

ТРИЧАСТИНКОВА ТЕОРІЯ ПРОНИКНЕННЯ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ КРІЗЬ КУЛОНІВСЬКЕ ПОЛЕ ДВОФРАГМЕНТНОГО ЯДРА

В. Ф. Харченко¹, А. В. Харченко^{1,2}

¹Інститут теоретичної фізики імені М. М. Боголюбова НАН України
вул. Метрологічна, 14-б, Київ, 03143, Україна

²Лабораторія фізики поверхонь і тонких шарів, Еколь Політехнік,
91128, Палезо, Франція

(Отримано 5 квітня 2002 р.)

Розвинено послідовний тричастинковий підхід до опису проникнення зарядженої частинки крізь кулонівське поле двочастинкового комплексу, що складається із зарядженої й нейтральної частинок у зв'язаному стані. Розроблено загальний формалізм і на його основі досліджено вплив кулонівського поля всередині двочастинкового комплексу на величину ймовірності зближення інцидентної зарядженої частинки та центра мас комплексу. Виведено формулу, що описує відносне відхилення фактора проникності (для зарядженої частинки) кулонівського поля двочастинкового комплексу від фактора проникності кулонівського поля відповідного точкового заряду. У першому наближенні за параметром Зоммерфельда розраховано ефект впливу структурованості двочастинкового комплексу мішені на ймовірності зближення деяких заряджених частинок (міюона, піона, каона та протона) із двофрагментними ядрами (дейтроном і двома найлегшими лямбда-гіпер'ядрами — ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ і ${}^5_{\Lambda}\text{He}$).

Ключові слова: тричастинковий формалізм, заряджена частинка, кулонівське поле двофрагментного ядра, фактор проникності, дейтрон, лямбда-гіпер'ядро.

PACS number(s): 03.65.Nk, 21.45.+v, 21.80.+a

I. ВСТУП

Реальні ядерні системи, як правило, містять заряджені частинки. Співіснування ядерної сили з обмеженим радіусом дії й далекосяжної кулонівської сили є однією з фундаментальних особливостей ядерних систем, що зумовлює виникнення специфічних явищ.

Теорія Гамова радіоактивного розпаду важких ядер [1,2] була одним із перших успішних застосувань квантової механіки до опису атомних ядер. Згідно з цією теорією, ймовірність альфа-розпаду ядра суттєво визначається ймовірністю проникнення α -частинки із середини ядра, де переважають ядерні сили, назовні крізь кулонівський бар'єр ядра. Наявність кулонівської взаємодії між частинками також може істотно впливати на характеристики ядерних процесів за участю заряджених частинок, найбільше при низьких енергіях.

Особливо цікавими видаються дослідження ефектів кулонівської взаємодії в найпростіших ядерних системах на мікроскопічному рівні — на основі строгих малочастинкових рівнянь. Застосування малочастинкового підходу до проблеми розсіяння зарядженої частинки в кулонівському полі складної зв'язаної системи, що містить заряджені частинки, уможливило виявлення нових закономірностей зближення зарядженої частинки й комплексу, які можуть істотно впливати на ймовірності виникнення відповідних реакцій. Зокрема, це дає змогу дослідити вплив структурованості комплексу на величину фактора проникності кулонівського поля комплексу.

Як відомо [3], інтегральні рівняння Фадеєва для трьох частинок [4] за наявності кулонівської взаємодії між частинками загалом є нефредгольмовими

при енергіях, вищих від порога пружного розсіяння частинки на двочастинковій зв'язаній системі, і потребують перебудови. Для задачі про розсіяння двох заряджених частинок метод розв'язання нефредгольмового інтегрального рівняння Ліпмана–Швінгера з кулонівською взаємодією, що ґрунтується на використанні граничного переходу від рівняння із заекранованою кулонівською взаємодією, розробив Горшков [5]. Як відомо, унаслідок нефредгольмовості інтегрального ядра двочастинкового рівняння Ліпмана–Швінгера з кулонівським потенціалом (у тривимірному формулюванні) розв'язок задачі про розсіяння двох заряджених частинок не є прямим граничним випадком задачі із заекранованою кулонівською взаємодією при спрямуванні радіуса екранування R_s до нескінченності. Рецепт переходу Горшкова полягає в явному виділенні з хвильової функції системи із заекранованим кулонівським потенціалом відомого експоненційного кулонівського множника, сингулярного при $R_s \rightarrow \infty$. Веселова [6] запропонувала узагальнення рецепта граничного переходу Горшкова для задачі про розсіяння зарядженої частинки на зв'язаній системі із двох заряджених частинок.

Відповідні регуляризовані інтегральні рівняння задачі протон-дейтронного розсіяння отримано в роботі [7]. У межах квазічастинкового АГС-формалізму [8] метод Веселової був застосований також у працях [9,10]. Подальші числові розрахунки демонстрували перевагу коректного врахування кулонівських ефектів (особливо у “внутрішній” ділянці — ділянці дейтронної системи) як на основі методу інтегральних рівнянь в імпульсному просторі [9,11–13], так і в межах методу інтегродиференціальних рівнянь у конфігураційному просторі [14].

У результаті аналітичних досліджень тричастин-

кової системи з кулонівською взаємодією на основі інтегральних рівнянь установлено наявність повної компенсації далекодійних членів ефективної взаємодії між зарядженою частинкою й комплексом (пропорційних $(\epsilon_1 \epsilon_2)^2 |\mathbf{p} - \mathbf{p}'|^{-1}$, $(\epsilon_1 \epsilon_2)^3 \ln(|\mathbf{p} - \mathbf{p}'| \rho_0)$ і $(\epsilon_1 \epsilon_2)^4 |\mathbf{p} - \mathbf{p}'|$) при прямуванні переданого імпульсу до нуля ($|\mathbf{p} - \mathbf{p}'| \rightarrow 0$) та визначено поведінку поляризаційного потенціалу на асимптотично великих [15–18] та проміжних [19, 20] відстанях.

Досягнутий нині прогрес у розробці тричастинкового опису системи, що містить заряджені частинки, дає змогу математично строго сформулювати й дослідити задачу про проникнення зарядженою частинкою крізь кулонівське поле двочастинкової зв'язаної системи.

У цій статті розглянуто тричастинкову задачу про кулонівське розсіяння зарядженої частинки двочастинковою зв'язаною системою, що складається із зарядженої й нейтральної частинок. Розроблено тричастинковий підхід до опису проникнення зарядженої частинки крізь кулонівське поле двочастинкового комплексу. Розвинено загальний формалізм і на його основі досліджено вплив кулонівського поля всередині двочастинкового комплексу на величину ймовірності зближення інцидентної зарядженої частинки й центра мас комплексу. Виведено формулу для відносного відхилення фактора проникності кулонівського поля двочастинкового комплексу від фактора проникності кулонівського поля відповідного точкового заряду. У першому наближенні за параметром Зоммерфельда розраховано ефект впливу структурованості двофрагментного ядра (дейтрона та лямбда-гіпер'ядер ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ і ${}^5_{\Lambda}\text{He}$) на ймовірності їх зближення із зарядженими частинками (мюоном, піоном, каоном та протоном).

II. ОСНОВНІ РІВНЯННЯ ДЛЯ РОЗСІЯННЯ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ В КУЛОНІВСЬКОМУ ПОЛІ ДВОЧАСТИНКОВОГО КОМПЛЕКСУ

Розгляньмо тричастинкову задачу про розсіяння зарядженої частинки 1 на зв'язаному комплексі, що складається із двох частинок — зарядженої 2 і нейтральної 3 (e_i і m_i — заряд і маса частинки i). У цій праці ми обмежимось дослідженням тричастинкової системи з двома парними потенціалами взаємодії — близькосязним (ядерним) потенціалом взаємодії між частинками 2 і 3, v_{23}^N , що забезпечує утворення зв'язаного двочастинкового комплексу, і далекосязним кулонівським потенціалом взаємодії між частинками 1 і 2, v_{12}^C . Уважаємо, що частинки 1 і 3 не взаємодіють зовсім, $v_{31} = 0$. Оператор потенціальної енергії взаємодії для розгляданої системи трьох частинок має вигляд

$$V = v_{12}^C + v_{23}^N. \quad (1)$$

Зазначимо, що опис системи трьох частинок із по-

тенціалом (1) є найпростішою тричастинковою кулонівською задачею. Така задача може становити самостійний фізичний інтерес або виникати як допоміжна при визначенні інтегральних ядер модифікованих рівнянь Фадеєва для системи, що містить заряджені частинки [21].

А. ТРИЧАСТИНКОВІ РІВНЯННЯ ІЗ ЗАЕКРАНОВАНОЮ КУЛОНІВСЬКОЮ ВЗАЄМОДІЄЮ

Інтегральні рівняння, що описують розсіяння зарядженої частинки на двочастинковому комплексі із зарядженої та нейтральної частинок, одержуємо на підставі тричастинкового оператора взаємодії \bar{V} , що містить заекранований кулонівський потенціал парної взаємодії \bar{v}_{12}^C ,

$$\bar{V} = \bar{v}_{12}^C + v_{23}^N, \quad \bar{v}_{12}^C = v_{12}^C \cdot s_{12}, \quad (2)$$

де v_{12}^C — звичайний (незаекранований) кулонівський потенціал, $v_{12}^C(r_{12}) = e_1 e_2 / r_{12}$, а s_{12} — екранована функція, що може бути вибрана в експоненційному вигляді: $s_{12}(r_{12}, R_s) = \exp(-r_{12}/R_s)$, R_s — параметр, що описує радіус екранування. Тут і надалі всі величини, що відповідають заекранованому кулонівському потенціалові, позначаємо рисочкою зверху.

