

В.М. МАЗУР, З.М. БІГАН, П.С. ДЕРЕЧКЕЙ, Д.М. СИМОЧКО

Інститут електронної фізики НАН України

(Вул. Університетська, 21, Ужгород 88016; e-mail: nuclear@email.uz.ua)

## ПЕРЕРІЗ ЗБУДЖЕННЯ ІЗОМЕРНОГО СТАНУ $11/2^-$ ЯДРА $^{137}\text{Ce}$ В РЕАКЦІЇ $(\gamma, n)$ В ІНТЕРВАЛІ ЕНЕРГІЙ ГАММА-КВАНТІВ 11–18 MeV

УДК 539.172

*На гальмівному гамма-пучку мікротрона M-30 в області енергій 11–18 MeV досліджено ізомерне відношення виходів і переріз реакції  $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ce}$ .*

*Ключові слова:* мікротрон, церій, ізомерне відношення виходів, гігантський дипольний резонанс.

### 1. Вступ

Фотоядерні реакції в області енергій гігантського дипольного резонансу (ГР) з емісією різних частинок у вихідному каналі є важливим джерелом інформації в ядерній фізиці, ядерній астрофізиці і фізиці ядерних реакцій. Оскільки електромагнітна взаємодія добре вивчена, фотоядерні реакції можуть бути використані для вирішення широкого спектра проблем, таких як прецизійне вивчення нуклон-нуклонної взаємодії [1, 2], визначення характеристик ГР через вивчення парціальних каналів його розпаду, в тому числі із збудженням ізомерних станів дочірніх ядер [3].

Систематичних досліджень розпадних характеристик ГР по каналу  $(\gamma, n)^m$  для ядер в області мас  $A = 120\text{--}140$  до теперішнього часу проводилося недостатньо. Є кілька робіт з вивчення перерізів  $(\gamma, n)^m$  реакцій, виконаних для ізоотопів барію і телуру [4, 5], а також роботи по вивченню ізомерних відношень виходів  $d = Y_m/Y_g$  в окремих енергетичних точках для ряду ізоотопів [6] (тут  $Y_m$ ,  $Y_g$  – відповідно виходи збудження ізомерного  $m$  та основного  $g$  станів).

Потреба у нових уточнених даних із збудження ізомерних станів зумовлена цілим рядом задач як з ядерної фізики (опис механізму реакції, уточ-

нення функції розподілу густини рівнів і т.д.), так і суміжних напрямків – активаційний аналіз, вивчення процесів нуклеосинтезу [7, 8].

Із астрофізики відомо, що важкі атомні ядра синтезовані в зірках в основному в реакціях нейтронного захоплення. Але є в наявності декілька десятків нейтрон-дефіцитних стабільних ізоотопів, так званих  $p$ -ядер, які продукуються через ланцюжок фотоядерних реакцій. До таких належать і легкі ізоотопи церія. Незважаючи на початі багаточисельні дослідження, експериментальна інформація про характеристики фотоядерних реакцій, зв'язаних з  $p$ -процесами, залишається недостатньою. До теперішнього часу оцінка внеску  $p$ -процесів, що використовуються в астрофізичних обчисленнях, базується на перерізах, одержаних за допомогою статистичної моделі Хаузера–Фешбаха [9]. В той самий час експериментальне вимірювання величин ізомерних відношень перерізів (або виходів) з подальшим порівнянням результатів з модельними розрахунками являється одним з ефективних методів перевірки параметрів статистичної теорії ядерних реакцій, оснований на моделі розпаду компаунд-ядра.

Певно тут треба відзначити, що значна частина фотоядерних даних, отриманих на теперішній час (результати даної роботи в тому числі), одержана на гальмівних гамма-пучках електронних прискорювачів. Безпосереднім результатом таких експе-

---

© В.М. МАЗУР, З.М. БІГАН, П.С. ДЕРЕЧКЕЙ,  
Д.М. СИМОЧКО, 2016

риментів являються виходи фотоядерних реакцій  $Y(E_{\gamma\text{max}})$ , які зв'язані з перерізами цієї реакції  $\sigma(E)$  інтегральним рівнянням:

$$Y(E_{\gamma\text{max}}) = k \int_{E_{\text{tr}}}^{E_{\gamma\text{max}}} \sigma(E) \Phi(E, E_{\gamma\text{max}}) dE, \quad (1)$$

де  $k$  – нормуючий множник,  $E_{\text{tr}}$  – поріг реакції,  $E_{\gamma\text{max}}$  – максимальна енергія гальмівного спектра,  $\Phi(E, E_{\gamma\text{max}})$  – спектр гальмівного гамма-випромінювання.

