

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ІЗОМЕРНОГО ВІДНОШЕННЯ ВИХОДІВ ФОТОНЕЙТРОННОЇ РЕАКЦІЇ НА САМАРІЮ-144

П.С. Деречкей, З.М. Біган, М.С. Ляцов, І.М. Біган, О.А. Тарнай
Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна
E-mail: Derecskei89@gmail.com

Основним джерелом нової інформації про властивості ГДР стають фотоядерні реакції з фіксацією утворення кінцевого ядра в окремих визначених станах. Метод оснований на вимірюванні і порівнянні з теоретичними обчисленнями ізомерних відношень виходів (перерізів) утворення дочірнього ядра в ізомерному та основному станах, тобто станах, спіни яких суттєво відрізняються, є одним із ефективних методів перевірки адекватності статистичної теорії ядерних реакцій на гіпотезі складового ядра. Ізотоп ^{144}Sm цікавий тим, що дозволяє побачити еволюцію ізомерних відношень в реакції $(\gamma, n)^{m.g}$ на ядрах з $A=110-150$, що знаходяться поблизу замкнутої оболонки $N=82$.

ВСТУП

Значущим джерелом інформації про природу високоезбуджених станів ядер і про механізми ядерних реакцій є дослідження ядерних реакцій під дією різних частинок у вхідному каналі. При опроміненні мішеней фотонами проведення досліджень ядерних реакцій має ряд переваг. Це поперше те, що фотони привносять в ядро відносно малі зміни (у порівнянні з сильно взаємодіючими частинками) і тому вони є найбільш адекватними інструментами для вивчення структури ядер, а по-друге, взаємодія гамма-квантів з ядрами відбувається за допомогою електромагнітних сил, властивості яких добре відомі.

Головною особливістю при взаємодії гамма-квантів з ядрами є гігантський дипольний резонанс (ГДР). Основним джерелом нової інформації про властивості ГДР стають фотоядерні реакції з фіксацією утворення кінцевого ядра в окремих визначених станах. При енергіях гамма-квантів, що лежать в області ГДР, фотоядерні реакції з випромінюванням різних частинок у вихідному каналі являються важливим інструментом досліджень у фізиці ядерних реакцій, ядерній фізиці, а також в ядерній астрофізиці. В ядерній фізиці фотоядерні реакції, оскільки електромагнітна взаємодія найбільш вивчена, можуть бути використані для широкого спектра задач, наприклад, для прецензійного вивчення нуклон-нуклонної взаємодії [1, 2], дослідження колективних рухів в ядрах типу гігантського $E1$ -резонансу [3], механізмів його розпаду з фіксацією заселення збуджених станів дочірніх ядер з різними спінами J [4, 5] та інше.

Метод оснований на вимірюванні і порівнянні з теоретичними обчисленнями ізомерних відношень виходів (перерізів) утворення дочірнього ядра в ізомерному та основному станах, тобто станах, спіни яких суттєво відрізняються, є одним із ефективних методів перевірки адекватності статистичної теорії ядерних реакцій на гіпотезі складового ядра.

Самарій-144 є одним із представників ізотопів лантанодів, тобто ядер рідкісноземельних ізотопів, які належать до групи важких деформованих

аксіально-симетричних ядер. Для даного ізотопу ізомерні відношення виходів на теперішній час в області енергій ГДР (12...18 MeV) залишаються недостатньо вивченими і ціллю даної роботи є продовження вивчення їх. Ізотоп Sm^{144} цікавий тим, що дозволяє побачити еволюцію ізомерних відношень у реакції $(\gamma, n)^{m.g}$ на ядрах з $A=110-150$, що знаходяться поблизу замкнутої оболонки $N=82$. Причому в цьому районі основні та низьколежачі збуджені стани є чистими нейтронно-дірочними станами $2d_{3/2}^{-1}$, $3s_{1/2}^{-1}$, $1h_{11/2}^{-1}$ (стан $1h_{11/2}^{-1}$ є метастабільним).

