

## СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СТРУКТУРА ЛЕГКИХ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР

*О.М.Князьков*

Санкт-Петербургский государственный университет

*И.Н.Кухтина*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*С.А.Фаянс*

РНЦ "Курчатовский институт", Москва

ВВЕДЕНИЕ	870
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ	873
Параметризация сечений	873
Макроскопическая оптическая модель	874
Полумикроскопическая оптическая модель	875
Глауберовское приближение	877
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ АНАЛИЗ	880
Изотопы He	880
Изотопы Li	885
Изотопы Be и B	892
Изотопы Na	899
Изобары с $A = 17$ и $A = 20$	900
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	905

## СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СТРУКТУРА ЛЕГКИХ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР

*О.М.Князьков*

Санкт-Петербургский государственный университет

*И.Н.Кухтина*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*С.А.Фаянс*

РНЦ "Курчатовский институт", Москва

В обзоре представлены полученные за последнее время экспериментальные данные по полным сечениям реакций и сечениям взаимодействия для легких экзотических ядер. Даны описания различных подходов — феноменологических и полумикроскопических — к вычислению этих величин. Для большой группы ядер проводится анализ среднеквадратичных радиусов распределения нейтронов, протонов и вещества, извлекаемых из сравнения с экспериментальными данными. Обсуждаются возможные кандидаты в ядра с нейтронным или протонным гало. Даны предложения по проведению новых экспериментов с легкими экзотическими ядрами.

A review is given of the recently obtained experimental data on the total reaction cross sections and interaction cross sections for light exotic nuclei. Microscopic approaches — both phenomenological and semi-microscopical — aimed to calculate these quantities are discussed. For variety of the projectile-target combinations the root-mean-square radii of the neutron, proton and matter distributions extracted from the comparison of the calculated cross sections with the experimental ones are analysed. Possible candidates to the neutron or proton halo nuclei are discussed. Some future experiments in this field are suggested.

### ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное использование радиоактивных пучков за последние 15 лет привело к установлению ряда необычных свойств легких экзотических ядер, т.е. ядер, удаленных от линии  $\beta$ -стабильности, но с характеристиками, резко отличающимися от ожидаемых из систематики (см., например, обзоры [1–7] и ссылки в них). Одной из важнейших характеристик взаимодействия легких экзотических ядер со стабильными ядрами-мишенями являются сечение взаимодействия  $\sigma_I$  или полные сечения реакций  $\sigma_R$ . Именно с измерения  $\sigma_I$  в пионерской работе [8] началось экспериментальное исследование легких экзотических ядер. На основе анализа измеренных сечений взаимодействия

для изотопов He, Li и Be при энергии 790 МэВ/нуклон как в рамках эмпирического подхода, так и в глауберовском приближении был сделан вывод [8–11] о значительной протяженности нейтронной плотности в нейтроноизбыточных изотопах этих ядер, что позволило выдвинуть гипотезу о возможном существовании в некоторых из них так называемого нейтронного гало. Дальнейшие исследования показали, что ситуация с нейтронным гало может действительно реализовываться в ядрах  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$  и  ${}^{11}\text{Be}$ . В работе [12] получено указание на существование аналогичного явления в  ${}^8\text{B}$ , в ядре с протонным избытком. Последующие измерения  $\sigma_I$  проводились как с расширением энергетического диапазона частиц-снарядов, так и с расширением набора их массовых чисел. Полные сечения реакций  $\sigma_R$  при промежуточных энергиях ( $E/A < 100$  МэВ/нуклон) были измерены в [13–17]. Впервые такие измерения выполнены в работе [13], где получены полные сечения реакций для  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$  и других экзотических ядер при энергии (30÷40) МэВ/нуклон. Для изотопов  ${}^{8,9,11}\text{Li}$  сечения  $\sigma_R$  были измерены при энергии 80 МэВ/нуклон в [14,15], а в [16] и [17] — для ядер  ${}^{4,6,8}\text{He}$ ,  ${}^{6-9,11}\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  при энергии 20÷60 МэВ/нуклон. Измерения полных сечений реакций для  ${}^8\text{B}$  в интервале энергий 10÷40 МэВ/нуклон проводились в [18]. Параллельно продолжались исследования при высоких энергиях частиц-снарядов. Сечения взаимодействия для  ${}^{15}\text{B}$ ,  ${}^{9,10,15}\text{C}$ ,  ${}^{13}\text{N}$  и  ${}^{14,15}\text{O}$  при энергии 730 МэВ/нуклон измерены в [19], а в [20] проведены повторные измерения  $\sigma_I$  для  ${}^8\text{B}$  при энергии 790 МэВ/нуклон. В большинстве случаев измерения проводились на углеродной или кремниевой мишени.

В последние годы измерения сечений взаимодействия легких экзотических ядер со стабильными ядрами не ограничивались изотопами He, Li, Be и B, а были расширены на более тяжелые ядра. В работе [21] измерены сечения  $\sigma_I$  для изотопов Na с массовыми числами  $A = 20 - 23$  и  $A = 25 - 32$ . Проведенный анализ этих экспериментальных данных позволил выдвинуть гипотезу [21,22] о существовании нейтронного гало также и в изотопах Na, обладающих большим избытком нейтронов. Вслед за ядром  ${}^8\text{B}$  в качестве кандидатов в ядра с протонным гало рассматривались нейтронодефицитные изотопы фосфора. Экспериментальное исследование изотопов  ${}^{26,27}\text{P}$ , включая измерение полных сечений реакций при энергии 65 МэВ/нуклон [23], качественно подтвердило гипотезу [24] о существовании в этих ядрах протонного гало. Измерения  $\sigma_R$  для нейтроноизбыточных нестабильных ядер  $f - p$ -оболочки при энергии (50—70) МэВ/нуклон были проведены в [25]. Анализ полученных экспериментальных данных показал существенную зависимость сечений и, соответственно, радиусов распределения материи в ядрах от соотношения числа нейтронов и протонов. В этой связи представляются чрезвычайно важными измерения сечений взаимодействия для цепочек ядер-изобар. В работе [26] такие измерения были выполнены для изобар с  $A = 17$  при энергии 700 МэВ/нуклон, а в [27] — для изобар с  $A = 20$  при энергии

950 МэВ/нуклон. Вышеизложенное перечисление ограничивается основными экспериментальными работами и не претендует на исчерпывающую полноту.

