

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Анализ рассеяния $\alpha + {}^9\text{Be}$ с полумикроскопическим потенциалом

С. А. Гончаров,^{1,а} Р. В. Сухоруков,¹ А. А. Оглоблин,²
 А. С. Демьянова,² А. Н. Данилов,² С. В. Дмитриев,² В. И. Старостин²

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра нейтронографии. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

² Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт». Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1.

Поступила в редакцию 31.10.2018, после доработки 06.11.2018, принята к публикации 07.11.2018.

Проведен анализ имеющихся экспериментальных данных по упругому рассеянию $\alpha + {}^9\text{Be}$ в области энергий от 28 до 104 МэВ, включая недавно измеренные данные при энергиях 30, 40 и 90 МэВ. Получены параметры полумикроскопического потенциала в рамках дисперсионной оптической модели, в котором обменные компоненты потенциала среднего поля вычислялись с использованием предложенного ранее псевдоосцилляторного приближения для одночастичной матрицы плотности. Найденный потенциал апробирован в рамках метода искаженных волн на анализе неупругого рассеяния в рассматриваемой области энергий с возбуждением уровней $5/2^-$ (2.43 МэВ) и $7/2^-$ (6.38 МэВ) ротационной полосы основного состояния, где для выходного канала использовались параметры потенциала, оцененные по найденной зависимости от энергии. Получены удовлетворительное описание угловых распределений и значения длины деформации.

Ключевые слова: потенциал среднего поля, дифракционная оптическая модель, легкие ядра, упругое рассеяние, неупругое рассеяние.

УДК: 539.172.17. PACS: 21.10.Re, 24.10.Ht, 25.55.Ci.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование так называемых «экзотических» возбужденных состояний стабильных легких ядер, в которых ядра могут иметь увеличенные размеры, высокую степень кластеризации и проявлять наличие нуклонного гало, дает возможность получить информацию о природе таких возбуждений, о строении ядра в этих состояниях, тестировать различные ядерные модели.

В этом смысле наиболее подходящим представляется потенциальный подход с эффективным потенциалом [1] в полумикроскопическом варианте, в виде суммы двух составляющих: «статической» (потенциалом среднего поля) и «динамической» (динамический поляризонный потенциал). Диагональные члены эффективного потенциала — оптические потенциалы, определяющие упругое рассеяние в данном канале, а недиагональные — переходные потенциалы, ответственные за неупругое возбуждение. Здесь сочетается микроскопический расчет потенциала среднего поля (СП) через свертку эффективных нуклон-нуклонных сил и ядерных плотностей (переходных плотностей для недиагональных элементов) и феноменологическое построение динамического поляризонного потенциала (ДПП) (например, [2]). Параметры ДПП определяются из анализа данных по упругому рассеянию, где использование дисперсионных соотношений между действительной и мнимой частями ДПП (дисперсионная оптическая модель) позволяет снизить неопределенность извлекаемых параметров.

Широкое распространение получил микроскопический расчет СП на основе метода двукратной свертки с учетом обменной компоненты (возникающей вследствие принципа Паули), где для последней используется приближение однонуклонного обменного выби-

вания — «SNKE» (например, [2, 3] и ссылки в них). В работах [4, 5] был предложен и апробирован метод коррекции обменной компоненты через зависящую от энергии его перенормировку, определяемую эмпирически. Хотя такой метод и предполагает двухступенчатый анализ, он позволяет эффективно учесть многочастичный обмен путем корректировки энергетического поведения обменной компоненты. В тех же работах было предложено простое приближение для ядерных матриц плотности в расчетах обменной компоненты, которое многократно ускоряет вычисления. Предложенное приближение дает результат близкий к осцилляторной модели при более правильном асимптотическом поведении. В недавней работе [6] было предложено и апробировано более совершенное приближение для вычисления матриц плотности, которое дает результаты более близкие к осцилляторным и на малых радиусах, сохраняя указанные преимущества.

