

**ВИВЧЕННЯ ІЗОМЕРНИХ ВІДНОШЕНЬ У РЕАКЦІЯХ (γ , n)
ДЛЯ ІЗОТОПІВ РУБІДІУ В ОБЛАСТІ ГІГАНТСЬКОГО
ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСУ**

В. О. Желтоножський, В. М. Мазур, З. М. Біган, Д. М. Симочко

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

²Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород

В інтервалі енергій гамма-квантів 10 - 18 МеВ досліджено енергетичну залежність ізомерних відношень виходів у реакціях $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)$, $^{84\text{m}}\text{Rb}$ та $^{87}\text{Rb}(\gamma, n)$, $^{86\text{m}}\text{Rb}$. Визначено пороги збудження ізомерних станів та енергії активаційних рівнів. Одержані експериментальні результати порівнюються з розрахунками, виконаними за допомогою пакета TALYS-1.0 у рамках статистичної теорії.

Вивчення різних каналів фотоядерних реакцій дає надзвичайно важливу інформацію про механізм формування та розпаду гігантського дипольного резонансу (ГР). Один із методів визначення парціальних ефективних перерізів фотоядерних реакцій з утворенням кінцевого ядра в різних збуджених станах, природа яких добре відома, полягає в дослідженні спектрів гамма-квантів, що випромінюються дочірніми ядрами. Важливою перевагою цього методу є те, що він дає змогу використовувати напівпровідникові гамма-спектрометри з високою роздільною здатністю, що дозволяє здійснити розділення дуже близьких по енергії збудження каналів реакції, а також нерідко працювати з мішенями природного ізотопного стану. До такого роду задач належать вивчення заселення ізомерного та основного рівнів дочірніх ядер у фотоядерних реакціях. Ядерні ізомери концентруються в основному в області ядер з незаповненими оболонками. Теоретичне дослідження процесу розпаду станів гігантського дипольного резонансу в таких ядрах ускладнено, оскільки у хвильові функції, якими описується стан збудженого ядра, дають внесок багато оболонкових конфігурацій. Для формування спрощуючих гіпотез необхідний аналіз експериментальних даних з різних парціальних каналів розпаду високозбуджених E1-станів материнських ядер. У цьому плані корисну інформацію можна отримати, вивчаючи у фотоядерних реакціях перерізи заселення ізомерних станів або ізомерні відношення, тобто величину, яка характеризує ймовірність заселення метастабільного стану дочірнього ядра відносно основного стану. Як показали дослідження [1, 2], ця величина суттєво залежить від енергії збудження, спінів основного та ізомерного станів, типу реакції і т.д., тобто є чутливим інструментом вивчення механізму розпаду ГР.

Дана робота присвячена вивченню процесів збудження ізомерних станів у реакціях $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)$, $^{84\text{m}}\text{Rb}$, $^{87}\text{Rb}(\gamma, n)$, $^{86\text{m}}\text{Rb}$ в області енер-

гій гамма-квантів – 10 - 18 МеВ. Ізомерні стани $^{84\text{m}}\text{Rb}$ і $^{86\text{m}}\text{Rb}$ близькі за енергією, мають однако-ву спін-парність $J_m^\pi = 6^-$ і належать до мультиплету $[(\pi 2p_{3/2}^{-1}), (\nu 1g_{9/2}^{-1})]$. Основні стани $^{84\text{g}}\text{Rb}$ і $^{86\text{g}}\text{Rb}$ також мають однако-ву спін-парність $J_g^\pi = 2^-$ і належать до мультиплету $[(\pi 2p_{3/2}^{-1}), (\nu 2p_{1/2}^{-1})]$.

Материнські ядра ^{85}Rb і ^{87}Rb помітно відрізняються своїми спектроскопічними характеристиками, що робить ці ізотопи цікавими для їх сумісного вивчення. Ядро ^{87}Rb магічне за кількістю нейтронів $N = 50$, а спін-парність основного стану $J^\pi = 3/2^-$ визначається протонною оболонкою $1p_{3/2}$ (конфігурація $[(\pi 2p_{3/2}^{-1}), (\pi 1f_{5/2}^6)]$). Ядро ^{85}Rb має $N = 48$, а спін-парність основного стану $J^\pi = 5/2^-$ обумовлюється дірковим станом оболонки $1f_{5/2}$ (конфігурація $[(\pi 2p_{3/2}^{-4}), (\pi 1f_{5/2}^{-1})]$).