Розбиваючи (відповідно до вигляду оператора потенціальної енергії взаємодії (2)) повну хвильову функцію тричастинкової системи $\bar{\Psi}$ на дві компоненти Фадеєва,

$$\bar{\Psi} = \bar{\Psi}^{(23)} + \bar{\Psi}^{(12)}, \quad (3)$$

записуємо для компонент систему двох зв'язаних інтегральних рівнянь

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}^{(23)} &= \Phi_{23,1} + G_0(E) T_{23}(E) \bar{\Psi}^{(12)}, \\ \bar{\Psi}^{(12)} &= G_0(E) \bar{T}_{12}^C(E) \bar{\Psi}^{(23)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Тут оператор $G_0(E) = (E - h_0^{23} - h_0^1 + i0)^{-1}$ — вільний тричастинковий пропагатор (h_0^{23} і h_0^1 — оператори кінетичної енергії відносного руху частинок 2 і 3 та відносного руху частинки 1 і центра мас частинок 2 і 3), E — повна енергія відносного руху в системі трьох частинок, $\bar{T}_{12}^C(E)$ і $T_{23}(E)$ — оператори переходу, що відповідають парним взаємодіям \bar{v}_{12}^C і v_{23} і задовольняють рівняння Ліпмана-Швінґера з тричастинковим пропагатором $G_0(E)$,

$$\begin{aligned} \bar{T}_{12}^C(E) &= \bar{v}_{12}^C + \bar{v}_{12}^C G_0(E) \bar{T}_{12}^C(E), \\ T_{23}(E) &= v_{23} + v_{23} G_0(E) T_{23}(E). \end{aligned} \quad (5)$$

Вільний член у (4) являє собою добуток хвильової

функції зв'язаного стану двочастинкового комплексу ψ_0 і плоскої хвилі відносного руху частинки 1, що налітає, і центра мас двох частинок комплексу з імпульсом \mathbf{p}_0 , $\varphi_{\mathbf{p}_0} = |\mathbf{p}_0\rangle$,

$$\Phi_{23,1} = \psi_0 \cdot \varphi_{\mathbf{p}_0}. \quad (6)$$

Як змінні, що описують тричастинкову систему, будемо використовувати відносні імпульси Якобі

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_{ij} &= (m_j \mathbf{k}_i - m_i \mathbf{k}_j) / m_{ij}, \\ \mathbf{p}_k &= [m_k (\mathbf{k}_i + \mathbf{k}_j) - m_{ij} \mathbf{k}_k] / M, \end{aligned} \quad (7)$$

де \mathbf{k}_i — імпульс частинки i , $m_{ij} = m_i + m_j$, $M = m_1 + m_2 + m_3$, $ijk = 123, 231, 312$. У конфігураційному просторі їм відповідають відносні координати

$$\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, \quad \boldsymbol{\rho}_k = (m_i \mathbf{r}_i + m_j \mathbf{r}_j) / m_{ij} - \mathbf{r}_k,$$

де \mathbf{r}_i — радіус-вектор частинки i . Нижче ми вживаємо скорочені позначення змінних імпульсів: $\mathbf{k} \equiv \mathbf{k}_{23}$, $\mathbf{p} \equiv \mathbf{p}_1$ і координат: $\mathbf{r} \equiv \mathbf{r}_{23}$, $\boldsymbol{\rho} \equiv \boldsymbol{\rho}_1$.

Для досліджуваної задачі про розсіяння частинки на двочастинковому комплексі повна енергія відносного руху в системі трьох частинок дорівнює

$$E = \epsilon - b, \quad (8)$$

де $\epsilon = p_0^2 / 2\mu_1$ — енергія відносного руху частинки 1 і центра мас комплексу із частинок 2 і 3, $b = \kappa^2 / 2\mu_{23}$ — енергія зв'язку двочастинкового комплексу, $\mu_{ij} = m_i m_j / m_{ij}$ і $\mu_k = m_k m_{ij} / M$ — зведені маси двох частинок i і j та частинки k і центра мас пари частинок i і j відповідно.

Значне спрощення задачі про розсіяння частинки на двочастинковому комплексі досягається, якщо взаємодію між частинками 2 і 3, що утворюють зв'язаний комплекс, описувати за допомогою сепарабельного потенціалу

$$v_{23}^N = -\lambda |u\rangle \langle u|. \quad (9)$$

Потенціалу (9) відповідає двочастинковий оператор переходу

$$t_{23}^N(\epsilon) = |u\rangle \tau(\epsilon) \langle u|, \quad (10)$$

де

$$\begin{aligned} \tau(\epsilon) &= \frac{S(\epsilon)}{\epsilon + b}, \quad S(\epsilon) = \langle u | g_0^{23}(-b) g_0^{23}(\epsilon) | u \rangle^{-1} \\ g_0^{23}(\epsilon) &= (\epsilon - h_0^{23} + i0)^{-1}, \end{aligned} \quad (11)$$

ϵ — енергія відносного руху частинок 2 і 3. Хвильова функція зв'язаного S -стану двох частинок є такою:

$$\begin{aligned} |\psi_0\rangle &= -g_0^{23}(-b) |u\rangle, \quad \psi_0(\mathbf{k}) = u(k) \left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b \right)^{-1}, \\ \langle \psi_0 | \psi_0 \rangle &= 1, \end{aligned} \quad (12)$$

при цьому зв'язаний стан двох частинок утворюється за умови

$$\frac{1}{\lambda} + \langle u | g_0^{23}(-b) | u \rangle = 0. \quad (13)$$

Оператор переходу $T_{23}(E)$ у рівнянні системи (4), що визначається рівнянням Ліпмана-Швінгера (5) з тричастинковим вільним пропагатором $G_0(E)$, для потенціалу (9) набуває вигляду

$$\begin{aligned} T_{23}(E) &= |u\rangle \tau(E - h_0^1) \langle u|, \\ \tau(E - h_0^1) &= S(E - h_0^1) g_0^1(E). \end{aligned} \quad (14)$$

Зауважимо, що вираз (14) для $T_{23}(E)$ має діагональний оператор у функціональному просторі відносного імпульсу частинки 1 і центра мас частинок 2 і 3.

Із застосуванням моделі взаємодії (9) формальний розв'язок системи рівнянь (4) можна подати так:

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}^{(23)} &= -G_0(E) |u\rangle [1 + \tau(E - h_0^1) \bar{X}(\epsilon)] \varphi_{\mathbf{p}_0}, \\ \bar{\Psi}^{(12)} &= -G_0(E) \bar{T}_{12}^C(E) G_0(E) |u\rangle [1 + \tau(E - h_0^1) \bar{X}(\epsilon)] \varphi_{\mathbf{p}_0}, \end{aligned} \quad (15)$$

де оператор $\bar{X}(\epsilon)$ задовольняє інтегральне рівняння

$$\begin{aligned} \bar{X}(\epsilon) &= \bar{U}(\epsilon) + \bar{U}(\epsilon) \tau(\epsilon - b - h_0^1) \bar{X}(\epsilon), \\ \bar{U}(\epsilon) &= \langle u | G_0(\epsilon - b) \bar{T}_{12}^C(\epsilon - b) G_0(\epsilon - b) | u \rangle. \end{aligned} \quad (16)$$

Ураховуючи (15), повну хвильову функцію (4) записуємо у вигляді

$$\bar{\Psi} = - [1 + G_0(E) \bar{T}_{12}^C(E)] G_0(E) |u\rangle [1 + \tau(E - h_0^1) \bar{X}(\epsilon)] \varphi_{\mathbf{p}_0}. \quad (17)$$

Оператори $\bar{X}(\epsilon)$, $\bar{U}(\epsilon)$ і $\tau(\epsilon - b - h_0^1)$ в (15) і (16) діють у просторі функцій змінних, що описують лише відносний рух частинки 1 і центра мас частинок 2 і 3, — вектора імпульсу \mathbf{p}_1 або радіуса-вектора $\boldsymbol{\rho}_1$. Формулами (15)–(16) тричастинкова задача зведена до певної двочастинкової задачі про рух частинки 1 щодо центра мас частинок 2 і 3. Остання сформульована як інтегральне рівняння (16). Досягнуте спрощення тричастинкової задачі уможливлене завдяки використанню специфічної моделі взаємодії між частинками зв'язаного комплексу (9).

