

А.М. САВРАСОВ

Інститут ядерних досліджень НАН України
(Просп. Науки, 47, Київ 03680; e-mail: asavrasov@kinr.kiev.ua)

ІЗОМЕРНІ ВІДНОШЕННЯ ПЕРЕРІЗІВ В ЯДРАХ $^{93,95}\text{Tc}$ ТА ^{95}Nb

УДК 539

Виміряно ізомерні відношення перерізів в ядрах $^{93}\text{Tc}^{m,g}$ в (d,n) і (p,γ) -реакціях, в ядрах $^{95}\text{Tc}^{m,g}$ в (d,n) -реакції, в ядрах $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ в (d,α) -реакції для дейтронів та протонів з максимальними величинами енергій 4,5 MeV і 6,8 MeV, відповідно. Експериментальні значення ізомерних відношень перерізів порівнюються з теоретичними, розрахованими за допомогою пакетів TALYS-1.4 та EMPIRE-3.2. Спостерігається значний вплив нестатистичних ефектів.

Ключові слова: ізомерні відношення, активаційний метод, γ -спектроскопія, статистичні моделі.

1. Вступ

Ядерні реакції з різними бомбардуючими частинками є важливим джерелом інформації як про механізми ядерних реакцій, так і про властивості збуджених станів атомних ядер. Експериментальне отримання такої інформації вже протягом багатьох років проводиться різними методами. Одним із напрямків таких досліджень є вимірювання ізомерних відношень (ІВ), тобто вимірювання ізомерних відношень перерізів (ІВП) чи виходів (ІВВ) реакцій утворення кінцевих ядер в ізомерному і основному станах. Ці відношення залежать від спіна ядра-мішені і внесеного кутового моменту, який визначається масою і енергією бомбардуючої частинки, а також від механізму даної реакції та властивостей збуджених станів як в безперервній, так і в дискретній областях [1]. Таким чином, з даних про ІВ можна досліджувати як механізми ядерних реакцій, так і статистичні властивості збуджених станів атомних ядер. Отримана інформація буде більш однозначною для простих ядерних реакцій, таких як (γ, n) , (n, γ) , (d, p) , (p, γ) , (d, n) і (d, α) . В усіх цих реакціях при низьких величинах енергії бомбардуючих частинок в ядро вноситься невели-

кий кутовий момент (від $1/2$ до 1) \hbar , а дисперсія моментів після вильоту частинки змінюється в діапазоні від \hbar до $2\hbar$.

При цьому реакції з зарядженими частинками залишаються слабо дослідженими, особливо біляпорогова область величин енергій бомбардуючих частинок. А саме для даних величин енергії частинок у заселення основного і ізомерного станів можуть давати значний внесок як нестатистичні механізми, так і вплив структури збуджених рівнів залишкового ядра. Тому в дослідженнях використовувались реакції з низькоенергетичними протонами та дейтронами. В усіх досліджуваних залишкових ядрах ^{95}Nb і $^{93,95}\text{Tc}$ ізомерні та основні стани мають зворотні значення спінів (основний стан – високоспіновий, а ізомерний – низькоспіновий, причому до магічного числа $N = 50$ (^{93}Tc) додається 2 (^{95}Tc) чи 4 (^{95}Nb) нейтрони. На сьогоднішній день дані ядра є недостатньо вивченими. Для ядерної реакції $^{92}\text{Mo}(d, n)^{93}\text{Tc}$ лише в двох роботах [2, 3] були отримані чисельні значення ІВП, причому в [2] для дейтронів з величиною енергії – 4 MeV. Подібна ситуація спостерігається і для реакцій $^{94}\text{Mo}(d, n)^{95}\text{Tc}$ та $^{92}\text{Mo}(p, \gamma)^{93}\text{Tc}$. Ізомерні відношення перерізів в першій реакції виміряні лише в [2] і те ж для дейтронів з величи-

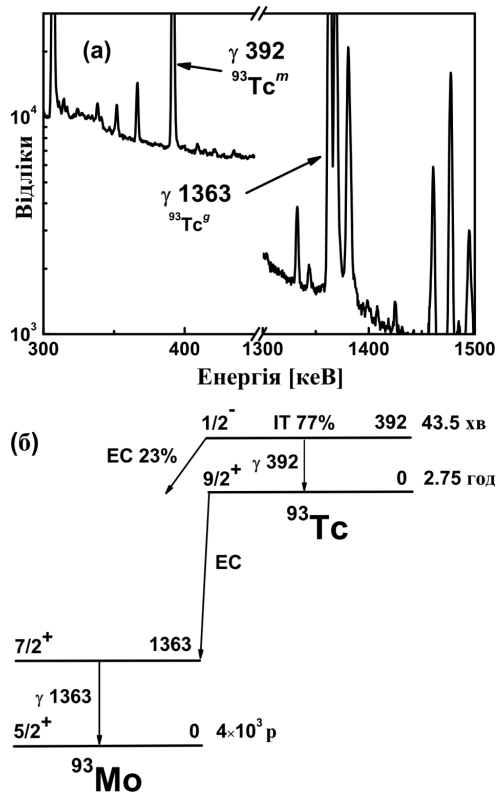


Рис. 1. Фрагменти спектра $^{93}\text{Tc}^{m,g}$ (а) та схеми розпаду цього ядра (б)