Вимірювання проведено на пучку гальмівних гамма-квантів мікротрона М-30 Інституту електронної фізики НАН України з кроком $\Delta E = 0,5$ МеВ. Для контролю величини пучка прискорених електронів, що виводився з прискорювача, використовувався монітор вторинної емісії. Середній струм прискорених електронів становив 5 мкА. Танталова пластина товщиною 0,5 мм служила гальмівною мішенню. Напруженість магнітного поля мікротрона і, відповідно, зв'язана з нею енергія прискорених електронів контролювалася методами ядерного магнітного резонансу. Сіль Rb_2SO_4 природного ізотопного складу використовувалася як дослідна мішень. Ідентифікація заселення ізомерного та основного станів проводилася для ^{84}Rb по гамма-лініях 464,2 і 881,6 кеВ відповідно, для ^{86}Rb по гамма-лініях 555,6 і 1078,8 кеВ. Спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер і спін-парність основного та ізомерного станів J^π , їх періоди напіврозпаду $T_{1/2}$, енергія ізомерних рівнів E_m , ене-

ргія реєстрованого гамма-переходу E_γ , число гамма-квантів на розпад I_γ , поріг (γ, n) реакції для материнського ядра B_n взято з робіт [3 - 5] і наведено в таблиці.

Вимірювання наведеної активності проводили за допомогою гамма-спектрометра на базі напівпровідникового детектора ДГДК-100 з роздільною здатністю 3,5 кеВ для гамма-лінії Co^{60} 1,173 МеВ.

Спектроскопічні характеристики ядер

Ядро	J^π	$T_{1/2}$	E_m , кеВ	E_g , кеВ	I_γ , %	B_n , МеВ
^{84m}Rb	6^-	20,26 хв	463,2	464,2	30	
^{84g}Rb	2^-	32,6 діб		881,6	75,3	10,5
^{86m}Rb	6^-	1,02 хв	556,05	555,6	98,4	
^{86g}Rb	2^-	18,6 діб		1078,8	8,76	9,9

Безпосередньо з експериментальних спектрів визначалося ізомерне відношення виходів $\eta = Y_m / (Y_m + Y_g) = Y_m / Y_n$. Тут Y_m , Y_g – відповідно виходи заселення ізомерного та основного станів, Y_n – повний вихід (γ, n) -реакції. При цьому вводилися поправки на стабільність пучка та самопоглинання гамма-квантів у досліджуваній мішені. Часи опромінення становили 3 і 20 хв і години в залежності від періодів напіврозпаду гамма-ліній, що вимірювалися. Для досягнення більшої точності визначення ізомерного відношення вимірювання наведеної активності проводилося в два етапи. Після опромінення мішеней рубідію спочатку проводили коротке вимірювання розпадів ізомерних станів. Потім після 12-годинного охолодження проводилися багатогодинні вимірювання розпаду основних станів. Оскільки за вказаний час ізомерний стан повністю розпадався на основний, то вимірюючи розпад основного стану, ми визначили повний вихід (γ, n) -реакції – Y_n . Ізомерне відношення розраховувалося за формулою

$$\eta = Y_m / Y_n = \frac{Y_m}{Y_m + Y_g} = c \frac{N_m \lambda_m \cdot \varphi_g \cdot f_g}{N_g \lambda_g \cdot \varphi_m \cdot f_m}, \quad (1)$$

де $\varphi_{m,g} = \xi_{m,g} \cdot k_{m,g} \cdot \alpha_{m,g}$; $\xi_{m,g}$ – фотоефективність реєстрації гамма-ліній від розпаду ізомерного та основного станів; $k_{m,g}$ – коефіцієнт самопоглинання гамма-квантів в матеріалі мішені; $\alpha_{m,g}$ – інтенсивність ліній; N_m , N_g – число імпульсів у фотопіках основного та ізомерного станів; $f_{m,g}$ – часова функція.