Анализ экспериментальных данных по  $\sigma_I$  ( $\sigma_R$ ) осуществлялся, как правило, в рамках трех основных подходов: эмпирическом, оптико-модельном и основанном на теории Глаубера [28]. В эмпирическом подходе применялись либо геометрические представления о взаимодействии двух сталкивающихся ядер при высоких энергиях [8], либо модель сильного поглощения, в которой параметризация сечений проводилась в соответствии с формулой Коха [29] или ее модификациями. Стандартная оптическая модель (ОМ) оказалась в большинстве случаев неприемлемой для описания взаимодействия легких экзотических ядер со стабильными ядрами, и поэтому использовался полумикроскопический вариант ОМ [30], в котором входными данными для расчета сечений являлись плотности распределения вещества в сталкивающихся ядрах и эффективные нуклон-нуклонные силы. Наиболее популярным в анализе экспериментальных данных по сечениям взаимодействия является подход, основанный на глауберовском приближении. Первый такой анализ был проведен в работе [9]. Основная информация, извлекаемая из экспериментальных сечений, это радиусы сильного поглощения (в эмпирическом подходе) и среднеквадратичные радиусы распределения вещества, нейтронов и протонов в полумикроскопических подходах (в модели свертки и в глауберовском приближении). В том случае, когда плотности вычисляются в рамках ядерно-структурных моделей, появляется возможность апробации таких моделей при сравнении экспериментальных сечений с теоретическими. Различные подходы использовались при расчете ядерных плотностей. Среди них отметим метод функционала плотности [31], в рамках которого на единой основе вычисляются нейтронные и протонные плотности как для ядра-мишени, так и для частицы-снаряда.

Настоящий обзор посвящен анализу основных экспериментальных данных по сечениям взаимодействия (полным сечениям реакций) легких экзотических ядер. В первом разделе представлены теоретические подходы к построению сечений: эмпирический подход, включая параметризацию Коха; различные варианты модели свертки; глауберовское приближение и особенности его применения к анализу экспериментальных данных при промежуточных и высоких энергиях. Во втором разделе представлены экспериментальные сечения взаимодействия для изотопов He, Li, Be, B, Na и изобар с  $A = 17$  и  $A = 20$ , и дан их анализ. Обсуждаются особенности распределения нейтронов и протонов в этих ядрах, а также возможности ядерно-структурных моделей. В заключении представлены основные результаты и выводы, рассмотрены дальнейшие возможности изучения свойств легких экзотических ядер с использованием экспериментов по измерению сечений взаимодействия и исследованию ядерных реакций с нестабильными ядрами.

## 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

**1.1. Параметризация сечений.** Исходя из геометрических соображений о взаимодействии двух сталкивающихся ядер при высокой энергии, сечение взаимодействия можно записать в следующем виде:

$$\sigma_I(p, t) = \pi [R_I(p) + R_I(t)]^2. \quad (1)$$

Здесь и далее  $p$  и  $t$  относятся, соответственно, к частице-снаряду и ядру-мишени. Зная величины  $R_I(t)$  из описания взаимодействия стабильных ядер, на основе формулы (1), сравнивая  $\sigma_I(p, t)$  со значением  $\sigma_I$ , полученным в эксперименте, можно определить  $R_I(p)$ . Таким способом и было обнаружено впервые [8,9] отклонение поведения  $R_I(p)$  для легких экзотических ядер от закона  $A^{1/3}$ . Представление (1) есть простейшее представление для  $\sigma_I$ , не учитывающее многих факторов.

Более реалистическая параметризация сечений взаимодействия, так называемая параметризация Коха, была предложена в [29]:

$$\sigma_I = \pi r_0^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} + a \frac{A_p^{1/3} \cdot A_t^{1/3}}{A_p^{1/3} + A_t^{1/3}} - C(E))^2 (1 - \frac{B}{E_{cm}}). \quad (2)$$

Здесь  $A_p, A_t$  — массовые числа,  $B$  — энергия кулоновского барьера,  $E_{cm}$  — энергия сталкивающихся ядер в системе центра масс. Параметр  $a$ , а также численные значения  $C(E)$  определяются из анализа взаимодействия стабильных ядер в широком энергетическом диапазоне. Кулоновский барьер в первом приближении может быть рассчитан на основе рассмотрения взаимодействия двух заряженных сфер. Более громоздкая параметризация для  $B$  предложена в [32]. В отличие от (1), при построении формулы (2) не используется приближение сепарабельности по частице-снаряду и ядру-мишени, и в ней учтены кулоновские эффекты и энергетическая зависимость. В силу этого выражение (2) носит более универсальный характер, так что его можно применять как при высоких энергиях, так и при низких. Сравнение сечения  $\sigma_R$ , вычисленного по формуле (2), с экспериментальным значением позволяет определить величину  $r_0$ , которая, в соответствии с моделью сильного поглощения, имеет смысл параметра радиуса сильного поглощения. Таким способом были определены величины  $r_0$  для многих легких экзотических ядер.

Помимо (2) используются и более громоздкие параметризации  $\sigma_R$  (см., например, [18]). В них учитывается различие между радиусами сильного поглощения для частицы-снаряда и ядра-мишени, вводится дополнительная зависимость от энергии  $\propto E_{cm}^{-1/3}$ , а также зависимость от числа протонов и нейтронов в сталкивающихся ядрах.

Анализ экспериментальных сечений на основе параметризаций типа (2) позволяет установить общие геометрические свойства легких экзотических ядер и потенциалов их взаимодействия со стабильными ядрами, но не дает возможности определить распределение вещества в ядре и, в частности, выявить различия в распределении протонов и нейтронов.

**1.2. Макроскопическая оптическая модель.** Стандартный оптический потенциал (ОП) феноменологической оптической модели имеет следующий вид:

$$U_{\text{opt}}(r) = -V_R f_R(r) - iW_v F_I(r) + 4ia_I W_s (d/dr) f_I(r) + \\ + 2(\pi/m_\pi c)^2 \frac{1}{r} (d/dr) V_{Ls} f_s(r) (\vec{L}\vec{S}) + V_{\text{coul}}(r), \quad (3)$$

$$R_i = r_i A^{1/3}, \quad f_i = (1 + \exp((r - R_i)/a_i))^{-1}, \quad (3a)$$

$$i = R, I, LS.$$

Здесь первые слагаемые — центральная часть вещественного потенциала, второе и третье — потенциалы объемного и поверхностного поглощения, следующее слагаемое — спин-орбитальный член. Последнее слагаемое в (3) обычно берется в виде кулоновского взаимодействия двух заряженных сфер.

На основе потенциала  $U_{\text{opt}}(r)$  могут быть построены стандартным образом элементы  $S$ -матрицы и полное сечение реакций:

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1) (1 - |S_l|^2). \quad (4)$$

Суммирование в (4) проводится по всем каналам реакций. Отметим, что при высоких энергиях в эксперименте измеряется не  $\sigma_R$ , а сечение взаимодействия  $\sigma_I$ . Различия между  $\sigma_R$  и  $\sigma_I$  обусловлены вкладом неупругого рассеяния. По оценкам эти различия при высоких энергиях составляют 5—10%. Теоретически (как в ОМ, так и в глауберовском приближении) вычисляются  $\sigma_R$ , что следует иметь в виду при сравнении рассчитанных сечений взаимодействия с экспериментальными при высоких энергиях.

