ТРИЧАСТИНКОВА ТЕОРІЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНОЇ ВЗАЄМОДІЇ ЛЕГКОЇ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ І ДВОЧАСТИНКОВОГО КОМПЛЕКСУ НА ПРОМІЖНИХ ВІДСТАНЯХ

В. Ф. Харченко
Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України
вул. Метрологічна, 14-б, Київ, 03143, Україна

(Отримано 10 квітня 2000 р.)

На основі загального тричастинкового формалізму й означення Ватсона–Фешбаха для ефективного (оптичного) потенціялу досліджено поведінку поляризаційного потенціялу взаємодії між легкою зарядженою частинкою і двочастинковим комплексом у проміжному інтервалі відстаней, що перевищують розміри комплексу, але обмежені зверху. Установлено, що в цій ділянці змінних поляризаційний потенціял має специфічну нелокальну далекодійну поведінку в усіх орбітальних станах. Одержано нові аналітичні вирази для ядра нелокального оператора поляризаційного потенціялу в зазначеному інтервалі змінних як в імпульсному, так і в конфіґураційному просторах. Знайдено, що форма поляризаційного потенціялу в досліджуваній ділянці повністю визначається зовнішньою кулонівською парною взаємодією і не залежить від вигляду взаємодії частинок усередині комплексу. Величина поляризаційного потенціялу взаємодії в проміжній ділянці виявляється пропорційною до маси легкої частинки, що налітає, і до середнього квадрата радіуса комплексу.

Ключові слова: тричастинковий формалізм, легка заряджена частинка, двокластерне ядро, нелокальний поляризаційний потенціял.

PACS number(s): 03.65.Nk, 21.45.+v, 25.30.–c

I. ВСТУП

Вивчення взаємодії між частинкою і зв'язаним комплексом (або в загальному випадку між двома комплексами) має першорядне значення для розуміння динаміки атомних і ядерних процесів.

У ядерній фізиці простий феноменологічний потенціял взаємодії між частинкою (ядром) і ядром відомий під назвою "потенціял оптичної моделі", або "оптичний потенціял". Успіхи, досягнуті у вивченні процесів розсіяння нуклонів і ядер на ядрах та різноманітних ядерних реакцій, великою мірою завдячують використанню феноменологічного оптичного потенціялу для опису розсіяння частинки ядром (або ядра ядром) у початковому та кінцевому станах.

Однією з найважливіших проблем у фізиці є мікроскопічне виведення потенціялу взаємодії між частинкою і складною системою (або між двома системами) на основі заданої взаємодії між двома складовими частинками. У літературі такий потенціял називають по–різному: оптичним потенціялом [1] (за аналогією до опису взаємодії світлових хвиль із середовищем в оптиці), псевдопотенціялом [2] або ефективним потенціялом (щоб підкреслити його відмінність від "справжнього" первинного потенціялу взаємодії між "елементарними" складовими частинками). У цій ділянці було багато успішних досліджень, але для повного розв'язання проблема залишається складною через те, що система є багаточастинковою.

У зв'язку з цим особливе і принципове значення має дослідження потенціялу ефективної взаємодії в найпростіших малочастинкових системах, для яких розроблено потужні математичні методи строгого опису [3] і набуто значного досвіду їх розрахунку. Цікавим, зокрема, видається виведення взаємодії між малочастинковими комплексами у випадку, коли серед складових частинок взаємодіючих комплексів є заряджені частинки і виникають так звані поляризаційні сили електромагнетної природи.

Як відомо, традиційна теорія поляризаційної взаємодії між частинкою і комплексом (або між двома комплексами) ґрунтується на так званому адіябатному підході, у якому вважається, що флюктуація кінетичної енерґії відносного руху частинки і комплексу (або двох комплексів) є дуже малою величиною порівняно з кінетичною енерґією відносного руху частинок усередині комплексу. Такий підхід безумовно обґрунтований, якщо маси частинки й комплексу, що взаємодіють, є великими порівняно з масою складових частинок комплексу.

Застосування строго математичних методів малочастинкового підходу до вивчення поляризаційної взаємодії дозволяє подолати це обмеження традиційної теорії. Особливо це важливо для вивчення взаємодії комплексу з легкою безструктурною зарядженою частинкою (або з легкою зв'язаною системою), маса якої значно менша від маси зарядженої частинки, що входить до складу комплексу.

Подібні задачі виникають в атомній і молекулярній фізиці (електрон + мюонний мезоатом, атом позитронію + атом позитронію або атом водню, лептон + молекула як комплекс із нейтральних атомів або йонів), у ядерній фізиці, особливо у зв'язку з дослідженнями мюонного каталізу (мюон або піон + дейтрон або інше двокластерне ядро), а також у фізиці адронів (лептон + адрон як комплекс із кварків). Виконані дослідження поляризаційної взаємодії в подібних випадках спрямовані як на пошук нових якісних поляризаційних ефектів [4,5], так і на уточнення поведінки поляризаційного потенціялу на асимптотично великих відстанях [6,7].

Раніше [8,9] в рамках тричастинкового формалізму Фадєєва ми дослідили поведінку поляризаційного потенціялу взаємодії між зарядженою частинкою і двочастинковою ядерною системою, що складається із зарядженої й нейтральної частинок у зв'язаному S – стані, на асимптотично великих відстанях для від'ємних значень повної тричастинкової енерґії, E ≤ 0 (нижче від порога розвалу двочастинкового комплексу). В імпульсному просторі таким відстаням відповідають значення змінних імпульсу відносного руху частинки й центра мас комплексу $\mathbf{p}$ і $\mathbf{p}'$ на енерґетичній поверхні ($p, p' \to p_0$, $\mathbf{p}_0$ — початковий імпульс відносного руху частинки й комплексу) і асимптотично малі значення величини переданого імпульсу $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid \to 0$. Ми, зокрема, встановили, що у виразі для ефективного потенціялу відбувається повне скорочення членів далекосяжної взаємодії, пропорційних $(e_1e_2)^2 \mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid^{-1}$, $(e_1e_2)^3 \ln \mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$ і $(e_1e_2)^4 \mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$. Згодом [10] ми узагальнили наш результат про компенсацію далекосяжних членів на випадок $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid \to 0$ і довільних значень модулів відносних імпульсів p і p' поза енерґетичною поверхнею. У працях [11–13] ми переформулювали наш тричастинковий формалізм ефективної взаємодії зарядженої частинки і двочастинкового комплексу, спираючись на означення ефективного потенціялу Френсіса–Ватсона [14] та застосовуючи метод інтеґральних рівнянь Фадєєва [3] і техніку проектування Фешбаха [15].

Недавно [16] наші результати про асимптотичну поведінку поляризаційного потенціялу на великих відстанях і компенсацію синґулярних за переданим імпульсом членів ефективного потенціялу взаємодії, пропорційних $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid^{-1}$ і $\ln \mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$, були узагальнені на випадок трьох заряджених частинок і додатних значень енерґії відносного руху частинки й комплексу, $E > 0$.

Особливо цікавим видається вивчення поляризаційної взаємодії за обставин, коли традиційний адіябатний підхід не може бути застосованим. Ця праця присвячена дослідженню на основі тричастинкового формалізму, розробленого в [12,13], такої взаємодії, коли маса частинки, що розсіюється, є значно меншою від мас складових частинок комплексу. Прикладом подібного випадку може бути розсіяння мюона дейтроном або іншим двофраґментно кластеризованим ядром ($^AZ \equiv {}^{A-1}Z + n$) чи гіпер'ядром ($^AZ_\Lambda \equiv {}^{A-1}Z + \Lambda$)). При цьому рух легкої частинки в полі комплексу з масивних частинок можна описувати, користуючись спеціяльним наближенням, у якому допускається, що при перерозсіянні кінетична енерґія відносного руху легкої частинки і комплексу є значно більшою від кінетичної енерґії відносного руху масивних частинок усередині комплексу. Таке наближення застосовне для відстаней між частинкою й центром мас комплексу, проміжних між розміром комплексу й асимптотично великими відстанями, де діють відомі поляризаційні сили.

Раніше специфічні особливості взаємодії між легкою зарядженою частинкою і системою докладно вивчали Кіржніц і Пеньков [4, 5].

Наше дослідження цієї проблеми спрямоване на вивчення характеру нелокальної поведінки поляризаційного потенціялу. Як випливає зі строгого формалізму, поляризаційний потенціял у загальному випадку є нелокальним і залежним від енерґії. Він набуває локального вигляду лише на асимптотично великих відстанях. Локальний результат для поляризаційного потенціялу на проміжних відстанях в [4], що був одержаний із застосуванням додаткової наближеної процедури зведення потенціялу до локального вигляду, не узгоджується, проте, із загальновживаним означенням потенціялу ефективної взаємодії [1,2].

У цій роботі дослідження поляризаційного потенціялу взаємодії легкої зарядженої частинки і двочастинкового комплексу на проміжних відстанях виконано на основі тричастинкового підходу [12,13], що при заданих парних взаємодіях між окремими частинками системи забезпечує однозначне визначення ефективного потенціялу відповідно до означення [1,2]. При такому розгляді характер локальности поляризаційного потенціялу не підпорядковується ніяким додатковим умовам. Поляризаційний потенціял виводиться в аналітичному вигляді як в імпульсному, так і в координатному просторах.