$$f_{m,g} = [1 - \exp(-\lambda_{m,g} t_{irr})] \times \exp(-\lambda_{m,g} t_{col}) \cdot [1 - \exp(-\lambda_{m,g} t_{meas})],$$

$\lambda_{m,g}$ – стала розпаду; t_{irr} , t_{col} , t_{meas} – часи опромінення, охолодження, вимірювання; $c = c_1 \cdot c_2$ – коефіцієнт, що враховує прорахунки й накладання імпульсів. Ділянки апаратурних гамма-спектрів від опроміненої при енергії $E_{\gamma max} = 15$ МеВ рубідієвої мішені наведено на рис. 1. При цьому час опромінення становив $t_{irr} = 3$ хв, час охолодження $t_{col} = 1$ хв і час вимірювання $t_{meas} = 3$ хв (див. рис. 1, а), час опромінення 20 хв, час охолодження $t_{col} = 12$ хв і час вимірювання $t_{meas} = 1$ год (див. рис. 1, б). На рисунках n – номер каналу аналізатора, N – число імпульсів.

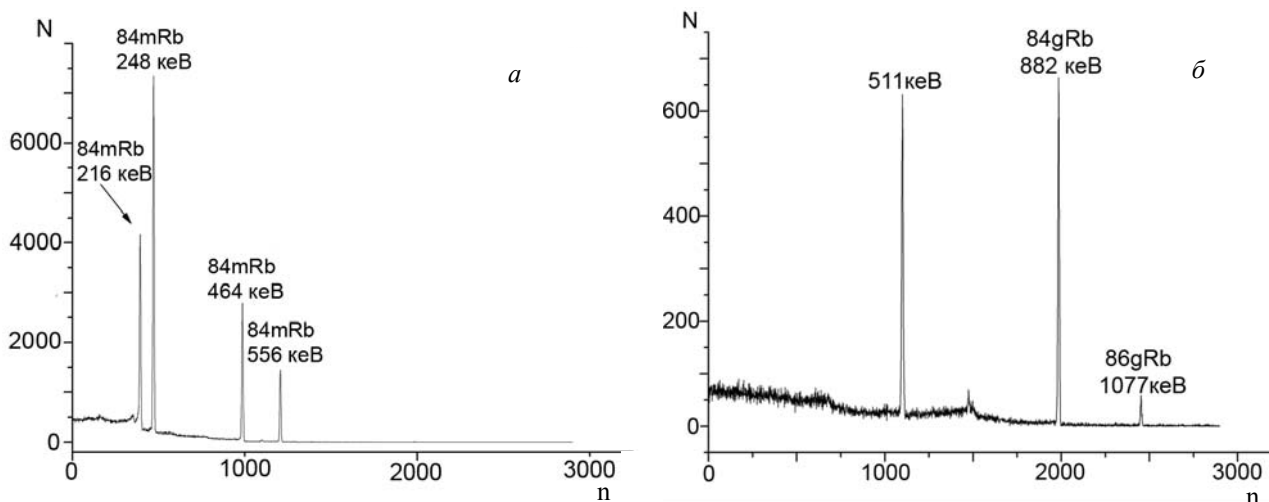


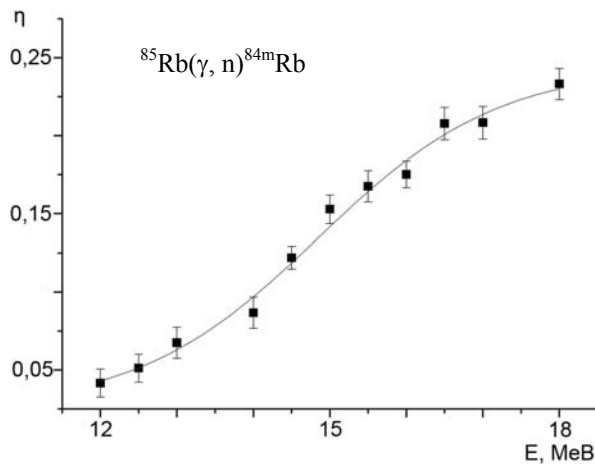
Рис. 1. Ділянки апаратурних гамма-спектрів від опроміненої мішені.