ною енергії – 4 МеВ, а в другій в роботах [4–6] для різних значень енергій протонів. ІВП для реакції $^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$ взагалі не вивчались. Виходячи з усього викладеного вище метою даної роботи є:

1. Вимірювання ізомерних відношень перерізів в ядрах $^{93}\text{Tc}^{m,g}$ в (d, n) та (p, γ)-реакціях, в ядрах $^{95}\text{Tc}^{m,g}$ в (d, n)-реакції, в ядрах $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ в (d, α)-реакції при величинах енергій протонів та дейтронів 6,8 та 4,5 МеВ, відповідно.

2. Теоретичний розрахунок ізомерних відношень перерізів для даних величин енергій протонів та дейтронів за допомогою пакетів TALYS-1.4 та EMPIRE-3.2.

3. Порівняння теоретичних значень ІВП з експериментальними, аналіз механізмів протікання ядерних реакцій та структури збуджених рівнів.

2. Експеримент

Ізомерні відношення перерізів розраховувались активаційним методом шляхом безпосереднього

вимірювання наведеної активності продуктів ядерних реакцій. Ця методика чутлива до продуктів ядерних реакцій, які мають низький вихід та низькозбуджених ізомерних рівнів. Оскільки і ізомерний і основний стани формуються одночасно в однакових експериментальних умовах, то вимірювання можуть бути проведені з високою точністю.

2.1. Зразки і опромінення

Вимірювання ІВП в (d, n)- і (d, α)-реакціях проводились з використанням пучків дейтронів тандем-генератора ЕГП-10К відділу електростатичних прискорювачів ІЯД НАН України. Джерелом протонів являвся прискорювач У-120 відділу прискорювача У-120 ІЯД. Величина енергії дейтронів та протонів становила 4,5 та 6,8 МеВ, відповідно, струм був близько 3 мкА. В ролі мішеней використовувались металічні фольги молібдену природного ізоотопного складу. Вони мали прямокутну форму і площу приблизно 2 см² та товщину 100 мкм. Було проведено декілька серій опроміненнь. Тривалість опромінення зразків змінювалась від 1,5 год до 4 год, що гарантувало достатню активність при розпаді як основних, так і ізомерних станів.

2.2. Вимірювання активності

Після опромінення активовані зразки переносились в окреме приміщення, де була зібрана спектроскопічна система. Гамма-спектри продуктів реакцій міряли γ -спектрометрами, які складались з HPGe-детекторів фірм CANBERRA і ORTEC з ефективністю реєстрації 15–30 % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3 \times 3 дюйми і енергетичною роздільною здатністю 1,8–2 кеВ на γ -лініях ^{60}Co , підсилювачів та багатоканальних аналізаторів, з'єднаних з комп'ютерами для набору та зберігання інформації. Ядро ^{93}Tc має один ізомерний стан і нестабільний основний стан [7]. Ізомерний стан ^{93}Tc має $I^\pi = 1/2^-$, а основний $I^\pi = 9/2^+$ [7]. Для отримання перерізу заселення ізомерного рівня ^{93}Tc визначали інтенсивність фотопіка γ -лінії 0,392 МеВ, який супроводжує розпад лише ізомерного стану ^{93}Tc ($T_{1/2} = 43,5$ хв.) [7] (див. рис. 1). Для визначення заселення основного стану ^{93}Tc ($T_{1/2} = 2,75$ год) використовувався γ -перехід 1363 кеВ після розпаду другого збудженого стану

^{93}Mo , який заселяється при електронному захваті лише з основного стану ^{93}Tc (див. рис. 1).

Ядро ^{95}Tc має один ізотерний рівень і нестабільний основний стан [7]. Ізотерний стан ^{95}Tc має $I^\pi = 1/2^-$, а основний $I^\pi = 9/2^+$ [7]. Для отримання перерізу заселення ізотерного рівня ^{95}Tc визначалася інтенсивність фотопіка γ -лінії 835 кеВ, який супроводжує розпад збудженого рівня ^{95}Mo з величиною енергії 1039 кеВ, що заселяється внаслідок електронного захвату лише з ізотерного стану ^{95}Tc ($T_{1/2} = 61$ д) (див. рис. 2). Для визначення заселення основного стану ^{95}Tc був використаний γ -перехід 766 кеВ зі збудженого рівня ^{95}Mo з даною величиною енергії збудження, який заселяється при електронному захваті лише з основного стану ^{95}Tc ($T_{1/2} = 20$ год) [7] (див. рис. 2).