II. ТРИЧАСТИНКОВИЙ ФОРМАЛІЗМ ЕФЕКТИВНОЇ ВЗАЄМОДІЇ ЧАСТИНКИ І ДВОЧАСТИНКОВОГО КОМПЛЕКСУ

Оператор взаємодії між частинкою 1 і двочастинковим зв'язаним комплексом, що складається із частинок 2 і 3, $V_{\text{eff}}(\epsilon)$, означимо [12] відповідно до методу введення взаємодії між комплексами частинок, який запропонували Френсіс [14] та Фешбах [15],

$$V_{\text{eff}}(\epsilon) = \langle \psi_0(2,3) \mid R(E) \mid \psi_0(2,3) \rangle, \tag{1}$$

де усереднення проведено за змінною відносного руху частинок 2 і 3 в зв'язаному стані двочастинкового комплексу, що описується хвильовою функцією $\psi_0(2,3)$, а тричастинковий оператор $R(E)$ визначається інтеґральним рівнянням

$$R(E) = V_{\text{ext}} + V_{\text{ext}} G^{Q}_{\text{int}}(E) R(E), \tag{2}$$

у якому V_{ext} — оператор зовнішньої взаємодії частинки 1 з усіма складовими частинками комплексу,

$$V_{\text{ext}} = v_{12} + v_{31}, \tag{3}$$

v_{ij} — оператор парної взаємодії між частинками i і j, а оператор $G^{Q}_{\text{int}}(E)$ являє собою гладку (за енерґією) частину пропаґатора $G_{\text{int}}(E)$, що містить оператор внутрішньої взаємодії $V_{\text{int}} = v_{23}$,

$$\begin{aligned} G^{Q}_{\text{int}}(E) &= QG_{\text{int}}(E), \\ G_{\text{int}}(E) &= (E - H_0 - v_{23})^{-1}, \\ Q = 1 - P, &\qquad P = |\,\psi_0\rangle\langle\psi_0\,|, \end{aligned} \tag{4}$$

P і Q — оператори проектування відповідно на основний зв'язаний стан і на решту можливих станів двочастинкового комплексу, E — повна енерґія тричастинкової системи,

$$E = \epsilon - b,$$

ϵ — енерґія відносного руху частинки 1 і центра мас комплексу із частинок 2 і 3, b — енерґія зв'язку двочастинкового комплексу, H_0 — оператор повної кінетичної енерґії тричастинкової системи. Оператор $G^{Q}_{\text{int}}(E)$ містить у собі вільний тричастинковий пропаґатор

$$G_0(E) = (E - H_0)^{-1}$$

і члени, що описують віртуальні збудження комплексу в проміжних станах (в тому числі й неперервний спектр). На відміну від ядер операторів $G_{\text{int}}(E)$ і $G^{P}_{\text{int}}(E) \equiv PG_{\text{int}}(E)$, ядро оператора $G^{Q}_{\text{int}}(E)$ не має полюсної синґулярности типу Коші за енерґією відносного руху частинки й комплексу, що відповідає полюсній синґулярності двочастинкової матриці переходу при енерґії основного зв'язаного стану комплексу.

Рівняння (2) є істотно нефредгольмовим з огляду на те, що його вільний член і ядро містять оператор зовнішньої взаємодії V_{ext} у вигляді суми парних взаємодій (3).

Вилучаючи з ядра рівняння (2) член $V_{\text{ext}}G_0$, переносячи його в ліву частину й обертаючи, перетворюємо рівняння (2) до вигляду

$$R(E) = T_{\text{ext}}(E) + T_{\text{ext}}(E)[G^{Q}_{\text{int}}(E) - G_0(E)]R(E), \tag{5}$$

де оператор $T_{\text{ext}}(E)$ задовольняє рівняння Ліпмана – Швінґера

$$T_{\text{ext}}(E) = V_{\text{ext}}(E) + V_{\text{ext}}G_0(E)T_{\text{ext}}(E). \tag{6}$$

З рівняння (5) випливає, що оператор R відрізняється від оператора переходу для зовнішньої взаємодії T_{ext} членами багатократного розсіяння, що описують віртуальні збудження двочастинкового комплексу в проміжних станах. У формулі (2) ці члени враховують вплив непружних каналів на формування ефективної взаємодії між частинкою та комплексом.

Рівняння (6) для оператора T_{ext}, у який увійшли всі синґулярні члени ітераційного ряду рівняння (2) для R, може бути реґуляризоване за допомогою методу Фадеєва [3]. Альтернативно, реґуляризацію рівняння для оператора R (2) можна провести, застосовуючи метод Фадеєва безпосередньо до рівняння (2) із записом оператора R у вигляді суми чотирьох компонент відповідно до двох парних потенціялів зовнішньої взаємодії (3). Докладніше тричастинковий формалізм ефективної взаємодії описано в попередній праці [12].

При заданих парних потенціялах взаємодії між окремими складовими частинками системи розв'язання реґуляризованих інтеґральних рівнянь для компонент оператора R, що відповідають (2) або (5), забезпечує однозначне визначення ефективного потенціялу взаємодії між частинкою та центром мас двочастинкового комплексу (1).

III. СИСТЕМА ІЗ ДВОХ ЗАРЯДЖЕНИХ Й ОДНІЄЇ НЕЙТРАЛЬНОЇ ЧАСТИНОК

Застосуймо загальний формалізм ефективної взаємодії для дослідження поляризаційної взаємодії, що виникає між зарядженою частинкою 1 і центром мас комплексу з двох зв'язаних частинок — зарядженої 2 і нейтральної 3 (e_i і m_i — заряд і маса частинки i). Обмежимось розглядом простої тричастинкової системи з двома парними потенціялами взаємодії — короткодійним (ядерним) потенціялом взаємодії між частинками 2 і 3, v^{N}_{23}, що забезпечує утворення зв'язаного двочастинкового комплексу, і далекосяжним кулонівським потенціялом взаємодії між частинками 1 і 2, v^{C}_{12}. Уважаємо, що частинки 1 і 3 не взаємодіють зовсім, $v_{31} = 0$. Прикладом такої системи може бути система з мюона μ, протона p та нейтрона n (розсіяння мюона на дейтроні). У цій роботі ми обмежимось дослідженням системи з від'ємною повною енерґією ($E \leq 0$) — розсіяння частинки двочастинковим комплексом відбувається нижче від порога розвалу комплексу ($\epsilon \leq b$).

Для тричастинкової розгляданої системи інтеґральне рівняння для оператора $R(E)$ набуває вигляду

$$R(E) = T^{C}_{12}(E) + T^{C}_{12}(E)I^{N}_{23}(E)R(E), \tag{7}$$

де оператор

$$\begin{aligned} I^{N}_{23}(E) &\equiv G^{Q}_{23}(E) - G_0(E) \\ &= G_0(E)T^{N}_{23}(E)G_0(E) - g^{1}_{0}(\epsilon)P \end{aligned}$$

повністю визначається взаємодією між частинками всередині комплексу, v^{N}_{23}, а оператори переходу $T^{C}_{12}(E)$ і $T^{N}_{23}(E)$,що відповідають парним взаємодіям v^{C}_{12} і v^{N}_{23}, задовольняють рівняння Ліпмана–Швінґера

$$T_{ij}(E) = v_{ij} + v_{ij}G_0(E)T_{ij}(E), \tag{8}$$

$g_0^1(\epsilon) = (\epsilon - h_0^1)^{-1}$ — вільний оператор Ґріна відносного руху частинки й центра мас комплексу, h_0^1 — оператор відповідної кінетичної енерґії.

Описуючи систему трьох частинок в імпульсному просторі, використаємо змінні у вигляді відносних імпульсів Якобі

$$\mathbf{k}_{ij} = (m_j\mathbf{k}_i - m_i\mathbf{k}_j)/m_{ij},$$
$$\mathbf{p}_k = [m_k(\mathbf{k}_i + \mathbf{k}_j) - m_{ij}\mathbf{k}_k]/M, \tag{9}$$

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

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

де $\mathbf{r}_i$ — радіус–вектор частинки i. Використаємо скорочені позначення: $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{23}, \quad \mathbf{p} = \mathbf{p}_1$ і $\mathbf{r} = \mathbf{r}_{23}, \quad \boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_1$.

Взаємодію частинок 2 і 3 опишемо за допомогою короткодійного сепарабельного потенціялу

$$\langle \mathbf{k} \mid v_{23}^N \mid \mathbf{k}' \rangle = -\lambda u(k)u(k'), \tag{10}$$

що діє лише в S–стані й забезпечує утворення зв'язаного стану частинок 2 і 3 з енерґією зв'язку b. Кулонівський потенціял взаємодії заряджених частинок 1 і 2 в імпульсному просторі має вигляд

$$\langle \mathbf{k}_{12} \mid v_{12}^C \mid \mathbf{k}'_{12} \rangle = v_{12}^C(\mathbf{k}_{12} - \mathbf{k}'_{12})$$
$$= 4\pi e_1 e_2 / \mid \mathbf{k}_{12} - \mathbf{k}'_{12} \mid^2 . \tag{11}$$

Відповідна двочастинкова кулонівська матриця переходу $\langle \mathbf{k}_{12} \mid t_{12}^C(s) \mid \mathbf{k}'_{12} \rangle$, що задовольняє двочастинкове рівняння Ліпмана–Швінґера з потенціялом (11), у явному аналітичному вигляді виведена для від'ємної енерґії ($s \le 0$) в [17] з використанням специфічної симетрії кулонівського потенціялу в чотиривимірному просторі Фока [18]. (Узагальнення для додатної енерґії ($s > 0$) проведено в [19]). Двочастинкова кулонівська матриця переходу в [17] може бути записана як розклад за безрозмірною величиною

$$y = \chi \mid \mathbf{k}_{12} - \mathbf{k}'_{12} \mid / (k_{12}^2 + \chi^2)^{1/2} (k_{12}'^2 + \chi^2)^{1/2},$$

