

ОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ДЛЯ ПОДБАРЬЕРНОГО УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЛЕГКИХ СЛАБОСВЯЗАННЫХ ДЕЙТРОНОПОДОБНЫХ ЯДЕР

К. О. Теренецкий, А. В. Бабак, В. П. Вербицкий, О. Д. Григоренко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Получено аналитическое выражение для электрического оптического потенциала для расчетов упругого рассеяния легких слабосвязанных дейтроноподобных ионов в электрическом поле тяжелых ядер и проведены расчеты этого потенциала для случая рассеяния дейтронов и ионов ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{208}\text{Pb}$. Исследованы свойства полученного потенциала. Показано, что учет электрического оптического потенциала позволяет объяснить причину возникновения нефизических параметров традиционных оптических потенциалов при теоретической интерпретации данных по упругому рассеянию.

Интерес к изучению взаимодействия слабосвязанных легких дейтроноподобных частиц (d , ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{9,11,14}\text{Be}$ и др.) с тяжелыми атомными ядрами при подбарьерных энергиях связан с тем, что в процессе этого взаимодействия проявляются специфические их особенности (поляризуемость, развал, нейтронное гало, кластерные конфигурации и др.) и, во многих случаях, при соответствующем выборе экспериментальных условий влиянием свойств ядра мишени можно пренебречь, т.е. рассматривать его как точечный бесконечно тяжелый заряд.

Впервые особенности взаимодействия ядер дейтерия с тяжелыми мишенями были рассмотрены в работах [1 - 3] и было показано, что процесс поляризуемости может заметно влиять на наблюдаемые сечения рассеяния дейтронов даже при существенно подбарьерных энергиях, что и было подтверждено прецизионным экспериментом позже [5]. Еще одним процессом, существенно влияющим на измеряемые сечения, является кулоновский развал дейтрона. В работе [4] была разработана теория этого процесса и выполнены приближенные вычисления сечений развала.

Возможность изучения взаимодействия экзотических (в том числе и слабосвязанных) ядерных частиц с атомными ядрами, возникшая в результате развития техники получения их вторичных пучков, стимулировала в первую очередь проведение экспериментов по исследованию наиболее интенсивного процесса - упругого рассеяния таких частиц и при под- и околбарьерных энергиях [6 - 12]. Информация, полученная в таких экспериментах, важна для исследования динамики ядерных реакций вблизи барьера и определения потенциалов взаимодействия сталкивающихся ядер, необходимых для расчетов амплитуд других реакций, где исследуемые ядра могут возникать, например, в выходных каналах.

В последнее время стали довольно интенсивно обсуждаться вопросы, связанные с влиянием нейтронного гало и малой энергии связи ядер на ме-

ханизмы реакций с их участием [7, 9 - 14]. В частности, исследование особенностей взаимодействия гало- и слабосвязанных нейтроноизбыточных ядер поможет достоверно ответить на вопрос о причинах усиления подбарьерного слияния ядер.

Экспериментальные данные, полученные в экспериментах по упругому рассеянию ядер, ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Be}$, несмотря на еще недостаточную точность, ясно указывают на определяющее влияние процессов поляризуемости и развала на формирование наблюдаемых сечений. Попытки теоретической интерпретации этих данных в рамках традиционных подходов к изучению упругого рассеяния (оптическая модель, метод связанных каналов хотя и позволили удовлетворительно описать данные, но приводят либо к нефизическим значениям параметров использованных потенциалов [8, 14], либо к их аномальной зависимости от энергии налетающих ядер.

Авторами в предыдущих работах [15 - 17] была разработана адиабатическая модель упругого рассеяния легких слабосвязанных дейтроноподобных частиц при околбарьерных энергиях, которая позволяет рассчитывать сечения упругого рассеяния таких частиц с учетом возможных при таких энергиях их поляризуемости и развала в кулоновском поле точечного бесконечно тяжелого ядра мишени. Основой этой модели является допущение о том, что стационарное состояние налетающей частицы во внешнем поле становится квазистационарным с характеристиками, параметрически зависящими от прицельного расстояния. Модель позволяет вычислить комплексный электрический оптический потенциал (ЭОП) эффективно учитывающий влияние указанных процессов на упругое рассеяние таких частиц. Модель успешно применялась для расчета упругого рассеяния в кулоновском поле тяжелых ядер ионов дейтерия и ${}^6\text{He}$ [15 - 17].

В настоящей работе проведен детальный анализ вычисляемых ЭОП и получено аналитическое приближенное выражение для веществен-

ной и мнимой частей этого потенциала, не со-
держашее разложения по мультиполям.