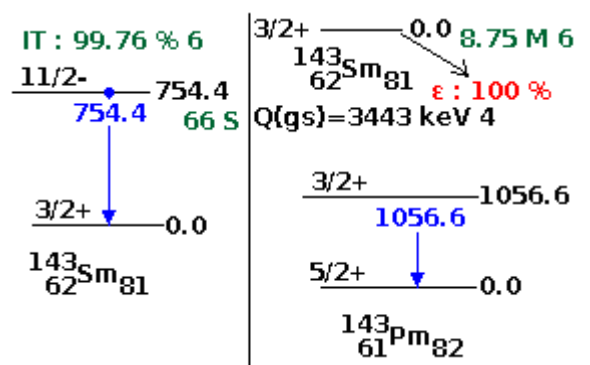


Рис. 1. Схема розпаду ізомерного і основного станів ^{143}Sm

Збудження утвореного в реакції $^{144}\text{Sm}(\gamma, n)^{143m.g}\text{Sm}$ дочірнього ядра ^{143}Sm знімається каскадом γ -переходів, останній з яких вирішальний заселяє ізомерний або основний стан. В ізотопі самарію-143 ізомерний стан характеризується спін-парністю $J^\pi=11/2^-$ формується під оболонкою $1h_{11/2}^{-1}$, енергією 754,4 кеВ та періодом напіврозпаду $T_{1/2}=66,0\text{ с}$, а основний його стан характеризується спін-парністю $J^\pi=3/2^+$, формується під оболонкою $2d_{3/2}^{-1}$ енергією 1056,5 кеВ та періодом напіврозпаду $T_{1/2}=8,75\text{ хв}$. Схема розпаду ізомерного стану ^{143m}Sm і розпаду основного стану ^{143g}Sm наведена на Рис. 1 [6].

Спектроскопічні характеристики розпаду ізомерного стану ^{143m}Sm і розпаду основного стану ^{143g}Sm із роботи [7] наведено в таблиці.

Спектроскопічні характеристики ядер

N п/п	Ізотоп	J ^π	E _γ , кеВ	T _{1/2}	α, %
1	^{143m} Sm	11/2 ⁻	754,4	66,0 с	87,4
2	^{143g} Sm	3/2 ⁺	1056,5	8,75 хв	2,06

В таблиці: J^π – спін-парність ізомерних і основних станів; E_γ – енергія аналітичного гамма-переходу; T_{1/2} – період напіврозпаду ізомерного і основного станів; α – інтенсивність гамма-лінії.

1. МЕТОД ЕКСПЕРИМЕНТУ

Для дослідження ізомерних відношень при реакції (γ,n) на ізотопі самарію-144 використовувалась активаційна методика: дослідні мішені активувалися, а потім ідентифікувалися радіоактивні продукти. Вимірювання проводилося в хороших фонових умовах, що дозволило вимірювати розпад навіть низькоінтенсивних гамма-ліній. Оскільки ізомерні і основні стани досліджуваного ядра формуються в одних і тих експериментальних умовах, то ізомерні відношення можуть бути визначені з високою точністю.

Опромінення досліджуваних зрізів самарію в області енергій 12...18,5 МеВ проводилося на пучку гальмівних гамма-квантів мікротрону М-30 відділу фотоядерних процесів Інституту електронної фізики НАН України з кроком ΔE=0,5 МеВ [8]. Пучок прискорених електронів, виведений з мікротрону, падав на танталову пластинку товщиною 0,5 мм, яка і служила джерелом гальмівного випромінювання. Зміна енергії прискорених електронів відбувалася двома шляхами: в широкому діапазоні – заміною хвильоводних вставок, тобто зміною числа орбіт, які проходять електронний пучок, а в межах одної хвильової вставки – зміною напруженості провідного магнітного поля. Величина напруженості магнітного поля вимірювалась методом ядерного магнітного резонансу, що дозволяло контролювати енергію прискорених електронів з невизначеністю не гірше ±(40...50) кеВ. Середній струм прискорених електронів підтримувався на рівні ~5 мкА. Величина струму вимірювалась монітором вторинної емісії. Контроль здійснювався кожні 1,2 с. Виведений з мікротрону електронний пучок падав на гальмівну танталову мішень товщиною 0,5 мм.

Досліджувані мішені являли собою диски вагою 1 г і діаметром 20 мм. Зрізи для опромінювання розташовувалися по осі гамма-пучка від гальмівної мішені.