Одержані згідно з формулою (1) експериментальні ізомерні відношення виходів η для реакцій $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84\text{m}}\text{Rb}$, $^{87}\text{Rb}(\gamma, n)^{86\text{m}}\text{Rb}$ наведено точками на рис. 2. Суцільною кривою на рис. 2 наведено результат апроксимації експериментальних результатів кривою Больцмана

$$y = A + (B - A) / [1 - \exp\left(\frac{E - E_0}{\Delta E_1}\right)], \quad (2)$$

де $A, B, E_0, \Delta E_1$ – параметри. Апроксимація здійснювалася методом найменших квадратів. Узгодження досягнуто за наступними величинами параметрів. Для ядра ^{84}Rb $A = 0,2444 \pm 0,01926$, $B = 0,02472 \pm 0,01358$, $E_0 = (14,847 \pm 0,2073)$ MeV і $\Delta E_1 = (1,1868 \pm 0,2636)$ MeV; для ядра ^{86}Rb $A = 0,08275 \pm 0,00373$, $B = -0,00037 \pm 0,00027$, $E_0 = (14,7084 \pm 0,1290)$ MeV і $\Delta E_1 = (1,14703 \pm 0,149)$ MeV.

Як видно з рис. 2, вище порога ізомерні від-



ношення досить стрімко наростають і в районі 18 MeV виходять на плато. У межах похибок характер зміни ізомерних відношень залежно від енергії $\eta = f(E_{\gamma\text{max}})$ для ізоотопів ^{84}Rb і ^{86}Rb схожий, але величина η для ^{84}Rb приблизно в три рази більша, ніж для ^{86}Rb .

Гігантський дипольний резонанс на ядрі ^{85}Rb формується суперпозицією станів із спін-парністю $J^\pi = 7/2^+, 5/2^+, 3/2^+$. Як показують розрахунки коефіцієнтів проникності T_1 [6], при емісії нейтронів у реакції $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84}\text{Rb}$ з малими, майже тепловими, енергіями найкращі умови для вильоту мають нейтрони з моментом $l = 0$, для яких коефіцієнти T_1 найбільші. Ці нейтрони заселяють стани позитивної парності з $J^\pi = 4^+, 3^+, 2^+, 1^+$. Але значний вклад, приблизно 20 % від сумарної величини T_1 , вносять коефіцієнти проникності з $l = 1$, чим створюються умови для заселення рівнів з негативною парністю $J^\pi = 5^-, 4^-, 3^-$ і т. д. при вильоті нейтрона з $l = 1$.

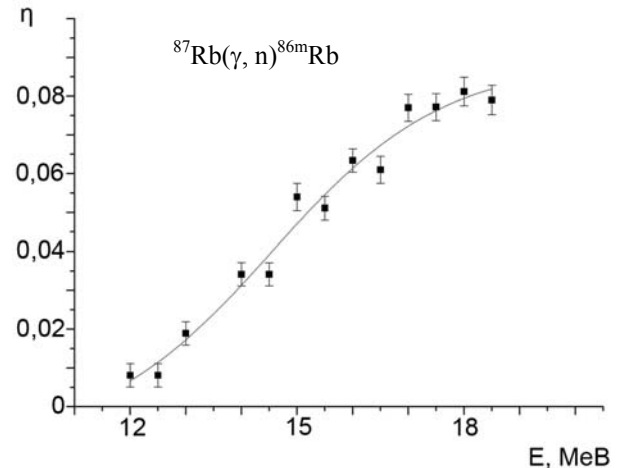


Рис. 2. Залежність експериментальних ізомерних відношень виходів для ізоотопів рубідію від максимальної енергії гальмівного спектра.

