

С.М. АФАНАСЬЄВ

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

УДК 539.172.3

СТАН ХОЙЛА ЯДРА ^{12}C В РЕАКЦІЇ $^{14}\text{N}(\gamma, \text{np})3\alpha$

Для реакції $^{14}\text{N}(\gamma, \text{np})3\alpha$ виконано аналіз розподілів за енергією збудження 2^{π} і 3^{π} α -частинок. В 2^{π} α -частинковому розподілі виявлено і виділено канал утворення основного стану ядра ^8Be . Для подій, що відповідають цьому каналу, побудовано розподіл за енергією збудження трьох α -частинок. У біляпороговій 3α -частинковій області виявлено максимум, який може відповідати стану Хойла ядра ^{12}C . Виділено події, що відповідають парціальному каналу реакції $^{14}\text{N}(\gamma, \text{np})^{12}\text{C}^*(0^+)$ з наступним двочастинковим розпадом $^{12}\text{C}^*$ на $\alpha + ^8\text{Be}(0^+)$, і виконано аналіз енергетичних і кутових розподілів α -частинок на кожному етапі розпаду. Раніше у фотоядерних реакціях канал утворення стану Хойла ядра ^{12}C не виділявся.

Ключові слова: фотоядерні реакції, 4 π -детектор, основний стан ядра ^8Be , стан Хойла ядра ^{12}C .

1. Вступ

Стан Хойла ядра ^{12}C (СХ) з $E_0 = 7,65$ МеВ, $J^{\pi} = 0^+$ відіграє особливу роль у нуклеосинтезі, визначаючи елементний склад Всесвіту [1, 2]. Розрахунки в рамках оболонкової моделі не відтворюють внутрішню структуру СХ [3], а близькість до α -частинкового порога дозволяє вважати СХ ідеальним кандидатом для досліджень у рамках α -кластерної моделі ядра. Вважається, що СХ існує як система із трьох α -частинок, однак у численних теоретичних дослідженнях [4–9] розглядається широкий спектр різних геометричних конфігурацій. Відразу ж після його експериментального відкриття, було припущено [4], що СХ може бути лінійним ланцюжком трьох α -частинок. Згідно із цією гіпотезою, СХ міг бути першим елементом ротаційної непарно-позитивної смуги. Однак, у роботі [5] ця гіпотеза була виключена експериментально. Згідно з прогнозами алгебраїчної кластерної моделі, α -частинки розташовані у вершинах рівностороннього трикутника [6, 7]. У цьому випадку очікується, що в трьох α -частинок повинна бути майже однакова енергія. У рамках ферміонної молекулярної динаміки СХ представляється як трикутна конфігурація $\alpha + ^8\text{Be}$ [8, 9]. Також було висловлено припущення, що СХ може бути ядерним аналогом атомної конденсації Бозе-Ейнштейна [10], де 3α -система досить дифузійна, щоб домінувала бозонна приро-

да α -частинки. Моделювання без'ядерної ґратки з використанням киральної теорії ефективного поля [11] пророкує, що три α -частинки будуть розташовані у вершинах тупокутного трикутника. Кожна з цих моделей, незважаючи на величезні відмінності в їх формулюваннях і пророкуваннях структури СХ, успішно пояснює різні експериментальні спостереження.

Експериментальне дослідження СХ досить велике [12–16] – аналізувалися різні реакції з різними детектуючими системами. Особливістю подій, відповідальних за утворення СХ, є те, що всі три α -частинки перебувають у вузькому геометричному конусі. Тому в експериментах, в основному, вибиралися детектори, що фіксують одночасно кілька частинок, але в обмежених геометричних умовах. У реакціях пружного розсіювання дейтронів і α -частинок, в основному, було виконано [12–15] аналіз енергетичних кореляцій α -частинок. Передбачалося, що певні розподіли енергій α -частинок свідчать про відповідні структурні особливості СХ. Зокрема, розпад трьох α -частинок з однаковою енергією пов'язаний зі структурою α -конденсату, а розпад із двома рівними за енергією частинками пов'язаний з давно обговорюваною лінійно-ланцюжковою структурою. У той же час, у роботі [15] оскаржується передбачуваний прямий зв'язок між розподілом енергії і структурою та робиться припущення, що тільки точне вимірювання розподілу енергії на графіку Далітца може забезпечити чутливий тест структурних мо-

делей. А в роботі [16] у реакції, майже вільній від середовища (β^- розпад ^{12}N), у ролі аналізованих змінних також були додані кутові розподіли.

