

ДОСЛІДЖЕННЯ ІЗОМЕРНИХ ВІДНОШЕНЬ ВИХОДІВ У  $(\gamma, n)$ -РЕАКЦІЯХ ДЛЯ ЯДЕР  $^{109}\text{Pd}$  ТА  $^{112}\text{In}$  В ОБЛАСТІ Е1-ГІГАНТСЬКОГО РЕЗОНАНСУ

В. А. Желтоножський<sup>1</sup>, В. М. Мазур<sup>2</sup>, З. М. Біган<sup>2</sup>, Д. М. Симочко<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

В області 9 - 18 МеВ досліджено залежність ізомерних відношень виходів і перерізів від енергії гамма-квантів у реакціях  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m.g}}\text{Pd}$  та  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m.g}}\text{In}$ . Експериментальні результати порівнюються з розрахунками в рамках каскадно-випарювальної моделі.

Зусилля експериментаторів, які займаються дослідженнями ядерних реакцій на пучках гамма-квантів, останнім часом значною мірою перенесені з дослідження основних характеристик гігантського дипольного резонансу (ГР), таких як його енергія, амплітуда, ширина тощо, на вивчення каналів розпаду Е1-резонансу, у тому числі таких, в яких фіксуються визначені, виділені стани ядер продуктів. До таких задач належать і дослідження інтенсивності збудження ізомерних станів дочірніх ядер у реакціях  $(\gamma, n)$  [1].

Дана робота присвячена вивченню залежності ізомерних відношень від енергії гамма-квантів у реакціях  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m.g}}\text{Pd}$  і  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m.g}}\text{In}$  в інтервалі 9 - 18 МеВ, тобто у всій області ГР, починаючи від порогу реакцій  $(\gamma, n)$ . Одержані експериментальні результати, особливо в області порогів  $(\gamma, n)^{\text{m}}$  реакцій  $\text{B}_n$ , дають змогу робити висновки про різні механізми реакцій, про зміну їх відносно вкладу залежно від зміни енергії гамма-квантів, про структуру рівнів, через які проходить заселення ізомерного стану, про спектроскопічні характеристики цих рівнів.

До теперішнього часу послідовних досліджень залежності ізомерних відношень виходів  $d = Y_{\text{m}}/Y_{\text{g}}$  від енергії  $d = f(E_{\gamma\text{mas}})$  для ядер  $^{113}\text{In}$  і  $^{110}\text{Pd}$  не проводилось. Було всього кілька робіт, присвячених вимірюванню  $d$  в окремих енергетичних точках, при більш високих енергіях [2 - 4]. Ядра  $^{110}\text{Pd}$  та  $^{113}\text{In}$  досить близькі за своєю будовою. У парно-парного ядра  $^{110}\text{Pd}$  число нейтронів належить до "нового" магічного числа  $N = 64$  [5]. Зовнішні нейтрони заповнюють підоболонку  $2d_{5/2}$ . Ізмерний стан дочірнього ядра  $^{109}\text{Pd}$  формується одноквазічастинковим станом  $J^{\pi} = 11/2^{-}$  і визначається підоболонкою  $1h_{11/2}$ . Число нейтронів у непарно-парнім ядрі  $^{113}\text{In}$  також рівне  $N = 64$ . Число протонів близьке до магічного  $Z = 50$ . Спін-парність  $J^{\pi}_{\text{g}}$  основного стану  $^{113}\text{In}$  визначається  $1g_{9/2}$  оболонкою, на якій у нього знаходиться дев'ять протонів. У  $^{110}\text{Pd}$  на цій же оболонці знаходиться шість протонів.

Більш складною, ніж у  $^{109}\text{Pd}$ , є структура ізомерної пари непарно-непарного ядра  $^{112}\text{In}$ . Спін-

парність метастабільного стану  $^{112}\text{In}$   $J^{\pi}_{\text{m}} = 4^{+}$ , а для основного стану  $J^{\pi}_{\text{g}} = 1^{+}$ . Один непарний протон, який знаходиться на підоболонці  $1g_{9/2}$ , і нейтрон на оболонці з низьким спіном (наприклад,  $3s_{1/2}$ ) формують ізомерний стан  $4^{+}$ . Щоб сформувати основний стан з  $J^{\pi}_{\text{g}} = 1^{+}$ , нейтрон повинен знаходитися на підоболонці з більшим спіном, наприклад  $J^{\pi} = 7/2^{+}$ , щоб разом з протонною оболонкою  $J^{\pi} = 9/2^{+}$  в сумі дати необхідну величину спіну  $J^{\pi}_{\text{g}}$ . Згадані причини роблять ядра  $^{110}\text{Pd}$  та  $^{113}\text{In}$  цікавими для спільного вивчення.

