

ПЕРЕРІЗИ ЗБУДЖЕННЯ ІЗОМЕРНИХ СТАНІВ В РЕАКЦІЯХ (γ, n) ДЛЯ ІЗОТОПІВ РТУТІ–197,199.

**В.М. Мазур, З.М. Біган, М.В. Гошовський, Й.Й. Гайніш,
В.І. Лямаєв, Г.Ф.Пітченко**

Інститут електронної фізики НАН України, вул. Університетська, 21, м.Ужгород, 88016

В інтервалі енергій гамма-квантів 8-17 МеВ досліджені перерізи збудження ізомерних станів в реакціях $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ та $^{200}\text{Hg}(\gamma, n)^{199\text{m}}\text{Hg}$. Одержані ізомерні відношення перерізів порівнюються з розрахунками в рамках касадно-випарувальної моделі.

Парціальні фотоядерні реакції в останні роки стали основним джерелом нової інформації про гігантський дипольний резонанс (ГР). Ці реакції є достатньо чутливим тестом адекватності теорій, що описують механізм розпаду високоенергетичних колективних ядерних станів. Розглядаючи сукупність даних по спектрах низькоенергетичних збуджень ізоотопів ртуті [1], можна відзначити непростий характер природи розглядуваних нуклідів про що свідчать параметри спектрів низькоенергетичних збуджень. Фрагменти цих спектрів для ізоотопів ^{197}Hg і ^{199}Hg приведено на рис.1. Видно, що ізомерні рівні цих нуклідів формуються одностинковими (дірковими) станами $1i_{13/2}$, а основні – $3r_{1/2}$. Відповідно спіни цих станів складають $J_m^\pi = 13/2^+$ $J_m^\pi = 1/2^-$.

Вивченню перерізів збудження ізомерних станів в реакціях $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ і $^{200}\text{Hg}(\gamma, n)^{199\text{m}}\text{Hg}$ і присвячена дана робота.

Вимірювання проводилося на пучку гальмівних гамма-квантів мікротрону М-30 ІЕФ НАН України в області енергій прискорених електронів 8-17 МеВ. Пучок електронів, виведений з прискорювача падав на гальмівну мішень товщиною 1 мм танталу. Потім пучок гамма-квантів формувався системою коліматорів і пройшовши через тонкостінний монітор па-

дав на досліджувану мішень. Мішені, що вивчалися є дисками спресованого порошку HgO діаметром 20 мм, вагою 2 г,

поміщені в капролонові касети. Використовувалися взірці природної ртуті. Ідентифікація заселення ізомерних рівнів виконувалась по гамма-лініям 0,134 МеВ для ртуті-197m і 0,158 МеВ – для ртуті-199m.

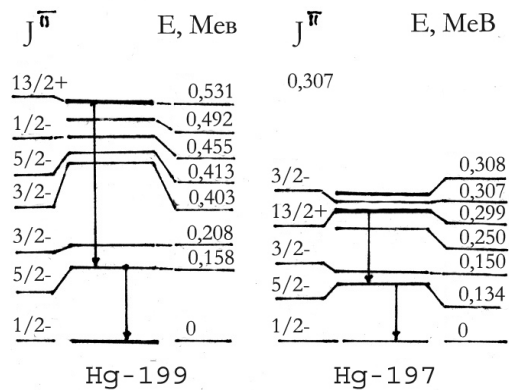


Рис. 1. Фрагмент схеми низьколежащих рівнів ядер Hg-197 та Hg-199.

Спектроскопічні характеристики досліджуваної мішені: спин-парність ізомерного і основного станів J^π , період напіврозпаду $T_{1/2}$, число гамма-квантів розпаду, енергія гамма-переходу E_γ , поріг реакції (γ, n) материнського ядра, брались із робіт [1,2] і приведені в таблиці 1.

Вимірювання наведеної активності здійснювалася за допомогою гамма-спектрометра на базі напівпровідникового детектора ДГДК-100 з роздільною здатністю 2,5 кеВ для гамма-лінії кобальта-60 – 1,1732 МеВ.

Таблиця 1. Спектроскопічні характеристики ядер.