Основною метою даної роботи є вивчення збудження ізомерного стану  $11/2^-$  ядра  $^{137}\text{Ce}$  в реакції  $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ce}$  шляхом вимірювання залежності ізомерного відношення виходів від максимальної енергії гальмівних гамма-квантів  $d = f(E_{\gamma\text{max}})$  в області енергій гігантського Е1-резонансу. Ізомерний стан дочірнього ядра, що збуджується в реакції  $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ce}$ , формується підоболонкою  $1h_{11/2}$ , а основний – підоболонкою  $3s_{1/2}$ .

В даній роботі одержана залежність ізомерного відношення виходів від енергії  $E_{\gamma\text{max}}$ , що дозволяє розрахувати диференціальний переріз  $\sigma_m(E)$  збудження ізомерного стану, одержати його параметри: енергію максимуму, ширину  $\Gamma$ , ефективний поріг, а також порівняти експериментальні результати з теоретичними обчисленнями.

## 2. Експеримент

Експеримент в області енергій 11–18 МеВ проводився на гальмівному гамма-пучку мікротрона М-30 ІЕФ НАН України з кроком  $\Delta E = 0,5$  МеВ. Зміна енергій прискорених електронів мікротрона відбувалася двома методами: у широких межах – зміною хвильоводних вставок, тобто зміною числа орбіт, і в малих межах – зміною величини магнітного поля. Напруженість магнітного поля контролювалася методом ядерного магнітного резонансу. Середній струм прискорених електронів підтримувався на рівні 5 мкА. В ролі гальмівної мішені використовувалася танталова пластина товщиною 0,5 мм. Досліджувані мішені були приготовані із порошку високочистого окису церію ( $\text{CeO}_2$ ), запресованого у тонкостінні капролонові касети у вигляді дисків діаметром 20 мм і вагою 2 г.

В експерименті використовувалася активаційна методика. Час опромінювання на мікротро-

ні становив 2 години поблизу порога реакції  $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ce}$  і 20 хв. при енергіях 15–18 МеВ. Тривалість охолодження становила 20 хв. а вимірювання 22–24 години. Гамма-спектри наведеної активності опромінених зразків вимірювалися в хороших фонових умовах гамма-спектрометром із високою роздільною здатністю на базі HPGe-детектора об'ємом  $175 \text{ см}^3$  і 8192 каналного аналізатора фірми ORTEC, зв'язаного з комп'ютером для накопичення і обробки даних. Роздільна здатність детектора становила  $\sim 2$  кеВ для лінії 1332 кеВ кобальту-60.

Спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер, наведені в таблиці, бралися з роботи [10]. Тут  $B_n$  – поріг  $(\gamma, n)$  реакції для материнського ядра  $^{138}\text{Ce}$ ,  $J^\pi$  – спин-парність станів,  $T_{1/2}$  – період напіврозпаду,  $E_{\text{iso}}$  – енергія ізомерного рівня,  $E_\gamma$  – енергія аналітичної гамма-лінії,  $\alpha$  – інтенсивність гамма-переходу.

## 3. Результати та їх обговорення

Ділянка експериментального апаратурного спектра зразка  $\text{CeO}_2$ , опроміненого при максимальній енергії гальмівного спектра  $E_{\gamma\text{max}} = 16,0$  МеВ, наведено на рис. 1, де  $N$  – число імпульсів у каналі аналізатора.

В даній роботі ізомерне відношення виходів  $d$  визначалося за співвідношенням [11]:

$$d = \frac{\lambda_g - \lambda_m}{\left\{ \left[ c \frac{N_g}{N_m} \frac{\phi_m}{\phi_g} (\lambda_g - \lambda_m) - p \lambda_g \right] \frac{\lambda_g}{\lambda_m} \frac{f_m(t)}{f_g(t)} \right\} + p \lambda_m}. \quad (2)$$

Тут  $\phi_{m,g} = \xi_{m,g} k_{m,g} \alpha_{m,g}$ , де  $\xi_{m,g}$  – фотоефективність реєстрації гамма-ліній,  $k_{m,g}$  – коефіцієнт самопоглинання гамма-лінії від розпаду відповідно ізомерного  $m$  і основного  $g$  станів,  $\alpha_{m,g}$  – інтенсивність аналітичних гамма-ліній;  $N_m, N_g$  – кількість зареєстрованих імпульсів від розпаду відповідних станів,  $p$  – коефіцієнт розгалуження,  $c$  – коефіцієнт, що враховує можливі накладання і прорахун-