В предлагаемой работе мы применяем эту последнюю версию метода микроскопического расчета СП в рамках полумикроскопического подхода в дисперсионной оптической модели для анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию $\alpha + {}^9\text{Be}$ в области энергий от 28 до 104 МэВ [7–11] из базы данных EXFOR (<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor.htm>), а также недавно измеренных данных при энергиях 30, 40 и 90 МэВ [12, 13]. Цель — построение оптического потенциала, который не только давал бы хорошее описание экспериментальных угловых распределений при рассматриваемых энергиях, но и воспроизводил данные по сечениям реакции, удовлетворял дисперсионным соотношениям, давал бы разумные систематики и энергетическое поведение его параметров и интегральных характеристик. Этот потенциал далее апробируется в рамках метода искаженных волн при анализе неупругого рассеяния в рассматриваемой области энергий с возбуждением уровней

^а E-mail: gsa@srd.sinp.msu.ru

5/2⁻ (2.43 МэВ) и 7/2⁻ (6.38 МэВ) ротационной полосы основного состояния. В будущем предполагается использование этого потенциала при анализе данных по неупругому рассеянию с возбуждением «экзотических» состояний.

В первом разделе кратко представлен формализм построения потенциала. Во втором — результаты анализа данных по упругому рассеянию. В третьем разделе — результаты анализа неупругого рассеяния с возбуждением состояний ротационной полосы основного состояния ⁹Ве.

1. ФОРМАЛИЗМ

Напомним, что СП для взаимодействия ядра a с ядром A в рамках SNKE-приближения может быть представлен (например, [2, 3]) через интегралы свертки для прямой и обменной компонент (опуская спиновые переменные и спиновые компоненты):

$$\hat{V}_F = \hat{V}^D + \hat{V}^E. \quad (1)$$

Потенциалы здесь рассматриваются как матрицы, у которых диагональные члены — оптические потенциалы, определяющие упругое рассеяние в данном канале, а недиагональные — переходные потенциалы, ответственные за неупругое возбуждение. Прямая компонента

$$\begin{aligned} \hat{V}^D(r) &= \sum_{T=0,1} \hat{V}_T^D(r), \\ \hat{V}_T^D(r) &= \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 g_T^{c,D}(s) \rho_T^a(\mathbf{r}_1) \rho_T^A(\mathbf{r}_2), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\rho_T^{a,A}$ — скалярная ($T = 0$) и изовекторная ($T = 1$) компоненты ядерных плотностей (переходных плотностей для недиагональных элементов), $\mathbf{s} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}$ межнуклонная координата — радиус-вектор между отдельными нуклонами взаимодействующих ядер и r — расстояние между центрами масс ядер.

Локализованная обменная компонента

$$\begin{aligned} \hat{V}^E(r, \mathbf{E}) &= \sum_{T=0,1} \hat{V}_T^E(r, \mathbf{E}), \\ \hat{V}_T^E(r, \mathbf{E}) &= \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 g_T^{c,E}(s) \rho_T^a(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1 + \mathbf{s}) \times \\ &\times \rho_T^A(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2 - \mathbf{s}) \exp\left(\frac{i\mathbf{K}(\mathbf{E}, \mathbf{r})\mathbf{s}}{\mu}\right), \end{aligned} \quad (3)$$

$\rho_T^i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ — соответствующие компоненты ядерных матриц плотности (переходных матриц плотности для недиагональных элементов), а величина локального импульса $\mathbf{K}(\mathbf{E}, \mathbf{r})$ дается формулой

$$\mathbf{K}^2(\mathbf{E}, \mathbf{r}) = \frac{2\mu}{\hbar^2} (\mathbf{E} - V(\mathbf{r}) - V_C(\mathbf{r})), \quad (4)$$

где $V(\mathbf{r})$ и $V_C(\mathbf{r})$ — ядерный и кулоновский потенциалы взаимодействия сталкивающихся ядер.

Как говорилось выше, в эффективные нуклон-нуклонные взаимодействия (в данном случае — центральные прямые и обменные компоненты) включается плотностная зависимость в виде являющегося функцией плотности множителя к модельному взаимодействию МЗУ (опуская индексы):

$$g(s, \rho) = f(\rho) \cdot g(s). \quad (5)$$

При этом в настоящей работе мы использовали параметризацию

$$f(\rho) = C \cdot [1 + \alpha \cdot e^{-\beta\rho} - \gamma \cdot \rho] \quad (6)$$

в версии «CDM3Y6», где параметры определены по свойствам холодной ядерной материи [14], но, в отличие от этой работы, мы не вводим здесь искусственную зависимость от энергии.

Применение интегральных преобразований Фурье—Бесселя и разложения по мультиполям приводит далее к выражениям, по которым вычисляется обменная компонента:

$$\begin{aligned} \hat{V}_T^E(E, r) &= 4\pi \int_0^\infty g_T^{c,E}(s, \rho) j_0(K(E, r) s/M) s^2 ds \times \\ &\times \int f_T^a(r_1, s) f_T^A(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|, s) d\mathbf{r}_1, \end{aligned} \quad (7)$$

где $K(E, r)$ — модуль локального импульса, а матрицы плотности после отделения части угловых переменных сводятся к так называемым профилям плотности $f_T^i(x, s)$ ($i = a, A$).

