



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P7-95-359

О.М.Князьков<sup>1</sup>, И.Н.Кухтина, Ю.Э.Пенионжкевич,  
Н.К.Скобелев, С.А.Фаянс<sup>2</sup>

МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ  
КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЛЕГКИХ  
ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР

Направлено в журнал «Ядерная физика»

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

<sup>2</sup>РНЦ «Курчатовский институт», Москва

Микроскопическое описание квазиупругого рассеяния  
легких экзотических ядер

Выполнен микроскопический анализ квазиупругого рассеяния  $^8\text{B}$  и  $^7\text{Be}$  с энергией 40 МэВ/нуклон на  $^{12}\text{C}$ ,  $^{11}\text{Li}$  с энергией 29 МэВ/нуклон на  $^{28}\text{Si}$ , а также изобар  $^{11}\text{C}$  и  $^{11}\text{Li}$  с энергией 60 МэВ/нуклон на  $^{12}\text{C}$ . Оптические потенциалы строятся в рамках фолдинг-модели на основе полного МЗУ-эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия и нуклонных плотностей, вычисленных методом функционала плотности с единым набором параметров для всех сталкивающихся ядер. Разумное описание угловых распределений и полных сечений реакций для всех рассматриваемых систем получено без перенормировки реальной части потенциала. Микроскопический анализ подтверждает существование нейтронного гало в  $^{11}\text{Li}$  и протонной «шубы» в  $^8\text{B}$  и  $^7\text{Be}$ .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Knyazkov O.M. et al.

P7-95-359

Unified Microscopic Description of Quasielastic Scattering  
of Light Exotic Nuclei

Microscopic analysis of  $^8\text{B}$  and  $^7\text{Be}$  on  $^{12}\text{C}$  at 40 MeV/n and  $^{11}\text{Li}$  on  $^{28}\text{Si}$  at 29 MeV/n and isobars  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{C}$  on  $^{12}\text{C}$  at 60 MeV/n of quasielastic scattering is performed. Optical potentials are constructed in the framework of the folding model on the basis of the full M3Y effective nucleon-nucleon force and the densities calculated for all colliding nuclei with the density functional method. Reasonable descriptions of both angular distributions and total reaction cross sections for all cases are obtained without renormalization factors for the real part of optical potential. The microscopic analysis supports the existence of neutron halo in  $^{11}\text{Li}$  and the proton skin in  $^8\text{B}$  and  $^7\text{Be}$ .

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR

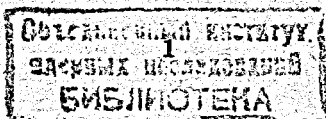
Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 1995

## 1. Введение

В последнее время появляется большое число работ, посвященных структуре легких радиоактивных ядер (см., например, [1,2]). Для многих из этих ядер возникает вопрос о наличии у них нейтронного или протонного гало, т.е. аномально протяженного распределения нуклонов. Одним из эффективных способов зондирования плотности распределения нуклонов на периферии ядра и апробации волновой функции, учитывающей существование гало, является исследование упругого рассеяния легких экзотических ядер на ядрах-мишенях при энергии налетающих ядер в несколько десятков мегаэлектронвольт на нуклон.

В работе [3] впервые было измерено сечение упругого рассеяния ядер  $^{11}\text{Li}$  при энергии 29 МэВ/нуклон на мишени из  $^{28}\text{Si}$ , и соответствующий анализ [3] подтвердил существование нейтронного гало у  $^{11}\text{Li}$ . Квазиупругое рассеяние  $^8\text{B}$  и  $^7\text{Be}$  с энергией 40 МэВ/нуклон на ядре  $^{12}\text{C}$  изучалось в работе [4], где рассматривался также вопрос о существовании протонного гало. В обоих случаях теоретической основой для построения оптических потенциалов являлась модель двойной свертки. Однако в этих работах использовались различные эффективные нуклон-нуклонные силы. В работе [3] расчеты были выполнены с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием DDM3Y [5,6], а в работе [4] — с комплексными силами из [7], зависящими от плотности распределения вещества и энергии. В обоих случаях при описании экспериментальных данных проводилась перенормировка реальной части потенциала. Возникает вопрос, возможно ли описание этих экспериментальных данных в рамках расчета с единым эффективным взаимодействием без его перенормировки.

Другим важным вопросом является способ описания плотностей сталкивающихся ядер. В работах [3,4] использовались различные теоретические схемы для построения протонных и нейтронных плотностей как в различных частицах-снарядах, так и в ядрах-мишенях. В рамках общего подхода к анализу экспериментальных данных представляется предпочтительным использование единой



схемы для построения плотностей распределения нуклонов во всех рассматриваемых ядрах.

