

ЗАЛЕЖНІСТЬ ІЗОМЕРНИХ ВІДНОШЕНЬ, ОДЕРЖАНИХ У РЕАКЦІЯХ (γ, n) ДЛЯ ІЗОТОНІВ ^{197}Pt ТА ^{197}Hg ВІД ЕНЕРГІЇ ГАММА-КВАНТІВ

В. О. Желтоножський¹, В. М. Мазур², З. М. Біган², Д. М. Симочко²

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ
²Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород

В інтервалі 8 - 17 МеВ досліджено залежність ізомерних відношень виходів від енергії гамма-квантів у реакціях $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197m}\text{Pt}$ і $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197m}\text{Hg}$. Одержані експериментальні результати порівнюються з розрахунками в рамках каскадно-випарювальної моделі, а також із результатами, одержаними під дією частинок.

Ізотопи платини та ртуті масами $A \approx 185 - 200$, розташовані між сильнодеформованими ядрами рідкоземельних елементів й областю сферичних ядер району свинцю, належать до перехідних ядер. Розглядаючи сукупність даних по спектрах їх низькоенергетичних збуджень [1 - 3], можна відзначити непростий характер зміни форми поверхні розглядуваних нуклідів, про що свідчить й еволюція характеристик спектрів низькоенергетичних збуджень (рис. 1). На рисунку наведено енергії 2_1^+ , 4_1^+ – перших і других збуджених рівнів основної смуги, а також 0_2^+ , 2_2^+ – перших рівнів бета- і гамма-вібраційних смуг відповідно. Спектри низькоенергетичних збуджень ядер ^{197}Pt і ^{197}Hg значною мірою формуються одночастинковими (дірковими) станами $3p_{1/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$, $1i_{13/2}$. Останній стан і визначає наявність ізомерного рівня з $J^\pi = 13/2^+$. І хоч основні характеристики гігантського E1-резонансу достатньо добре вивчені для широкого кола ядер [4, 5], вивчення функції залежності ізомерних відношень від енергії гамма-квантів у $(\gamma, n)^m$ -реакціях для ядер ^{197}Pt і ^{197}Hg не проводилося. На теперішній час є всього кілька робіт, виконаних на мішенях природного ізотопного складу по

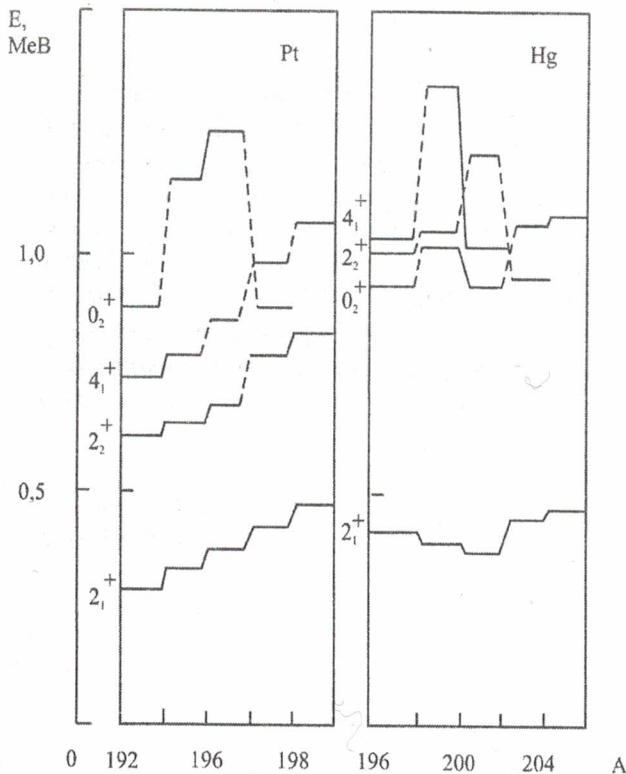


Рис. 1. Систематика енергій низьколежачих збуджених колективних станів 2_1^+ , 4_1^+ , 0_2^+ , 2_2^+ .

вимірюванню ізомерних відношень виходів, тобто відношення виходу збудження ізомерного рівня Y_m до основного Y_g $d = Y_m / Y_g$ у реакції $(\gamma, n)^m$ в одній енергетичній точці при максимальній енергії гальмівного гамма-спектра $E_{\gamma\text{max}} = 30$ МеВ [6, 7].