В. РІВНЯННЯ ДЛЯ ХВИЛЬНОЇ ФУНКЦІЇ РОЗСІЯННЯ ЗВЕДЕНОЇ ДВОЧАСТИНКОВОЇ ЗАДАЧІ

Замість оператора $\bar{X}(\epsilon)$ (матричні елементи якого містяться в компонентах хвильової функції (15) з початковим імпульсом на енергетичній поверхні ϵ), зручно використовувати відповідну хвильову функцію

$$\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0} = [1 + g_0^1(\epsilon)\bar{X}(\epsilon)]\varphi_{\mathbf{p}_0}. \quad (18)$$

Інтегральне рівняння для функції $\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}$, що випливає з (16) і (18), є таким:

$$\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0} = \varphi_{\mathbf{p}_0} + g_0^1(\epsilon)\bar{U}(\epsilon)S(\epsilon - b - h_0^1)\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}. \quad (19)$$

З використанням функції $\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}$ і співвідношення

$$[1 + \tau(\epsilon - b - h_0^1)\bar{X}(\epsilon)]\varphi_{\mathbf{p}_0} = S(\epsilon - b - h_0^1)\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0} \quad (20)$$

вирази для фадєєвських компонент (15) і повної хвильової функції (17) набувають вигляду

$$\bar{\Psi}^{(23)} = -G_0(E)|u\rangle S(\epsilon - b - h_0^1)\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}, \quad (21)$$

$$\bar{\Psi}^{(12)} = -G_0(E)\bar{T}_{12}^C(E)G_0(E)|u\rangle S(\epsilon - b - h_0^1)\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}$$

і

$$\bar{\Psi} = -[1 + G_0(E)\bar{T}_{12}^C(E)]G_0(E)|u\rangle S(\epsilon - b - h_0^1)\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}. \quad (22)$$

Хвильову функцію розсіяння ефективної двочастинкової задачі про рух зарядженої частинки 1 щодо центра мас частинок комплексу, $\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(1)$, визначаємо, згідно з методом уведення ефективної взаємодії між частинкою й комплексом Френсіса–Ватсона [22] і Фешбаха [23] (див. також [24] і [25]), як коефіцієнтну функцію при хвильовій функції зв'язаного стану частинок комплексу в розкладі повної тричастинкової хвильової функції за системою хвильових функцій відносного руху частинок 2 і 3, що взаємодіють між собою,

$$\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(1) \equiv \langle \psi_0(23) | \bar{\Psi}_{\mathbf{p}_0}(23, 1) \rangle. \quad (23)$$

В імпульсному просторі змінних формула (23) має вигляд

$$\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\mathbf{p}) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \psi_0^*(\mathbf{k})\bar{\Psi}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{k}, \mathbf{p}). \quad (24)$$

Ураховуючи у (23) явний вигляд повної хвильової функції (22), одержуємо вираз, що встановлює зв'язок між ефективною хвильовою функцією $\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}$ і введеною вище функцією $\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}$,

$$\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}} = [1 + \bar{Z}(\epsilon)S(\epsilon - b - h_0^1)]\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}, \quad (25)$$

де

$$\bar{Z}(\epsilon) = -\langle \psi_0 | G_0(\epsilon - b)\bar{T}_{12}^C(\epsilon - b)G_0(\epsilon - b) | u \rangle. \quad (26)$$

Вираз (26) можна записати так:

$$\bar{Z}(\epsilon) = g_0(\epsilon)[\bar{W}(\epsilon) - \bar{U}(\epsilon)], \quad (27)$$

де

$$\bar{W}(\epsilon) = \langle u | g_0^{23}(-b)\bar{T}_{12}^C(\epsilon - b)G_0(\epsilon - b) | u \rangle, \quad (28)$$

а оператор $\bar{U}(\epsilon)$ визначається виразом (16). Інтегрування у виразах для $\bar{Z}(\epsilon)$ і $\bar{W}(\epsilon)$, як і у виразі (16) для $\bar{U}(\epsilon)$, виконується лише у просторі змінних відносного руху частинок комплексу.

Уводячи ефективний оператор переходу $\bar{X}_{\text{eff}}(\epsilon)$, що відповідає ефективній хвильовій функції,

$$\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}} = [1 + g_0^1(\epsilon)\bar{X}_{\text{eff}}(\epsilon)]\varphi_{\mathbf{p}_0}, \quad (29)$$

і враховуючи співвідношення (25), (27) і (18), одержуємо формулу, що визначає оператор переходу $\bar{X}_{\text{eff}}(\epsilon)$ через оператори $\bar{X}(\epsilon)$ і $\bar{W}(\epsilon)$,

$$\bar{X}_{\text{eff}}(\epsilon) = \bar{W}(\epsilon) + \bar{W}(\epsilon)\tau(\epsilon - b - h_0^1)\bar{X}(\epsilon). \quad (30)$$

С. ПЕРЕХІД ДО НЕЗАЕКРАНОВАНОЇ КУЛОНІВСЬКОЇ ВЗАЄМОДІЇ

Вимкнення екранування кулонівської взаємодії між зарядженими частинками (перехід до необмежено великого радіуса екранування, $R_s \rightarrow \infty$) у рівнянні (19), що визначає хвильову функцію розсіяння

зведеної двочастинкової задачі та ефективну хвильову функцію (24), проведемо, використовуючи відомий метод Горшкова–Веселової [5,6]. При цьому величини, що описують систему з неаекранованою кулонівською взаємодією, позначатимемо буквами без

рисочки.

Ядра операторів \bar{U} , \bar{W} і \bar{Z} в інтегральних рівняннях (19) і (30) та у виразі для ефективної хвильової функції (25), що визначаються формулами (16), (26) і (28), мають вигляд

$$\begin{aligned}\bar{U}(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) &= \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{u(\mathbf{k}) \langle \mathbf{k}_{12} | \bar{t}_{12}^C \left(\epsilon - b - \frac{p_3^2}{2\mu_3} \right) | \mathbf{k}'_{12} \rangle u(\mathbf{k} - 2\mathbf{Q})}{\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_p \right] \left[\frac{(\mathbf{k} - 2\mathbf{Q})^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_{p'} \right]}, \\ \bar{W}(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) &= \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{u(\mathbf{k}) \langle \mathbf{k}_{12} | \bar{t}_{12}^C \left(\epsilon - b - \frac{p_3^2}{2\mu_3} \right) | \mathbf{k}'_{12} \rangle u(\mathbf{k} - 2\mathbf{Q})}{\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b \right] \left[\frac{(\mathbf{k} - 2\mathbf{Q})^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_{p'} \right]}, \\ \bar{Z}(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) &= - \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{u(\mathbf{k}) \langle \mathbf{k}_{12} | \bar{t}_{12}^C \left(\epsilon - b - \frac{p_3^2}{2\mu_3} \right) | \mathbf{k}'_{12} \rangle u(\mathbf{k} - 2\mathbf{Q})}{\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b \right] \left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_p \right] \left[\frac{(\mathbf{k} - 2\mathbf{Q})^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_{p'} \right]},\end{aligned}\quad (31)$$

де задля спрощення запису використані такі позначення:

$$\begin{aligned}\mathbf{k}_{12} &= -\frac{m_1}{m_{12}} \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}, & \mathbf{k}'_{12} &= -\frac{m_1}{m_{12}} \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}', \\ \mathbf{p}_3 &= \mathbf{k} - \frac{m_3}{m_{23}} \mathbf{p}, \\ \mathbf{Q} &= \frac{m_3}{2m_{23}} (\mathbf{p} - \mathbf{p}'), & \epsilon_p &= \epsilon - \frac{p^2}{2\mu_1} + i0.\end{aligned}$$

У граничному випадку неаекранованої кулонівської взаємодії ($R_s \rightarrow \infty : \bar{v}_{12}^C \rightarrow v_{12}^C$) двочастинкова кулонівська матриця переходу $\bar{t}_{12}^C \rightarrow t_{12}^C$ в інтегральних виразах (31) генерує далекодійні (кулонівську й поляризаційні) взаємодії між зарядженою частинкою та центром мас комплексу. Найбільш далекодійна частина ядер операторів $\{U, W, Z\} = \lim_{R_s \rightarrow \infty} \{\bar{U}, \bar{W}, \bar{Z}\}$ утворюється в (31) від борнівського члена двочастинкової кулонівської матриці переходу. Відповідний матричний елемент, будучи локальним, залежить від

$\mathbf{k}'_{12} - \mathbf{k}_{12} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$, тобто виявляється функцією лише змінних, що характеризують відносний рух частинки 1 і центра мас двох інших частинок, у вигляді аекранованого кулонівського потенціалу взаємодії між точковими зарядами частинки 1 (ϵ_1) і центра мас двочастинкового комплексу (ϵ_2), $\bar{V}^C(\mathbf{p} - \mathbf{p}')$,

$$\begin{aligned}\langle \mathbf{k}_{12} | \bar{t}_{12}^C \left(\epsilon - b - \frac{p_3^2}{2\mu_3} \right) | \mathbf{k}'_{12} \rangle_{Born} & \\ = \bar{v}_{12}^C(\mathbf{k}_{12} - \mathbf{k}'_{12}) &= \frac{4\pi\epsilon_1\epsilon_2}{(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 + R_s^2} = \bar{V}^C(\mathbf{p} - \mathbf{p}'),\end{aligned}\quad (32)$$

