

С.М. АФАНАСЬЄВ

Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут" НАН України
(Вул. Академічна, 1, Харків 61108; e-mail: afanserg@kipt.kharkiv.ua)

УДК 539.172.3

ПОВНИЙ ТА ДИФЕРЕНЦІАЛЬНІ
ПЕРЕРІЗИ РЕАКЦІЇ $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$

Методом дифузійної камери в магнітному полі на пучку гальмівних фотонів з $E_\gamma^{\text{max}} = 150 \text{ MeV}$ виконано дослідження реакції $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha$. У кривій збудження системи 2α -частинок виявлено резонанс, ідентифікований як основний стан ядра ^8Be . Виділено парціальний канал $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$ і розраховано кінематичні параметри γ -кванта та нейтрона. Виміряно залежність повного перерізу реакції від енергії γ -кванта в інтервалі від порога до 120 MeV. Показано, що реакція має послідовний дво-частинковий характер: на першому етапі вилітає нейтрон і утворюється збуджене ядро ^{15}O . Виміряні диференціальні перерізи й отримана залежність коефіцієнта асиметрії кутових розподілів від енергії γ -кванта та енергії збудження проміжного ядра на першому етапі розпаду.

Ключові слова: реакції, основний стан ядра ^8Be , повний та диференціальні перетини.

1. Вступ

Процес (γ, N) вибивання нуклонів з легких ядер в області енергій між гігантським резонансом і порогом народження мезонів інтенсивно досліджується протягом багатьох років як експериментально, так і теоретично. Однак і до теперішнього часу немає однозначної відповіді на запитання про механізм видалення нуклона з ядра. Розрахунки в нерелятивістському наближенні [1–4] привели до висновку, що механізм прямого вибивання не може пояснити як величину перерізу (γ, N) -реакції, так і однаковий вигляд кутових розподілів в (γ, p) - і (γ, n) -реакціях. Визнано, що основний внесок дає процес взаємодії γ -кванта з нуклонною парою в момент обміну нуклонів мезоном. Але ці висновки не збігаються з розрахунками в релятивістському наближенні [5, 6]. На прикладі декількох ядер було показано, що внесок в (γ, N) -реакцію від прямого механізму значно більше, ніж у нерелятивістському наближенні, і узгоджується з експериментом. Розрахунки в нерелятивістському наближенні [3,

4] привели до висновку, що роль обмінних струмів невелика, якщо кінцеве ядро перебуває в основному стані, і зростає зі збільшенням енергії його збудження. Для перевірки цих передбачень потрібні експериментальні дані про реакції, що залишають ядро у високозбудженому стані. Раніше були представлені огляд [7] з фоторозщеплення ядер ^{12}C , ^{14}N і ^{16}O з відділенням нуклонів з p -оболонки і робота [8] з дослідження фотоядерних реакцій з відділенням нуклонів з s -оболонки ядра ^{12}C . Реакція $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha$, що досліджується, може йти з утворенням високозбуджених проміжних станів і в цій реакції можливе відділення нейтрона з s -оболонки ядра кисню.

До теперішнього часу досягнуто значний прогрес в експериментах з дослідження (γ, N) -реакцій з використанням мічених фотонів і напівпровідникових детекторів. Але можливості цього методу обмежуються дослідженням процесів створення вузьких збуджених станів кінцевого ядра, які розпадаються з випромінюванням γ -кванта. Крім того, експериментальні установки методу мічених фотонів мають обмежені можливості з вимірів ку-