Слід зазначити, що експериментальні роботи – це, в основному, реакції типу $A(a, b)^{12}\text{C}^*$ з зарядженими частинками в якості частинок, що налітають. І практично немає досліджень про СХ у фотоядерних реакціях, викликаних електромагнітною взаємодією, властивості якої детально вивчені. Саме у фотоядерних реакціях простіше, ніж у реакціях під дією нейтронів і заряджених частинок, відокремити ефекти структури ядра від механізмів його збудження. Гамма-квант вносить у ядерну систему малий імпульс, що дозволяє досліджувати взаємодію нуклонів і кластерних підструктур на малих міжнуклонних відстанях. Але, наприклад, раніше в реакції $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$, що є зворотною зоряній, експериментальне виділення СХ було ускладнено через особливу кінематичну конфігурацію.

У даній роботі виконано дослідження реакції $^{14}\text{N}(\gamma, \text{pr})^3\alpha$ при енергіях до мезонного порога. Експеримент проводився методом трекового 4π -детектора (дифузійна камера в магнітному полі напруженості 1,5 Тл). Камера зазнавала впливу пучка гальмівних фотонів з кінцевою енергією 150 МеВ. Низька щільність середовища камери й наявність магнітного поля дозволяють вимірювати кінематичні параметри всіх заряджених частинок у широкому діапазоні енергій і кутів. Камера працювала в режимі, що дозволяє візуально відокремлювати однозарядні частинки від дво-зарядних, порівнюючи густину іонізації й ширину треку після вимірювання його радіуса кривизни. Робоча зона дифузійної камери фотографувалася 2-х об'єктивним стереофотоапаратом. Методика відбору й деякі результати за цією реакцією повідомлялися раніше [17]. Багаточастинковість реакції дозволяє зняти невизначеність, пов'язану з кінематичними умовами реєстрації СХ. В даній роботі будуть представлені енергетичні й кутові розподіли α -частинок у парціальному каналі утворення стану Хойла ядра ^{12}C .

2. Канал утворення основного стану ядра ^8Be

Енергія збудження пари α -частинок визначалася як

$$E_x(\alpha\alpha) = M^{\text{eff}}(^8\text{Be}) - 2m_\alpha, \quad (1)$$

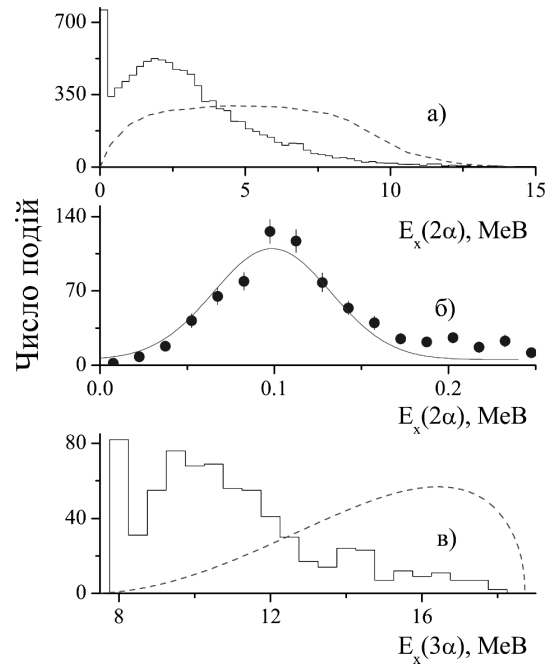


Рис. 1. Розподіл подій за енергією збудження 2α -частинок (а), основний стан ядра ^8Be (б), розподіл подій за енергією збудження системи 3α -частинок (в)

де $M^{\text{eff}}(^8\text{Be})$ – ефективна маса, що дорівнює повній енергії пари α -частинок у системі їх спокою, а m_α – маса α -частинки.