і виноситься з-під знаків інтеграла в (32),

$$\begin{aligned}\bar{U}(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) &= \bar{V}^C(\mathbf{p} - \mathbf{p}') I(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) + \dots, \\ \bar{W}(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) &= \bar{V}^C(\mathbf{p} - \mathbf{p}') J(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) + \dots, \\ \bar{Z}(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) &= \bar{V}^C(\mathbf{p} - \mathbf{p}') L(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) + \dots,\end{aligned}\quad (33)$$

де

$$\begin{aligned}I(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) &= \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{u(\mathbf{k}) u(\mathbf{k} - 2\mathbf{Q})}{\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_p \right] \left[\frac{(\mathbf{k} - 2\mathbf{Q})^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_{p'} \right]}, \\ J(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) &= \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{u(\mathbf{k}) u(\mathbf{k} - 2\mathbf{Q})}{\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b \right] \left[\frac{(\mathbf{k} - 2\mathbf{Q})^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_{p'} \right]},\end{aligned}\quad (34)$$

$$L(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) = - \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{u(\mathbf{k})u(\mathbf{k} - 2\mathbf{Q})}{\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b\right] \left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_p\right] \left[\frac{(\mathbf{k}-2\mathbf{Q})^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_{p'}\right]}.$$

Зауважимо, що фактори I , J і L в (34) не містять у собі параметра екранування R_s , вони є істотно нелокальними і швидко спадають при великих значеннях імпульсів p і p' . Згідно зі співвідношенням (27), зв'язок між факторами (34) має вигляд

$$L(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) = \left(\epsilon - \frac{p^2}{2\mu_1}\right)^{-1} [J(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) - I(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon)]. \quad (35)$$

Діагональні елементи ядер I , J і L з імпульсами на енергетичній поверхні дорівнюють

$$I(\mathbf{p}_0, \mathbf{p}_0; \epsilon) = J(\mathbf{p}_0, \mathbf{p}_0; \epsilon) = 1,$$

$$L(\mathbf{p}_0, \mathbf{p}_0; \epsilon) = - \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{u^2(k)}{\left(b + \frac{k^2}{2\mu_{23}}\right)^3}. \quad (36)$$

Головна сингулярність ядра інтегрального рівняння (19) для хвильової функції розсіяння, що виникає при вимкненні екранування кулонівської взаємодії між зарядженими частинками, зумовлена накладанням сингулярності потенціалу кулонівської взаємодії зарядів частинки й комплексу в його центрі мас,

$$V^C(\mathbf{p} - \mathbf{p}') = \frac{4\pi\epsilon_1\epsilon_2}{(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2}, \quad (37)$$

що, згідно з (33), міститься в ядрі U , і сингулярності вільної функції Гріна

$$\langle \mathbf{p} | g_0^1(\epsilon) | \mathbf{p}' \rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \left(\epsilon - \frac{p^2}{2\mu_1} + i0\right)^{-1}. \quad (38)$$

Граничний перехід до неаекранованої кулонівської взаємодії в рівнянні (19) здійснимо, попередньо переформулювавши рівняння шляхом виділення з ядра (19) у явному вигляді члена $g_0^1(\epsilon)\bar{V}^C$, що відповідає чисто кулонівській взаємодії. Переносячи цей член на лівий бік рівняння (19) і діючи оберненим оператором $1 - g_0^1(\epsilon)\bar{V}^C$ на обидві частини одержаного рівняння, запишемо рівняння для функції $\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}$ так:

$$\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0} = \bar{\psi}_{\mathbf{p}_0} + \bar{g}^C(\epsilon)[\bar{U}(\epsilon)S(\epsilon - b - h_0^1) - \bar{V}^C]\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}. \quad (39)$$

Уведену функцію розсіяння заекранованим кулонівським потенціалом \bar{V}^C (32), $\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0^C}$ та відповідну функцію Гріна $\bar{g}^C(\epsilon)$ визначаємо рівняннями:

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_{\mathbf{p}_0^C} &= \varphi_{\mathbf{p}_0} + g_0^1(\epsilon)\bar{V}^C\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0^C}, \\ \bar{g}^C(\epsilon) &= g_0^1(\epsilon) + g_0^1(\epsilon)\bar{V}^C\bar{g}^C(\epsilon). \end{aligned} \quad (40)$$

Перехід до неаекранованої кулонівської взаємодії здійснюємо в регуляризованому рівнянні (39) автоматично, враховуючи, згідно з [5,6], що при $R_s \rightarrow \infty$ функції $\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0^C}$ і $\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}$ набувають вигляду добутків відомого сингулярного фазового фактора та відповідних функцій $\psi_{\mathbf{p}_0^C}$ і $\chi_{\mathbf{p}_0}$, що мають скінченну границю й описують фізичний процес розсіяння з неаекранованою кулонівською взаємодією,

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_{\mathbf{p}_0^C}(\mathbf{p}) &\xrightarrow{R_s \rightarrow \infty} \exp[-i\eta(\ln 2p_0 R_s - \hat{C})]\psi_{\mathbf{p}_0^C}(\mathbf{p}), \\ \bar{\chi}_{\mathbf{p}_0^C}(\mathbf{p}) &\xrightarrow{R_s \rightarrow \infty} \exp[-i\eta(\ln 2p_0 R_s - \hat{C})]\chi_{\mathbf{p}_0^C}(\mathbf{p}), \end{aligned} \quad (41)$$

де

$$\eta = \frac{\mu_1\epsilon_1\epsilon_2}{\hbar^2 p_0} = \frac{\epsilon_1\epsilon_2}{\hbar} \sqrt{\frac{\mu_1}{2\epsilon}} \quad (42)$$

— кулонівський параметр Зоммерфельда, $\hat{C} = 0.577215\dots$ — постійна Ейлера [26].

Остаточне інтегральне рівняння для функції $\chi_{\mathbf{p}_0^C}(\mathbf{p})$ одержуємо у вигляді

$$\begin{aligned} \chi_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}) &= \psi_{\mathbf{p}_0^C}(\mathbf{p}) + \int \frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi)^3} \int \frac{d\mathbf{p}''}{(2\pi)^3} \langle \mathbf{p} | g^C(\epsilon) | \mathbf{p}'' \rangle \\ &\times \left[U(\mathbf{p}'', \mathbf{p}'; \epsilon) S\left(\epsilon - b - \frac{p'^2}{2\mu_1}\right) - V^C(\mathbf{p}'' - \mathbf{p}') \right] \\ &\times \chi_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}''), \end{aligned} \quad (43)$$

де $\psi_{\mathbf{p}_0^C}(\mathbf{p})$ — кулонівська хвильова функція розсіяння в імпульсному просторі,

$$\psi_{\mathbf{p}_0^C}(\mathbf{p}) = C(\eta)\varphi_{\mathbf{p}_0^C}(\mathbf{p}), \quad \varphi_{\mathbf{p}_0^C}(\mathbf{p}) = \int d\boldsymbol{\rho} e^{-i\mathbf{p}\boldsymbol{\rho}} \varphi_{\mathbf{p}_0^C}(\boldsymbol{\rho}). \quad (44)$$

У конфігураційному просторі кулонівська функція розсіяння $\psi_{\mathbf{p}_0^C}(\boldsymbol{\rho})$ є такою [24]:

$$\begin{aligned}\psi_{\mathbf{p}_0}^C(\boldsymbol{\rho}) &= C(\eta)\varphi_{\mathbf{p}_0}^C(\boldsymbol{\rho}), \\ \varphi_{\mathbf{p}_0}^C(\boldsymbol{\rho}) &= e^{i\mathbf{p}_0\boldsymbol{\rho}} {}_1F_1(-i\eta, 1, i[p_0\rho - \mathbf{p}_0\boldsymbol{\rho}]),\end{aligned}\quad (45)$$

де $\boldsymbol{\rho} \equiv \boldsymbol{\rho}_1 = (m_2\mathbf{r}_2 + m_3\mathbf{r}_3)/m_{23} - \mathbf{r}_1$ — відносний радіус-вектор Якобі між центром мас частинок 2 й 3 і частинкою 1 (\mathbf{r}_i — радіус-вектор частинки i), що відповідає відносному імпульсові \mathbf{p}_1 (7). Коефіцієнт

$$C(\eta) = \exp\left(-\frac{1}{2}\pi\eta\right)\Gamma(1+i\eta)\quad (46)$$

в (44) і (45) відповідає нормуванню хвилі, що падає, на одиничну густину ймовірності,

$$|\psi_{\mathbf{p}_0}^C(\rho \rightarrow \infty)| \rightarrow 1,\quad (47)$$

забезпечуючи відомий результат для ймовірності знаходження частинки в точці $\rho = 0$ (стосовно ймовірності знаходження її в інцидентному струмені) для чисто кулонівського розсіяння двох зарядів — фактора проникності кулонівського поля точкової частинки

$$P_0 = \frac{|\psi_{\mathbf{p}_0}^C(\rho = 0)|^2}{|\psi_{\mathbf{p}_0}^C(\rho \rightarrow \infty)|^2} = |C(\eta)|^2 = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1}.\quad (48)$$

Очевидно, що полюсна й кулонівська сингулярності в ядрі рівняння (43), на відміну від (19), ніде не з'являються в одній точці, а тому інтегральне рівняння (43) є полярним.