Ядро ^{95}Nb має один ізотерний стан і нестабільний основний стан [7]. Ізотерний стан ^{95}Nb має $I^\pi = 1/2^-$, а основний $I^\pi = 9/2^+$ [7]. Для отримання перерізу заселення ізотерного рівня ^{95}Nb ,

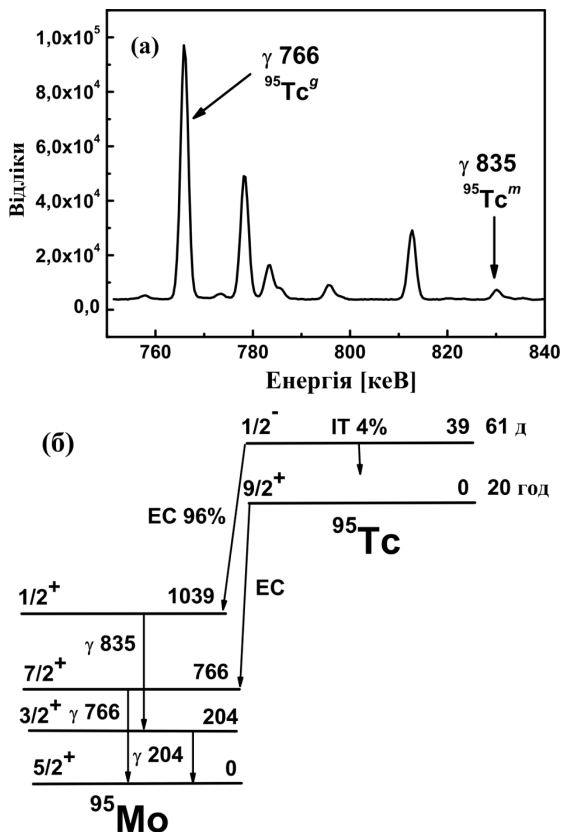


Рис. 2. Фрагменти спектра $^{95}\text{Tc}^{m,g}$ (а) та схеми розпаду даного ядра (б)

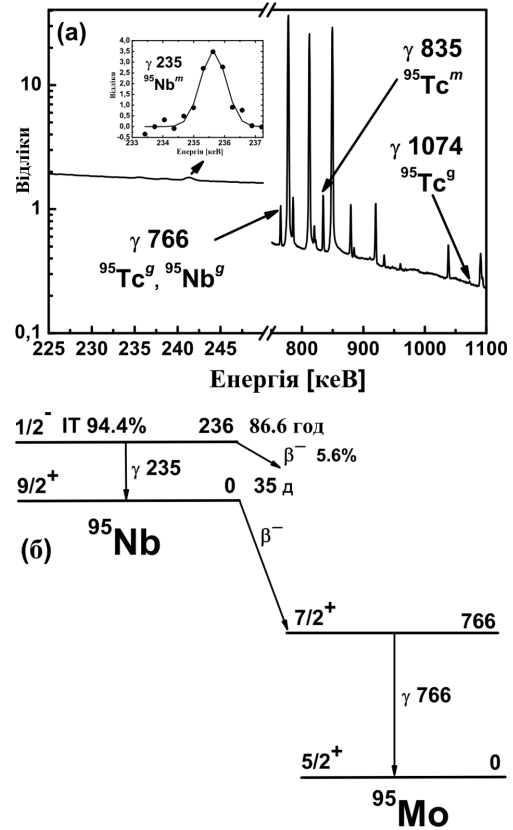


Рис. 3. Фрагменти спектра $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ (а) і схеми розпаду даного ядра (б)

визначали площу фотопіка γ -лінії 0,235 МеВ, який супроводжує розпад лише з ізотерного стану ^{95}Nb ($T_{1/2} = 86,6$ год) [7] (див. рис. 3). Для визначення заселення основного стану ^{95}Nb ($T_{1/2} = 35$ д) використовувався γ -перехід 766 кеВ зі збудженого рівня ^{95}Mo з даною величиною енергії збудження, який заселяється при β -розпаді лише з основного стану ^{95}Nb (див. рис. 3). Оскільки даний перехід супроводжує також розпад $^{95}\text{Tc}^g$, то для врахування його внеску у інтенсивність γ -піка 766 кеВ використовувався γ -перехід з величиною енергії 1074 кеВ, який супроводжує розпад лише $^{95}\text{Tc}^g$ і також з гарною статистичною точністю спостерігається у γ -спектрі (див. рис. 3, а). При цьому використовувався метод пропорцій.

3. Результати

З експериментальних γ -спектрів визначалися ізотерні відношення перерізів $\frac{\sigma_m}{\sigma_g}$ для $^{93}\text{Tc}^{m,g}$,

Експериментальні та модельовані значення ізомерних відношень перерізів.