Математический формализм

В работах [16, 17] на основе приближенного
трехчастичного подхода к описанию упругого

$$\alpha = \frac{m_n}{m_d} k_p \left[\left(\frac{2\eta}{\rho} - 1 \right) H_0(\eta, \rho) F_0(\eta, \rho) - H'_0(\eta, \rho) F'_0(\eta, \rho) \right]. \quad (1)$$

В этом уравнении m_d - масса налетающей
частицы; $m_d = m_p + m_n$, m_p , m_n - массы соответ-
ствующих кластеров; $\mu = (m_p m_n) / m_d$;

$$\alpha = \sqrt{2\mu\epsilon_0 / \hbar^2}; \quad k_p = \frac{m_d}{m_n} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (V_d - \epsilon_0)}; \quad \rho = k_p R;$$

Z_p , Z_T - заряды р-кластера и мишени соответст-

$$\text{венно; } \eta = \frac{m_p Z_p Z_T e^2}{\hbar^2 \sqrt{2\mu \hbar^2 (V_d - \epsilon_0)}} \text{ - параметр Зом-$$

мерфельда; ϵ_0 - энергия связи налетающей час-
тицы; $V_d = V_p - \Delta V$, $V_p = Z_p Z_T e^2 / R$ - потенциал
поля в точке R; ΔV - неизвестная искомая ком-
плексная добавка к потенциалу Кулона, учиты-
вающая возможность налетающей частицы по-
ляризоваться и развалиться в процессе рассеяния
во внешнем электрическом поле; $H_0 = G_0 + iF_0$ и
 G_0 , F_0 - кулоновские функции.

Смысл допущения об адиабатичности движе-
ния налетающей частицы в электрическом поле
ядра мишени состоит в предположении, что при
движении по кулоновской орбите состояние на-
летающей частицы, хотя и становится квазиста-
ционарным (с шириной, соответствующей веро-
ятности развала), изменяется слабо. Другими
словами, это значит [2], что из-за быстрого (по
сравнению со скоростью движения вдоль орби-
ты) внутреннего движения частиц в налетающем
ионе в каждой точке траектории состояние час-
тицы несколько изменяется, подстраиваясь под
внешнее поле, но большинство налетающих час-
тиц при взаимодействии выживают. На языке
энергий это означает, что адиабатическое при-
ближение применимо в той области configura-
ционного пространства, где изменения энергии
связанного состояния невелики, т.е.

$$|\Delta V / \epsilon_0| \ll 1, \quad (2)$$

за выполнением этого критерия мы будем сле-
дить во всех последующих выкладках.

Следует отметить, что в определении энерге-
тических величин в формулах выше входит
только энергия внешнего поля, а не собственно

рассеяния слабосвязанных дейтроноподобных (d)
частиц (состоящих из заряженного (p) и ней-
трального (n) кластеров) в адиабатическом при-
ближении было получено уравнение, позволяю-
щее вычислять ЭОП,

энергия налетающей частицы (следствие адиабатического приближения).

Комплексная добавка ΔV и является ЭОП
или потенциалом динамической поляризуемости.
Эта добавка находилась путем решения уравне-
ния (1) по методу Ньютона. Пример результата
расчета показан на рис. 1, где приведено сравне-
ние вычисленных вещественной и мнимой час-
тей этого потенциала, отнесенных к соответст-
вующим энергиям связи для случая рассеяния
дейтронов и ионов ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{208}\text{Pb}$. Из рисунка
легко увидеть некоторые свойства вычислен-
ных потенциалов. Прежде всего видно, что ЭОП
для указанных ионов имеет существенно дальне-
действующий характер по сравнению с обычны-
ми ядерными потенциалами и, как было показано
в работе [16], несмотря на малую абсолютную
величину, оказывают существенное влияние на
наблюдаемые экспериментально сечения упругого
рассеяния указанных частиц в подбарьерной
области энергий. Также видно, что условие (2)
выполняется практически во всей области кон-
фигурационного пространства.

Стрелками на рис. 1 показаны расстояния, со-
ответствующие сумме радиусов сталкивающихся
ядер. На таких расстояниях при взаимодействии
сталкивающихся ядер включается сильное ядер-
ное взаимодействие и влияние ЭОП становится
малым. Кроме того, начиная с таких расстояний,
могут нарушаться условия применимости адиа-
батического приближения.