Після опромінення дослідні зрізи доставлялися в спектроскопічну лабораторію і наведена гамма-активність мішені вимірювалась у хороших фонових умовах спектрометром із високою роздільною здатністю на базі HPGe-детектора об'ємом 175 см³ і 8192 каналного аналізатора CANBERRA, який сполучений з комп'ютером для накопичення даних. Роздільна здатність детектора складала ~2 кеВ для лінії 1332 кеВ кобальту-60. Час охолодження мішеней після опромінення вибирався таким чином, щоб прорахунки реєструючої апаратури не перевищували 5%. Детектор поміщався в свинцевий захист, внутрішні стінки якого були покриті

листовою міддю і кадмієм. Фотоефективність детектора визначалась за допомогою стандартизованих монохроматичних гамма-джерел із точністю 1~2%.

Вимірювання активності проводилося безпосередньо після опромінення (час опромінення – t_{опр}=120 с) і охолодження (час охолодження – t_{охол}=60 с при вимірюванні активності від розпаду ізомерного стану ^{143m}Sm і t_{охол}=600 с від розпаду основного стану ^{143g}Sm). Причому час вимірювання активності від розпаду ізомерного стану t_{вим}=120 с і t_{вим}=900 с від розпаду основного стану, так як періоди напіврозпаду ізомерного і основного станів суттєво відрізняються.

Фрагмент експериментального гамма-спектра наведеної гамма-активності зрізця самарію, опроміненого при E_{γmax}=15,5 МеВ, приведений на Рис. 2. Тут n – номер каналу аналізатора; N – кількість імпульсів у каналі.

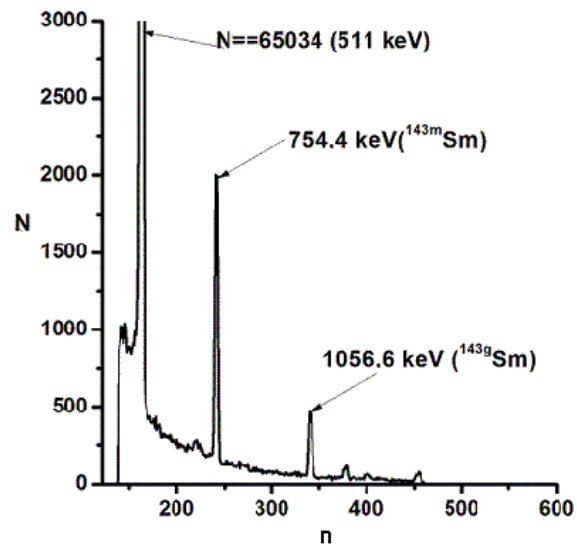


Рис. 2. Фрагмент експериментального гамма-спектра зрізця самарію, опроміненого при E_{γmax}=15,5 МеВ

2. РЕЗУЛЬТАТИ ВИМІРІВ

Вихід заселення ізомерного (Y_m) і основного (Y_g) станів для ізотопу ¹⁴³Sm визначався для площі фотопіків аналітичних гамма-ліній відповідно 754,4 і 1056,5 кеВ і метою даної роботи є визначення залежності ізомерних відношень виходів d=Y_m/Y_g у реакціях (γ,n)^{m-g} від максимальної енергії спектра гальмівних гамма-квантів в інтервалі 12,0...18,5 МеВ.

При одночасному вимірюванні виходів ізомерні відношення d у загальному виді визначаються співвідношенням [9]:

$$d = \frac{Y_m}{Y_g} = \left[\frac{\lambda_g}{\lambda_m} \cdot \frac{f_m(t)}{f_g(t)} \left(c \cdot \frac{N_g}{N_m} \cdot \frac{\phi_m}{\phi_g} - p \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \right) + p \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} \right]^{-1} \quad (1)$$

Тут N_{m,g} – число імпульсів у фотопіках, відповідальних за розпад ізомерного і основного станів, φ_{m,g}=ξ_{m,g}·k_{m,g}·α_{m,g}, де ξ_{m,g} – фотоефективність реєстрації гамма-ліній, відповідальних за розпад відповідних станів; k_{m,g} – поправка на самопоглинання відповідних гамма-ліній; α_{m,g} – інтенсивність аналітичних гамма-ліній; p – коефіцієнт розга-