### Спектроскопічні характеристики

Ізотоп	$J^\pi$	$B_n$ , МеВ	$T_{1/2}$ , год	$E_{\text{iso}}$ , кеВ	$E_\gamma$ , кеВ	$\alpha$ (%)
$^{137g}\text{Ce}$	$1/2^+$	9,72	9,0	–	447	2,24
$^{137m}\text{Ce}$	$11/2^-$	–	34,4	254	254	10,9

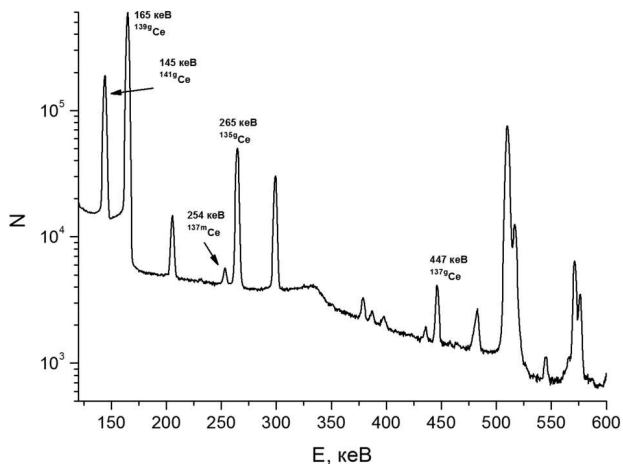


Рис. 1. Ділянка експериментального апаратурного спектра зразка CeO<sub>2</sub>

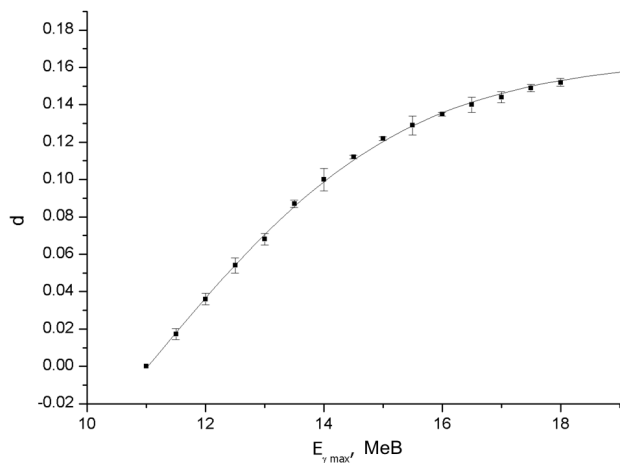


Рис. 2. Експериментальні відношення виходів для реакції <sup>138</sup>Ce(γ, n)<sup>137m,g</sup>Ce

ки імпульсів,  $f_{m,g}$  – часова функція:

$$f_{m,g} = \left[ 1 - e^{(-\lambda_{m,g} t_{irr})} \right] e^{(-\lambda_{m,g} t_{cool})} \times \left[ 1 - e^{(-\lambda_{m,g} t_{meas})} \right], \quad (3)$$

де  $\lambda_{m,g}$  – сталі розпадів ізомерного і основного станів,  $t_{irr}$ ,  $t_{cool}$ ,  $t_{meas}$  – тривалість опромінення, охолодження та вимірювання відповідно. Одержані таким способом експериментальні відношення виходів  $d = Y_m/Y_g$  для реакції <sup>138</sup>Ce(γ, n)<sup>137m,g</sup>Ce з стандартними похибками наведено точками на рис. 2.

Як видно, ізомерне відношення від порога реакції (γ, n)<sup>m</sup> зростає і в ділянці вище 18 МеВ вихо-

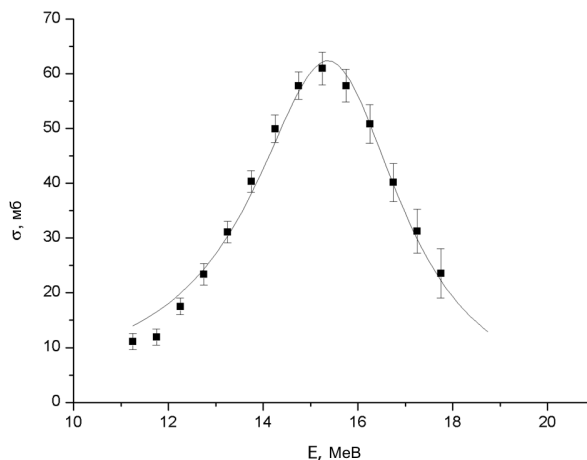


Рис. 3. Переріз збудження метастабільних станів в реакції <sup>138</sup>Ce(γ, n)<sup>137m</sup>Ce