За законами збереження спін-парності безпосередньо при розпаді станів ГР у припороговій області (γ, n)-реакції ізомерний стан $J^\pi = 6^-$ заселятися не може, тому він заселяється через активаційні рівні з меншим значення спіна. Аналіз спектра низькоенергетичних рівнів ^{84}Rb показує, що першим активаційним рівнем, що заселяє ізомерний стан з енергією 463,6 кеВ і $J^\pi = 6^-$, може бути рівень $E = 467,1$ кеВ і $J^\pi = 5^-$. Дещо вище розташовані рівні з $E = 602,6$ кеВ і $J^\pi = (4, 6)^-$ і $E = 614,1$ кеВ і $J^\pi = 5^-$, які через М1 переходи заселяють ізомерний стан.

На ядрі ^{87}Rb гігантський дипольний резонанс формується суперпозицією колективних станів $J^\pi = 5/2^+, 3/2^+, 1/2^+$. При вильоті нейтронів з $l = 1$, можуть заселятися стани $J^\pi = 4^-, 3^-, 2^-, 1^-$. Стани $J^\pi = 5^-$ можуть заселятися, відповідно до законів

збереження, при вильоті нейтрона з $l = 3$. А такі нейтрони згідно з розрахунками можуть з'явитися в значній кількості при їх енергії $\epsilon > 1 - 1,5$ MeV. Тобто в припороговій області стани з $J^\pi = 5^-$ у реакції $^{87}\text{Rb}(\gamma, n)^{86}\text{Rb}$ заселятися не можуть.

Усі рівні ядра ^{86}Rb з $J^\pi = 4^-, 3^-, 2^-$ до енергії збудження 1092 кеВ, згідно зі схемами розпаду [4], розпадаються на основний стан з $J^\pi = 2^-$. Першим рівнем, який би міг бути активаційним і заселяти ізомерний стан з $J^\pi = 6^-$, є рівень з $J^\pi = (4, 5)^-$ з енергією 1092,8 кеВ. Наступний активаційний рівень з подібними параметрами $J^\pi = 5^-, 4^-$ має енергію $E = 1248$ кеВ і з імовірністю 100 % розпадається на ізомерний рівень. Також інтенсивно розпадається на ізомерний стан вищерозташований рівень з $E = 1501,7$ кеВ і $J^\pi = 3^+$.

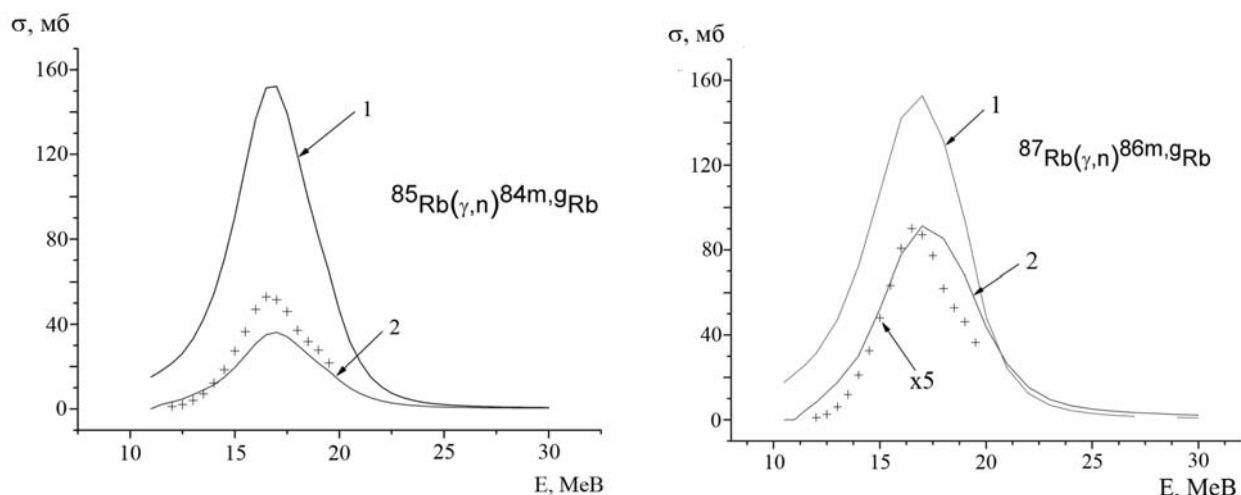


Рис. 3. Перерізи реакцій $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m,9}\text{Rb}$, $^{87}\text{Rb}(\gamma, n)^{86m,9}\text{Rb}$ (+ - експериментальні перерізи заселення ізомерного стану, 1 – розрахункові перерізи заселення основного стану, 2 – розрахункові перерізи ізомерного стану).