Выражение (3) содержит много параметров (от девяти до двенадцати), поэтому расчеты  $\sigma_R$  в макроскопической ОМ могут обладать предсказательной силой только в том случае, если параметры ОП определены из анализа соответствующих угловых распределений упругого рассеяния. К сожалению, к настоящему времени выполнено мало измерений, в которых одновременно были бы получены и  $\sigma_R$ , и дифференциальные сечения упругого рассеяния для легких экзотических ядер. С другой стороны, для таких ядер макроскопическая ОМ редко приводит к успешному описанию экспериментальных данных (см. обзор [7] и ссылки в нем). Это связано с тем, что в формуле (3)

радиальная зависимость всех формфакторов фиксирована и является зависимостью Саксона — Вудса. Однако уже для нуклонов и  $\alpha$ -частиц было показано [33,34], что форма потенциала, построенного на основе эффективных сил, отличается от формы Саксона — Вудса. В силу сказанного макроскопическая ОМ для анализа  $\sigma_R$  для легких экзотических ядер использовалась только в отдельных случаях [16,35–37].

**1.3. Полумикроскопическая оптическая модель.** В ряде работ [35,39–41,18] для анализа  $\sigma_R$  применялись потенциалы двойной свертки в рамках полумикроскопической оптической модели. Такие потенциалы для описания взаимодействия двух составных частиц строятся по следующей схеме. В первом порядке по эффективным силам потенциал взаимодействия двух сталкивающихся ядер может быть представлен в виде суммы:

$$U(\vec{R}) = U^E(\vec{R}) + U^D(\vec{R}), \quad (5)$$

где  $U^D(\vec{R})$  — ”прямой” потенциал модели двойной свертки [42]:

$$U^D(\vec{R}) = \int \int \rho^{(1)}(\vec{r}_1) V^D(\vec{s}) \rho^{(2)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (6)$$

Здесь  $V^D(\vec{s})$  — прямая компонента эффективного взаимодействия, а  $\vec{s} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 + \vec{R}$ ,  $\rho^{(i)}(\vec{r}_i)$  — плотности сталкивающихся ядер ( $i = 1, 2$ ). Основной вклад в ”обменный” потенциал  $U^E(\vec{R})$  дают эффекты однонуклонного обмена, которые могут быть описаны в формализме матрицы плотности [43]:

$$U^E(\vec{R}) = \int \int \rho^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_1 + \vec{s}) V_E(\vec{s}) \rho^{(2)}(\vec{r}_2, \vec{r}_2 - \vec{s}) \exp(i\vec{k}(\vec{R})\vec{s}/\eta) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (7)$$

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

$$k^2(\vec{R}) = (2m\eta/\hbar^2)(E - U(\vec{R}) - V_c(\vec{R})), \quad (8)$$

где

$$\eta = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}, \quad (8a)$$

$A_i (i = 1, 2)$  — массовые числа ядер, а  $V_c(\vec{R})$  — кулоновский потенциал. Детальнее схема вычисления  $U^E(\vec{R})$  изложена, например, в работе [7].

Как следует из формул (6),(7), входными данными для расчета потенциалов двойной свертки являются эффективные нуклон-нуклонные силы и

матрицы плотности сталкивающихся ядер, причем последние, с использованием формализма разложения матрицы плотности [44], могут быть сведены к диагональным, в координатном представлении, плотностям.

В качестве эффективных нуклон-нуклонных сил обычно применяются так называемые МЗУ эффективные взаимодействия, основанные на  $G$ -матричных элементах потенциала Риды — Эллиота [45], либо парижского потенциала [46]. Для описания взаимодействия стабильных ядер применялись также МЗУ-взаимодействия, зависящие от плотности распределения вещества в ядрах (см. обзор [47] и ссылки в нем), при этом зависимость от плотности учитывалась в виде фактора

$$V(\vec{s}, \rho) = V(\vec{s})F(\rho). \quad (9)$$

Однако выбор этого фактора оказывает заметное влияние практически только на угловые распределения упругого рассеяния при средних углах. Угловые распределения для легких экзотических ядер получены пока, к сожалению, лишь в диапазоне до  $20^\circ$ , и, как показано в [48], эти угловые распределения нечувствительны к выбору  $F(\rho)$ . Кроме того, зависимость от плотности эффективных сил слабо влияет на  $\sigma_R$ . Поэтому, на данном этапе, для анализа  $\sigma_R$  легких экзотических ядер представляется разумным использовать в (6) и (7) эффективные силы, не зависящие от плотности.

При явном учете эффектов однонуклонного обмена берется полное МЗУ-взаимодействие, т.е. обменные и прямые, изоскалярные и изовекторные компоненты. Существует приближенная версия использования МЗУ-сил, в которой, с целью эффективного учета принципа Паули, вместо обменного члена, к прямой компоненте  $V^D(\vec{s})$  добавляется псевдопотенциал нулевого радиуса действия [30] с учетом фактора  $F(\rho)$  зависимости от плотности [49]. Соответствующее взаимодействие получило название DDMЗУ-взаимодействия. Альтернативой к DDMЗУ-взаимодействию является так называемое JLM-взаимодействие [50], в котором эффекты запрета Паули также учитываются неявным образом, и наряду с этим оно содержит мнимую часть, что в моделях свертки приводит к комплексному ОП. Приближенные версии модели двойной свертки использовались для анализа взаимодействия легких экзотических ядер со стабильными ядрами в работах [18,35,38].

Помимо эффективных нуклон-нуклонных сил в схему расчета потенциалов входят нуклонные плотности. Для вычисления потенциалов в изоскалярном и изовекторном каналах удобно ввести изоскалярные и изовекторные плотности:

$$\rho_0^{(i)}(\vec{r}) = \rho_n^{(i)}(\vec{r}) + \rho_p^{(i)}(\vec{r}), \quad (10)$$

$$\rho_1^{(i)}(\vec{r}) = \rho_n^{(i)}(\vec{r}) - \rho_p^{(i)}(\vec{r}). \quad (11)$$

Протонные и нейтронные плотности могут быть параметризованы, либо вычислены в рамках ядерно-структурных моделей. Сравнение вычисленных сече-



ний  $\sigma_R$  с экспериментальными данными позволяет в последнем случае апробировать ядерные модели, описывающие структуру легких экзотических ядер.

Полный оптический потенциал, кроме реальной части, должен включать в себя и мнимую часть, ответственную за поглощение налетающей частицы в неупругие каналы. Существуют три основных способа учета потенциала поглощения в полумикроскопической ОМ. В первом случае используется стандартная форма мнимой части ОП с радиальной зависимостью Саксона — Вудса:

$$W^{(1)}(R) = W_{WS}(R), \quad (12)$$

где правая часть может содержать как объемный, так и поверхностный член (см. формулу (3)). В этом случае в схеме анализа экспериментальных данных возникает много подгоночных параметров, что может вносить неопределенность в его результаты. Другой подход состоит в том, что потенциал поглощения выбирается пропорциональным вычисленной реальной части:

$$W^{(2)}(R) = iN_W U(R), \quad (13)$$

где  $N_W$  — единственный подгоночный параметр в потенциале поглощения. Однако формула (13) означает, что геометрия реальной и мнимой частей потенциала поглощения одна и та же, что может не отвечать физической реальности. Поэтому предполагается использовать для мнимой части ОП выражение [39]:

$$W^{(3)}(R) = i(N_W U(R) - \alpha_W R \frac{dU(R)}{dR}), \quad (14)$$

где  $U(R)$  — потенциал двойной свертки (5), а  $N_W$  и  $\alpha_W$  — параметры, характеризующие, соответственно, объемную и поверхностную части потенциала поглощения. Для того чтобы расчеты сечений реакций на основе потенциалов (5) и (14) обладали предсказательной силой, необходимо, как отмечалось в конце п.1.2, определить параметры  $N_W$  и  $\alpha_W$  из анализа угловых распределений упругого рассеяния, либо из систематик мнимой части ОП по соответствующим соседним изотопам.