Розподіл подій за $E_x(\alpha\alpha)$ наведено на рис. 1, а, крок гістограмування – 0,25 МеВ. Через нерозрізненість α -частинок, заздалегідь не можна вибрати пару, яка утворювалася в результаті розпаду ядра ^8Be , тому для кожної події реакції обчислено всі можливі комбінації $E_x(\alpha\alpha)$ і на рис. 1 наведені всі значення.

Експериментальний розподіл порівнювався з фазовим:

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

де E_x^{max} – максимальна енергія в системі двох α -частинок, що дорівнює повній енергії в системі центра мас реакції мінус поріг реакції. У даному випадку $n = 5$, $k = 2$. Фазовий розподіл обчислено для гальмівного пучка підсумовуванням розподілів для вузьких інтервалів, де енергія γ -кванта вважалася постійною. Площа під фазовою кривою пронормована на число подій, що приходяться на кожний інтервал. Фазовий розподіл на рис. 1, а показано штриховою кривою.

Відмінність експериментального розподілу від фазового, особливо в області при $E_x < 0,25$ MeV, дозволяє зробити висновок про те, що в реакції утворюються збуджені стани ядра ${}^8\text{Be}$.

Максимум до 0,25 MeV (рис. 1, *a*) показано на рис. 1, *b* крапками з меншим кроком – 15 кеВ. Похибки – статистичні. Виконано фітування розподілом Гауса (суцільна крива на рис. 1, *b*) з положенням максимуму при $E_0 = 0,096 \pm 0,005$ MeV і шириною на піввисоті $\Gamma = 0,064 \pm 0,011$ MeV. Зі спектрометричних вимірювань [18] відомо, що параметри основного стану (ОС) ядра ${}^8\text{Be}$: $E_0 = 0,092$ MeV, $\Gamma = 5,57$ eV, квантові числа – $J^\pi = 0^+$. Положення максимумів (експериментального і в [18]) у межах похибки збігаються. Отже, концентрацію подій довкола 0,1 MeV можна пояснити утворенням ОС ядра ${}^8\text{Be}$. Через недостатню енергетичну роздільну здатність і низьку статистичну забезпеченість в даному експерименті не ставиться завдання уточнення параметрів ОС. Ширина, що спостерігається в даному експерименті, є апаратною.

Основний внесок у спостережуваний максимум дає тільки одна із трьох можливих $\alpha\alpha$ -комбінацій і події, у яких одна з пар α -частинок відповідає утворенню ОС ядра ${}^8\text{Be}$, надійно ідентифікуються. У подіях, для яких у цій області енергій можливо кілька комбінацій, резонансною парою вважалася та, у якій значення E_x було ближче до значення $E_0 = 0,092$ MeV. Відносний внесок парціального каналу ${}^{14}\text{N}(\gamma, \text{np})\alpha{}^8\text{Be}_0 - 20,85\%$. α -частинки, що відповідають утворенню ОС ядра ${}^8\text{Be}$ ідентифіковані як α_2 і α_3 , а α -частинка, що супроводжує ядро ${}^8\text{Be}$ – як α_1 .

3. Енергія збудження системи $\alpha + {}^8\text{Be}_0$

Для каналу утворення основного стану ядра ${}^8\text{Be}$ визначена енергія збудження 3-х α -частинкової системи ($\alpha_1 + {}^8\text{Be}_0 \rightarrow 3\alpha$) як $E_x(3\alpha) = M^{\text{eff}}(3\alpha) - 3m_\alpha$, де $M^{\text{eff}}(3\alpha)$ – ефективна маса, що дорівнює повній енергії 3-х α -частинок у системі їх спокою. Розподіл за $E_x(3\alpha)$ наведено на рис. 1, *в* гістограмою з кроком 0,5 MeV. В розподілі спостерігається структура з кількома максимумами.

