



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-228

P7-97-228

О.М.Князьков¹, И.Н.Кухтина, С.А.Фаянс²

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ НУКЛОНОВ
В ЛЕГКИХ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДРАХ
И УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ИЗОБАР

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Санкт-Петербургский государственный университет

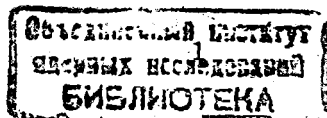
²РНИЦ «Курчатовский институт»

Введение

Изучение изоспиновой структуры оптического потенциала с использованием данных об упругом рассеянии длительное время является одним из основных применений оптической модели к анализу упругого рассеяния нуклонов на ядрах [1]. Такой анализ проводился в рамках как феноменологической, так и микроскопической оптической модели. В последнем случае естественно связать изоспиновую структуру оптического потенциала со свойствами изовекторных компонент эффективных нуклон-нуклонных сил и различиями в распределении нейтронов и протонов в ядрах.

Составные частицы-снаряды использовались в таком анализе впервые в работе [2], где в рамках феноменологической оптической модели проанализированы данные по упругому рассеянию ядер ^3He и ^3H на ряде ядер-мишеней при энергии $E_{\text{лаб.}} = 33$ МэВ. Недавно на основе микроскопической модели двойной свертки [3] проведено изучение изобразительной зависимости ядро-ядерного взаимодействия при анализе данных по упругому рассеянию ^3He на ^{14}C при $E_{\text{лаб.}} = 72$ МэВ [4] и ^{14}C на ^3H при $E_{\text{лаб.}} = 334$ МэВ [5].

В последнее время интенсивно развиваются исследования по изучению квазиупругого рассеяния легких экзотических ядер таких, как ^{11}Li , ^7Be , ^8B , ^{12}Be , ^{14}Be , однако при этом в качестве мишени используются ядра с $N=Z$ (^{12}C и ^{28}Si). Учитывая то, что в легких экзотических ядрах существенны различия в распределении протонов и нейтронов и этим ядрам присущ феномен нуклонного гало (нейтронного для ^{11}Li и протонного для ^8B), представляло бы интерес измерение угловых распределений (квази)упругого рассеяния легких экзотических ядер на



ядре-мишени с $N \neq Z$ (например, ^{14}C). В настоящей работе представлены результаты предсказательных расчетов угловых распределений для рассеяния изобар, включающих легкие экзотические ядра, на ядре-мишени ^{14}C . Вычисления проведены на основе микроскопической модели, развитой в [6], для цепочек изобар $^7\text{Li}-^7\text{Be}$, $^8\text{He}-^8\text{Li}-^8\text{B}$ и $^{11}\text{Li}-^{11}\text{Be}-^{11}\text{B}-^{11}\text{C}$ в интервале энергий от $20 \cdot A$ МэВ до $60 \cdot A$ МэВ. В первом разделе описывается метод построения сечений, во втором анализируются свойства распределения протонов и нейтронов в этих изобарах, в третьем разделе представлены рассчитанные угловые распределения упругого рассеяния и их анализ. В заключение сформулированы основные результаты и выводы работы.

1. Метод построения сечений

Для построения сечений будем использовать оптическую модель, в которой вещественная часть оптического потенциала (ОП) вычисляется в методе двойной свертки с явным учетом эффектов однонуклонного обмена. Реальная часть ОП тогда может быть представлена в виде суммы

$$U(\vec{R}) = U^D(\vec{R}) + U^{EX}(\vec{R}), \quad (1)$$

где $U^D(\vec{R})$ — "прямой" потенциал модели двойной свертки [1]. $U^{EX}(\vec{R})$ — "обменный" потенциал, в котором основной вклад дают эффекты однонуклонного обмена. В формализме матрицы плотности $U^{EX}(\vec{R})$ может быть записан в следующем виде [7]:

$$U^{EX}(\vec{R}) = \int \int \rho^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_1 + \vec{s}) V_{EX}(\vec{s}) \rho^{(2)}(\vec{r}_2, \vec{r}_2 - \vec{s}) \exp(i\vec{k}(\vec{R})\vec{s}/\eta) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (2)$$