σ_h – переріз заселення високоспінового рівня, σ_l – переріз заселення низькоспінового стану, E^{*1} – енергія збудження залишкового ядра, E^{*2} – енергія останнього дискретного рівня залишкового ядра, який використовувався в розрахунках

| Реакція | Енергія, MeV | σ_h/σ_l | | | E^{*1} , MeV | E^{*2} , MeV |
|--|--------------|---------------------|-----------|------------|----------------|----------------|
| | | Експеримент | Talys-1.4 | Empire-3.2 | | |
| $^{92}\text{Mo}(d,n)^{93}\text{Tc}^{m,g}$ | 4,5 | $1,13 \pm 0,1$ | 2,0 | 5,1 | 6,3 | 6,0 |
| $^{94}\text{Mo}(d,n)^{95}\text{Tc}^{m,g}$ | 4,5 | $1,07 \pm 0,11$ | 2,1 | 3,5 | 7,1 | 2,8 |
| $^{92}\text{Mo}(p,\gamma)^{93}\text{Tc}^{m,g}$ | 6,8 | $0,29 \pm 0,03$ | 2,0 | 1,6 | 10,9 | 6,0 |
| $^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$ | 4,5 | $3,64 \pm 0,3$ | 2,9 | 31 | 14,5 | 5,8* |

* У випадку EMPIRE-3.2 враховуються дискретні рівні, величина енергії збудження яких нижча енергії зв'язку нейтрона у ядрі. Тому для ^{95}Nb враховується лише 57 рівнів.

$^{95}\text{Tc}^{m,g}$ і $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ згідно з формулою [8]:

$$d = \frac{\sigma_m}{\sigma_g} = \left[\frac{\lambda_g f_m(t)}{\lambda_m f_g(t)} \left(\frac{\xi_m k_m \alpha_m N_g}{\xi_g k_g \alpha_g N_m} - \frac{p \lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \right) + \frac{p \lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} \right]^{-1}, \quad (1)$$

де

$$f_m(t) = [1 - \exp(-\lambda_m t_{\text{irr}})] \exp(-\lambda_m t_{\text{cool}}) \times [1 - \exp(-\lambda_m t_{\text{meas}})], \quad (2)$$

$$f_g(t) = [1 - \exp(-\lambda_g t_{\text{irr}})] \exp(-\lambda_g t_{\text{cool}}) \times [1 - \exp(-\lambda_g t_{\text{meas}})], \quad (3)$$

N_g, N_m – інтенсивності фотошків, що супроводжують розпад дочірніх ядер в ізомерному (m) та основному (g) станах; $\alpha_{m,g}$ – виходи γ -квантів при розпаді ізомерного і основного станів; $\xi_{m,g}$ – ефективності реєстрації γ -квантів; $t_{\text{irr}}, t_{\text{cool}}, t_{\text{meas}}$ – тривалості опромінення, охолодження і вимірювання, відповідно, с; $k_{m,g}$ – коефіцієнти самопоглинання γ -квантів розпаду; p – коефіцієнт розгалуження (відношення імовірності переходу ізомерного рівня на основний до повної імовірності розпаду ізомерного рівня); λ_m, λ_g – сталі розпаду ізомерного і основного станів, с^{-1} . Обробка γ -спектрів проводилась за допомогою програми Winspectrum [9]. Ця програма дозволяє записувати спектри через певні проміжки часу. Тобто, відповідні нукліди були ідентифіковані і за енергією і за періодом напіврозпаду. Ефективність реєстрації γ -квантів розпаду була визначена в енергетичному діапазоні від 32 до 1408 кеВ

за допомогою стандартних калібрувальних джерел ^{133}Ba , ^{137}Cs , $^{152,154}\text{Eu}$ та ^{60}Co . Для перевірки калібрування використовувався програмний пакет GEANT4 [10], в якому здійснюються підрахунки за методом Монте-Карло. Результати моделювання співпали з експериментальними значеннями ефективності в межах похибки експерименту. Величини $\lambda_m, \lambda_g, p, k_{m,g}, \alpha_{m,g}$ були взяті з [7]. Отримані дані про ізомерні відношення перерізів з різними бомбардуючими частинками наведені в таблиці. Інші аналітичні лінії з достатньою інтенсивністю також використовувались для розрахунку ізомерних відношень. Чисельні величини цих відношень збігаються з вказаними в таблиці в межах похибок. ІВП були отримані вперше для реакції $^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$ а для інших реакцій вперше при даних значеннях енергії бомбардуючих частинок.

4. Моделювання і обговорення

Підрахунки величин ізомерних відношень перерізів проводились з використанням програмних кодів TALYS-1.4 [11] і EMPIRE-3.2 [12]. З метою забезпечення однакових умов при розрахунках в обох кодах після компіляції використовується 70 дискретних низьколежачих збуджених рівнів в автоматичному режимі. Спектроскопічні характеристики рівнів і схеми їх розпаду беруться з бібліотеки RIPL-3 [13]. В обох пакетах закладено декілька механізмів протікання ядерних реакцій. В рамках коду TALYS-1.4 у випадку ядерних реакцій $^{94}\text{Mo}(d,n)^{95}\text{Tc}$ та $^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$ головний внесок в переріз заселення ізомерного і основно-