Для удобства дальнейшей работы необходимо
знать зависимость ЭОП от интеграла действия.
На рис. 2 представлен ЭОП как функция S - ин-
теграла действия кулоновского типа

$$S = \int_{\rho < 2\eta}^{2\eta} \sqrt{\left(\frac{2\eta}{\rho} - 1 \right)} d\rho. \quad (3)$$

Из рисунка видно, что, несмотря на существ-
енное различие частиц и их энергий связи, зна-
чения ЭОП, как функции S , оказались близкими.
Это позволяет в дальнейшем проводить выклад-
ки, не привязываясь к конкретным свойствам
отдельного ядра.

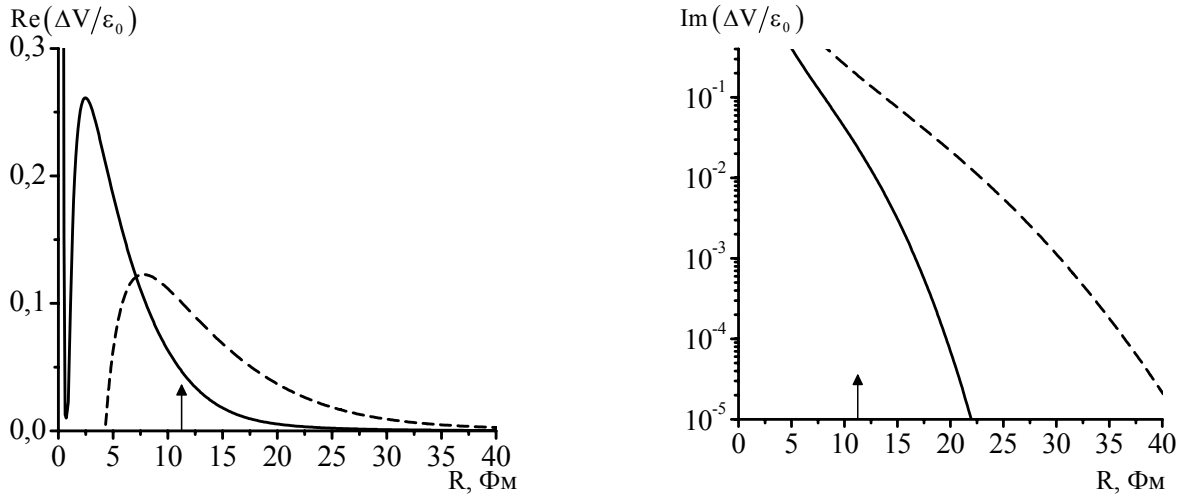


Рис. 1. Радиальная зависимость вещественной и мнимой частей ЭОП для случая рассеяния дейтронов (сплошная кривая) и ядер ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{208}\text{Pb}$ (штриховая кривая).

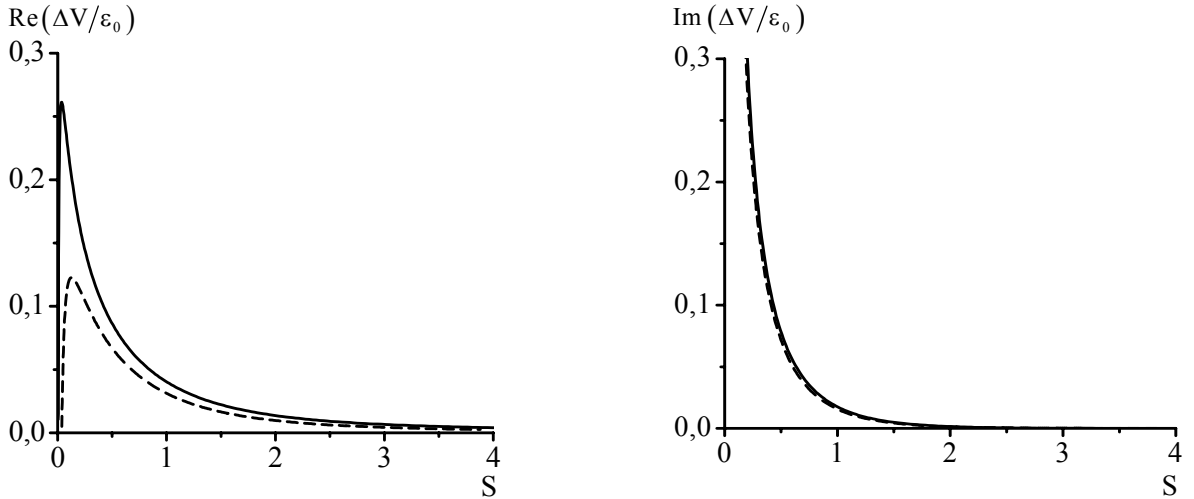


Рис. 2. Зависимость вещественной и мнимой частей ЭОП для случая рассеяния дейтронов (сплошная кривая) и ядер ${}^6\text{He}$ (штриховая кривая) ядрами ${}^{208}\text{Pb}$ от действия.