где $V_{EX}(\vec{s})$ — обменная часть эффективных нуклон-нуклонных сил, $\rho^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}') (i = 1, 2)$ — матрицы плотности сталкивающихся ядер с массовыми числами A_1 и A_2 и $\vec{k}(\vec{R})$ — локальный импульс относительного движения ядер, определяемый соотношением

$$k^2(\vec{R}) = (2m\eta/\hbar^2)[E - U(\vec{R}) - V_c(\vec{R})], \quad (3)$$

Здесь $\eta = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$, $\vec{s} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 + \vec{R}$, E — энергия в системе центра масс и $V_c(\vec{R})$ — кулоновский потенциал. Таким образом, суммарный потенциал вследствие учета эффектов однонуклонного обмена зависит от энергии. Потенциалы, построенные по формулам (1)–(3), использовались в [8] для исследования эффектов ядерной радути в упругом и неупругом рассеянии α -частиц. В дальнейшем данный формализм был обобщен на случай учета эффектов однонуклонного обмена в изовекторном канале. Впервые это было сделано в работах [9–10]. Анализ изоспиновых свойств ядро-ядерных потенциалов для изотопов Li был проведен в работе [11], где исследована также энергетическая зависимость изовекторного потенциала. Было установлено [11], что происходит усиление изоспиновой зависимости потенциалов взаимодействия составных частиц в поверхностной области ядра по сравнению со случаем нуклонов.

В настоящей работе в качестве эффективных нуклон-нуклонных сил используется МЗУ взаимодействие [12], основанное на G-матричных элементах взаимодействия Рунда и Эллиота. Плотности распределения протонов и нейтронов рассчитываются в методе функционала плотности (см. подробности в следующем разделе). Для построения обменного потенциала $U^{EX}(\vec{R})$ применяется итерационная процедура.

Как известно, потенциал оптической модели является комплексным. Обычно в качестве мнимой части ОП используется феноменологическая параметризация потенциала поглощения в форме Саксона—Вудса. В настоящей работе полный потенциал оптической модели будем строить в виде [6]

$$U_{tot}(R) = U(R) + i[N_w U(R) - \alpha R \frac{dU(R)}{dR}], \quad (4)$$

где $U(R)$ задается формулами (1)–(3), а N_w и α — свободные, вообще говоря, параметры, соответственно, объемной и поверхностной частей потенциала поглощения. Такая форма представления мнимой части ОП с одной стороны связывает ее с вещественной частью ОП и, следовательно, с эффективными нуклон-нуклонными силами и распределением протонов и нейтронов в ядрах, с другой стороны за счет второго слагаемого в квадратной скобке позволяет менять форму потенциала поглощения по сравнению с реальной частью ОП. Отметим также, что использование потенциалов в виде (4) в работе [6] привело в ряде случаев к вполне разумному описанию экспериментальных данных по ква-

зиупругому рассеянию легких экзотических ядер и по полным сечениям соответствующих реакций. Выбор параметров N_w и α для расчета сечений рассеяния обсудим в третьем разделе.

2. Распределение протонов, нейтронов и вещества

Важнейшим ингредиентом помимо эффективных сил, входящих в схему расчета потенциала, являются плотности распределения протонов и нейтронов в ядрах. Включение их в схему вычисления сечений рассеяния позволяет также проводить апробацию моделей, в рамках которых эти плотности построены, в анализе экспериментальных данных по рассеянию. Особенностью данного подхода (см. также [6]) является то, что протонные и нейтронные плотности всех сталкивающихся ядер как частиц-снарядов, так и ядер-мишеней вычисляются одним и тем же методом — методом энергетического функционала плотности. Аналитические выражения для функционала можно найти, например, в [13-14], а набор значений соответствующих параметров — в [15]. Этот — единый для всех ядер — набор параметров соответствует значению сжимаемости ядерной материи $K=200$ МэВ. Для упрощения и унификации расчетов эффективное взаимодействие в канале частица-частица, приводящее к парным корреляциям сверхтекучего типа в немагических ядрах, бралось в виде δ -сил с одной силовой константой -120 МэВ·фм³ для нейтронов и протонов и включалось в расчет самосогласованно на базе всех связанных одночастичных уровней. Никаких дополнительных условий (типа эмпирических значений нуклонных энергий отделения) не использовалось.