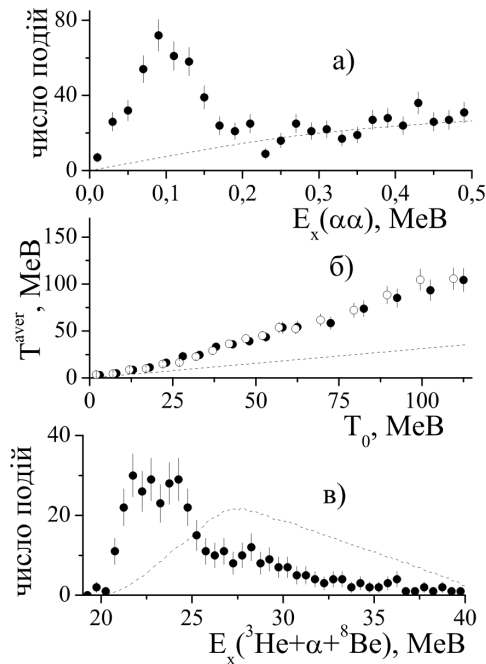


Рис. 1. Розподіл енергії збудження 2α -системи (а), залежність середньої кінетичної енергії нейтрона від повної кінетичної енергії: \bullet – $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$, \circ – $^{12}\text{C}(\gamma, n)^3\text{He}2\alpha$ (б), розподіл енергії збудження системи ($^3\text{He} + \alpha + ^8\text{Be}_0$) (в). Пояснення кривих – у тексті

та виходу нуклона (від 60° до 120°). Тому, при порівнянні передбачень моделей прямого механізму й парного поглинання важко віддати перевагу якомусь із них, оскільки основна відмінність їх передбачень знаходиться при кутах до 60° . Тому необхідні вимірювання диференціальних перерізів в інтервалі кутів від 0° до 180° . Цим вимогам задовольняє трековий 4π -детектор.

Експериментальні результати за реакцією $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}3\alpha$ отримані за допомогою дифузійної камери в магнітному полі [9], яка є одночасно газовою мішенню та детектором і була опромінена пучком гальмівних γ -квантів з $E_\gamma^{\text{max}} = 150$ MeV. Основною фоновою реакцією є $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$. Вимірювання 4-променевих подій із двозарядними частинками виконане одночасно. Реакція $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}3\alpha$, що досліджувалась, відділялася по небалансу поперечного імпульсу P_\perp , рівного сумі поперечних складових імпульсів 4-х частинок. Якщо небаланс $P_\perp > 50$ MeV/c [10], то подія відносилася до реакції, що досліджувалась. Внесок фонової реакції оцінено в 3,5%.

2. Парціальний канал утворення основного стану ядра ^8Be

Камера працювала в режимі, що дозволяє візуально відокремити однозарядні частинки від двозарядних, порівнюючи щільність іонізації і ширину треку після вимірювання його радіуса кривизни. Але цим методом ідентифікувати ядра ^3He і ^4He не вдалося. Тому, на першому етапі аналізу всі частинки були ідентифіковані як α -частинки.

Енергія збудження визначалася як [11]:

$$E_x = M^{\text{eff}} - M, \quad (1)$$

де M^{eff} – ефективна маса, що дорівнює повній енергії досліджуваних частинок у системі їх спокою, а M – маса основного стану можливого проміжного ядра.

Виконано розрахунок енергії збудження пари α -частинок. Результати наведені на рис. 1, а закритими крапками в інтервалі до 0,5 MeV з кроком 0,02 MeV. Крапки поставлені посередині кроку, помилки – статистичні. Для кожної події обчислено по шість можливих величин енергії збудження системи 2α -частинок і на рис. 1, а при побудові розподілу для кожної події представлено всі значення.

Експериментальний розподіл зрівнювався з фазовим [12]:

$$f(E_x) = E_x^{\frac{3}{2}k - \frac{5}{2}} (E_x^{\text{max}} - E_x)^{\frac{3}{2}(n-k) - 1}, \quad (2)$$

де n – число кінцевих частинок, k – число частинок, що утворюють збуджений стан ($k < n$), E_x^{max} – максимально можливе значення енергії збудження системи k частинок. У данному випадку $n = 5$, $k = 2$. Фазовий розподіл обчислено для гальмівного пучка підсумовуванням розподілів для вузьких інтервалів, де енергія γ -кванта вважалася постійною. Площу під фазовою кривою пронормовано на число подій, що приходяться на кожен інтервал. Фазовий розподіл на рис. 1, а показано штриховою кривою.

Значна відмінність експериментального розподілу від фазового в області енергій збудження менше 0,2 MeV дозволяє зробити висновок про те, що в реакції можливе утворення основного стану (ОС) ядра ^8Be . З даних спектроскопічних вимірів [13] відомо, що ОС ядра ^8Be нестабільний й має максимум при $E_0 = 0,092$ MeV із шириною $\Gamma = 5,57$ eV.

Максимум при $E_x(\alpha\alpha) < 0,2$ МеВ підігнано розподілом Гауса з параметрами $E_0 = 0,104 \pm 0,013$ МеВ і $\sigma = 0,033 \pm 0,004$ МеВ. Положення максимуму в межах помилок узгоджується з [13]. Ширина, що спостерігається в експерименті – величина апаратурна.