Цель настоящей работы — описание в рамках единого микроскопического подхода [8,9,10] квазиупругого рассеяния  $^8\text{В}$  и  $^7\text{Ве}$  с энергией 40 МэВ/нуклон на  $^{12}\text{С}$ ,  $^{11}\text{Li}$  с энергией 29 МэВ/нуклон на  $^{28}\text{Si}$ , а также изобар  $^{11}\text{С}$  и  $^{11}\text{Li}$  с энергией 60 МэВ/нуклон на  $^{12}\text{С}$ . При этом для всех рассматриваемых систем используется одно и то же полное эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие МЗУ с учетом обменных эффектов в формализме матрицы плотности. Плотности распределения нейтронов и протонов для всех частиц-снарядов и ядер-мишеней рассчитываются в рамках метода функционала плотности [11] с фиксированным набором параметров. В разделе 2 кратко обсуждаются методические особенности экспериментов по квазиупругому рассеянию легких экзотических ядер и полученные в них данные. В разделе 3 описывается схема анализа этих данных, применяемая в настоящей работе. Раздел 4 посвящен расчету нуклонных плотностей для ядер, участвующих в перечисленных выше реакциях, угловых распределений и полных сечений. В заключении сформулированы основные выводы работы и обсуждены некоторые дополнительные возможности использования (квази)упругого рассеяния для анализа свойств экзотических ядер.

## 2. Экспериментальные данные

В работе используются экспериментальные результаты, полученные в [3,4]. Вторичные пучки  $^{11}\text{Li}$  с энергией 29 МэВ/нуклон, а также  $^7\text{Ве}$  и  $^8\text{В}$  с энергиями 40 МэВ/нуклон были получены в ГАНИЛ с использованием спектрометра LISE-3. Пучок  $^{11}\text{Li}$  [3] интенсивностью  $\sim 200$  1/сек, очисткой  $\sim 98\%$  и разрешением по энергии  $\sim 9,4\%$  попадал на кремниевую мишень ( $\Delta E$ -детектор) толщиной 104 мг/см<sup>2</sup>. Рассеянные ядра  $^{11}\text{Li}$  регистрировались двумя стриповыми детекторами. Прохождение рассеянных частиц  $^{11}\text{Li}$  через систему детекторов приводило к дополнительному ухудшению энергетического и углового разрешения ( $\Delta E \sim 20\%$ ,  $\Delta\theta \simeq 1,5^\circ$ ).

В следующих разделах статьи будет проведен анализ этих экспериментальных данных [3] по квазиупругому рассеянию ядер  $^{11}\text{Li}$  на  $^{28}\text{Si}$ .

В случае работы с пучками  $^7\text{Ве}$  и  $^8\text{В}$  [4] методика была значительно улучшена по сравнению с экспериментами по рассеянию  $^{11}\text{Li}$  [3]. Была достигнута более жесткая фокусировка пучков  $^7\text{Ве}$  и  $^8\text{В}$ , повышены их интенсивности до 700–1000 1/с, улучшено разрешение по энергии до 2%. Очистка пучков была также достигнута 98–99%, а угловая расходимость  $\sim 0,15^\circ$ .

Рассеяние ядер  $^7\text{Ве}$ ,  $^8\text{В}$  и  $^{12}\text{С}$  (полученного также в качестве вторичного пучка с энергией  $\sim 20$  МэВ/нуклон) изучалось на углеродной мишени толщиной 18,5 мг/см<sup>2</sup> [4]. Рассеянные на  $^{12}\text{С}$  частицы, проходя через систему трех стриповых детекторов, имели энергетическое разрешение  $\sim 4\%$ , которое, как и в случае  $^{11}\text{Li}$ , не позволяло полностью разрешить упругие и неупругие каналы. Угловое разрешение и полная эффективность регистрации рассчитывались по методу Монте-Карло. Полученные данные по рассеянию  $^7\text{Ве}$ ,  $^8\text{В}$  и  $^{12}\text{С}$  на ядрах  $^{12}\text{С}$  также анализируются в настоящей работе. Сравнение данных по квазиупругому рассеянию ядер  $^{12}\text{С}+^{12}\text{С}$  с ранее опубликованными данными по упругому рассеянию  $^{12}\text{С}$  на  $^{12}\text{С}$  [12] указывает на их хорошее согласие.

Для полноты картины выполнен также расчет угловых распределений для квазиупругого рассеяния  $^{11}\text{Li}$  и  $^{11}\text{С}$  с энергией 60 МэВ/нуклон на  $^{12}\text{С}$  и полных сечений реакций. Соответствующие экспериментальные данные взяты из [13].

## 3. Метод анализа

Анализ квазиупругого рассеяния проводился в рамках оптической модели и метода связанных каналов, в которых вещественная и мнимая части оптического потенциала (ОП) вычислялись на микроскопической основе. Рассмотрим взаимодействие двух составных частиц. В первом порядке по эффективным нуклон-нуклонным силам потенциал взаимодействия может быть представлен в виде суммы:

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

где  $U^D(\vec{R})$  — "прямой" потенциал модели двойной свертки [14]. Во второе слагаемое в (1) вклад дают эффекты однонуклонного обмена, которые могут быть описаны в формализме матрицы плотности [15]:

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

Здесь  $V_E(\vec{s})$  — обменная компонента эффективного взаимодействия,  $\rho^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}')$  ( $i = 1, 2$ ) — матрицы плотности сталкивающихся ядер,  $\vec{k}(\vec{R})$  — локальный импульс, определяемый соотношением

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

где

$$\eta = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}, \quad \vec{s} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 + \vec{R},$$