Расчитанные точечные протонные и нейтронные плотности представлены на рис.1-3, а интегральные характеристики плотностей — в таблице. Можно видеть, что для ряда рассматриваемых изотопов имеются характерные особенности в распределении протонов и нейтронов. Так, для ⁸B, ¹¹Be и, особенно, ⁸He и ¹¹Li наблюдается протяженный нейтронный хвост, в то время как для ⁷Be и ⁸B — протяженный протонный хвост. Эти особенности в распределении вещества в рассматриваемых ядрах соответствуют представлениям о существовании нейтронного гало в ⁸He и ¹¹Li и значительной протонной шубы в ⁸B.

Таблица. Среднеквадратичные радиусы распределения плотности нейтронов, протонов и вещества (в фм)

Ядро	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$	δr_{np}
⁷ Li	2.509	2.343	2.399	0.266
⁷ Be	2.237	2.549	2.420	-0.312
⁸ He	3.233	1.943	2.963	1.290
⁸ Li	2.599	2.187	2.453	0.412
⁸ B	2.190	2.680	2.507	-0.490
¹¹ Li	3.255	2.235	3.011	1.020
¹¹ Be	2.658	2.247	2.517	0.411
¹¹ B	2.369	2.278	2.328	0.091
¹¹ C	2.326	2.456	2.398	-0.130
¹⁴ C	2.579	2.398	2.503	0.181

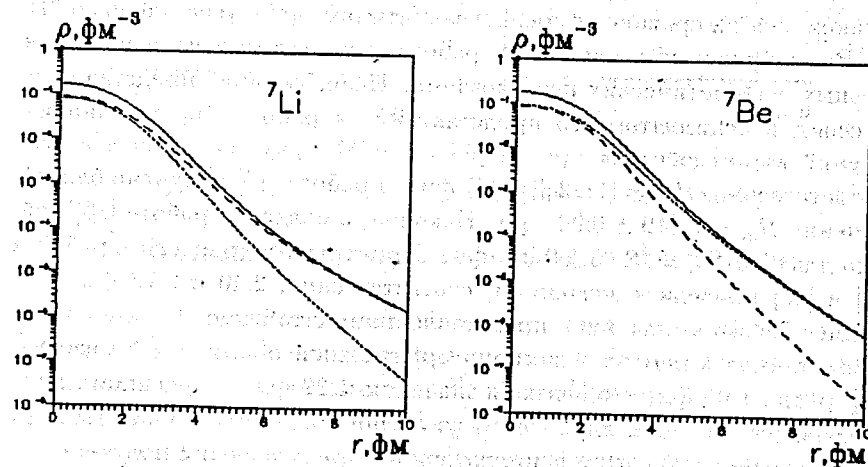


Рис.1. Плотность распределения нейтронов (пунктирная линия), протонов (точечная) и вещества (сплошная) в изобарах с $A=7$