що є меншою від одиниці при всіх значеннях змінних імпульсів $\mathbf{k}_{12}$, $\mathbf{k}'_{12}$ та енерґії $s = -\chi^2/2\mu_{12}$, $\mu_{12} = m_1 m_2 / m_{12}$, крім випадку з $\mathbf{k}'_{12} = -\mathbf{k}_{12}$, $k_{12} = k'_{12} = \chi$, коли вона дорівнює одиниці,

$$\langle \mathbf{k}_{12} \mid t_{12}^C(s) \mid \mathbf{k}'_{12} \rangle = \frac{4\pi\chi^3}{\mu_{12}(k_{12}^2 + \chi^2)(k_{12}'^2 + \chi^2)} \left\{ \frac{\gamma}{y^2} - \frac{\pi\gamma^2}{y} - 4\gamma^3 \ln(2y) \right.$$
$$\left. - \; 4\gamma^3 \left[\psi(\gamma) + \frac{1}{2\gamma} + C - 1 \right] - \frac{\pi\gamma^2}{2} \left[1 - 4\gamma^2 \right] y + o(y) \right\}, \tag{12}$$

де

$$\gamma = \mu_{12} e_1 e_2 / \chi, \qquad \psi(x) = \frac{d\Gamma(x)}{dx} / \Gamma(x),$$

$\Gamma(x)$ — гама–функція, $C \equiv -\psi(1) = 0.577215\ldots$ — постійна Ейлера. У (12) виписані явно всі члени розкладу за величиною y до лінійного включно.

Зауважимо, що апроксимація кулонівської t–матриці на основі розкладу (12) має істотні переваги перед апроксимацією на основі звичайного ітераційного розкладу рівняння Ліпмана–Швінґера для $t_{12}^C(s)$, оскільки перший з них має ширшу ділянку застосовности, а величина y, за якою виконується розклад, не залежить від зарядів частинок e_1 і e_2. Кулонівська t–матриця у вигляді (12), на відміну від ітераційного розкладу, строго враховує наявність зв'язаних станів у системі частинок 1 і 2. Відповідний член в (12), що не залежить від переданого імпульсу (четвертий член у фіґурних дужках), не може бути отриманий в жодному скінченному порядку ітераційного розкладу рівняння Ліпмана–Швінґера. У випадку різнойменних зарядів ($e_1 e_2 < 0$) логарифмічна гама–функція, що міститься в цьому члені, має всі полюсні синґулярності за енерґією при від'ємних цілочислових значеннях γ ($\gamma = -n, n = 1, 2, 3\ldots$), що відповідають зв'язаним станам двох частинок.

IV. ІТЕРАЦІЙНЕ РОЗВ'ЯЗАННЯ РІВНЯННЯ ДЛЯ ОПЕРАТОРА R. ВИЗНАЧЕННЯ ЕФЕКТИВНОГО ПОТЕНЦІЯЛУ

Згідно з означенням (1) ефективний потенціял являє собою ядро оператора $R(E)$, усереднене в основному стані двочастинкового комплексу. Ядро оператора $R(E)$ визначається інтеґральним рівнянням (7), у якому вільний член виражається через двочастинкову кулонівську матрицю переходу t_{12}^C

$$\langle \mathbf{k}_{12}\mathbf{p}_3 \mid T_{12}^C(E) \mid \mathbf{k}'_{12}\mathbf{p}'_3\rangle = (2\pi)^3\delta(\mathbf{p}_3-\mathbf{p}'_3)\langle \mathbf{k}_{12} \mid t_{12}^C(E-p_3^2/2\nu_3) \mid \mathbf{k}'_{12}\rangle, \tag{13}$$

а ядро інтеґрального рівняння є ядром добутку операторів $T_{12}^C(E)$ і $I_{23}^N(E)$. У нашій тричастинковій моделі з сепарабельною взаємодією між частинками комплексу (10) ядро $I_{23}(E)$ є виродженим щодо арґументів ($\mathbf{k}$ і $\mathbf{k}'$), які описують відносний рух частинок комплексу,

$$\langle \mathbf{k}\mathbf{p} \mid I_{23}^N(E) \mid \mathbf{k}'\mathbf{p}'\rangle = \frac{(2\pi)^3\delta(\mathbf{p}-\mathbf{p}')}{P_{11}(\epsilon_p)}\psi_0(\mathbf{k})\psi_0(\mathbf{k}')\left\{-\frac{P_{21}(\epsilon_p)}{b}+\frac{1}{b-\epsilon_{kp}}+\frac{1}{b-\epsilon_{k'p}}+\frac{\epsilon_p}{(b-\epsilon_{kp})(b-\epsilon_{k'p})}\right\}. \tag{14}$$

У формулах (13) і (14) використані позначення:

$$P_{lm}(\epsilon_p) = b^{l+m-2}\int_0^\infty \frac{k^2dk}{2\pi^2}\frac{u^2(k)}{(\frac{k^2}{2\mu_{23}}+b)^l(\frac{k^2}{2\mu_{23}}+b-\epsilon_p)^m}, \tag{15}$$

$\mu_{ij} = m_im_j/m_{ij}$ і $\nu_k = m_km_{ij}/M$ — зведені маси двох частинок i і j та частинки k і центра мас пари частинок i і j відповідно, $\epsilon_p \equiv \epsilon - p^2/2\nu_1$, $\epsilon_{kp} = \epsilon - k^2/2\mu_{23} - p^2/2\nu_1$, $b = \kappa^2/2\mu_{23}$, $\epsilon = p_0^2/2\nu_1$.

Ядро оператора $T_{12}^C(E)I_{23}^N(E)$ в інтеґральному рівнянні містить синґулярності за переданим імпульсом відносного руху частинки і центра мас комплексу $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$, які, згідно з (13) і (12), вносяться двочастинковою кулонівською матрицею переходу, і тому інтеґральне рівняння (7) є полярним. Його ядро, проте, не має інших синґулярностей, наприклад, синґулярности типу Коші в точці $\epsilon_p = 0$.

Синґулярні за переданим імпульсом $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$ члени ядра оператора $R(E)$ можна виділити явно, використовуючи послідовний ітераційний розклад розв'язку рівняння (7),

$$R(E) = T_{12}^C(E)\sum_{n=0}^{\infty}\left\{I_{23}^N(E)T_{12}^C(E)\right\}^n. \tag{16}$$

Ефективний потенціял (1), що відповідає розкладові (16), має вигляд

$$\langle \mathbf{p} \mid V_{\text{eff}}(\epsilon) \mid \mathbf{p}'\rangle = \sum_{n=0}^{\infty}\langle \mathbf{p} \mid U_{00}^{(n)}(\epsilon) \mid \mathbf{p}'\rangle, \tag{17}$$

де окремі члени суми визначаються виразом

$$U_{00}^{(n)}(\epsilon) = \langle \psi_0 \mid T_{12}^C(E)\left\{I_{23}^N(E)T_{12}^C(E)\right\}^n \mid \psi_0\rangle. \tag{18}$$

Виділяючи явно з першого члена в (17)

$$U_{00}^{(0)}(\epsilon) = \langle \psi_0 \mid T_{12}^C(E) \mid \psi_0\rangle, \tag{19}$$

частину, що є лінійною стосовно добутку зарядів частинки й комплексу e_1e_2, ефективний потенціял записуємо у вигляді

$$\langle \mathbf{p} \mid V_{\text{eff}}(\epsilon) \mid \mathbf{p}'\rangle = V^C(\mathbf{p}-\mathbf{p}')F_{00}(\mathbf{p}-\mathbf{p}') + \langle \mathbf{p} \mid V^P(\epsilon) \mid \mathbf{p}'\rangle. \tag{20}$$

Перший член у (20), що визначається борнівським членом v_{12}^C (11) кулонівської матриці T_{12}^C в (19),

$$\langle \mathbf{p} \mid U_{00}^{(0)}(\epsilon) \mid \mathbf{p}'\rangle = V^C(\mathbf{p}-\mathbf{p}')F_{00}(\mathbf{p}-\mathbf{p}') + \langle \mathbf{p} \mid \overline{U}_{00}^{(0)}(\epsilon) \mid \mathbf{p}'\rangle, \tag{21}$$

є чисто локальним статичним потенціялом взаємодії заряду точкової частинки 1, e_1 і заряду e_2, розподіленого в об'ємі двочастинкового комплексу. Він має відомий вигляд добутку потенціялу кулонівської взаємодії заряду частинки 1, що налітає, і сумарного заряду двочастинкового комплексу, що знаходиться в центрі мас комплексу,

$$V^C(\mathbf{p}-\mathbf{p}') = 4\pi e_1e_2/\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid^2, \tag{22}$$

на формфактор розподілу заряду в комплексі $F_{00}(\mathbf{p}-\mathbf{p}')$, де

$$F_{00}(\mathbf{q}) = \int \frac{d\mathbf{k}'}{(2\pi)^3}\langle \psi_0 \mid \mathbf{k}' + \frac{m_3}{m_{23}}\mathbf{q}\rangle\langle \mathbf{k}' \mid \psi_0\rangle. \tag{23}$$

Другий доданок у (20) є поляризаційним потенціялом взаємодії частинки і двочастинкового комплексу,

$$\langle \mathbf{p} \mid V^P(\epsilon) \mid \mathbf{p}'\rangle = \langle \mathbf{p} \mid \overline{U}_{00}^{(0)}(\epsilon) \mid \mathbf{p}'\rangle$$

$$+\sum_{n=1}^{\infty}\langle \mathbf{p} \mid U_{00}^{(n)}(\epsilon) \mid \mathbf{p}'\rangle, \qquad (24)$$

що утворюється внаслідок багатократного (подвійного, потрійного й вищої кратности) розсіяння заряджених частинок 1 і 2, з потенціялом взаємодії (11), наявним в усіх членах суми (17). У цілому поляризаційний потенціял є нелокальним. Як відомо, він набуває локального вигляду лише на асимптотично великих відстанях.