Таким чином, концентрацію подій у околі 0,1 МеВ можна пояснити утворенням ОС ядра ^8Be . Події, у яких одна з пар α -частинок відповідає утворенню ОС ядра ^8Be , відібрані й надалі буде виконано аналіз тільки цього парціального каналу ($^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$), його відносний вихід – 31,2% від повного виходу реакції. Внесок фазового розподілу у максимум при $E_x(\alpha\alpha) < 0,2$ МеВ оцінено за площею в 4,7%.

Невизначеність при ідентифікації ядер ^3He й ^4He вносить похибку у визначення енергії γ -кванта (E_γ) й імпульсу нейтрона (P_n). Із законів збереження енергії й імпульсу енергії γ -кванта:

$$E_\gamma = \frac{m_n^2 + P^2 - (M_O - E)^2}{2(M_O - E - P_x)}, \quad (3)$$

де m_n і M_O – маси нейтрона і ядра ^{16}O ; E , P – відповідно сумарні повна енергія й імпульс системи з ядра ^3He й трьох ядер ^4He , а P_x – проекція сумарного імпульсу цієї системи на напрямок γ -кванта. Кінематичні параметри нейтрона отримані з використанням законів збереження після обчислення енергії γ -кванта.

Послідовне ототожнення пари частинок, що не утворюють ядро ^8Be в ОС, з ядром ^3He давало по два значення E_γ і P_n . Середнє значення за цими двома наборами вважалось результатом виміру, а різниця дозволила оцінити похибку у розрахунку E_γ і $P_n - \delta E_\gamma = 0,6$ МеВ, а $\delta P_n = 3,9$ МеВ/с.

На рис. 1, б наведена залежність середньої кінетичної енергії (T^{aver}) нейтрона (закриті кружки) від повної кінетичної енергії, що дорівнює $T_0 = E_\gamma - Q$ (Q – енергетичний поріг реакції). Середня енергія T^{aver} вирахована для частинок, які потрапили в МеВ-й інтервал повної кінетичної енергії. Крапки поставлені посередині інтервалу. В області енергії $T_0 < 60$ МеВ крок гістограмування – 5 МеВ, при $T_0 > 60$ МеВ – 10 МеВ.

Штрихова крива на рис. 1, б відповідає статистичному розподілу [11]:

$$T^{\text{aver}} = \frac{A - b}{(n - 1)A} T_0, \quad (4)$$

де A , b – атомне число відповідно ядра мішені й досліджуваної частинки, n – число частинок у кінцевому стані.

У всьому діапазоні енергій розподіл T^{aver} нейтрона не відповідає статистичному розподілу, що свідчить про непрямий розвал збудженого ядра кисню. Для порівняння відкритими кружками представлено розподіл T^{aver} нейтронів з реакції $^{12}\text{C}(\gamma, n)^3\text{He}2\alpha$ [8]. Спостерігається згода у вигляді розподілів для (γ, n) -реакцій. Якісно така поведінка може бути пояснена подобою механізму взаємодії γ -кванта з ядром-мішенню: взаємодія відбувається з віртуальною квазічастинкою, в яку однією складовою входить нейтрон.

Виміряно розподіл за енергією збудження системи трьох частинок ($^3\text{He} + \alpha + ^8\text{Be}_0$) за формулою (1), де M^{eff} – ефективна маса системи цих частинок, а M – маса ОС ядра ^{15}O . Значення $E_x(^3\text{He} + \alpha + ^8\text{Be}_0)$ визначено як середнє після послідовного ототожнення пари частинок з ядром ^3He , а похибка визначена як різниця – $\delta E_x(^3\text{He} + \alpha + ^8\text{Be}_0) = 0,3$ МеВ.

Експериментальний розподіл (рис. 1, в, закриті кружки) порівнювався з фазовим (2), наведеним на рисунку штриховою кривою. Фазовий розподіл побудовано для парціального каналу $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$. Відмінність в біляпороговій області свідчить про те, що утворюється одне або кілька нерозділених збуджених станів ядра ^{15}O . У області енергії збудження, що досліджується, немає достовірних відомостей про рівні ядра ^{15}O . Відомо [14], що при цих енергіях ядра є широкі рівні, що розпадаються з виходом частинок ^3He й ^4He . Але відхилення, що спостерігається, від фазового розподілу не вдається ототожнити з якимось конкретним рівнем.

