

КВАЗИСТАЦІОНАРНИЙ СТАН СЛАБКОВ'ЯЗАНОЇ ЧАСТИНКИ
У ЗОВНІШНЬОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

В. П. Вербицький, Л. Я. Жукалюк, К. О. Теренецький

Одержано замкнутий вираз для внутрішньої хвильової функції слабков'язаної частинки у зовнішньому електричному полі. Знайдено наближене аналітичне представлення таких функцій. Показано, що в електричному полі важких ядер стаціонарний внутрішній стан слабков'язаних частинок стає квазістаціонарним (частинка може поляризуватися або розвалитися). Це приводить до значного спотворення їх внутрішніх хвильових функцій. Встановлено, що при наближенні до силового центра функції втрачають сферичну симетрію.

У багатьох галузях фізики виникають задачі про рух слабков'язаної складної частинки в зовнішньому полі. Прикладами таких систем можуть бути слабков'язані негативні іони в електричному або магнітному полях, радіоактивні екзотичні нейтрононадлишкові частинки в полі важких ядер та ін.[1 - 6]. Як правило, це двокластерні (двокластерні) системи. Мала енергія зв'язку є причиною того, що зовнішнє поле, діючи на складові частинки системи по-різному, може значно впливати на внутрішній стан такої частинки. При цьому частинка із стаціонарного стану переходить до квазістаціонарного з певною шириною та відмінною від початкової енергією зв'язку.

У роботі розв'язано задачу про знаходження хвильової функції слабков'язаної дейтроноподібної частинки ("дейтрон" з масою m_d й зарядом Z_p), що складається із зарядженого ("протона" з масою m_p і зарядом Z_p відповідно) та нейтрального ("нейтрона" з масою m_n) кластерів у зовнішньому електричному полі заряду Z_T [4, 6 - 8]. Частинка моделюється потенціальною ямою з близьким до нуля рівнем ($\epsilon_0/V_0 \ll 1$, $\epsilon_0 = \hbar^2 \alpha_0^2 / 2\mu$ - енергія зв'язку, V_0 - глибина потенціальної ями, μ - приведена маса частинки, $1/\alpha_0$ - ефективний радіус "дейтрона" [9]).

Систему координат, що використовується в задачі, наведено на рис. 1:

$$r_n = R + \frac{m_p}{m_d} r, \quad r_p = R - \frac{m_n}{m_d} r, \quad (1)$$

де r_n , r_p , R - координати "нейтрона", "протона" та центра мас "дейтрона" відповідно; r - відстань між "протоном" та "нейтроном" у "дейтроні"; $m_d = m_n + m_p$ - маса "дейтрона".

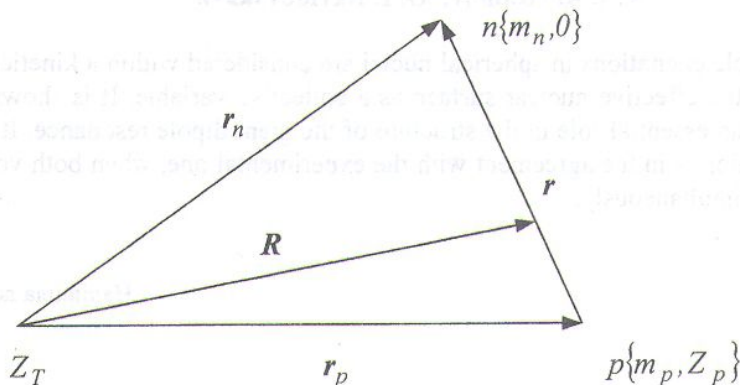


Рис. 1. Система координат.

За відсутності зовнішнього поля стан “дейтрона” описується рівнянням [10]

$$[-\varepsilon_0 + (\hbar^2/2\mu)\Delta_r - V_{np}(r)]\varphi_0(r) = 0, \quad (2)$$

де $(\hbar^2/2\mu)\Delta_r$ - оператор кінетичної енергії по координаті r ; $\mu = m_n m_p / m_d$; $V_{np}(r)$ - потенціал взаємодії кластерів у “дейтроні”; $\varphi_0(r)$ - хвильова функція вільного “дейтрона”. Для $V_{np}(r)$ нульового радіуса дії [9]

$$\varphi_0(r) = \sqrt{\frac{\alpha_0}{2\pi}} \frac{u_0(r)}{r}, \quad u_0(r) = \exp(-\alpha_0 r). \quad (3)$$