Методика експерименту

Дослідження реакцій  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m.g}}\text{Pd}$  і  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m.g}}\text{In}$  проводилися нами на пучку гальмівних гамма-квантів мікротрону М-30 Інституту електронної фізики НАН України. Основні характеристики мікротрону наведено в роботі [6]. Зміна енергії прискорених електронів здійснювалася двома способами. Із значним кроком 2 - 3 МеВ регулювання енергії відбувалося шляхом заміни хвильоводних вставок, що приводило до зміни кількості орбіт прискорених електронів. У межах однієї хвильоводної вставки енергія мінялася плавно, з меншим кроком 0,2 - 0,5 МеВ шляхом зміни магнітного поля. Контроль величини магнітного поля здійснювався методами ядерного магнітного резонансу. На виході з прискорювача електронний пучок контролювався монітором вторинної емісії. Середній струм прискорених електронів становив ~5 мкА. Гальмівною мішенню була танталова пластина товщиною 1 мм.

Металічний паладій та індій природного ізотопного складу масою 0,5 - 1 г використовувалися як мішені. Вимірювання проводилися в області 9 - 18 МеВ з кроком 0,5 МеВ, а в області порогів реакцій  $(\gamma, n)^{\text{m}}$  цей крок був 0,2 МеВ.

Ідентифікація заселення основного  $g$  та ізомерного  $m$  станів дочірніх ядер у реакціях  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m.g}}\text{Pd}$  і  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m.g}}\text{In}$  здійснювалася

по гамма-випромінюванню переходів з енергіями  $\gamma_{88}$  keV для  $^{109g}\text{Pd}$ ,  $\gamma_{189}$  keV для  $^{109m}\text{Pd}$ ,  $\gamma_{617}$  keV для  $^{112g}\text{In}$  і  $\gamma_{156}$  keV для  $^{112m}\text{In}$ . Спектроскопічні характеристики дочірніх ядер (спін-парність основного  $J_g^\pi$  та метастабільного  $J_m^\pi$  станів, періоди напіврозпаду  $T_{1/2}$  основного та ізомерного

станів, енергія ізомерного рівня  $E_{\text{iso}}$ , енергія  $E_\gamma$  та інтенсивність  $I$  гамма-переходів, відповідальних за розпад основного та метастабільного рівнів, енергія порога  $(\gamma, n)$  реакції для материнського ядра  $B_n$ ) наведено в таблиці [7, 8].

**Спектроскопічні характеристики ядер**

Ядро	$J^\pi$	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , MeV	$I$ , %	$B_n$ , MeV	$E_{\text{iso}}$ , MeV
Pd-109g	$5/2^+$	13,7 год	0,088	3,7	8,8	
Pd-109m	$11/2^-$	14,69 хв	0,189	56		0,189
In-112g	$1^+$	14,97 хв	0,617	4,6	9,43	
In-112m	$4^+$	20,36 хв	0,156	13,2		0,156

Вимірювання проводилися на гамма-спектрометрі з Ge(Li)-детектором об'ємом  $100 \text{ cm}^3$  і роздільною здатністю  $\sim 3,5 \text{ keV}$  для лінії  $1332 \text{ keV}$   $^{60}\text{Co}$ . На рис. 1 наведено ділянки апаратурного спектра від розпаду ядра  $^{112}\text{In}$  ( $n$  – номер каналу аналізатора;  $N$  – кількість імпульсів у каналі). При цьому енергія  $E_{\gamma_{\text{макс}}}$  становила  $10,2 \text{ MeV}$  (рис. 1, а) та  $15 \text{ MeV}$  (рис. 1, б). У першому випадку час опромінення  $t_{\text{опр}} = 20 \text{ хв}$ , час охолодження  $t_{\text{охол}} = 20 \text{ хв}$ , час вимірювання  $t_{\text{вим}} = 20 \text{ хв}$ , у другому відповідно  $t_{\text{опр}} = 10 \text{ хв}$ ,  $t_{\text{охол}} = 10 \text{ хв}$ ,  $t_{\text{вим}} = 20 \text{ хв}$ .

