

ОБ АНОМАЛЬНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ДЛЯ СИСТЕМЫ ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$ ПРИ ОКОЛОБАРЬЕРНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Ю. А. Поздняков, К. О. Теренецкий

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Показано, что обнаруженная недавно необычная энергетическая зависимость оптического потенциала, описывающего упругое рассеяние ${}^9\text{Be}$ на ${}^{209}\text{Bi}$ при околобарьерных энергиях, устраняется при введении в оптический потенциал кулоновского поляризационного потенциала. Полученный с учетом кулоновского поляризационного потенциала оптический потенциал имеет “нормальную” энергетическую зависимость и удовлетворяет дисперсионному соотношению на радиусе сильного поглощения. Выполненные в работе расчеты сечений “слияния” (слияние + неполное слияние) и полных сечений периферийных реакций (развал + реакции передачи) также указывают на необходимость учета в оптическом потенциале кулоновского поляризационного потенциала при анализе дифференциальных сечений упругого рассеяния ${}^9\text{Be}$ на ${}^{209}\text{Bi}$ при околобарьерных энергиях.

1. Введение

Недавно были проведены измерения [1] угловых распределений упругого рассеяния (УР) ${}^9\text{Be}$ на ${}^{209}\text{Bi}$ при околобарьерных энергиях. Полученные в результате анализа этих угловых распределений по оптической модели (ОМ) значения оптического потенциала (ОП) на радиусе сильного поглощения оказались аномальными в двух отношениях. Во-первых, наличие максимума (усиление притяжения) в энергетической зависимости действительной части ОП при переходе от надбарьерных энергий к подбарьерным сочетается в [1] с ростом мнимой части ОП. Но это противоречит [2, 3] дисперсионному соотношению (ДС), согласно которому такое поведение действительной части ОП должно сочетаться с убыванием мнимой части ОП при уменьшении энергии. Во-вторых, за исключением самой низкой энергии $E_L = 40$ МэВ (E_L – энергия в лабораторной системе), величина действительной части ОП на радиусе сильного поглощения равна или превышает потенциал двойной свертки (ПДС) [4]. Однако известно (см., например, [4]), что для описания угловых распределений УР слабосвязанных частиц ПДС приходится ослаблять.

В настоящей работе мы намерены 1) показать, что первая из указанных особенностей ОП устраняется при введении в ОП кулоновского поляризационного потенциала (КПП) и 2) объяснить вторую особенность ОП преобладанием усиления “слияния” (слияние + неполное слияние) над его подавлением.

2. Анализ угловых распределений УР

Анализ угловых распределений УР ${}^9\text{Be}$ на ${}^{209}\text{Bi}$ проводился по модели с граничными условиями типа сходящихся волн (МГУСВ) [5 – 8]. Используемый в расчетах ОП имеет вид

$$U(r) = V_C(r) + N_F V_F(r) + V_{CP}(r) + iW_S(r). \quad (1)$$

Здесь $V_C(r)$ – кулоновский потенциал равномерно заряженного шара с радиусом $R_C = r_C(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ (A_P и A_T – массы налетающего иона и ядра-мишени соответственно); $V_F(r)$ – ПДС, рассчитывавшийся с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием МЗУ + квазипотенциал нулевого радиуса действия, учитывающий однонуклонный обмен; N_F – нормировочный множитель.

$V_{CP}(r)$ – КПП, метод расчета которого развит в работах [9 – 11] в адиабатическом приближении в предположении о дейтроноподобной структуре слабосвязанной частицы [12]. Он имеет вид

$$V_{cp}(r) = -\frac{1}{4} N \varepsilon \beta(r) \left[\frac{1}{4} \beta(r) + i \exp\left(-\frac{4}{3\beta(r)}\right) \right], \quad (2)$$

$$\beta(r) = -\frac{m_N}{m_D} \frac{1}{\varepsilon \alpha} \frac{dV_P(r)}{dr}. \quad (3)$$

В формулах (2) и (3) m_D (m_N) – масса слабосвязанной частицы (незаряженного кластера), ε – порог развала, связанный с обратной длиной распада α соотношением

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2\mu}, \quad (4)$$

где μ – приведенная масса слабосвязанной частицы; N – нормировочный множитель, учитывающий конечный радиус ядерных сил, действующих между кластерами (для ${}^9\text{Be}$ $N \approx 2,15$ [12]). Входящий в формулу (3) потенциал $V_P(r)$ является потенциалом равномерно заряженного шара, радиус которого, в отличие от R_C , определяется поворотной точкой (радиусом барьера) эффективного потенциала для лобового соударения при подбарьерных (барьерной и надбарьерных) энергиях.

Поскольку в МГУСВ объемное поглощение учитывается самими граничными условиями, мнимая часть ОП (1) $W_S(r)$ выбиралась в поверхностном виде

$$W_S(r) = 4a_S \frac{d}{dr} \frac{-W_S^{(0)}}{1 + \exp[(r - R_S)/a_S]} \quad (W_S^{(0)} < 0) \quad (5)$$

с глубиной $W_S^{(0)}$, радиусом $R_S = r_S (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ и диффузностью a_S .

В приведенных ниже расчетах в первом слагаемом ОП (1) использовался параметр кулоновского радиуса $r_C = 1,3$ Фм. Необходимые для расчета ПДС плотности ядер заимствовались из работ [13] (${}^9\text{Be}$) и [14] (${}^{209}\text{Bi}$). Так как параметры $W_S^{(0)}$ и R_S не могут быть определены однозначно из анализа угловых распределений УР [15], глубина мнимой части ОП фиксировалась на величине $W_S^{(0)} = -10$ МэВ. Однако заметим, что все обсуждаемые в настоящей работе величины слабо зависят [15, 16] от конкретного выбора глубины $W_S^{(0)}$, если только она обеспечивает хорошее описание соответствующих дифференциальных сечений УР. Таким образом, подгонка рассчитываемых угловых распределений УР к экспериментальным осуществлялась вариацией параметров N_F , R_S и a_S .