и  $V_c(\vec{R})$  — кулоновский потенциал. Таким образом, в отличие от работ [3,4], где рассматривалась только прямая часть МЗУ-эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия, в настоящей работе использовалось полное МЗУ-взаимодействие с прямой и обменной частями [16]. Формализм, использованный в [8] для анализа эффектов ядерной радуги в упругом и неупругом рассеянии  $\alpha$ -частиц на ядрах, был обобщен в [9,10] на случай учета изовекторного канала и построения вкладов эффектов однонуклонного обмена в изовекторную часть ион-ионного потенциала. Для ядер с большим нейтронным избытком вклад изовекторного взаимодействия может быть существенным, а для зарядово-обменных процессов, описание которых выходит за рамки настоящей работы, определяющим.

Для построения вещественной части оптического потенциала мы используем метод, описанный в работах [9,10]. Как следует из формул (1)–(3), для построения "обменного" потенциала  $U^E(\vec{R})$  необходимо применять итерационную процедуру, поскольку искомая величина  $U^E(\vec{R})$  входит также и в правую часть соответствующего выражения (см. формулу (2)) через локальный импульс  $\vec{k}(\vec{R})$ . При построении обменных потенциалов для всех рассматриваемых систем нами использован метод итераций. Количество итераций зависит от энергии, массовых чисел сталкивающихся ядер и

расстояния  $R$ . Для всех рассматриваемых систем в данном энергетическом интервале при разумной точности вычисления сечений количество итераций не превышает десяти.

Распределение нуклонных плотностей для всех частиц-снарядов и ядер-мишеней от  ${}^7\text{Be}$  до  ${}^{28}\text{Si}$  вычисляется на основе метода функционала плотности [11] с единым набором параметров, отвечающим сжимаемости ядерной материи  $K=200$  МэВ. Аналитические выражения для функционала могут быть найдены, например, в работе [17], а соответствующая параметризация — в [18] (где представлен базовый набор параметров функционала). Для упрощения и унификации расчетов эффективное взаимодействие в канале частица-частица, приводящее к парным корреляциям сверхтекучего типа в немагических ядрах, бралось в виде контактных  $\delta$ -сил с одной константой  $-120$  МэВ·фм<sup>3</sup> для нейтронов и протонов и включалось в расчет самосогласованно на базисе всех связанных одночастичных уровней.

Полный потенциал имеет следующий вид:

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

где  $U(R)$  включает в себя прямую и обменную части и вычисляется по схеме, описанной выше, а мнимая часть в (4) содержит два параметра  $N_w$  и  $\alpha$ . Такое представление потенциала поглощения позволяет избежать введения феноменологической мнимой части, например, в форме потенциала Саксона-Вудса. С другой стороны, потенциал поглощения имеет микроскопическую основу, а введение параметра  $\alpha$  дает возможность реализовать вывод многоканальной теории рассеяния [19] о том, что радиус потенциала поглощения больше, чем радиус вещественной части потенциала.

Сечения упругого рассеяния во всех случаях вычислялись в рамках программы ECIS-88 [20], специально модифицированной нами для проведения данного анализа. При этом сечения, вычисленные при отдельных значениях параметров  $N_w$  и  $\alpha$ , сравнивались с экспериментальными из работ [3,4,12,13].

## 4. Результаты анализа

4.1. **Нуклонные плотности.** Нейтронные, протонные и изоскалярные плотности, вычисленные на основе метода функционала плотности, представлены на рис. 1. Среднеквадратичные радиусы распределения протонов  $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ , нейтронов  $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$  и вещества  $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$  даны в таблице 1: Здесь представлены также значения  $\delta r_{np} = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ .

Таблица 1. Среднеквадратичные радиусы распределения плотности нейтронов, протонов и вещества (в фм)

	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$	$\delta r_{np}$
${}^7\text{Be}$	2,237	2,549	2,420	-0,312
${}^8\text{B}$	2,190	2,680	2,507	-0,490
${}^{11}\text{Li}$	3,255	2,235	3,011	1,020
${}^{11}\text{C}$	2,326	2,456	2,398	-0,130
${}^{12}\text{C}$	2,387	2,406	2,396	-0,019
${}^{28}\text{Si}$	2,953	2,982	2,967	-0,029

Из полученных данных следует, что для  ${}^{11}\text{Li}$   $\delta r_{np} = 1,02$  фм. Это подтверждает вывод о существовании у этого ядра нейтронного гало, который был ранее сделан как в экспериментальных [21-23], так и в теоретических исследованиях [24-26]. В работе [24] в рамках метода Хартри-Фока было получено значение 2,846 фм для  $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$  и 2,249 фм для зарядового радиуса  $\langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2}$  (в нашем расчете  $\langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2}$  для  ${}^{11}\text{Li}$ , полученный с учетом зарядовых формфакторов нуклонов, равен 2,344 фм). Трехчастичные расчеты [26], в которых ядро  ${}^{11}\text{Li}$  рассматривается как инертный остов  ${}^9\text{Li}$  плюс два нейтрона, с применением уравнений Фаддеева или метода гиперсферических функций дают значения радиуса материи  ${}^{11}\text{Li}$  в диапазоне от 2,94 до 3,39 фм в зависимости от используемых потенциалов. Из измеренных полных сечений реакции на

разных мишенях при различных энергиях с помощью расчетов глауберовского типа могут быть извлечены как "экспериментальные" значения  $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ , так и сами распределения плотности материи. В частности, для  ${}^{11}\text{Li}$  было найдено  $\langle r_m^2 \rangle_{\text{exp}}^{1/2} = 3,10 \pm 0,17$  фм [22]. Распределение плотности для этого ядра было получено в [23]. Наши расчеты хорошо согласуются с этими данными.