3. Повний переріз реакції $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$

На рис. 2, а наведена залежність числа подій від енергії γ -кванта в інтервалі енергій від порога реакції до 120 МеВ зі змінним кроком: 2 МеВ – при $E_\gamma = 35$ –60 МеВ і 5 МеВ – при більш високих енергіях. Дані наведені закритими кружками, поставленими посередині кроку. Помилки статистичні. В виміряному виході реакції спостерігається широкий резонанс із центром при 47 МеВ.

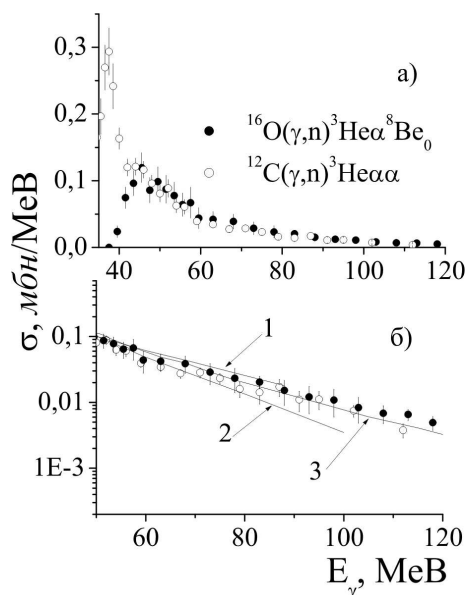


Рис. 2. Залежність повного перерізу реакції від енергії γ -кванта: \bullet – даний експеримент, \circ – $^{12}\text{C}(\gamma, n)^3\text{He}2\alpha$. Криві 1, 2 і 3 пояснені в тексті

На цей час немає розрахунків реакцій фоторозщеплення ядра кисню з виходом нейтрона й утворенням кінцевого ядра у високозбудженому стані, тому нижче проводиться порівняння з даними для реакції $^{12}\text{C}(\gamma, n)^3\text{He}2\alpha$ (відкриті кружки на рис. 2), де відбувається процес послідовного типу з утворенням високозбуджених станів ядра ^{11}C . Після 60 MeV значення перерізів майже однакові. Для порівняння з розрахунками в різних моделях на рис. 2, б змінена шкала ординат, і дані наведені в області енергій за резонансом на рис. 2, а.

Розрахунки в моделі механізму прямого вибивання нуклона з s -оболонки [15] і в моделі поглинання γ -кванта α -кластером [16] пророкують зрушення максимуму в бік більших енергій. Результати були наведені в роботі [8].

У моделі поглинання γ -кванта нуклонною парою з урахуванням внеску обмінних мезонних струмів [4, 5] були отримані диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(\gamma, N)$ при декількох значеннях енергії γ -кванта й енергії збудження кінцевого ядра $E_x = 7$ MeV. Після інтегрування перерізів за кутом й нормування в околі 55 MeV результат показано кривою 1 на рис. 2, б. Він задовільно описує енергетичну залежність повного перерізу в інтервалі 55–90 MeV.

Повний переріз (γ, n_0) реакції було отримано в рамках самоузгодженого наближення випадкових фаз [17]. Нуклон-нуклонна взаємодія задавалася силами Скірма (Sk3). Кривою 2 показано результати розрахунку перерізу після нормування в околі 55 MeV. Він убуває швидше, ніж в експерименті.

Кривою 3 показано розрахунок, який виконано у рамках квазідейтронної моделі [18]. Енергія збудження проміжного ядра досить висока, щоб допустити можливість відділення нуклона з s -оболонки. Тому розрахунки виконувалися в припущенні, що нуклони або з p -, або з s -, або з різних оболонок. Результати розрахунків нормувалися на експериментальне значення й практично збіглися для трьох варіантів. Крива 3 задовільно описує енергетичну залежність числа подій як реакції $^{12}\text{C}(\gamma, n)^3\text{He}2\alpha$, так і $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$.