Пользуясь определениями величин, входящих в уравнение (1), можно показать, что $\frac{2\eta}{\rho} = \frac{V_p}{V_d - \epsilon_0}$ и

тогда (1) легко преобразовать к виду

$$\sqrt{1 + \frac{\Delta V}{\epsilon_0}} \left[\left(\frac{2\eta}{\rho} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} H_0(\eta, \rho) F_0(\eta, \rho) - H'_0(\eta, \rho) F'_0(\eta, \rho) \left(\frac{2\eta}{\rho} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}} \right] = 1. \quad (4)$$

Из структуры этого уравнения видно, что если применимо адиабатическое приближение (2), то выражение в квадратных скобках должно быть близко к единице. Рассмотрим более детально его свойства. Для этого введем обозначения

$$d = 1 - D \left(\frac{2\eta}{\rho} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

где

$$D = \left(\frac{2\eta}{\rho} - 1 \right) H_0(\eta, \rho) F_0(\eta, \rho) - H'_0(\eta, \rho) F'_0(\eta, \rho).$$

На рис. 3 показаны примеры расчетов зависимости вещественной и мнимой частей $d_0 = d|_{\Delta V=0}$ как функции переменной действия S (3) при $\Delta V = 0$ для случая рассеяния дейтронов и ионов ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{208}\text{Pb}$. Из представленных графиков видно, что при $S \geq 1/3$ $\text{Re} d_0$ является плавной функцией S , а $\text{Im} d_0$ имеет близкую к экспоненциальной зависимость для всех значений S .

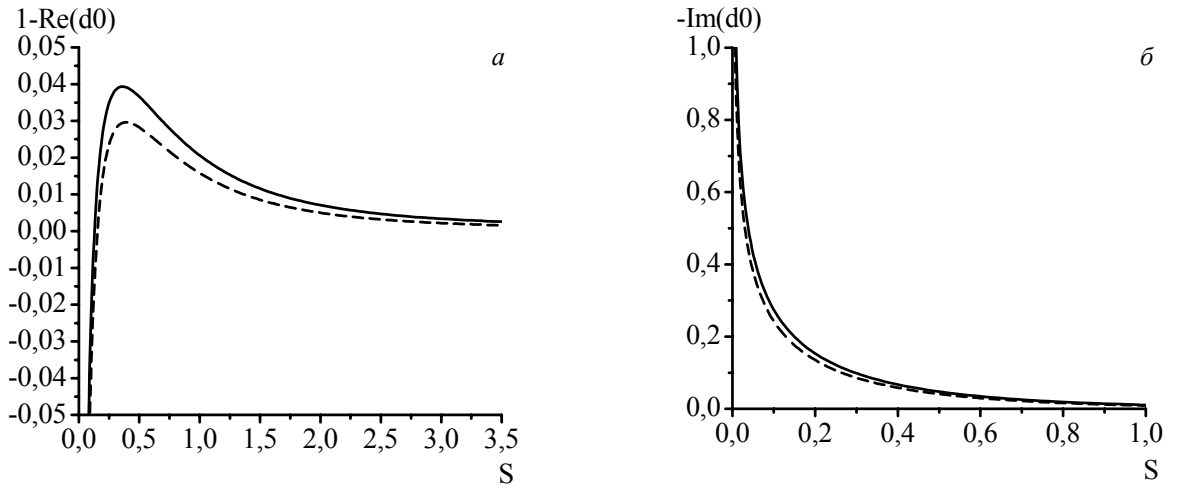


Рис. 3. Вещественная (а) и мнимая (б) части функции d_0 . Сплошная линия соответствует дейтрону, штриховая - ${}^6\text{He}$.