У зовнішньому полі ($Z_T > 0$) хвильова функція внутрішнього стану “дейтрона” є розв’язком рівняння [8]

$$[-\varepsilon_R + (\hbar^2/2\mu)\Delta_r + \Delta V - V_{np}(r)]\varphi_R(r) = 0, \quad (4)$$

де $\varepsilon_R = \varepsilon_0 - \delta V$ - енергія стану “дейтрона” в полі; δV - невідома комплексна добавка, обумовлена впливом поля на відносний рух “нейтрона” та “протона” в “дейтроні”; $\Delta V = Z_p Z_T e^2 / R - Z_p Z_T e^2 / r_p$. Оскільки ε_R невідома, то приходимо до типової задачі на знаходження власних значень та власних функцій рівняння. При одержанні (4) зроблено припущення, що хвильова функція $\varphi_R(r)$ такої системи в зовнішньому полі параметрично залежить від R (адіабатичне наближення).

У наближенні нульового радіуса дії V_{np} рівняння (4) набуде вигляду

$$[-\varepsilon_R + (\hbar^2/2\mu)\Delta_r + \Delta V]\varphi_R(r) = D_0 \delta(r), \quad D_0 = -(2\pi\hbar^2/\mu)(\alpha_0/2\pi)^{1/2} \quad (5)$$

з граничною умовою [11]

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \{(\partial/\partial r) \ln[r\varphi_R(r)]\} = -\alpha_0. \quad (6)$$

Розв’язок (5) є пропорційним кулонівській функції Гріна $G_C(E_p, \mathbf{R}, r_p)$ [8] і може бути представлений у вигляді

$$\varphi_R(r) = \sqrt{\frac{\alpha_0}{2\pi}} \frac{u_R(r)}{r}, \quad u_R(r) = [\partial/\partial \rho_1 - \partial/\partial \rho_2] \{H_0^+(\rho_1) F_0(\rho_2)\}, \quad (7)$$

де $H_0^+ = G_0 + iF_0$, F_0 і G_0 - регулярна та іррегулярна в нулі кулонівські функції комплексного аргументу; $\rho_{1,2} = (q/2)(R + r_p \pm |r_p - \mathbf{R}|)$; $q^2 = (2m_p/\hbar^2)E_p$; $E_p = (m_d/m_n)(Z_p Z_T e^2 / R - \varepsilon_R)$. На великих відстанях $u_R(r) \xrightarrow{R \rightarrow \infty} u_0(r)$. Комплексний зсув енергії внутрішнього стану δV було отримано з (7) [6] та граничної умови (6).

Таким чином, $\varphi_R(r)$ та δV є величинами комплексними, тобто в зовнішньому полі внутрішній стан частинки стає квазістаціонарним. Дійсна частина δV зумовлена поляризованістю (зсув енергії квазістаціонарного стану відносно енергії стаціонарного) [1 - 2], а уявна - можливістю розвалу [4, 6] “дейтрона” - тунелюванням крізь бар’єр, що виникає (ширина квазістаціонарного стану). При цьому, очевидно, повинна виконуватися умова квазістаціонарності [4]

$$\left| \frac{\delta V}{\varepsilon_0} \right| \ll 1. \quad (8)$$

У науковій літературі зараз широко дискутується питання про пояснення природи специфічних властивостей слабкозв'язаних ядер, віддалених від долини β -стабільності: нейтронного гало [12], утворення нейтронних асоціацій (ди- та тетра-нейтронів у полі зарядженого кору [12, 13]), спостереження двох мод дипольного резонансу в таких ядрах [13] тощо. Усі ці властивості внутрішньої структури можуть проявлятися у взаємодії таких іонів з ядрами, властивості яких добре відомі. З метою ілюстрації впливу зовнішнього поля на внутрішній стан слабкозв'язаної частинки нами розглянуто, як приклад, взаємодію екзотичного радіоактивного ядра ${}^6\text{He}$ ($\varepsilon_0 = 0,975$ MeV), яке з великою ймовірністю може бути представлено як динейтрон та α -частинка [13 - 15]), з важким ядром мішенню ${}^{208}\text{Pb}$ за енергії $E_{{}^6\text{He}} = 16$ MeV.