В случае ядра  ${}^8\text{B}$ , как это видно из таблицы 1, мы получаем  $\delta r_{np} = -0,49$  фм, что близко к значению  $-0,52$  фм, вычисленному в рамках мультikonфигурационно-мультикластерного подхода на основе метода резонирующих групп в работе [27] и к значению  $-0,42$  фм, полученному на основе метода генераторной координаты в [28]. С другой стороны, это значение  $\delta r_{np}$  по абсолютной величине существенно больше (в полтора раза), чем найдено в работе [4], в которой делается вывод об отсутствии протонного гало у  ${}^8\text{B}$ . Что касается экспериментальных данных для этого ядра, то в первых измерениях на ускорителе в Беркли [21] было получено значение  $\langle r_m^2 \rangle^{1/2} = 2,39 \pm 0,04$  фм, типичное для ядер  $p$ -оболочки, однако из более поздних измерений квадрупольного момента было извлечено значение 2,71 фм [29]. Наш расчет дает промежуточное значение  $\langle r_m^2 \rangle^{1/2} = 2,507$  фм.

Наконец, для ядра  ${}^7\text{Be}$  имеем  $\delta r_{np} = -0,31$  фм, что по абсолютной величине существенно меньше, чем для  ${}^8\text{B}$ , но тем не менее позволяет говорить о существовании протонного гало и в этом ядре. Отметим, что для  ${}^7\text{Be}$  рассчитанное здесь значение  $\delta r_{np}$  по абсолютной величине также оказывается больше соответствующего значения, полученного в [4].

Сказанное хорошо иллюстрируется на рис. 1, где приведены распределения плотности нуклонов для всех рассматриваемых ядер. Наиболее ярко выражен хвост нейтронного распределения в экзотическом ядре  ${}^{11}\text{Li}$ , а также отчетливо видно, что протонные плотности в  ${}^8\text{B}$  и  ${}^7\text{Be}$  существенно превышают нейтронные при  $r > 3$  фм.

4.2. **Угловые распределения.** Результаты расчета дифференциальных сечений представлены на рис. 2. Отметим, что во всех случаях вклады в сечения упругого и неупругих каналов в эксперименте не разделяются, так что фактически измеряются сечения квазиупругого рассеяния. Кроме того, измерение угловых распределений осуществлялось с определенным угловым разреше-