Для дальнейшего анализа (5) воспользуемся равномерным приближением (uniform approximation) [18]. В нашем случае $\eta \gg 1$ и можно воспользоваться выражениями

$$F_0(\eta, \rho) \approx \sqrt{\pi} \sigma^{\frac{1}{4}} \left(\frac{2\eta}{\rho} - 1 \right)^{\frac{1}{4}} Ai(\sigma), \quad (6a)$$

$$G_0(\eta, \rho) \approx \sqrt{\pi} \sigma^{\frac{1}{4}} \left(\frac{2\eta}{\rho} - 1 \right)^{\frac{1}{4}} Bi(\sigma), \quad (6б)$$

$$F'_0(\eta, \rho) = \left(\frac{2\eta}{\rho} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \{1 - f(\sigma) + h(\eta, \rho)\} F_0(\eta, \rho), \quad (6в)$$

$$G'_0(\eta, \rho) = - \left(\frac{2\eta}{\rho} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \{1 - g(\sigma) - h(\eta, \rho)\} G_0(\eta, \rho), \quad (6г)$$

где $Ai(\sigma)$, $Bi(\sigma)$ – функции Эйри [19],

$$\sigma = \left(\frac{3}{2} S \right)^{\frac{2}{3}}, \text{ а}$$

$$f(\sigma) = 1 + \frac{Ai'(\sigma)}{\frac{1}{\sigma^2} Ai(\sigma)} + \frac{1}{4\sigma^{\frac{3}{2}}},$$

$$g(\sigma) = 1 - \frac{Bi'(\sigma)}{\frac{1}{\sigma^2} Bi(\sigma)} - \frac{1}{4\sigma^{\frac{3}{2}}},$$

$$h(\eta, \rho) = \frac{1}{8\eta} \left(\frac{2\eta}{\rho} \right)^2 \left(\frac{2\eta}{\rho} - 1 \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Пользуясь результатами [18] можно показать, что формулы (6а) – (6г) являются хорошим приближением соответствующих кулоновских функций, если выполняется условие

$$\varepsilon(\rho) = \left| \left(\frac{2\eta}{\rho} - 1 \right)^{-1} \left(\frac{d\sigma}{d\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{d^2}{d\rho^2} \left(\frac{d\sigma}{d\rho} \right)^{-\frac{1}{2}} \right| \ll 1. \quad (7)$$

На рис. 4 показан расчет $\varepsilon(R)$ для случая рассеяния дейтронов и ионов ${}^6\text{He}$ ядрами свинца в зависимости от расстояния между взаимодействующими частицами. Легко увидеть, что в каждом из рассмотренных случаев существует область, где ε существенно меньше единицы. Кроме того, если учесть, что при подбарьерных энергиях классические кулоновские точки поворота R_0 находятся достаточно далеко от ядра (для системы $d + Pb$ $R_0 > 10$ Фм, а для ${}^6\text{He} + Pb$ - $R_0 > 15$ Фм соответственно), то можно считать справедливость приближения обоснованным.

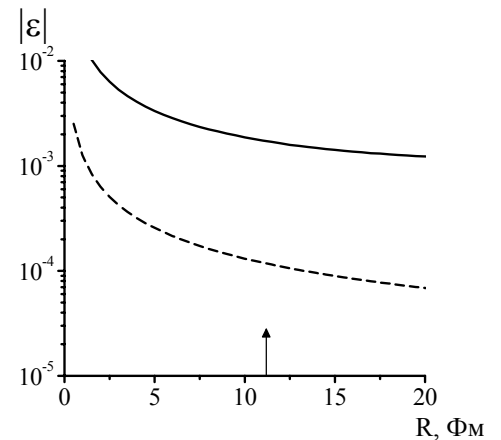


Рис. 4. Критерий применимости равномерного приближения для рассеяния дейтрона (сплошная кривая) и ${}^6\text{He}$ (штриховая кривая) в электрическом поле тяжелых ядер.

Интересно еще отметить, что формулы (6) очень близки к квазиклассическим выражениям для кулоновских функций, приведенным, например, в [19].

С помощью полученных формул можно построить соответствующее выражение для d (5) и показать, что функция $\text{Im} d \cdot e^{2S}$, как и $\text{Re} d$, является плавной по переменной S .