Як відбувається зміна внутрішнього стану частинки можна зрозуміти з рис. 2, де схематично налітаюча частинка моделюється ефективною потенціальною ямою $V_{\text{ef}} = (V_{\text{np}} + \Delta V) / \varepsilon_0$ (V_{np} - потенціал типу Хюльтена [16], ΔV взято в дипольному наближенні); $\lambda = F_R r_p^{\text{max}} / \varepsilon_0$ - відношення роботи зовнішньої сили $F_R = Z_p Z_T e^2 / R^2$ на максимальному зміщенні "протона" в межах "дейтрона" $r_p^{\text{max}} = (m_n / m_d) \alpha_0^{-1}$ (див. (1)); $x = r \sin \theta$, $y = r \cos \theta$, θ - кут між векторами \mathbf{R} і \mathbf{r} ; жирна суцільна лінія ($V_{\text{ef}} = -1$) - енергетичний рівень, що відповідає зв'язаному основному стану вільного "дейтрона" ($\lambda = 0$). Починаючи з деяких відстаней ($\lambda = 0,5$) від силового центру, зовнішнє поле дещо деформує яму, виникає потенціальний бар'єр (між двома суцільними лініями), скінченної товщини, крізь який можливе тунелювання (розвал), при $\lambda = 0,9$ яма значно деформується, зсув енергії стану буде досить великим, умова квазістаціонарності порушиться і, як наслідок, постановка задачі стає некоректною.

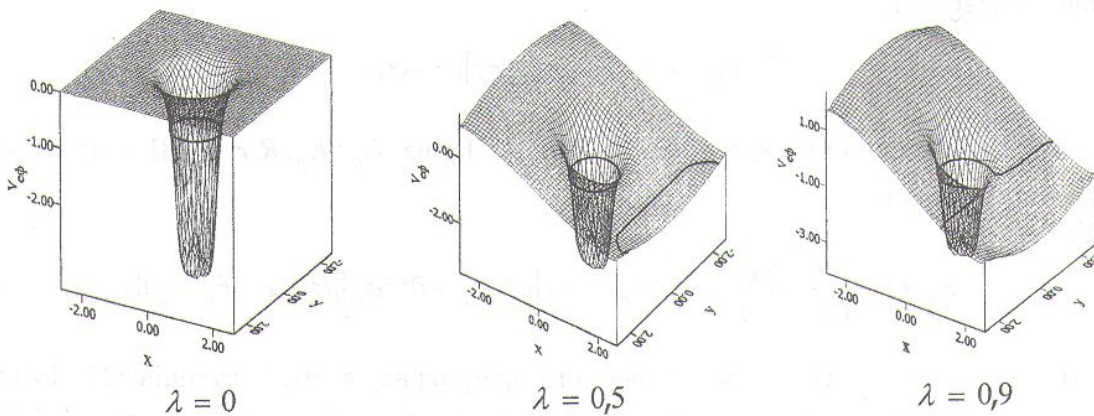


Рис. 2. Поляризованість ${}^6\text{He}$ в електричному полі ядра мішені ${}^{208}\text{Pb}$ у дипольному наближенні.

Наближений аналітичний вираз для хвильових функцій слабкозв'язаної частинки у зовнішньому електричному полі можна одержати, якщо $u_R(\mathbf{r})$ розкласти в ряд Тейлора по малому відношенню r/R , обмежуючись членами розкладу другого порядку та використати ВБК-наближення [17] першого порядку для кулонівських функцій. Тоді в результаті простих перетворень отримаємо

$$u_R(\mathbf{r}) \approx \exp(-\alpha r) \left[1 - \beta (\mathbf{n}_R \mathbf{n}_r) (\alpha_0 r)^2 \right], \quad (9)$$

$$\text{де } \alpha = \sqrt{(2\mu\varepsilon_0/\hbar^2)(1+\beta^2)}, \quad \beta = (F_R r_p^{\max}/4\varepsilon_0)(1-\delta V/\varepsilon_0)^{-3/2}. \quad \text{Враховуючи (8),} \\ \beta \approx F_R r_p^{\max}/4\varepsilon_0.$$

Підставляючи (9) у (7) отримаємо аналітичний вираз хвильової функції внутрішнього стану слабкозв'язаної частинки в зовнішньому полі для малих значень r

$$\varphi_R(\mathbf{r}) = \sqrt{\alpha_0/2\pi} r^{-1} \exp(-\alpha r) [1 - \beta(\mathbf{n}_R \mathbf{n}_r)(\alpha_0 r)^2]. \quad (10)$$

Видно, що ця хвильова функція відрізняється від хвильової функції вільного “дейтрона” наявністю сферично несиметричного члена, пропорційного r^2 , а при $\beta \rightarrow 0$, $\varphi_R(r) \rightarrow \varphi_0(r)$.