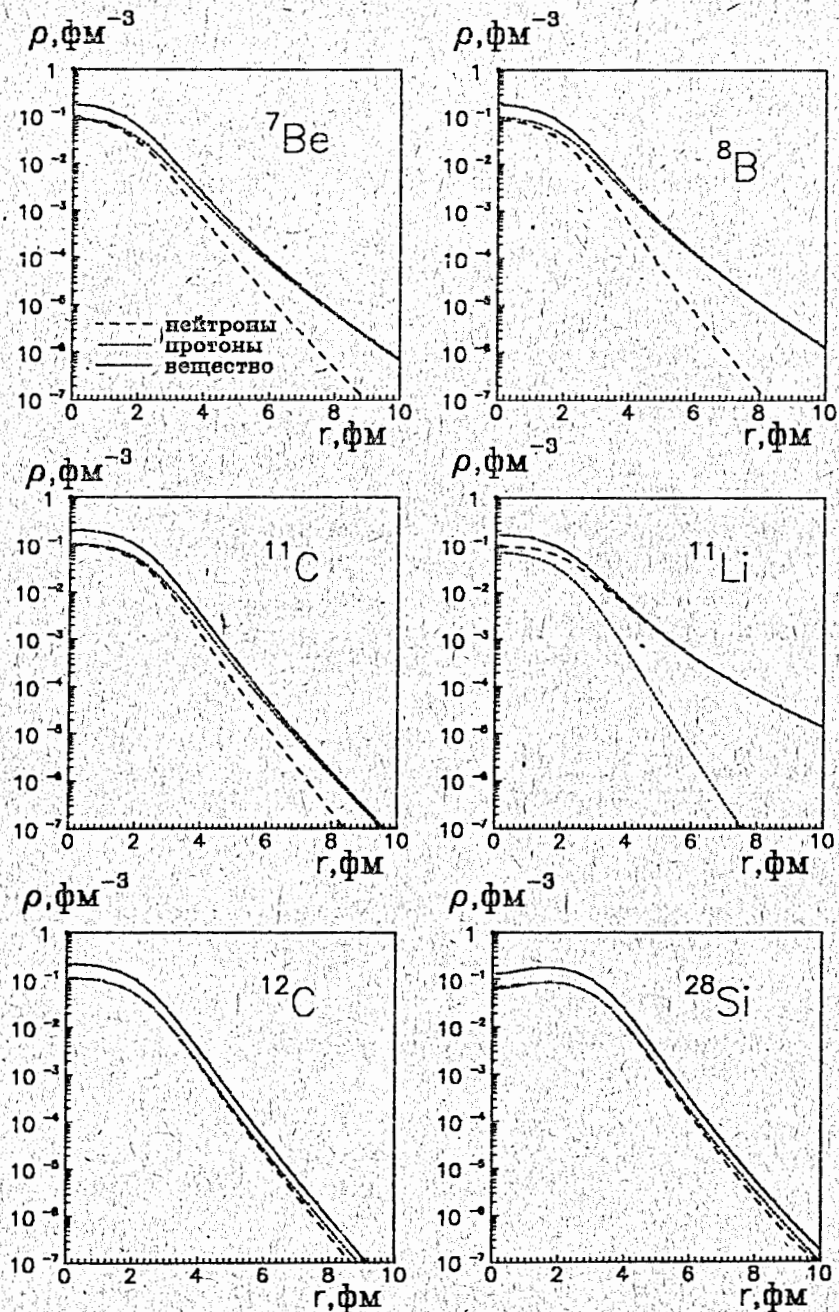


Рис.1. Плотности распределения нейтронов, протонов и вещества в ядрах

нием. Для рассеяния  $^{11}\text{Li}$  на  $^{28}\text{Si}$  оно составляло  $1,5^\circ$  [3], а для  $^7\text{Be}$  и  $^8\text{B}$  на  $^{12}\text{C}$  зависело от углового диапазона [4]. В связи с этим теоретические сечения, рассчитанные в рамках модифицированной нами версии ECIS-88, были получены в виде некогерентной суммы (сплошные линии) сечений упругого (точечные линии) и неупругого (штриховые линии) рассеяний. Для расчета сечений неупругого рассеяния формфактор неупругого перехода был взят в виде  $\alpha_L(dU/dR)$ . Значения динамических деформационных длин  $\alpha_L$  для  $^{12}\text{C}$  и  $^{28}\text{Si}$  взяты, соответственно, из [30] и [31]. Учитывались возбуждения первых состояний  $2^+$  в  $^{12}\text{C}$  ( $E_x = 4,44$  МэВ) и  $^{28}\text{Si}$  ( $E_x = 1,78$  МэВ). Для сравнения с экспериментальными данными вычисленные сечения усреднялись по углам с гауссовой весовой функцией, параметры которой отвечали угловому разрешению эксперимента.

С целью апробации данного подхода первоначально был проведен анализ угловых распределений для неэкзотических сталкивающихся ядер. В качестве примера на рис. 2 в верхнем левом углу показаны экспериментальные и вычисленные сечения рассеяния  $^{12}\text{C}$  с энергией 20 МэВ/нуклон на ядре-мишени  $^{12}\text{C}$ . Из-за ограниченного углового диапазона, в котором выполнены измерения, и значительных в ряде случаев экспериментальных погрешностей в данной работе не проводилась минимизация по методу  $\chi^2$ , а рассчитывались сечения для некоторого набора параметров  $N_w$  и  $\alpha$ . Далее из расчетных кривых визуально отбирались те, которые наилучшим образом воспроизводят экспериментальные распределения. Для системы  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  экспериментальные данные получены в [12]. Оптимальные значения параметров мнимой части ОП  $N_w$  и  $\alpha$  получились, соответственно, равными 0,3 и 0,03. Можно видеть, что теоретический расчет хорошо воспроизводит экспериментальные данные во всем измеренном угловом диапазоне. Сечения неупругого рассеяния дают существенный вклад лишь с угла  $\Theta = 12^\circ$ , частично заполняя при этом минимумы в сечении упругого рассеяния.

На рис. 2 приведены также экспериментальные данные и результаты расчета для систем  $^{11}\text{Li}+^{28}\text{Si}$  ( $N_w = 0,25$ ,  $\alpha = 0,03$ ),  $^7\text{Be}+^{12}\text{C}$  ( $N_w = 0,5$ ,  $\alpha = 0$ ) и  $^8\text{B}+^{12}\text{C}$  ( $N_w = 0,5$ ,  $\alpha = 0,06$ ). Можно видеть, в целом, удовлетворительное описание экспериментальных сечений. В случае  $^{11}\text{Li}+^{28}\text{Si}$  воспроизводится пологий характер зависимости  $\sigma/\sigma_R$  от угла рассеяния и величина этого отношения,