Расчеты проводились для двух видов ОП (1). В одном из них КПП был опущен, а во втором был включен в ОП. Для каждой энергии E_L полученные в результате подгонки параметры ОП и величины χ^2/N_T (N_T – число точек в экспериментальном угловом распределении) приведены в таблице, а соответствующие угловые распределения УР – на рис. 1.

Параметры ОП и значения χ^2/N_T для $W_S^{(0)} = -10$ МэВ

E_L , МэВ	r_S , Фм	a_S , Фм	N_F	χ^2/N_T
Без КПП				
40	1,391	0,421	0,66	1,17
42	1,356	0,444	1,17	0,34
44	1,348	0,430	1,25	1,50
46	1,322	0,451	1,23	1,24
48	1,300	0,477	1,20	2,72
С КПП				
40	1,414	0,117	1,34	1,15
42	1,351	0,287	1,27	0,32
44	1,321	0,368	1,06	1,88
46	1,298	0,394	1,00	1,73
48	1,281	0,399	0,98	2,78

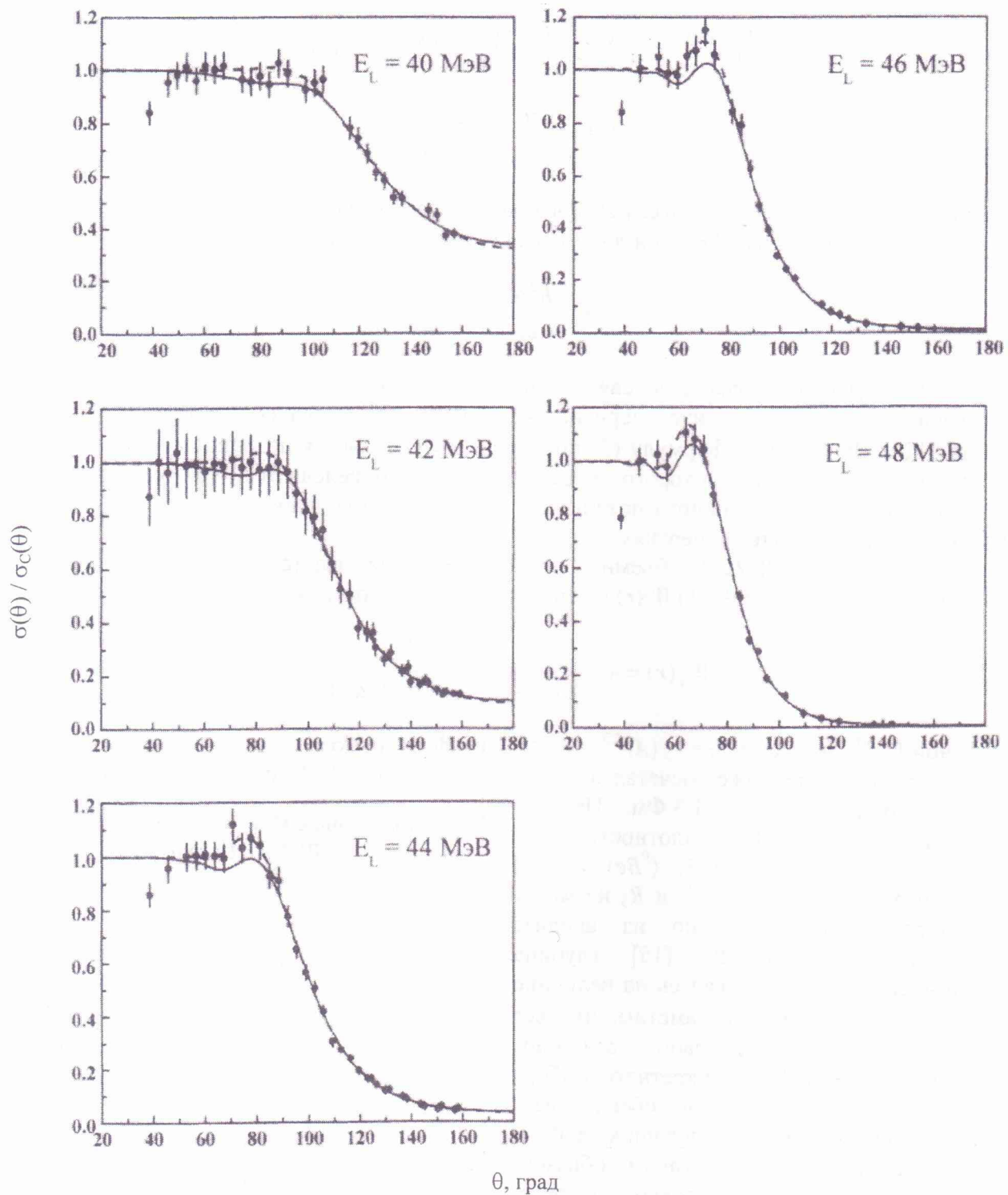


Рис. 1. Угловые распределения УР ${}^9\text{Be}$ на ${}^{209}\text{Bi}$. Штриховая кривая – расчет без КПП, сплошная кривая – расчет с КПП.

Отметим, что рассчитанные нами без КПП дифференциальные сечения УР практически тождественно совпадают с сечениями, приведенными в [1]. Из рис. 1 видно, что угловые распределения, рассчитанные с КПП и без него, в основном отличаются в области углов, непосредственно предшествующих спаду сечения УР. При этом для каждой энергии для обоих вариантов ОП получены близкие величины χ^2/N_T .