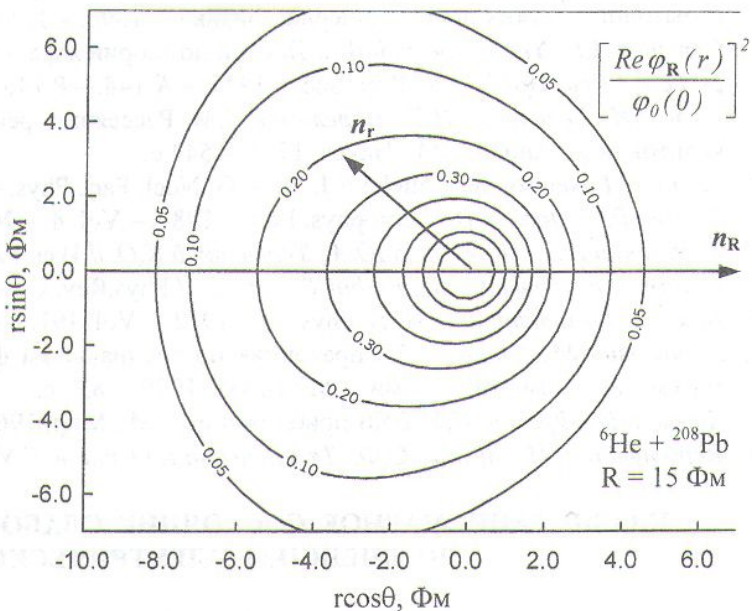
Застосовність усіх наближень при одержанні (10) вимагає малості параметра β , тобто необхідно, щоб робота зовнішньої сили на максимальному зміщенні “протона” по відношенню до центра мас “дейтрона”, віднесена до енергії зв'язку “дейтрона”, була за модулем менша одиниці. Тобто

$$|F_R r_p^{\max}/\varepsilon_0| < 1. \quad (11)$$

Це обмеження практично співпадає з критерієм застосовності ВКБ наближення [18] і тому може розглядатися як новий критерій адіабатичності та квазістаціонарності стану досліджуваної слабкозв'язаної системи.

Чисельні розрахунки хвильових функцій (7) зображено на рис. 3, де ізолініями показано проекції просторових поверхонь однакової густини на площину XY , \mathbf{n}_R і \mathbf{n}_r - одиничні орти, направлені вздовж векторів \mathbf{R} і \mathbf{r} відповідно. Величину R вибрано в околі класичної кулонівської точки повороту, де вплив зовнішнього поля має бути максимальним. Як видно з рисунка, відносна густина розподілу ядерної речовини у ${}^6\text{He}$ істотно залежить від кута між векторами \mathbf{R} та \mathbf{r} і значно витягується в бік силового центра для такої конфігурації налітаючої частинки, коли вона рухається нейтронами вперед і стискається для протилежної орієнтації. Така динамічна деформація форми розподілу густини дозволяє нейтронному кластеру підходити до ядра мішені на відстані, значно меншій класичної точки повороту в кулонівському полі навіть за підбар'єрних енергій. На цих відстанях стає можливою взаємодія з ядерним полем мішені. Це може бути причиною незадовільного опису осциляцій експериментальних перерізів пружного розсіяння іонів ${}^6\text{He}$ на ядрах ${}^{208}\text{Pb}$ в [19], де аналіз проводився без врахування цього факту.

Рис. 3. Відносна густина розподілу ядерної речовини у ${}^6\text{He}$.



Висновки

Одержано замкнутий точний та наближений аналітичний вирази для хвильових функцій внутрішнього стану “дейтрона” в зовнішньому електричному полі.

Проведено чисельні розрахунки вказаних функцій, які показали, що розподіл відносної густини нуклонів у “дейтроні” істотно залежить від кута між векторами R і r та значно витягується в бік силового центра для такої конфігурації налітаючої частинки, коли вона рухається “нейтронами” вперед.