У загальному випадку матричний елемент ефективного потенціялу $\langle \mathbf{p} \mid V_{\text{eff}}(\epsilon) \mid \mathbf{p}'\rangle$ є скалярною функцією двох векторних змінних (імпульсів $\mathbf{p}$ і $\mathbf{p}'$) та енерґії ϵ. Незалежними з них є чотири — змінні модулів векторів імпульсів, p і p', кута між векторами та енерґії ϵ. Замість кута можна вибрати скалярний добуток $\mathbf{p}\cdot\mathbf{p}'$ або модуль переданого імпульсу $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$.

Ефективний потенціял, утворення якого, згідно з (17) і (18), здійснюється шляхом багатократного розсіяння частинок, є функцією всіх чотирьох змінних p, p', $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$ та ϵ, тобто є нелокальним і залежним від енерґії.

V. РОЗКЛАД ЕФЕКТИВНОГО ПОТЕНЦІЯЛУ ЗА МОДУЛЕМ ПЕРЕДАНОГО ІМПУЛЬСУ

Залежність V_{eff} від $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$ істотно визначається локальним далекосяжним характером зовнішнього кулонівського потенціялу взаємодії, що приводить до специфічної залежности двочастинкової кулонівської матриці переходу від переданого імпульсу $\mid \mathbf{k}_{12}-\mathbf{k}'_{12} \mid$ (12). Як наслідок, розклад ефективного потенціялу $\langle \mathbf{p} \mid V_{\text{eff}}(E) \mid \mathbf{p}'\rangle$ за величиною переданого імпульсу $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$ при $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid \to 0$ має загальний вигляд

$$\langle \mathbf{p} \mid V_{\text{eff}}(\epsilon) \mid \mathbf{p}'\rangle_{|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|\to 0} = C_{-2}(p,p';\epsilon) \mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid^{-2} + C_{-1}(p,p';\epsilon) \mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid^{-1}$$
$$+ C_{\ln}(p,p';\epsilon)\ln(\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid \rho_0) + C_0(p,p';\epsilon) + C_1(p,p';\epsilon) \mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid + o(\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid), \qquad (25)$$

де коефіцієнтні функції $C_n(p,p';\epsilon)$ залежать лише від модулів векторів змінних імпульсів p і p' та енерґії ϵ, що описують відносний рух частинки і центра мас двочастинкового комплексу (ρ_0 — довільна величина з розмірністю довжини, що не залежить від $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$). У (25) ми обмежуємось членами розкладу за $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$ до лінійного включно. Зазначимо, що функції $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid^{-2}$, $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid^{-1}$, $\ln(\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid \rho_0)$ і $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$ в ділянці асимптотично малих значень переданого імпульсу відповідають у конфіґураційному просторі далекосяжним спадним функціям ρ^{-n} з $n = 1, 2, 3$, і 4.

Фактори $C_n(p,p';\epsilon)$ в (25) описують нелокальну структуру потенціялу ефективної взаємодії. Функції $C_n(p,p';\epsilon)$ можна визначити безпосередньо, використовуючи формули (12)–(14) при знаходженні окремих членів (18) і послідовно враховуючи в сумі (17) усі необхідні функції переданого імпульсу. Таким шляхом у випадку S–хвильового зв'язаного стану двочастинкового комплексу було знайдено [13]

$$C_{-2}(p,p';\epsilon) = 4\pi e_1 e_2,$$
$$C_{-1}(p,p';\epsilon) = 0, \qquad C_{ln}(p,p';\epsilon) = 0,$$

$$C_1(p,p';\epsilon) = \frac{\pi^2}{4}\frac{m_3(e_1e_2)^2}{m_2 m_{23} b^2}\left\{\frac{1}{3}P^{(1)}_{2\frac{1}{2}\frac{1}{2}}(\epsilon_p,\epsilon'_p) + \frac{4}{3}P_{1\frac{3}{2}\frac{3}{2}}(\epsilon_p,\epsilon'_p) - \frac{1}{2}P_{2\frac{1}{2}\frac{3}{2}}(\epsilon_p,\epsilon'_p)\right. \qquad (26)$$
$$\left. - \frac{1}{2}P_{2\frac{3}{2}\frac{1}{2}}(\epsilon_p,\epsilon'_p) + \frac{2}{3}P_{3\frac{1}{2}\frac{1}{2}}(\epsilon_p,\epsilon'_p) + \frac{4}{3}P_{4\frac{1}{2}\frac{1}{2}}(\epsilon_p,\epsilon'_p) - \frac{4}{3}P_{2\frac{3}{2}\frac{3}{2}}(\epsilon_p,\epsilon'_p)\right\},$$

де

$$P^{(1)}_{lmn}(\epsilon_p,\epsilon_{p'}) = 2\mu_{23} b^{l+m+n-1}\int_0^{\infty}\frac{k^2dk}{2\pi^2}\frac{[u'(k)]^2 - 2u(k)u'(k)/k - u(k)u''(k)}{(\frac{k^2}{2\mu_{23}}+b)^l(\frac{k^2}{2\mu_{23}}+b-\epsilon_p)^m(\frac{k^2}{2\mu_{23}}+b-\epsilon_{p'})^n},$$

$$(27)$$

$$P_{lm}(\epsilon_p,\epsilon_{p'}) = b^{l+m+n-2}\int_0^{\infty}\frac{k^2dk}{2\pi^2}\frac{u^2(k)}{(\frac{k^2}{2\mu_{23}}+b)^l(\frac{k^2}{2\mu_{23}}+b-\epsilon_p)^m(\frac{k^2}{2\mu_{23}}+b-\epsilon_{p'})^n}.$$

Важливо відзначити, що в розкладі ефективного потенціялу взаємодії за величиною $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$ має місце повна компенсація кожної з груп далекосяжних членів потенціялу, пропорційних $(e_1e_2)^2 \mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid^{-1}$, $(e_1e_2)^3 \ln(\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid \rho_0)$ та $(e_1e_2)^4 \mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$ при довільних значеннях модулів імпульсів p і p', так що насправді розклад (25) має вигляд

$$\langle \mathbf{p} \mid V_{\text{eff}}(\epsilon) \mid \mathbf{p}' \rangle_{|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|\to 0} = V^C(\mathbf{p}-\mathbf{p}') + C_0(p,p';\epsilon)$$
$$+C_1(p,p';\epsilon) \mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid + o(\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid). \tag{28}$$

VI. ВИЗНАЧЕННЯ ФУНКЦІЇ $C_0(P,P';\epsilon)$. ЗАГАЛЬНА ФОРМУЛА ДЛЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНОГО ПОТЕНЦІЯЛУ

Члена $C_0(p,p';\epsilon)$ в праці [13] не визначено, оскільки головною метою її було дослідити поведінку поляризаційного потенціялу у граничному випадку досягнення імпульсами енерґетичної поверхні, що в конфіґураційному просторі еквівалентно асимптотично великим відстаням ($\rho, \rho' \to \infty$), де потенціял стає локальним.

Для вивчення поведінки ефективної взаємодії на проміжних відстанях, що є метою нашої роботи, визначення члена $C_0(p,p';\epsilon)$ обов'язкове, тому що він описує повністю нелокальну частину ефективної взаємодії в усій ділянці і містить у собі як короткодійну, так і далекосяжну компоненти взаємодії. Слід зауважити, що практичне знаходження функції C_0, на відміну від знаходження C_{-1}, $C_{\ln}$ і C_1, є важчою задачею, оскільки член C_0 формується із внесків усіх членів ітераційного розкладу, які відповідають багатократному розсіянню частинок. Функція $C_0(p,p';\epsilon)$ містить у собі всі додатні цілі степені добутку зарядів, на відміну, наприклад, від функції $C_1(p,p';\epsilon)$, що містить лише квадрат добутку зарядів $(e_1e_2)^2$. Точне визначення функції $C_0(p,p';\epsilon)$ можна здійснити шляхом числового розв'язання відповідного інтеґрального рівняння (7), яке послідовно враховує всі члени багатократного розсіяння.