Розв'язок рівняння (43), що виражає $\chi_{\mathbf{p}_0}$ через $\psi_{\mathbf{p}_0}^C$, запишемо так:

$$\chi_{\mathbf{p}_0} = \psi_{\mathbf{p}_0}^C + R(\epsilon)\psi_{\mathbf{p}_0}^C,\quad (49)$$

де $R(\epsilon)$ — резольвента неаекранованого ядра $K(\epsilon)$,

$$R(\epsilon) = [1 - K(\epsilon)]^{-1} - 1,\quad (50)$$

$$K(\epsilon) = g^C(\epsilon)[U(\epsilon)S(\epsilon - b - h_0^1) - V^C].\quad (51)$$

Таку ж поведінку при спрямуванні радіуса екранування до нескінченності ($R_s \rightarrow \infty$), як (41), має також ефективна функція $\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}$ (24),

$$\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\mathbf{p}) \xrightarrow{R_s \rightarrow \infty} \exp\left[-i\eta(\ln 2p_0 R_s - \hat{C})\right]\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\mathbf{p}),\quad (52)$$

що безпосередньо впливає зі зображення (25) функції $\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}$ через функцію $\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}$ та поведінки (41) функції $\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}$. Вилучаючи зі співвідношення (25) у граничному випадку $R_s \rightarrow \infty$ сингулярні фазові фактори, згідно

з (41) і (52), одержуємо вираз для ефективної хвильової функції розсіяння $\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}$, що описує процес розсіяння для неаекранованого потенціалу,

$$\begin{aligned}\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\mathbf{p}) &= \chi_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}) + \int \frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi)^3} Z(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \epsilon) \\ &\times S\left(\epsilon - b - \frac{p'^2}{2\mu_1}\right)\chi_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}').\end{aligned}\quad (53)$$

Формулу (53) для ефективної хвильової функції можна записати як вираз через кулонівську хвильову функцію $\psi_{\mathbf{p}_0}^C$, використовуючи формулу (49) для функції $\chi_{\mathbf{p}_0}$ (і формулу (27) для неаекранованого ядра Z),

$$\begin{aligned}\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}} &= \psi_{\mathbf{p}_0}^C + g_0^1(\epsilon) \\ &\times \left\{ W(\epsilon)S(\epsilon - b - h_0^1)[1 + R(\epsilon)] - V^C \right\} \psi_{\mathbf{p}_0}^C.\end{aligned}\quad (54)$$

III. ІМОВІРНІСТЬ ПРОНИКНЕННЯ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ КРІЗЬ КУЛОНІВСЬКЕ ПОЛЕ ДВОЧАСТИНКОВОГО КОМПЛЕКСУ

Особливо цікавим видається дослідження в межах розробленого тричастинкового формалізму зближення зарядженої частинки й зарядженого двочастинкового зв'язаного комплексу, і зокрема явища проникнення зарядженої частинки крізь складний кулонівський бар'єр двочастинкового комплексу.

У конфігураційному просторі ефективну хвильову функцію розсіяння знаходимо, використовуючи перетворення Фур'є,

$$\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\boldsymbol{\rho}) = \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{p}\boldsymbol{\rho}} \psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\mathbf{p}).\quad (55)$$

Значення ефективної хвильової функції розсіяння в точці конфігураційного простору $\rho = 0$ визначаємо, згідно з (55), як інтеграл відповідного образу Фур'є по всьому імпульсному простору,

$$\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\rho = 0) = \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\mathbf{p}).\quad (56)$$

Використовуючи для $\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\mathbf{p})$ вираз (54), формулу (56) запишемо так:

$$\begin{aligned}\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\rho = 0) &= \psi_{\mathbf{p}_0}^C(\rho = 0) + \int \frac{d\mathbf{p} d\mathbf{p}'}{(2\pi)^6} \frac{1}{\epsilon - \frac{p^2}{2\mu_1} + i0} \\ &\times \left\{ \int \frac{d\mathbf{p}''}{(2\pi)^3} W(\mathbf{p}, \mathbf{p}''; \epsilon) S(-b + \epsilon_{p''}) \right.\end{aligned}\quad (57)$$

$$\times \langle \mathbf{p}'' | [1 + R(\epsilon)] | \mathbf{p}' \rangle - V^C(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \Big\} \varphi_{\mathbf{p}_0}^C(\mathbf{p}').$$

Ймовірність знаходження зарядженої частинки в точці центра мас двочастинкового комплексу (щодо ймовірності знаходження її в інцидентному струмені) дорівнює

$$P = \frac{|\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\rho = 0)|^2}{|\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\rho \rightarrow \infty)|^2}. \quad (58)$$

Величину P будемо називати фактором проникності кулонівського поля двочастинкового комплексу.

Виділяючи, згідно з (44) і (45), у виразі (57) загальний коефіцієнт — нормувальний фактор кулонівської функції розсіяння $C(\eta)$, формулу (57) для $\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\rho = 0)$ запишемо як

$$\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\rho = 0) = C(\eta) [1 + D(\eta, p_0)], \quad (59)$$

де безрозмірна величина

$$\begin{aligned} D(\eta, p_0) &= \int \frac{d\mathbf{p} d\mathbf{p}'}{(2\pi)^6 \epsilon_p} \\ &\times \left\{ \int \frac{d\mathbf{p}''}{(2\pi)^3} W(\mathbf{p}, \mathbf{p}'', \epsilon) S(-b + \epsilon_p'') \right. \\ &\times \langle \mathbf{p}'' | [1 + R(\epsilon)] | \mathbf{p}' \rangle - V^C(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \Big\} \varphi_{\mathbf{p}_0}^C(\mathbf{p}'), \end{aligned} \quad (60)$$

що описує ефект структури комплексу, залежить від енергії відносного руху частинки та комплексу ϵ , параметра η і двох параметрів, що характеризують потенціал взаємодії складових частинок комплексу або зв'язаний стан комплексу, у ролі яких зручно використати енергію зв'язку b та величину, пов'язану з радіусом взаємодії частинок комплексу.

Оскільки ядро зредукованого оператора у фігурних дужках виразу (54) не містить оператора далекодії кулонівської взаємодії, нормування ефективної хвильової функції розсіяння $\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}$ на нескінченно великих відстанях не відрізняється від відповідного нормування кулонівської функції розсіяння (47),

$$|\psi_{\mathbf{p}_0}^{\text{eff}}(\rho \rightarrow \infty)| \rightarrow 1. \quad (61)$$

Після підстановки формул (59) і (61) в (58) вираз для ймовірності проникнення зарядженої точкової

частинки в центр мас двочастинкового комплексу (або фактора проникності кулонівського поля комплексу) запишемо так:

$$P = P_0 \{1 + 2 \operatorname{Re} D + |D|^2\}, \quad (62)$$

де P_0 — ймовірність зближення точкової інцидентної частинки із зарядом ϵ_1 і масою m_1 та точкової частинки із зарядом і масою, що відповідають сумарному заряду комплексу ϵ_2 і сумарній масі комплексу m_{23} , або фактор проникності кулонівського поля безструктурного комплексу (формула (48)). Сума другого і третього доданків у фігурних дужках виразу (62) описує відносно відхилення фактора проникності (для зарядженої частинки) кулонівського поля двочастинкового комплексу від фактора проникності кулонівського поля відповідного точкового заряду,

$$\Delta \equiv \frac{P - P_0}{P_0} = 2 \operatorname{Re} D + |D|^2. \quad (63)$$

А. Відносне відхилення Δ у лінійному за параметром η наближенні

Визначмо на основі формули (60) ймовірність зближення зарядженої точкової частинки і двочастинкового комплексу у випадку, коли параметр $|\eta| \in$ малим:

$$|\eta| < 1. \quad (64)$$

У лінійному за параметром η наближенні, враховуючи у формулі (60), згідно з (44) і (45) та (33) і (34), лише перші члени розкладів за параметром η функції $\varphi_{\mathbf{p}_0}^C$ і ядер W і R ,

$$\begin{aligned} \varphi_{\mathbf{p}_0}^C(\mathbf{p}') &= \varphi_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}') + O(\eta), \\ W(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; \epsilon) &= V^C(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0) J(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; \epsilon) + o(\eta), \\ J(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; \epsilon) &= F_{00}(|\mathbf{p} - \mathbf{p}_0|), \\ R(\mathbf{p}'', \mathbf{p}'; \epsilon) &= (2\pi)^3 \delta(\mathbf{p}'' - \mathbf{p}') + O(\eta), \end{aligned} \quad (65)$$

де $F_{00}(q)$ — формфактор зарядового розподілу двочастинкового комплексу (що знаходиться в S -хвильовому зв'язаному стані),

$$F_{00}(q) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \psi_0^*(\mathbf{k}) \psi_0\left(\mathbf{k} - \frac{m_3}{m_{23}} \mathbf{q}\right) = \int d\mathbf{r} \exp\left(i \frac{m_3}{m_{23}} \mathbf{q} \mathbf{r}\right) |\psi_0(\mathbf{r})|^2, \quad (66)$$

вираз для величини D одержуємо у вигляді

$$D(\eta, p_0) = 8\pi\eta p_0 \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{1 - F_{00}(|\mathbf{p} - \mathbf{p}_0|)}{(p^2 - p_0^2 - i0)(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2} + o(\eta) = \eta[A(p_0) + iB(p_0)] + o(\eta), \quad |\eta| < 1. \quad (67)$$

Тут використано такі позначення:

$$A(p_0) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty dq \frac{1 - F_{00}(q)}{q} \ln \left(\frac{q + 2p_0}{|q - 2p_0|} \right),$$

$$B(p_0) = \int_0^{2p_0} dq \frac{1 - F_{00}(q)}{q} \quad (68)$$

або з урахуванням (66)

$$A(p_0) = \frac{\pi}{2} - 4 \int_0^\infty dr r^2 |\psi_0(r)|^2$$

$$\times \int_0^\infty \frac{dq}{q} j_0 \left(\frac{m_3}{m_{23}} qr \right) \ln \left(\frac{q + 2p_0}{|q - 2p_0|} \right),$$

$$B(p_0) = 4\pi \int_0^\infty dr r^2 |\psi_0(r)|^2 [j(x_0) + \text{Cin}(x_0) - 1],$$

$$x_0 = 2 \frac{m_3}{m_{23}} p_0 r, \quad (69)$$

де $j_0(x)$ — сферична функція Бесселя, $\text{Cin}(x)$ — ціла функція, $\text{Cin}(x) = -\text{Ci}(x) + \ln(x) + \hat{C}$, $\text{Ci}(x)$ — інте-

гральний косинус, \hat{C} — постійна Ейлера [26].