луження; c – коефіцієнт, що враховує можливі накладання і прорахунки імпульсів; $f_{m,g}$ – часова функція, яка має вид:

$$f_{m,g} = [1 - \exp(-\lambda_{m,g} \cdot t_{irr})] \cdot \exp(-\lambda_{m,g} \cdot t_{cod}) [1 - \exp(-\lambda_{m,g} \cdot t_{meas})].$$

Тут $\lambda_{m,g}$ – постійна розпаду ізомерних і основних станів; t_{irr} , t_{cod} , t_{meas} – час опромінення, охолодження і вимірювання.

На Рис. 3 наведена залежність ізомерних відношень d від енергії гамма-квантів $E_{\gamma max}$.

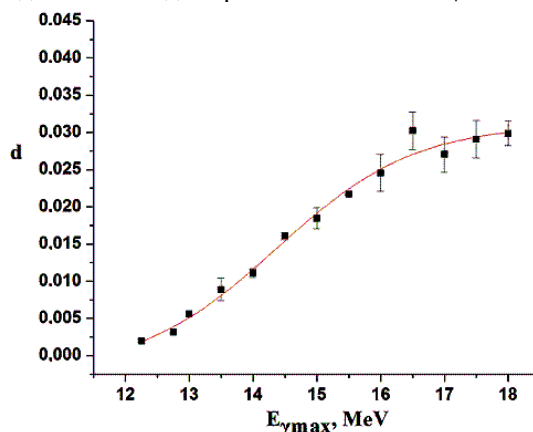


Рис. 3. Експериментальні ізомерні відношення виходів для реакції $^{144}\text{Sm}(\gamma, n)^{143m,g}\text{Sm}$

З рисунка видно, що експериментальний поріг $E_{\text{експ}}$ реакції $^{144}\text{Sm}(\gamma, n)^{143m,g}\text{Sm}$ у нашому випадку $E_{\text{експ}} = 12,25$ MeV і ізомерне відношення виходів d вище 12,25 MeV зростає, а в області > 18 MeV досягає насичення і складає $\sim 0,03$. Експериментальні ізомерні відношення виходів d наведені квадратами на Рис. 3, а суцільною кривою наведено

результат апроксимації експериментальних d кривою Больцмана:

$$y = A + (B - A) / [1 + \exp\left(\frac{E - E_0}{dE}\right)], \quad (2)$$

де A , B , E_0 , dE – параметри. Узгодження досягнуто за наступними величинами підгоночних параметрів: $A = -0,0226 \pm 0,00368$, $B = (0,0315 \pm 0,00165)$, $E_0 = (14,3807 \pm 0,251)$ MeV і $dE = (1,08684 \pm 0,25043)$ MeV.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. V.D. Efros et al. Photodisintegration of Three-Body Nuclei with Realistic 2N and 3N Forces // *Phys. Lett. B.* 2000, v. 484, p. 223-225.
2. R. Skibinski et al. Three-nucleon photodisintegration of the ^3He // *Phys. Rev. C.* 2003, v. 67, p. 054002, 8 p.
3. A.V. Varlamov et al. Atlas of Giant Dipole Resonance (IAEA, INDC (NDS))–394, Vienna, 1999.
4. V.M. Mazur. Excitation of the nuclear isomeric states in photonuclear reactions in the giant dipole resonance range // *Phys. Part. Nucl.* 2000, v. 31, p. 386-430.
5. Yu.P. Gangrsky, V.M. Mazur. The scattering of γ -quanta by Nuclei and excitation isomer states // *Phys. Part. Nucl.* 2002, v. 33, p. 158-200.
6. [https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/Nuclear Data Sheets 113, 715](https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/NuclearDataSheets/113,715) (2012).
7. A. Hashizume // *Nucl. Data Sheets.* 2011, v. 112, p. 1647.
8. S.P. Kapica and V.N. Melechin. *The Microtron.* (Harwood Academic, London, 1978).
9. R. Vanska, R. Rieppo. The experimental isomeric cross-section ratio in the nuclear activation technique // *Nucl. Instrum. and Meth.* 1981, v. 179, p. 525.