Из всей совокупности выполненных в работе расчетов (как с КПП, так и без КПП) было найдено усредненное значение радиуса сильного поглощения

$$D = \frac{\eta + \sqrt{\eta^2 + L(L+1)}}{k}, \quad (6)$$

где η - кулоновский параметр; k - волновое число в канале УР; L - орбитальный момент, для которого $|S_L|^2 = 1/2$. Оказалось, что $D = 12,7 \pm 0,2$ Фм, что в среднем на 0,2 Фм превышает величину, приведенную в [1]. Полученные для двух видов ОП величины действительной (за вычетом кулоновского взаимодействия) и мнимой частей ОП на радиусе сильного поглощения приведены на рис. 2. Там же для сравнения даны значения ПДС и мнимой части КПП (значения последней приведены примерно в том интервале энергий, где применимо адиабатическое приближение).

Рис. 2, б демонстрирует, что для двух видов ОП получена совершенно разная энергетическая зависимость мнимой части ОП. Действительно, в расчетах без КПП с уменьшением энергии мнимая часть ОП растет, а в расчетах с КПП, наоборот, падает.

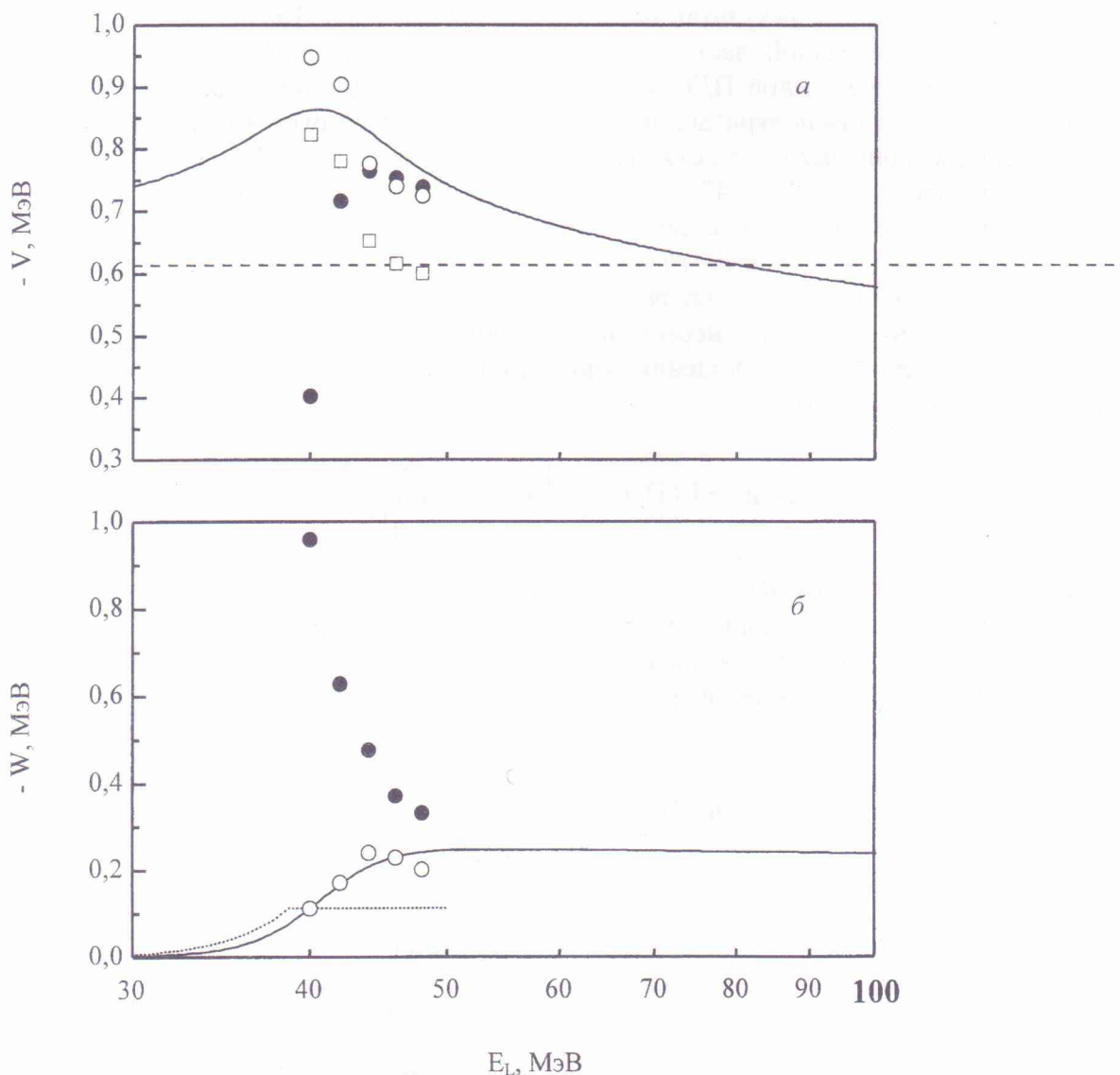


Рис. 2. Энергетическая зависимость действительной (а) и мнимой (б) части ОП на радиусе сильного поглощения $D = 12,7$ Фм: черные кружки – расчет без КПП; белые кружки – расчет с КПП; квадраты – действительная часть ОП за вычетом КПП; пунктирная кривая – величина ПДС на радиусе сильного поглощения; точечная кривая – мнимая часть КПП; сплошные кривые – результат расчета с использованием ДС.

Авторы работы [1] рост мнимой части ОП при уменьшении энергии качественно объясняют связью канала УР с каналами развала (в основном кулоновского), которая в одноканальном приближении должна учитываться посредством КПП. Однако полученные нами результаты не поддерживают такую точку зрения. Наоборот, включение КПП в ОП приводит к “нормальной” энергетической зависимости мнимой части ОП на радиусе сильного поглощения (см., например, [2, 3]). Можно отметить, что согласно рис. 2, б при самой низкой энергии $E_L = 40$ МэВ мнимая часть ОП практически полностью определяется КПП.