Дослідження реакцій $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197m}\text{Pt}$ та $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197m}\text{Hg}$ проводилися нами на пучку гальмівних гамма-квантів мікротрона М-30 Інституту електронної фізики НАН України. Виходи вимірювалися в інтервалі енергій 8 - 17 МеВ. При цьому треба мати на увазі, що поріг реакції (γ, n) становить по ізотопу ^{198}Pt – 7,8 МеВ, а для ^{198}Pt – 8,3 МеВ. В якості мішеней використовувалися окис природної ртуті (HgO) і пластинки металічної платини. Наведена активність опромінених взірців вимірювалася за допомогою Ge(Li)-детектора об'ємом 100 cm^3 . Більш детально процедура вимірювання наведена в роботах [8, 9].

Утворені в реакціях (γ, n) ядра ^{197}Pt і ^{197}Hg нестабільні. В обох випадках у результаті розпаду заселяється стабільний ізотоп ^{197}Au . Оскільки основні стани досліджуваних нуклідів нестабільні, то безпосереднім експериментальним результатом можна одержати ізомерне відношення виходів, використовуючи формулу [10]

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

$$\text{де } f_{m,g} = \left(1 - e^{-\lambda_m \cdot t_{\text{опр}}}\right) \left(e^{-\lambda_m \cdot t_{\text{охол}}}\right) \left(1 - e^{-\lambda_m \cdot t_{\text{вим}}}\right); \quad \varphi_{m,g} = \xi_{m,g} \cdot k_{m,g} \cdot \alpha_{m,g}.$$

Тут ξ_m, ξ_g – фотоефективність детектора при реєстрації гамма-лінії розпаду ізомерного (m) і основного (g) стану; k_m, k_g – поправка на самопоглинання відповідних ліній; α_m, α_g – інтенсивність ліній, відповідальних за розпад ізомерного (m) і основного (g) стану; λ_m, λ_g – постійні розпаду метастабільного й основного стану; $t_{\text{опр}}, t_{\text{охол}}, t_{\text{вим}}$ – часи опромінення, охолодження, вимірювання; N_m, N_g – кількість імпульсів у відповідних фотопіках; c – поправка на прорахунки та накладання імпульсів; p – коефіцієнт розгалуження.

Спектроскопічні характеристики – спіні-парність основного й ізомерного станів J^π , різниця спінів основного J_g й ізомерного J_m станів $\Delta J = |J_g - J_m|$, енергія гамма-ліній, за якими вимірювався розпад E_γ , інтенсивність лінії I , період напіврозпаду $T_{1/2}$, коефіцієнт розгалуження p брались із робіт [4, 5] і наведені в табл. 1. При цьому уточнене значення періоду напіврозпаду основного стану ^{197}Pt $T_{1/2} = 19,96 \pm 0,05$ год узятю з роботи [11].

Таблиця 1. Спектроскопічні характеристики основного та ізомерного станів ізотопів ^{197}Pt і ^{197}Hg

Ізотоп	J_m^π, J_g^π	$\Delta J = J_m - J_g$	Енергія лінії E_γ , кеВ	Інтенсивність лінії I , %	$T_{1/2}$, роки	p
^{197m}Pt	13/2 ⁺	6	346	12,4	1,573	0,97
^{197g}Pt	1/2 ⁻		191,4	6,7	19,9	
^{197m}Hg	13/2 ⁺	6	133,9	34,2	23,8	0,935
^{197g}Hg	1/2 ⁻		191	0,96	64,4	

Експериментальні ізомерні відношення $d = Y_m/Y_g$, одержані в реакціях $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197}\text{Pt}$ та $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197}\text{Hg}$, наведено на рис. 2. Похибки на рисунку – середньоквадратичні. При цьому відносні статистичні похибки при енергіях $E_{\gamma\text{max}} = 9 - 10$ МеВ становили $\sim 1 - 2\%$, а при енергії $E_{\gamma\text{max}} \approx 16$ МеВ – $0,2\%$. Точні значення ізомерних відношень для деяких енергій в ^{197}Pt наведено в табл. 2. Установлений поріг реакції $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197}\text{Pt}$ становить $8,9 \pm 0,15$ МеВ, що на $0,9$ МеВ перевищує енергетичний поріг реакції $(\gamma, n)^m$ для цього ядра. Відповідно поріг реакції $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197}\text{Hg}$ складає $9,7 \pm 0,15$ МеВ, що на $1,1$ МеВ перевищує розрахункову енергію порога реакції $(\gamma, n)^m$. Наявність такого значного порога заселення метастабільного стану