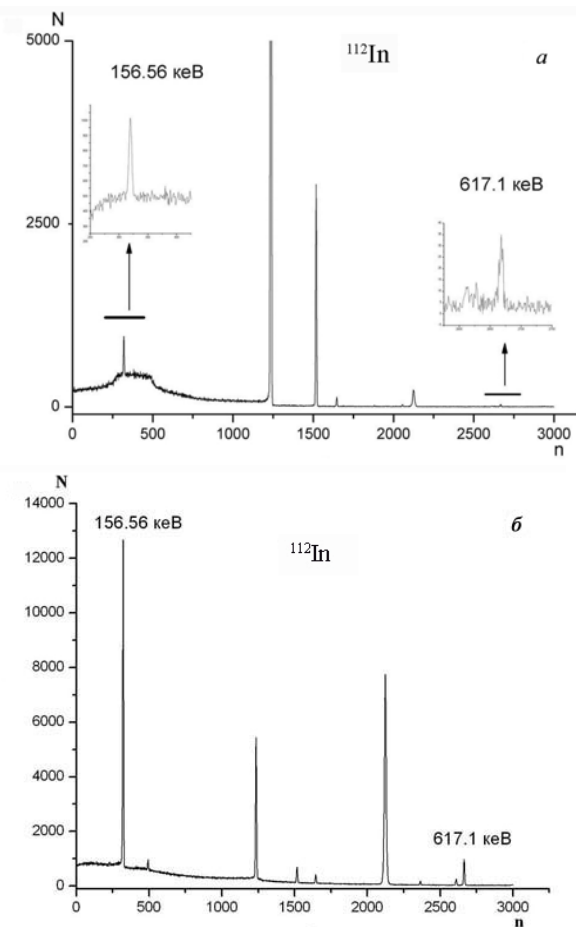


Рис. 1. Ділянки апаратурного спектра від розпаду ядра  $^{112}\text{In}$ .

Для реакції  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$  безпосередньо з експерименту визначалися ізомерні відношення виходів  $Y_m/Y_g$  шляхом вимірювання площ фотопіків гамма-ліній, відповідальних за розпад ядер в основному та ізомерному станах. (Тут  $Y_m$ ,  $Y_g$  – виходи заселення ізомерного та основного станів відповідно).

Розрахунок ізомерного відношення виходів проводився за формулою [9]

$$d(E_{\gamma_{\text{макс}}}) = \frac{Y_m}{Y_g} =$$

$$= \left[ \frac{\lambda_g}{\lambda_m} \cdot \frac{f_m(t)}{f_g(t)} \left( \frac{\xi_m k_m \alpha_m}{\xi_g k_g \alpha_g} \cdot \frac{N_g}{N_m} - p \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \right) + p \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} \right]^{-1},$$

де  $E_{\gamma_{\text{макс}}}$  – максимальна енергія гальмівного гамма-спектра,  $\lambda_m$ ,  $\lambda_g$  – постійні розпаду ізомерного та основного станів;  $N_m$ ,  $N_g$  – кількість імпульсів під фотопіками повного поглинання гамма-квантів від розпаду ізомерного та основних станів;  $p$  – коефіцієнт розгалуження;  $f_{m,g}$  – часова функція:

$$f_{m,g} = [1 - \exp(-\lambda_{m,g} \cdot t_{\text{опр}})] \cdot \exp(-\lambda_{m,g} \cdot t_{\text{охол}}) \times [1 - \exp(-\lambda_{m,g} \cdot t_{\text{вим}})],$$

$t_{\text{опр}}$ ,  $t_{\text{охол}}$ ,  $t_{\text{вим}}$  – часи опромінення, охолодження, вимірювання;  $\xi_{m,g}$ ,  $k_{m,g}$ ,  $\alpha_{m,g}$  – коефіцієнти фото-ефективності реєстрації відповідних гамма-ліній, самопоглинання та їх квантові виходи. Уводилися також поправки на прорахунки реєструючої апаратури та нестабільність пучка.