Перейдем к действительной части ОП. Из рис. 2 а видно существенное различие ее энергетической зависимости для двух видов ОП. В то время как энергетическая зависимость, полученная в расчетах без КПП, напоминает форму асимметричного пика, расчеты с КПП приводят к возрастающей с уменьшением энергии действительной части ОП. Величина действительной части ОП из расчетов с КПП при всех энергиях превышает ПДС, что отвечает притягивающей действительной части поляризационного потенциала. В расчетах же без КПП при самой низкой (барьерной) энергии $E_L = 40$ МэВ действительная часть ОП меньше ПДС, что соответствует отталкивающей действительной части поляризационного потенциала (такой же результат получен и в работе [1]). На рис. 2, а также приведены значения действительной части ОП на радиусе сильного поглощения за вычетом КПП. Сравнение их с величиной ПДС указывает на то, что при энергиях $E_L = 44, 46$ и 48 МэВ действительная часть поляризационного потенциала формируется практически за счет КПП, т.е. в основном определяется поляризуемостью ${}^9\text{Be}$ в поле ядра ${}^{209}\text{Bi}$. Однако при двух самых низких энергиях, $E_L = 40$ и 42 МэВ, действительная часть поляризационного потенциала в основном определяется процессами, отличными от кулоновской поляризуемости, которые мы рассмотрим в следующем разделе. Все сказанное отображено также в значениях N_F , приведенных в нижней части таблицы.

Теперь покажем, что энергетическая зависимость ОП, полученного в расчетах с КПП, на радиусе сильного поглощения удовлетворяет ДС. Для этого воспользуемся ДС в разностной форме [2, 3]

$$V(D, E) = V(D, E_S) + \frac{1}{\pi} (E - E_S) P \int_0^{\infty} \frac{W(D, E') dE'}{(E' - E_S)(E' - E)}. \quad (7)$$

В формуле (7) $V(D, E)$ и $W(D, E)$ – действительная и мнимая части ОП соответственно; E_S – некоторая, обычно достаточно высокая, энергия, при которой надежно установлена величина ОП. Символ P означает, что интеграл понимается в смысле главного значения.

В настоящей работе энергетическая зависимость мнимой части ОП $W(D, E)$ была выбрана в виде

$$-W(D, E) = \frac{W_0}{1 + \exp\left(\frac{E_0 - E}{\Delta}\right)} f(E; E_0, \beta), \quad (8)$$

$$f(E; E_0, \beta) = \begin{cases} 1 + \beta(E_0 - E), & E \leq E_0, \\ [1 + \beta(E - E_0)]^{-1}, & E \geq E_0. \end{cases} \quad (9)$$

Эта параметризация содержит четыре свободных параметра: W_0 , E_0 , Δ и β . Поскольку для системы ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$ экспериментальные угловые распределения УР при энергиях, существенно превышающих кулоновский барьер, отсутствуют, в качестве опорной энергии была произвольно выбрана энергия $E_S = 200$ МэВ. Опорное значение действительной части ОП полагалось равным $V(D, E_S) = N_F V_F(D)$ с $0.5 \leq N_F \leq 1$. Подгонка значений действительной и мнимой частей ОП, полученных в расчетах с КПП, с помощью выражений

(7) – (9) проводилась с несколькими фиксированными значениями N_F . Оптимальные результаты были получены при $N_F = 0,8$, что отвечает величине $V(D, E_S) = -0,49$ МэВ. В итоге были найдены следующие значения параметров: $W_0 = 0,250$ МэВ, $E_0 = 40,5$ МэВ, $\Delta = 2,20$ МэВ и $\beta = 1 \cdot 10^{-3}$ МэВ⁻¹. Соответствующие теоретические кривые приведены на рис. 2. Как видно из рисунка, теоретические кривые хорошо согласуются с феноменологическими значениями действительной и мнимой частей ОП на радиусе сильного поглощения. Кроме того, в области энергий $E_L \leq 40$ МэВ кривая $W(D, E)$ близка к кривой, описывающей энергетическую зависимость мнимой части КПП. Следует обратить внимание на тот факт, что кривые $V(D, E)$ и $W(D, E)$ типичны для систем, в которых налетающий ион является сильносвязанным (см., например, [2, 3]).

Итак, ДС позволяет описать энергетическую зависимость значений ОП на радиусе сильного поглощения, которые получены в результате анализа дифференциальных сечений УР ${}^9\text{Be}$ на ${}^{209}\text{Bi}$ при использовании ОП, содержащего КПП. Однако это невозможно сделать для ОП без КПП.

3. Сечения “слияния” и полные сечения периферийных реакций

В этом разделе продолжим изучение различий в свойствах ОП, полученных из анализа угловых распределений УР ${}^9\text{Be}$ на ${}^{209}\text{Bi}$ с КПП и без КПП. Изучение основано на расчете сечений “слияния” (позже станет ясно, что подразумевается под “слиянием”) и полных сечений периферийных (или квазиупругих) реакций.

Недавно нами был предложен [17, 18] новый подход к анализу угловых распределений УР тяжелых ионов. Помимо величин, определяемых в рамках традиционной ОМ, этот метод позволяет рассчитывать также сечения “слияния” и полные сечения периферийных реакций, их распределения по парциальным волнам и количественные характеристики усиления или ослабления “слияния”. Ниже кратко изложим суть метода, приведем некоторые формулы и применим его непосредственно к рассматриваемому случаю.