Таблиця 2. Ізомерні відношення для деяких енергій в ^{197}Pt

E_m , МеВ	Y_m/Y_g	E_m , МеВ	Y_m/Y_g
10	$0,015 \pm 0,002$	14	$0,114 \pm 0,002$
12	$0,031 \pm 0,003$	15	$0,150 \pm 0,003$
13	$0,100 \pm 0,004$	16	$0,172 \pm 0,003$

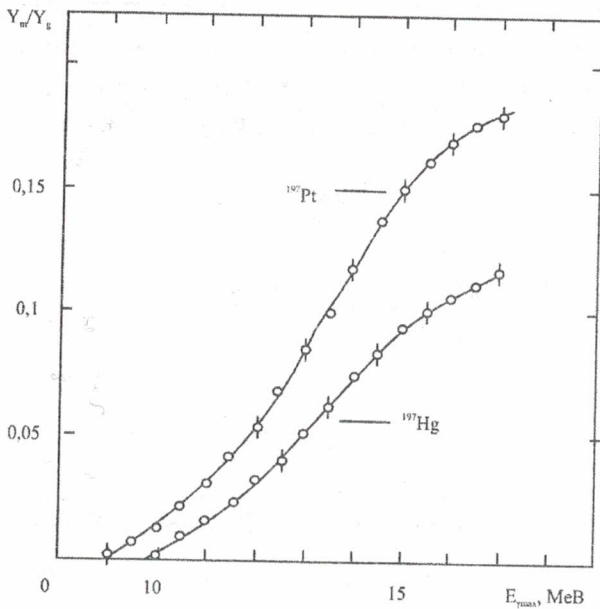


Рис. 2. Залежність експериментальних ізомерних відношень виходів від енергії $E_{\gamma_{\max}}$ ізотопів ^{197}Pt і ^{197}Hg .

обумовлено відносно значною різницею спінів ΔJ основного стану материнського ядра та ізомерного рівня ядра-продукта. Для заселення метастабільного стану каскадом гамма-квантів необхідно мінімум п'ять переходів або наявність швидких, з енергією ~ 1 MeV, нейтронів, які можуть забезпечити відповідну зміну кутового моменту дочірнього ядра. Вище порога $(\gamma, n)^m$ -реакцій ізомерне відношення виходів різко зростає і в області енергій 16 - 17 MeV має тенденцію виходу на плато, досягаючи помітної величини – $d = 0,171$ для ядра ^{197}Pt і $d = 0,104$ для ^{197}Hg при енергії $E_{\gamma_{\max}} = 16$ MeV.

Нами проведено розрахунки ізомерних відношень у рамках статистичної каскадно-випаровувальної моделі [12, 13] за такою схемою: ядром поглинається гамма-квант із енергією E , із утвореного ядра із спін-парністю (J_c, π_c) вилітає нейтрон з ку-

товим моментом l і енергією ϵ , а ядро переходить при цьому в стан (J_f, π_f) .

Імовірність утворення складового ядра із спін-парністю (J_c, π_c) при поглинанні такого нейтрона обчислювалась за формулою

$$P(J_c, \pi_c) = W(J_c) / \sum_{J=J_g-1}^{J_g+1} W(J), \quad \pi_c = (-1)^{J_g} (\pi_g), \quad (2)$$

де (J_g, π_g) - спін-парність основного стану ядра; $W(J)$ - відносна густина рівнів із даним спіном J .

$$W(J) = \rho(J) / \rho(0) = (2J+1) \exp[-J(J+1)/2\sigma^2]. \quad (3)$$

Спінову частину густини рівнів $\rho(J)$ брали із моделі фермі-газу [14 - 16]

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

де $\rho(U)$, $\rho(J)$ – енергетична й спінова частина формули густини рівнів відповідно; a – енергетичний параметр густини рівнів; σ – параметр спінового обмеження, який згідно з [15] можна обчислити за формулою $\sigma^2 = 0,0889 \sqrt{aU} \cdot A^{2/3}$. Тут A – масове число, U – ефективна енергія збудження, яка визначається як $U = E - \Delta$ [15], де Δ – енергія спарювання, E , J – енергія й спін збуджених рівнів.