Аналітичний вираз для функції C_0 можна отримати у вигляді розкладу в ряд за степенями добутку зарядів e_1e_2, спираючись на основні формули (17) і (18). Обмежуючись урахуванням перших двох членів, пропорційних e_1e_2 і $(e_1e_2)^2$, функцію $C_0(p,p',\epsilon)$ знаходимо у вигляді

$$C_0(p,p',\epsilon) = C_0^{(1)} + C_0^{(2)}(p,p',\epsilon) + o((e_1e_2)^2). \tag{29}$$

Перший член $C_0^{(1)}$ в (29), лінійний щодо e_1e_2,

$$C_0^{(1)} = -\frac{8\pi}{3}\left(\frac{m_3}{m_{23}}\right)^2 r_0^2 e_1 e_2, \tag{30}$$

не стосується поляризаційного потенціялу. Він випливає з $U_{00}^{(0)}(\epsilon)$ в (17), виникаючи при розкладі формфактора $F_{00}(\mathbf{p}-\mathbf{p}')$ в (20) за степенями $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$ як перша поправка до кулонівського потенціялу взаємодії між точковими зарядами V^C, що пов'язана з розподілом заряду у двочастинковому комплексі. Член $C_0^{(1)}$ не залежить від змінних імпульсів p і p' та енерґії ϵ і є короткодійним. Величина r_0^2 в (30) є середнім значенням квадрата радіуса двочастинкового комплексу в основному стані,

$$r_0^2 = \langle \psi_0 \mid (r/2)^2 \mid \psi_0 \rangle, \tag{31}$$

що в застосованій моделі дорівнює

$$r_0^2 = (16\mu_{23}b)^{-1}\left[P_2^{(1)} + 2P_3 + 4P_4\right], \tag{32}$$

де величини $P_l^{(1)}$ і P_l визначаються формулами

$$P_l^{(1)} = 2\mu_{23}b^{l-1}\int_0^\infty \frac{k^2dk}{2\pi^2}\frac{[u'(k)]^2 - 2u(k)u'(k)/k - u(k)u''(k)}{(k^2/2\mu_{23}+b)^l},$$
$$P_l = b^{l-2}\int_0^\infty \frac{k^2dk}{2\pi^2}\frac{u^2(k)}{(k^2/2\mu_{23}+b)^l}. \tag{33}$$

Другий член $C_0^{(2)}(p,p';\epsilon)$ в (29), що є чисто нелокальною частиною поляризаційного потенціялу, містить у собі внески як від першого доданка в (24),

$$\langle \mathbf{p} \mid \overline{U}_{00}^{(0)}(\epsilon) \mid \mathbf{p}' \rangle = \int \frac{d\mathbf{k}d\mathbf{p}''}{(2\pi)^6}\left\langle \psi_0 \mid \mathbf{k} + \frac{m_3}{m_{23}}[\mathbf{p}-\mathbf{p}'] \right\rangle v_{12}^C(\mathbf{p}-\mathbf{p}'')$$
$$\times\left\{\epsilon - b - \left[\mathbf{k} + \frac{m_3}{m_{23}}(\mathbf{p}''-\mathbf{p}')\right]^2 \Big/ 2\mu_{23} - p''^2/2\nu_1\right\}^{-1} v_{12}^C(\mathbf{p}''-\mathbf{p}')\langle \mathbf{k} \mid \psi_0 \rangle, \tag{34}$$

так і від другого,

$$\langle \mathbf{p} \mid U_{00}^{(1)}(\epsilon) \mid \mathbf{p}' \rangle = \int \frac{d\mathbf{p}''}{(2\pi)^3} \Big[P_{11}(\epsilon_{p''}) \Big]^{-1} \Big[-b^{-1} f(\mathbf{p}-\mathbf{p}'') P_{21}(\epsilon_{p''}) f(\mathbf{p}''-\mathbf{p}') + g(\mathbf{p}-\mathbf{p}'', \epsilon_{p''}) f(\mathbf{p}''-\mathbf{p}') + f(\mathbf{p}-\mathbf{p}'') g(\mathbf{p}''-\mathbf{p}', \epsilon_{p''}) + g(\mathbf{p}-\mathbf{p}'', \epsilon_{p''}) \epsilon_{p''} g(\mathbf{p}''-\mathbf{p}', \epsilon_{p''}) \Big], \quad (35)$$

де

$$f(\mathbf{q}) = F_{00}(\mathbf{q}) v_{12}^{C}(\mathbf{q}), \qquad g(\mathbf{q}, \epsilon_p) = G_{00}(\mathbf{q}, \epsilon_p) v_{12}^{C}(\mathbf{q}),$$

$$G_{00}(\mathbf{q}, \epsilon_p) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \langle \psi_0 \mid \mathbf{k} + \frac{m_3}{m_{23}} \mathbf{q} \rangle \left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_p \right]^{-1} \langle \mathbf{k} \mid \psi_0 \rangle \quad (36)$$

і використано позначення (15). Функцію $C_0^{(2)}(p, p'; \epsilon)$ знаходимо, розкладаючи вирази (32) і (33) за величиною переданого імпульсу $\mid \mathbf{p} - \mathbf{p}' \mid \to 0$ і вилучаючи з (32) і (33) члени, що не містять переданого імпульсу. Зауважимо, що при $\mid \mathbf{p} - \mathbf{p}' \mid \to 0$ величина інтеґралів у виразі (33) визначається, в основному, ділянкою поблизу синґулярних точок ($\mathbf{p}'' = \mathbf{p}$ і $\mathbf{p}'' = \mathbf{p}'$). Інтеґрування в (33) виконаємо, розкладаючи під інтеґралом плавні функції F_{00} і G_{00} в околі відповідних точок та враховуючи перші члени розкладу. Остаточний вираз для функції $C_0^{(2)}(p, p'; \epsilon)$ має вигляд

$$\begin{aligned} C_0^{(2)}(p, p', \epsilon) = -\frac{\pi}{6} \frac{m_3 \sqrt{2\nu_1}}{m_2 m_{23}} \frac{1}{b^{3/2}} (e_1 e_2)^2 \Big\{ & Q_2^{(1)}(p, \epsilon) + Q_2^{(1)}(p', \epsilon) + 2Q_3(p, \epsilon) \\ & + 2Q_3(p', \epsilon) + 4Q_4(p, \epsilon) + 4Q_4(p', \epsilon) - \frac{1}{2} P_{11\frac{3}{2}}(\epsilon_p, \epsilon) - \frac{1}{2} P_{11\frac{3}{2}}(\epsilon_{p'}, \epsilon) \\ & - P_{12\frac{1}{2}}(\epsilon_p, \epsilon) - P_{12\frac{1}{2}}(\epsilon_{p'}, \epsilon) + \frac{3}{2} P_{21\frac{1}{2}}(\epsilon_p, \epsilon) + \frac{3}{2} P_{21\frac{1}{2}}(\epsilon_{p'}, \epsilon) \\ & + \frac{1}{2} P_{21\frac{3}{2}}(\epsilon_p, \epsilon) + \frac{1}{2} P_{21\frac{3}{2}}(\epsilon_{p'}, \epsilon) + P_{22\frac{1}{2}}(\epsilon_p, \epsilon) + P_{22\frac{1}{2}}(\epsilon_{p'}, \epsilon) \\ & + 12 d P_{211}^{\frac{1}{2}}(\epsilon_p, \epsilon_{p'}; \epsilon) \; - 12 \sqrt{d(1+d)} \widetilde{P}_{211}(\epsilon_p, \epsilon_{p'}; \epsilon) + \cdots \Big\}, \end{aligned} \quad (37)$$

де використано позначення (27) і

$$P_{211}^{\frac{1}{2}}(\epsilon_p, \epsilon_{p'}; \epsilon) = b^{3/2} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{2\pi^2} \frac{\left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon \right)^{1/2} u^2(k)}{\left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b \right)^2 \left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_p \right) \left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_{p'} \right)},$$

$$\widetilde{P}_{211}(\epsilon_p, \epsilon_{p'}; \epsilon) = \frac{1}{3} \frac{\nu_3 b^{3/2}}{w} \int_0^\infty \frac{k dk}{2\pi^2} \frac{\left[\frac{(k+w)^2}{2\nu_3} + b - \epsilon \right]^{3/2} - \left[\frac{(k-w)^2}{2\nu_3} + b - \epsilon \right]^{3/2}}{\left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b \right)^2 \left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_p \right) \left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_{p'} \right)} u^2(k),$$

$$Q_n(p, \epsilon) = \frac{\sqrt{2\nu_1 b}}{p} b^{n-2} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{2\pi^2} \frac{u^2(k)}{\left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b \right)^n} \arctan \left\{ p \left[2\nu_1 \left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \right\}, \quad (38)$$

$$Q_n^{(1)}(p, \epsilon) = 2\mu_{23} \frac{\sqrt{2\nu_1 b}}{p} b^{n-1} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{2\pi^2} \frac{[u'(k)]^2 - 2u(k)u'(k)/k - u(k)u''(k)}{\left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b \right)^n} \arctan \left\{ p \left[2\nu_1 \left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \right\},$$

$$d = \frac{m_2 M}{m_1 m_3}, \qquad w^2 = \frac{\nu_1 m_3^2}{m_{23}^2}(2\epsilon - \epsilon_p - \epsilon_{p'}) = \frac{m_3^2}{2m_{23}^2}\left(p^2 + p'^2\right).$$

Крапками у виразі (37) позначені члени, які не враховані внаслідок наближеного обчислення інтеґралів в (35), серед них ті, що не залежать від p та p' і є короткодійними.

Остаточно наш загальний результат для поляризаційного потенціялу записуємо у вигляді

$$\langle \mathbf{p} \mid V^P(\epsilon) \mid \mathbf{p}'\rangle_{|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|\to 0} = C_0^{(2)}(p,p';\epsilon) \tag{39}$$

$$+C_1(p,p';\epsilon) \mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid + o(\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid),$$

де функції $C_0^{(2)}$ і C_1 визначаються формулами (37) і (26). Перший член виразу (39) — чисто нелокальний, другий — змішаний, що має вигляд добутку нелокального й локального членів. Обидва залежать від енерґії ϵ. Зауважимо, що чисто нелокальний член діє лише в S–стані.

На асимптотично великих відстанях між зарядженою частинкою й комплексом, що в імпульсному просторі відповідає наближенню змінних імпульсів до енерґетичної поверхні ($p, p' \to p_0$), функції $C_0^{(2)}$ і C_1 в (39) стають константами, а поляризаційний потенціял — чисто локальним, набуваючи відомого вигляду лінійної функції переданого імпульсу (що еквівалентно поведінці $1/\rho^4$ в конфіґураційному просторі).