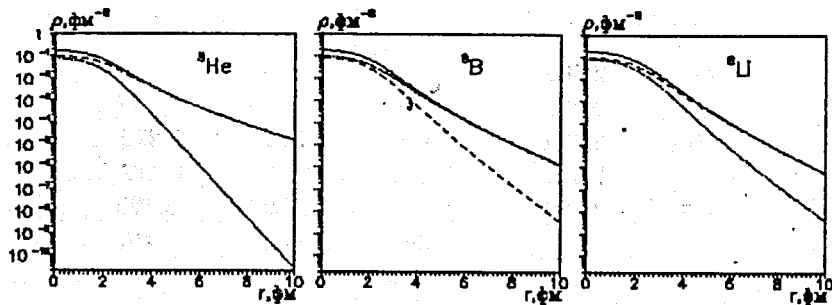


Рис.2. То же, что и на рис.1, для изобар с $A=8$

Сравнение результатов, полученных в данном подходе для ядер ${}^8\text{He}$ и ${}^{11}\text{Li}$, с литературными обсуждалось в работе [6]. Здесь кратко остановимся на сравнении среднеквадратичных радиусов для ядер ${}^8\text{He}$ и ${}^{11}\text{Be}$, полученных в настоящей работе, с известными из экспериментальных и теоретических исследований. Использование представления гауссоид и осцилляторного представления в работе [16] для анализа сечений взаимодействия при энергии 800 МэВ/нуклон дало для ${}^8\text{He}$, соответственно, $R_m = (2.52 \pm 0.03)$ фм. В работе [17] получено близкое значение $R_m = (2.49 \pm 0.04)$ фм. Наконец, в недавней работе [18] найдено для ${}^8\text{He}$ $R_m = (2.45 \pm 0.07)$ фм. Теоретические расчеты в работах [19] и [20] привели к значениям, соответственно, 2.40 и 2.73 фм. Последнее близко к значению, представленному в таблице. Величина δr_n , рассчитанная в рамках кластерно-орбитальной оболочечной модели в [21], равна 1.06 фм, что близко к значению 1.29 фм, полученному в настоящей работе. Для ядра ${}^{11}\text{Be}$ в уже упоминавшейся работе [16] при использовании гауссова и осцилляторного представлений получено, соответственно, $R_m = (2.71 \pm 0.05)$ и (2.52 ± 0.03) фм. Анализ тех же экспериментальных данных в рамках многотельного подхода в [22] привел к значению $R_m = (2.90 \pm 0.05)$ фм для ${}^{11}\text{Be}$.

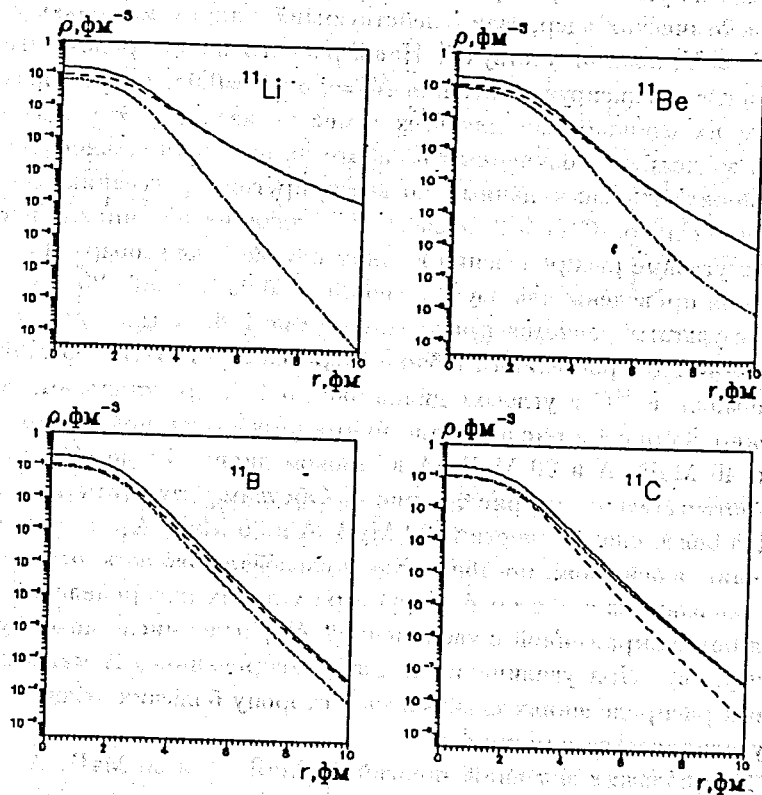


Рис.3. То же; что и на рис.1, для изобар с $A=11$

3. Угловые распределения и их анализ

Из изложенного в первом разделе следует, что для построения дифференциальных сечений упругого рассеяния в данном подходе нужно выбрать значения параметров N_w и α . При анализе экспериментальных данных эти параметры являются свободными и определяются из наилучшего согласия теоретических и экспериментальных сечений. Помимо угловых распределений упругого рассеяния к потенциалу поглощения чувствительны полные сечения реакции σ_R . Поэтому для лучшей апробации теоретической модели и извлечения более достоверной информации о параметрах N_w и α нужно иметь экспериментальные