В області порогів реакцій $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$, $^{87}\text{Rb}(\gamma, n)^{86m}\text{Rb}$ нами проведено вимірювання виходів Y_m збудження ізомерних станів дочірніх ядер з кроком $\Delta E = 62,5$ кеВ. Установлено ефективний поріг збудження ізомерного стану в реакції $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$ $E_{\text{еф}} = 11,14 \pm 0,06$ МеВ, що відповідає енергії збудження ядра $E_{36} = E_{\text{еф}} - B_n = 640 \pm 60$ кеВ. Ця енергія в межах похибок відповідає активаційним рівням з $E = 602,6$ кеВ, $E = 614,1$ кеВ.

Для реакції $^{87}\text{Rb}(\gamma, n)^{86m}\text{Rb}$ ефективний поріг збудження ізомерного стану встановлено на рівні $E_{\text{еф}} = 11,16 \pm 0,06$ МеВ, що відповідає енергії збудження ядра 1260 кеВ. У межах похибок це узгоджується з енергією активаційного рівня з $E = 1248$ кеВ і $J^\pi = 5^-, 4^-$. Досить несподіваним для нас було те, що ми не виявили заселення рівня з $E = 1092$ кеВ і $J^\pi = (4, 5)^-$. Дані з ENSDF не дають однозначного значення для спіна цього рівня. У реакціях зриву та підхвату (d, p), (d, t) було визначено можливі значення $J^\pi = 4^-$ та $J^\pi = 5^-$, хоча інші значення спіна також не виключено. У той же час, якби його спін-парність була $J^\pi = 4^-$, то є всі умови для його заселення і він збуджувався б так само інтенсивно, як і рівень $E = 1248$ кеВ. Скоріш за все, його спін-парність $J^\pi = 5^-$. Оскільки рівень з $J^\pi = 5^-$ для свого збудження вимагає вильоту нейтронів із моментом з $l = 3$, то при низьких енергіях він не може бути збудженим.

На кривій виходу Y_m реакції $^{87}\text{Rb}(\gamma, n)^{86m}\text{Rb}$ виявлено два зломи: при енергії 11,42 МеВ та 11,74 МеВ, що відповідає енергіям збудження ядра ^{86}Rb 1520 ± 60 кеВ і 1840 ± 60 кеВ. Першій енергії відповідає активаційний рівень з $E = 1501$ кеВ і $J^\pi = (3)^+$, другій – стан 1820 кеВ і $J^\pi = (3^+, 4, 5^-)$.

Використовуючи виміряне нами ізомерне відношення виходів (суцільна крива на рис. 2) і повний переріз (γ, n) -реакції на рубідії [7], ми оцінили в рамках відомої процедури [8] перерізи реакцій $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$ і $^{87}\text{Rb}(\gamma, n)^{86m}\text{Rb}$. Одержані результати наведено хрестиками на рис. 3. Суцільними кривими наведено розрахунки повних перерізів (γ, n) -реакцій на ізотопах ^{85}Rb і ^{87}Rb (крива 1) і перерізи збудження ізомерних станів у цих реакціях (крива 2). Розрахунки проводились за допомогою програмного пакета TALYS-1.0 [9].

