

Б.Є. ГРИНЮК, Д.В. П'ЯТНИЦЬКИЙ

Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України
(Вул. Метрологічна, 14b, Київ 03143; e-mail: bgrinyuk@bitp.kiev.ua)

СТРУКТУРА ЯДРА ^{14}N У П'ЯТИКЛАСТЕРНІЙ МОДЕЛІ

УДК 530.143.5

Досліджено просторову структуру ядра ^{14}N в рамках п'ятичастинкової моделі (три α -частинки і два нуклони). Розраховано енергію і хвильову функцію основного стану цієї п'ятичастинкової системи на основі варіаційного підходу з використанням гаусоїдних базисів. Виявлено дві просторові конфігурації у хвильовій функції основного стану. Проаналізовано розподіли густини, парні кореляційні функції і імпульсні розподіли частинок в ядрі ^{14}N та порівняно із відповідними розподілами для дзеркальних ядер ^{14}C і ^{14}O .

Ключові слова: кластерна структура ядра ^{14}N , зарядовий розподіл густини, парні кореляційні функції, імпульсні розподіли.

1. Вступ

У даній роботі ми досліджуємо структурні властивості ядра ^{14}N як системи трьох α -частинок і двох додаткових нуклонів (нейтрона і протона). Сталий інтерес до структури цього ядра можна пояснити, зокрема, його важливою роллю в ядерних реакціях синтезу у зірках.

Наш п'ятичастинковий підхід може мати досить непогану точність, як це було продемонстровано у розрахунках структурних функцій три- та чотирикластерних ядер [1–5], які складаються з α -частинок і двох додаткових нуклонів. Подібна п'ятичастинкова модель [6] була використана для передбачення зарядового радіуса ядра ^{14}O на основі близькості структури дзеркальних ядер ^{14}C і ^{14}O .

Як відомо, α -кластери настільки сильно зв'язані системи чотирьох нуклонів (з енергією зв'язку 28,3 МеВ у ядра ^4He) і мають настільки малу поляризованість, що вони можуть розглядатись як безструктурні частинки доки можна ігнорувати їх збудження ударами частинок з енергією більше ~ 20 МеВ. Хоча початковий гамільтоніан мі-

стить “точкові” α -частинки, після розрахунку ми враховуємо їхні розміри і власні розподіли густини в рамках наближення Хелма (див. нижче). У принципі нуклонну структуру α -частинок можна було б врахувати більш точно [1], якщо домножити хвильову функцію ядра, отриману в рамках α -частинкової моделі, на хвильові функції ядер ^4He , отримані незалежно в термінах їх нуклонних змінних, а потім антисиметризувати повну хвильову функцію відносно тотожних нуклонів. Для основного стану ядра і деяких низько розташованих енергетичних рівнів (для яких збудженнями самих α -частинок можна нехтувати), наша п'ятичастинкова модель може бути не гіршою за точністю, ніж наближення типу [7], де необхідно мати справу з усіма нуклонними ступенями вільності, а значить розв'язувати значно більш складну задачу.

Для розв'язання п'ятичастинкової задачі ми застосовуємо варіаційний метод з гаусоїдними базами [8, 9], який часто використовується для дослідження зв'язаних станів систем декількох частинок.

У наступному розділі ми наводимо потенціали взаємодії між частинками. У розділі 3 обговорю-

ємо середньоквадратичні радіуси і розподіли густини частинок в ядрі ^{14}N . Відносні відстані між частинками і парні кореляційні функції наведено в розділі 4. У розділі 5 обговорюються дві просторові конфігурації в основному стані ^{14}N . В розділі 6 наведено імпульсні розподіли. Майже в усіх випадках ми порівнюємо структурні функції ядра ^{14}N з відповідними функціями ^{14}C та ^{14}O в рамках подібної п'ятичастинкової моделі.

2. Постановка задачі

У нашій моделі п'ятичастинковий гамільтоніан ядра ^{14}N , на додачу до кінетичної енергії, містить парні потенціали ядерної та кулонівської взаємодії між частинками:

$$\hat{H} = \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m_p} + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m_n} + \sum_{i=3}^5 \frac{\mathbf{P}_i^2}{2m_\alpha} + U_{pn}(r_{12}) + \sum_{j>i=3}^5 \hat{U}_{\alpha\alpha}(r_{ij}) + \sum_{j=3}^5 \hat{U}_{p\alpha}(r_{1j}) + \sum_{j=3}^5 \hat{U}_{n\alpha}(r_{2j}) + \sum_{j>i=1}^5 \frac{Z_i Z_j e^2}{r_{ij}}. \quad (1)$$

Індекси p , n і α в (1) позначають, відповідно, протон, нейтрон і α -частинку. У кулонівському доданку величини Z_i – заряди частинок в одиницях елементарного заряду e : $Z_1 = 1$ для додаткового протона, $Z_2 = 0$ для додаткового нейтрона і $Z_3 = Z_4 = Z_5 = 2$ для α -частинок. Ядерний потенціал $U_{pn}(r_{12})$ взаємодії між додатковими нуклонами в триплетному стані взято у формі локального потенціалу, запропонованого в роботі [10], з двома доданками у вигляді гаусоїд – притягування (з інтенсивністю $-146,046$ МеВ і радіусом $1,271$ Фм) і відштовхування (з інтенсивністю $840,545$ МеВ і радіусом $0,44$ Фм). Цей простий потенціал відтворює правильні експериментальні значення енергії зв'язку $\epsilon_d = 2,224576$ МеВ і зарядового радіуса $R_d = 2,140$ Фм дейтрона, а також експериментальної триплетної довжини np -розсіяння $a_{np,t} = 5,424$ Фм і дає непоганий опис фази np -розсіяння в триплетному стані (до ~ 300 МеВ). Цей потенціал був успішно застосований [10–12] для дослідження структурних функцій ядра ^6Li і їх асимптотик.