Эти выражения и детали вычислительных процедур представлены более подробно в работах [2–6].

2. АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

В рамках полумикроскопического подхода дисперсионной оптической модели оптический потенциал (ОП) представляется в следующем виде:

$$\begin{aligned} V(r, E) &= V_{\text{Coul}}(r) + V_F(r, E) + \\ &+ V_P(r, E) + iW(r, E) + V_{\text{so}}(r), \end{aligned} \quad (8)$$

где $V_{\text{Coul}}(r)$ — кулоновский потенциал однородно заряженной сферы радиуса R_C , который оценивается по среднеквадратичным зарядовым радиусам сталкивающихся ядер. Второй член формулы есть потенциал среднего поля, вычисляемый микроскопически, как описано в предыдущем разделе.

Для материальной плотности альфа-частиц мы использовали гауссовскую форму, которая дает среднеквадратичный радиус $R_\alpha^m = 1.47$ Фм. Для материальной плотности основного состояния ядра ⁹Ве $\rho_m(r) = \rho_p(r) + \rho_n(r)$ применялась модель двух параметрического распределения Ферми, в которой плотности распределения протонов $\rho_p(r)$ и нейтронов $\rho_n(r)$ и их среднеквадратичные радиусы довольно близки к тому, что дает кластерная модель [15]. Использовались следующие значения параметров:

$$c_p = 2.2 \text{ Фм}, a_p = 0.45 \text{ Фм}, c_n = 2.3 \text{ Фм}, a_n = 0.50 \text{ Фм},$$

при этом среднеквадратичный материальный радиус $R_{rms}^m = 2.5$ Фм.

Третье и четвертое слагаемые представляют ДПП, который строится феноменологически на основе комбинации объемной и поверхностной вудс-саксоновских форм. Мнимая (поглощающая) его часть:

$$iW = -iW_S(E) f(x_S) + i \cdot 4W_D(E) \frac{df(x_D)}{dx_D}, \quad (9)$$

где $f(x) = (e^x + 1)^{-1}$, $x_{S(D)} = (r - R_{S(D)})/a_{S(D)}$, $R_{S(D)} = r_{S(D)}(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$.

Табл. 1. Параметры и интегральные характеристики оптического потенциала

E_{lab} , МэВ	$-V_S$, МэВ	$-V_D$, МэВ	$-W_S$, МэВ	$-W_D$, МэВ	$-J_V$, МэВ Фм ³	$-J_W$, МэВ Фм ³	σ_r , мбн
28	24.0	-1.07	34.6	2.13	415.5	86.0	1052.7
29	24.3	-1.10	36.3	2.18	414.9	89.1	1055.0
30	24.4	-1.15	38.2	2.24	413.7	92.7	1057.7
35.5	23.5	-1.43	47.0	2.43	405.3	107.3	1049.9
40	22.0	-1.70	54.0	2.6	396.6	119.4	1041.5
45	18.0	-1.96	60.0	2.8	385.0	130.8	1035.7
50.5	12.5	-2.16	66.0	2.9	372.6	140.2	1022.9
65	-1.8	-2.40	73.0	2.96	346.2	150.0	979.4
90	-27.0	-2.1	82.0	2.7	314.9	155.6	897.4
104	-40.0	-1.7	86.2	2.5	303.6	156.7	854.1

Геометрические параметры (радиусы и диффузности вудс-саксоновской формы) предполагаются не зависящими от энергии. Это позволяет явно учесть дисперсионные соотношения. Тогда реальная часть ДПП (дисперсионная поправка) определяется выражением

$$V_P(r, E) = V_S(E)f(x_S) + V_D(E)\frac{df(x_D)}{dx_D}. \quad (10)$$

Анализ проводится совместно для всех наборов данных при различных энергиях, при этом определяются 4 геометрических параметра (r_S , a_S , r_D и a_D) и для каждой энергии — 4 силовых параметра (V_S , V_D , W_S и W_D).

Как обычно, анализ проводился с использованием равномерного распределения величины относительной экспериментальной ошибки в 10%.