го станів дає передрівноважний механізм, що базується на екситонній моделі [14–16]. Для ядерних реакцій $^{92}\text{Mo}(d,n)^{93}\text{Tc}$ і $^{92}\text{Mo}(p,\gamma)^{93}\text{Tc}$ головний внесок в переріз заселення ізомерного і основного станів дає статистичний механізм, що базується на теорії Хаузера–Фешбаха [17]. В той самий час в рамках програмного коду EMPIRE-3.2 для усіх реакцій увесь внесок у переріз заселення основного і ізомерного рівней дає той же статистичний механізм [17]. Коефіцієнти проникнення були розраховані на основі сферичної оптичної моделі за допомогою комп'ютерного коду ECIS06 [18]. Набір глобальних параметрів для нейтронів та протонів був взятий із [19], для дейтронів з [20, 21], а для альфа-частинок із [22]. Коефіцієнти проникнення для фотонів також мають велике значення для підрахунку ізомерних відношень. Їх було знайдено із силових функцій. У випадку TALYS-1.4 для E1-переходу був використаний лоренціан Копецького і Уля [23]; а для M1, E2, і M2-переходів функція Брінка–Акселя [24]. В EMPIRE-3.2 у випадку E1, M1 та E2-випромінювання використовувався модифікований лоренціан (модель №1) [25]. Параметри для цього лоренціану бралися: у випадку E1-переходів з експериментальної та (за її відсутності) теоретичної баз даних [13]; для E2-випромінювання з [26, 27], для M1-переходу з [28]. В моделі EMPIRE-3.2 M2-переходи не враховуються. Пакет TALYS-1.4 містить п'ять варіантів моделей для опису густини рівнів, а EMPIRE-3.2 – чотири. Вибір будь-якого з цих варіантів визначається за допомогою таких вхідних ключових слів: “ldmodel” в TALYS-1.4 та “LEVDEN” в EMPIRE-3.2. Далі при аналізі результатів моделювання для опису густини рівнів в неперервній області енергії збудження в обох моделях використовується модель сталої температури і Фермі-газу (СТ + FG) [29]. Використання інших моделей для опису густини рівнів та радіаційних силових функцій, які закладені в обидва пакети, не приводили до значного покращення узгодження між теорією та експериментом. Теоретичні розрахунки ізомерних відношень для реакцій $^{92}\text{Mo}(d,n)^{93}\text{Tc}^{m,g}$, $^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$ і $^{94}\text{Mo}(d,n)^{95}\text{Tc}^{m,g}$ здійснювалися, починаючи від порога і до 4,5 MeV з кроком 0,5 MeV. Для реакції $^{92}\text{Mo}(p,\gamma)^{93}\text{Tc}^{m,g}$ моделювання ІВП виконувалося, починаючи від порога і до 6,8 MeV з кроком 0,5 MeV. За результатами моделювання можна зробити такі висновки. У випадку

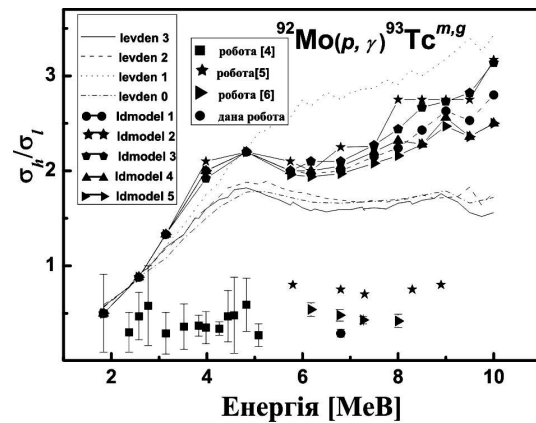


Рис. 4. Експериментальні та теоретичні ІВП для ядерної реакції $^{92}\text{Mo}(p,\gamma)^{93}\text{Tc}^{m,g}$. Використані такі моделі для описання густин рівнів: ldmodel = 1 і levden = 2 – сталої температури (СТ) та фермі-газу (FG) (СТ + FG) [29]; levden = 3 – мікроскопічна, комбінаторна (HFBM) [30]; levden = 1 – узагальнена, надтекуча (GSM) [31, 32]; levden = 0 – покращена, надтекуча (EGSM) [33]; ldmodel = 2 – зворотно-зміщена Фермі-газу (BFM) [34]; ldmodel = 3 – узагальнена, надтекуча (GSM) [35, 36]; ldmodel = 4 – мікроскопічна [37]; ldmodel = 5 – мікроскопічна [38]

ку реакції $^{92}\text{Mo}(p,\gamma)^{93}\text{Tc}^{m,g}$ значення ІВП практично не змінюються із зростанням величини енергії протонів і залишаються на рівні $\sigma_h/\sigma_l = 2,0$ для TALYS-1.4 і $\sigma_h/\sigma_l = 1,6$ у випадку EMPIRE-3.2 перевищуючи експериментальне значення приблизно у 6,9 та 5,5 раза, відповідно (див. таблицю). Для даної реакції існують експериментальні дані в широкому діапазоні значень енергії протонів. Ці експериментальні ІВП разом із теоретично розрахованими для різних моделей густин рівнів наведені на рис. 4. Ні одна з використаних моделей для густин рівнів не приводить до покращення узгодження теоретичних та експериментальних даних при енергіях протонів від 3,0 до 8,9 MeV. Проте при нижчих значеннях енергії протонів різниця між експериментальними та теоретичними величинами ІВП знижується і стає рівною 0 при $E_p = 1,84$ MeV. Енергія збудження залишкового ядра при $E_p = 1,84$ MeV рівна 5,94 MeV і практично збігається з величиною енергії 70-го дискретного рівня ^{93}Tc . Висувається гіпотеза, що різниця між експериментальними та теоретичними значеннями ІВП зумовлена можливою наявністю неідентифікованих високо- та низькоенергетичних γ -переходів низької мультипольності в ядрах ^{93}Tc