У граничному випадку нехтівно малої маси нейтральної складової частинки комплексу ($m_3 \ll m_2$), коли центр маси й центр заряду комплексу збігаються ($m_3/m_{23} \rightarrow 0$), формфактор прямує до одиниці, $F_{00}(q) \rightarrow 1$, а величини $A(p_0)$ і $B(p_0)$ (як і D) — до нуля.

Використовуючи (67), для відношення ймовірності проникнення зарядженої частинки в центр мас дво-частинкового комплексу P (62) до ймовірності зближення зарядженої частинки і точкового заряду P_0 (48) одержуємо

$$\frac{P}{P_0} = 1 + \Delta, \quad \Delta = 2A(p_0)\eta + o(\eta). \quad (70)$$

Для сепарабельного потенціалу (9) з фактором $u(k)$ юкаввівської форми,

$$u(k) = \frac{\sqrt{2\pi\kappa\beta(\kappa + \beta)^3}}{\mu_{23}} \frac{1}{k^2 + \beta^2}, \quad (71)$$

формфактор зарядового розподілу двочастинкового комплексу (66) записуємо в аналітичному вигляді,

$$F_{00}(q) = \frac{2m_{23}}{m_3} \frac{\kappa\beta(\beta + \kappa)}{(\beta - \kappa)^2 q} \left\{ \arctg \left(\frac{1}{2} \frac{m_3}{m_{23}} \frac{q}{\kappa} \right) + \arctg \left(\frac{1}{2} \frac{m_3}{m_{23}} \frac{q}{\beta} \right) - 2\arctg \left(\frac{m_3}{m_{23}} \frac{q}{\beta + \kappa} \right) \right\}. \quad (72)$$

У виразі (71) параметр β характеризує обернену величину радіуса взаємодії, а нормування відповідає нормуванню хвильової функції комплексу (12).

Використовуючи (72), вираз (68) для величини $A(p_0)$, що міститься в (70), записуємо так:

$$A(p_0) = \frac{\pi}{2} - \frac{\kappa_0\beta_0(\beta_0 + \kappa_0)}{\pi(\beta_0 - \kappa_0)^2} \int_0^\infty \frac{dx}{x^2} \left[\arctg \left(\frac{x}{\kappa_0} \right) + \arctg \left(\frac{x}{\beta_0} \right) - 2\arctg \left(\frac{2x}{\beta_0 + \kappa_0} \right) \right] \ln \left(\frac{x + 1}{|x - 1|} \right), \quad (73)$$

де

$$\kappa_0 = \frac{m_{23}}{m_3} \frac{\kappa}{p_0}, \quad \beta_0 = \frac{m_{23}}{m_3} \frac{\beta}{p_0}. \quad (74)$$

Величина A (68) залежить від імпульсу відносного руху частинки й центра мас комплексу p_0 (енергії $\epsilon = p_0^2/2\mu_1$) та від величин, що характеризують зв'язаний стан двочастинкового комплексу (енергії зв'язку $b = \kappa^2/2\mu_{23}$ і параметра β для потенціалу

з фактором (71)). Згідно з (73), вона, безрозмірна величина, побудована із двох безрозмірних параметрів κ_0 і β_0 (74). Зважаючи на те, що інтеграл в (73) являє собою лінійну комбінацію трьох однотипних інтегралів, величину A запишемо як

$$A(p_0) = \frac{\pi}{2} - \frac{\kappa_0\beta_0(\beta_0 + \kappa_0)}{\pi(\beta_0 - \kappa_0)^2} \times \left[a \left(\frac{1}{\kappa_0} \right) + a \left(\frac{1}{\beta_0} \right) - 2a \left(\frac{2}{\kappa_0 + \beta_0} \right) \right], \quad (75)$$

де

$$a(\xi) = \int_0^\infty \frac{dx}{x^2} \operatorname{arctg}(\xi x) \ln \left(\frac{x+1}{|x-1|} \right). \quad (76)$$

Зауважимо, що для потенціалу (9), (71) хвильова функція частинок комплексу у зв'язаному стані (12) з фізичною поведінкою на асимптотично великих відстанях між частинками можлива лише за умови виконання нерівності

$$\kappa < \beta. \quad (77)$$

Звідси випливають нерівності між значеннями аргументу функції $a(\xi)$, що містяться у виразі (75):

$$\frac{1}{\beta_0} < \frac{2}{\kappa_0 + \beta_0} < \frac{1}{\kappa_0}. \quad (78)$$

В. Числові розрахунки

Розгляньмо спочатку випадок, коли параметр $\frac{1}{\kappa_0}$ є малим,

$$\frac{1}{\kappa_0} = \frac{m_3 p_0}{m_{23} \kappa} < 1, \quad (79)$$

що дає змогу виконати інтегрування в (76) наближено. Обмежуючись урахуванням перших трьох членів у розкладі функції $a(\xi)$ (76) за степенями ξ ,

$$a(\xi) = a(0) + \xi a'(0) + \frac{1}{2} \xi^2 a''(0) + o(\xi^2), \quad (80)$$

і скориставшись значеннями інтегралів [27]

$$\int_0^\infty \frac{dx}{x} \ln \frac{x+1}{|x-1|} = \frac{\pi^2}{2},$$

$$\int_0^\infty dx \frac{x}{(1+\xi^2 x^2)^2} \ln \frac{x+1}{|x-1|} = \frac{\pi}{2\xi(1+\xi^2)}, \quad (81)$$

у цьому випадку маємо

$$a(\xi) = \frac{\pi^2}{2} \xi - \frac{\pi}{2} \xi^2 + o(\xi^2), \quad \xi < 1. \quad (82)$$

Підставляючи в (75) перші члени розкладу функції $a(\xi)$ для всіх трьох значень аргументу, що, згідно з (78) і (79), є меншими, ніж 1, головний член розкладу величини A знаходимо у вигляді

$$A(p_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\kappa_0} + \frac{2}{\kappa_0 + \beta_0} + \frac{1}{\beta_0} \right) + o \left(\frac{1}{\kappa_0} \right)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{m_3 p_0}{m_{23} \kappa} f(\beta, \kappa) + o \left(\frac{1}{\kappa_0} \right), \quad (83)$$

де

$$f(\beta, \kappa) = \frac{\beta^2 + 4\beta\kappa + \kappa^2}{\beta(\beta + \kappa)} \quad (84)$$

або, використовуючи вираз для середнього радіуса двочастинкового комплексу

$$\langle r \rangle = \langle \psi_0 | r | \psi_0 \rangle = \frac{1}{2\kappa} f(\beta, \kappa), \quad (85)$$

маємо

$$A(p_0) = \frac{m_3}{m_{23}} p_0 \langle r \rangle + o \left(\frac{1}{\kappa_0} \right). \quad (86)$$

Зазначимо, що вираз (86) впливає також безпосередньо з формули (69) для $A(p_0)$, якщо в ній виконати розклад сферичної функції Бесселя за малими значеннями аргументу, що еквівалентно розкладові (82) функції $a(\xi)$ у (75) для малих значень ξ .