4. Диференціальні перерізи

Виміряно диференціальні перерізи в трьох енергетичних інтервалах: а) від порога й до 47 MeV, б) 47–60 MeV і в) вище 60 MeV. Крок зміни полярного кута нуклона в системі центра мас дорівнює 10° . Крапки нанесені посередині інтервалу. Результати показані на рис. 3. Помилки статистичні.

Дані нашого експерименту в біляпорогової області (рис. 3, а) мають значну ізотропну складову. Це може бути наслідком подавлення відцентровим потенціалом виходу низькоенергетичних нуклонів з відмінним від нуля орбітальним моментом. З ростом енергії γ -кванта в кутових розподілах (рис. 3, б і 3, в) спостерігається зменшення залежності відносного внеску вільного параметра і ріст асиметрії відносно 90° .

Раніше було показано, що в “дзеркальних” реакціях ($^{12}\text{C}(\gamma, p)\alpha^7\text{Li}$ і $^{12}\text{C}(\gamma, n)\alpha^7\text{Be}$ [19], $^{12}\text{C}(\gamma, p)^3\text{H}2\alpha$ і $^{12}\text{C}(\gamma, n)^3\text{He}2\alpha$ [8]) спостерігається як рівність перерізів, так і однаковий вигляд кутових розподілів в (γ, p) - і (γ, n) -реакціях. Тому далі проводиться порівняння з розрахунками, виконаними для реакцій $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*$.

Кутові розподіли протонів з реакції $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}$ виміряно при опроміненні фотоемульсій гальмівними γ -квантами з максимальною енергією 70 MeV [20]. Вони виявилися пропорційними $\sin^2(\theta)$ у всьому енергетичному інтервалі, що було пояснено в моделі прямого механізму й в електричному дипольному наближенні. Однак, вже дані за реак-

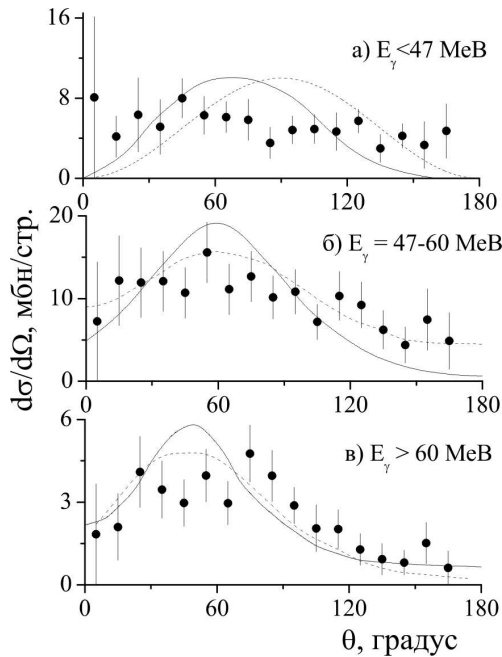


Рис. 3. Диференціальні перерізи в с. ц. реакції $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$: $E_\gamma < 47$ MeV (а), $E_\gamma = 47\text{--}60$ MeV (б), $E_\gamma > 60$ MeV (в). Криві пояснені в тексті

цією $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*$, отримані при енергії γ -квантів 88 MeV з утворенням проміжного ядра при енергії збудження 13 MeV [21, 22], мали асиметрію у вигляді кутових розподілів.

На рис. 3 суцільними кривими наведені результати розрахунків у моделі прямого механізму [5], а дані розрахунків у моделі парного поглинання з переважним внеском від обмінних мезонних струмів [3] представлені пунктирними кривими. Розрахункові криві пронормовані на площу під експериментальною кривою. Можна зробити висновок про те, що розрахунки в моделі парного поглинання на рис. 3, б і 3, в краще узгоджуються з експериментальними даними, ніж у моделі прямого механізму.

Великий тілесний кут захоплення детектора дозволив визначити коефіцієнт асиметрії кутових розподілів β як відношення різниці площ під експериментальною кривою відповідно від 0° до 90° і від 90° до 180° до їхньої суми:

$$\beta = \frac{\int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\theta - \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\theta}{\int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\theta}. \quad (5)$$

Залежність коефіцієнта асиметрії від енергії γ -кванта показана на рис. 4, а хрестиком. У моделі