Потенціали $U_{n\alpha}$ і $U_{p\alpha}$, а також потенціал взаємодії між α -частинками $U_{\alpha\alpha}$ – узагальненого типу, з локальними і нелокальними (сепарабельними)

доданками. Потенціали такого типу були вперше запропоновані в роботах [13, 14] для врахування ефектів обміну між частинками взаємодіючих кластерів і були успішно застосовані, зокрема, у розрахунках [1, 3, 5, 6] ядер з декількох кластерів. Параметри потенціалів $\hat{U}_{p\alpha}$ і $\hat{U}_{n\alpha}$, які містять локальне притягування і сепарабельне відштовхування, наведено в [6], де ці потенціали були використані для дослідження структури дзеркальних ядер ^{14}C і ^{14}O . Що стосується потенціалу $\hat{U}_{\alpha\alpha}$ між α -частинками, то його параметри трохи відрізняються від тих, що використані в [6]. Ця невелика зміна була необхідна для відтворення з гарною точністю експериментальної енергії і зарядового радіуса ядра ^{14}N . В локальній частині цього потенціалу, що складається з двох гаусоїдних доданків, ми використовуємо ті самі інтенсивності локального притягування $-43,5$ МеВ і відштовхування $240,0$ МеВ, але трохи більші радіуси: $2,746$ Фм і $1,530$ Фм, відповідно. Сепарабельне відштовхування у потенціалі $\hat{U}_{\alpha\alpha}$ [6] не змінювалося.

Енергія основного стану і хвильова функція розраховувалися з використанням варіаційного методу у гаусоїдному представленні [8, 9], який довів свою високу точність у розрахунках систем декількох частинок. Для основного стану п'ятичастинкової системи (яка складається з трьох α -частинок та двох додаткових нуклонів), хвильова функція може бути записана у вигляді

$$\Phi = \hat{S} \sum_{k=1}^K C_k \varphi_k \equiv \hat{S} \sum_{k=1}^K C_k \exp \left(- \sum_{j>i=1}^5 a_{k,ij} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2 \right), \quad (2)$$

де \hat{S} – оператор симетризації по координатам тотожних α -частинок, а лінійні коефіцієнти C_k і нелінійні параметри $a_{k,ij}$ – варіаційні параметри. Чим вища розмірність K базиса, тим більш точний можна отримати результат. Зауважимо, що для всякого K пробна хвильова функція точно інваріантна відносно трансляцій у просторі, і отже розрахована кінетична енергія центра мас системи, як відомо, буде точно дорівнювати нулю. Лінійні коефіцієнти C_k можна знайти на основі метода Гальоркіна із системи лінійних рівнянь для визначе-

ння енергії системи:

$$\sum_{m=1}^K C_m \langle \hat{S}\varphi_k | \hat{H} - E | \hat{S}\varphi_m \rangle = 0, \quad k = 0, 1, \dots, K. \quad (3)$$

Матричні елементи в (3) обчислюються в явному вигляді для таких потенціалів, як кулонівський, або таких, що є суперпозицією гаусоїд. Наші потенціали між частинками якраз мають вигляд суми декількох гаусоїд, в тому числі це стосується гаусових формфакторів у відштовхувальних сепарабельних доданках. В результаті система (3) стає системою алгебраїчних рівнянь. Ми досягли необхідної високої точності розрахунку, використовуючи до $K = 600$ функцій гаусоїдного базису. Для фіксації нелінійних варіаційних параметрів $a_{k,ij}$, ми використовували як стохастичний підхід [8, 9], так і регулярні методи. Це дозволяє отримувати найкращу точність при розумних значеннях розмірності K . Зауважимо, що фактично ми розв'язували п'ятичастинкову задачу велику кількість разів, підбираючи параметри потенціалів, щоб отримати експериментальну енергію зв'язку ядра ^{14}N (19,772 MeV без урахування власної енергії зв'язку α -частинок) та його зарядовий радіус (2,558 Фм [15]).

В результаті розрахунків маємо хвильову функцію основного стану ядра ^{14}N у п'ятичастинковій моделі. Це дозволяє нам аналізувати структурні функції цього ядра. В наступному розділі обговорюються розподіли густини частинок і зарядовий розподіл густини ядра ^{14}N .

3. Розподіли густини і середньоквадратичні радіуси ядра ^{14}N

Розподіл густини ймовірності $n_i(r)$ частинки з номером i в системі частинок із хвильовою функцією $|\Phi\rangle$, як відомо,

$$n_i(r) = \langle \Phi | \delta(\mathbf{r} - (\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_{\text{с.м.}})) | \Phi \rangle, \quad (4)$$

де $\mathbf{R}_{\text{с.м.}}$ – центр мас системи. Розподіли густини ймовірності нормовані на одиницю, $\int n_i(r) d\mathbf{r} = 1$.

На рис. 1 показано $r^2 n_p(r)$, $r^2 n_n(r)$ і $r^2 n_\alpha(r)$ – розподіли густини (домножені на r^2) додаткового протона, додаткового нейтрона і α -частинок, відповідно, в ядрі ^{14}N . Зауважимо, що подібні залежності були отримані нами [6] для ядер ^{14}C і ^{14}O , і

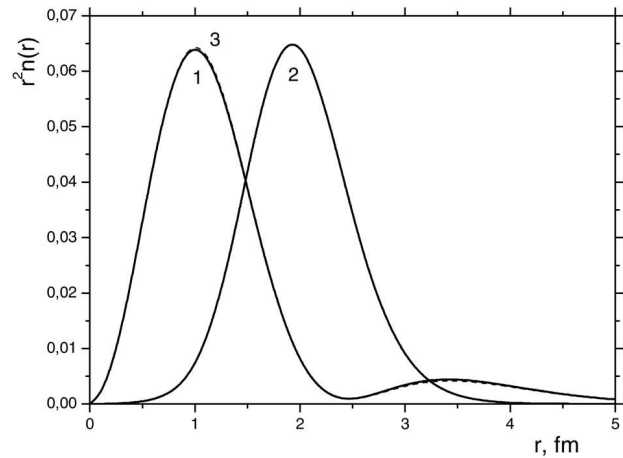


Рис. 1. Розподіли густини ймовірності, домножені на r^2 , для додаткового протона (суцільна крива 1) і α -частинок (суцільна крива 2) в ядрі ^{14}N . Пунктирна крива 3 – така сама величина для додаткового нейтрона

це означає, що ядро ^{14}N може мати майже таку саму просторову структуру. Видно, що додаткові нуклони в таких п'ятичастинкових ядрах рухаються, головним чином, всередині кластера ^{12}C , сформованого α -частинками. Невеликий другий максимум кривої 1 при $r \approx 3,4$ Фм свідчить про те, що додатковий протон (як і додатковий нейтрон) в ядрі ^{14}N можна знайти за межами кластера ^{12}C , але з досить невеликою ймовірністю. Зауважимо, що додатковий протон з'являється за межами кластера ^{12}C трохи частіше, ніж додатковий нейтрон, головним чином завдяки його кулонівському відштовхуванню від α -частинок. Нижче показано, що два максимуми кривої 1 (і пунктирної кривої 3) є наслідком наявності двох просторових конфігурацій, які явно присутні в ядрі ^{14}N .