Метод основан на использовании для описания УР тяжелых ионов МГУСВ. В этой модели все каналы реакций помимо канала УР естественным образом могут быть разбиты на две группы. Первую группу (D) образуют периферийные реакции, отток в которые из входного канала учитывается посредством мнимой части ОП поверхностного типа. Во вторую группу (F) входят все каналы реакций, отток в которые из канала УР обеспечивается самими граничными условиями. В эту группу входят реакции, протекающие при большом перекрытии плотностей сталкивающихся ядер: слияние, неполное слияние, квазиделение и реакции глубоконеупругой передачи. Именно для обозначения этой группы реакций выше для краткости был введен термин “слияние”. Для системы ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$ при околобарьерных энергиях доминирующими реакциями в группе F являются реакции полного и неполного слияния.

Сечение реакций группы F определяется выражением

$$\sigma_F = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_{l,F}, \quad (10)$$

в котором

$$P_{l,F} = \frac{|S_l|^2}{|\tilde{S}_l^{(0)}|^2} \left(1 - |\tilde{S}_l^{(0)}|^2 \right). \quad (11)$$

В последней формуле S_l - это S -матричные элементы УР, получаемые из подгонки теоретических угловых распределений УР к экспериментальным. $\tilde{S}_l^{(0)}$ рассчитываются при

$W_S(r) \equiv 0$, но с перенормированным ПДС. Если в системе усиление реакций группы F преобладает над их подавлением, то

$$P_{l,F} = \mathcal{P}_{l,EF} + \mathcal{P}_{l,DF}. \quad (12)$$

Если же, наоборот, подавление реакций группы F преобладает над их усилением, то

$$P_{l,F} = \mathcal{P}_{l,EF} - \mathcal{P}_{l,HF}. \quad (13)$$

Фигурирующие в правой части формул (12) и (13) вероятности $\mathcal{P}_{l,EF}$, $\mathcal{P}_{l,DF}$ и $\mathcal{P}_{l,HF}$ являются эффективными полными парциальными вероятностями возбуждения реакций группы F через входной канал, усиления и ослабления реакций группы F соответственно. Все эти вероятности выражаются [17, 18] через S -матричные элементы S_l , $\tilde{S}_l^{(0)}$ и $S_l^{(0)}$. Последние рассчитываются также, как и $\tilde{S}_l^{(0)}$, но с перенормированным ПДС.

Если в системе отсутствует как усиление, так и ослабление “слияния”, то рассчитанное с вероятностями $\mathcal{P}_{l,EF}$ сечение

$$\sigma_{EF} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \mathcal{P}_{l,EF} \quad (14)$$

совпадает с сечением “слияния” (10). Т.е. σ_{EF} является именно тем сечением, с которым следует сравнивать фактическое сечение “слияния” группы F , чтобы судить о его усилении или ослаблении.

Полное сечение периферийных реакций определяется выражением

$$\sigma_D = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_{l,D}, \quad (15)$$

где

$$P_{l,D} = 1 - \frac{|S_l|^2}{|\tilde{S}_l^{(0)}|^2}. \quad (16)$$

Воспользовавшись формулами (11) и (16), легко убедиться в том, что в нашем подходе выполняется соотношение унитарности

$$P_{l,F} + P_{l,D} = 1 - |S_l|^2. \quad (17)$$

Теперь перейдем непосредственно к обсуждению результатов, полученных при анализе дифференциальных сечений УР ${}^9\text{Be}$ на ${}^{209}\text{Bi}$ с помощью описанного выше метода.

На рис. 3, а приведена экспериментальная функция возбуждения слияния $\sigma_{F,EXP}$ [19] и рассчитанные нами сечения σ_F , которые помимо слияния могут содержать примесь неполного слияния (действительно, измерения [20], выполненные в том же диапазоне энергий для соседней системы ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$, показали, что неполное слияние вносит примерно 30 % в суммарное сечение полного и неполного слияния). Рассчитанные с КПП сечения лежат выше экспериментальных. При этом отношение $(\sigma_F - \sigma_{F,EXP})/\sigma_{F,EXP}$ практически монотонно убывает от 1 при $E_L = 40$ МэВ до 0,28 при $E_L = 48$ МэВ. В то же время сечение, рассчитанное без КПП, при энергии 40 МэВ на порядок меньше экспериментального. Однако с ростом энергии различие между двумя вариантами расчетов уменьшается. Все это говорит о том, что для системы ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$ учет кулоновской поляризуемости ${}^9\text{Be}$ при расчете сечений “слияния” является существенным лишь при непосредственно околобарьерных энергиях.

Отметим, что полученные в расчетах с КПП сечения σ_F практически ложатся на функцию возбуждения слияния, рассчитанную по методу связанных каналов реакций, приведенную в работе [19].