дить на насичення. Встановлений експериментальний ефективний поріг реакції <sup>138</sup>Ce(γ, n)<sup>137m</sup>Ce дорівнює  $11,0 \pm 0,25$  МеВ, що на  $\sim 1,4$  МеВ перевищує поріг реакції (γ, n). Суцільною кривою на рис. 2 зображено результат апроксимації експериментальних даних кривою Больцмана:

$$y = A + \frac{B - A}{1 + e^{\frac{E - E_0}{\Delta E_1}}}, \quad (4)$$

де  $A$ ,  $B$ ,  $E_0$  і  $\Delta E_1$  – параметри. Апроксимація здійснювалась в області 11,0–18,0 МеВ методом найменших квадратів. В результаті отримано такі значення параметрів:  $A = 0,1651 \pm 0,0014$ ,  $B = -0,1556 \pm 0,0294$ ,  $E_0 = 11,15 \pm 0,36$  і  $\Delta E_1 = 2,116 \pm 0,115$ .

Виміряна експериментальна залежність ізомерних відношень виходів від максимальної енергії гальмівного гамма-спектра  $d = f(E_{\gamma \max})$  дає змогу, використовуючи повні перерізи (γ, n) реакції [12], розрахувати перерізи заселення ізомерних станів  $\sigma_m(E)$ . Розрахунок робили методом оберненої матриці з кроком  $\Delta E = 0,5$  МеВ [13]. Одержаний переріз збудження метастабільних станів реакції <sup>138</sup>Ce(γ, n)<sup>137m</sup>Ce наведено точками на рис. 3.

Як видно з рис. 3, переріз  $\sigma_m(E)$  має однокоробу форму і максимум при 15,5 МеВ. Суцільною кривою зображено результат підгонки перерізу  $\sigma_m$  кривою Лоренца:

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_0 \Gamma^2 E^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + \Gamma^2 E^2}, \quad (5)$$

де  $\sigma_0$ ,  $E_0$ ,  $\Gamma$  – параметри. Апроксимація була виконана методом найменших квадратів в інтервалі  $E_0 = 12,25\text{--}17,25$ . В результаті одержані такі значення параметрів:  $\sigma_0 = 62,41 \pm 1,27$  мб,  $E_0 = 15,36 \pm 0,04$  МеВ,  $\Gamma = 3,83 \pm 0,12$  МеВ.

З метою порівняння експериментальних результатів із теоретичними оцінками нами розраховано перерізи реакцій  $^{138}\text{Ce}(\sigma, n)^{137m}\text{Ce}$  за допомогою програмного пакета TALYS-1.6 [14]. Ця програма являє собою зібраний в одному кодї пакет більшості сучасних моделей, що описують протікання ядерних реакцій.

Під час розрахунку використовувалась така схема: на ядро мішень з параметрами  $(Z_i, N_i)$  і спінарністю  $(J_i, \pi_i)$  падає гамма-квант з енергією  $E_c$  ( $E_c = E_\gamma$ ) і спектром можливих значень спіна і парності  $(J_c, \pi_c)$ . Розраховується повний переріз фотопоглинання  $\sigma_{\text{tot}}$ , для опису якого використовувалися одержані експериментально параметри гігантських резонансів [12]. Вважається, що розпад збудженого ядра відбувається за рахунок двох процесів: згідно з статистичним механізмом Хаузера–Фешбаха [9] та механізмом напівпрямих процесів. В нашому випадку частка напівпрямих процесів становила: 0,009% при  $E_\gamma = 12,0$  МеВ, 2,18% при  $E_\gamma = 15,0$  МеВ, та 6,83% при  $E_\gamma = 18,0$  МеВ.