Для знаходження середньоквадратичного зарядового радіуса ядра ^{14}N ми використовуємо відоме наближення Хелма [16, 17], яке дозволяє простим чином врахувати той факт, що частинки не є "точковими". В рамках цього наближення зарядовий розподіл густини для ядра ^{14}N :

$$n_{\text{ch}}(r) = \frac{6}{7} \int n_\alpha(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) n_{\text{ch},^4\text{He}}(r') d\mathbf{r}' + \frac{1}{7} \int n_p(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) n_{\text{ch},p}(r') d\mathbf{r}', \quad (5)$$

є сумою двох згорток, перша з яких є згортокою розподілу n_α густини ймовірності знайти α -

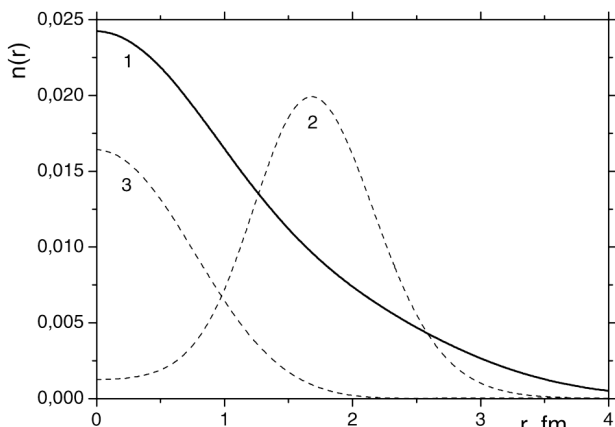


Рис. 2. Зарядовий розподіл густини в ядрі ^{14}N (нормований як $\int n_{\text{ch}}(r) dr = 1$) – крива 1. Пунктирна крива 2 – розподіл густини ймовірності “точкових” α -частинок в ядрі ^{14}N . Пунктирна крива 3 – розподіл густини $n_p(r)$ (домножений на 10^{-1}) для “точкового” додаткового протона

частинку в ядрі ^{14}N із розподілом зарядової густини $n_{\text{ch},4\text{He}}$ самої α -частинки, тоді як другий доданок – згортка подібних розподілів для додаткового протона. Коефіцієнти перед інтегралами пропорційні заряду всіх α -кластерів ($6/7$) і додаткового протона ($1/7$). Величини n_α і n_p розраховуються в рамках нашої п'ятичастинкової моделі відповідно до (4), тоді як $n_{\text{ch},4\text{He}}$ і $n_{\text{ch},p}$ отримуються із експериментальних формфакторів [18] та [19], відповідно. У співвідношенні (5) нехтуємо невеличким внеском додаткового нейтрона. Нормування зарядового розподілу густини $\int n_{\text{ch}}(r) dr = 1$, тобто необхідно домножати його на Ze для отримання відповідної розмірності.

На рис. 2 показано зарядовий розподіл густини (5) ядра ^{14}N (суцільна крива 1). Незважаючи на те, що розподіл густини “точкових” α -частинок має “провал” на малих відстанях (див. пунктирну криву 2), інтегрування разом із $n_{\text{ch},4\text{He}}$ в (5) згладжує цей ефект повністю. Розподіл густини додаткового протона (пунктирна крива 3 зображує $0,1n_p$) слабо впливає на загальний результат зав-

Розраховані середньоквадратичні відносні відстані і радіуси (Фм) для ядра ^{14}N

r_{pn}	$r_{p\alpha}$	$r_{n\alpha}$	$r_{\alpha\alpha}$	R_p	R_n	R_α	R_m	R_{ch}
2,237	2,692	2,683	3,559	1,598	1,585	2,064	2,556	2,558

дяки множнику $1/7$, але протон також дає внесок на малих відстанях і згладжує загальний зарядовий розподіл густини ядра. Аналогічна згладжена поведінка зарядового розподілу густини в наближенні Хелма отримана для ядра ^{14}C з двома додатковими нейтронами, і, звичайно, для ^{14}O з двома додатковими протонами [6]. Важливо зауважити, що наближення Хелма [16, 17], яке використовується в нашій моделі, не враховує ефекти обміну між тотожними нуклонами, присутніми в розглядуваних ядрах, і тому це наближення досить непогане лише, коли кластери не перекриваються. Для покращення наближення і отримання майже точної хвильової функції ядра (як відзначалося в [1]) необхідно домножити отриману п'ятикластерну функцію на хвильові функції α -частинок (записані через нуклонні ступені вільності), а потім антисиметризувати отриману чотирнадцятинуклонну хвильову функцію відносно тотожних нуклонів. Це виходить за рамки даного дослідження, тому ми опускаємо порівняння результатів, отриманих у рамках наближення Хелма для зарядових розподілів густини (і відповідних формфакторів) з експериментальними даними.

Як відомо, середньоквадратичний радіус R_i розподілу густини ймовірності $n_i(r)$ визначається як $R_i = (\int r^2 n_i(r) dr)^{1/2}$. Маючи хвильову функцію в явному вигляді як суму гаусоїд, ми безпосередньо отримуємо середньоквадратичні радіуси для ядра ^{14}N в рамках п'ятичастинкової моделі. В таблиці наведено середньоквадратичні радіуси, отримані для “точкового” додаткового протона R_p , нейтрона R_n і α -частинок R_α в ядрі ^{14}N . Ми також наводимо розраховані середньоквадратичні радіуси – масовий R_m і зарядовий R_{ch} . Для зручності, ми наводимо також середньоквадратичні відносні відстані r_{ij} між частинками (див. наступний розділ, де дається визначення r_{ij} і вказується їх зв'язок із середньоквадратичними радіусами R_i).