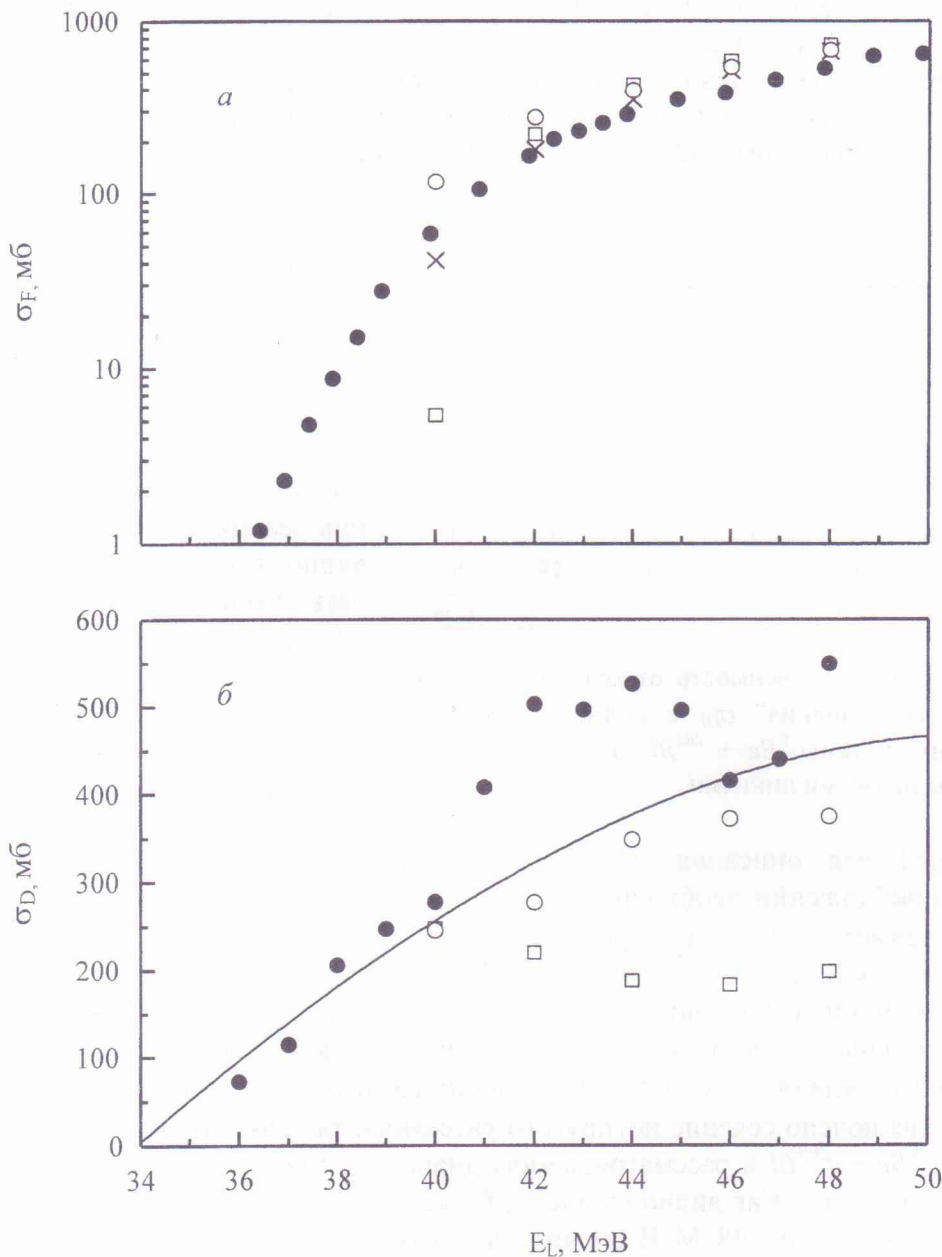


Рис. 3. Энергетическая зависимость сечения “слияния” (а) и полного сечения периферийных реакций (б) для системы ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$: черные кружки – экспериментальные данные; квадраты – расчет без КПП; белые кружки – расчет с КПП; крестики – сечение слияния через входной канал; кривая – результат подгонки гладкого компонента энергетической зависимости экспериментального сечения квазиупругих реакций.

Превышение рассчитанных с КПП сечений реакций группы F над экспериментальными сечениями слияния можно было бы связать с вкладом в σ_F неполного слияния, являющегося результатом слияния одного или нескольких фрагментов развала (кулоновского и/или ядерного) ${}^9\text{Be}$ с ядром-мишенью. Однако приведенные на рис. 3, а сечения возбуждения реакций группы F через входной канал σ_{EF} указывают на то, что если такая ситуация и имеет место, то только для двух самых низких энергий $E_L = 40$ и 42 МэВ, для которых $\sigma_{EF} \leq \sigma_{F,EXP}$. Для трех более высоких энергий $\sigma_{EF} > \sigma_{F,EXP}$. Поэтому причина

превышения σ_F над $\sigma_{F,EXP}$ остается неясной. Однако удивительным является то обстоятельство, что результаты расчетов сечения “слияния” двумя совершенно разными методами (наши расчеты и упоминавшиеся выше расчеты по методу связанных каналов реакций) совпадают. Еще следует отметить, что в превышение σ_F над σ_{EF} при непосредственно околобарьерных энергиях $E_L = 40$ и 42 МэВ помимо неполного слияния могут вносить вклад также слияние в каналах неупругого рассеяния и реакций передачи. Именно эти процессы совместно с неполным слиянием, инициированным ядерным развалом, ответственны для двух указанных энергий за ядерный компонент поляризационного потенциала, (см. рис. 2, а).

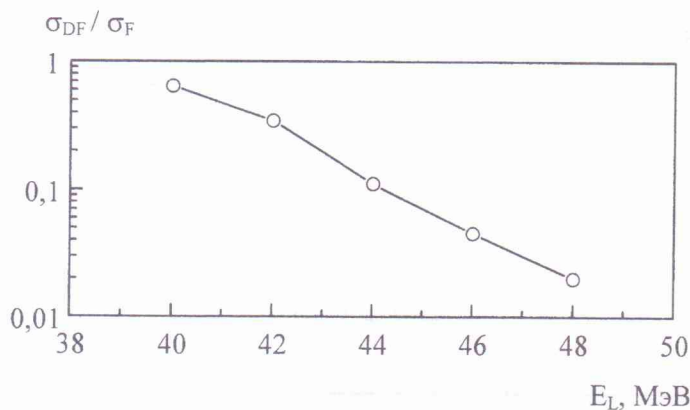


Рис. 4. Энергетическая зависимость отношения сечения многоступенчатого “слияния” σ_{DF} к полному сечению “слияния” σ_F для системы ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$. Для наглядности точки соединены прямыми линиями.

согласно [17, 18] для описания УР ${}^9\text{Be}$ на ${}^{209}\text{Bi}$ при околобарьерных энергиях в одноканальном приближении необходимо усиление ПДС. В нашем случае такое усиление обеспечивается совместно КПП и перенормировкой ПДС с $N_F \geq 1$. Все сказанное выше объясняет, почему свойства ОП для системы ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$, в которой налетающая частица является слабосвязанной, аналогичны свойствам ОП для сильносвязанных ионов.