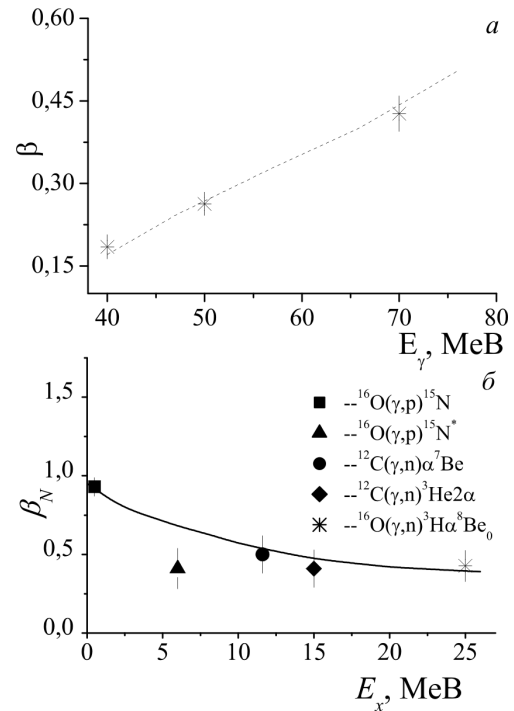


Рис. 4. Асиметрія кутових розподілів у залежності: від енергії γ -кванта (а), від енергії збудження проміжного ядра реакцій $A(\gamma, N)(A-1)^*$ (б). Криві пояснені в тексті

прямого механізму через відсутність негативного ефективного квадрупольного заряду у нейтронів [17] слід очікувати симетричних стосовно 90° кутових розподілів у всьому енергетичному діапазоні. Раніше така поведінка була виявлена тільки в реакціях з утворенням кінцевого ядра в основному стані ($^{12}\text{C}(\gamma, p)^{11}\text{B}$ [23] і $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}$ [20]), і в області енергій γ -кванта не більше 36 MeV.

У реакціях типу $A(\gamma, N)(A-1)^*$ з утворенням збуджених станів $(A-1)^*$ [8, 19] спостерігається ріст коефіцієнта асиметрії. Енергетичну залежність β при енергії γ -кванта вище 40 MeV якісно було пояснено в припущенні парного поглинання. Через імпульсний розподіл нуклонна пара й інша частина ядра рухаються в л.с. у протилежні сторони. Після поглинання γ -кванта парою один нуклон й інша частина ядра утворюють проміжне ядро в збудженому стані. Якщо перейти в систему центра мас реакції β можна оцінити за співвідношенням [7]:

$$\beta_N = \frac{4}{3\pi} \left(\frac{3v_c}{v_0} + \frac{v_1}{v_N} \right), \quad (6)$$

де $v_c \cong \frac{E_\gamma}{A m_N}$ – швидкість системи центра мас реакції в л.с., A – атомне число ядра мішені, m_N – маса нуклона, $v_0 \cong \frac{p_{av}}{(A-2)m_N}$ – середня швидкість системи $(A-2)$ нуклонів в л.с., p_{av} – середнє значення модуля імпульсу np пари в л.с., $v_1 \cong \frac{E_\gamma(A-2)}{2A m_N}$ – середня швидкість системи $\gamma + np$ стосовно системи центра мас, v_N – швидкість нуклона в системі $\gamma + np$. Результат розрахунків за цією формулою, показаний крапковою кривою на рис. 4, а, задовільно узгоджується з експериментом. Таким чином, нерегулярність в енергетичній залежності параметрів кутових розподілів можна пояснити в рамках механізму парного поглинання.

На рис. 4, б наведено порівняння коефіцієнтів асиметрії β_N з (γ, N) -реакцій на ядрах вуглецю й кисню, викликаних γ -квантами з енергією в області 70–100 МеВ і утворенням проміжного ядра в різних збуджених станах. Коефіцієнти визначені за допомогою співвідношення (5). Для реакції $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}$ β_N визначено з використанням даних [24] і позначено квадратиком. Темний трикутник – дані за реакцією $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*$ [25] без поділу збуджених станів проміжного ядра. Кружком і ромбом позначені дані для реакцій відповідно $^{12}\text{C}(\gamma, n)\alpha^7\text{Be}$ [19] і $^{12}\text{C}(\gamma, n)^3\text{He}2\alpha$ [8]. Хрестик – дані нашого експерименту. Спостерігається зменшення коефіцієнта асиметрії з ростом енергії збудження кінцевого ядра. Суцільна лінія – розрахунки [19] в рамках квазідейтронної моделі. Результати узгоджуються з експериментом.