данные как по угловым распределениям, так и по σ_R . Эти данные для легких экзотических ядер, взаимодействующих с ядром-мишенью, у которого $N \neq Z$, пока отсутствуют. Наши расчеты носят предсказательный характер. Фиксируем значения $N_w=0.3$ и $\alpha=0.05$, таким образом, выбираем их одинаковыми для всех семейств изобар. Эти значения близки к значениям, полученным в работе [6] при оптимальном описании экспериментальных данных по квазиупругому рассеянию легких экзотических ядер. С целью исследования влияния потенциала поглощения на угловые распределения в одном случае (для изобар ^{11}Li - ^{11}C) вычисления проведены для двух значений $\alpha=0.05$ и $\alpha=0.025$.

Результаты расчетов приведены на рис.4-8. Отношения σ/σ_R , рассчитанные для рассеяния изобар с энергией 20 МэВ·А и 30 МэВ·А на ядре-мишени ^{14}C в угловом диапазоне до 45° , представлены, соответственно, на рис.4 и рис.5. Аналогичные результаты, полученные для энергий 40 МэВ·А и 60 МэВ·А в угловом диапазоне до 30° , приведены, соответственно, на рис.6 и рис.7. Обсудим результаты вычислений. Для более низких энергий (20 МэВ·А и 30 МэВ·А) угловые распределения, в основном, подобны. Как и следовало ожидать, отношения σ/σ_R уменьшаются с ростом Z . Структура угловых распределений становится более выраженной с увеличением A (растет число максимумов и минимумов). При увеличении Z для фиксированного A максимумы в угловых распределениях сдвигаются в сторону больших углов, и этот сдвиг увеличивается с ростом A .

Для больших значений энергий 40 МэВ·А и 60 МэВ·А сдвиг угловых распределений по фазе становится значительней, особенно у изобар с $A=11$. Количество максимумов и минимумов уменьшается, картина угловых распределений становится отличной от дифракционной и приобретает радужно-подобный вид. Особенно ярко это явление выражено для изобар ^7Be и ^7Li при энергии 60 МэВ·А. Отметим, что и при меньших энергиях заметен переход к радужно-подобной картине в угловых распределениях, но он происходит при больших углах рассеяния. Это обстоятельство находится в соответствии с общими закономерностями проявления ядерной радуги в упругом рассеянии [23].

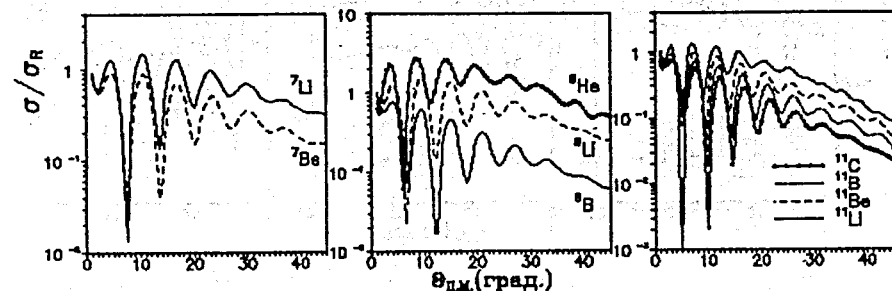


Рис.4. Отношение σ/σ_R для упругого рассеяния ядер-изобар с $A=7,8,11$, соответственно, на ядре-мишени ^{14}C для энергии $E=20$ МэВ·А