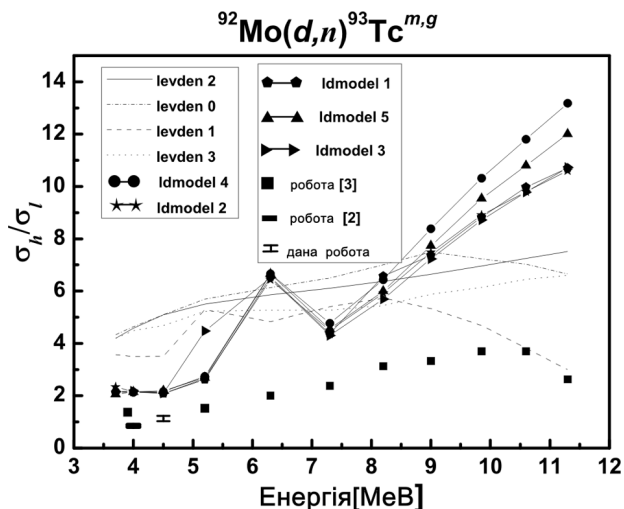


Рис. 5. Експериментальні і теоретичні ІВП для ядерної реакції $^{92}\text{Mo}(d,n)^{93}\text{Tc}^{m,g}$. Позначення моделей такі самі, як і на рис. 4

з області енергії збудження залишкового ядра 6,5–13 MeV на низькоенергетичні збуджені рівні дискретного спектра з наступним їх розпадом на ізомерний низькоспіновий рівень ^{93}Tc . Дана обставина не враховується при теоретичному моделюванні. Для багатьох високозбуджених дискретних рівнів ^{93}Tc також невідома схема їх розпаду і в моделях вони розпадаються на основний високоспіновий рівень, що також може вносити додаткову похибку. У випадку реакції $^{92}\text{Mo}(d,n)^{93}\text{Tc}^{m,g}$ ІВП практично не змінюється із зростанням величини енергії дейтронів і залишається на рівні $\sigma_h/\sigma_l = 2,0$ для TALYS-1.4 та $\sigma_h/\sigma_l = 5,1$ у випадку EMPIRE-3.2, перевищуючи експериментальне значення приблизно у 1,8 та 4,5 раза, відповідно. В TALYS-1.4 закладена можливість врахувати збільшення внеску прямих механізмів, а саме реакції зриву (d,n) [39]. Проте варіювання ключовими словами, які регулюють внесок прямих та передрівноважного механізмів не покращило узгодження експериментальних та теоретичних значень ізомерних відношень перерізів. Для даної реакції існують експериментальні дані в широкому діапазоні значень енергії дейтронів. Ці експериментальні ІВП разом із теоретично розрахованими для різних моделей густин рівнів наведені на рис. 5. В даному випадку при значенні енергії дейтронів 3,9 MeV величина енергії збудження залишко-

вого ядра становить 5,7 MeV, тобто нижча величини енергії 70-го дискретного рівня. Але навіть в такому випадку різниця між теоретичними та експериментальними значеннями ІВП досить значна, хоча у випадку (p, γ)-реакції вона відсутня при близькому значенні енергії збудження залишкового ядра. Отже, в даному випадку різницю між експериментальними та теоретичними значеннями ІВП при величині енергії дейтронів 3,9–4,5 MeV можна пояснити іншою структурою та схемами розпаду збуджених рівнів, які заселяються в (d, n)-реакції, на відміну від (p, γ)-реакції. При вищих значеннях енергії дейтронів іншими можливими причинами різниці можуть бути, як і у випадку (p, γ)-реакції, наявність високо- та низькоенергетичних γ -переходів низької мультипольності в ядрах ^{93}Tc з області енергії збудження залишкового ядра 7–14 MeV на низькоенергетичні збуджені рівні дискретного спектра, які, в свою чергу, розпадаються на ізомерний рівень ^{93}Tc , та відсутність повної інформації про схему розпаду дискретних високозбуджених рівнів цього ядра. Подібна ситуація має місце і у випадку реакції $^{94}\text{Mo}(d,n)^{95}\text{Tc}^{m,g}$. ІВП залишається на рівні $\sigma_h/\sigma_l = 2,1$ для TALYS-1.4 та $\sigma_h/\sigma_l = 3,5$ у випадку EMPIRE-3.2, перевищуючи експериментальне значення приблизно у 2 та 3,3 раза, відповідно. У випадку TALYS-1.4 при використанні параметрів за умовчанням домінує передрівноважний механізм [14–16], в той час як прямиї механізм не враховується зовсім. В результаті врахування внеску передрівноважного механізму результати для TALYS-1.4 краще узгоджуються з експериментом. Отже можливою причиною розбіжностей є наявність високоенергетичних γ -переходів низької мультипольності в ядрах ^{95}Tc з області енергії збудження залишкового ядра 6–7 MeV на низькоенергетичні збуджені рівні дискретного спектра з наступним їх розпадом на ізомерний низькоспіновий рівень ^{95}Tc . Ще значніша різниця між теоретичними і експериментальними значеннями ізомерних відношень перерізів у випадку реакції $^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$ має місце лише у випадку EMPIRE-3.2. Величини ІВП для обох кодів практично не змінюються із зростанням величини енергії дейтронів і залишаються на рівні $\sigma_h/\sigma_l = 2,9$ для TALYS-1.4 і $\sigma_h/\sigma_l = 31$ у випадку EMPIRE-3.2, що нижче за експериментальне значення приблизно у 1,26 (TALYS-1.4) та перевищуючи його у 8,5 (EMPIRE-3.2) раза. В даному