Нижче ми досліджуємо інший можливий випадок, коли поляризаційний потенціял ще не виходить на лінійну за переданим імпульсом асимптотику, але загальна формула (39) істотно спрощується.

VII. ПОЛЯРИЗАЦІЙНИЙ ПОТЕНЦІЯЛ ВЗАЄМОДІЇ ЛЕГКОЇ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ І ДВОЧАСТИНКОВОГО КОМПЛЕКСУ НА ПРОМІЖНИХ ВІДСТАНЯХ

Розгляньмо випадок, коли заряджена частинка, що налітає, має масу значно меншу, ніж маси частинок комплексу

$$m_1 \ll m_2, m_3. \tag{40}$$

Зауважимо, що маса зарядженої частинки комплексу (частинки 2),що взаємодіє з обома іншими частинками системи, не повинна набагато перевищувати масу нейтральної частинки (частинки 3), інакше (якщо $m_2 \gg m_3$) поляризаційна взаємодія зникає зовсім. Відмінність мас частинок (40) створює можливість спрощення виразу (39) для поляризаційного потенціялу в певному інтервалі змінної імпульсу p (або відстані ρ в конфіґураційному просторі).

У випадку (40) характерна кінетична енерґія відносного руху частинки й комплексу може значно перевищувати кінетичну енерґію відносного руху складових частинок комплексу,

$$\frac{p^2}{2\nu_1} \gg \frac{k^2}{2\mu_{23}}. \tag{41}$$

Розглядаючи розсіяння нижче від порога розвалу комплексу, ми враховуємо також, що в рамках застосованої моделі енерґія зв'язку двочастинкового комплексу $b = \kappa^2/2\mu_{23}$ не перевищує характерного (середнього) значення кінетичної енерґії відносного руху частинок комплексу,

$$\frac{k^2}{2\mu_{23}} \geq b \geq \epsilon. \tag{42}$$

Зауважимо, що нерівність (41) виконується навіть для частинок з однаковими або близькими масами, якщо $p \gg k$ (що в конфіґураційному просторі відповідає малим відстаням ρ порівняно з розмірами комплексу $R \sim 1/\kappa$). Існування у випадку (40) додаткового малого параметра відношення мас, $\nu_1/\mu_{23} \to m_1/\mu_{23} \ll 1$, зумовлює можливість виконання (41) і коли $p < k$. Для імпульсів нерівність (41) разом з (42) тоді записується у вигляді

$$k > p \gg \sqrt{\frac{m_1}{\mu_{23}}}k \geq \sqrt{\frac{m_1}{\mu_{23}}}\kappa \geq p_0 \tag{43}$$

або, якщо вважати, що характерне значення k і $\kappa \sim 1/R$ є величинами одного порядку, у спрощеному вигляді

$$\frac{1}{R} > p \gg \sqrt{\frac{m_1}{\mu_{23}}}\frac{1}{R}. \tag{44}$$

У конфіґураційному просторі значення (44) відносного імпульсу p відповідають проміжним відстаням ρ, що перевищують розміри комплексу, але обмежені зверху

$$R < \rho \ll \sqrt{\mu_{23}/m_1}R. \tag{45}$$

Слід зауважити, що застосування нерелятивістського опису на відстанях з інтервалу (45) можливо лише за умови, що довжина комптонівської хвилі легкої частинки є значно меншою від верхньої межі цього інтервалу [20]

$$\hbar/m_1 c \ll (\mu_{23}/m_1)^{1/2} R. \tag{46}$$

Ця умова обмежує масу легкої частинки знизу і разом із нерівністю (40) записується у вигляді

$$2b/c^2 \ll m_1 \ll m_2, m_3. \tag{47}$$

A. Поляризаційний потенціял в імпульсному просторі при малих значеннях змінної переданого імпульсу

За умов (41) і (42) перші члени розкладу за степенями

$$x \equiv \frac{\sqrt{2\nu_1 b}}{p} = \sqrt{\frac{\nu_1}{\mu_{23}}}\frac{\kappa}{p} \quad , \qquad x' \equiv \frac{\sqrt{2\nu_1 b}}{p'} = \sqrt{\frac{\nu_1}{\mu_{23}}}\frac{\kappa}{p'}$$

інтеґралів (27) і (38), що визначають коефіцієнтні функції $C_0^{(2)}$ (37) і C_1 (26) у виразі для поляризаційного потенціялу (39), мають вигляд

$$\begin{aligned}
P^{(1)}_{2\frac{1}{2}\frac{1}{2}}(\epsilon_p, \epsilon_{p'}) &= P_2^{(1)} \frac{2\nu_1 b}{pp'} + O\left(x^3 x', x x'^3\right), \\
P_{lmn}(\epsilon_p, \epsilon_{p'}) &= P_l \frac{(2\nu_1 b)^{m+n}}{p^{2m} p'^{2n}} \\
&\quad + O\left(x^{2m+2} x'^{2n}, x^{2m} x'^{2n+2}\right), \\
P_{lmn}(\epsilon_p, \epsilon) &= P_{ln}(\epsilon) \frac{(2\nu_1 b)^m}{p^{2m}} + O\left(x^{2m+2}\right), \\
P^{1/2}_{211}(\epsilon_p, \epsilon_{p'}, \epsilon) &= O\left(x^2 x'^2\right), \\
\widetilde{P}_{211}(\epsilon_p, \epsilon_{p'}, \epsilon) &= O\left(x^2 x'^2\right), \\
Q_2^{(1)}(p, \epsilon) &= \frac{\pi}{2} P_2^{(1)} \frac{\sqrt{2\nu_1 b}}{p} \\
&\quad - P_2^{(1)1/2}(\epsilon) \frac{2\nu_1 b}{p^2} + O\left(x^4\right), \\
Q_l(p, \epsilon) &= \frac{\pi}{2} P_l \frac{\sqrt{2\nu_1 b}}{p} \\
&\quad - P_l^{1/2}(\epsilon) \frac{2\nu_1 b}{p^2} + O\left(x^4\right),
\end{aligned} \tag{48}$$

де, крім (15) і (33), використані позначення

$$\begin{aligned}
P_l^{1/2}(\epsilon) &= b^{l-\frac{5}{2}} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{2\pi^2} \frac{\left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon\right)^{1/2} u^2(k)}{\left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b\right)^l}, \\
P_2^{(1)1/2}(\epsilon) &= 2\mu_{23} b^{1/2} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{2\pi^2} \frac{\left\{[u'(k)]^2 - 2u(k)u'(k)/k - u(k)u''(k)\right\}\left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon\right)^{1/2}}{\left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b\right)^2}.
\end{aligned} \tag{49}$$

Для коефіцієнтних функцій перші члени розкладу за степенями $\sqrt{2\nu_1 b}/p$, що відповідають (44), записуються у вигляді

$$\begin{aligned}
C_0^{(2)}(p, p'; \epsilon) &= -\frac{\pi}{6} \frac{m_3 \sqrt{2\nu_1}}{m_2 m_{23}} \frac{1}{b^{3/2}} (e_1 e_2)^2 \left\{ 4\pi r_0^2 \kappa^2 \sqrt{2\nu_1 b} \left(\frac{1}{p} + \frac{1}{p'}\right) - 2\nu_1 b n_0(\epsilon) \left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{p'^2}\right) + O\left(x^4, x'^4\right) \right\}, \\
C_1(p, p'; \epsilon) &= \frac{4}{3}\pi^2 \frac{m_3^2}{m_{23}^2} \frac{(e_1 e_2)^2}{b} r_0^2 \left\{ \frac{2\nu_1 b}{pp'} + O\left(x^3 x', x x'^3\right) \right\},
\end{aligned} \tag{50}$$

де введено позначення

$$n_0(\epsilon) = P_2^{(1)\frac{1}{2}}(\epsilon) + 2P_3^{\frac{1}{2}}(\epsilon) + 4P_4^{\frac{1}{2}}(\epsilon) + \frac{1}{2}P_{1\frac{3}{2}}(\epsilon) - \frac{3}{2}P_{2\frac{1}{2}}(\epsilon) - \frac{1}{2}P_{2\frac{3}{2}}(\epsilon).$$

Підставляючи головні члени розкладів коефіцієнтних функцій (50) у (39), одержимо формулу для поляризаційного потенціялу у проміжній ділянці значень змінних імпульсів p і p' (44)

$$\langle \mathbf{p} \mid V^P(\epsilon) \mid \mathbf{p}' \rangle_{|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|\to 0} = -\frac{8}{3}\pi^2 m_1 \left(\frac{m_3}{m_{23}}\right)^2 (e_1 e_2)^2 r_0^2 \left[\left(\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}\right) - \frac{\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid}{pp'}\right] + \cdots . \tag{51}$$

Перший член виразу у квадратних дужках (51) описує чисто нелокальну далекосяжну взаємодію, що присутня лише в S–хвильовому орбітальному стані. Така взаємодія знайдена в нашій праці вперше. Другий член в (51) описує змішану далекосяжну взаємодію у вигляді добутку локального й нелокального факторів, що є у всіх парціяльних станах. Наявність останньої на проміжних відстанях (з точністю до членів, пропорційних $(e_1e_2)^4$ включно) уперше встановлена в попередній нашій праці [13]. Цікаво, що обидва члени потенціялу мають однакову силу, яка відповідно [4] лінійно залежить від маси легкої частинки m_1, квадрата добутку зарядів частинки й комплексу та середнього квадрата радіуса двочастинкового комплексу. Проте, на відміну від результату, одержаного в [4], наш поляризаційний потенціял (51) виявляється істотно нелокальним і діє у всіх орбітальних станах.