Відносно відхилення фактора проникності кулонівського поля двочастинкового комплексу P від фактора проникності кулонівського поля відповідного неструктурованого комплексу (точкового заряду) P_0 (63) при цьому дорівнює

$$\Delta = 2A(p_0)\eta = 2 \frac{m_1 m_3}{M} \frac{e_1 e_2}{\hbar^2} \langle r \rangle$$

$$= \frac{m_1 m_3}{M} \frac{e_1 e_2}{\hbar^2 \kappa} f(\beta, \kappa). \quad (87)$$

У граничному випадку взаємодії між складовими частинками 2 і 3 зв'язаного комплексу з нульовим радіусом дії (що впливає з моделі сепарабельного потенціалу (9), (71) при необмеженому зростанні параметра β) фактор (84) прямує до 1, $f(\beta, \kappa) \rightarrow 1$, і поправка на структурованість $\Delta_{\text{zr}} \equiv \Delta(\beta \rightarrow \infty)$ набуває вигляду

$$\Delta_{\text{zr}} = 2 \frac{m_1 m_3}{M} \frac{e_1 e_2}{\hbar^2} \langle r \rangle_{\text{zr}} = \frac{m_1 m_3}{M} \frac{e_1 e_2}{\hbar^2 \kappa}, \quad (88)$$

де $\langle r \rangle_{\text{zr}}$ — середній радіус комплексу, що описується моделлю з нульовим радіусом взаємодії,

$$\langle r \rangle_{\text{zr}} = \frac{1}{2\kappa}. \quad (89)$$

Сфера застосовності формули (87) обмежується значеннями відносного інцидентного імпульсу p_0 , що, згідно з умовами (64) і (79), належать до інтервалу

збіжності розкладів $\Delta(\eta)$ за кулонівським параметром η (42) і $a(\frac{1}{\kappa_0})$ за параметром $\frac{1}{\kappa_0}$ (74) у степеневі ряди й визначаються нерівностями

$$\frac{\mu_1 |e_1 e_2|}{\hbar^2} < p_0 < \frac{m_{23}}{m_3} \kappa. \quad (90)$$

Для енергії $\epsilon = p_0^2/2\mu_1$ відповідний інтервал збіжності записуємо так:

$$\frac{\mu_1 |e_1 e_2|^2}{2\hbar^2} < \epsilon < \frac{m_2 M}{m_1 m_3} b, \quad (91)$$

де нижня межа інтервалу являє собою енергію Рідберга — енергію зв'язку атома із зарядженої частинки 1 і двочастинкового ядра — комплексу із частинок 2 і 3 у зв'язаному стані.

Характеризуючи вплив структурованості комплексу на величину проникності кулонівського поля комплексу для зарядженої точкової частинки 1, величина Δ залежить як від зарядів і мас частинок аналізованої системи, так і від параметрів, що описують зв'язаний стан двочастинкового комплексу, b і β . У першому наближенні поправка на структурованість комплексу Δ (86), проте, виявляється незалежною від відносного імпульсу інцидентної частинки й комплексу p_0 (або енергії ϵ). Вона є додатною ($\Delta > 0$) для відштовхувальної кулонівської взаємодії між зарядженими частинками ($e_1 e_2 > 0$) і від'ємною ($\Delta < 0$) для притягальної кулонівської взаємодії ($e_1 e_2 < 0$). Таким чином, урахування структурованості комплексу приводить до збільшення фак-

тора проникності кулонівського поля для однойменних зарядів частинки й комплексу та до зменшення його для різнойменних зарядів,

$$\begin{aligned} P &> P_0, \quad \text{якщо } e_1 e_2 > 0 \\ & \quad \quad \quad \text{і} \\ P &< P_0, \quad \text{якщо } e_1 e_2 < 0. \end{aligned} \quad (92)$$

Очевидно, що вплив структурованості комплексу на величину проникності кулонівського поля комплексу помітно зменшується, якщо маса інцидентної частинки є значно меншою, ніж маса зарядженої або нейтральної частинок комплексу,

$$|\Delta| \ll 1, \quad \text{якщо } m_1 \ll m_2 \text{ або } m_3. \quad (93)$$

Величина Δ також залежить від енергії зв'язку двочастинкового комплексу b : як величина, обернено пропорційна \sqrt{b} , Δ істотно збільшується для слабкозв'язаних двочастинкових систем.

Як приклад, у таблиці 1 наведено значення відносного відхилення фактора проникності кулонівського поля двофрагментного ядерного комплексу (із частинок 2 і 3) від фактора проникності кулонівського поля відповідного точкового заряду, Δ_{zr} і Δ , розраховані за формулами (88) (модель взаємодії з нульовим радіусом) і (87) (модель сепарабельного потенціалу взаємодії (9), (71)) для розсіяння заряджених інцидентних частинок різної маси (мюона, піона, каона і протона) дейтроном та протона гіпер'ядрами ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ і ${}^5_{\Lambda}\text{He}$.

Частинка 1 — комплекс $\equiv (2, 3)$	Δ_{zr}	Δ	Інтервал застосовності наближення для енергії ϵ (в MeB):	
			нижня межа	верхня межа
$\mu^\pm - d \equiv (p, n)$	± 0.007992	± 0.01160	0.002663	41.703
$\pi^\pm - d \equiv (p, n)$	± 0.01038	± 0.01507	0.003459	32.111
$K^\pm - d \equiv (p, n)$	± 0.03123	± 0.04535	0.01041	10.671
$p - d \equiv (p, n)$	0.04998	0.07258	0.01666	6.668
$p - {}^3_{\Lambda}\text{H} \equiv (d, \Lambda)$	0.1441	0.1680	0.01902	0.9153
$p - {}^5_{\Lambda}\text{He} \equiv (\alpha, \Lambda)$	0.03610	0.05276	0.08371	64.231

Таблиця 1. Відносне відхилення фактора проникності кулонівського поля двофрагментного ядерного комплексу від фактора проникності кулонівського поля відповідного точкового заряду для різних заряджених інцидентних частинок.

Для опису дейтрона (як системи із протона й нейтрона у зв'язаному стані) використано значення параметрів $\kappa \equiv \kappa_{pn}$ і $\beta \equiv \beta_{pn}$, що відповідають експериментальним значенням енергії зв'язку дейтрона $b \equiv b_{pn} = 2.224575(9)$ MeB [28] і триплетної довжини

розсіяння нейтрона на протоні $a_{np}^t = 5.424(3)$ Фм [29]:

$$\kappa_{pn} = 0.23161 \text{ Фм}^{-1}, \quad \beta_{pn} = 1.3906 \text{ Фм}^{-1}. \quad (94)$$

Для опису гіпер'ядра ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ (як системи з дейтрона і Λ -гіперона у зв'язаному стані) використано значення параметрів $\kappa \equiv \kappa_{d\Lambda}$ і $\beta \equiv \beta_{d\Lambda}$, які відповідають експериментальному значенню енергії зв'язку гіпертритона ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, $b \equiv b_{d\Lambda} = 0.13(5)$ МеВ [30] і значенню дублетної довжини розсіяння Λ -гіперона на дейтроні $a_{d\Lambda}^d = 15.9$ Фм, що впливає з кореляційної залежності $a_{d\Lambda}^d$ від $b_{d\Lambda}$, розрахованої в роботі [31] (див. також [32]) в межах тричастинкового опису гіпертритона як системи із протона, нейтрона і Λ -гіперона на основі відомих низькоенергетичних експериментальних даних про p - n і Λ -нуклон взаємодії:

$$\kappa_{d\Lambda} = 0.06834 \text{ Фм}^{-1}, \quad \beta_{d\Lambda} = 1.1938 \text{ Фм}^{-1}. \quad (95)$$

Дані таблиці 1, які стосуються ядра ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ (як зв'язаної системи з α -частинки і Λ -гіперона), одержані з використанням параметра $\kappa \equiv \kappa_{\alpha\Lambda}$, що відповідає експериментальному значенню енергії зв'язку ядра ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, $b = b_{\alpha\Lambda} = 3.12(2)$ МеВ [30], і параметра $\beta \equiv \beta_{\alpha\Lambda}$, що (разом з експериментальним значенням $b_{\alpha\Lambda}$, відтворює значення середнього квадратного радіуса двочастинкової зв'язаної системи ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, $\langle r^2 \rangle_{\alpha\Lambda}^{1/2} = 2.43$ Фм, знайдене на основі потенціальної моделі α - Λ взаємодії, запропонованої в праці [33],

$$\kappa_{\alpha\Lambda} = 0.37094 \text{ Фм}^{-1}, \quad \beta_{\alpha\Lambda} = 2.177 \text{ Фм}^{-1}. \quad (96)$$

Зауважимо, що для кожного з розглянутих випадків у таблиці 1 інтервали застосовності наближення для енергії ϵ охоплюють як енергії нижче від кулонівського бар'єра відповідного ядра, так і вище від нього.

Як свідчать результати розрахунків, поправка на структурованість комплексу Δ для різних систем знаходиться в межах від 0.01160 (для μ - d розсіяння) до 0.1680 (для розсіяння протона на найслабше зв'язаній двофрагментній системі — гіпертритоні).

Урахування скінченності радіуса взаємодії між частинками комплексу приводить до збільшення поправки на структурованість,

$$\frac{\Delta}{\Delta_{zg}} = \frac{\langle r \rangle}{\langle r \rangle_{zg}} = f(\beta, \kappa) > 1. \quad (97)$$

Для дейтронного і $(\alpha + \Lambda) \equiv {}^5_{\Lambda}\text{He}$ комплексів це відношення досягає значень близько 1.45, а для менш зв'язаного гіпертритонного комплексу $(d + \Lambda) \equiv {}^3_{\Lambda}\text{H}$ становить 1.17.

