237}Np при енергії гальмівних фотонів ~ 28 МеВ. У рамках моделі, пов’язаної з наявністю виділених долин на поверхні потенціальної енергії подільного ядра, у всій області деформацій від сідлової точки до точки розриву ці компоненти переважають у спектрі. Вага кожної компоненти визначається вірогідністю заселення відповідної долини, яка володіє своїм бар’єром. Їхні відносні долі в масовому спектрі

складають ~ 7 і ~ 78 % для енергії збудження $\sim 7,6$ MeV, що відповідає енергії гальмівних фотонів $\sim 9,46$ MeV. Із ростом енергії збудження системи відбувається помітна зміна внесків відносної ваги заселеності долин різною мірою, що пов'язано з конкуренцією бар'єрів відповідних долин. Відбувається значне подавлення заселеності долини "Standart I", при постійності в межах похибки заселеності "Standart II". Ширини компонент (їх дисперсії) зростають, причому якщо для компонент "Standart I" ріст суттєвий, то для компонент "Standart II" незначний. Це може бути свідченням незалежності асиметричних мод "Standart I" та "Standart II" масових спектрів уламків подільного ядра ^{237}Np . Результати проведеного аналізу залежності параметрів мас-асиметричних мод "Standart I" та "Standart II" розподілу уламків фотоподілу ядра ^{237}Np від максимальної енергії гальмівних фотонів в основному узгоджуються з результатами робіт [14, 15], в яких проведено детальні дослідження для подільного ядра ^{238}Np , отриманого в реакції $^{237}\text{Np}(n, f)$ для області енергій нейтронів від теплових до 18 MeV.

3. Висновки

Методом напівпровідникової гамма-спектрометрії вперше отримано значення кумулятивних виходів уламків фотоподілу ядра ^{237}Np - $^{85\text{m}}\text{Kr}$, ^{88}Kr , ^{91}Sr , $^{91\text{m}}\text{Y}$, ^{92}Y , ^{97}Zr , ^{97}Nb , $^{99\text{m}}\text{Tc}$, ^{105}Rh , ^{129}Sb , ^{131}I , ^{132}Te , ^{132}I , ^{133}I , ^{134}I , ^{135}I , ^{135}Xe , ^{139}Ba , ^{142}La , ^{143}Ce - при максимальній енергії гальмівного випромінювання $9,46 \pm 0,04$ MeV. Вони добре узгоджуються з існуючими експериментальними даними [3, 5 - 7, 15] та з теоретичними моделями, де процес поділу розглядається з точки зору статистичної моделі з урахуванням впливу оболонкових поправок. Піки в області масових чисел ~ 134 і ~ 138 на кривій масового спектра фрагментів фотоподілу ^{237}Np пов'язані з оболонковою будовою уламків. Саме ізобарні масові ланцюжки з $A = 132 - 134$ та $A = 138 - 140$ мають уламки з оболонками $N = 82$, $N = 86 - 88$.

Результати аналізу, у рамках моделі поділу Брози, масових спектрів уламків фотоподілу ядра ^{237}Np для енергій збудження 7,6 - 13,1 MeV можуть бути свідченням незалежності подільних мод "Standart I" та "Standart II".

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Парлаг О.О. Масові розподіли уламків фотоподілу актинідних ядер // Елементарні процеси в атомних системах (ЕПАС'98). - Ужгород, 1998. - С. 161 - 167.
2. Парлаг О.О., Маслюк В.Т., Лендел О.І., Пилипченко В.А. Особливості виміру кумулятивних виходів уламків фотоподілу актинідних ядер // Наук. вісн. Ужгород. ун-ту. Сер. фіз. - 2002, № 11. - С. 171 - 176.
3. Парлаг О.О., Маслюк В.Т., Лендел О.І., Пилипченко В.А. Виходи продуктів фотоподілу ^{237}Np при максимальній енергії гальмівного випромінювання 17,5 MeV // Наук. вісн. Ужгород. ун-ту. Сер. фіз. - 2002, № 12. - С. 83 - 87.
4. Firestone R.B., Ekström L.P. WWW Table of Radioactive Isotopes. Version 2.1, January 2004. <http://ie.lbl.gov/toi/>
5. Кондратько М.Я., Коринец В.Н., Петржак К.А. и др. Выходы осколков при фотоделении ^{237}Np . // Атомная энергия. - 1973. - Т. 35, № 3. - С. 211 - 213.
6. Кондратько М., Мосесов А., Петржак К. и др. Выходы продуктов фотоделения ^{237}Np . // Физика атомного ядра и элементарных частиц. Часть 2. - М: ЦНИИАтоминформ, 1983. - С. 168 - 172.
7. Nakamura T., Yamadera A., Kase T. et al. Product Yields for the Photofission of ^{237}Np and ^{238}U with 20- and 30-MeV Bremsstrahlung // CIRIC Annual Report. - 1986. - Vol. 2. - P. 1 - 4.
8. Brosa U., Grossman S., Muller A. Nuclear Scission // Phys. Rep. - 1990. - Vol. 197. - P. 167 - 262.
9. Brosa U., Knitter H.H., Tie-shuan Fan et al. Systematics of fission-channel probabilities // Phys. Rev. C. - 1999. - Vol. 59, No. 2. - P. 767 - 775.
10. Wahl A.C. Model Calculations (Chapter 4) // Compilation and Evaluation of Fission Yield Nuclear Data / Ed. by M. Lammer. IAEA-TECDOC-1168. - Vienna: IAEA, 2000.
11. Grommes G., Kling H. O., Denschlag H. O. Program YCALC. Institut fur Kernchemie Universitdt Mainz, D-55128 Mainz, Germany.
12. Кибкало Ю.В. Массовые распределения при фотоделении актинидных ядер // Тез. докл. 52-го Междунар. совещ. по ЯС и САЯ „Ядро 2002”. 18 - 22 июня, 2002, Москва. - С. 219.
13. James F., Ross M. Function minimization and error analysis. MINUIT D506. CEREN Computer Centre Program library. - 1967. - P. 1 - 47.
14. Siegler P., Hambsch F.-J., Oberstedt S., Theobald J. P. Fission modes in the compound nucleus ^{238}Np . // Nucl. Phys. A. - 1995. - Vol. 594, No. 1. - P. 45.
15. Iyer R.H., Naik H., Pandey A.K. et al. Measurement of Absolute Fission Yields in the Fast Neutron-Induced Fission of Actinides: ^{238}U , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{243}Am , and ^{244}Cm by Track-Etch-cum-Gamma Spectrometry // Nuclear Science and Engineering. - 2000. - Vol. 135, No. 3. - P. 227 - 245.

THE CUMULATIVE YIELDS OF THE ^{237}Np PHOTOFISSION FRAGMENTS

O. O. Parlag

The cumulative yields of the ^{237}Np photofission at 9,46 MeV maximal bremsstrahlung energy have been investigated using the semiconductor gamma-spectroscopy. The energy dependence of the “Standard I” and “Standard II” asymmetric modes of ^{237}Np fission fragments was analyzed in frame of the Brosa fission model.

КУМУЛЯТИВНЫЕ ВЫХОДЫ ОСКОЛКОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ ^{237}Np

О. О. Парлаг

Методом полупроводниковой гамма-спектрометрии проведены измерения кумулятивных выходов осколков фотоделения ^{237}Np при максимальной энергии тормозного излучения 9,46 МэВ. Проведен анализ энергетической зависимости соотношения асимметричных мод “Standard I” и “Standard II” делящегося ядра ^{237}Np в рамках модели деления Бросы.