В рамках многоканальной теории ядерных реакций потенциал поглощения является частью так называемого динамического поляризационного потенциала (ДПП) [47]. Имеется и реальная часть ДПП, которая существенна для описания угловых распределений упругого рассеяния [51], но оказывает незначительное влияние на  $\sigma_R$ , так что в анализе полных сечений реакций реальной частью ОП можно пренебречь.

**1.4. Глауберовское приближение.** При высоких энергиях взаимодействия сумма в (4) может быть заменена интегралом по прицельному параметру. В результате будем иметь

$$\sigma_R = 2\pi \int_0^\infty db \cdot b[1 - T(b)], \quad (15)$$

$$T(b) = |S(b)|^2. \quad (16)$$

Для промежуточных и высоких энергий хорошим приближением является оптический предел глауберовской теории [28]. В этом случае величина  $T(b)$  имеет следующий вид:

$$T(b) = \exp \left[ -\bar{\sigma}_{NN} \cdot \int \alpha^2 \vec{b}_1 \rho_z^{(1)}(\vec{b}_1) \rho_z^{(2)}(|\vec{b}_1 - \vec{b}|) \right], \quad (17)$$

$$\bar{\sigma}_{NN} = \frac{N_p N_t \sigma_{nn} + Z_p Z_t \sigma_{pp} + N_p Z_t \sigma_{np} + N_t Z_p \sigma_{np}}{A_p A_t}, \quad (18)$$

$$\rho_z^{(i)}(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_i((b^2 + z^2)^{1/2}) \quad i = 1, 2. \quad (19)$$

Формулы (15), (17)–(19) дают возможность рассчитать  $\sigma_R$  на основе информации об усредненных сечениях нуклон-нуклонного рассеяния и ядерных плотностях. Зависимость  $\sigma_{nn}$  и  $\sigma_{np}$  ( $\sigma_{pp} = \sigma_{nn}$ ) от энергии хорошо известна и параметризована. Обычно используется параметризация, предложенная в работе [52]. Если плотности параметризованы, то из сравнения теоретических сечений с экспериментальными можно извлечь информацию об используемых параметрах. В случае расчета плотностей можно провести апробацию ядерно-структурных моделей. Формулы (15), (17)–(19) не содержат свободных параметров, и в таком виде имеют преимущество перед оптико-модельными формулами для расчета  $\sigma_R$ . Однако выражение (17) дает  $\sigma_R$  в приближении нулевого радиуса действия нуклон-нуклонного взаимодействия и не учитывает многих других факторов. Рассмотрим эти факторы.

В работе [53] отмечается, что более реалистичным для  $T(b)$  является выражение, содержащее функцию, ответственную за конечный радиус нуклон-нуклонного взаимодействия. С введением этой функции  $T(b)$  приобретает следующий вид:

$$T(b) = \exp \left[ -\bar{\sigma}_{NN} \int d^2 \vec{b}_1 \int d^2 \vec{b}_2 f(|\vec{b}_1 - \vec{b}_2|) \rho_z^{(1)}(\vec{b}_1) \rho_z^{(2)}(|\vec{b}_2 - \vec{b}|) \right]. \quad (20)$$

Функция  $f(|\vec{b}_1 - \vec{b}_2|)$  имеет гауссовскую зависимость с параметром  $a$ . В соответствии с двухчастичной  $t$ -матрицей [54] для последнего принято в [53] значение  $a = 1$  фм. В пределе  $a \rightarrow 0$  (нулевой радиус действия)  $f(|\vec{b}_1 - \vec{b}_2|)$  становится  $\delta$ -функцией, и выражение (20) переходит в формулу (17). Учет конечного радиуса действия в (20) приводит к увеличению расчетных сечений примерно на 8% [53].

Формулы (17) и (20) справедливы в предположении, что амплитуда нуклон-нуклонного рассеяния вперед чисто мнимая, что может не выполняться даже при высоких энергиях [55]. В связи с этим используется комплексное выражение для  $\bar{\sigma}_{NN}$  [56]:

$$\bar{\sigma}_{NN} \rightarrow \bar{\sigma}_{NN}(i + \alpha_{NN}). \quad (21)$$

Здесь  $\alpha_{NN}$  — параметр, характеризующий отношение реальной и мнимой частей амплитуды  $NN$ -рассеяния вперед. Как показано в [57], сечение меняется незначительно (всего на 8 мб) при использовании значения  $\alpha_{NN}$  из [55].

Для легких экзотических ядер с преобладанием нейтронов или протонов существенную роль играют эффекты, связанные с различиями в распределении нейтронов и протонов в ядрах. В таком случае в формулу (17) или (20) вместо усредненного сечения  $\bar{\sigma}_{NN}$  нужно подставлять  $\sigma_{nn}$  и  $\sigma_{np}$  при соответствующей энергии и учитывать различия нейтронных и протонных плотностей; при этом выражение для  $T(b)$  становится несколько более громоздким. Эта процедура особенно важна при энергиях порядка 100 МэВ/нуклон, поскольку при этих энергиях  $\sigma_{nn}$  и  $\sigma_{np}$  различаются почти в три раза. Другой эффект, проявляющийся при низких энергиях, связан с кулоновским взаимодействием. В работе [52] была проведена соответствующая модификация глауберовских сечений.

До сих пор мы обсуждали факторы, учет которых не выводил за рамки оптического предела. Решение целого ряда проблем, связанных с учетом разного рода корреляций (обусловленных принципом Паули, движением центра масс, взаимодействием нуклонов гало и нуклонов остова), а также с рассмотрением неэikonальных членов, требует выхода за рамки оптического предела глауберовского приближения. Все эти проблемы сложные и могут быть решены лишь приближенно. Поправки на паулиевские эффекты рассматривались в [58], где было показано, что они приводят к уменьшению сечений на 5%. Определение фактора корреляций центра масс для негауссовских плотностей в глауберовских расчетах рассматривалось в [59]. Для этой цели использовался предложенный в [60] метод прямой оценки многократных интегралов теории Глаубера методом Монте-Карло. Оказалось, что различные приближения в теории Глаубера дают различия в дифференциальных сечениях упругого рассеяния за первым дифракционным максимумом [59] и, по-видимому, слабо сказываются на полных сечениях реакций. Корреляции нуклонов остова и нуклонов гало рассматривались в рамках кластерного подхода к глауберовской теории [61]. Было показано, что их учет приводит к уменьшению  $\sigma_R$  и, соответственно, к большим значениям среднеквадратичных радиусов распределения материи  $R_{rms}$  при сравнении теории с экспериментом. Это обстоятельство заставило авторов работ [57], [61] пересмотреть эти величины. Так, значение  $R_{rms}$  увеличилось для  $^{11}\text{Li}$  и  $^{11}\text{Be}$ , соответственно, на 14% и 7% [57]. С другой стороны, в анализе упругого рассеяния  $^6\text{He}$  и  $^8\text{He}$  с энергией 0,7 ГэВ/нуклон на протонах [62] не было обнаружено заметного влияния кластерных корреляций на извлекаемые значения  $R_{rms}$ .