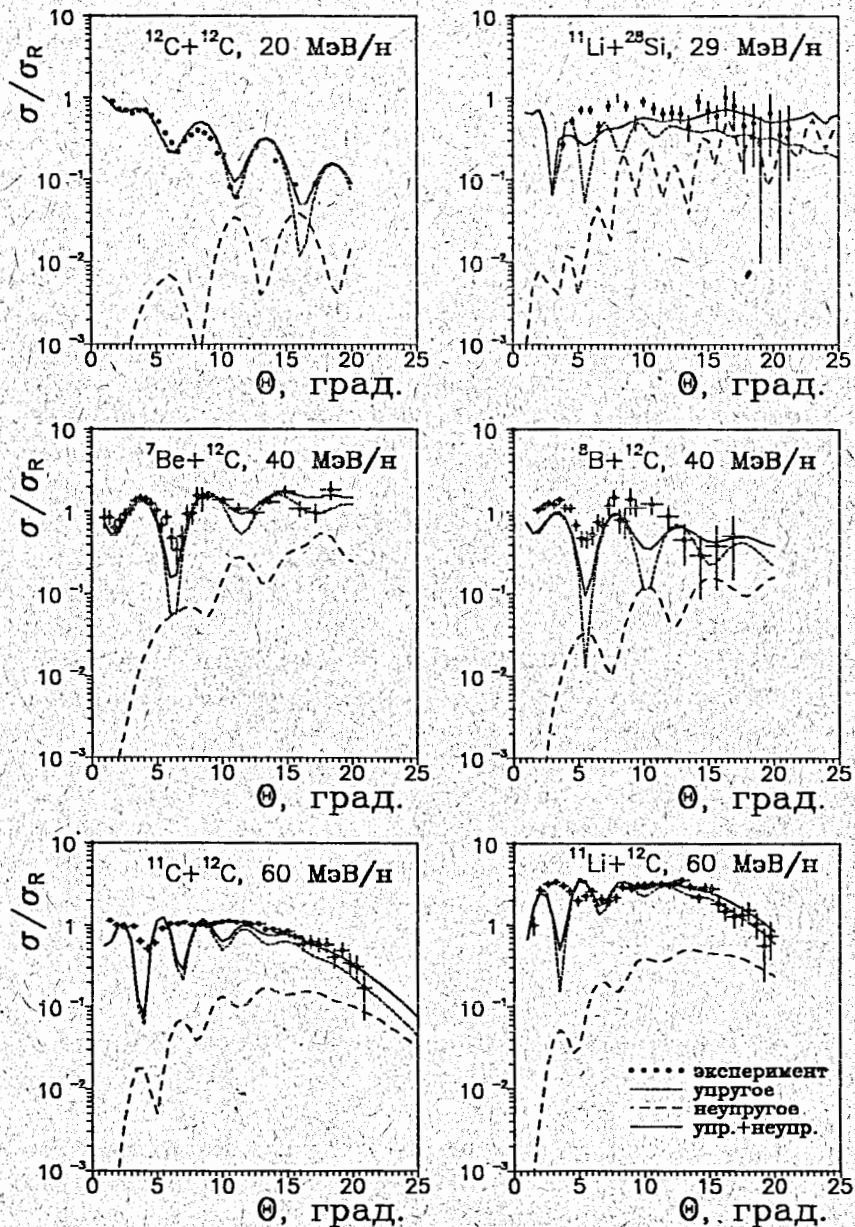


Рис.2. Сечения квазиупругого рассеяния легких ядер

близкая к единице. Квазиупругое рассеяние  ${}^7\text{Be}$  на  ${}^{12}\text{C}$  хорошо описывается во всем угловом диапазоне с одним свободным параметром  $N_w$ , а в случае рассеяния  ${}^8\text{B}$  несколько занижено сечение при малых углах и в районе угла рассеяния  $\Theta = 12^\circ$ . Качество описания экспериментальных данных в настоящей работе не уступает достигнутому ранее [3,4], но при этом используется одно и то же эффективное взаимодействие без перенормировки реальной части ОП, а параметры  $N_w$  и  $\alpha$  не претерпевают сильных изменений.

В нижней части рис. 2 показаны экспериментальные данные и результаты расчета для рассеяния  ${}^{11}\text{Li}$  и  ${}^{11}\text{C}$  с энергией 60 МэВ/нуклон на  ${}^{12}\text{C}$ . Для обоих случаев расчет выполнен при  $N_w = 0,3$  и  $\alpha = 0,05$ . Экспериментальные данные взяты из работы [13], где они анализировались в рамках фолдинг-модели с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием DDM3Y, при этом использовался комплексный фактор  $N = 1,175 + 0,725i$ . Качество описания экспериментальных угловых распределений оказалось практически одинаковым в настоящей работе и в [13]. В рассеянии изобар  ${}^{11}\text{Li}$  и  ${}^{11}\text{C}$  на  ${}^{12}\text{C}$  при одной и той же энергии 60 МэВ/нуклон обнаруживается заметное различие: если для  ${}^{11}\text{Li}$  отношение  $\sigma/\sigma_R$  существенно превышает единицу в диапазоне углов рассеяния вплоть до  $\Theta_{c.m.} \sim 15^\circ$ , то для  ${}^{11}\text{C}$  это отношение близко к единице. Теоретические расчеты, в целом, воспроизводят это различие, что указывает на важность эффекта гало в  ${}^{11}\text{Li}$ , приводящего к усилению рефракционного рассеяния [32].