Експериментальний розподіл порівнювався з фазовим, розрахованим за формулою (2) з $n = 5$ і $k = 3$ (рис. 1, *в* – штрихова крива). Відмінність експериментального розподілу від фазового мо-

же свідчити про утворення збудженого ядра ${}^{12}\text{C}$. Положення першого максимуму (при $E_x(3\alpha) < 8,0$ MeV) узгоджується з даними [19] про вузький 0^+ стан ядра ${}^{12}\text{C}$ з $E_0 = 7,654$ MeV, що має в літературі назву стан Хойла (СХ) і відіграє особливу роль в астрофізиці. Спостережувана в цьому експерименті ширина резонансу є апаратною.

Події, які відповідають парціальному каналу утворення СХ, можна виділити і, таким чином, реакція зводиться до тричастинкової – ${}^{14}\text{N}(\gamma, \text{np}){}^{12}\text{C}^*$ з ідентифікацією α -частинок у двочастинкових процесах – ${}^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha_1 + {}^8\text{Be}_0 \rightarrow \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$.

Використання в експерименті 4 π -детектора і ідентифікація послідовного двочастинкового каналу розпаду дозволяє виконати аналіз кутових і енергетичних розподілів α -частинок на кожному етапі розпаду.

Відносний вихід СХ в реакції ${}^{14}\text{N}(\gamma, \text{np})3\alpha - 11,77\%$ від числа подій парціального каналу утворення ОС ядра ${}^8\text{Be}$.

4. Енергетичні і кутові розподіли каналу утворення стану Хойла ядра ${}^{12}\text{C}$

На рис. 2, *a* закритими кружечками наведено розподіл залежності кута виходу ядра ${}^{12}\text{C}$ $\Theta({}^{12}\text{C})$ від числа подій у системі центра мас усієї реакції. Тут і далі крапки поставлені посередині кроку гістограмування, помилки – статистичні. Вісь квантування в системі реакції була спрямована уздовж осі ОХ. З рисунка видно, що вихід СХ має сильну асиметрію з максимумом при $61,74 \pm 3,75^\circ$ і шириною на піввисоті $42,74 \pm 7,53^\circ$ (на рис. 2, *a* суцільна крива – фітування функцією Гауса). Така інформація може бути корисна для постановки подальших експериментів з вибором оптимальних геометричних умов.

На рис. 2, *b* наведено диференційний перетин $dN/d\Theta$ у системі спокою $\alpha_1 + {}^8\text{Be}$. Результати представлено відкритими трикутниками. На цьому етапі розпаду в α -частинки і в ядра ${}^8\text{Be}$ квантові характеристики $J^\pi = 0^+$. Виконано фітування лінійною функцією (суцільна лінія) і визначено, що кут нахилу в межах похибки ~ 0 . Це дозволяє зробити висновок про те, що квантові характеристики ядра

^{12}C також $J^\pi = 0^+$, що узгоджується з даними спектроскопічних досліджень для стану Хойла.

На рис. 2, в представлена залежність Θ_{12} від Θ_{13} , визначених як кути розльоту між α_1 -частинкою та α_2 - і α_3 -частинками, відповідно. У системі спокою ядра ^{12}C сума всіх кутів розльоту повинна становити 360° . У рамках кластерної моделі з розташуванням α -частинок у вершинах рівностороннього трикутника події повинні бути зосереджені поблизу $(120^\circ, 120^\circ)$. Як видно з рисунка, експериментальні результати не підтверджують це припущення. Дані швидше за все вказують на очевидне домінування конфігурації $\alpha_1 + ^8\text{Be}$, де α_2 - і α_3 -частинки з малим кутом розльоту відповідають утворенню ядра ^8Be . Також варто відзначити, що розподіл має певну конусоподібну форму (суцільні лінії на рис. 2, в наведені як кордон) з розширенням в область високих кутів.