На рис. 3, б дана экспериментальная [19] энергетическая зависимость суммы сечений развала и реакций передачи $\sigma_{D,EXP}$ и полные сечения квазиупругих реакций σ_D , полученные нами. В $\sigma_{D,EXP}$ не включено сечение неупругого рассеяния, так как в работе [1] установлено, что для системы ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$ в рассматриваемом диапазоне энергий оно не превышает 5 % полного сечения реакций. Как видно из рис. 3, б, экспериментальные сечения при энергиях $E_L = 41, 42, 43, 44, 45$ и 48 МэВ значительно отклоняются в сторону увеличения от ожидаемой плавной зависимости от энергии [21] (в последней работе, в частности, были измерены полные сечения прямых реакций, включающие в себя развал и реакции передачи, для системы ${}^9\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$). В сложившейся ситуации пришлось поступить следующим образом: через те точки, которые позволяют сделать это (пять первых и две предпоследние), была проведена плавная кривая, показанная на рис. 3, б. Именно с этой кривой мы будем сравнивать рассчитанные полные сечения периферийных реакций. Оказывается, что сечения σ_D , полученные в расчетах с КПП, близки к кривой, но систематически ниже ее на 10 – 15 %. Отметим, что рассчитанные нами сечения гораздо ближе к экспериментальным, чем функция возбуждения квазиупругих реакций, полученная в расчетах по методу связанных каналов реакций, упоминаемых в [19]. Что касается сечений σ_D , полученных в расчетах без КПП, то из рис. 3, б видно, что они лежат значительно ниже кривой и имеют неверную энергетическую зависимость (совпадение результатов двух расчетов при 40 МэВ, по-видимому, является случайным). Можно отметить, что если теоретические сечения “слияния” для двух видов ОП отличаются в основном при энергии $E_L = 40$ МэВ, то

На рис. 4 приведены отношения σ_{DF}/σ_F (сечение усиления “слияния” σ_{DF} рассчитывается по формуле, аналогичной формуле (14), с эффективными полными парциальными вероятностями $\mathcal{P}_{l,DF}$), являющиеся количественной характеристикой усиления реакций группы F . Из рисунка видно, что это отношение практически экспоненциально убывает от 0,65 при $E_L = 40$ МэВ до 0,02 при $E_L = 48$ МэВ. Из этого следует, что для системы ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$ при околобарьерных энергиях усиление реакций группы F преобладает над их подавлением. Но тогда при околобарьерных энергиях усиление реакций группы F преобладает над их подавлением. Но тогда при околобарьерных энергиях усиление реакций группы F преобладает над их подавлением.

соответствующие сечения квазиупругих реакций – при более высоких энергиях (тем в большей мере, чем выше энергия).

Таким образом, результаты расчетов сечений “слияния” и полных сечений периферийных реакций с двумя видами ОП также указывают на необходимость учета КПП при анализе угловых распределений УР ${}^9\text{Be}$ на ${}^{209}\text{Bi}$ при энергиях, близких к высоте кулоновского барьера.

4. Заключение

Выполненный ранее [1] анализ угловых распределений УР ${}^9\text{Be}$ на ${}^{209}\text{Bi}$ при околобарьерных энергиях привел к аномальной энергетической зависимости ОП на радиусе сильного поглощения. Необычность состоит в росте мнимой части ОП при переходе от надбарьерных энергий к подбарьерным, который сочетается с максимумом (усиление притяжения) действительной части ОП, что противоречит ДС [2, 3]. Кроме того, величина действительной части ОП на радиусе сильного поглощения оказалась равной или большей ПДС, что при околобарьерных энергиях характерно (см., например, [2 – 4]) для сильно-связанных ионов.

В настоящей работе проведен анализ указанных данных по МГУСВ с двумя видами ОП. Один из них содержит КПП, а во втором КПП отсутствует. Свойства ОП без КПП оказались аналогичными свойствам ОП, полученного в [1]. Однако свойства ОП, содержащего КПП, оказались совершенно иными. Так, его энергетическая зависимость на радиусе сильного поглощения при переходе от надбарьерных энергий к подбарьерным характеризуется убыванием мнимой части ОП, которое сочетается с ростом действительной части ОП (усиление притяжения). Мы ожидаем, что при более низких энергиях, при которых данные по УР для рассматриваемой пары ядер отсутствуют, рост действительной части ОП, полученного с КПП, сменится его убыванием. Такая энергетическая зависимость ОП на радиусе сильного поглощения согласуется с ДС [2, 3], что подтверждено в работе соответствующими расчетами.

Необходимость включения КПП в ОП подтверждена также расчетами сечений “слияния” (слияние + неполное слияние) σ_F и полных сечений периферийных реакций (развал + реакции передачи) σ_D . Оказалось, что для самой низкой (барьерной) энергии $E_L = 40$ МэВ сечение “слияния”, полученное с ОП без КПП, на порядок меньше экспериментального сечения слияния. В то же время сечение, рассчитанное с ОП, содержащим КПП, хотя и не совпадает с экспериментальным, имеет правильный порядок величины (σ_F примерно в два раза превышает $\sigma_{F,EXP}$). Все рассчитанные с КПП сечения σ_F превышают экспериментальные сечения слияния. Однако объяснить указанное расхождение вкладом в теоретическое сечение σ_F неполного слияния можно только для двух нижайших энергий $E_L = 40$ и 42 МэВ. Причина различия между σ_F и $\sigma_{F,EXP}$ при энергиях $E_L = 44, 46$ и 48 МэВ осталась неясной.