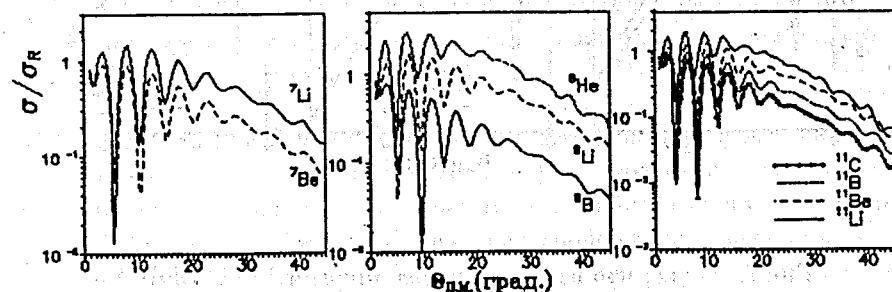


Рис.5. То же, что и на рис.4, для энергии $E=30$ МэВ·А

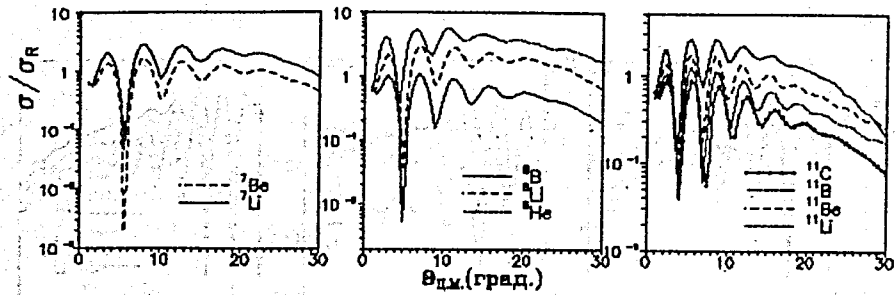


Рис.6. То же, что и на рис.4, для энергии $E=40$ МэВ.

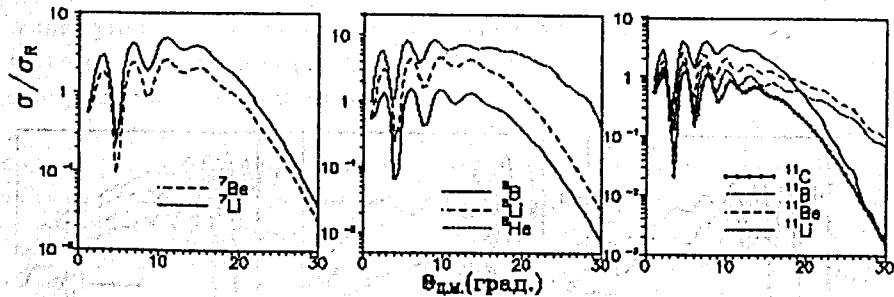


Рис.7. То же, что и на рис.4, для энергии $E=60$ МэВ.

На рис.8 представлены результаты вычислений σ/σ_R для изобар ^{11}Li и ^{11}C $\alpha=0.05$ и $\alpha=0.025$. Можно видеть, что влияние выбора α сказывается на больших углах рассеяния, при уменьшении α отношения σ/σ_R растут, и картина угловых распределений несколько размывается. Однако все отмеченные выше закономерности остаются в силе.