Оскільки періоди напіврозпаду ізомерного  $T_{1/2}^m$  та основного  $T_{1/2}^g$  станів ядра  $^{109}\text{Pd}$  значно відрізняються, то процедура вимірювання ізомерного відношення була іншою. Після опромінення мішень транспортувалася в блок вимірювання і вимірювався вихід  $Y_m$ . Потім взірець охолоджувався  $30 \text{ хв}$ . Оскільки за цей час метастабіль-

ний рівень практично повністю розпадався на основний, то після цього вимірювався розпад основного стану, яким визначався повний вихід ( $\gamma, n$ ) реакції  $Y_n$ , рівний сумі виходів заселення основного та ізомерного станів  $Y_n = Y_m + Y_g$ , що дозволяло визначити ізомерне відношення  $d = Y_m/Y_n = Y_m/(Y_m + Y_g) = 1/(1 + 1/d)$ , де  $d = Y_m/Y_g$ .

### Аналіз результатів

Експериментальні відношення виходів  $\eta$  для реакцій  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m.g}}\text{Pd}$  та  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m.g}}\text{In}$  зображено точками на рис. 2. Наведені похибки середньоквадратичні. Як видно з рисунка, не дивлячись на близькість будови материнських ядер, функції  $\eta(E_{\gamma\text{макс}})$  для них зовсім різні. Для ізоотопу  $^{110}\text{Pd}$  ця функція від порога ( $\gamma, n$ )<sup>m</sup> швидко наростає і в області 18 МеВ виходить на насичення. Для  $^{112}\text{In}$  ізомерне відношення максимальне в області 10 МеВ і з ростом енергії спадає і в районі вище 16 МеВ виходить на плато.

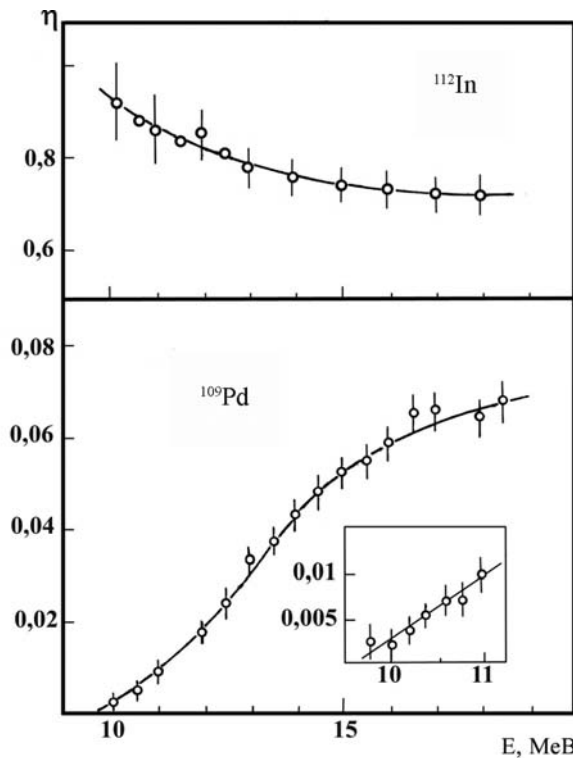


Рис. 2. Експериментальні відношення виходів  $\eta$  для реакцій  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m.g}}\text{Pd}$  та  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m.g}}\text{In}$ .

Суцільними лініями на рис. 2 наведено результат апроксимації експериментальної залежності ізомерних відношень від енергії  $\eta = f(E_{\gamma\text{макс}})$  кривими Больцмана  $\eta = A + (B - A)/[1 + \exp \frac{E - E_0}{\Delta E_1}]$ , де  $A, B, E_0, \Delta E_1$  – параметри. Апроксимація здійснювалася методом найменших квадратів, при цьому одержані такі значення

параметрів: для ядра  $^{109}\text{Pd}$ :  $A = 0,0686 \pm 0,00137$ ,  $B = -0,00698 \pm 0,0003337$ ,  $E_0 = 13,01235 \pm 0,14584$  МеВ,  $\Delta E_1 = 1,53434 \pm 0,137$  МеВ; для ядра  $^{112}\text{In}$ :  $A = 0,71408 \pm 0,01188$ ,  $B = -1,01583 \pm 0,12413$ ,  $E_0 = 11,18857 \pm 1,39383$  МеВ,  $\Delta E_1 = 1,71564 \pm 0,63882$  МеВ.