4. Парні кореляційні функції і відносні відстані

Більше інформації щодо структури ядра можна отримати з аналізу парних кореляційних функцій. Парна кореляційна функція $g_{ij}(r)$ для пари частинок i і j визначається як

$$g_{ij}(r) = \langle \Phi | \delta(\mathbf{r} - (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)) | \Phi \rangle, \tag{6}$$

і вона є густиною ймовірності знайти частинки i та j на деякій відстані r між ними. Ці функції нормовані як $\int g_{ij}(r) dr = 1$. Квадрати середньоквадратичних відносних відстаней $\langle r_{ij}^2 \rangle$ безпосередньо виражаються через парні кореляційні функції g_{ij} :

$$\langle r_{ij}^2 \rangle = \int r^2 g_{ij}(r) dr. \quad (7)$$

Розраховані середньоквадратичні відстані $r_{ij} \equiv \langle r_{ij}^2 \rangle^{1/2}$ між частинками в ядрі ^{14}N наведено в таблиці. Відзначимо, що середньоквадратичні радіуси R_i пов'язані із середньоквадратичними відносними відстанями r_{jk} :

$$R_i^2 = \frac{1}{M^2} \left((M - m_i) \sum_{j \neq i} m_j r_{ij}^2 - \sum_{\substack{j < k \\ (j \neq i, k \neq i)}} m_j m_k r_{jk}^2 \right), \quad (8)$$

де M – повна маса системи частинок. Отже, середньоквадратичні радіуси R_i можна було б рахувати не лише безпосередньо через розподіли густини, а також (що еквівалентно) за допомогою парних кореляційних функцій і співвідношень (7) і (8). Зауважимо, що відносні відстані між частинками виявляються порядку (або навіть трохи більше) за суму їх власних розмірів. Цей факт є одним з обґрунтувань справедливості нашої кластерної моделі.

Оскільки середнє від парного локального потенціалу $V_{ij}(r)$ виражається безпосередньо через парну кореляційну функцію $g_{ij}(r)$:

$$\langle \Phi | V_{ij} | \Phi \rangle = \int V_{ij}(r) g_{ij}(r) dr, \quad (9)$$

то, внаслідок варіаційного принципу, функція $g_{ij}(r)$ буде такою, що вона має максимум, де потенціал притягувальний, і мінімум в області відштовхування (якщо роль кінетичної енергії не є вирішальною). Маса α -частинок приблизно в чотири рази більша за масу кожного з додаткових нуклонів, і головним чином тому їх кінетична енергія суттєво менша, ніж у додаткових нуклонів (див. нижче). В результаті форма парної кореляційної функції $g_{\alpha\alpha}(r)$ визначається, в основному, потенціалом $\hat{U}_{\alpha\alpha}$ і має яскраво виражений максимум (крива 1 на рис. 3) біля мінімуму притягу-

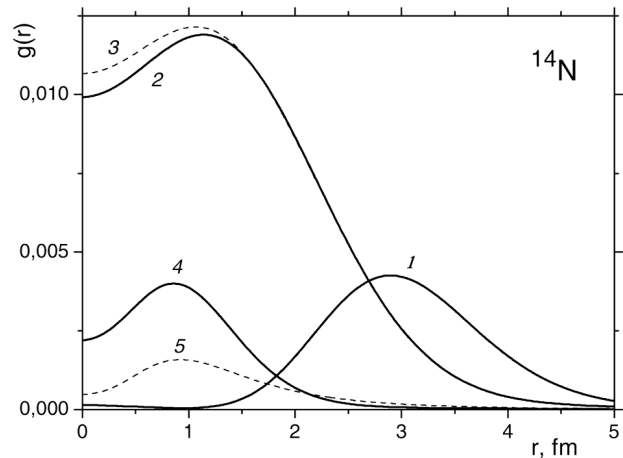


Рис. 3. Парні кореляційні функції для ядра ^{14}N . Суцільною кривою 1 показано $g_{\alpha\alpha}(r)$, суцільна крива 2 – $g_{p\alpha}(r)$, а пунктирна крива 3 відповідає $g_{n\alpha}(r)$. Крива 4 – парна кореляційна функція (домножена на 0,1) для додаткових нуклонів, $0,1g_{pn}(r)$, а пунктирна крива 5 – квадрат хвильової функції дейтрона (домножена на 0,1)

вального потенціалу. З другого боку, завдяки присутності локального відштовхування в тому ж потенціалі на малих відстанях, функція $g_{\alpha\alpha}(r)$ має провал в області малих відстаней. Отже, форма $g_{\alpha\alpha}(r)$ свідчить про те, що α -частинки головним чином знаходяться на деякій відстані $r_{\alpha\alpha}$ одна від одної (див. таблицю), яка приблизно рівна подвоєному радіусу α -частинки, і вони формують трикутник кластера ^{12}C . Такий самий кластер присутній в ядрах ^{14}C і ^{14}O , як видно з рис. 4, де показано парні кореляційні функції для ядра ^{14}C (ми не наводимо майже ідентичні відповідні функції для ядра ^{14}O). Але оскільки $\alpha\alpha$ -потенціал, який використовується в даній роботі, має дещо більший радіус, ніж прийнятий в [6], природно отримати $r_{\alpha\alpha} \cong 3,6$ Фм для ядра ^{14}N замість $r_{\alpha\alpha} \cong 3,2$ Фм для ядер ^{14}C і ^{14}O [6].

Дейтронний кластер в ядрі ^{14}N , сформований двома додатковими нуклонами, має (в середньому, з якісної точки зору) майже ту саму форму, що і вільний дейтрон, як видно з рис. 3, де можна порівняти функцію $g_{pn}(r)$, показану для ядра ^{14}N (суцільна крива 4), із $g_{pn}(r) \equiv |\psi_d(r)|^2$ для вільного дейтрона (пунктирна крива 5). Але дейтронний кластер в ядрі ^{14}N сильніше зв'язаний, ніж дейтрон у вільному стані. Тому асимптотика функції $g_{pn}(r)$ вільного дейтрона йде вище від функції

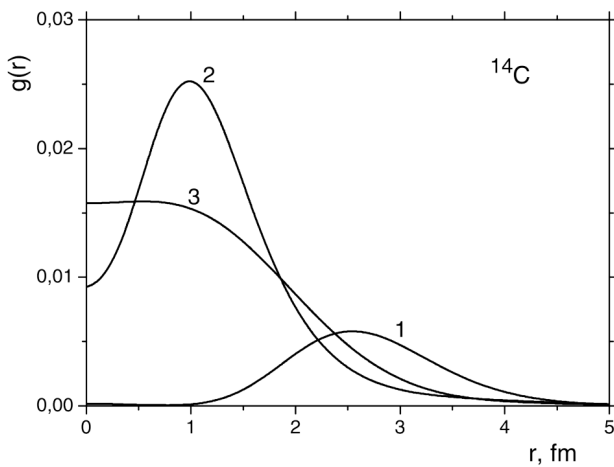


Рис. 4. Парні кореляційні функції для ядра ^{14}C : $g_{\alpha\alpha}(r)$ – крива 1, $g_{nn}(r)$ – крива 2 і $g_{n\alpha}(r)$ – крива 3

$g_{pn}(r)$ для ядра ^{14}N , в той час, як на малих відстанях – навпаки (завдяки умові нормування). Парна кореляційна функція двох додаткових нуклонів $g_{nn}(r)$ для ^{14}C , як і $g_{pp}(r)$ для ^{14}O , також мають мінімум на малих відстанях (див. рис. 4, крива 2) завдяки присутності короткодючого відштовхування у нашому синглетному нуклон-нуклонному потенціалі [3, 5, 6].