Відносна енергія α -частинок визначалася як

$$\varepsilon_{\text{id}} = \frac{T_{\text{id}}}{T_0}, \quad (3)$$

де T_0 – сума кінетичних енергій (T) α -частинок, а $\text{id} = 1, 2, 3$ – ідентифікатор α -частинок. У літературі через невизначеність при ідентифікації було прийнято вишиковувати послідовність α -частинок як $T_1 > T_2 > T_3$. У нашому випадку, коли α_1 надійно ідентифікована, було перевірено це припущення про енергії α -частинок і визначено, що переважно α_1 -частинка має максимальну енергію і тільки в 1,2% подій це не так (спостерігається для випадку малих енергій збудження СХ). Дві α -частинки, що утворюють ОС ядра ^8Be , також були відсортовані за енергією.

На рис. 3, а наведено розподіли за різницею $\varepsilon_i - \varepsilon_k$, де i, k – коефіцієнти для перебору α -частинок. Слід зазначити, що розподіли різниць послідовних пар ($\varepsilon_1 - \varepsilon_2$ (відкриті трикутники) і $\varepsilon_2 - \varepsilon_3$ (відкриті квадрати)) концентруються від порога з положенням максимуму при 0,2. У той самий час розподіл $\varepsilon_1 - \varepsilon_3$ (закриті кружечки) – від 0,15 до 0,55, причому максимум розташований при $\sim 0,5$. Так, наприклад, у випадку прямого механізму (без утворення проміжного збудженого ядра ^8Be) ці значення, як очікується, будуть лежати довкола 0,33 (коли частинки ділять енергію розпаду порівну) або максимум при 0,67 (коли одна α -частинка вилітає в протилежному напрямку двох інших).

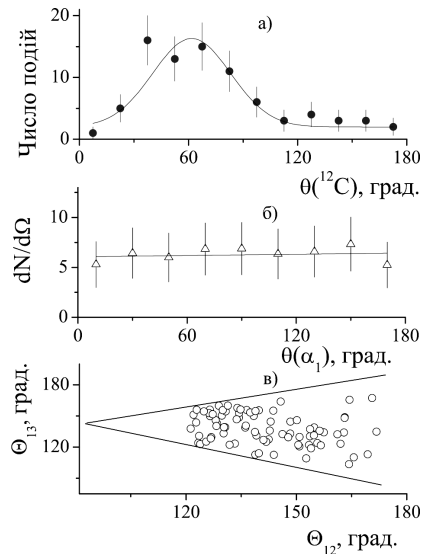


Рис. 2. Розподіл подій в залежності від кута вильоту ядра ^{12}C в стані Хойла (а), залежність диференційного перетину від кута вильоту α_1 -частинки в системі $\alpha_1 + ^8\text{Be}_0$ (б), кореляція кутів розльоту між частинками α_1 і α_2 (Θ_{12}) та α_1 і α_3 -частинками (Θ_{13}) (в)

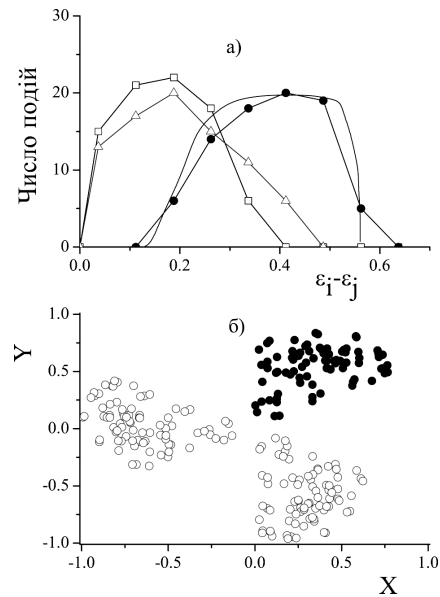


Рис. 3. Розподіли подій за різницею відносних енергій α -частинок (а), діаграма Далітца ядра ^{12}C в стані Хойла (б)

Для порівняння, на експериментальні дані нанесено результат моделювання Монте-Карло [13] в припущенні 100% послідовного розпаду (суцільна лінія на рис. 3, а. Видно, що дані якісно збігаються, у тому числі передбачуване значення максимуму.