Ефективний експериментальний поріг реакції  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m.g}}\text{Pd}$  становить  $9,6 \pm 0,15$  МеВ, що на  $\sim 0,6$  МеВ вище розрахункового порога збудження ізомерного стану  $E_{\text{пор}} = B_n + E_{\text{iso}}$ . Для  $^{112}\text{In}$  ефективний поріг реакції  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m.g}}\text{In}$  збігається з розрахунковим порогом збудження метастабільного рівня.

Аналіз схеми низькорозташованих рівнів ядра  $^{112}\text{In}$  [7] показує, що оскільки спін-парність ізомерного стану  $J_m^\pi = 4^+$ , а  $J^\pi$  основного стану  $^{113}\text{In}$  дорівнює  $9/2^+$ , що обумовлює формування станів гігантського дипольного резонансу  $J_c^\pi = 11/2^+$ ,  $9/2^-$  та  $7/2^-$ , то наявні всі умови для заселення ізомерного стану, як тільки енергія гамма-квантів досягне порогової енергії  $E_{\text{пор}} = B_n + E_{\text{iso}}$ . Тобто ніяких додаткових порогів за рахунок переданих моментів не виникає.

Інша ситуація складається з ядром  $^{109}\text{Pd}$ . Безпосереднє заселення ізомерного рівня з  $J_m^\pi = 11/2^-$  неможливе. Першим станом, який міг би служити активаційним рівнем, є рівень з енергією  $E = 277,2$  кеВ і  $J^\pi = 9/2^-$  [8], який за допомогою M1 переходів з імовірністю  $\sim 100\%$  заселяє ізомер. Але нейтрони, які б приносили момент  $l=3$  повинні мати енергію не меншу 0,7 МеВ [9]. Таким чином, скоріше за все рівні з  $E = 604,5$  кеВ і  $J^\pi = 5/2^-$  та  $E = 941,1$  кеВ і

$J^\pi = 3/2^-$  служать як активаційні стани. Перший із них E2 переходами з імовірністю 2,6% заселяє рівень з  $E = 604,5$  кеВ. Розглянута схема в межах похибок пояснює наявність досить високого "ефективного" порога збудження ізомерного стану з  $J_m^\pi = 11/2^-$  в реакції  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m.g}}\text{Pd}$ .

Одержані експериментальні ізомерні відношення виходів  $\eta$  дозволяють, використовуючи відомі повні перерізи ( $\gamma, n$ ) реакцій [11], розрахувати перерізи збудження ізомерних станів  $\sigma_m$  в досліджуваних реакціях  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m.g}}\text{Pd}$  та  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m.g}}\text{In}$ . Розрахунок проводився методом оберненої матриці [12]. Одержані перерізи  $\sigma_m$  для

$^{109}\text{Pd}$  і  $^{112}\text{In}$  наведено на рис. 3. Перерізи мають однокорбу форму з максимумом відповідно при енергіях  $\sim 16,5$  MeV і  $15,5$  MeV. Максимум перерізу реакції  $(\gamma, n)^m$  для  $^{113}\text{In}$  збігається з максимумом повного перерізу реакції  $(\gamma, n)$ , у той же час для  $^{110}\text{Pd}$  цей максимум дещо зсунутий у бік вищих енергій.