S–хвильова компонента поляризаційного потенціялу (51) має вигляд

$$\langle \mathbf{p} \mid V_0^P(\epsilon) \mid \mathbf{p}' \rangle_{|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|\to 0} = -\frac{8}{3}\pi^2 m_1 \left(\frac{m_3}{m_{23}}\right)^2 (e_1 e_2)^2 r_0^2 \left\{\frac{1}{p}+\frac{1}{p'} - 2\frac{2(p^2+p'^2)+(p+p')\mid p-p' \mid}{3p\left[p+p'+\mid p-p' \mid\right]p'}\right\}. \tag{52}$$

B. Узагальнення на випадок довільних значень змінної переданого імпульсу

Узагальнім одержану формулу для поляризаційної взаємодії легкої зарядженої частинки і двочастинкового комплеку (51) на випадок довільних величин змінної переданого імпульсу $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid$. Виходимо із загального виразу для поляризаційного потенціялу (24), беручи до уваги (21). Обмежимось, як і в попередньому підрозділі, урахуванням членів, що є квадратними щодо добутку зарядів e_1e_2.

У розгляданій задачі про розсіяння легкої зарядженої частинки на двочастинковому комплексі апроксимуємо, згідно з (40) і (41), вільну функцію Ґріна $G_0(E)$ у виразах для кулонівської матриці переходу $T_{12}^C(E)$ (13), формфактора $G_{00}(\mathbf{q},\epsilon_p)$ (36) і функцій $P_{21}(\epsilon_p)$ і $P_{11}(\epsilon_p)$ (15), що містяться в підінтеґральних виразах (34) і (35) для $\overline{U}_{00}^{(0)}$ і $U_{00}^{(1)}$, нехтуючи кінетичною енерґією відносного руху складових частинок комплексу порівняно з кінетичною енерґією частинки, що налітає, відносно центра мас комплексу. У результаті для поляризаційного потенціялу знаходимо

$$\langle \mathbf{p} \mid V^P(\epsilon) \mid \mathbf{p}' \rangle = -32\pi^2 m_1 (e_1e_2)^2 \int \frac{d\mathbf{p}''}{(2\pi)^3} \frac{\left[F_{00}(\mathbf{p}-\mathbf{p}') - F_{00}(\mathbf{p}-\mathbf{p}'')F_{00}(\mathbf{p}''-\mathbf{p}')\right]}{(\mathbf{p}-\mathbf{p}'')^2\left[p''^2+2\nu_1(b-\epsilon)-i0\right](\mathbf{p}''-\mathbf{p}')^2}. \tag{53}$$

У граничному випадку асимптотично малої величини змінної переданого імпульсу, $\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid\to 0$, кулонівські синґулярності в підінтеґральному виразі (53) збігаються і їхні внески в інтеґрал є домінуючими. Ураховуючи тоді перші члени розкладу гладких формфакторних функцій у чисельнику за степенями малих значень переданих імпульсів, зводимо вираз (53) до комбінації інтеґралів Льюїса [21] і в результаті знаходимо (коли $\epsilon \le b$)

$$\langle \mathbf{p} \mid V^P(\epsilon) \mid \mathbf{p}' \rangle_{|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|\to 0} = -\frac{16}{3}\pi m_1 \left(\frac{m_3}{m_{23}}\right)^2 (e_1 e_2)^2 r_0^2 \left\{\frac{1}{p}\arctan\left(\frac{p}{\zeta}\right) + \frac{1}{p'}\arctan\left(\frac{p'}{\zeta}\right)\right.$$

$$\left. - \frac{\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid}{(p^2p'^2+2\zeta^2\mathbf{p}\mathbf{p}'+\zeta^4)^{1/2}}\arctan\left[\frac{(p^2p'^2+2\zeta^2\mathbf{p}\mathbf{p}'+\zeta^4)^{1/2}}{\zeta\mid \mathbf{p}-\mathbf{p}' \mid}\right]\right\}, \tag{54}$$

де $\zeta^2 \equiv 2\nu_1(b-\epsilon)$. Нехтуючи ζ, із (54) отримуємо вираз (51).

C. Поляризаційний потенціял у конфіґураційному просторі

У конфіґураційному просторі формула (53) для поляризаційного потенціялу взаємодії легкої частинки з комплексом (для значень ρ і ρ', обмежених нерівністю (45)) має вигляд

$$\langle \boldsymbol{\rho} \mid V^P(\epsilon) \mid \boldsymbol{\rho}' \rangle = \langle \boldsymbol{\rho} \mid g_0(\epsilon-b) \mid \boldsymbol{\rho}' \rangle \left[W^C(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}') - V^C(\boldsymbol{\rho})V^C(\boldsymbol{\rho}')\right], \tag{55}$$

де

$$\langle \boldsymbol{\rho} \mid g_0(\epsilon - b) \mid \boldsymbol{\rho}' \rangle = -\frac{m_1}{2\pi} \frac{exp(i\xi \mid \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}' \mid)}{\mid \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}' \mid}, \qquad \epsilon - b = \frac{\xi^2}{2m_1},$$
$$V^C(\boldsymbol{\rho}) = \int d\mathbf{r}\, \psi_0(\mathbf{r}) v_{12}^C \left(-\frac{m_3}{m_{23}}\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho} \right) \psi_0(\mathbf{r}), \tag{56}$$
$$W^C(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}') = \int d\mathbf{r}\, \psi_0(\mathbf{r}) v_{12}^C \left(-\frac{m_3}{m_{23}}\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho} \right) v_{12}^C \left(-\frac{m_3}{m_{23}}\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}' \right) \psi_0(\mathbf{r}).$$

За умови, що значення радіусів–векторів ρ і ρ' перевищують розмір двочастинкового комплексу (що, зокрема, виконується і для значень ρ і ρ' у проміжному інтервалі (45)), можливо застосувати мультипольний розклад фактора $\mid (m_3/m_{23})\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho} \mid^{-1}$ у підінтеґральних виразах для $V^C(\boldsymbol{\rho})$ і $W^C(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}')$. Тоді формула (55) для поляризаційного потенціялу взаємодії легкої частинки і двочастинкового комплексу (що знаходиться у S–хвильовому стані) на проміжних відстанях (45) набуває вигляду

$$\langle \boldsymbol{\rho} \mid V^P(\epsilon) \mid \boldsymbol{\rho}' \rangle = -\frac{m_1}{2\pi}(e_1 e_2)^2 \frac{\exp(i\xi \mid \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}' \mid)}{\mid \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}' \mid} \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{1}{2\lambda + 1} \left(\frac{m_3}{m_{23}} \right)^{2\lambda} \frac{\langle r^{2\lambda} \rangle}{(\rho\rho')^{\lambda+1}} P_\lambda(\hat{\rho} \cdot \hat{\rho}'), \tag{57}$$

де $\langle r_{2\lambda} \rangle \equiv \langle \psi_0 \mid r_{2\lambda} \mid \psi_0 \rangle$, а $\hat{\rho} \equiv \boldsymbol{\rho}/\rho$ позначає одиничний вектор уздовж $\boldsymbol{\rho}$.

Найбільш далекосяжна частина поляризаційного потенціялу, що відповідає дипольному ($\lambda = 1$) членові мультипольного розкладу (57), описується виразом

$$\langle \boldsymbol{\rho} \mid V^P(\epsilon) \mid \boldsymbol{\rho}' \rangle_d = -\frac{2}{3\pi} m_1 \left(\frac{m_3}{m_{23}} \right)^2 (e_1 e_2)^2 r_0^2 \frac{(\hat{\rho} \cdot \hat{\rho}') \exp(i\xi \mid \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}' \mid)}{\rho^2 \mid \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}' \mid \rho'^2}. \tag{58}$$

Виведений поляризаційний потенціял (58) діє у всіх орбітальних станах,

$$\langle \boldsymbol{\rho} \mid V^P(\epsilon) \mid \boldsymbol{\rho}' \rangle_d = \sum_{l=0}^{\infty} \langle \rho \mid V_l^P(\epsilon) \mid \rho' \rangle_d P_l(\hat{\rho} \cdot \hat{\rho}'),$$
$$\langle \rho \mid V_l^P(\epsilon) \mid \rho' \rangle_d = -\frac{2i}{3\pi} m_1 \left(\frac{m_3}{m_{23}} \right)^2 (e_1 e_2)^2 r_0^2 \xi \frac{1}{\rho^2 \rho'^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1)(L100 \mid l0)^2 j_L(\xi\rho_<) h_L^{(1)}(\xi\rho_>). \tag{59}$$

S–хвильова компонента поляризаційного потенціялу (59) має вигляд

$$\langle \rho \mid V_0^P(\epsilon) \mid \rho' \rangle_d = -\frac{2i}{3\pi} m_1 \left(\frac{m_3}{m_{23}} \right)^2 (e_1 e_2)^2 r_0^2 \xi \frac{1}{\rho^2 \rho'^2} j_1(\xi\rho_<) h_1^{(1)}(\xi\rho_>). \tag{60}$$

При підпороговому розсіянні легкої частинки ($\epsilon \le b$, $\xi = i\zeta$) арґументи сферичних функцій Бесселя в (60), згідно з умовою (45), є малими величинами ($\zeta\rho, \zeta\rho' \ll 1$)), і вираз (60) для S–хвильової компоненти поляризаційного потенціялу спрощується до вигляду

$$\langle \rho \mid V_0^P(\epsilon) \mid \rho' \rangle_d = -\frac{16}{9\pi} m_1 \left(\frac{m_3}{m_{23}} \right)^2 (e_1 e_2)^2 r_0^2 \frac{1}{\rho \left[\rho + \rho' + \mid \rho - \rho' \mid\right]^3 \rho'}. \tag{61}$$

Поляризаційний потенціял взаємодії між легкою зарядженою частинкою і двочастинковим комплексом у проміжній ділянці, виведений у цій праці як в імпульсному, (51), (53), так і в конфіґураційному, (57)–(60), просторах, є істотно нелокальним і діє у всіх орбітальних станах. Відповідні S–хвильові компоненти поляризаційного потенціялу мають вигляд (52) і (61).