Деталі механізмів розпаду стану Хойла на три α -частинки можна вивчити за допомогою симетричного графіка Далітца. Ця техніка особливо підходить для геометричної візуалізації картини розпаду на три частинки рівної маси й дозволяє показати заселеність доступного фазового простору в розпадах трьох тіл. Якщо розпад дійсно є прямим 3-частинковим розпадом, то розподіл подій на діаграмі Далітца повинен бути однорідним. Однак, зазвичай 3-частинкові розпади відбуваються за участю резонансів, тобто збуджена частинка розпадається на резонанс і частинку, а резонанс, у свою чергу, розпадається на дві інші частинки. У цьому випадку розподіл подій на діаграмі Далітца показує суттєво неоднорідну структуру з підвищеною концентрацією подій в області інваріантних мас, співпадаючих з масою резонансів. Діаграма Далітца є зручним інструментом вивчення динаміки 3-частинкових розпадів.

Декартові координати для побудови графіка Далітца можна отримати в такий спосіб [15]:

$$X = \sqrt{3}(\varepsilon_j - \varepsilon_k); \quad Y = 2\varepsilon_i - \varepsilon_j - \varepsilon_k. \quad (4)$$

За визначенням, сума відносних енергій трьох α -частинок дорівнює 1. У нашому експерименті є можливість на повному графіку оцінити внесок кожної компоненти. На рис. 3, б закритими крапками представлена залежність у випадку, коли в розрахунках координати X використовувалися α_2 - і α_3 -частинки. Як видно, концентрація значень розташована при $X, Y > 0$, що дає додатковий критерій для виділення пари α -частинок, що утворюють ОС ядра ${}^8\text{Be}$. А в випадку інших комбінацій (відкриті крапки) одне із значень (X або Y) < 0 . Розподіл Далітца підтверджує наявність проміжної збудженої частинки (${}^8\text{Be}$).

5. Висновки

Методом трекового 4 π -детектора (дифузійна камера в магнітному полі на пучку гальмівних фотонів з $E_\gamma^{\text{max}} = 150$ MeV) виконано дослідження реакції ${}^{14}\text{N}(\gamma, \text{np}){}^{12}\text{C}$. Проведено аналіз розподілів подій за енергією збудження 2^x і 3^x α -частинок. У 2^x α -частинковому розподілі виявлено і виділено канал утворення основного стану ядра ${}^8\text{Be}$. Для подій, що відповідають цьому каналу, побудовано розподіл подій за енергією збудження трьох α -частинок. У біляпороговій 3^x α -частинковій області виявлено

пік, який може відповідати стану Хойла ядра ${}^{12}\text{C}$. Таким чином, виділено парціальний канал реакції ${}^{14}\text{N}(\gamma, \text{np}){}^{12}\text{C}^*$ з подальшим двочастинковим розпадом ${}^{12}\text{C}^*$ на $\alpha_1 + {}^8\text{Be}_0$. Виконано аналіз енергетичних і кутових розподілів α -частинок на різних етапах утворення. Кутові розподіли в системі центра мас ядра ${}^{12}\text{C}$ є ізотропними і це дозволяє зробити висновок про те, що квантові характеристики ядра ${}^{12}\text{C}$ $J^\pi = 0^+$. Також показано, що енергія α -частинки, що супроводжує утворення основного стану ядра ${}^8\text{Be}$, має найбільше значення. Раніше, у фотоядерних реакціях канал утворення стану Хойла ядра ${}^{12}\text{C}$ не виділявся.

