

МЕХАНІЗМИ ЗАСЕЛЕННЯ ОДНОКВАЗІЧАСТИНКОВОГО СТАНУ $11/2^-$ ЯДРА ^{109}Pd В РЕАКЦІЯХ (γ, n)

З.М. Біган, Д.М. Симочко

Інститут електронної фізики НАН України,
вул. Університетська, 21, Ужгород, 88017
e-mail: nuclear@email.uz.ua

В енергетичному інтервалі 8–18 МеВ проведено дослідження заселення ізомерного стану $11/2^-$ ядра ^{109}Pd залежно від енергії гамма-квантів гальмівного випромінювання. Визначено ізомерні відношення виходів реакції $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m,g}}\text{Pd}$. В досліджуваній області вперше отримано перерізи збудження метастабільного стану ядра ^{109}Pd в (γ, n) реакціях. Отримані результати порівнюються з розрахунками в рамках касадно-випарювальної моделі.

Вступ

Фотоядерні реакції з утворенням дочірнього ядра в окремих виділених станах є одним із основних джерел нової інформації про механізми цих ядерних реакцій. Розподіл за енергіями і за спінами збуджених станів кінцевого ядра визначається енергією, кількістю і сортом вилітаючих частинок, а також спіном і енергією компаунд-ядра, які при фотопоглинанні в області Е1-гігантського резонансу відомі практично однозначно. Зняття збудження залишкового ядра відбувається каскадом гамма-квантів.

При наявності в ядрі низькорозташованих ізомерних станів відносне заселення метастабільного і основного рівнів ядра буде визначатися розподілом за спінами вищерозташованих рівнів і мультипольною структурою гамма-каскаду.

Метою даної роботи є вивчення механізмів реакції $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m,g}}\text{Pd}$ шляхом вимірювання ізомерних відношень та визначення перерізів цієї реакції в області 8–18 МеВ і порівняння їх з результатами модельних розрахунків. Для досліджуваного ядра ^{109}Pd одноквазічастинковий стан з $J^\pi=11/2^-$ є ізомерним і визначається підоболонкою $1h_{11/2}$. Основний стан ха-

рактеризується підоболонкою $2d_{5/2}$. До теперішнього часу систематичних досліджень збудження ізомерного стану ядра ^{109}Pd залежно від енергії гамма-квантів не проводилося [1]. Є дані експериментів лише для кількох енергетичних точок на вищих енергіях [2, 3].

Методика експерименту

Мішені опромінювалися на пучку гальмівних гамма-квантів мікротрона М-30 Інституту електронної фізики НАН України. Пучок прискорених електронів виводився із прискорювача і падав на гальмівну танталову мішень товщиною 1 мм. Для контролю електронного пучка використовувався монітор вторинної емісії. Величина магнітного поля контролювалася методом ядерного магнітного резонансу, чим і визначалася точність вимірювання енергії прискорених електронів. Досліджувані мішені являли собою металічні диски паладію природного ізотопного складу (вміст ^{110}Pd – 11.7%) діаметром 20 мм і вагою 1,5 г. Ядро ^{109}Pd є нестабільним. Ідентифікація збудження ізомерного стану $J_m^\pi=11/2^-$ з періодом піврозпаду $T_{1/2}^m=4.69$ хв здійснювалася за

гамма-лінією 188 кеВ. Розпад основного стану $J_g^\pi=5/2^+$ з періодом $T_{1/2}^g=13.7$ год ідентифікувався за лінією 88 кеВ. Спектроскопічні характеристики досліджуваної мішені бралися з робіт [4, 5].

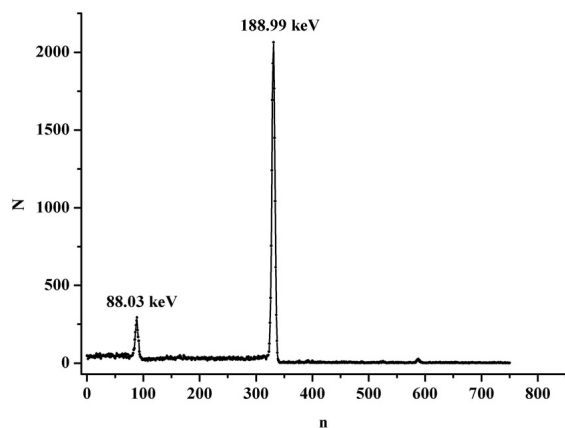


Рис. 1. Ділянка апаратного спектра від розпаду ядра ^{109}Pd .