Функції $g_{p\alpha}(r)$ і $g_{n\alpha}(r)$ для ядра ^{14}N мають невеличке пониження на малих відстанях (див. рис. 3), тоді як відповідні функції $g_{n\alpha}(r)$ для ^{14}C і $g_{p\alpha}(r)$ для ^{14}O не мають явно вираженого пониження взагалі (див. рис. 4 для ^{14}C). Майже така сама залежність виявилась у $g_{p\alpha}(r)$ для ^{14}O . Той факт, що зазначені кореляційні функції не зникають на малих відстанях, можна пояснити відсутністю короткодючого локального відштовхування в нашій моделі узагальненого потенціалу взаємодії між нуклоном і α -частинкою. Цей потенціал містить локальне чисте притягування плюс нелокальне (сепарабельне) відштовхування більшого радіуса [6].

5. Дві конфігурації в ядрах ^{14}N , ^{14}C і ^{14}O

Щоб структура основного стану ядра ^{14}N (а також ядер ^{14}C і ^{14}O) стала більш зрозумілою, розглянемо величину $P(r, \rho, \theta)$, пропорційну густині ймовірності знайти додаткові нуклони на певній відстані r між собою і знайти їх центр мас на відстані

ρ від центра мас кластера ^{12}C :

$$P(r, \rho, \theta) = r^2 \rho^2 \langle \Phi | \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{NN}) \delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_{(NN),(3\alpha)}) | \Phi \rangle, \quad (10)$$

де θ – це кут між векторами \mathbf{r} і $\boldsymbol{\rho}$. Вважаємо, що $\theta = 0^\circ$ відповідає просторовій конфігурації, в якій додаткові протон та нейтрон, а також центр мас кластера ^{12}C знаходяться на одній лінії, при цьому протон розташований далі від ^{12}C , ніж нейтрон. Кут $\theta = 180^\circ$ відповідає майже такій самій конфігурації, але нейтрон тепер розташований далі від центра мас кластера ^{12}C . Якщо розглядати ядра ^{14}C і ^{14}O , то конфігурації із $\theta = 0^\circ$ і $\theta = 180^\circ$ будуть тотожними завдяки ідентичності додаткових нуклонів. Хоча ці два кути не еквівалентні для ядра ^{14}N , конфігурації із θ і $180^\circ - \theta$ дуже схожі (приблизно однакові), оскільки роль кулонівської взаємодії не є вирішальною. Тому на графіках ми не наводимо $P(r, \rho, \theta)$ для $\theta > 90^\circ$.

Величина $P(r, \rho, \theta)$, знайдена для ядра ^{14}N , показана на рис. 5 для $\theta = 0^\circ$, $\theta = 30^\circ$, $\theta = 45^\circ$ і $\theta = 90^\circ$ як функція r і ρ . На поверхні $P(r, \rho, \theta)$ спостерігаються два піки при $\theta = 0^\circ$ (так само, як і при $\theta = 180^\circ$, що не показано на рисунку) і лише один пік при $\theta = 90^\circ$. Решта кутів дають проміжні результати (див. рис. 5 для $\theta = 30^\circ$ і $\theta = 45^\circ$). Якби не множник $r^2 \rho^2$ в (10), то основний пік, присутній при всіх кутах θ , знаходився б якраз при $\rho = 0$, тобто центр мас кластера ^{12}C і центр мас дейтрона збігалися б. Порівняно менший (ніж вільний дейтрон, див. рис. 3) дейтронний кластер рухається головним чином всередині кластера ^{12}C . Другий пік проявляється, в основному, при $\theta = 0^\circ$ і відповідає конфігурації, в якій додатковий нейтрон розташований всередині кластера ^{12}C , тоді як додатковий протон знаходиться на деякій відстані від центра ядра (зовні кластера ^{12}C). При $\theta = 180^\circ$ спостерігається майже така сама конфігурація (не показано на рисунку). Але в цьому випадку додатковий протон знаходиться всередині кластера ^{12}C . Саме такі конфігурації дають внесок у другий максимум у розподілі густини ймовірності кожного з додаткових нуклонів (див. рис. 1). В такій конфігурації центр мас підсистеми додаткових нуклонів не збігається з центром мас кластера ^{12}C . Майже такі самі (з якісної точки зору) дві конфігурації спостерігаються в основному стані ядра ^{14}C