1. F.-K. Thielemann, F. Brachwitz, C. Freiburghaus *et al.* Element synthesis in stars. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **46**, 5 (2001).
2. M. Freer, H.O.U. Fynbo. The Hoyle state in ${}^{12}\text{C}$. *Progr. in Part. and Nucl. Phys.* **78**, 1 (2014).
3. A.C. Dreyfuss, K.D. Launey, T. Dytrych *et al.* Hoyle state and rotational features in Carbon-12 within a no-core shell-model framework. *Phys. Lett. B* **727**, 511 (2013).
4. H. Morinaga. Interpretation of some of the excited states of 4n self-conjugate nuclei. *Phys. Rev.* **101**, 254 (1956).
5. M. Itoh, H. Akimune, M. Fujiwara *et al.* Candidate for the 2^+ excited Hoyle state at $E_x \sim 10$ MeV in ${}^{12}\text{C}$. *Phys. Rev. C* **84**, 054308 (2011).
6. R. Bijker, F. Iachello. The algebraic cluster model: Three-body clusters. *Ann. Phys.* **298**, 334 (2002).
7. D.J. Marin-Lambarri, R. Bijker, M. Freer *et al.* Evidence for triangular D3h symmetry in ${}^{12}\text{C}$. *Phys. Rev. Lett.* **113**, 012502 (2014).
8. Y. Kanada-En'yo. The structure of ground and excited states of ${}^{12}\text{C}$. *Prog. Theor. Phys.* **117**, 655 (2007).
9. M. Chernykh, H. Feldmeier, T. Neff. The structure of the Hoyle state in ${}^{12}\text{C}$. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 032501 (2007).
10. Y. Funaki, H. Horiuchi, W. von Oertzen *et al.* Concepts of nuclear α -particle condensation. *Phys. Rev. C* **80**, 064326 (2009).
11. E. Epelbaum, H. Krebs, T.A. Lahde *et al.* Viability of carbon-based life as a function of the light quark mass. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 112502 (2013).
12. Ad.R. Raduta, B. Borderie, E. Geraci *et al.* Evidence for α -particle condensation in nuclei from the Hoyle state deexcitation. *Phys. Lett. B* **705**, 65 (2011).
13. D. Dell'Aquila, I. Lombardo, G. Verde *et al.* High-precision probe of the fully sequential decay width of the hoyle state in ${}^{12}\text{C}$. *Phys. Rev. Lett.* **119**, 132501 (2017).
14. R. Smith, Tz. Kokalova, C. Wheldon *et al.* New measurement of the direct 3α decay from the ${}^{12}\text{C}$ Hoyle state. *Phys. Rev. Lett.* **119**, 132502 (2017).
15. T.K. Rana, S. Bhattacharya, C. Bhattacharya *et al.* New high precision study on the decay width of the Hoyle state in ${}^{12}\text{C}$. *Phys. Lett. B* **793**, 130 (2019).

16. J. Bishop, G.V. Rogachev, S. Ahn *et al.* Almost medium-free measurement of the Hoyle state direct-decay component with a TPC. *Phys. Rev. C* **102**, 041303(R) (2020).
17. Serhii N. Afanasiev. Study of $^{14}\text{N}(\gamma, np)3\alpha$ reaction for E_γ up to 150 MeV. *East Eur. J. Phys.* **1**, 5 (2022).
18. D.R. Tilley, J.H. Kelley, J.L. Godwin *et al.* Energy levels of light nuclei $A = 8, 9, 10$. *Nucl. Phys. A* **745**, 155 (2004).
19. F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei $A = 11-12$. *Nucl. Phys. A* **506**, 1 (1990).

Received 28.11.22

*S.N. Afanasiev*THE HOYLE STATE OF ^{12}C
NUCLEUS IN THE $^{14}\text{N}(\gamma, np)3\alpha$ REACTION

The distributions over the excitation energies of the systems of two and three α -particles in the $^{14}\text{N}(\gamma, np)3\alpha$ reaction have

been analyzed. In the 2α -particle distribution, a channel of the ^8Be nucleus formation in the ground state is revealed and resolved. For the events corresponding to this channel, a distribution of events over the excitation energy of three α -particles is plotted. A maximum is found in the near-threshold 3α -particle region, which can correspond to the Hoyle state of ^{12}C nucleus. Events corresponding to the partial channel of the $^{14}\text{N}(\gamma, np)^{12}\text{C}^*(0^+)$ reaction with the subsequent two-particle decay $^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha + ^8\text{Be}(0^+)$ are separated, and the energy and angular distributions of α -particles at each decay stage are analyzed. The channel of ^{12}C nucleus formation in the Hoyle state in photonuclear reactions has not been identified earlier.

Keywords: photonuclear reactions, 4π -detector, ground state of ^8Be nucleus, Hoyle state of ^{12}C nucleus.