Одержано критерій адіабатичності та квазістаціонарності стану слабкозв'язаної частинки у зовнішньому електричному полі.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Абелішвілі Т.Л., Ситенко О.Г.* Електрична поляризація дейтрона при розсіянні в кулонівському полі // УФЖ. – 1961. – Т. 6, № 1. – С. 3.
2. *Clement S.F.* Electric polarizability of the deuteron // Phys. Rev. – 1962. – Vol. 128. – P. 2724.
3. *Демков Ю.Н., Друкарев Г.Ф.* Распад и поляризуемость отрицательного иона в электрическом поле // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47. – С. 918.
4. *Теренецький К.О.* Описание упругого рассеяния дейтронов ядрами в адиабатическом приближении // Ядерная физика. – 1983. – Т. 37, вып. 5. – С. 1177.
5. *Moro A.M., Gomez-Camacho.* Dipole polarizability in deuteron scattering around the Coulomb barrier // Nucl. Phys. – 1999. – A 648. – P. 141.
6. *Вербицький В.П., Жукалюк Л.Я., Теренецький К.О.* Критерій адіабатичного наближення для розв'язку задачі розсіяння слабкозв'язаних частинок кулонівським полем // Збірник наук. праць Ін-ту ядерних досл. – Київ, 2000. – № 2. – С. 20.
7. *Вербицький В.П., Теренецький К.О.* Динамические эффекты в упругом рассеянии дейтронов тяжелыми ядрами // УФЖ. – 1990. – Т. 35, № 4. – С. 515.
8. *Вербицький В.П., Теренецький К.О.* Подбарьерное рассеяние слабосвязанных нейтронно-избыточных легких ионов // Ядерная физика. – 1992. – Т. 55, вып. 2. – С. 362.
9. *Ситенко А.Г., Тартаковский В.К.* Лекции по теории ядра. - М.: Атомиздат, 1972. – 352 с.
10. *Bethe H., Peierls R* // Proc. Roy. Soc. – 1935. – A 148. – P.146.
11. *Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М.* Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. – М.: Наука, 1971. – 544 с.
12. *Tanihata I.* Neutron halo nuclei // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 1996. – Vol. 22. – P. 157.
13. *Hansen P.G., Jonson B.* // Europhys. Lett. – 1987. – Vol. 4. – № 4. – P. 409.
14. *Вербицький В.П., Поздняков Ю.А., Теренецький К.О.* // Изв. РАН. – 1996. – Т. 60, № 1. – С. 52.
15. *Danilin V.B., Zhukov M.V., Ershov S.N et al.* // Phys.Rev. C. – 1991. – Vol. 43. – P. 2835.
16. *Baur G., Trautmann D.* // Nucl. Phys. A. – 1972. – Vol. 191. – P. 321.
17. *Абрамовиц М., Стиган И.* Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами. – М.: Наука, 1979. – 832 с.
18. *Фреман Н., Фреман П.У.* ВКБ-приближение. - М.: Мир, 1967. - 168 с.
19. *Вербицький В.П., Немець О.Ф., Теренецький К.О. та ін.* // УФЖ. – 1998. – Т. 43, № 3. – С. 268.

КВАЗИСТАЦИОНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ СЛАБОСВЯЗАННОЙ ЧАСТИЦЫ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. П. Вербицкий, Л. А. Жукалюк, К. О. Теренецкий

Получено замкнутое выражение для внутренней волновой функции слабосвязанной частицы во внешнем электрическом поле. Найдено приближенное аналитическое представление таких функций. Показано, что в электрическом поле тяжелых ядер стационарное внутреннее состояние слабосвязанных частиц становится квазистационарным (частица может поляризоваться или развалиться). Это приводит к значительному искажению их внутренних волновых функций. Установлено, что при приближении к силовому центру функции теряют сферическую симметрию.

QUASISTATIONARY STATE OF THE WEAKLY-BOUND PARTICLE IN THE EXTERNAL ELECTRIC FIELD

V. P. Verbitsky, L. Ya. Zhukalyuk, K. O. Terenetsky

Close expression for the interior wave function of the weakly-bound particle in the external electrical field has been obtained. The approximate analytical representation of these functions was founded. It is shown that in the electrical field of heavy nuclei the interior stationary state of weakly-bound particle is transformed in the quasi-stationary one (the particle polarization or break up). It leads to significant distorting of interior wave functions. It has been shown that the spherical symmetry of this function is broken even as particle moves to the force source.

Надійшла до редакції 07.03.01