

# ПЕРЕРІЗИ ЗБУДЖЕННЯ ІЗОМЕРНИХ СТАНІВ В РЕАКЦІЯХ $(\gamma, n)$ 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  $^{197}\text{Hg}$  і  $^{199}\text{Hg}$  приведено на рис.1. Видно, що ізомерні рівні цих нуклідів формуються одностинковими (дірковими) станами  $1i_{13/2}$ , а основні –  $3p_{1/2}$ . 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  $\text{HgO}$  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.

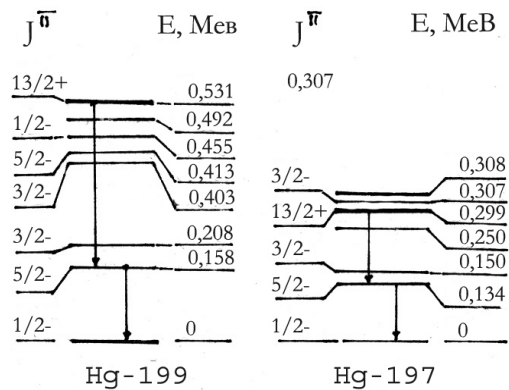


Рис. 1. Фрагмент схеми низьколежащих рівнів ядер  $\text{Hg-197}$  та  $\text{Hg-199}$ .

Спектроскопічні характеристики досліджуваної мішені: спин-парність ізомерного і основного станів  $J^\pi$ , період напіврозпаду  $T_{1/2}$ , число гамма-квантів розпаду, енергія гамма-переходу  $E_\gamma$ , поріг реакції  $(\gamma, n)$  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	$J^\pi$	$T_{1/2}$	Число $\gamma$ -квантів розпаду, %	$E_\gamma$ , MeB	Поріг $(\gamma, n)$ 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  $^{197}\text{Hg}$  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  $\sigma_m$  проводився методом Пенфольда-Лісса [4]. При цьому в другій серії експериментів для нормування використовувався повний переріз реакції  $(\gamma, n)$  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.

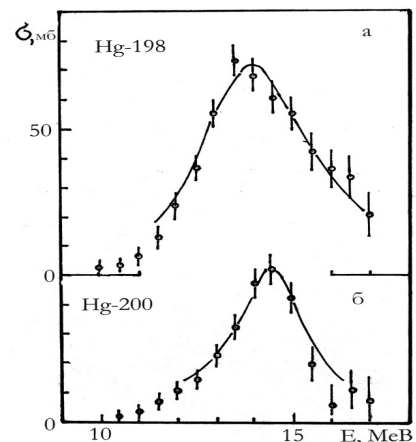


Рис. 2. Перерізи збудження в реакціях  $(\gamma, n)$  ізомерних станів ртуті-198 (а) і ртуті-200 (б).

Приведені на рис.2 перерізи представляють собою однокорбі резонансні криві з максимумами в області 14 MeB. Порівняння цих кривих з повними перерізами  $(\gamma, n)$  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  $\sigma_0$  – значення перерізу в максимумі,  $E_0$  – енергія максимуму,  $\Gamma_0$  – ширина

резонансу. Апроксимація здійснювалася методом найменших квадратів. Значення одержаних параметрів  $\sigma_0$ ,  $E_0$ ,  $\Gamma_0$  приведені в таблиці 2.

Таблиця 2. Параметри лоренцових кривих

Ядро	$\sigma_0$ , мб	$E_0$ , MeV	$\Gamma_0$ , 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  $^{198}\text{Hg}$  і  $^{200}\text{Hg}$ , 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  $\sigma_{int}$  може бути викликана тим, що з одного боку енергія ізомерного рівня ядра  $^{199}\text{Hg}$  суттєво вища за енергію відповідного рівня ядра  $^{197}\text{Hg}$  (див. рис.1), що може приводити до пониження перерізу  $\sigma_m$  в припороговій області. З другого боку, порогова енергія реакції  $(\gamma, 2n)$  для ядра  $^{200}\text{Hg}$  складає 14,7 MeV, що на 0,6 MeV менше ніж відповідний поріг для ядра  $^{198}\text{Hg}$ . Конкуренція каналів  $(\gamma, n)$  і  $(\gamma, 2n)$  веде до падіння перерізу реакції  $(\gamma, n)$ . Вплив цього механізму приводить до ефективного зменшення ширини  $\Gamma_0$  і відповідного зменшення перерізу  $\sigma_{int}$  реакції  $^{200}\text{Hg}(\gamma, \gamma')^{199m}\text{Hg}$ .

Експериментальні результати для перерізів  $\sigma_m$  дозволяють, використовуючи літературні дані для повних перерізів  $(\gamma, n)$  реакції  $\sigma_n$ , одержати експериментальні ізомерні відношення перерізів  $\eta$ . (В даній роботі використовується наступне визначення ізомерних відношень перерізів:

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

де  $\sigma_m$  і  $\sigma_g$  – перерізи заселення в реакції  $(\gamma, n)$  відповідно ізомерного і основного рівня,  $\sigma_n$  – повний переріз  $(\gamma, n)$  реакції). Для розрахунків  $\eta$  використовувалися дані по перерізам реакції  $(\gamma, n)$   $\sigma_n$  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  $(\gamma, n)$  реакцій. Визначення ізомерних відношень нами проводилося в області максимумів  $(\gamma, n)^m$  реакцій, де відносна похибка визначення  $\eta$  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  $\sigma$  – 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

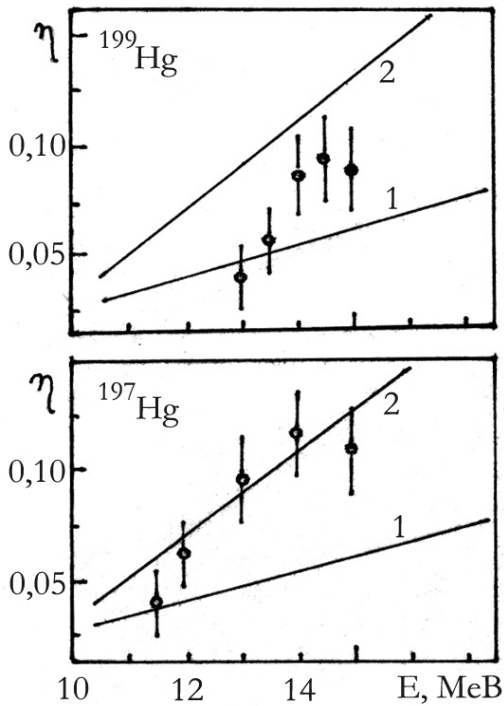


Рис. 3. Порівняння експериментальних ізомерних відношень перерізів для ізоотопів  $^{197}\text{Hg}$  і  $^{199}\text{Hg}$  з розрахунками.

збудження [11], яка визначається як  $U=E-\Delta$ , де  $\Delta$  – 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  $^{198}\text{Hg}$  і  $^{200}\text{Hg}$  результати розрахунків дають дуже близькі значення  $\eta$ .

# **CROSS-SECTION EXCITATION OF ISOMER STATES IN THE $(\gamma, n)$ 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.