Густини рівнів  $\rho$  в даній роботі розраховувалися за допомогою моделі фермі-газу зі зміщенням по енергії [15]. За допомогою коефіцієнтів проникності  $T_l$ , розрахованих за оптичною моделлю [16], оцінюється спектр нейтронів, що випромінюються, і розглядається перехід на конкретні збуджені рівні (зони) дочірнього ядра. При розрахунках застосовувався сферичний оптичний потенціал з набором локальних параметрів Конінга–Делароша [16]. До енергії збудження дочірнього ядра  $E = 3$  МеВ беруться конкретні дискретні рівні з бази даних RIPL-3. В даній роботі враховувалися 25 нижніх рівнів цієї бази [17]. При більш високих енергіях спектр збуджених станів дочірнього ядра вважався неперервним (його розбивали на 50 енергетичних зон) і описували густиною рівнів  $\rho(E, J, \pi)$ . Якщо ядро розпадається на зони неперервного спектра, то для кожної зони використовували усереднений ефективний коефіцієнт проникності  $T_l$ .

Порівняння розрахованих теоретично і експериментальних перерізів наведено на рис. 4. Су-

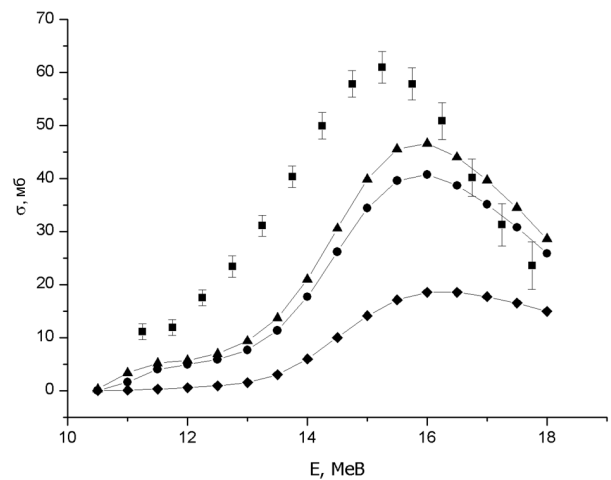


Рис. 4. Порівняння теоретичних і експериментальних перерізів реакції  $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m}\text{Ce}$

цільними кривими наведені результати теоретичного розрахунку за допомогою програмного пакета TALYS-1.6 перерізів в реакції  $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m}\text{Ce}$ . Квадратними точками наведені експериментальні дані.

Порівняння показує, що безпосередній розрахунок (ромбики) дає занижене значення перерізу. Але раніше [5] було показано, що результати розрахунків перерізів реакції  $(\gamma, n)^m$  по програмі TALYS чутливі до достовірності спектрів низькоенергетичних збуджень, що використовуються. Аналіз наявних на теперішній час даних по спектру низькоенергетичних збуджень ядра  $^{137}\text{Ce}$  [17] показує, що там взагалі відсутні низькоспінові рівні негативної парності  $7/2^-$ ,  $5/2^-$  і т.д. У спектрах всіх сусідніх парно-непарних ядер такі рівні є і майже у всіх ядер цього околу, які мають ізомерні стани, існують рівні  $7/2^-$ , розпад яких іде на  $11/2^-$  стан. Імовірніше за все це відповідають  $(2^+ + h_{11/2^-})$  рівні, які з'являються за рахунок взаємодії вібраційного  $2^+$  стану кора з одночастковим  $h_{11/2^-}$  станом.

Для безпосереднього заселення цього  $7/2^-$  стану необхідно, щоб нейтрони з материнського ядра вилітали з моментом не меншим як  $l_n = 2$ . (Розрахунки показують, що величини  $T_l$  для  $l_n = 2$ , які відповідають долі таких нейтронів в декілька процентів з'являються при енергії нейтронів 0,2–0,4 МеВ.)

Нами проведений розрахунок перерізу реакції  $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m.g}\text{Ce}$  за умови, що в базу даних низь-

коенергетичних рівнів введені рівні  $7/2^-$  з енергіями 600 кеВ і 800 кеВ. Результати розрахунків наведені на рис. 4 кривими з трикутниками і кружками відповідно. Як видно з рисунка, введення рівня  $7/2^-$  з енергією 600 кеВ суттєво покращує узгодженість розрахунків та експериментів.

#### 4. Висновок

У результаті проведених розрахунків можна зробити висновок про те, що статистичний механізм являється домінуючим при заселенні ізомерного стану досліджуваного ядра, а також що необхідно уточнити спектр низькоенергетичних збуджень ядра  $^{137}\text{Ce}$ .