Несмотря на имеющее место различие между σ_F и $\sigma_{F,EXP}$, анализ полученных сечений “слияния” позволил объяснить для рассматриваемой системы свойства поляризационного потенциала. Как оказалось, все рассчитанные с КПП сечения “слияния” σ_F превышают сечения “слияния” через входной канал σ_{EF} . Это означает, что для системы ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$ усиление “слияния” при околобарьерных энергиях преобладает над его подавлением. Именно по этой причине в рассматриваемом случае действительная часть поляризационного потенциала имеет притягивающий характер.

Полученные в работе полные сечения периферийных реакций σ_D также значительно отличаются для двух видов ОП. Сечения, рассчитанные с ОП, содержащим КПП, имеют правильную зависимость от энергии и в целом близки к экспериментальным сечениям $\sigma_{D,EXP}$. С другой стороны, сечения, рассчитанные без КПП, имеют неверную энергетическую зависимость (практически постоянны в рассматриваемом диапазоне энергий) и значительно меньше экспериментальных.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Signorini C., Andrighetto A., Ruan M. et al. // Phys. Rev. C. – 2000. – Vol. 61. – P. 061603.
2. Mahaux C., Ngô H., Satchler G. R. // Nucl. Phys. A. – 1986. – Vol. 449. – P. 354.
3. Satchler G. R. // Phys. Rep. – 1991. – Vol. 199. – P. 147.
4. Satchler G. R., Love W. G. // Phys. Rep. – 1979. – Vol. 55. – P. 183.
5. Strutinsky V. M. // Nucl. Phys. – 1965. – Vol. 68. – P. 221.
6. Rawitscher G. H. // Nucl. Phys. – 1966. – Vol. 85. – P. 337.
7. Eisen Y., Vager Z. // Nucl. Phys. A. – 1972. – Vol. 187. – P. 219.
8. Вербицкий В. П., Ильин А. П., Поздняков Ю. А., Теренецкий К. О. // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1985. – Т. 49. – С. 945.
9. Теренецкий К. О. // ЯФ. – 1983. – Т. 37. – С. 1177.
10. Terenetsky K. O., Verbitsky V. P. // Proc. Second Inter. Conference on Radioactive Nuclear Beams / Ed. by Delbar Th. (Louvain-la-Neuve, Belgium, 1991). Bristol, Philadelphia and New York, 1991. – P. 225.
11. Вербицкий В. П., Теренецкий К. О. // ЯФ. – 1992. – Т. 55. – С. 362.
12. Hansen P. G., Jonson B. // Europhys. Lett. – 1987. – Vol. 4. – P. 409.
13. Hnizdo V., Szymakowski J., Kemper K. W., Fox J. D. // Phys. Rev. C. – 1981. – Vol. 24. – P. 1495.
14. Bardin T. T., Cohen R. C., Devons S. et al. // Phys. Rev. – 1967. – Vol. 160. – P. 1043.
15. Поздняков Ю. А., Теренецкий К. О. // УФЖ. – 1990. – Т. 35. – С. 1158.
16. Поздняков Ю. А., Теренецкий К. О. // ЯФ. – 1991. – Т. 53. – С. 400.
17. Поздняков Ю. А., Теренецкий К. О. // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень. – 2001. – № 1(3). – С. 31.
18. Поздняков Ю. А., Теренецкий К. О. // Изв. РАН. Сер. физ. – 2002. – Т. 66. – С. 435.
19. Signorini C. // Nucl. Phys. A. – 2001. – Vol. 693. – P. 190.
20. Dasgupta M., Hinde D. J., Butt R. D. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 82. – P. 1395.
21. Hugi M., Lang J., Müller R. et al. // Nucl. Phys. A. – 1981. – Vol. 368. – P. 173.

**ПРО АНОМАЛЬНУ ЕНЕРГЕТИЧНУ ЗАЛЕЖНІСТЬ ОПТИЧНОГО ПОТЕНЦІАЛУ
ДЛЯ СИСТЕМИ ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$ ПРИ БІЛЯБАР'ЄРНИХ ЕНЕРГІЯХ**

Ю. О. Поздняков, К. О. Теренецкий

Показано, що виявлену недавно незвичайну енергетичну залежність оптичного потенціалу, який описує пружне розсіяння ${}^9\text{Be}$ на ${}^{209}\text{Bi}$ при білябар'єрних енергіях, можна усунути за допомогою введення в оптичний потенціал кулонівського поляризаційного потенціалу. Отриманий з урахуванням кулонівського поляризаційного потенціалу оптичний потенціал має “нормальну” енергетичну залежність та задовольняє дисперсійне співвідношення на радіусі сильного поглинання. Виконані в роботі розрахунки перерізів “злиття” (злиття + неповне злиття) та повних перерізів периферійних реакцій (розвал + реакція передачі) також указує на необхідність урахування в оптичному потенціалі кулонівського поляризаційного потенціалу при аналізі диференціальних перерізів пружного розсіяння ${}^9\text{Be}$ на ${}^{209}\text{Bi}$ при білябар'єрних енергіях.

**ABOUT ANOMALOUS ENERGY DEPENDENCE OF THE OPTICAL POTENTIAL
FOR ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$ SYSTEM AT NEAR BARRIER ENERGIES**

Yu. A. Pozdnyakov, K. O. Terenetsky

It is shown that recently revealed unusual energy dependence of the optical potential, describing the elastic scattering of ${}^9\text{Be}$ by ${}^{209}\text{Bi}$ at near barrier energies, is removed when Coulomb polarization potential is introduced in the optical potential. Such optical potential has “normal” energy dependence and satisfy to dispersion relation at strong absorption radius. Calculation of “fusion” (complete + incomplete fusion) and total peripheral reaction cross sections also indicate necessity of inclusion Coulomb polarization potential in the optical potential when analyzing elastic scattering differential cross sections for ${}^9\text{Be} + {}^{209}\text{Bi}$ system at near barrier energies.

Поступила в редакцію 20.03.02,
после доработки – 16.09.02.