В результате в рассматриваемом диапазоне энергий для геометрических параметров получены значения:

$$\begin{aligned} r_C = 1.15 \text{ Фм}, \quad r_S = 0.4 \text{ Фм}, \quad a_S = 0.7 \text{ Фм}, \\ r_D = 1.1 \text{ Фм}, \quad a_D = 0.8 \text{ Фм}. \end{aligned}$$

Силовые параметры и интегральные характеристики полученных потенциалов представлены в табл. 1.

Заметим, что $J_V = J_F + J_P$ — сумма объемных интегралов СП и реальной части ДПП.

В (8) также включен стандартный феноменологический спин-орбитальный потенциал (по спине мишени), который позволил улучшить описание данных на больших углах при использовании следующих параметров:

$$V_{so} = 2.0 \text{ МэВ}, \quad r_{so} = 0.5 \text{ Фм}, \quad a_{so} = 0.25 \text{ Фм}.$$

Качество описания экспериментальных угловых распределений можно увидеть на рис. 1.

Вычисленные значения сечений реакции хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными [16], представленными на рис. 2.

Заметим, что полученный потенциал удовлетворяет дисперсионным соотношениям для объемных интегралов в диапазоне энергий от 28 до 104 МэВ (рис. 3). При этом получена эмпирическая зависимость объемного интеграла потенциала среднего поля, которая с точностью до константы совпадает с зависимостью, полученной ранее для потенциала взаимодействия альфа-частицы с кислородом [4]:

$$-J_F \approx -J_{av} = 266.6 + 150 \cdot \exp(-0.003 \cdot E_{\text{cm}})$$

(показана штриховой линией на рис. 3).

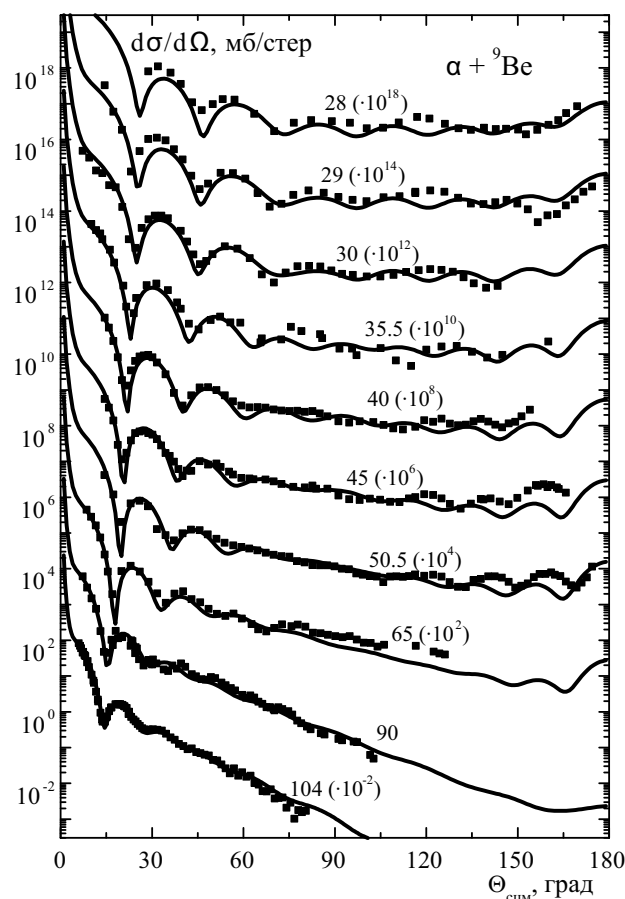


Рис. 1. Расчетные дифференциальные сечения упругого рассеяния $\alpha + {}^9\text{Be}$ в интервале энергий от 28 до 104 МэВ (сплошные линии) в сравнении с экспериментальными данными (квадраты)

При вычислении дисперсионного интеграла ДПП для объемного интеграла мнимой части использовалась стандартная аппроксимация линейными отрезками (сплошная линия в нижней части рис. 3). Полный объемный интеграл J_V есть сумма J_F и объемного интеграла ДПП, определяемого дисперсионным соотношением (сплошная линия в верхней части рис. 3).

Отметим также, что полученный потенциал дает правильную линейную зависимость от обратной энергии в с. п. м. положений первых Айри-минимумов в сечениях дальней компоненты, вычисленных в отсутствии поглощения (рис. 4).