При всій універсальності розрахункового пакета TALYS-1.0 в області гігантського дипольного резонансу обчислення зводилися до наступної схеми. Поглинається дипольний гамма-квант з енергією E_x і утворюється компаунд-ядро, тобто енергія E_x є термалізована. Виліт нейтронів із материнського ядра в основному розглядається як статистичний розпад у рамках формалізму Хаузера - Фешбаха. Домішка напівпрямих процесів незначна й залежить від енергії збудження ядра і при $E_x \sim 16$ МеВ становить ~ 20 %. Для дочірніх ядер до енергії ~ 3 МеВ бралася експериментальна схема рівнів та імовірності переходів між ними з файла RIPL-3, хоча TALYS-1.0 передбачає можливість різних модельних підходів. У наших розрахунках вище по енергії останнього відомого рівня структура збуджених станів описувалася формулою густини моделі фермі-газу із зміщеною енергією [10]

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

тут a – параметр густини рівнів; σ – параметр обмеження спіна; U – енергія збудження, під якою розуміється ефективна енергія збудження

[11]. Заселення основного або ізомерного станів здійснюється каскадом гамма-переходів. Як видно з рис. 3, розрахунки по рамках пакета

TALYS-1.0 задовільно узгоджуються з експериментом.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Мазур В.М. Возбуждение изомерных состояний ядер в фотонейтронных реакциях в области гигантского дипольного резонанса // ЭЧАЯ. - 2000. - Т. 31, вып. 2. - С. 385 - 430.
2. Гангрский Ю. Мазур В.М. Рассеяние γ -квантов ядрами и возбуждение изомерных состояний // Там же. - 2002. - Т. 33, вып. 1. - С. 158 - 200.
3. Table of Isotopes / Ed. Firestone R.B., - New York: J. Wiley and Sons, 1996.
4. Singh B. // Nucl. Data Sheets. - 2001. - Vol. 94. - P. 1 - 98.
5. Tuli J.K. // Nucl. Data Sheets. - 1997. - Vol. 81. - P. 331 - 402.
6. Марчук Г.М., Колесов В.Е. Применение численных методов для расчета нейтронных сечений. - М.: Атомиздат, 1986.
7. Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S., Stepanov M.E. Atlas of Giant Dipole Resonances, INDS (NDS)-394. - Vienna: IAEA, 1999.
8. Богданкевич О.В., Николаев Ф.А. Работа с пучком тормозного излучения. - М.: Атомиздат, 1964.
9. Koning A. J., Hilaire S., Duijvestijn M. C. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling // Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology - ND2004 (Sep. 26 - Oct. 1, 2004). AIP Vol. 769 / Eds. R.C. Haight, M.B. Chadwick, T. Kawano, P. Talou. - USA, Santa Fe, USA. - P. 1154.
10. Мальшев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. - М.: Атомиздат, 1969.
11. Ставинский В.С. Плотность уровней атомных ядер // ЭЧАЯ. - 1972. - Т. 3, вып. 4. - С. 832 - 873.

ИЗУЧЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ В РЕАКЦИЯХ (γ, n) ДЛЯ ИЗОТОПОВ РУБИДИЯ В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

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

В интервале энергий гамма-квантов 10 - 18 МэВ исследована энергетическая зависимость изомерных отношений выходов в реакциях $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84\text{m.g}}\text{Rb}$ и $^{87}\text{Rb}(\gamma, n)^{86\text{m.g}}\text{Rb}$. Определены пороги возбуждения изомерных состояний и энергии активационных уровней. Полученные экспериментальные результаты сравниваются с расчетами, выполненными с помощью пакета TALYS-1.0 в рамках статистической теории.

INVESTIGATION OF ISOMERIC RATIOS IN (γ, n) REACTIONS ON RUBIDIUM ISOTOPES IN GIANT DIPOLE RESONANCE ENERGY REGION

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

Dependence on gamma-quanta energy of isomeric yield ratios obtained in $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84\text{m.g}}\text{Rb}$ and $^{87}\text{Rb}(\gamma, n)^{86\text{m.g}}\text{Rb}$ reactions within 10 - 18 MeV energy range have been studied. Thresholds of isomeric states excitations and energies of activation levels have been determined. Experimental results are compared with TALYS-1.0 calculations in the framework of statistical model.

Надійшла до редакції 29.05.08,
після доопрацювання – 29.07.08.