Збудження утвореного дочірнього ядра зі спін-парністю (J_f, π_f) знімається каскадом дипольних гамма-переходів, останній з яких і заселяє ізомерний або основний стан. При цьому число гамма-переходів і середня енергія переходу рівна:

$$N_\gamma = \frac{1}{2} \sqrt{aU}, \quad E = 4 \sqrt{\frac{U}{a} - \frac{6}{a^2}}. \quad (5)$$

До задовільного узгодження розрахунків з експериментом при енергіях поглинутих гамма-квантів 14 – 16 MeV приводить фіксація параметра спінового обмеження $\sigma = 3,4$ для ^{198}Pt і $\sigma = 3,0$ для ^{198}Hg .

Для ядер ^{197}Hg проведено виміри ізомерних відношень перерізів $R = \sigma_m / (\sigma_m + \sigma_g)$ в реакціях під дією частинок (p, n), (d, 2n), (d, p), (n, 2n) тощо [17]. Порівняння цих результатів та одержаних у даній роботі в реакціях (γ , n) наведено на рис. 3. Ізомерне відношення виходів узято у вигляді $\eta = Y_m / (Y_g + Y_m) = d / (d+1)$.

Із рисунка видно, що при всіх випадках із ростом енергії падаючих частинок спостерігається ріст ізомерних відношень. При однакових енергіях ізомерне відношення, одержане в реакціях (γ , n), суттєво менше, ніж у реакціях під дією частинок. Така ситуація зрозуміла, оскільки частинки приносять в ядро значні кутові моменти і з ростом їх енергії величини цих моментів значно зростають, а в реакціях (γ , n) гамма-квант приносить практично фіксований момент $l = 1$.

Деякий виняток має реакція радіаційного захоплення теплових нейтронів, ізомерне відношення R для якої складає $0,042 \pm 0,008$ і воно близьке до значень, які дає реакція (γ , n). У даному випадку нейтрон приносить момент $l = 0$ (спін нейтрона $s = 1/2$), а величина ізомерного відношення практично повністю визначається характеристиками каскаду гамма-квантів і в цьому плані заселення ізомерного стану в реакції (n, γ) подібне до такого ж процесу при непружному розсіюванні гамма-квантів в області порога (γ , n) реакції. Наявні результати по збудженню в реакції (γ , γ') ізомера з $J^\pi = 13/2^+$ для близького ізотопу ^{198}Hg [18] дають ізомерне відношення перерізів $R \approx 0,01$ для енергій 6,5 – 7,0 MeV, що становить величину, близьку до ізомерного відношення із реакції (n, γ).

Дещо більш близькі величини до фотонейтронних дає ізомерне відношення й реакція $^{196}\text{Hg}(d, p)^{197m,g}\text{Hg}$. Така близькість пояснюється тим, що реакція (d, p) іде через механізм підхвату. При цьому далеко не весь кутовий момент, що є у дейтрона, передається ядру мішені, а протон забирає з собою більшу частину енергії дейтрона й енергія збудження дочірнього ядра залишається незначною, принаймні помітно меншою від енергії порога вильоту нейтрона.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Lederer C. M., Shirley V. // Tables of Isotopes. 7-th ed. - N. Y.: Wiley, 1978.
2. Схеми распада радионуклідів. Публикации 38 МКРЗ. - М.: Энергоиздат, 1987.
3. Borwne E., Firestone R. B. Table of Rad. Isotopes / Ed. by V. Shirley. - N.Y., 1986.
4. Varlamov A. V., Varlamov V. V., Rudenko D. S. et al. // Atlas of Giant dipole resonance. - IAEA, INDS-394. - 1999.
5. Gurevich G. M., Lazareva L.E., Mazur V.M. et al. // Nucl. Phys. - 1981. - Vol. A 351. - P. 257 - 268.
6. Давыдов М.Г., Магера В. Г, Трухов А. В. // АЭ. - 1987. - Т. 62, вып. 4. - С. 236 - 243.
7. Гангский Ю. П., Тончев А. П., Балабанов Н. П. // ЭЧАЯ. - 1996. - Т. 27, вып. 4. - С. 1043 - 1046.