Форма виведеного потенціялу виявляється незалежною від специфічної моделі внутрішньої взаємодії частинок усередині комплексу і визначається зовнішньою кулонівською парною взаємодією v_{12}^C. Величина поляризаційного потенціялу пропорційна масі легкої зарядженої частинки, що налітає, m_1, квадратові добутку зарядів частинки й комплексу, $(e_1e_2)^2$, і середньому квадратові радіуса "орбіти" зарядженої частинки комплексу, $[(m_3/m_{23})r_0]^2$, згідно з результатом [4]. Конкретний вигляд потенціялу внутрішньої взаємодії лише незначно впливає на величину поляризаційного потенціялу через середній квадрат радіуса комплексу, r_0^2.

Зауважимо, що специфічна нелокальна далекодія виведеного поляризаційного потенціялу в конфіґураційному просторі (формули (58)–(61)) суттєво відрізняється від відповідного локального результату, одержаного в [4] із застосуванням додаткової наближеної процедури. Хоча така процедура й забезпечує локальний вигляд результату в [4], однак її застосування означає відхід від загальновживаного означення ефективного (оптичного) потенціялу [1,2].

VIII. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ І ВИСНОВКИ

У цій праці вивчено поведінку поляризаційного потенціялу взаємодії між легкою зарядженою частинкою і двочастинковим зв'язаним комплексом, що складається із зарядженої й нейтральної частинок, на проміжних відстанях, які перевищують розміри комплексу, але обмежені зверху (нерівністю (44) в імпульсному або (45) в конфіґураційному просторах). Дослідження ґрунтується на тричастинковому формалізмі й означенні Ватсона–Фешбаха ефективної взаємодії, що забезпечує однозначне виведення поляризаційного потенціялу між частинкою й комплексом за умови задання певних парних взаємодій між частинками.

Для довільних мас частинок уперше одержано вираз для коефіцієнтної функції $C_0^{(2)}(p,p',\epsilon)$ (пропорційної $(e_1e_2)^2$) — частини поляризаційного потенціялу, що не залежить від змінної переданого імпульсу й визначає цілком нелокальну частину поляризаційної взаємодії.

Одержано нові формули для далекосяжної частини поляризаційного потенціялу на проміжних відстанях в імпульсному, (51)–(53), і конфіґураційному, (57)–(61), просторах, коли заряджена частинка, що налітає, має масу значно меншу, ніж маси частинок комплексу.

Знайдено, що навколодіягональна ($|\ \mathbf{p}-\mathbf{p}'\ |\to 0$) частина матриці поляризаційного потенціялу в проміжній ділянці (44) імпульсного простору складається з двох членів (формула (51)), один з яких описує цілком нелокальну взаємодію у S–хвильовому орбітальному стані, а інший — змішану взаємодію у вигляді добутку локального та нелокального факторів, що наявний у всіх парціяльних орбітальних станах. Обидві взаємодії мають однакову силу, що виявляється пропорційною масі легкої частинки m_1, яка налітає, квадратові добутку зарядів частинки й комплексу $(e_1e_2)^2$ і середньому квадратові радіуса "орбіти" зарядженої частинки комплексу $(m_3/m_{23})^2r_0^2$.

Істотно, що специфічна форма навколодіягональної частини (51) матриці нелокального поляризаційного потенціялу зовсім не залежить від конкретного вигляду парного потенціялу взаємодії всередині комплексу, а визначається зовнішньою кулонівською парною взаємодією v_{12}^C. Сила поляризаційного потенціялу взаємодії, проте, слабо залежить від форми внутрішнього потенціялу взаємодії через вплив останнього на величину середнього квадрата радіуса комплексу r_0^2.

Формула для навколодіягональної частини матриці поляризаційної взаємодії легкої зарядженої частинки й комплексу (51) узагальнена для довільної величини змінної переданого імпульсу. Відповідний результат має вигляд (53) в імпульсному і (55) в конфіґураціонному просторах. На відстанях між частинкою й комплексом, що перевищують розмір комплексу, формула для поляризаційного потенціялу (55) в результаті мультипольного розкладу спрощується до вигляду (57). Найбільш далекосяжна на інтервалі проміжних відстаней (45) частина поляризаційного потенціялу описується виразом (58).

Установлена специфічна нелокальна взаємодія є у проміжній ділянці координат (45) (або імпульсів (44)). На асимптотично великих відстанях у конфіґураційному просторі, ($\rho \gg (\mu_{23}/m_1)^{1/2}R$), що в імпульсному просторі відповідає малій невизначеності величин змінних імпульсів $\mathbf{p},\mathbf{p}'$ (щодо асимптотичного імпульсу $\mathbf{p}_0$), $p,p'\to p_0$, стає застосовним звичайне адіябатне наближення, а поляризаційний потенціял набуває відомого локального вигляду $1/\rho^4$ [9,11,13].

Одержані результати мають теоретичне значення у зв'язку з розв'язанням квантовомеханічної проблеми трьох частинок за наявности кулонівської взаємодії, а також можуть бути застосовані до опису взаємодії мюонів (або піонів) з дейтроном або з іншим двокластерним ядром чи гіпер'ядром (зокрема при дослідженні мюонного каталізу), а також до опису взаємодії лептонів з молекулярними комплексами з атомів та йонів.

[1] C. J. Joachain, *Quantum collision theory* (North–Holland — American Elsevier, Amsterdam — New–York, 1975).
[2] М. Гольдбергер, К. Ватсон, *Теория столкновений* (Мир, Москва, 1967).
[3] Л. Д. Фаддеев, *Математические вопросы квантовой теории рассеяния для системы трех частиц* (Труды Матем. ин–та им. В. А. Стеклова, т. 69) (Издательство АН СССР, Москва, 1963).
[4] Д. А. Киржниц, Ф. М. Пеньков, Письма журн. эксп. теор. физ. **37**, 129 (1983); Журн. эксп. теор. физ. **85**, 80 (1983).
[5] Д. А. Киржниц, в *Проблемы теоретической физики и астрофизики. Сборник статей, посвященный 70–летию В. Л. Гинзбурга*, под ред. Л. В. Келдыш, В. Я. Файнберг (Наука, Москва, 1989), с. 225.
[6] J. R. Manson, R. H. Ritchie, Rhys. Rev. Lett. **54**, 785 (1985); **57**, 261 (1986).
[7] C. K. Au, R. J. Drachman, Phys. Rev. Lett. **56**, 324 (1986); **57**, 262 (1986).
[8] В. Ф. Харченко, С. А. Шадчин, Яд. физ. **45**, 333 (1987).
[9] V. F. Kharchenko, S. A. Shadchin, S. A. Permyakov, Phys. Lett. B **199**, 1, (1987).
[10] V. F. Kharchenko, S. A. Shadchin, Few Body Systems **6**, 45 (1989).
[11] V. F. Kharchenko, S. A. Shadchin, preprint ITP-93-24E (Kyiv, 1993).
[12] В. Ф. Харченко, С. О. Шадчин, Укр. фіз. журн. **42**, 11 (1997).
[13] В. Ф. Харченко, С. О. Шадчин, Укр. фіз. журн. **42**, 912 (1997).
[14] N. C. Francis, K. M. Watson, Phys. Rev. **92**, 291 (1953).
[15] H. Feshbach, Ann. Phys. (N. Y.) **5**, 357 (1958); **19**, 287 (1962).
[16] E. O. Alt, A. M. Mukhamedzhanov, Phys. Rev. A **51**, 3852 (1995).
[17] S. A. Shadchin, V. F. Kharchenko, J. Phys. B **16**, 1319 (1983).
[18] V. A. Fock, Z. Phys. **98**, 145 (1935).
[19] С. А. Стороженко, С. А. Шадчин, Теор. мат. физ. **76**, 339 (1988).
[20] Д. А. Киржниц, Ф. М. Пеньков, Усп. физ. наук **141**, 552 (1983).
[21] R. R. Lewis, Phys. Rev. **102**, 537 (1956).

THREE–BODY THEORY OF THE POLARIZATION INTERACTION BETWEEN A LIGHT CHARGED PARTICLE AND TWO–BODY COMPLEX AT INTERMEDIATE DISTANCES

V. F. Kharchenko
Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Science of Ukraine
14b Metrolohichna Str., Kyiv, 03143, Ukraine

On the basis of the general three–body formalism and the Watson–Feshbach definition of the effective (optical) potential, the behaviour of the polarization potential of the interaction between a light charged particle and two–body complex is investigated in a range of distances exceeding the size of the complex but bounded from above. The polarization potential in the range of variables is found to have a specific non–local long–range behaviour in all the orbital states. New analytical expressions for the kernel of the non–local operator of the polarization potential in the intermediate range of variables is derived in both the momentum and configuration spaces. The shape of the polarization potential in the range is shown to be fully determined by the Coulomb pair interaction and to be independent on the form of the interaction between particles inside the complex. The strength of the polarization interaction potential in the intermediate range appears to be proportional to the mass of the light charged incident particle and to the mean square radius of the complex.