IV. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ І ВИСНОВКИ

У цій праці розроблено послідовний тричастинковий підхід до опису явища проникнення зарядженої частинки крізь кулонівське поле двочастинкового (ядерного) комплексу, що складається із зарядженої

й нейтральної частинок у зв'язаному стані. Відповідний формалізм побудовано на основі використання методу інтегральних рівнянь Фадеєва для трьох частинок та методу Ватсона–Фешбаха ефективного (оптичного) потенціалу взаємодії між частинкою і зв'язаним комплексом [22,23], який раніше ми застосували для виведення поляризаційного потенціалу взаємодії між зарядженою частинкою і двочастинковим комплексом [16,17,20,25].

У зв'язку з нефредгольмовим характером інтегральних рівнянь Фадеєва вище від порога пружного розсіяння частинки на комплексі, зумовленим наявністю далекосяжної кулонівської взаємодії, наше дослідження ґрунтується на початковому використанні заекранованої кулонівської взаємодії. Граничний перехід до незаекранованого кулонівського потенціалу й регуляризацію одержаних рівнянь проведено із застосуванням рецепта Горшкова–Веселової шляхом явного виділення сингулярного експоненційного кулонівського множника.

Формалізм, що описує проникнення зарядженої частинки крізь кулонівське поле двочастинкового комплексу, одержано в загальному випадку як притягального, так і відштовхувального поля. Виведено формулу для відносного відхилення Δ фактора проникності кулонівського поля двочастинкового комплексу від фактора проникності кулонівського поля відповідного точкового заряду.

З метою одержання результату в простому аналітичному вигляді при визначенні Δ використано два наближення. Основне наближення полягає в апроксимації функції $D(\eta, \kappa_0)$ (60), що описує ефект структурованості комплексу, лінійним членом у розкладі D за параметром Зоммерфельда кулонівської взаємодії між частинкою й центром мас комплексу $\eta < 1$. Додаткове наближення при знаходженні функції $a(\xi)$ (76) в (75), що спричиняє відповідне обмеження значень енергії ϵ зверху (91), пов'язане з використанням розкладу $a(\xi)$ за параметром $\xi < 1$. (Останнє обмеження на енергію ϵ зверху не виникає зовсім у тому разі, якщо функцію $a(\xi)$ (76) знаходити прямим чисельним інтегруванням.) Для кожного з випадків, наведених у таблиці 1, інтервал їх застосовності для енергії ϵ є досить широким, охоплюючи як енергії нижче від кулонівського бар'єра відповідного ядра, так і вище від бар'єра. Зрозуміло, що жодних обмежень (знизу і зверху) на енергію ϵ (91) не виникає при прямому чисельному знаходженні резольвенти R і розв'язанні інтегрального рівняння (43).

Як приклад застосування розробленого формалізму, у цій статті розраховано ефект впливу структурованості двофрагментного ядра (дейтрона та лямбда гіпер'ядер ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ і ${}^5_{\Lambda}\text{He}$) на величину ймовірності їх зближення із зарядженими частинками (мюоном, піоном, каоном та протоном). У лінійному наближенні за η поправка на структурованість комплексу Δ виявляється додатною для відштовхувальної кулонівської взаємодії між частинками й від'ємною для притягальної кулонівської взаємодії. Величина Δ помітно залежить від співвідношення мас інцидентної

частинки й частинок комплексу, а також від величини енергії зв'язку двочастинкового комплексу. З використанням моделі сепарабельного потенціалу взаємодії між складовими частинками комплексу (9), (71) знайдено, що величина поправки на структурованість комплексу Δ змінюється від 0.0116 (для μ - d розсіяння) до 0.168 (для розсіяння протона на слабкозв'язаній системі гіпертритоні). При цьому виявляється, що врахування скінченності радіуса ядерної взаємодії між частинками комплексу приводить до

збільшення поправки на структурованість комплексу Δ — в 1.45 раза для дейтрона і в 1.17 раза для гіпертритона — порівняно з відповідними поправками на структурованість Δ_{zg} , знайденими в моделі з нульовим радіусом взаємодії.

Розроблений тричастинковий формалізм може бути узагальнений для комплексу, що складається із двох заряджених фрагментів, і застосований для дослідження кулонівського розсіяння як на ядерних, так і на атомних і молекулярних системах.

- [1] G. A. Gamow, *Z. Phys.* **51**, 204 (1928); **52**, 510 (1928).
 [2] E. U. Condon, R. W. Gurney, *Phys. Rev.* **33**, 127 (1929).
 [3] С. П. Меркурьев, Л. Д. Фаддеев, *Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц* (Наука, Москва, 1985).
 [4] Л. Д. Фаддеев, *Журн. эксп. теор. физ.* **39**, 1459 (1960).
 [5] В. Г. Горшков, *Журн. эксп. теор. физ.* **40**, 1481 (1961).
 [6] А. М. Веселова, *Теор. мат. физ.* **3**, 326 (1970).
 [7] V. F. Kharchenko, S.A. Storozhenko, preprint ITP-75-53E (1975).
 [8] E. O. Alt, P. Grassberger, W. Sandhas, *Nucl. Phys. B* **2**, 167 (1967).
 [9] E. O. Alt, W. Sandhas, H. Zankel, H. Ziegelmann, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1537 (1976).
 [10] E. O. Alt, W. Sandhas, H. Ziegelmann, *Phys. Rev. C* **17**, 1981 (1978).
 [11] E. O. Alt, in *Dynamics of Few Body Systems*, edited by Gy. Bencze, P. Doleschall, J. Révai (KFKI, Budapest, 1986), p. 367.
 [12] V. F. Kharchenko, M. A. Navrotsky, S. A. Shadchin, *Nucl. Phys. A* **512**, 294 (1990).
 [13] V. F. Kharchenko, M. A. Navrotsky, P. A. Katerinchuk, *Nucl. Phys. A* **552**, 378 (1993).
 [14] C. R. Chen, G. L. Payne, J. L. Friar, B. F. Gibson, *Phys. Rev. C* **39**, 1261 (1989); **44**, 50 (1991).
 [15] V. F. Kharchenko, S. A. Shadchin, *Few Body Systems* **6**, 45 (1989).
 [16] V. F. Kharchenko, S.A. Shadchin, preprint ITP-93-24E (1993).
 [17] В. Ф. Харченко, С. О. Шадчин, *Укр. фіз. журн.* **42**, 912 (1997).
 [18] E. O. Alt, A. M. Mukhamedzhanov, *Phys. Rev. A* **51**, 3852 (1995).
 [19] V. F. Kharchenko, *Ukr. Phys. J.* **45**, 616 (2000).
 [20] В. Ф. Харченко, *Журн. фіз. досл.* **4**, 245 (2000).
 [21] J. V. Noble, *Phys. Rev.* **161**, 945 (1967).
 [22] N. C. Francis, K. M. Watson, *Phys. Rev.* **92**, 291 (1953).
 [23] H. Feshbach, *Ann. Phys. (N.Y.)* **5**, 357 (1958); **19**, 287 (1962).
 [24] C. J. Joachain, *Quantum collision theory* (North-Holland-American Elsevier, Amsterdam-New-York, 1975).
 [25] В. Ф. Харченко, С. О. Шадчин, *Укр. фіз. журн.* **42**, 11 (1997).
 [26] *Handbook of Mathematical Functions*, edited by M. Abramowitz, I. A. Stegun (Nat. Bur. Stand., Applied Mathematics Series-55, 1964).
 [27] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (Гос. изд-во физ.-мат. лит., Москва, 1962).
 [28] C. van der Leun, C. Alderliesten, *Nucl. Phys. A* **380**, 261 (1982).
 [29] L. Koester, W. Nistler, *Z. Phys. A* **272**, 189 (1975).
 [30] M. Jurić *et al*, *Nucl. Phys. B* **52**, 1 (1973).
 [31] В. В. Пересыпкин, Н. М. Петров, препринт ИТФ-75-39Р (1975).
 [32] Н. М. Петров, *Яд. физ.* **48**, 50 (1988).
 [33] Y. Kurihara, Y. Akaishi, H. Tanaka, *Phys. Rev. C* **31**, 971 (1985).

THREE-BODY THEORY OF THE PENETRATION OF A CHARGED PARTICLE THROUGH COULOMB FIELD OF A TWO-FRAGMENT NUCLEUS

V. F. Kharchenko¹, A. V. Kharchenko^{1,2}

¹*Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Nat. Acad. Sci. of Ukraine
 14b Metrologichna Str., Kyiv, UA-03143, Ukraine*

²*Laboratoire de Physique des Interfaces et des Couches Minces, École Polytechnique
 91128, Palaiseau Cedex, France*

A consistent three-body approach to the study of the penetration of a charged particle through the Coulomb field of a two-particle bound complex (composed of a charged and neutral particles) has been developed. A general formalism has been elaborated and on its basis the influence of the Coulomb field within the two-particle complex on the magnitude of the probability of finding an incident charged particle at the centre of mass of the complex has been studied. A formula for the relative difference of the penetration factors (to a charged particle) for the Coulomb field of the two-particle complex and for the Coulomb field of the corresponding point charge has been derived. In the first approximation in the Sommerfeld parameter, the effect of the target structure on the probabilities of closing in of some charged particles (the muon, the pion, the kaon and the proton) on two-fragment nuclei (the deuteron and two lightest lambda hypernuclei, ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^5_{\Lambda}\text{He}$) has been calculated.