Табл. 2. Параметры и интегральные характеристики оптического потенциала для выходных каналов

$E_{\text{lab}}^{\text{in}}$, МэВ	$E_{\text{lab}}^{\text{out}}$, МэВ	$-V_S$, МэВ	$-V_D$, МэВ	$-W_S$, МэВ	$-W_D$, МэВ	$-J_V$, МэВ ФМ ³	$-J_W$, МэВ ФМ ³	σ_r , мбн
30	20.79	+21.6	-0.9	22.6	1.64	418.2	61.3	965
30	26.49	+23.6	-1.03	31.8	2.02	416.2	80.3	1046.5
35.5	30.55	+24.4	-1.17	39.0	2.25	413.1	93.8	1057
40	36.44	+23.2	-1.49	48.4	2.47	403.4	109.9	1048.6
50.5	46.98	+16.0	-2.06	62.5	2.85	379.9	134.9	1031
65	61.48	+2.1	-2.37	71.5	2.96	352.5	148.1	990
90	86.47	-24.0	-2.2	81.0	2.75	317.4	155.4	908.8

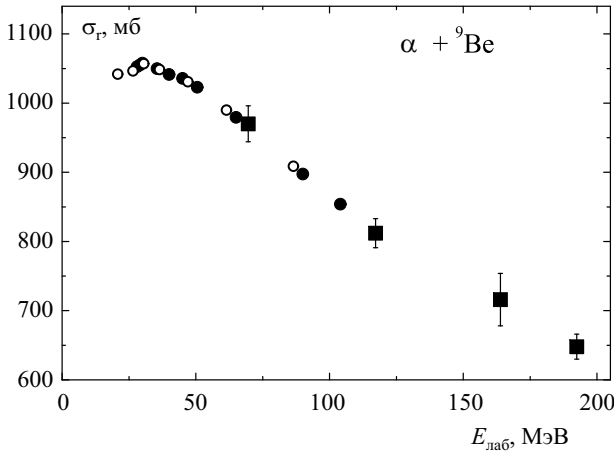


Рис. 2. Расчетные сечения реакции при энергиях и параметрах из табл. 1 (кружки) в сравнении с экспериментальными данными (квадраты). Полые кружки — значения расчетных сечений реакции для выходных каналов с параметрами, оцененными по найденной энергетической зависимости

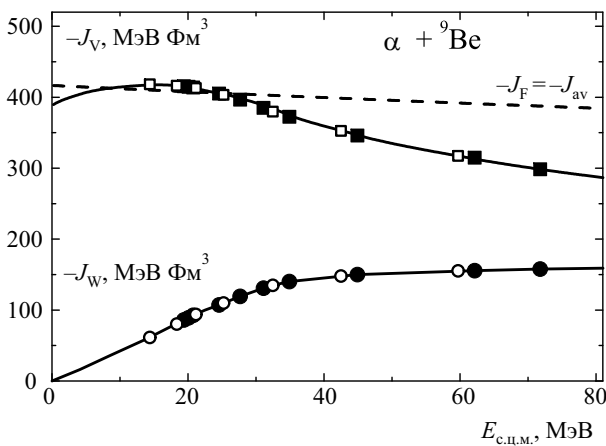


Рис. 3. Энергетическая зависимость реальной и мнимой частей объемного интеграла. Черный квадраты и кружки — значения объемных интегралов потенциалов для входных каналов. Сплошная линия для J_W показывает аппроксимацию линейными отрезками, а для J_V — сумму объемных интегралов среднего поля J_F и дисперсионного интеграла ДПП. Полые кружки — значения объемных интегралов потенциалов для выходных каналов

3. АНАЛИЗ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

Полученный оптический потенциал апробируется в расчетах неупругого рассеяния с возбуждением уровней $5/2^-$ (2.43 МэВ) и $7/2^-$ (6.38 МэВ) ротационной полосы основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$. Расчеты проводятся в рамках метода искаженных волн при энергиях