Подведем некоторые итоги использования теоретических моделей. При высоких энергиях ( $E/A > 100$  МэВ/нуклон) оптический предел в нулевом

приближении по радиусу взаимодействия является достаточно разумным приближением глауберовской теории для расчета полных сечений реакций. Неучтенные факторы, действуя в разных направлениях (конечный радиус взаимодействия и корреляции), компенсируют друг друга в формировании величины  $\sigma_R$ . При низких энергиях необходимо учитывать более аккуратно корреляции, особенно для описания упругого рассеяния, а также неэikonальные эффекты и кулоновские поправки.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ АНАЛИЗ

**2.1. Изотопы He.** Измерение сечений взаимодействия  $\sigma_I$  для легких экзотических ядер началось с исследования изотопов гелия. В работе [8] впервые были измерены сечения  $\sigma_I$  для ядер  ${}^3,4,6,8\text{He}$ , взаимодействующих с мишенями Be, C и Al при энергии 790 МэВ/нуклон. В дальнейшем такие же измерения были проведены для изотопов Li, Be и B [9,10].

Простая параметризация сечений (1) использовалась в [8], а в [9] впервые для анализа сечений взаимодействия легких экзотических ядер применялась глауберовская теория [28] (см. также [63]). В табл.1 приведены результаты такого анализа для группы ядер [10]. Во втором столбце таблицы даны среднеквадратичные радиусы распределения вещества для гауссовского представления плотности, а в столбцах 3–5 — для представления гармонического осциллятора. В последнем столбце приведены зарядовые радиусы, полученные сверткой протонных распределений с распределением заряда в протоне ( $r_p = 0,8$  фм). Отметим основные закономерности в поведении  $R_{rms}$ , обнаруженные в этом анализе. Для всех цепочек изотопов наблюдается значительный рост  $R_{rms}$  с увеличением массового числа, отклоняющийся от зависимости  $A^{1/3}$ . В изотопах He этот рост наблюдается при переходе от  ${}^4\text{He}$  к  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$ , в изотопах Li — от  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  к  ${}^9\text{Li}$  и, особенно, к  ${}^{11}\text{Li}$ , в изотопах Be — при переходе к  ${}^{11}\text{Be}$ ,  ${}^{14}\text{Be}$ , причем  $R_{rms}$  для  ${}^{11}\text{Be}$  больше, чем для  ${}^{12}\text{Be}$ . В изотопах бора наблюдается значительный рост  $R_{rms}$  при переходе к  ${}^{14}\text{B}$  и  ${}^{15}\text{B}$ . Отметим, что для двух ядер  ${}^7\text{B}$  и  ${}^8\text{B}$   $R_p > R_n$ , причем для  ${}^8\text{B}$  это превышение значительней. Наблюдаемые закономерности в поведении  $R_{rms}$ , как следует из табл.1, не зависят от способа представления плотности распределения вещества в ядрах (гауссовское или представление гармонического осциллятора). Полученные данные свидетельствуют о сильной изотопической зависимости радиусов. В работе [10] указывается, что сравнение с расчетами по методу Хартри — Фока [64] подтверждает важность учета зависимости от плотности используемых в этом методе эффективных сил для объяснения наблюдаемого поведения радиусов по цепочкам изотопов.

Глауберовское приближение, основанное на кластерном подходе к структуре легких экзотических ядер, использовалось в [57] для анализа сечений

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

Ядро	$R_{rms}^G$	$R_{rms}^P$	$R_{rms}^N$	$R_{rms}^M$	$R_{rms}^C$
$^4\text{He}$	1,59±0,04	1,57±0,04	1,57±0,04	1,57±0,04	1,76±0,04
$^6\text{He}$	2,52±0,03	2,21±0,03	2,61±0,03	2,48±0,03	
$^8\text{He}$	2,55±0,03	2,15±0,02	2,64±0,03	2,52±0,03	
$^6\text{Li}$	2,35±0,03	2,32±0,03	2,32±0,03	2,32±0,03	2,46±0,02
$^7\text{Li}$	2,35±0,03	2,27±0,02	2,38±0,02	2,33±0,02	2,40±0,02
$^8\text{Li}$	2,38±0,02	2,26±0,02	2,44±0,02	2,37±0,02	
$^9\text{Li}$	2,32±0,02	2,18±0,02	2,39±0,02	2,32±0,02	
$^{11}\text{Li}$	3,10±0,17	2,88±0,11	3,21±0,17	3,12±0,16	
$^7\text{Be}$	2,33±0,02	2,36±0,02	2,25±0,02	2,31±0,02	
$^7\text{Be}$	2,38±0,01	2,34±0,01	2,40±0,01	2,38±0,01	2,47±0,01
$^{10}\text{Be}$	2,28±0,02	2,24±0,02	2,34±0,02	2,30±0,02	
$^{11}\text{Be}$	2,71±0,05	2,63±0,05	2,78±0,05	2,73±0,05	
$^{12}\text{Be}$	2,57±0,05	2,49±0,06	2,65±0,06	2,59±0,06	
$^{14}\text{Be}$	3,11±0,38	3,00±0,36	3,22±0,39	3,16±0,38	
$^8\text{B}$	2,39±0,04	2,45±0,05	2,27±0,04	2,38±0,04	
$^{12}\text{B}$	2,35±0,02	2,35±0,02	2,42±0,02	2,39±0,02	
$^{13}\text{B}$	2,42±0,11	2,41±0,11	2,50±0,12	2,46±0,12	
$^{14}\text{B}$	2,40±0,05	2,38±0,05	2,48±0,06	2,44±0,06	
$^{15}\text{B}$	2,40±0,25	2,37±0,26	2,49±0,28	2,45±0,27	
$^{12}\text{C}$	2,32±0,02	2,35±0,02	2,35±0,02	2,35±0,02	2,48±0,02

взаимодействия с целью извлечения  $R_{rms}$ . Авторы этой работы провели два варианта расчетов: без учета корреляций нуклонов из кластеров, составляющих налетающую частицу (так называемое приближение статической плотности — SD), и с учетом таких корреляций (приближение нескольких тел — FB). Результаты анализа вместе с экспериментальными значениями  $\sigma_I$  для энергии 790 МэВ/нуклон представлены в табл.2. Для ядра-мишени  $^{12}\text{C}$  во всех случаях использовалось гауссовское представление с  $R_{rms}=2,32$  фм [10], а в качестве  $\bar{\sigma}_{NN}$  — сечения свободного  $NN$ -рассеяния, параметризованные в работе [52]. Два несколько различных кластерных описания использовались для  $^6\text{He}$  и привели практически к одинаковому результату для  $R_{rms}$ . Различие составило менее 1%. Из результатов, представленных в табл.2, следует подтверждение общих закономерностей в поведении  $R_{rms}$ , полученных в [10].