Ядра	J^π	$T_{1/2}$	Число γ -квантів розпаду, %	E_γ , MeB	Поріг (γ, n) реакції, MeB
Hg-197m	$13/2^+$	23.8 год	34,2	0,1339	8,3
Hg-197g	$1/2^-$	64,1 год	0,96	0,1915	
Hg-199m	$13/2^+$	42,6 хв	52,	0,158	8,0

Дослідження проводилося з кроком $\Delta E=0,5\text{MeB}$. Результати були одержані в двох серіях експериментів. В першій серії безпосереднім результатом вивчення реакції $^{200}\text{Hg}(\gamma, n)^{199\text{m}}\text{Hg}$ являлися криві виходів збудження ізомерного стану Y_m :

$$Y_m(E_m) = k \int_{E_{\text{пор}}}^{E_m} \sigma_m(E) \Phi(E, E_m) dE \quad (1)$$

де $\Phi(E, E_m)$ – гальмівний спектр гамма-квантів, $\sigma_m(E)$ – переріз реакції, $E_{\text{пор}}$, E_m – енергія порогу реакції та максимальна енергія гамма-спектру, k – нормуючий множник, що залежить від типу використаного монітору. При цьому можливий вклад від реакції непружного розсіювання $^{199}\text{Hg}(\gamma, \gamma)^{199\text{m}}\text{Hg}$ у вихід реакції $^{200}\text{Hg}(\gamma, n)^{199\text{m}}\text{Hg}$ враховувався.

Оскільки основний стан ядра ^{197}Hg нестабільний, то в другій серії вимірів для реакції $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{m,g}}\text{Hg}$ вимірювалося ізомерне відношення виходів $d = \frac{Y_m}{Y_g}$. Тут Y_m , Y_g – відповідно ви-

ходи збудження ізомерного і основного станів. Визначення ізомерного відношення d здійснювалося за формулами з роботи [3].

Розрахунок перерізів заселення ізомерних станів σ_m проводився методом Пенфольда-Лісса [4]. При цьому в другій серії експериментів для нормування використовувався повний переріз реакції (γ, n) з роботи [5]. Більш детально методика експерименту описана в роботах [6,7].

Значна різниця спінів $\Delta J = |J_g - J_m|$ основного стану J_g материнського ядра і ізомерного рівня дочірнього ядра J_m обу-

мовлює помітне зростання ефективних порогів реакції $(\gamma, n)^m$ на ізотопах ртуті-198, 200. Вони більш ніж на 1 MeB перевищують розрахункову енергію цього порогу і складають $9,7 \pm 0,15$ MeB для реакції $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ і $10,2 \pm 0,2$ MeB для реакції $^{200}\text{Hg}(\gamma, n)^{199\text{m}}\text{Hg}$.

Одержані експериментальні перерізи реакцій $^{200}\text{Hg}(\gamma, n)^{199\text{m}}\text{Hg}$ та $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ зображені точками на рис.2. Приведені похибки – середньоквадратичні.

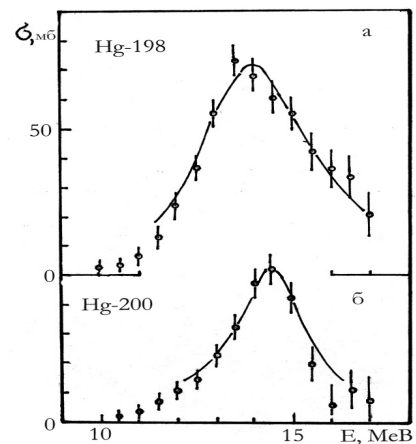


Рис. 2. Перерізи збудження в реакціях (γ, n) ізомерних станів ртуті-198 (а) і ртуті-200 (б).

Приведені на рис.2 перерізи представляють собою односторонні резонансні криві з максимумами в області 14 MeB. Порівняння цих кривих з повними перерізами (γ, n) реакції на природній ртуті [5] показує, що вони дещо зсунуті в область більших енергій. Суцільною кривою на рис. 2 приведено результат апроксимації перерізів реакцій $^{200}\text{Hg}(\gamma, n)^{199\text{m}}\text{Hg}$ та $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ лоренцовими кривими:

$$\sigma_L(E) = \sigma_0 \frac{E^2 \Gamma_0^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + E^2 \Gamma_0^2} \quad (2)$$

Тут σ_0 – значення перерізу в максимумі, E_0 – енергія максимуму, Γ_0 – ширина

резонансу. Апроксимація здійснювалася методом найменших квадратів. Значення одержаних параметрів σ_0 , E_0 , Γ_0 приведені в таблиці 2.