1. V.D. Efros, W. Leidemann, G. Orlandini, E.L. Tomusiak. Photodisintegration of three-body nuclei with realistic 2N and 3N forces. *Phys. Lett. B* **484**, 223 (2000) [DOI: 10.1016/S0370-2693(00)00656-0].
2. R. Skibiński, J. Golak, H. Witala, W. Glöckle, H. Kamada, A. Nogga. Three-nucleon photodisintegration of  $^3\text{He}$ . *Phys. Rev. C* **67**, 054002 (2003) [DOI: 10.1103/PhysRevC.67.054002].
3. V.M. Mazur. Excitation of nuclear isomeric states in photoneutron reactions in the giant E1 resonance region. *Phys. Part. Nucl.* **31**, 188 (2000).
4. V.M. Mazur, Z.M. Bigan. Calculations of the relative isomer population probability in photo-neutron reactions. *Ukr. J. Phys.* **46**, 402 (2001).
5. V.M. Mazur, D.M. Symochko, Z.M. Bigan, T.V. Poltorzhitska. Excitation of the  $^{119}\text{Te}^m$ ,  $^{121}\text{Te}^m$ ,  $^{123}\text{Te}^m$ ,  $^{127}\text{Te}^m$ , and  $^{129}\text{Te}^m$  isomers in  $(\gamma, n)$  reactions from 10 to 22 MeV. *Phys. Rev. C* **87**, 044604, (2013) [DOI: 10.1103/PhysRevC.87.044604].
6. A.G. Belov, Yu.P. Gangrsky, A.P. Tonchev, N.P. Balabanov, Kh.G. Khristov. Measurement of isomeric ratios in the reactions  $(\gamma, n)$  on barium isotopes in the giant-dipole-resonance region. *Phys. Atom. Nucl.* **59**, 367 (1996).
7. C. Nair, A.R. Junghans, M. Erhard, D. Bemmerer, R. Beyler, E. Grosse, K. Kosev, M. Marta, G. Rusev, K.D. Schilling, R. Schwengner, A. Wagner. Dipole strength in  $^{144}\text{Sm}$  studied via  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ , and  $(\gamma, \alpha)$  reactions. *Phys. Rev. C* **81**, 055806 (2010) [DOI: 10.1103/PhysRevC.81.055806].

8. M. Arnould, S. Goriely. The p-process of stellar nucleosynthesis: Astrophysics and nuclear physics status. *Phys. Rep.* **384**, 1 (2003) [DOI: 10.1016/S0370-1573(03)00242-4].
9. W. Hauser, H. Feshbach. The inelastic scattering of neutrons. *Phys. Rev.* **87**, 336 (1952) [DOI: 10.1103/PhysRev.87.366].
10. R.B. Firestone. *Table of Isotopes* (J. Wiley and Sons, 1996).
11. R. Vänskä, R. Rieppo. The experimental isomeric cross-section ratio in the nuclear activation technique. *Nucl. Instrum. Methods* **179**, 525 (1981) [DOI:10.1016/0029-554X(81)90178-6].
12. A.V. Varlamov, V.V. Varlamov, D.S. Rudenko, M.E. Stepanov. *Atlas of Giant Dipole Resonances* (IAEA, INDC(NDS)-394, 1999).
13. O.V. Bogdankevich, F.A. Nicolaev. *Methods in Bremsstrahlung Research* (Academic Press, 1966).
14. A.J. Koning, S. Hilarie, M.C. Duijvestijn. *Proceedings of the Conference on Nucl. Data for Science and Technology ND 2007, Nice, France, 22–27 May 2007* (2007).
15. W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach M. Uhl. Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range  $40 < A < 250$ . *Nucl. Phys. A* **17**, 269 (1973) [DOI: 10.1016/0375-9474(73)90196-6].
16. A.J. Koning, J.P. Delaroche. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV. *Nucl. Phys. A* **713**, 231 (2003) [DOI: 10.1016/S0375-9474(02)01321-0].
17. E. Browne, J.K. Tuli. Nuclear Data Sheets for  $A = 137$ . *Nucl. Data Sheets* **108**, 2173 (2007) [DOI: 10.1016/j.nds.2007.09.002].

Одержано 30.03.16

V.M. Mazur, Z.M. Bigan, P.S. Derechkey, D.M. Symochko

EXCITATION CROSS SECTION OF THE  $11/2^-$  ISOMERIC STATE OF  $^{137}\text{Ce}$  NUCLEUS IN  $(\gamma, n)$  REACTION IN THE 11–18-MeV ENERGY INTERVAL OF GAMMA QUANTA

S u m m a r y

The isomeric yield ratio and the cross section of  $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ce}$  reaction in the 11–18-MeV energy interval of  $\gamma$  quanta have been studied on an M-30 microtron using the brehmsstrahlung beam.