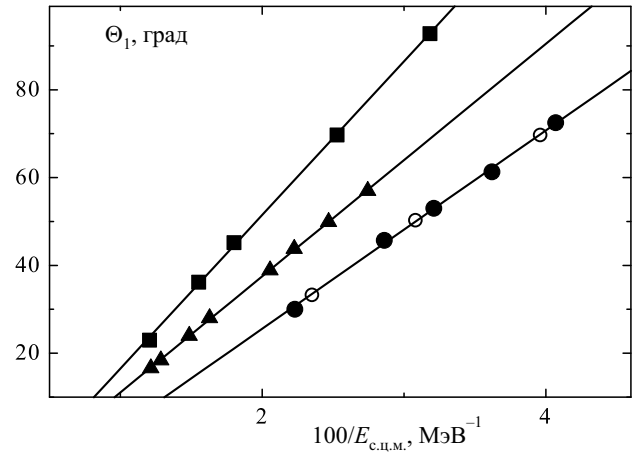


Рис. 4. Зависимость положения первых Айри-минимумов в дальней компоненте от величины обратной энергии для $\alpha + {}^9\text{Be}$ (черные кружки). Для сравнения квадратами показана зависимость для $\alpha + {}^{16}\text{O}$ [4], а треугольниками — для $\alpha + {}^{12}\text{C}$ [17]. Сплошные линии — линейная аппроксимация. Полые кружки — значения, полученные для выходных каналов с параметрами, оцененными по найденной энергетической зависимости

альфа-частиц 30, 35.5, 40, 50.5, 65 и 90 МэВ и сравниваются с имеющимися экспериментальными данными [8–10] из базы данных EXFOR (<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor.htm>) и недавно измеренными при энергиях 30, 40 и 90 МэВ [12, 13].

Для выходных каналов при соответствующих энергиях используются силовые параметры оптического потенциала, оцененные по полученной энергетической зависимости. Эти параметры приведены в табл. 2. Соответствующие значения сечений реакции, объемных интегралов и положения первых айри-минимумов показаны также на рис. 2–4 полыми кружками.

Для построения недиагональных компонент потенциала (неупругого формфактора) мы также применяем полумикроскопический подход в рамках ротационной модели, в котором для данного переданного углового момента L

$$V_L(r) = V_L^F(r, E) + V_L^{\text{DPP}}(r, E) + V_L^C(r). \quad (11)$$

Первый член представляет недиагональную часть потенциала свертки (см. разд. 1), где переходная плотность выражается через производную материальной плотности основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$:

$$\rho_L(r) = -\delta_L^F(4\pi)^{-1/2} d\rho_m/dr \times (-1)^{(I-I'+|I-I'|)/2} (2I+1)^{1/2} (IKL0|I'K), \quad (12)$$

где δ_L — длина деформации. Здесь и далее мы стараемся придерживаться определений и обозначений как в [1] и [18].

Второй член в (11) есть вклад в неупругий форм-фактор от динамической поляризации и вычисляется как деформированные реальная V_P и мнимая W части ДПП входного канала с соответствующими длинами деформации.

Последний член в (11) V_L^C , отвечающий за кулоновское возбуждение, представляется стандартным способом (например [1, 18]) через деформацию одномерно заряженной сферы:

$$V_L^C(r) = M(EL)e^2(4\pi)^{1/2}(2L+1)^{-1}r^{-L-1}, \quad (13)$$

где приведенный матричный элемент

$$M(EL) = \pm[(I+1)V(EL, I \rightarrow I')]^{1/2}. \quad (14)$$

Как обычно, длины деформации всех компонент в (11) предполагаются равными:

$$\delta_L^F = \delta_L^P = \delta_L^W = \delta_L, \quad (15)$$

а δ_L и $M(EL)$ при анализе угловых распределений неупругого рассеяния являются свободными параметрами, причем $M(EL)$ подбираются так, чтобы его значение давало величину $V(EL)$ близкую к экспериментальным данным, если таковые имеются.

Вычисления сечений производились с помощью программы FRESKO [18, 19].

