

ними провідних колаборацій та оглядів. Відносно кута  $90^\circ$  спостерігається чітка симетрія аналізуючих здатностей  $T_{20}$  і  $T_{22}$ , які характеризують фотонародження негативного  $\pi^-$  мезона в реакції  $\gamma(d, \pi^-)pp$ .

По отриманим раніше коефіцієнтам аналітичної форми ХФД для нуклон-нуклонного потенціалів Reid93 та Argonne v18 [4] розраховані поляризаційні спостережувані в  $A(d, d')X$ -реакціях. Обчислені величини тензорної  $A_{yy}$  і векторної  $A_y$  аналізуючих здатностей порівнюються з експериментальними даними в  $t$ -масштабуванні. В моделі імпульсного наближення також оцінені теоретичні значення тензор-тензорної  $K_{yy}$  та вектор-векторної  $K_y$  передач поляризації.

1. V.I. Zhaba. arXiv:1706.08306 [nucl-th].
2. V.I. Zhaba. J. Phys. Stud. 20 (2016) 3101.
3. V.I. Zhaba. J. Phys. Stud. 21 (2017) 4101.
4. V.I. Zhaba. Mod. Phys. Lett. A 31 (2016) 1650139.

## ПЕРЕРІЗИ $(\gamma, n)$ -РЕАКЦІЇ НА ІЗОТОПАХ ІНДІО

**В. І. Жаба, М. М. Лазорка**

*Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна*

Використовуючи результати експериментального дослідження ізомерних відношень виходів  $Y$  та інтегральних перерізів  $\sigma_{\text{int}}$  реакції  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m,g}}\text{In}$  [1, 2], відтворено енергетичну залежність перерізу фотоядерної реакції  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$  у утворенням ізомеру з період напіврозпаду  $T_{1/2} = 20,9$  хв. Енергетичний хід перерізу реакції  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$  має характерну форму гігантського дипольного резонансу в районі 16 МеВ.

На рис. 1, *a* наведено переріз реакції  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$ , отриманий [2] методами Пенфольда - Лейсса та регуляризації Тіхонова (відповідні позначення як PL і T) по відомим ізомерним відношенням виходів [1].

Для моделі густини рівнів нукліда (модель Фермі-газу) в інтервалі енергій 10 - 25 МеВ з кроком 0,1 МеВ розрахований в TALYS-1.8 [3] переріз реакції  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$  у максимумі лежить дещо нижче даних, одержаних методами Пенфольда - Лейсса й Тіхонова. Якщо ж у теоретичних розрахунках врахувати повний переріз  $(\gamma, 2n)$ -реакції, то експериментальні і теоретичні дані перерізу збігаються в більш широкому інтервалі. Також порівнюються одержані величини перерізу з експериментальними даними до 18 МеВ [4].

Аналогічні розрахунки проведено для одержання ефективного перерізу реакції  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114\text{m}}\text{In}$  (див. рис. 1, *б*). Причому розрахунки отримано для ізомерів  $T_{1/2}(^{114\text{m}}\text{In}) = 43$  мс та  $T_{1/2}(^{113\text{m}}\text{In}) = 5,969 \cdot 10^3$  с.

За допомогою функцій Брейта - Вігнера та Гауса оброблено і експериментальні, і теоретичні дані енергетичної залежності перерізів  $(\gamma, n)$ -реакції на ізо-

топах індію  $^{113}\text{In}$  та  $^{115}\text{In}$ . Розраховано величину  $\chi^2$ , що припадає на степінь ві-  
 льності функції, а також площу  $S$  під піком в  $\text{MeB} \cdot \text{мбн}$  та ширину  $\Gamma$  піка на  
 напіввисоті.

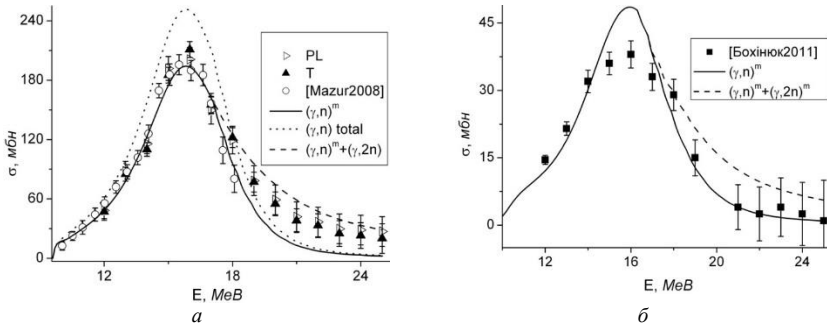


Рис. 1. Перерізи реакцій:  $a - ^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$ ;  $b - ^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$

1. В.С. Бохінюк та ін. Наук. вісник Ужг. унів. Сер. Фізика, 30 (2011) 154.
2. V.I. Zhaba et al. arXiv:1801.07917 [nucl-ex].
3. TALYS. Home: // [www.talys.eu](http://www.talys.eu)
4. V.M. Mazur et al. Phys. Particl. and Nucl. Lett. 5 (2008) 374.

## ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕНЕРГІЇ ЗБУДЖЕННЯ ВІД МАСИ УЛАМКУ ПОДІЛУ

**Ф. О. Іванюк<sup>1</sup>, С. Чіба<sup>2</sup>, М. Усанг<sup>2</sup>, Ч. Ішізука<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Токійський технологічний інститут, Токіо, Японія

Ми описуємо процес поділу ядра  $^{235}\text{U}$  нейтронами в рамках двоцентрової мо-  
 делі оболонки та чотиривимірного Ланжевнівського підходу [1]. У рамках цього  
 підходу ми розраховали залежність енергії збудження уламків поділу від їхньої  
 маси. Для цього підігнали форму ядра в точці розриву, отриману як розв'язок  
 рівнянь Ланжевнена, двома розділеними уламками (рис. 1), та акуратно розраху-  
 вали енергію збудження та енергію деформації кожного уламку окремо врахо-  
 вуючи оболонкові ефекти, ефекти спарювання та їхню залежність від енергії  
 збудження та маси уламку поділу [2]. Для більш адекватного опису енергій од-  
 ночастинкових станів традиційний для двоцентрової моделі оболонки потенціал  
 Нільсона було замінено деформованим потенціалом Вудса - Саксона.

Для розподілу енергії збудження між уламками поділу ми користувалися  
 найбільш простим та надійним наближенням – температура кожного уламку  
 поділу зразу після розриву така ж сама, якою була температура материнського  
 ядра безпосередньо перед точкою розриву.