**4.3 Сечения реакций.** Важнейшей характеристикой, к которой чувствительна модель описания реакции, является сечение реакции ( $\sigma_r$ ). В таблице 2 приведены сечения реакции, вычисленные в рамках данного подхода. Они сравниваются с экспериментальными значениями и результатами, полученными в предыдущих анализах. Для  ${}^{11}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$   $\sigma_r$  оказалось больше значения, найденного теоретически в [3], но в 1,5-раза меньше экспериментального. Для  ${}^{11}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$  наше сечение больше рассчитанного в [13] и ближе к эксперименту. В случае  ${}^7\text{Be}$  значение  $\sigma_r$ , полученное нами, всего на 8% отличается от полученного в [4]. Наконец для системы  ${}^8\text{B} + {}^{12}\text{C}$   $\sigma_r$  равно 1200 мб. Значение разности сечений реакции для  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  составляет 100 мб, что близко к извлеченному из эксперимента ( $\sim 80$  мб) и полученному в предыдущем анализе [4]. Таким образом, в настоящем подходе в рамках единой схемы удастся, наряду с



удовлетворительным описанием угловых распределений, получить во всех случаях разумные значения сечений реакций  $\sigma_r$ . Это обстоятельство позволяет утверждать, что проведенный микроскопический анализ поддерживает вывод о существовании нейтронного гало в  $^{11}\text{Li}$  и протонной шубы в  $^8\text{B}$  и  $^7\text{Be}$ .

Таблица 2. Полные сечения реакций (мб)

Реакция (E/A)	Теория	Теория (наст. работа)	Эксперимент
$^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ (29 МэВ/н)	1402 [3]	1970 ( $N_w = 0, 25, \alpha = 0, 03$ )	$2947 \pm 386$ [34]
$^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ (60 МэВ/н)	1350 [13]	1488 ( $N_w = 0, 30, \alpha = 0, 05$ )	$1600$ [13] <sup>†</sup>
$^{11}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (60 МэВ/н)	—	1280 ( $N_w = 0, 30, \alpha = 0, 05$ )	—
$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (20 МэВ/н)	1453 [35]	1486 ( $N_w = 0, 30, \alpha = 0, 03$ )	—
$^7\text{Be} + ^{12}\text{C}$ (40 МэВ/н)	1026 [4]	1102 ( $N_w = 0, 50, \alpha = 0, 0$ )	$738 \pm 9$ [21] <sup>†</sup>
$^8\text{B} + ^{12}\text{C}$ (40 МэВ/н)	1104 [4]	1201 ( $N_w = 0, 50, \alpha = 0, 06$ )	$784 \pm 14$ [21] <sup>†</sup>

<sup>†</sup> Оценка, основанная на систематике данных [33].

<sup>‡</sup> Эти значения получены при энергии 790 МэВ/нуклон.

## 5. Заключение

1. Выполнен микроскопический анализ квазиупругого рассеяния легких экзотических ядер на мишенях  $^{12}\text{C}$  и  $^{28}\text{Si}$  для энергий налетающих частиц от 30 до 60 МэВ/нуклон.

2. Оптические потенциалы построены в рамках фолдинг-модели на основе полного МЗУ-эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия и нуклонных плотностей, вычисленных методом функционала плотности с единым набором параметров для всех сталкивающихся ядер.

3. Разумное описание угловых распределений и полных сечений реакций получено без перенормировки реальной части потенциала.

4. Микроскопический анализ подтверждает существование нейтронного гало в  $^{11}\text{Li}$  и протонной шубы в  $^8\text{B}$  и  $^7\text{Be}$ .

5. В некоторых случаях остается заметное расхождение между теоретическими и экспериментальными угловыми распределениями, особенно в области малых углов. Причина такого расхождения может быть связана с тем, что форма потенциала поглощения может отличаться от формы, заданной нами. Расчет мнимой части оптического потенциала в многоканальном подходе с учетом возбужденных состояний ядра-мишени и частицы-снаряда может улучшить ситуацию. Кроме того, реальная часть ОП рассчитана в первом порядке по эффективному взаимодействию. Легкие экзотические ядра являются слабосвязанными системами, так что процессы развала могут давать существенный вклад в члены второго порядка по эффективным силам в ОП, особенно в поверхностной области, что может приводить к существенным поправкам в сечениях рассеяния. Можно ожидать улучшения описания экспериментальных данных при использовании более реалистического эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия: учета его зависимости от плотности распределения вещества, а также спин-орбитальных и тензорных компонент. Небольшие поправки могут возникнуть при учете диффузности в распределении заряда и обмена в кулоновском взаимодействии [36].

6. Возможности (квази)упругого рассеяния легких экзотических ядер, как индикатора их свойств, представляются неисчерпанными. Отметим два наиболее перспективных направления. Во-первых, измерение угловых распределений в более широких угловом и энергетическом диапазонах и возможное обнаружение феномена ядерной радуги (см. также [37]) позволит получить новую информацию о свойствах потенциала на малых расстояниях и роли обменных корреляций. Во-вторых, недавно было установлено существен-

ное усиление изоспиновой зависимости потенциалов для легких экзотических ядер [10]. В связи с этим представляет интерес изменение сечений рассеяния для двух изобар, включая экзотические ядра, на ядрах-мишенях с  $N \neq Z$  (см. также [38]). Сравнительный анализ таких экспериментальных данных может дать новую информацию о свойствах нейтронного (протонного) гало и изоспиновых эффектах в экзотических ядрах.