Для получения замкнутого выражения для вычисления ΔV разложим (4) в ряд по малому отношению $\Delta V/\varepsilon_0$, сохраняя члены первого порядка малости

$$\left(1 - \frac{\Delta V}{2\varepsilon_0}\right) = 1 - \text{Re} d - i \text{Im} d. \quad (8)$$

Плавность функций $\text{Re} d$ и $\text{Im} d \cdot e^{2S}$ и соблюдение точности приближения позволяет выбрать в качестве $\text{Re} d = \text{Re} d_0$, а для мнимой части d

$$\text{Im} d \approx \text{Im} d_0 - 2 \text{Im} d_0 \left(\frac{dS}{d\Delta V}\right)_{\Delta V=0} \Delta V.$$

Подставляя эти величины в уравнение (6) получим

$$\Delta V \approx 2\varepsilon_0 \frac{\text{Re} d_0 + i \text{Im} d_0}{1 + 2i S'_0 \varepsilon_0 \text{Im} d_0}, \quad (9)$$

где

$$S'_0 = 2 \left(\frac{dS}{d\Delta V}\right)_{\Delta V=0} = \frac{1}{V_p} \frac{2\eta}{\rho} \left\{ S_0 + 2\rho \sqrt{\frac{2\eta}{\rho} - 1} \right\}$$

$$\text{и } S_0 = S(\Delta V = 0).$$

Таким образом получено приближенное выражение (9) для вычисления ЭОП.

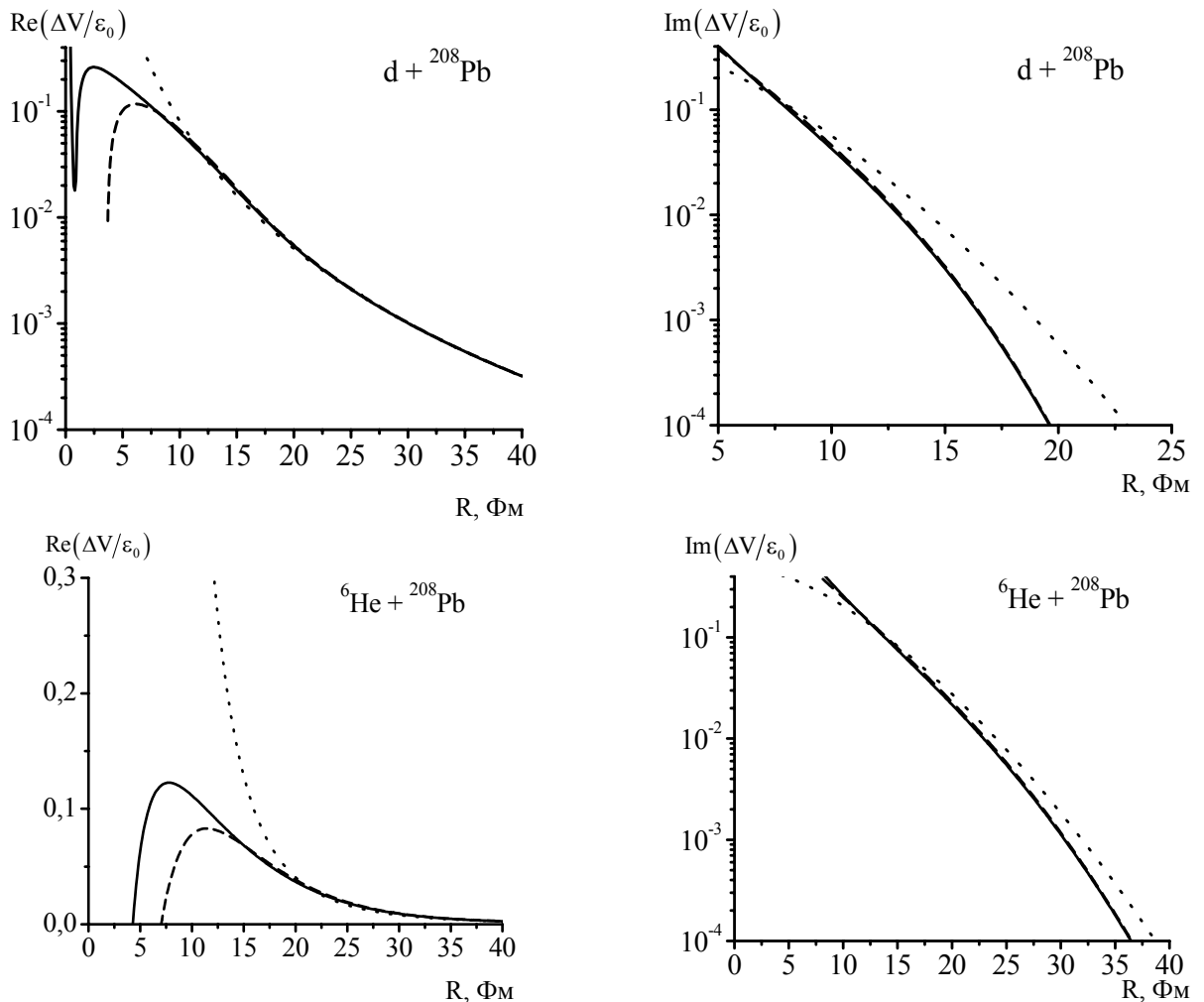


Рис. 5. Вещественная и мнимая части ЭОП для рассеяния ядер дейтерия и ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{208}\text{Pb}$. Потенциал из приближенной формулы (17) – сплошная линия, точное решения уравнения (11) – штриховая линия, дипольное приближение – пунктирная линия.