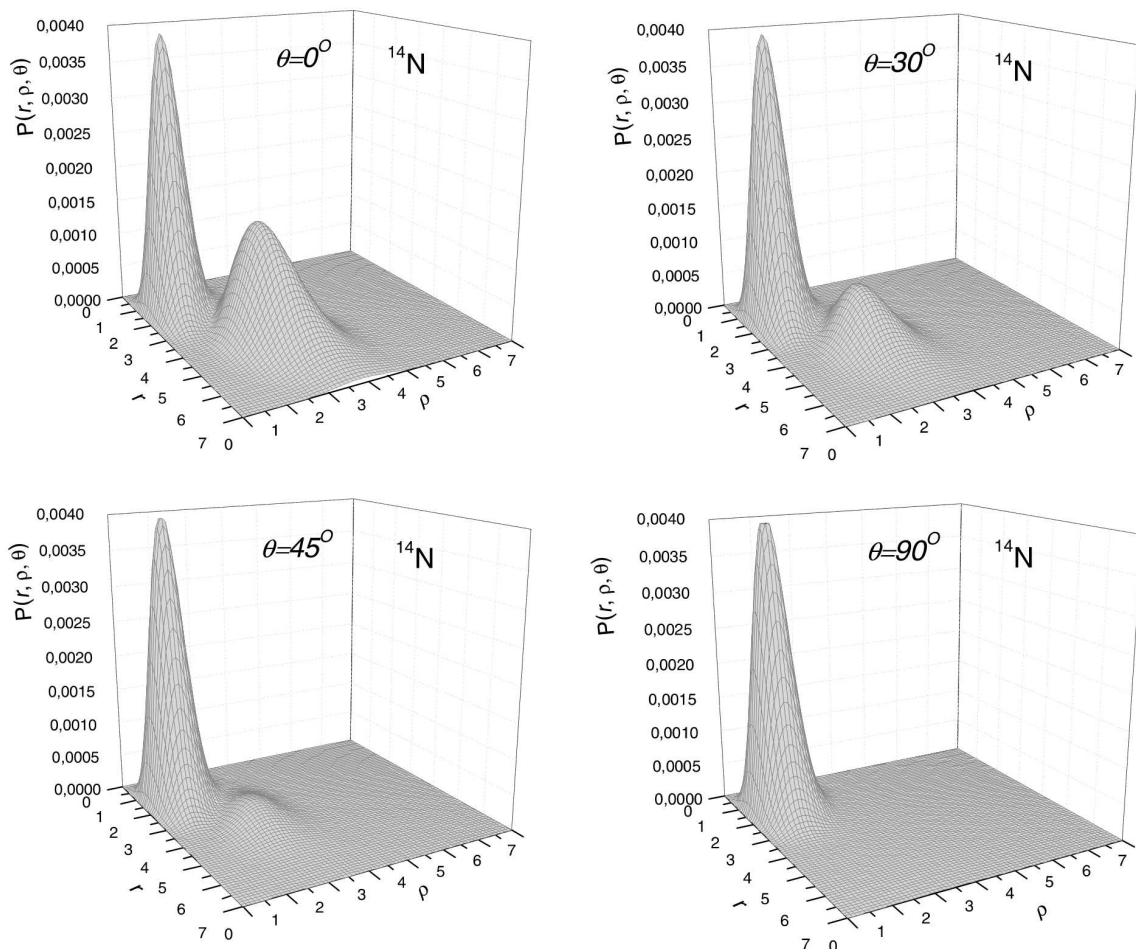


Рис. 5. Дві конфігурації в основному стані ядра ^{14}N , які по-різному проявляються у функції $P(r, \rho, \theta)$ при різних кутах θ

(див. рис. 6) або ядра ^{14}O (не показано для економії місця, оскільки відповідні картинки майже збігаються із тими, що зображені на рис. 6). Зауважимо, що конфігурація з одним нуклоном поза кластером ^{12}C більш виразна у випадку дзеркальних ядер ^{14}C і ^{14}O , ніж у ядра ^{14}N , оскільки потенціал взаємодії між додатковими нуклонами в синглетному стані менш сильний, ніж потенціал взаємодії у триплетному стані, який примушує нейтрон і протон бути зв'язаними в системі п'яти частинок із більшою ймовірністю. Ми також зауважимо, що невелика різниця в $\alpha\alpha$ -взаємодіях, які використовувалися у розрахунках основних станів ядер ^{14}N і ^{14}C , майже ніяк не впливає на ефект двох конфігурацій. Ми виконали низку тестових розрахунків із $\alpha\alpha$ -потенціалами, які дають різні значення енергії

зв'язку ядра ^{12}C . При цьому результати для основних станів ядер ^{14}N and ^{14}C подібні до показаних на рис. 5 і рис. 6.

Подібна ситуація з двома конфігураціями в основному стані виявлена у ядрах ^6He , ^6Li [1–3, 12], а також ^{10}Be і ^{10}C [4, 5], де центр мас дінуклонної підсистеми збігається (одна конфігурація) або не збігається (інша конфігурація) з центром мас підсистеми α -частинок.

6. Імпульсні розподіли

На завершення дослідження структурних функцій ядра ^{14}N , наведемо імпульсні розподіли α -частинок і додаткових нуклонів у цій системі, отримані в рамках п'ятичастинкової моделі. Ім-

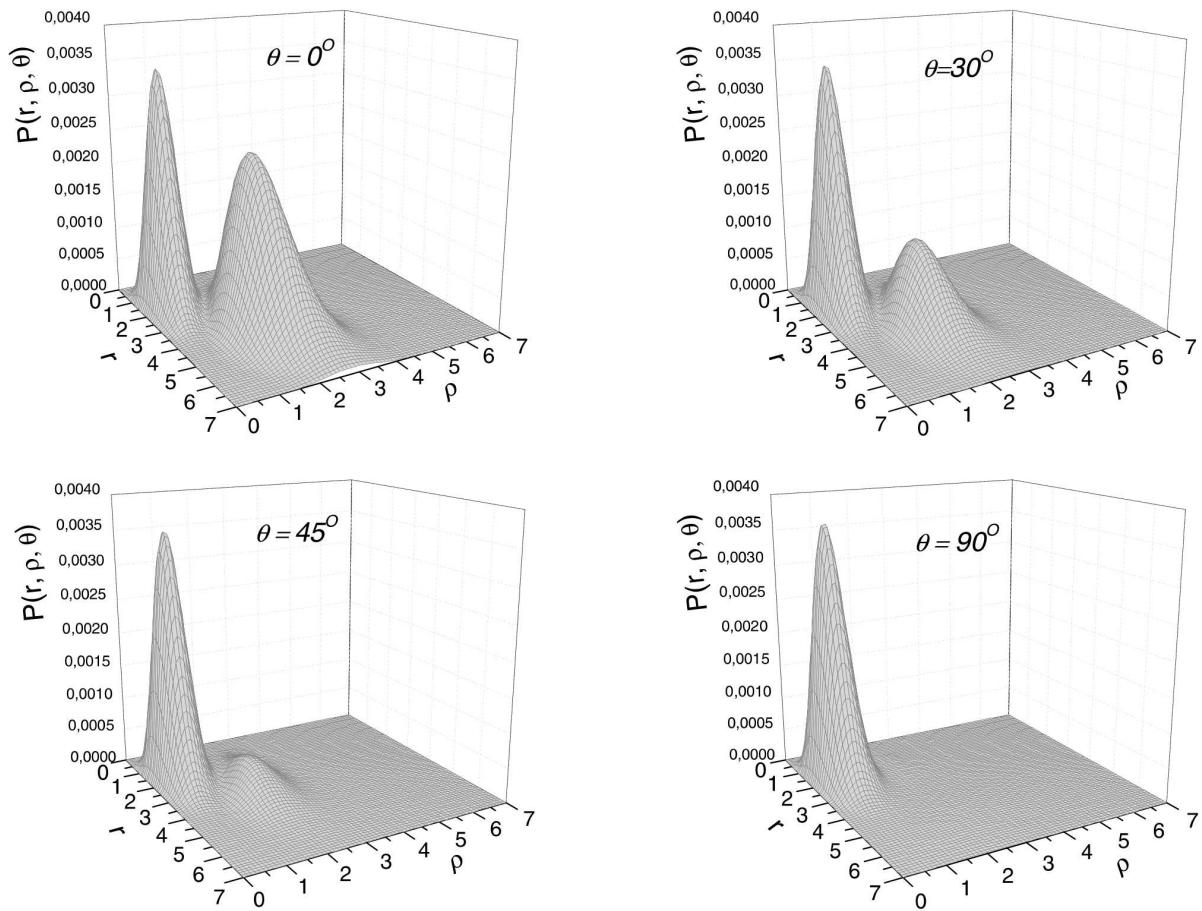


Рис. 6. Дві конфігурації в основному стані ядра ^{14}C (функція $P(r, \rho, \theta)$ для різних кутів θ)