випадку можливою причиною кращих результатів для TALYS-1.4 є внесок передрівноважного механізму. Він приводить до вильоту альфа-частинки з вищим кутовим моментом порівняно із статистичним механізмом, внаслідок чого залишкове ядро $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ матиме нижчий кутовий момент та відповідно нижчий переріз заселення високоспінового основного стану. Проте його теж недостатньо для врахування розбіжностей. Тому додаткова неузгодженість може виникати внаслідок певного незначного внеску статистичного механізму, який збільшує значення експериментального ІВП. Слід також врахувати і те, що з усіх досліджуваних ядер схема розпаду $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ вивчена найменше. З врахованих нами 70 збуджених рівнів, експериментально відомі схеми розпаду лише для трьох найнижчих переходів. Ця обставина може вносити додаткову неузгодженість.

5. Висновки

Виміряні ізомерні відношення перерізів в ядрах $^{93}\text{Tc}^{m,g}$ в (d,n) і (p, γ)-реакціях, в ядрах $^{95}\text{Tc}^{m,g}$ в (d,n)-реакції, вперше в ядрах $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ в (d, α)-реакції для дейтронів та протонів з максимальними величинами енергій 4,5 та 6,8 МеВ, відповідно. В роботі для теоретичного розрахунку ізомерних відношень застосовувались програмні коди TALYS-1.4 та EMPIRE-3.2. Показано, що теоретичні величини ізомерних відношень перерізів значно перевищують експериментальні, за винятком ядерної реакції $^{97}\text{Mo}(d, \alpha) ^{95}\text{Nb}^{m,g}$ при моделюванні в пакеті Talys-1.4. Для EMPIRE-3.2 при протіканні усіх ядерних реакцій для параметрів, які задані за умовчанням домінує статистична модель, в основу якої покладено механізм Хаузера-Фешбаха. В той же час у випадку використання TALYS-1.4 статистична модель робить основний внесок у випадку ядерних реакцій $^{92}\text{Mo}(d, n)^{93}\text{Tc}^{m,g}$ і $^{92}\text{Mo}(p, \gamma)^{93}\text{Tc}^{m,g}$, в той час як у випадку реакцій $^{94}\text{Mo}(p, \gamma)^{95}\text{Tc}^{m,g}$ і $^{97}\text{Mo}(d, \alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$ переважає передрівноважна модель. Проте обидві ці моделі погано описують експериментальні значення ІВП, хоча в цілому програмний пакет TALYS-1.4 краще описує згадані вище ядерні реакції, ніж EMPIRE-3.2 при використаних значеннях енергій бомбардуючих частинок. Загальною можливою причиною неузгодженостей є малочисельна інформація про шляхи розпаду високозбуджених дискретних рівнів, особливо для ^{95}Nb . Додатковою причиною розходження для усіх ядерних реакцій можуть бути внески нестатистичних ефектів для даних величин енергій бомбардуючих частинок.

Я хочу подякувати працівникам циклотрона У-120 та тандем-генератора ЕПП-10К за забезпечення стабільних та інтенсивних пучків.

Я хочу подякувати працівникам циклотрона У-120 та тандем-генератора ЕПП-10К за забезпечення стабільних та інтенсивних пучків.