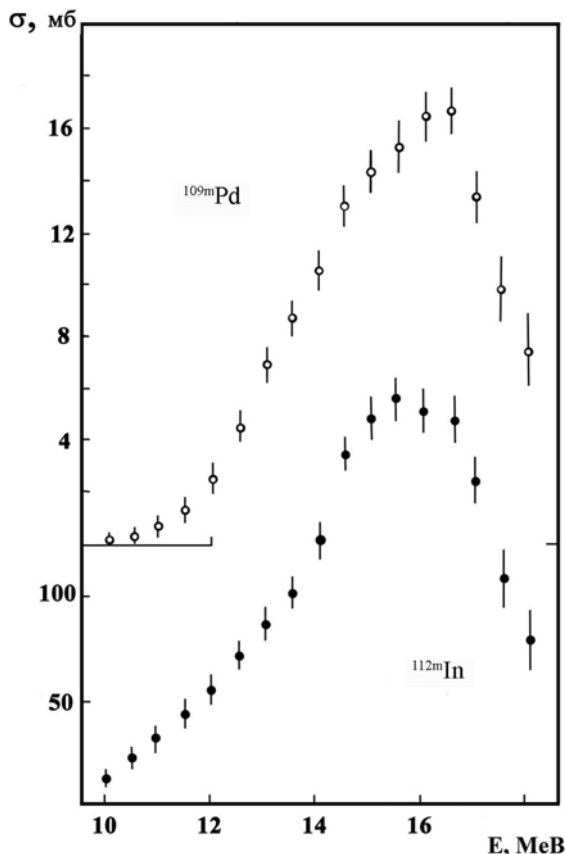


Рис. 3. Перерізи заселення метастабільного стану  $\sigma_m$  для ядер  $^{109}\text{Pd}$  і  $^{112}\text{In}$ .

Нами проведено розрахунки ізомерних відношень за каскадно-випарювальною моделлю в рамках теорії фермі-газу [13, 14]. При цьому допускалося, що поглинається дипольний гамма-квант, після чого із складового ядра із спін-парністю  $(J_c, \pi_c)$  вилітає нейтрон з енергією  $\varepsilon_n$  і кутовим моментом  $l_n$ , а ядро переходить у стан  $(J_f, \pi_f)$ . Збудження дочірнього ядра знімається каскадом ди-

польних гамма-квантів, останній з яких заселяє ізомерний (m) або основний (g) стан.

Густини ядерних рівнів оцінювалось за формулою [15, 16]

$$\rho(U, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2}a^{1/4} \cdot U^{5/4} \sigma^3} \exp \left[ 2\sqrt{aU} - \frac{J+1/2}{2\sigma^2} \right],$$

де  $a$  – параметр густини рівнів;  $U$  – енергія збудження (ефективна енергія) [17];  $\sigma$  – параметр обмеження спіну.

Зведена ймовірність  $P$  випромінювання компаунд-ядром нейтрона з моментом  $l$  і енергією  $\varepsilon_n$  і переходу його при цьому в стан  $(J_f, \pi_f)$  розраховується за формулою

$$P(J_c, \pi_c; J_f, \pi_f) = B \cdot \rho(J_f) \times \sum_{s=(J_f-s)}^{J_f+S} \sum_{l=(J_c+S)}^{J_c+S} T_l(\varepsilon_n) \omega_l(\pi_c, \pi_f),$$

де  $B$  – константа;  $s$  – спін нейтрона, що вилітає;  $T_l(\varepsilon_n)$  – коефіцієнт проникності бар'єра [10];  $\omega_l(\pi_c, \pi_f) = [1 + (-1)^l \pi_c \cdot \pi_f]/2$  – коефіцієнт, що враховує парність станів. Більш детально процедура розрахунків проведена в роботах [13, 14].

Розрахунки проводилися без вільних параметрів і з фіксацією параметра обмеження спіну  $\sigma$ . Узгодження розрахунків з експериментом вдається досягнути при енергіях падаючих фотонів 16 - 18 MeV для реакції  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$  при  $\sigma \approx 2\hbar$  і при  $\sigma = 2,75\hbar$  для реакції  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m,g}\text{Pd}$ . Розрахунки величини  $\sigma$  для інших реакцій, як правило, дають значення, близькі до 3, тобто наші значення систематично занижені. Основною причиною для цього може бути відсутність повної інформації про структуру дискретних станів. Фактично на даний момент мається розрізнена інформація щодо схем розпаду дискретних станів в цих ядрах до 1 MeV.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Мазур В.М. Возбуждение изомерных состояний ядер в фотонейтронных реакциях в области гигантского дипольного резонанса // ФЭЧАЯ. - 2000. - Т. 31. - С. 385 - 430.
2. Белов А.Б., Гангский Ю.П., Тончев А.П. и др. Возбуждение изомерных состояний  $\text{In}_{11/2}$  в реакциях  $(\gamma, n)$  // Ядерная физика. - 1996. - Т. 59, № 4. - С. 585 - 591.
3. Hoang Duc Luc, Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan An. Isomeric Yield Ratios in the production of  $\text{Sm}^{143m,g}$ ,  $\text{Nd}^{141m,g}$ ,  $\text{Zr}^{89m,g}$  and  $\text{Pd}^{109m,g}$  by 14 MeV neutrons and 15 - 20.5 MeV Bremsstrahlung // Bulg. Journ. of Phys. - 1987. - No. 14. - P. 52 - 56.
4. Бохінюк В.С., Соколюк І.В. Дослідження збудження ізомерної пари непарно-непарного ядра  $^{112}_{49}\text{In}$  в реакції  $(\gamma, n)$  // УФЖ - 1999. - Т. 44, № 1. - С. 308 - 311.
5. Морозов В.А. Влияние замыкания оболочек на энергии возбуждения состояний ядер // Краткие сообщения ОИЯИ, Дубна. - 1988. - № 7 [33 - 88]. - С. 54 - 59.