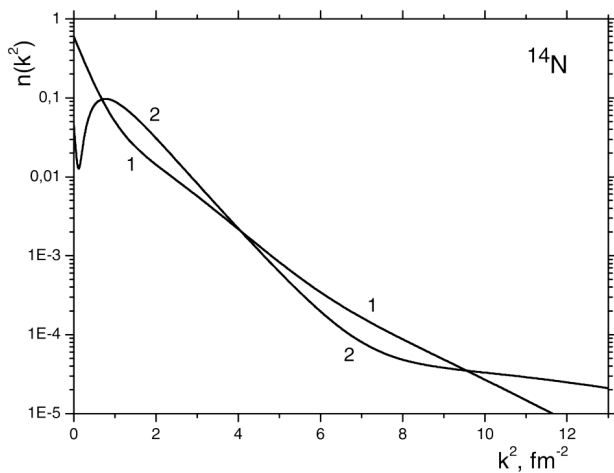


Рис. 7. Імпульсні розподіли α -частинки (крива 1) і додаткового протона (крива 2) в ядрі ^{14}N

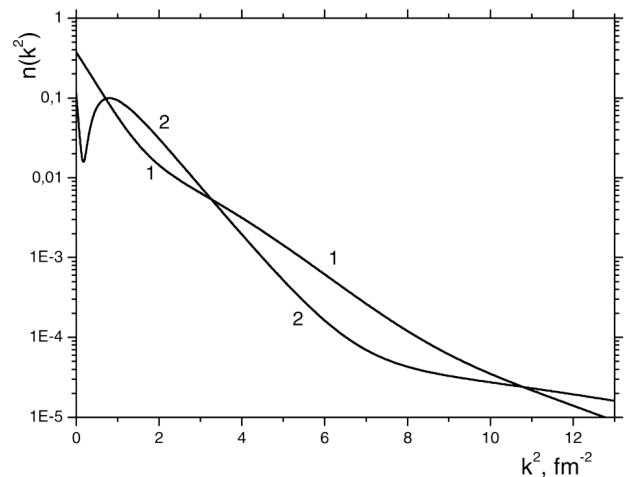


Рис. 8. Імпульсні розподіли α -частинки (крива 1) і додаткового нейтрона (крива 2) в ядрі ^{14}C

пульсний розподіл $n_i(k)$ для частинки з номером i , як відомо, є густиною ймовірності знайти цю частинку з певним імпульсом k :

$$n_i(k) = \langle \tilde{\Phi} | \delta(\mathbf{k} - (\mathbf{k}_i - \mathbf{K}_{c.m.})) | \tilde{\Phi} \rangle, \quad (11)$$

де $\tilde{\Phi}$ – хвильова функція системи в імпульсно-му представленні. Імпульсний розподіл нормований на одиницю, $\int n_i(k) d\mathbf{k} = 1$. Імпульсний розподіл $n_i(k)$ дозволяє, зокрема, знаходити середню кінетичну енергію i -ї частинки:

$$\langle E_{i,\text{kin}} \rangle = \int \frac{k^2}{2m_i} n_i(k) d\mathbf{k}. \quad (12)$$

Головним чином завдяки відношенню мас нуклона і α -частинки, додаткові нуклони рухаються значно швидше за α -частинки. Зокрема, середня кінетична енергія додаткового протона в ядрі ^{14}N становить близько 33,52 MeV, середня кінетична енергія нейтрона – близько 33,53 MeV, тоді як кожна з повільніших α -частинок має кінетичну енергію близько 5,79 MeV. Подібні величини характерні і для ядер ^{14}C та ^{14}O . Розрахована кінетична енергія кожного з додаткових нейтронів у ядрі ^{14}C становить близько 32,66 MeV, тоді як аналогічна величина для α -частинки дорівнює приблизно 6,83 MeV. Для ядра ^{14}O ми маємо 31,77 MeV для додаткового протона і 6,62 MeV для α -частинки. Відповідне відношення швидкостей становить близько 4,8 для ядра ^{14}N і приблизно 4,4 для ядер ^{14}C і ^{14}O . Це означає, що додаткові нуклони розглядуваних ядер рухаються суттєво швидше, ніж більш важкі α -частинки.

Імпульсні розподіли α -частинок, а також додаткових нуклонів, дуже схожі в усіх розглянутих ядрах. Особливо вони близькі для ядер ^{14}C і ^{14}O . З цієї причини ми наводимо імпульсні розподіли лише для ^{14}N (рис. 7) і для ^{14}C (рис. 8). На рис. 7 крива 1 відповідає імпульсному розподілу $n_\alpha(k)$ α -частинки, а крива 2 зображує $n_p(k)$ додаткового протона. Імпульсний розподіл додаткового нейтрона $n_n(k)$ не показаний, оскільки відповідна крива майже збігається з кривою 2. Дуже подібні (з якісної точки зору) імпульсні розподіли отримано для ядер ^{14}C і ^{14}O (див. рис. 8 для ^{14}C ; майже такі самі залежності можна було б показати для ядра ^{14}O).