В работе [57] отмечается необходимость выхода за рамки оптического предела (OL), т.е. SD-приближения при построении полных сечений реакций для легких экзотических ядер. В рамках простой бинарной кластерной модели [67] были проведены расчеты  $\sigma_R$  как функции радиуса частицы-снаряда. Эти результаты представлены на рис.1. Можно видеть, что сечения в

**Таблица 2. Среднеквадратичные радиусы распределения вещества, вычисленные в глауберовском приближении**

Ядро	$R_{rms}$ , фм	$\sigma_I$ (эксп.), мб	Ссылка	Метод
$^4\text{He}$	$1,58 \pm 0,04$	$503 \pm 5$	[8]	SD
$^6\text{He}$	$2,71 \pm 0,04$	$722 \pm 5$	[8]	FB (a)
	$2,69 \pm 0,04$			FB (b)
$^7\text{Be}$	$2,31 \pm 0,05$	$738 \pm 9$	[9]	SD [61]
$^8\text{B}$	$2,50 \pm 0,04$	$798 \pm 6$	[20]	FB [61]
$^9\text{Li}$	$2,30 \pm 0,02$	$796 \pm 6$	[9]	SD
$^{11}\text{Li}$	$3,53 \pm 0,10$	$1060 \pm 10$	[65]	FB (a)
$^{10}\text{Be}$	$2,28 \pm 0,02$	$813 \pm 10$	[9]	SD
$^{11}\text{Be}$	$2,90 \pm 0,05$	$942 \pm 8$	[10]	FB (a)
$^{12}\text{Be}$	$2,54 \pm 0,05$	$927 \pm 18$	[10]	SD
$^{14}\text{Be}$	$3,20 \pm 0,30$	$1109 \pm 69$	[66]	FB (a)

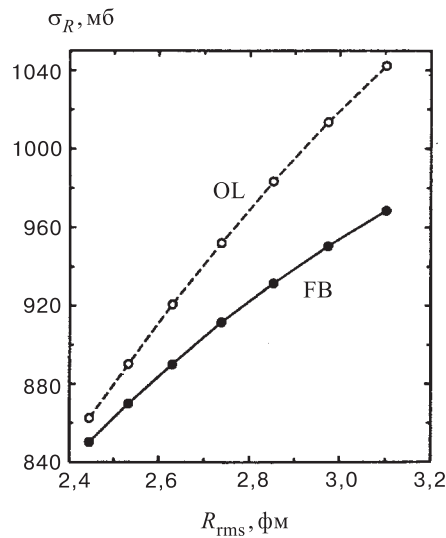


Рис. 1. Полные сечения реакции  $\sigma_R$ , вычисленные в оптическом пределе (OL) и приближении нескольких тел (FB) глауберовской теории

FB-приближении меньше соответствующих значений  $\sigma_R$ , полученных в SD-приближении. Это различие в сечениях растет с увеличением  $R_{rms}$  с 2% при  $R_{rms}=2,4$  фм до 8% при  $R_{rms}=3,1$  фм. Хотя эти различия и невелики, но точность в измерении  $\sigma_I$  достигает 1 – 2% (см. табл.2), так что надежное извлечение радиусов из измеренных сечений  $\sigma_I$  требует соответствующей точности расчетов.

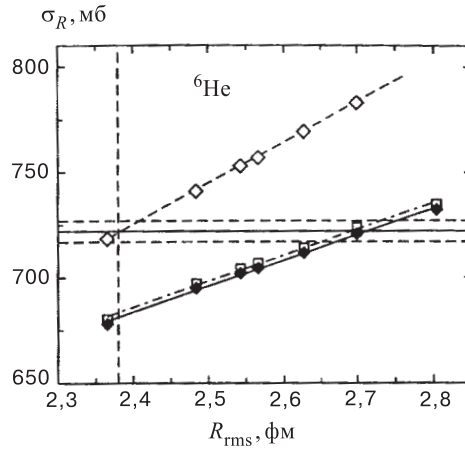


Рис. 2. Полные сечения реакции  $\sigma_R$ , вычисленные для  ${}^6\text{He}$  при энергии 800 МэВ/нуклон в приближении глауберовской теории (пояснения в тексте)

Уменьшение сечения в расчетах при учете корреляций нуклонов кластеров приводит к увеличению извлекаемых из сравнения теории с экспериментом радиусов ядер. Поэтому авторы [57] пересмотрели результаты своего предыдущего анализа для ряда легких экзотических ядер. Соответствующие результаты для  ${}^6\text{He}$  при энергии 800 МэВ/нуклон представлены на рис.2. Сечения, вычисленные в SD-приближении, изображены квадратиками вдоль штриховой линии, а в FB-приближении — квадратиками вдоль сплошной линии, квадратиками вдоль штрихпунктирной линии соответствуют другому способу описания кластерной структуры  ${}^6\text{He}$ . Горизонтальные линии определяют коридор погрешностей в значениях  $\sigma_I$ , измеряемых в эксперименте. Можно видеть, что учет корреляций нуклонов в кластерах приводит к увеличению радиуса  ${}^6\text{He}$  с 2,38 до 2,71 фм.

Как известно, при переходе от высоких энергий к более низким ( $E/A < 100$  МэВ/нуклон), т.е. промежуточным энергиям, сечения нуклон-нуклонного рассеяния увеличиваются, и сечения реакции становятся более чувствительными к распределению вещества в периферийной области частиц-снарядов [17]. Кроме того, ядерные и кулоновские эффекты более легко разделяются при промежуточных энергиях [65].

Измерения полных сечений реакции  $\sigma_R$  для большой группы легких экзотических ядер при промежуточных энергиях впервые были проведены в работе [13]. При этом использовалась кремниевая мишень и новый — прямой — способ получения сечений. Эксперименты проводились для энергий частицы-снаряда от 20 до 50 МэВ/нуклон. Для анализа экспериментальных данных использовалась модель сильного поглощения с параметризацией