5. Висновок

За допомогою детектора з великим тілесним кутом захоплення досліджена реакція багаточастинкового фоторозщеплення ядра кисню – $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}3\alpha$. У кривій збудження системи 2α -частинок виявлено резонанс, ідентифікований як основний стан ядра ^8Be . Виділено парціальний канал $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$ й розраховані кінематичні параметри γ -кванта й нейтрона.

Залежність середньої кінетичної енергії нейтрона від повної кінетичної енергії системи значно перевищує статистичну, а розподіл енергії збудження системи $(^3\text{He}+\alpha+^8\text{Be}_0)$ відмінний від фазового. Таким чином, реакція має послідовний характер: на першій стадії відділяється нейтрон і утворюються високозбуджені стани ядра ^{15}O .

Виміряна залежність числа подій реакції $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$ від енергії γ -кванта в інтервалі

від 35 до 120 МеВ. Спостерігається широкий резонанс з центром при 47 МеВ. У околі 60 МеВ відбувається зміна швидкості убування кривої. Результати у високоенергетичній області пояснені в рамках механізму парного поглинання γ -кванта.

Виміряно диференціальні перерізи в реакції $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$ й отримана залежність коефіцієнта асиметрії розподілів від енергії γ -кванта і енергії збудження проміжного ядра на першому етапі розпаду. Результати узгоджуються з розрахунками в рамках квазідейтронної моделі.

1. H. Hebach, A. Wortberg, M. Gari. Photonuclear reactions at intermediate energies. *Nucl. Phys. A* **267**, 425 (1976).
2. K. Mori, P.D. Harty, Y. Fujii, O. Konno, K. Maeda, I. Nomura, G.J. O'Keefe, J. Ryckebusch, T. Suda, T. Terasawa, M.N. Thompson, Y. Torizuka. $^{12}\text{C}(\gamma, p_{0+1})^{11}\text{B}$ cross section from 44 to 98 MeV. *Phys. Rev. C* **51**, 2611 (1995).
3. J. Ryckebusch, P.D. Harty, L. Machenil, D. Ryckbosch, M. Vanderhaeghen, M. Waroquier. Meson exchange currents and high-resolution (γ, p) reactions. *Phys. Rev. C* **46**, R829 (1992).
4. P.D. Harty, J.C. McGeorge, I.J.D. MacGregor, R.O. Owens, J.R.M. Annand, I. Anthony, G.I. Crawford, S.N. Dancer, S.J. Hall, J.D. Kellie, G.J. Miller, B. Schoch, R. Beck, H. Schmieden, J.M. Vogt, J. Ryckebusch. $^{12}\text{C}(\gamma, p_{0+1})^{11}\text{B}$ cross section from 80 to 157 MeV. *Phys. Rev. C* **51**, 1982 (1995).
5. G.M. Lotz, H.S. Sherif. Relativistic calculations for photonuclear reactions: (I). The direct knockout mechanism. *Nucl. Phys. A* **537**, 285 (1992).
6. J.I. Johansson, H.S. Sherif. Importance of the direct knockout mechanism in relativistic calculations for (γ, p) reactions. *Phys. Rev. C* **56**, 328 (1997).
7. А.Ф. Ходячих. Асимметрия угловых распределений продуктов реакции $A(\gamma, n)(A-2)$ на ядрах ^{12}C и ^{16}O при энергиях до 150 МэВ. *Ядерная Физика* **62**, 1355 (1999).
8. С.Н. Афанасьев, Е.С. Горбенко, А.Ф. Ходячих. Исследование механизма реакций четырехчастичного фоторасщепления ядра углерода. *Ядерная Физика* **70**, 873 (2007).
9. Ю.М. Аркатов, П.И. Вацет, В.И. Волощук и др. О полном механизме трехчастичного фоторасщепления ^4He . *Ядерная Физика* **32**, 5 (1980).
10. С.Н. Афанасьев. Образование основного состояния ядра ^8Be в реакции $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$. *Вісник Харківського національного університету* **4(56)**, 4 (2012).
11. А.М. Балдин, В.И. Гольданский, В.М. Максименко, И.Л. Розенталь. *Кинематика ядерных реакций* (Атомиздат, 1968).
12. Г.И. Копылов. *Основы кинематики резонансов* (Наука, 1970).