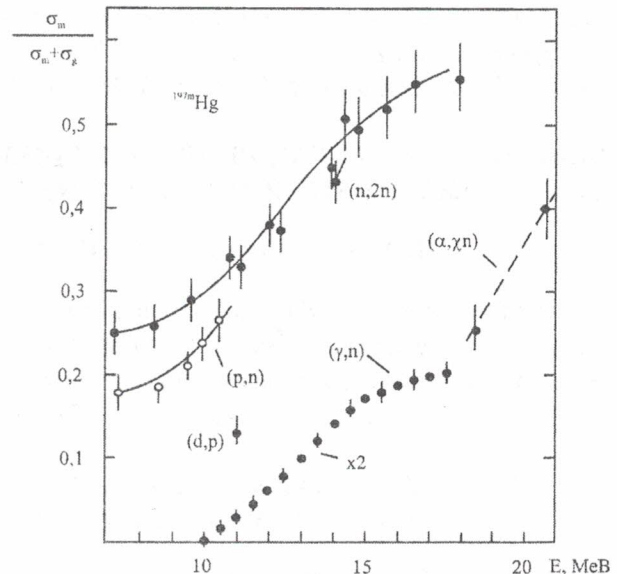


Рис. 3. Порівняння ізомерних відношень одержаних для ядра ^{197}Hg в реакціях під дією частинок і в реакції (γ , n).

8. Биган З. М., Мазур В. М., Соколюк И.В. и др. // УФЖ. - 1990. - Т. 35, № 4. - С. 509 - 512.
9. Мазур В. М., Соколюк И. В., Биган З. М. // ЯФ. - 1991. - Т. 54. - С. 895 - 897.
10. Vanska R., Rieppo R. // Nucl. Instr. and Meth. - 1981. - Vol. 179 - P. 525 - 532.
11. Mohr P., Hutter C., Vogt K. et. al. // Eur. Phys. J. - 2000. - Vol. A7. - P. 45 - 49.
12. Арифов Л. Я., Мазитов Б. С., Уланов В. Г. // ЯФ. - 1981. - Т. 34. - P. 1028 - 1043.
13. Биган М. В., Мазур В. М., Торич З. З. Изомерные отношения в реакциях (гамма, гамма') на тяжелых деформированных ядрах ^{167}Er , ^{179}Hf и ^{183}W . - Киев, 1985. - 12 с. - (Препр. / АН УССР. Ин-т ядерных исслед.; КИЯИ-85-15).
14. Bete H. // Phys. Rev. - 1936. - Vol. 50. - P. 332 - 334.
15. Мальшев А. В. // Плотность уровней и структура атомных ядер. - М.: Атомиздат, 1969.
16. Игнатюк А. В. // Статистические свойства возбужденных ядер. - М.: Энергоатомиздат, 1983.
17. Vandenbosch R., Huizenga J. H. // Phys. Rev. - 1960. - Vol. 120 - P. 1313 - 1318.
18. Мазур В. М., Соколюк И. В., Биган З. М. и др. // ЯФ. - 1993. - Т. 56. - С. 20 - 24.

ЗАВИСИМОСТЬ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ В РЕАКЦИЯХ (γ, n) ДЛЯ ИЗОТОНОВ ^{197}Pt И ^{197}Hg ОТ ЭНЕРГИИ ГАММА-КВАНТОВ

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

В области 8 - 17 МэВ исследована зависимость изомерных отношений выходов от энергии гамма-квантов в реакциях $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Pt}$ и $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Hg}$. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами в рамках каскадно-испарительной модели, а также с результатами, полученными под действием частиц.

ISOMERIC RATIOS FROM GAMMA QUANTUM ENERGY DEPENDENCE FOR ^{197}Pt AND ^{197}Hg ISOTONES RECEIVED IN (γ, n)-REACTIONS

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

Within 8 - 17 MeV energy range the dependence of isomer yield ratios on gamma-quanta energy in the $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Pt}$ and $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ reactions have been studied. The experimental results are compared with those calculated within framework of cascade-evaporation model as well as obtained under the influence of the particles.

Надійшла до редакції 31.03.05,
після доопрацювання – 19.10.05.