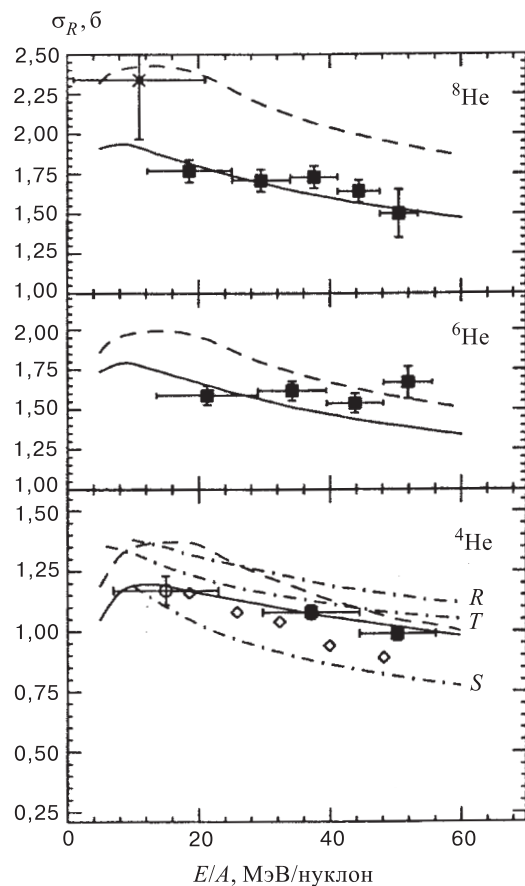


Рис. 3. Полные сечения реакции  $\sigma_R$ , измеренные при соответствующей энергии для ядер  ${}^4,6,8\text{He}$ , взаимодействующих с  ${}^{28}\text{Si}$ , теоретические предсказания и данные из других лабораторий

Коха (2). В целом результаты, полученные при промежуточных энергиях, подтвердили закономерности, обнаруженные при анализе экспериментальных данных по  $\sigma_I$  при высоких энергиях [8–10]. Для  ${}^8\text{He}$  было получено значение  $r_0=1,33$  фм [13], что существенно больше стандартного значения  $r_0 \approx 1,10$  фм, используемого при описании взаимодействия стабильных ядер.

Другие измерения  $\sigma_R$  при промежуточных энергиях были проведены в [16,17]. Экспериментальные данные для  ${}^4,6,8\text{He}$ , взаимодействующих с  ${}^{28}\text{Si}$  в



интервале энергий 20÷ 60 МэВ/нуклон, вместе с теоретическими предсказаниями и данными из других лабораторий [13,68,69] приведены на рис.3. В качестве микроскопического подхода в [16] использовался оптический предел глауберовского приближения [53,70,71]. Обозначения  $R$ ,  $T$  и  $S$  на рис.3 относятся к выбору оптико-модельных параметров, соответственно, из работ [72–74]. Из рисунка видно, что глауберовское приближение в целом неплохо воспроизводит экспериментальные данные. Однако для  ${}^6\text{He}$  в эксперименте не наблюдается предсказываемый теорией спад сечений при увеличении энергии. Кроме того, экспериментальное значение  $\sigma_R$  для  ${}^8\text{He}$  из работы [13] лежит существенно выше предсказаний глауберовских расчетов. Модель сильного поглощения хуже описывает экспериментальные значения  $\sigma_R$  для всех трех изотопов гелия, особенно для  ${}^8\text{He}$ . Оптико-модельные расчеты для  ${}^4\text{He}$  дают удовлетворительное описание  $\sigma_R$  только с набором параметров из работы [73].

**2.2. Изотопы Li.** В ряду изотопов лития существует ядро  ${}^{11}\text{Li}$ , обладающее, пожалуй, наиболее экзотическими свойствами среди легких экзотических ядер: очень малой энергией отделения двух последних нейтронов, весьма протяженным гало, значительными различиями в распределении протонов и нейтронов. Первые измерения  $\sigma_I$  при энергии 790 МэВ/нуклон для изотопов Li были проведены в [9]. Анализ экспериментальных данных выполнен в рамках глауберовского приближения. Его результаты обсуждались в п.2.1 (табл.1).

Комплексный экспериментальный анализ  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^{11}\text{Li}$  осуществлен в работе [11]: были измерены сечения взаимодействия  $\sigma_I$  на протонной и дейтериевой мишенях, а также на Be и C при энергиях 400 и 800 МэВ/нуклон, извлечены распределения по поперечным импульсам  ${}^9\text{Li}$  и нейтронов в реакции фрагментации  ${}^{11}\text{Li}$ , исследованы корреляции импульсов нейтронов гало. Анализ проводился в глауберовском приближении в двух вариантах: для нейтронов гало предполагалась орбиталь либо 1p, либо 2s. Для среднеквадратичного радиуса материи  $R_{rms}({}^{11}\text{Li})$  получено значение  $(3,12 \pm 0,30)$  фм в случае 1p- и  $(3,05 \pm 0,30)$  фм в случае 2s-орбитали. Таким образом, различные предположения о характере одночастичного движения нейтронов гало только в пределах масштаба 2% влияют на величину  $R_{rms}({}^{11}\text{Li})$ , извлекаемую из анализа  $\sigma_I$ . Плотность вещества в  ${}^{11}\text{Li}$  бралась в виде

$$\rho({}^{11}\text{Li}) = \rho_{\text{core}} + \rho_{\text{halo}}, \quad (22)$$

где в качестве остова рассматривалось ядро  ${}^9\text{Li}$ . Для  $R_{rms}({}^9\text{Li})$  в обсуждаемом анализе получено, соответственно,  $(2,61 \pm 0,10)$  фм и  $(2,50 \pm 0,10)$  фм, а для  $R_{rms}(\text{halo})$  в обоих случаях  $(4,8 \pm 0,8)$  фм. Анализ  $\sigma_I$ , а также распределений по импульсам и корреляций импульсов нейтронов привел авторов работы [11] к выводу о существовании в  ${}^{11}\text{Li}$  нейтронного гало.

**Таблица 3. Радиусы сильного поглощения для изотопов Li, извлеченные из анализа сечений  $\sigma_R(\sigma_I)$ , измеренных при различных энергиях**

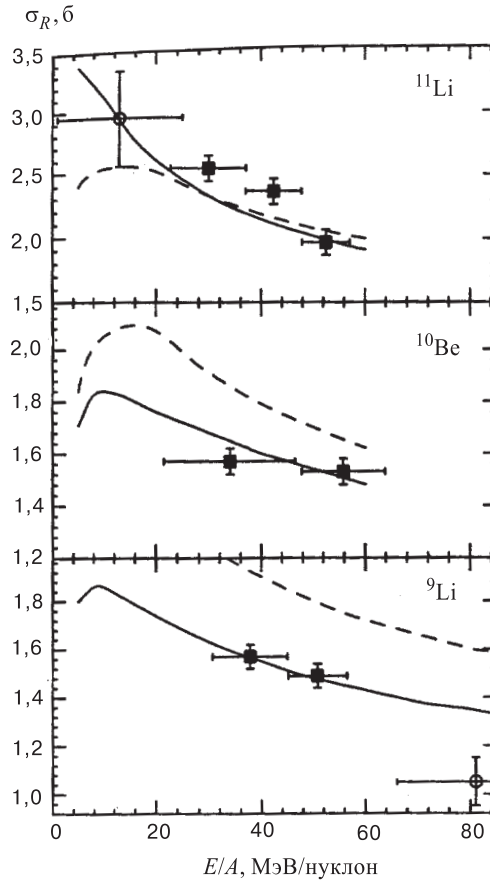
Ядро	$E/A$ , МэВ/нуклон		
	30	80	790
$^8\text{Li}$	$1,282 \pm 0,010$	$1,177 \pm 0,037$	$1,167 \pm 0,010$
$^9\text{Li}$	$1,227 \pm 0,010$	$1,058 \pm 0,017$	$1,151 \pm 0,007$
$^{11}\text{Li}$	$1,222 \pm 0,029$	$1,429 \pm 0,047$	$1,300 \pm 0,0053$