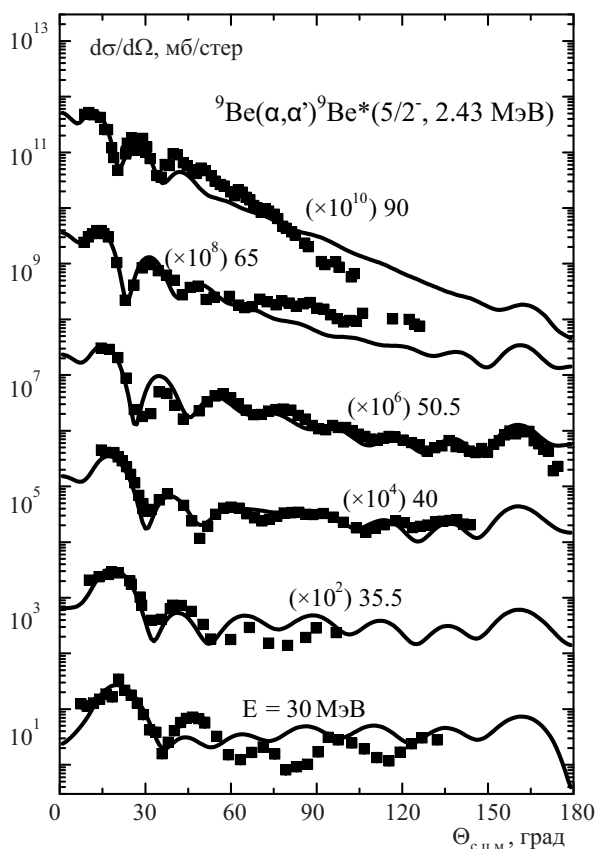


Рис. 5. Расчетные дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^9\text{Be}$ при энергиях 30, 35.5, 40, 50.5, 65 и 90 МэВ с возбуждением состояния $5/2^-$ (2.43 МэВ) (сплошные линии) в сравнении с экспериментальными данными (квадраты)

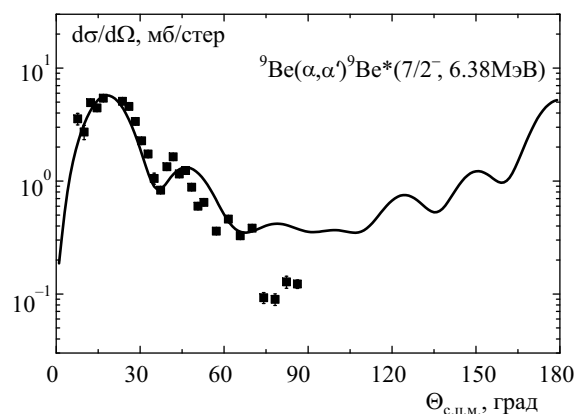


Рис. 6. Расчетные дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^9\text{Be}$ при энергии 30 МэВ с возбуждением состояния $7/2^-$ (6.38 МэВ) (сплошные линии) в сравнении с экспериментальными данными (квадраты)

На рис. 5 и 6 представлены расчетные дифференциальные сечения неупругого рассеяния альфа-частиц при энергиях 30, 35.5, 40, 50.5, 65 и 90 МэВ с возбуждением состояния $5/2^-$ (2.43 МэВ), а также состояния $7/2^-$ (6.38 МэВ) при энергии 30 МэВ.

Для состояния $5/2^-$ (2.43 МэВ) использовалось известное ранее [20] значение $V(E2) = 45.7 e^2 \text{ Фм}^4$ и получено среднее значение длины деформации $\delta_2 = 2.5 \text{ Фм}$.

При возбуждении состояния $7/2^-$ (6.38 МэВ) дают вклад переданные угловые моменты $L = 2$ и $L = 4$. Получены следующие значения соответствующих длин деформации и приведенных матричных элементов:

$$\begin{aligned} \delta_2 &= 1.4 \text{ Фм}, & M(E2) &= 11.5 e \text{ Фм}^2, \\ \delta_4 &= 1.0 \text{ Фм}, & M(E4) &= e \text{ Фм}^4. \end{aligned}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ упругого рассеяния $\alpha + {}^9\text{Be}$ на основе имеющихся экспериментальных данных в области энергий от 28 до 104 МэВ, включая недавно измеренные при энергиях 30, 40 и 90 МэВ. Определены параметры с плавной энергетической зависимостью полумикроскопического потенциала в рамках дисперсионной оптической модели, в котором обменные компоненты потенциала среднего поля вычислялись с использованием предложенного ранее псевдоосцилляторного приближения для одночастичной матрицы плотности.

Полученный потенциал дает хорошее описание угловых распределений упругого рассеяния, согласуется с экспериментальными данными по сечениям реакции, удовлетворяет дисперсионным соотношениям и линейному энергетическому поведению Айри-структур.

Найденный потенциал апробирован в рамках метода искаженных волн на анализе неупругого рассеяния в рассматриваемой области энергий с возбуждением уровней $5/2^-$ (2.43 МэВ) и $7/2^-$ (6.38 МэВ) ротационной полосы основного состояния, где для выходного канала использовались параметры потенциала, оцененные по найденной их зависимости от энергии. Получено удовлетворительное описание угловых распределений, по крайней мере в дифракционной области. Это открывает возможность использования такого