Вимірювання наведеної активності здійснювалося за допомогою гамма-спектрометра на базі напівпровідникового детектора ДГДК-100 з роздільною здат-

ністю 3.5 кеВ для гамма-лінії кобальту-60 – 1.173 МеВ. Дослідження залежності ізомерного відношення виходів, тобто відношення виходу Y_m заселення ізомерного стану до виходу заселення основного стану Y_g , від енергії гамма-квантів проводилося з кроком $\Delta E=0.5$ МеВ в діапазоні 8–18 МеВ. В області порогу реакції $(\gamma, n)^m$ вимірювання проводилися з кроком $\Delta E=0.2$ МеВ. На рис. 1 наведено ділянку апаратного спектра від розпаду ядра ^{109}Pd (n – номер каналу, N – кількість відліків у каналі). Енергія опромінення склала $E\gamma_{max}=12$ МеВ, час опромінення – 10 хв, час охолодження – 2 хв, час вимірювання – 10 хв.

Оскільки основний стан ядра ^{109}Pd нестійкий, то для реакції $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m,g}\text{Pd}$ безпосередньо з експерименту визначалося ізомерне відношення виходів – $d=Y_m/Y_g$. Час опромінення мішені t_{opr} складав 10 хв. Процедура вимірів розбивалася на два етапи. Після двохвилинного охолодження, проводилося вимірювання наведеної активності ($t_{вим}=10$ хв). Визначення ізомерного відношення здійснювалося за формулою [6]:

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

де $\varphi_{m,g} = \xi_{m,g} \cdot k_{m,g} \cdot \alpha_{m,g}$; $\xi_{m,g}$ – фото-ефективності реєстрації гамма-ліній розпаду ізомерного і основного станів, $k_{m,g}$ – коефіцієнти самопоглинання ліній мішені, $\alpha_{m,g}$ – інтенсивності ліній; N_g, N_m – число імпульсів у фотопіку основного і ізомерного станів, $f_{m,g}$ – часова функція: $f_{m,g} = [1 - \exp(-\lambda_{m,g} t_{opr})] \cdot \exp(-\lambda_{m,g} t_{охол}) \cdot [1 - \exp(-\lambda_{m,g} t_{вим})]$, $\lambda_{m,g}$ – постійні розпаду, p – коефіцієнт розгалуження, $c=c_1 \cdot c_2$ – коефіцієнт, що враховує прорахунки і накладання імпульсів.

Оскільки період напіврозпаду ізомерного стану $T_{1/2}^m$ на два порядки менший за

період напіврозпаду основного стану $T_{1/2}^g$, то, для досягнення більшої точності визначення ізомерного відношення, після десятихвилинного вимірювання мішень охолоджувалася ще 40 хв і проводилося довготривале (1–2 год) вимірювання розпаду основного стану. Цим досягалася більша статистична точність. В зв'язку з тим, що за час охолодження ізомерний стан практично повністю розпадався на основний ($p=1$), то в цих вимірюваннях нами де факто вимірювався повний вихід (γ, n) реакції $Y_n = Y_m + Y_g$. В цьому випадку ізомерне відношення розраховувалося за формулою:

$$\eta = Y_m / Y_n = Y_m / (Y_m + Y_g) = 1 / (1 + 1/d) = c \frac{N_m \cdot \lambda_m \cdot \phi_g \cdot f_g}{N_g \cdot \lambda_g \cdot \phi_m \cdot f_m} \quad (2)$$

І хоч статистична точність результатів одержаних за формулою (2) вища, обидва підходи дали практично співпадаючі результати.

Обговорення результатів

Одержані експериментальні ізомерні відношення виходів η для реакції $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$ наведено на рис. 2. Суцільною кривою на рис.2 представлено результат апроксимації даних кривою Больцмана:

$$y = A + (B - A) / [1 + \exp \frac{E - E_0}{\Delta E_1}] \quad (3)$$

Тут $A, B, E_0, \Delta E_1$ – параметри. Апроксимація здійснювалася методом найменших квадратів. Узгодження досягнуто при таких значеннях параметрів: $A=0.0687 \pm 0.0014$, $B=0.007 \pm 0.003$, $E_0=13.012 \pm 0.146$ (MeV), $\Delta E_1=1.534 \pm 0.137$ (MeV).