## Литература

1. I. Tanihata, Proc. Inter. School-Seminar on Heavy Ion Physics (Dubna, Russia, 10-15 May 1993), Ed. Yu. Ts. Oganessian et al., JINR, Dubna, Vol.1, P.3; Nucl. Phys. **A520**, 411c (1990).
2. C.A. Bertulani, L.F. Canto, M.S. Hussein, Phys. Rep., **226**, 281 (1993).
3. M. Lewitowicz, C. Borcea, F. Carstoiu et al., Nucl. Phys., **A562**, 301 (1993).
4. I. Pecina, R. Anne, D. Bazin et al., Preprint GANIL, P.94, 22 (1994).
5. A.M. Kobos et al., Nucl. Phys., **A384**, 65 (1982).
6. A.M. Kobos et al., Nucl. Phys., **A425**, 205 (1984).
7. J.-P. Jeukenne, A. Lejeune, C. Mahaux, Phys. Rev., **C16**, 80 (1977).
8. Dao Tien Khoa, O.M. Knyazkov, Z. Phys., **A328**, 67 (1987).
9. O.M. Knyazkov, A.A. Kolozhvari, I.N. Kuchkina, Proc. Inter. School-Seminar on Heavy Ion Physics (Dubna, Russia, 10-15 May 1993), Ed. Yu. Ts. Oganessian et al., JINR, Dubna, Vol.2, P.126.
10. O.M. Knyazkov, A.A. Kolozhvari, I.N. Kuchkina, IY Intern. Conf. Selected Topics on Nuclear Structure, Dubna, Russia, July 5-9, 1994, Contr., P.61.  
O.M. Князьков, А.А. Коложвари, И.Н. Кухтина, С.А. Фаянс, Препринт ОИЯИ, P7-95-175, Дубна, 1995; Ядерная физика (в печати).
11. A.B. Смирнов, С.В. Толоконников, С.А. Фаянс, ЯФ, **48**, 1661 (1988).
12. H.G. Bohlen et al., Z. Phys., **A322**, 241 (1985).

13. J.J. Kolata, M. Zahar, R. Smith et al. Phys. Rev. Lett. **69**, 2631 (1992).
14. G.R. Satchler, W.G. Love, Phys. Rep., **55**, 183 (1979).
15. A.K. Chaudhari, B. Sinha, Nucl. Phys., **A455**, 169 (1986).
16. G.E. Bertsch, J. Borysowicz, McManus et al., Nucl. Phys., **A284**, 399 (1977).
17. S.A. Fayans, A.P. Platonov, G. Graw, D. Hofer, Nucl. Phys. **A577**, 557 (1994); А.П. Платонов, С.А. Фаянс, ЯФ, **55**, 2030 (1992).
18. S.A. Fayans, S.V. Tolokonnikov, E.L. Trykov, D. Zawischa, Phys. Lett., **B338**, 1 (1994).
19. H. Feshbach, Ann. Phys., **5**, 357 (1958).
20. J. Raynal, Phys. Lett. **B196**, 7 (1987).
21. I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett., **55**, 2676 (1985).
22. I. Tanihata, T. Kobayashi, O. Yamakawa et al., Phys. Lett., **B206**, 592 (1988).
23. I. Tanihata, T. Kobayashi, T. Suzuki et al., Phys. Lett., **B287**, 307 (1992).
24. G.F. Bertsch, B.A. Brown, H. Sagawa, Phys. Rev., **C39**, 1154 (1981).
25. S.A. Fayans, Phys. Lett., **B267**, 443 (1991).
26. M.V. Zhukov, B.V. Danilin, D.V. Fedorov et al., Phys. Rep. **231**, 151 (1993).
27. A. Cs6t6, Phys. Lett., **B315**, 24 (1993).
28. D. Baye, P. Descouvemont, N.K. Timofeyuk, Nucl. Phys., **A577**, 624 (1994).
29. T. Minamisono, T. Ohtsubo, I. Minami et al., Phys. Rev. Lett., **69**, 2058 (1992).
30. S. Raman, C.W. Nestor et al. At. Data Nucl. Data Tables **42**, 1 (1989).
31. A. Nadasen et al. Phys. Rev. **C39**, 536 (1989).

32. G.R. Satchler, K.W. McVoy, M.S. Hussein, Nucl. Phys. **A522**, 621 (1991).
33. K. Yabana et al., Nucl. Phys. **A539**, 295 (1992).
34. A.C.C. Villari et al., Phys. Lett., **B268**, 345 (1991).
35. M.E. Brandan and G.R. Satchler, Nucl. Phys. **A487**, 477 (1988).
36. С.А. Гончаров, О.М. Князьков, А.А. Коложвари, Препринт НИИЯФ МГУ-95-15/379, Москва, 1995.
37. С.А. Гончаров, А.А. Оглоблин, ЯФ, **56**, 40 (1993).
38. J.B.A. England, L. Zybert et al., Nucl. Phys. **A475**, 422 (1987).

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 августа 1995 года.