Імпульсний розподіл α -частинок $n_\alpha(k)$ виглядає як монотонно спадна функція, тоді як $n_p(k)$ і

$n_n(k)$ мають два максимуми: при нульових імпульсах і при $k^2 \simeq 1 \text{ Фм}^{-2}$. Ці два максимуми відповідають згаданим вище конфігураціям в основному стані ядра. В конфігурації, в якій додатковий нуклон знаходиться відносно далеко від центра мас ядра, він рухається відносно повільно і дає внесок у пік при малих k^2 . Якщо ж він всередині кластера ^{12}C (а це може бути в обох просторових конфігураціях), його імпульси дещо більші, і вони дають внесок у другий максимум при $k^2 \simeq 1 \text{ Фм}^{-2}$. В той самий час більш важкі α -частинки у кластері ^{12}C майже не відчують особливостей руху додаткових нуклонів. Таким чином, вплив двох різних просторових конфігурацій додаткових нуклонів на імпульсний розподіл α -частинок є незначним, як за рахунок відношення мас, так і завдяки відносно великій енергії зв'язку кластера ^{12}C .

7. Висновки

Підсумовуючи, зауважимо, що досліджена в роботі в рамках п'ятичастинкової моделі просторова структура ядра ^{14}N виявилась дуже подібною до структури дзеркальних ядер ^{14}C і ^{14}O . В хвильовій функції основного стану цих ядер виявлено дві конфігурації, де кластер ^{12}C і дінуклонна підсистема мають спільний центр мас (перша конфігурація, з дінуклоном всередині кластера ^{12}C) – або мають рознесені центри мас (друга конфігурація, з одним нуклоном зовні кластера ^{12}C). Ці конфігурації проявляють себе, зокрема, в розподілах густини і імпульсних розподілах. Подібна ситуація з двома конфігураціями в основному стані системи властива і іншим легким ядрам [1–5] з двома додатковими нуклонами.

Дана робота частково підтримана в рамках Програми фундаментальних досліджень Відділення фізики і астрономії НАН України (тема 0117U000240).

1. V.I. Kukulín, V.N. Pomerantsev, Kh.D. Razikov, V.T. Voronchev, G.G. Ryzhikh. Detailed study of the cluster structure of light nuclei in a three-body model (IV). Large space calculation for $A = 6$ nuclei with realistic nuclear forces. *Nucl. Phys. A* **586**, 151 (1995).
2. M.V. Zhukov, B.V. Danilin, D.V. Fedorov, J.M. Bang, I.J. Thompson, J.S. Vaagen. Bound state properties of Borromean halo nuclei: ^6He and ^{11}Li . *Phys. Reports* **231**, 151 (1993).

3. B.E. Grinyuk, I.V. Simenog. Structure of the ${}^6\text{He}$ nucleus in the three-particle model. *Physics of Atomic Nuclei* **72**, 6 (2009).
4. Y. Ogawa, K. Arai, Y. Suzuki, K. Varga. Microscopic four-cluster description of ${}^{10}\text{Be}$ and ${}^{10}\text{C}$ with the stochastic variational method. *Nucl. Phys. A* **673**, 122 (2000).
5. B.E. Grinyuk, I.V. Simenog. Structural properties of the ${}^{10}\text{Be}$ and ${}^{10}\text{C}$ four-cluster nuclei. *Physics of Atomic Nuclei* **77**, 415 (2014).
6. B.E. Grinyuk, D.V. Piatnytskyi. Structure of ${}^{14}\text{C}$ and ${}^{14}\text{O}$ nuclei calculated in the variational approach. *Ukr. J. Phys.* **61**, 674 (2016).
7. A.V. Nesterov, F. Arickx, J. Broeckhove, V.S. Vasilevsky. Three-cluster description of properties of light neutron- and proton-rich nuclei in the framework of the algebraic version of the resonating group method. *Phys. Part. Nucl.* **41**, 716 (2010).
8. V.I. Kukulin, V.M. Krasnopol'sky. A stochastic variational method for few-body systems. *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **3**, 795 (1977).
9. Y. Suzuki, K. Varga. *Stochastic Variational Approach to Quantum-Mechanical Few-Body Problems* (Springer, 1998) [ISBN: 978-3-540-65152-9].
10. B.E. Grinyuk, I.V. Simenog. Three-particle structure of the halo nucleus ${}^6\text{Li}$. *Nuclear Physics and Atomic Energy* **10**, 9 (2009).
11. B.E. Grinyuk, I.V. Simenog. Structure peculiarities of three- and four-cluster nuclei ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, and ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$. *Nuclear Physics and Atomic Energy* **12**, 7 (2011).
12. B.E. Grinyuk, I.V. Simenog. Asymptotic features of density distributions and form factors for ${}^6\text{Li}$ and ${}^6\text{He}$ nuclei in the three-particle model. *Ukr. J. Phys.* **55**, 369 (2010).
13. V.G. Neudatchin, V.I. Kukulin, V.L. Korotkikh, V.P. Korennyoy. A microscopically substantiated local optical potential for α - α -scattering. *Phys. Lett. B* **34**, 581 (1971).
14. V.I. Kukulin, V.G. Neudatchin, Yu.F. Smirnov. Composite particle interaction relevant to the Pauli principle. *Fiz. Élem. Chastits At. Yadra* **10**, 1236 (1979) (*Sov. J. Part. Nucl.* **10**, 492 (1979)).
15. I. Angeli, K.P. Marinova. Table of experimental nuclear ground state charge radii: An update. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **99**, 69 (2013).
16. R.H. Helm. Inelastic and elastic scattering of 187-Mev electrons from selected even-even nuclei. *Phys. Rev.* **104**, 1466 (1956).
17. A.I. Akhiezer, V.B. Berestetskii. *Quantum Electrodynamics* (Interscience, 1965) [ISBN: 0470018488].
18. R.F. Froesch, J.S. McCarthy, R.E. Rand, M.R. Yearian. Structure of the He^4 nucleus from elastic electron scattering. *Phys. Rev.* **160**, 874 (1967).
19. P.E. Bosted *et al.* Measurements of the electric and magnetic form factors of the proton from $\bar{Q}^2 = 1.75$ to 8.83 $(\text{GeV}/c)^2$. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3841 (1992).

Одержано 30.08.17

B.E. Grinyuk, D.V. Piatnytskyi

STRUCTURE OF ${}^{14}\text{N}$ NUCLEUS
WITHIN A FIVE-CLUSTER MODEL

Р е з ю м е

The spatial structure of ${}^{14}\text{N}$ nucleus is studied within a five-particle model (three α -particles plus two nucleons). Using the variational approach with Gaussian bases, the ground-state energy and wave function are calculated for this five-particle system. Two spatial configurations in the ground-state wave function are revealed. The density distributions, pair correlation functions, and the momentum distributions of particles are analyzed and compared with those of the mirror nuclei ${}^{14}\text{C}$ and ${}^{14}\text{O}$.