Расчеты. Обсуждение результатов

ЭОП рассчитывался как по точной формуле (уравнение (1)), так и по приближенной формуле (9), полученной в настоящей работе. Результаты представлены на рис. 5. Сравниваются вещественные и мнимые части ЭОП совместно с их дипольными составляющими [15] для случая рассеяния дейтронов и ионов ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{208}\text{Pb}$. Из рисунка видно, что результаты расчетов хорошо согласуются практически во всей области изменения S . Кроме того, видно, что $\text{Re } \Delta V$, начиная с некоторых расстояний, становится чисто дипольным (т.е. $\sim 1/R^4$), а поведение $\text{Im } \Delta V$ существенно отличается от дипольного. Практически во всей области пространства S для рассматриваемых систем ядер выполняется условие адиабатичности (2). Несмотря на малую абсолютную величину, ЭОП имеет дальнедействующий характер, что можно легко показать, перейдя от переменной S к обычным радиусам R .

Дальнедействующий характер взаимодействия легких слабосвязанных дейтроноподобных частиц с тяжелыми ядрами мишеней, по видимому, и является причиной нефизического (слишком большие радиусы или диффузности)

поведения параметров мнимой части оптических потенциалов, получаемых при подгонке сечений упругого рассеяния таких частиц по традиционной оптической модели [7, 9]. Как показали вычисления, учет ЭОП позволяет также избежать аномальной энергетической зависимости параметров оптических потенциалов при описании сечений слияния слабосвязанных нейтроноизбыточных ядер [20].

Заключение

В работе получено аналитическое выражение для ЭОП для упругого рассеяния легких слабосвязанных нейтроноизбыточных дейтроноподобных ионов в электрическом поле тяжелых ядер и проведены расчеты этого потенциала для случая рассеяния дейтронов и ионов ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{208}\text{Pb}$. Исследованы свойства ЭОП. Показано, что, несмотря на малость абсолютной величины этого потенциала, учет ЭОП позволяет объяснить причину возникновения нефизических параметров оптических потенциалов при теоретической интерпретации данных по упругому рассеянию и слиянию таких ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oppenheimer J. R., Phillips M.* Note on the Transmutation Function for Deuterons // *Phys. Rev.* - 1935. - Vol. 43. - P. 500 - 502.
2. *Абелішвілі Т. Л., Ситенко О. Г.* Электрична поляризація дейтрона при розсіянні в кулонівському полі // *УФЖ.* - 1961. - Т. 6, № 1. - С. 3 - 11.
3. *Clement C.F.* Electric polarizability of the deuteron // *Phys. Rev.* - 1962. - Vol. 128. - P. 2724.
4. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Расщепление дейтрона при столкновениях с тяжелыми ядрами // *Собрание трудов.* - М., 1969. - Т. 2. - С. 54 - 65.
5. *Rodning N. L., Knutson D. L., Lynch W. G., Tsang M. B.* Measurement of the electric polarizability of the deuteron // *Phys. Rev. Lett.* - 1982. - Vol. 49, No. 13. - P. 909.
6. *Вербицкий В. П., Кива В. О., Клипенштейн А. А.* та ін. Пружне розсіяння іонів ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{208}\text{Pb}$ // *УФЖ.* - 1998. - Т. 43, № 3. - С. 268 - 274.
7. *Aguilera E.F., Kolata J.J., Nunes F.M. et al.* Transfer and/or Breakup Modes in the ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ Reaction near the Coulomb Barrier // *Phys. Rev. Lett.* - 1998. - Vol. 81. - P. 5058.
8. *Signorinni C., Andrighetto A., Ruan M. et al.* Unusual near-threshold potential behavior for the weakly bound nucleus ${}^9\text{Be}$ in elastic scattering from ${}^{209}\text{Bi}$ // *Phys. Rev.* - 2000. - C61. - P. 061603-1.
9. *Aguilera E.F., Kolata J.J., Becchetti F.D et al.* Elastic scattering and transfer in the ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ system below the Coulomb barrier // *Phys. Rev.* - 2001. - C63. - P. 061603-1.
10. *Sanchez-Benitez A.M., Escrig D., Alvarez M. A. G. et al.* Scattering of ${}^6\text{He}$ at energies around the Coulomb barrier // *J. Phys. G. Nucl. Part. Phys.* - 2005. - Vol. 31. - P. S1953-1958.
11. *Signorinni C.* Interaction at the barrier in the system ${}^{9,10,11}\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$: Well-established facts and open questions // *Eur. Phys. J. A.* - 2002. - Vol. 13. - P. 129 - 133.
12. *Mazzocco M., Signorinni C., Romoli et al.* Scattering of ${}^{11}\text{Be}$ halo nucleus from ${}^{209}\text{Bi}$ at the Coulomb barrier // *Eur. Phys. J. A* - 2006. - Vol. 28. - P. 295 - 299.
13. *Signorinni C.* Breakup Processes in the Systems ${}^9\text{Be} + {}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$, ${}^{209}\text{Bi}$ and ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ around the Coulomb Barrier // *Progress of Theoretical Physics.* - 2004. - Supplement № 154. - P. 272 - 278.
14. *Signorinni C., Andrighetto A., Guo J. Y. et al.* The potential of the loosely bound ${}^9\text{Be}$ from ${}^{209}\text{Bi}$ elastic scattering: unusual behaviour at near threshold energy // *Nucl. Phys. A.* - 2002. - Vol. 701. - P. 23c - 28c.
15. *Вербицкий В.П., Теренцкий К.О.* Динамические эффекты в упругом рассеянии дейтронов тяжелыми ядрами // *УФЖ.* - 1990. - Т. 35. - С. 515.
16. *Вербицкий В.П., Теренцкий К.О.* Подбарьерное рассеяние слабосвязанных нейтроноизбыточных легких ионов // *ЯФ.* - 1992. - Т. 55. - С. 362.
17. *Вербицкий В.П., Жукалюк Л. А., Романишин В. А., Теренцкий К.О.* Взаимодействие ядер ${}^6\text{He}$ с яд-