1. E.A. Bogila and V.M. Kolomietz, Ukr. J. Phys. **34**, 7 (1989).
2. I.N. Vishnevsky, V.A. Zheltonozhsky, and A.N. Savrasov, in *Abstracts of the 60-th Meeting on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure "Nucleus-2010"*, St.-Petersburg, 6-9 July 2010 (St.-Petersburg, 2010), p. 168.
3. Z. Randa, J. Inorg. Nucl. Chem. **38**, 2289 (1976).
4. E.A. Skakun, V.G. Batij, Y. N. Rakivnenko *et al.*, Yad. Fiz. **46**, 28 (1987).
5. L.Ya. Arifov, S.A. Artemova, B.S. Mazitov, and V.G. Ulanov, in *Abstracts of the 30-th Confererence on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure, Leningrad, 18-21 March 1980* (Leningrad, 1980). p. 328 (in Russian).
6. Y. Yoshirava, S. Fukushima *et al.*, Gen. Kenk. **13**, 583 (1969).
7. R.B. Firestone, *Table of Isotops* (Wiley Interscience, New York, 1996).
8. R. Vanska and R. Rieppo, Nucl. Instr. Meth. **179**, 525 (1981).
9. I.N. Vishnevsky, V.A. Zheltonozhsky, A.G. Zelinsky *et al.*, in *Collected Scientific Articles* (Institute for Nuclear Research, Kiev, 1999), p. 60.
10. S. Agstinelli *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
11. A.J. Koning, S. Hilaire, and M.C. Duijvestijn, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology* (2005), p. 1154.
12. M. Herman *et al.*, Nucl. Data Sheets **108**, 2655 (2007).
13. *Handbook for Calculations of Nuclear Reaction Data: Reference Input Parameter Library*, <http://www-nds.iaea.or.at/RIPL-3/>.
14. A.J. Koning and M.C. Duijvestijn, Nucl. Phys. A **744**, 15 (2004).
15. H. Gruppelaar, P. Nagel, and P.E. Hodgson, Riv. Nuovo Cimento **9**, 1 (1986).
16. E. Gadioli and P.E. Hodgson, *Pre-Equilibrium Nuclear Reactions* (Oxford University Press, Oxford, 1992); W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, and M. Uhl, Nucl. Phys. A **217**, 269 (1973).
17. W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. **87**, 366 (1952).
18. J. Raynal, *Notes on ECIS94* (CEA Saclay Report No. CEA-N-2772, 1994).
19. A.J. Koning and J.P. Delaroche, Nucl. Phys. A **713**, 231 (2003).

20. An. Haixia and Cai Chonghai, Phys. Rev. C **73**, 054605 (2006).
21. Yinlu Han, Yuyang Shi and Shen. Qingbiao, Phys. Rev. C **74**, 044615 (2006).
22. V. Avrigeanu, P.E. Hodgson, and M. Avrigeanu, Phys. Rev. C **49**, 2136 (1994).
23. J. Kopecky and M. Uhl, Phys. Rev. C **41**, 1941 (1990).
24. D.M. Brink, Nucl. Phys. **4**, 215 (1957); P. Axel, Phys. Rev. **126**, 671 (1962).
25. V.A. Plujko, Acta Phys. Pol. B **31**, 435 (2000).
26. J. Speth and A. van de Woude, Rep. Prog. Phys. **44**, 719 (1981).
27. W.V. Prestwich, Z. Phys. A **315**, 103 (1984).
28. A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure, Vol. 2* (Addison-Wesley, Reading, MA., 1975).
29. A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446 (1965).
30. S. Goriely, M. Samyn, and J.M. Pearson, Phys. Rev. C **75**, 064312 (2007).
31. A. V. Ignatyuk, G. N. Smirenkin, and A. S. Tishin, Sov. J. Nucl. Phys. **21**, 255 (1975).
32. A. V. Ignatyuk, in *Technical Report INDC(CCP)* (IAEA), p. 233.
33. A. D'Arrigo *et al.*, J. Phys. G **20**, 305 (1994).
34. W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, and M. Uhl, Nucl. Phys. A **217**, 269 (1973).
35. A.V. Ignatyuk, K.K. Istekov, and G.N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Phys. **29**, 450 (1979).
36. A.V. Ignatyuk, J.L. Weil, S. Raman, and S. Kahane, Phys. Rev. C **47**, 1504 (1993).
37. S. Goriely, F. Tondeur and J.M. Pearson, At. Data Nucl. Data Tables **77**, 311 (2001).
38. S. Goriely, S. Hilaire and A.J. Koning, Phys. Rev. C **78**, 064307 (2008).
39. C. Kalbach, *private communication* (2007).

Одержано 21.07.15

A.M. Savrasov

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ
СЕЧЕНИЙ В ЯДРАХ $^{93,95}\text{Tc}$ И ^{95}Nb

Резюме

Измерены изомерные отношения сечений в ядрах $^{93}\text{Tc}^{m,g}$ в (d, n) и (p, γ)-реакциях, в ядрах $^{95}\text{Tc}^{m,g}$ в (d, n)-реакции, в $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ в (d, α)-реакции для дейтронов и протонов с максимальными величинами энергий 4,5 МэВ и 6,8 МэВ, соответственно. Экспериментальные значения изомерных отношений сечений сравниваются с теоретическими, рассчитанными с помощью пакетов TALYS-1.4 и EMPIRE-3.2. Наблюдается значительное влияние нестатистических эффектов.

A.M. Savrasov

ISOMERIC CROSS-SECTION
RATIOS FOR $^{93,95}\text{Tc}$ AND ^{95}Nb NUCLEI

Summary

Isomeric cross-section ratios have been measured for $^{93}\text{Tc}^{m,g}$ nuclei in the (d, n) and (p, γ) reactions, for $^{95}\text{Tc}^{m,g}$ nuclei in the (d, n) reaction, and for $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ nuclei in the (d, α) reaction for deuterons and protons with maximum energies of about 4.5 and 6.8 MeV, respectively. Experimental values of isomeric cross-section ratios are compared with theoretical values calculated using the codes TALYS-1.4 and EMPIRE-3.2. A high influence of non-statistical effects is observed.