6. *Каница С.П., Мелехин В.Н.* Микротрон. - М.: Наука, 1969. - 210 с.
7. *Browne E., Firestone R.T.* // Tables Rad. Isotopes. - N.Y.: Wiley, 1986. - 871 p.
8. *Blachot J.* Nuclear Data Sheets for A = 109 // Nucl. Data Sheets. - 2006. - Vol. 107. - P. 355 - 506.
9. *Vanska R., Rieppo R.* The experimental Isomers cross-section ratio in the nuclear activation technique // Nucl. Instr. and Meth. - 1981. - Vol. 179. - P. 525 - 532.
10. *Марчук Г.И., Колесов В.Е.* Применение численных методов для расчета нейтронных сечений. - М.: Атомиздат, 1970. - 235 с.
11. *Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S. et al.* Atlas of Giant Dipole Resonances. - Vienna, IAEA, INDC (NDS)-394. - 1999. - P. 311.
12. *Богданкевич О. В., Николаев Ф.А.* Работа с пучком тормозного излучения. - М.: Атомиздат, 1964. - С. 247.
13. *Арифов Л.Я., Мазитов Б.С., Уланов В.Г.* Относительная вероятность заселения изомеров в реакциях радиационного захвата // Ядерная физика. - 1981. - Т. 34. - С. 1028 - 1043.
14. *Биган З.М., Мазур В.М., Торич З.З.* Изомерные отношения в реакциях  $(\gamma, n)$  на тяжелых ядрах. - Киев, 1984. - 16 с. - (Препр. / АН УССР. Ин-т ядерных исслед.; КИЯИ-84-10).
15. *Мальшев А.В.* Плотность уровней и структура атомных ядер. - М.: Атомиздат, 1969. - С. 389.
16. *Ставинский В.С.* Плотность уровней атомных ядер // ФЭЧАЯ. - 1972. - Т. 3, вып 4. - С. 832 - 853.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ ВЫХОДОВ В $(\gamma, n)$ -РЕАКЦИЯХ ДЛЯ ЯДЕР $^{109}\text{Pd}$ И $^{112}\text{In}$ В ОБЛАСТИ Е1-ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

**В. А. Желтоножский, В. М. Мазур, З. М. Биган, Д. М. Симочко**

В области 9 - 18 MeV исследована зависимость изомерных отношений выходов и сечений энергии гамма-квантов в реакциях  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m.g}}\text{Pd}$  и  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m.g}}\text{In}$ . Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами в рамках каскадно-испарительной модели.

### INVESTIGATION OF ISOMER RATIOS YIELDS FOR $^{109}\text{Pd}$ AND $^{112}\text{In}$ NUCLEUS FOR E1-GIANT RESONANCE RANGE IN $(\gamma, n)$ -REACTIONS

**V. A. Zheltonozhsky, V. M. Mazur, Z. M. Bigan, D. M. Symochko**

Within 9 - 18 MeV energy range the dependence of isomer yield ratios and cross-sections on gamma-quanta energy in the  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m.g}}\text{Pd}$  and  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m.g}}\text{In}$  reactions have been studied. The experimental results are compared with those calculated within the framework of cascade-evaporation model.

Надійшла до редакції 24.04.07,  
після доопрацювання – 24.10.07.