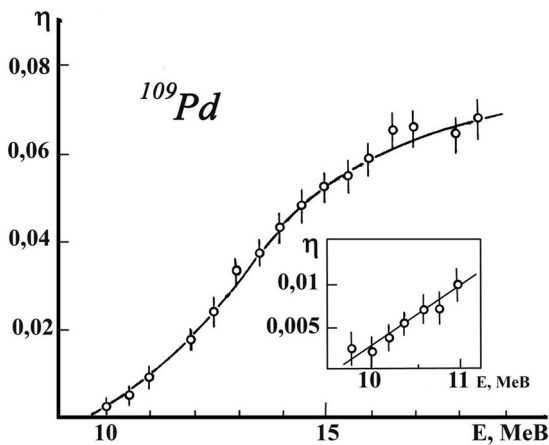


Рис. 2. Експериментальні ізомерні відношення для ядра ^{109}Pd

Експериментальний ефективний поріг реакції $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$ становить 9.6 ± 0.15 MeV, що на 0.8 MeV вище порогу (γ, n) реакції. З рисунка видно, що від

порогу реакції ізомерне відношення η , як функція енергії $\eta=f(E\gamma_{max})$, швидко зростає і вище 18 MeV досягає насичення.

Розглядаючи схеми низькорозташованих рівнів ядра ^{109}Pd [4], можна побачити, що першим станом, який інтенсивно розпадається на ізомерний рівень з $J^\pi=11/2^-$ є рівень з енергією $E=277,2$ кеВ і $J^\pi=9/2^-$. Однак, як показують розрахунки згідно оптичної моделі [7], нейтрони з необхідним для заселення цього рівня моментом $l=3$ повинні мати енергію не меншу 0.7 MeV. Імовірніше за все, як активаційні стани можуть служити рівні з енергією $E=604,5$ кеВ і $J^\pi=5/2^-$ та $E=941,1$ кеВ і $J^\pi=3/2^-$. Перший з них за допомогою E2 переходів з імовірністю 2,6% (відносно основного переходу) заселяє рівень з $E=287$ кеВ і $J^\pi=9/2^-$, другий з високою імовірністю через M1+E2 переходи – рівень з $E=604,5$ кеВ. Проведений аналіз величини порогу $(\gamma, n)^m$ реакції для ядра ^{109}Pd узгоджується зі статистичним механізмом заселення ізомерного стану.

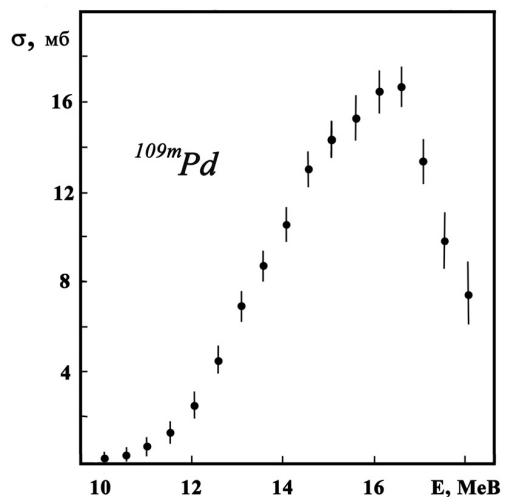


Рис. 3. Переріз збудження метастабільного стану ядра ^{109}Pd

Використовуючи виміряне нами експериментальне ізомерне відношення η і

повний переріз (γ, n) реакції для паладію [8], отримано переріз реакції $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$ за методикою [9]. Одержаний переріз наведений на рис. 3. Це одногорба крива з максимумом 16.6 ± 1.2 мб при енергії 16.5 МеВ. Порівняння одержаного перерізу з повним перерізом (γ, n) реакції показує, що його максимум зсунутий в бік високих енергій на ~ 0.6 МеВ.

Одержаний переріз (γ, n)^m реакції дозволяє оцінити експериментальні ізомерні відношення перерізів $r = \sigma_m / \sigma_n$. Визначення r проводилося в околі максимуму кривої $\sigma_n(E)$, тобто там, де відносна похибка відношення мінімальна, хоч і складає $\sim 15\%$. Оцінені ізомерні відношення при енергіях 15.5; 16.0; 16.5 МеВ склали відповідно 0.075; 0.081; 0.09.