- рами ^{209}Bi при околбарьерной энергии // Изв. РАН. Сер. физ. - 2004. - Т. 68, № 2. - С. 209 - 211.
18. *Berry M. V., Mount K. E.* Semiclassical approximation in wave mechanics // Rep. Prog. Phys. - 1972. - Vol. 35. - P. 315 - 397.
19. *Абрамовиц М, Стиган И.* Справочник по специальным функциям. - М.: Наука, 1979. - 832 с.
20. *Поздняков Ю.А, Теренецкий К.О.* Об аномальной энергетической зависимости оптического потенциала для системы $^9\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ при околбарьерной энергии // Изв. РАН. Сер. физ. - 2003. - Т. 67, № 11. - С. 1546 - 1552.

ОПТИЧНИЙ ПОТЕНЦІАЛ ДЛЯ ПІДБАР'ЄРНОГО ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ЛЕГКИХ СЛАБКОВ'ЯЗАНИХ ДЕЙТРОНОПОДІБНИХ ЯДЕР

К. О. Теренецький, О. В. Бабак, В. П. Вербицький, О. Д. Григоренко

Одержано аналітичний вираз для електричного оптичного потенціалу для розрахунків пружного розсіяння легких слабков'язаних дейтроноподібних іонів в електричному полі важких ядер та виконано розрахунки цього потенціалу на випадок розсіяння дейтронів та іонів ^6He ядрами ^{208}Pb . Досліджено властивості одержаного потенціалу. Показано, що врахування електричного оптичного потенціалу дає змогу пояснити причину виникнення нефізичних параметрів традиційних оптичних потенціалів при теоретичній інтерпретації даних із пружного розсіяння.

THE OPTICAL POTENTIAL FOR LIGHT WEAKLY BOUND DEUTERON-LIKE PARTICLES SUBBARRIER ELASTIC SCATTERING

К. О. Terenetsky, O. V. Babak, V. P. Verbitsky, O. D. Grygorenko

The analytical expression for the optical potential of light weakly bound deuteron-like particles subbarrier elastic scattering in the electric field of heavy nuclei have been obtained and the calculations of these potentials for deuteron and ^6He ions scattering by ^{208}Pb nuclei have been made. The properties of these potentials were investigated. It is shown that including of the electric optical potential enable to explain the origin of nonphysical OM parameters at the theoretical interpretation of elastic scattering data

Поступила в редакцию 05.10.07,
после доработки – 06.11.07.