Таблиця 2. Параметри лоренцових кривих

Ядро	σ_0 , мб	E_0 , MeV	Γ_0 , MeV	$\sigma_{int} = \frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma_0$, мб·MeV
Hg – 200	51.9±0.6	14.5±0.07	2.76±0.04	224,9
Hg – 198	71.9±0.7	14.0±0.07	3.45±0.05	389,4

Звертає на себе увагу те, що не дивлячись на близькість природи досліджуваних ядер ^{198}Hg і ^{200}Hg , інтегральний переріз $\sigma_{int} = \frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma_0$ реакції $(\gamma, n)^m$ для ізотопу Hg-200 приблизно в півтора рази менший відповідного інтегрального перерізу для ядра Hg-198. Така поведінка σ_{int} може бути викликана тим, що з одного боку енергія ізомерного рівня ядра ^{199}Hg суттєво вища за енергію відповідного рівня ядра ^{197}Hg (див. рис.1), що може приводити до пониження перерізу σ_m в припороговій області. З другого боку, порогова енергія реакції $(\gamma, 2n)$ для ядра ^{200}Hg складає 14,7 MeV, що на 0,6 MeV менше ніж відповідний поріг для ядра ^{198}Hg . Конкуренція каналів (γ, n) і $(\gamma, 2n)$ веде до падіння перерізу реакції (γ, n) . Вплив цього механізму приводить до ефективного зменшення ширини Γ_0 і відповідного зменшення перерізу σ_{int} реакції $^{200}\text{Hg}(\gamma, \gamma')^{199m}\text{Hg}$.

Експериментальні результати для перерізів σ_m дозволяють, використовуючи літературні дані для повних перерізів (γ, n) реакції σ_n , одержати експериментальні ізомерні відношення перерізів η . (В даній роботі використовується наступне визначення ізомерних відношень перерізів:

$$\eta = \frac{\sigma_m}{\sigma_n} = \frac{\sigma_m}{(\sigma_m + \sigma_g)},$$

де σ_m і σ_g – перерізи заселення в реакції (γ, n) відповідно ізомерного і основного рівня, σ_n – повний переріз (γ, n) реакції). Для розрахунків η використовувалися дані по перерізам реакції (γ, n) σ_n для

природної ртуті [5]. Використання таких даних є обґрунтованим, оскільки ізомери ртуті характеризуються спектрами низькоенергетичних збуджень близькими до вібраційних, які повільно міняються від ізотопу до ізотопу, що вказує на близькість і малі зміни для цих ізотопів параметрів гігантського дипольного резонансу, а відповідно і параметрів (γ, n) реакцій. Визначення ізомерних відношень нами проводилося в області максимумів $(\gamma, n)^m$ реакцій, де відносна похибка визначення η мінімальна. Значення одержаних експериментальних ізомерних відношень приведені точками на рис. 3. При цьому на рис. 3а приведені ізомерні відношення для реакції $^{200}\text{Hg}(\gamma, n)^{199m}\text{Hg}$ і на рис 3б – для $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197m}\text{Hg}$. Суцільними кривими на рис. 3 приведені результати теоретичних розрахунків ізомерних відношень для досліджуваних ядер.

Розрахунок проводився в рамках статистичної теорії фермі-газу в світлі уявлень каскадно-випаровувальної моделі [8, 9]. При цьому густина ядерних рівнів розраховувалась по формулі Бете-Блоха із зсувом [10], спінова частина якої має вид:

$$\rho(J) = (2J + 1) \exp[-(J + \frac{1}{2})^2 / 2\sigma^2], \quad (3)$$

де σ – параметр обмеження по спіну, який згідно [10] можна записати:

$$\sigma^2 = 0.0889 \sqrt{aU} \cdot A^{2/3}. \quad (4)$$

Тут A – масове число, a – густина рівнів рівнів, U – ефективна енергія

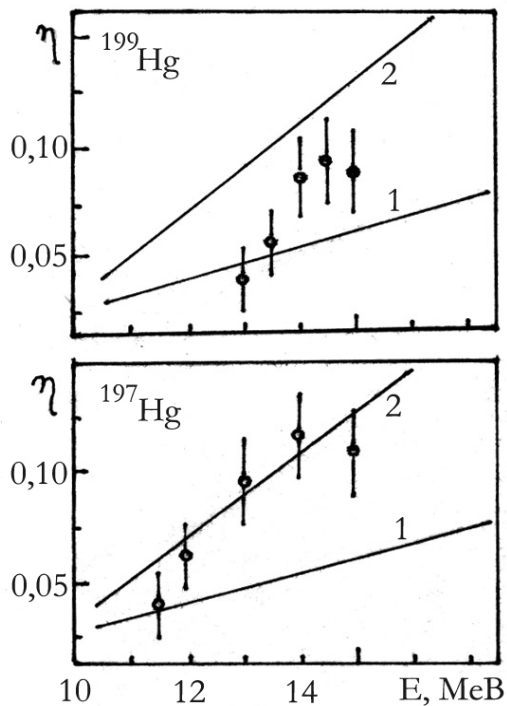


Рис. 3. Порівняння експериментальних ізомерних відношень перерізів для ізоотопів ^{197}Hg і ^{199}Hg з розрахунками.

збудження [11], яка визначається як $U=E-\Delta$, де Δ – енергія спарювання; E , J – енергія, спін збуджених рівнів.

Література:

1. Lederer C.M., Shirley V. // Tables of Isotopes. – 7th Ed. N.Y., Willey. – 1978.
2. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. // Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М., Атомиздат. – 1977.
3. Vanska R., Rieppo R. // Nucl. Instr. And Meth. – 1981. – v.179. – P.525-532.
4. Penfold A.S., Leiss J.E. // Phys. Rev. – 1959. – v.114. – p.1332-1335.
5. Veissiere A., Beil H., Bergere R. et al. // J. Phys. – 1975. – v.36. – P.267.
6. Биган З.М., Мазур В.М. // УФЖ. – 1990. – т.35, № 4. – с.509-512.
7. Желтоножский В.А., Мазур В.М. // ЯФ. – 2000. – т.63. – с.389-393.
8. Арифов Л.Я. и др. // ЯФ. – 1981. – т.34. – с.1028-1043.
9. Биган З.М., Мазур В.М., Торич З.З. // Препринт КИЯИ-84-10, Киев – 1984.
10. Bethe H. // Phys. Rev. – 1936– v.50. – p.332., Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М. Атомиздат. – 1969.
11. Ставинский В.С. // ФЭЧАЯ. – 1972. – т.3. – с.832-853.
12. Струтинский В.М., Грошев Л.В., Акимова М.К. // ЖЭТФ. – 1960. – т.38. – с.598-604.

Приймалося, що подальше дезбудження дочірнього ядра відбувається каскадом гамма-квантів, при цьому середнє число фотонів в каскаді визначається формулою [12]:

$$\bar{N} = \frac{1}{2} \sqrt{aU'}, \quad (5)$$

де $U' = U - B_n - \bar{\varepsilon}_n$, B_n – енергія зв'язку нейтрона в ядрі, $\bar{\varepsilon}_n$ – середня енергія нейтрона, що вилітає з ядра. Більш детально процедура розрахунків приведена в роботах [8,9].

Розрахунки проводилися як без використання вільних параметрів (крива 1 на рис. 3), так із фіксацією параметру обмеження спіну на рівні $\sigma=3$ (крива 2 на рис. 3). Видно, що в області енергій гамма-квантів 15-17 MeV, розрахунки задовільно узгоджуються з експериментом. Треба зауважити, що із-за близькості мас ядер розрахунки виявилися не чутливими до масового числа і для обох ізоотопів ^{198}Hg і ^{200}Hg результати розрахунків дають дуже близькі значення η .

CROSS-SECTION EXCITATION OF ISOMER STATES IN THE (γ, n) REACTIONS FOR ISOTOPES OF MERCURY-197, 199.

**V.M.Mazur, Z.M.Bigán, M.V.Hoshovsky, J.J.Gaynish,
B.M.Ljamaev, G.F.Pitchenko.**

Institute of electron Physics, Ukrainian National Academy of Sciences, Universytetska st.21,
Uzhgorod, 88016, Ukraine.

Within 8-17 MeV energy range cross-section of excitation isomer states on the gamma-quanta energy in the $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ and $^{200}\text{Hg}(\gamma, n)^{199\text{m}}\text{Hg}$ reactions have been studied. The experimental isomer cross-sections ratios are compared with those calculated within framework of cascade-evaporation model.