13. D.R. Tilley, J.H. Kelley, J.L. Godwin, D.J. Millener, J.E. Purcell, C.G. Sheu, H.R. Weller. Energy levels of light nuclei $A = 8, 9, 10$. *Nucl. Phys. A* **745**, 155 (2004).
14. F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei $A = 13-15$. *Nucl. Phys. A* **523**, 1 (1991).
15. V.V. Balashov, V.N. Fetisov. Role of nucleon clusters in deep photo-disintegration of light nuclei. *Nucl. Phys.* **27**, 337 (1961).
16. R.I. Jibuti, T.I. Kopaleishvili, V.I. Mamasakhlisov. Nucleon clusters in light nuclei. *Nucl. Phys.* **52**, 345 (1964).
17. M. Cavinato, M. Marangoni, A.M. Saruis. Photoreactions of ^{12}C , ^{16}O and ^{40}Ca in self-consistent RPA theory: (II). Unpolarized (γ, p) and (γ, n) angular distributions below pion threshold. *Nucl. Phys. A* **422**, 237 (1984).
18. А.Ф. Ходячих. Асимметрия угловых распределений в реакциях типа $A(g, N)(A - 1)$ на ядрах p -оболочки. *ВАНТ (серия ядерно-физические исследования)* **1(33)**, 14 (1999).
19. В.В. Кириченко, А.Ф. Ходячих, П.И. Вацет и др. Исследование реакций $^{12}\text{C}(\gamma, p\alpha)^7\text{Li}$ и $^{12}\text{C}(\gamma, n\alpha)^7\text{Be}$ при $E_{\gamma \text{ max}} \leq 120$ МэВ. *Ядерная Физика* **29**, 572 (1979).
20. V.N. Maikov. Some Photoreactions on Light Nuclei. *Sov. Phys. JETP* **34**, 973 (1958).
21. В.И. Волощук, И.В. Догюст, В.В. Кириченко, А.Ф. Ходячих. Реакция $^{12}\text{C}(\gamma, p)t2\alpha$ при $E_{\gamma \text{ max}} \leq 150$ МэВ. *Ядерная Физика* **49**, 916 (1989).
22. И.В. Догюст, В.А. Золенко, В.В. Кириченко. Энергетические распределения в реакции $^{12}\text{C}(\gamma, p)t2\alpha$. *Ядерная Физика* **51**, 913 (1990).
23. В.В. Кириченко, Ю.М. Аркатов, П.И. Вацет и др. Реакция $^{12}\text{C}(\gamma, p)^{11}\text{B}$ при $E_{\gamma \text{ max}} \leq 120$ МэВ. *Ядерная Физика* **27**, 588 (1978).
24. J.L. Matthews, D.J.S. Findlay, S.N. Gardiner, R.O. Owens. High energy photoprotons from light nuclei. *Nucl. Phys. A* **267**, 51 (1976).
25. А.Ф. Ходячих, П.И. Вацет, И.В. Догюст и др. Реакция $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*$ при $E_{\gamma} \leq 120$ МэВ. *УФЖ* **25**, 229 (1980).

Одержано 22.01.09

S.N. Afanasyev

TOTAL AND DIFFERENTIAL
CROSS-SECTIONS OF $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$ REACTION

S u m m a r y

Making use of a diffusion chamber embedded into a magnetic field and a beam of bremsstrahlung γ -quanta with the end-point energy $E_{\gamma}^{\text{max}} = 150$ MeV, the $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}3\alpha$ reaction has been studied. A resonance identified as the ground state of ^8Be nucleus is revealed in the excitation curve of the system of 2α -particles. The partial $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$ reaction channel is resolved, and the corresponding kinematic parameters of the γ -quantum and the neutron are calculated. The dependence of the total cross-section of the reaction on the γ -quantum energy in the interval from the threshold energy to 120 MeV is measured. The reaction is shown to have a successive two-particle character: a neutron is knocked out and an excited ^{15}O nucleus is formed at the first stage. The differential cross-sections of the $^{16}\text{O}(\gamma, n)^3\text{He}\alpha^8\text{Be}_0$ reaction are measured, and the dependences of the asymmetry coefficient for the angular distributions on the γ -quantum energy and the excitation energy of the intermediate nucleus at the first decay stage are obtained.