Нами також було проведено розрахунки ізомерних відношень у рамках каскадно-випарювальної моделі [10, 11]. В цьому підході допускалося, що при поглинанні гамма-квантів збуджуються стани гігантського дипольного резонансу, які розпада-

ються випромінюючи нейтрон. Одержані стани дочірнього ядра (J_f, π_f) в свою чергу розпадаються каскадом дипольних гамма-квантів. Оскільки основний стан паладію-110 має спін-парність $J_g^\pi = 0^+$, то імовірність утворення компаунд-ядра з спін-парністю $J_c^\pi = 1^-$ бралася за одиницю.

Густини рівнів оцінювалися згідно з формулою Бете-Блоха [12, 13]:

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

де σ – параметр обмеження спіну, A – масове число, a – параметр густини рівнів, U – енергія збудження, в якості якої приймається ефективна енергія [14].

Зведена імовірність P випромінювання компаунд-ядром (J_c, π_c) нейтрона з моментом l і енергією ε_n і переходу його при цьому в стан (J_f, π_f) дочірнього ядра розраховується за формулою:

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

де B – константа, s – спін вилітаючого нейтрона, $T_l(\varepsilon_n)$ – коефіцієнт проникності бар'єру [7], $\omega_l(\pi_c, \pi_f) = [1 + (-1)^l \pi_c \cdot \pi_f] / 2$ – коефіцієнт, що враховує парність станів. Повніше процедура розрахунків викладена в роботі [11].

Послідовні розрахунки без вільних параметрів дають завищені значення ізомерних відношень. Узгодження досягається при фіксації параметру обмеження спіну σ на рівні 2.5–3.

Література

1. В.М. Мазур, ФЭЧАЯ 31, 385 (2000).
2. А.Б.Белов, Ю.П.Гангрский, А.П. Тончев и др. ЯФ 59, 585 (1996).
3. Hoang Duc Luc, Tran Duc Thiep, Truong Thi An et.al. Bulg. Journ. Phys. 14, 52 (1987).
4. J. Blachot, Nucl.Data Sheets 107, 355 (2006).
5. E. Browne, R.T. Firestone, Tables Rad. Isotopes (Wiley, New York, 1986).
6. R. Vanska, R. Rieppo, Nucl. Instr. and Meth. 179, 525 (1981).

7. Г.И.Марчук, В.Е.Колесов. Применение численных методов для расчета нейтронных сечений (Атомиздат, Москва, 1970).
8. A.V. Varlamov, V.V. Varlamov, D.S. Rudenko et al. Atlas of Giant Dipole Resonances (Preprint: IAEA, INDC (NDS)-394, Vienna, 1999).
9. О. В. Богданкевич, Ф.А. Николаев, Работа с пучком тормозного излучения (Атомиздат, Москва, 1964).
10. Л.Я. Арифов, Б.С. Мазитов, В.Г. Уланов, ЯФ 34, 1028 (1981).
11. З.М. Биган, В.М. Мазур, З.З. Горич, Изомерные отношения в реакциях (γ, n) на тяжелых ядрах (Препринт: АН УССР Институт ядерных исследований.; КИЯИ-84-10, Киев, 1984).
12. Н. Bete, Phys. Rev. 50, 332 (1936).
13. А.В.Малышев, Плотность уровней и структура атомных ядер (Атомиздат, Москва, 1969).
14. В.С. Ставинский, ФЭЧАЯ 3, 832 (1972).

A SINGLE QUASIPARTICLE STATE $11/2^-$ POPULATION IN ^{109}Pd NUCLEI VIA (γ, n) REACTIONS

Z.M. Bigan, D.M. Symochko

Institute of Electron Physics, Ukr. Nat. Acad. Sci.,
Universytetska Str. 21, Uzhhorod, 88017
e-mail: nuclear@email.uz.ua

Investigation of isomeric state $11/2^-$ population energy dependence in ^{109}Pd nuclei was carried out in 8-18 MeV energy region. Isomeric yield ratios for $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m},\text{g}}\text{Pd}$ reaction are determined. Experimental cross-section of metastable states excitation for ^{109}Pd in (γ, n) was obtained for the first time. The experimental isomeric ratios are compared with those calculated within the framework of cascade-evaporation model.