полумикроскопического потенциала для исследования «экзотических» возбужденных состояний стабильных легких ядер, в которых ядра могут иметь увеличенные размеры, высокую степень кластеризации и проявлять наличие нуклонного гало.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-52-53025).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Satchler G. R.* Direct Nuclear Reactions. Clarendon Press, Oxford, 1983.
2. Гончаров С. А., Князьков О. М., Коложвари А. А. // ЯФ. 1996. **59**. С. 666.
3. *Khoa D. T., Satchler G. R.* // Nucl. Phys. A 2000. **668**. P. 3.
4. Гончаров С. А., Изадпанах А. // ЯФ. 2007. **70**. С. 21. (Phys. At. Nucl. 2007. **70**. P. 18.)
5. Гончаров С. А., Изадпанах А. // ЯФ. 2007. **70**. С. 1538. (Phys. At. Nucl. 2007. **70**. P. 1491.)
6. Гончаров С. А., Сухоруков Р. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2018. № 3. С. 64. (Goncharov S. A., Sukhorukov R. V. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2018. **73**, N 3. P. 301.)
7. *Yanabu T.* et al. // JPJ. 1964. **19**. P. 1818.
8. *Burtebaev N.* // J. Voprosy Atomn. Nauki i Tekhniki. Ser. Fiz. Yad. Reak. 2002. **1/2**. P. 137.
9. *Peterson R. J.* // Nucl. Phys. A. 1982. **377**. P. 41.
10. *Roy S.* et al. // Phys. Rev. C 1995. **52**. P. 1524.
11. *Hauser G.* et al. // Nucl. Phys. A 1969. **128**. P. 81.
12. *Demyanova A. S.* et al. // EPJ Web Conf. 2014. **66**. 02026.
13. Демьянова А. С. и др. // Письма в ЖЭТФ 2015. **102**. С. 467. (JETP Letters. 2015. **102**. P. 413.)
14. *Khoa D. T., Satchler G. R., von Oertzen W.* // Phys. Rev. C 1997. **56**. P. 954.
15. *Arai K.* et al. // Phys. Rev. C 1996. **5**. P. 132.
16. *Ingemarsson A.* et al. // Nucl. Phys. A 2000. **676**. P. 3.
17. *Goncharov S. A.* et al. // EPJ Web Conf. 2014. **66**. 03034.
18. *Thompson I. J.* // Comput. Phys. Rep. 1988. **7**. P. 167.
19. *Thompson I. J.* // FRESKO user's manual and code, available from the author.
20. *Ajzenberg-Selove F., Lauritsen T.* // Nucl. Phys. A 1974. **227**. P. 1.

Analysis of $\alpha + {}^9\text{Be}$ Scattering with a Semimicroscopic Potential

S. A. Goncharov^{1,a}, R. V. Sukhorukov¹, A. A. Ogloblin², A. S. Demyanova², A. N. Danilov², S. V. Dmitriev², V. I. Starostin²

¹Department of Neutronography, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119191, Russia.

²National Research Center Kurchatov Institute. Moscow 123182, Russia.

E-mail: ^agsa@srd.sinp.msu.ru.

The analysis of the available data on the $\alpha + {}^9\text{Be}$ elastic scattering in the energy range from 28 to 104 MeV, including recent measurements at energies of 30, 40, and 90 MeV is carried out. The parameters of the semi-microscopic potential are obtained in the framework of the dispersion optical model, in which the exchange components of the average field potential were calculated using the previously proposed pseudo-oscillator approximation for the single-particle density matrix. The found potential is tested using the distorted wave method on the analysis of inelastic scattering in the considered energy region with excitation of the $5/2^-$ (2.43 MeV) and $7/2^-$ (6.38 MeV) levels of the ground-state rotational band. The potential parameters used for the output channel were estimated on the basis of the energy dependence. A satisfactory description of the angular distributions and the values of the deformation length is obtained.

Keywords: mean field potential, diffraction optical model, light nuclei, elastic scattering, inelastic scattering.

PACS: 21.10.Re, 24.10.Ht, 25.55.Ci.

Received 31 October 2018.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2019. **74**, No. 2. Pp. 137–143.

Сведения об авторах

1. Гончаров Сергей Антонович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-24-92, e-mail: gsa@srd.sinp.msu.ru.
2. Сухоруков Руслан Владимирович — аспирант; тел.: (495) 939-24-92, e-mail: Ruslan.Sukhorukov@yandex.ru.
3. Оглоблин А. А. — доктор физ.-мат. наук, профессор, руководитель отделения.
4. Демьянова А. С. — доктор физ.-мат. наук, начальник лаборатории.
5. Данилов А. Н. — ст. науч. сотрудник.
6. Дмитриев С. В. — науч. сотрудник.
7. Старостин В. И. — инженер-исследователь.