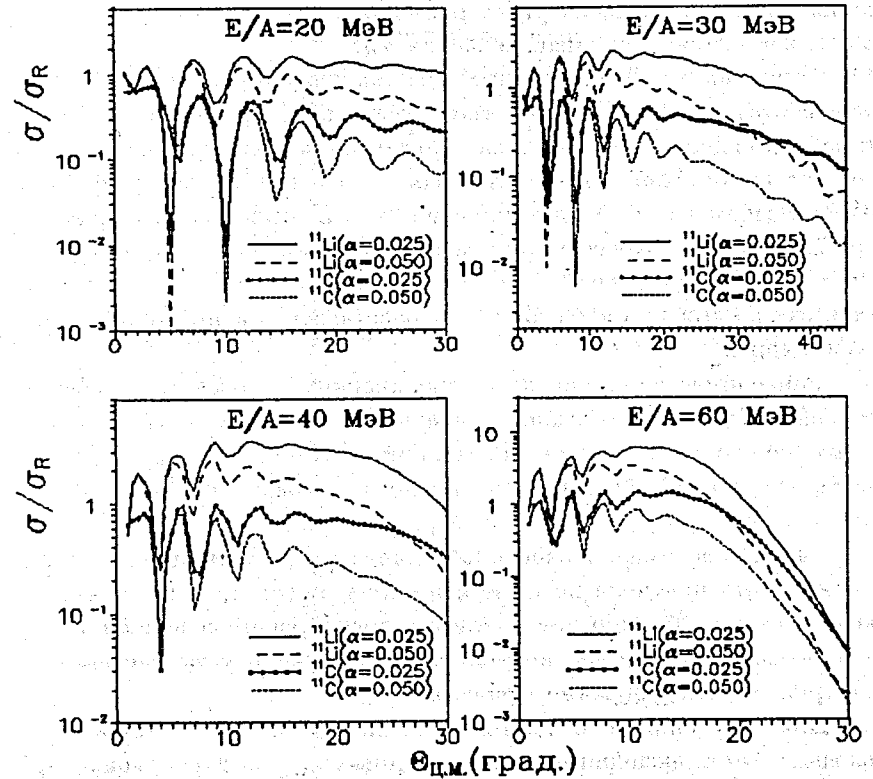


Рис.8. Влияние выбора параметра потенциала поверхностного поглощения на угловые распределения упругого рассеяния изобар ^{11}Li и ^{11}C на ядре-мишени ^{14}C

Заметим, что все вычисления (за исключением результатов, представленных на рис.8) проводились для фиксированных значений N_w и α . В действительности, как показывает анализ экспериментальных данных [6] и как следует из физических соображений, значения N_w и α могут меняться в зависимости от частицы-снаряда и энергии налетающей частицы. Поскольку $U(\vec{R})$ зависит от энергии, то из формулы (4) следует, что и потенциал поглощения при фиксированных N_w и α зависит от энергии. Но вещественная и мнимая части ОП имеют разный характер энергетической зависимости, поэтому параметры N_w и α тоже могут зависеть от энергии. Однако изменения N_w и α происходят в узком диапазоне значений и существенно влияют на угловые распре-

деления лишь при больших углах рассеяния. Кроме того, от N_w и α зависят, как отмечалось выше, значения σ_R .

Различия в угловых распределениях упругорассеянных изобар определяются как кулоновским взаимодействием, так и изовекторной частью ядро-ядерного потенциала. Поскольку кулоновское взаимодействие достаточно хорошо известно, сравнительный анализ рассеяния изобар на одном и том же ядре-мишени с $N \neq Z$, проведенный в рамках микроскопической модели, может давать информацию об изовекторной части ОП, а следовательно, о свойствах изовекторных эффективных нуклон-нуклонных сил и различиях в распределении протонов и нейтронов в ядрах.

Ранее проведенные исследования ядерного радужного рассеяния продемонстрировали возможность получения из анализа экспериментальных данных информации о поведении потенциала на расстояниях, существенно меньших, чем радиус сильного поглощения. Обнаружение в наших расчетах эффектов ядерной радуги (ранее для ${}^6\text{He}$ такие эффекты были предсказаны в работе [24]) дает возможность предполагать, что может быть получена новая информация о свойствах потенциалов легких экзотических ядер при анализе угловых распределений в ситуации (соответствующие частицы-снаряды, энергии и углы рассеяния), когда проявляются радужные эффекты.

Для получения более достоверной информации о свойствах ОП необходимо иметь экспериментальные данные по (квази)упругому рассеянию в достаточно широком угловом диапазоне, а также измеренные полные сечения реакций σ_R .

Заключение

В заключение сформулируем основные результаты и выводы работы.

1. Для семейств изобар, включающих легкие экзотические ядра, ${}^7\text{Li}$ - ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{He}$ - ${}^8\text{Li}$ - ${}^8\text{B}$ и ${}^{11}\text{Li}$ - ${}^{11}\text{Be}$ - ${}^{11}\text{B}$ - ${}^{11}\text{C}$ в рамках энергетического функционала плотности рассчитаны протонные, нейтронные и материальные плотности и их интегральные характеристики, при этом использовался единый набор параметров функционала. Распределения плотностей для ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^{11}\text{Li}$ хорошо согласуются с выводами экспериментальных и теоретических работ о существовании в этих ядрах, соответственно, протонной шубы и нейтронного гало.

2. На основе МЗУ эффективного взаимодействия с учетом эффектов однонуклонного обмена вычислены сечения упругого рассеяния рассматриваемых семейств изобар на ядре-мишени ${}^{14}\text{C}$ в интервале энергий от 20 МэВ · А до 60 МэВ · А. Исследовано влияние выбора параметров поверхностного поглощения на отношения σ/σ_R .

3. Установлено, что с ростом энергии картина подобия в угловых распределениях изобар, принадлежащих к данному семейству, нарушается. Для определенных значений энергии и углов рассеяния угловые распределения становятся радужно-подобными. Особенно ярко этот эффект выражен для рассеяния ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^8\text{He}$ при энергии 60 МэВ · А в угловом диапазоне от 10 до 20 градусов.

4. Представлены некоторые предложения по исследованию свойств изовекторной части ядро-ядерного взаимодействия в экспериментах по квазиупругому рассеянию легких экзотических ядер при низких энергиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Satchler G.R. — Direct Nuclear Reactions. N.Y. — Oxford: Oxford, Univ. Press, 1983.
2. England J.B.A., Zybert L. et al. — Nucl. Phys., 1987, v.A475, p.422.
3. Гончаров С.А., Князьков О.М., Коложвари А.А. — 1995. ЯФ, 1996, т.59, с.666.
4. Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Ershov S.N. et al. — Nucl. Scr., 1990, v.32, p.89.
5. Demyanova A.S., Bohlen H.G., Gebauer B. et al. — Nucl. Phys., 1993, v.A553, p.727c.
6. Fayans S.A., Knyazkov O.M., Kuchtina I.N. et al. — Phys. Lett., 1995, v.B357, p.509.
7. Chaudhuri A.K., Sinha B. — Nucl. Phys., 1986, v. A455, p.169.
8. Dao Tien Khoa, Knyazkov O.M. — Z. Phys., 1987, v.A328, p.67.

9. Князьков О.М., Коложвари А.А. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1993, т.57, с.48.
10. Knyazkov O.M., Kolozhvari A.A., Kuchtina I.N — Proc. School-Seminar on Heavy Ion Physics (Dubna, Russia, 10-15 May 1993). Ed. Yu.Ts.Oganessian et al. JINR, Dubna, 1993, v.2, p.126.
11. О.М.Князьков, А.А.Коложвари, И.Н.Кухтина, С.А.Фаянс — ЯФ, 1996, т.59, с.466.
12. Bertsch G., Borysowicz J., Mc Manus et al. — Nucl. Phys., 1977, v.A284, p.399.
13. Fayans S.A., Platonov A.P., Graw G., Hofer D. — Nucl. Phys., 1994, v.A577, p.557.
14. Платонов А.П., Фаянс С.А. — ЯФ, 1992, т.55, с.1126.
15. Fayans S.A., Tolokonnikov S.V., Trykov E.L., Zawischa D. — Phys. Lett. B, 1994, v.8338, p.1.
16. Tahinata I., Kobayashi I., Yamakawa O. et al. — Phys. Lett., 1988, v.B206, p.592.
17. Tahinata I. et al. — Phys. Lett., 1992, v.B289, p.261.
18. Alkhazov G.D., Andronenko M.N., Dobrovolsky A.V. et al. Phys. Rev. Lett., 1997, v.78, p.2313.
19. Varga K., Suzuki Y., Ohbayashi Y. — Phys. Rev., 1994, v.C50, p.189.
20. Suzuki Y., Ikeda K. — Phys. Rev., 1988, v.C38, p.410.
21. Goncharov S.A., Korshennikov A.A. — RIKEN-AF-NP-163. 1993.
22. Al-Khalili J.S., Tostevin J.A., Thompson I.J. — Phys. Rev., 1996, v.C54, p.1843.
23. Дао Тиен Кхоа, Князьков О.М. — ЭЧАЯ, 1990, т.21, с.1456.
24. Гончаров С.А., Оглоблин А.А. — ЯФ, 1993, т.56, с.40.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июля 1997 года.