Измерения полных сечений реакции  $\sigma_R$  для  $^9\text{Li}$  и  $^{11}\text{Li}$  на кремниевой мишени при энергиях, соответственно, 31,584 и 25,507 МэВ/нуклон сделаны в работе [13]. Анализ экспериментальных данных в рамках модели сильного поглощения с использованием параметризации Коха привел к значениям параметра радиуса  $r_0=1,168$  фм для  $^9\text{Li}$  и  $r_0=1,42$  фм для  $^{11}\text{Li}$ , что несколько превышает стандартное значение  $r_0=1,1$  фм для  $^9\text{Li}$  и существенно больше его, превышая значение  $r_0=1,33$  фм для  $^8\text{He}$ .

Другие измерения при промежуточных энергиях проведены в работе [14]. В табл.3 представлены результаты анализа, сделанного в [14] при энергии 80 МэВ/нуклон, а также при 30 МэВ/нуклон [75] и 790 МэВ/нуклон [9]. Можно отметить, что из полученных результатов несколько выпадает значение 1,222 фм для  $^{11}\text{Li}$  при  $E/A = 30$  МэВ/нуклон, в остальном результаты соответствуют известным закономерностям: существенное увеличение радиуса сильного поглощения для  $^{11}\text{Li}$  по сравнению с  $^8,^9\text{Li}$ , а рост его при энергии 30 МэВ/нуклон для  $^8\text{Li}$  и  $^9\text{Li}$  отражает факт увеличения нуклон-нуклонных сечений при уменьшении энергии. Авторы работы [15] отмечают, что измерения при энергии 80 МэВ/нуклон дополняют проведенные ранее измерения при 790 и 30 МэВ/нуклон и подтверждают вывод о том, что только распределение вещества с длинным нейтронным "хвостом" для  $^{11}\text{Li}$ , обусловленным в соответствии с квантово-механическим описанием очень малой энергией связи последних двух нейтронов, отвечает адекватному описанию экспериментальных данных.

В работе [16], как отмечалось в предыдущем разделе, измерения проведены в интервале энергий 20÷60 МэВ/нуклон. На рис.4 представлены результаты для ядер  $^9,^{11}\text{Li}$  и  $^{10}\text{Be}$  вместе с теоретическими расчетами и данными из других лабораторий. Видно, что глауберовское приближение (обозначенное авторами как микроскопический подход) в целом удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Однако значительное расхождение имеется со значением  $\sigma_R$ , полученным при энергии 80 МэВ/нуклон для  $^9\text{Li}$ . Модель сильного поглощения хуже описывает экспериментальные сечения.

Помимо вышеупомянутых работ  $\sigma_I$  ( $\sigma_R$ ) для изотопов Li анализировались в ряде других работ. В [53] глауберовские приближения с нулевым и конеч-

Рис. 4. То же, что и на рис.3, для  $^{9,11}\text{Li}$  и  $^{10}\text{Be}$ 

ным радиусами взаимодействия (формулы (17) и (20) соответственно) применялись к расчету  $\sigma_I$  при энергии 800 МэВ/нуклон для изотопов Li и Be. При этом использовалось значение 40 мб для нуклон-нуклонного сечения  $\bar{\sigma}_{NN}$  и 1,0 фм для радиуса взаимодействия. Вычисленные  $\sigma_R$  вместе с экспериментальными данными представлены на рис.5. Здесь квадратики соответствуют конечному радиусу взаимодействия, а кружки — нулевому радиусу; черные точки — экспериментальные данные. Видно, что для  $^{6,7}\text{Li}$  и  $^{11}\text{Li}$  достигнуто хорошее согласие с экспериментом в приближении конечного радиуса, а для  $^8\text{Li}$  и  $^9\text{Li}$  экспериментальные точки лежат между теоретическими значениями в двух вариантах. В любом случае расхождение теории с экспериментом составляет несколько процентов. В работе [53] также проведены некоторые

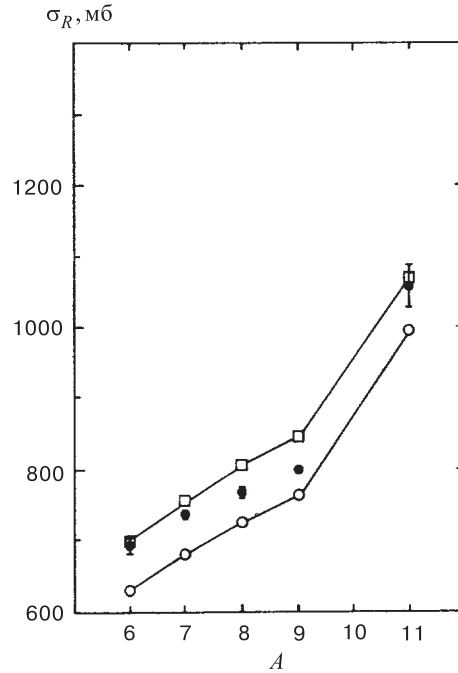


Рис. 5. Полные сечения реакции  $\sigma_R$ , вычисленные в приближениях глауберовской теории для изотопов Li (пояснения в тексте)

методические расчеты. Показано, что при уменьшении  $\bar{\sigma}_{NN}$  на 20% сечение реакции  $\sigma_R$  уменьшается на 7%, а уменьшение радиуса взаимодействия на 20% приводит к уменьшению  $\sigma_R$  всего на 2,5%. Для построения плотности  $^{11}\text{Li}$  использовался метод Хартри — Фока со взаимодействием SGII [76], при этом вводился коэффициент перенормировки для одночастичного потенциала SGII, зависящий от орбитали. Этот фактор выбирался таким, чтобы получить экспериментальное значение энергии отделения нейтрона. В результате для  $^{11}\text{Li}$  было получено  $R_{rms} = 2,846$  фм, что на 8% меньше, чем в работе [11].

Кластерный подход в глауберовском приближении применялся в [57] к анализу  $\sigma_R$  для  $^{11}\text{Li}$  при энергии 800 МэВ/нуклон. Схема анализа такая же, как и для ядра  $^6\text{He}$  (см. предыдущий раздел). Результаты приведены на рис.6. Можно видеть, что, как и в случае  $^6\text{He}$ , происходит существенное увеличение  $R_{rms}(^{11}\text{Li})$  при учете корреляций нуклонов кластеров, составляющих  $^{11}\text{Li}$ . Новое значение срднеквдратичного радиуса получилось равным  $R_{rms} = (3,53 \pm 0,10)$  фм, что на 14% больше предыдущего значения, полученного в работе [57]. Другой результат [57] вытекает из анализа влияния

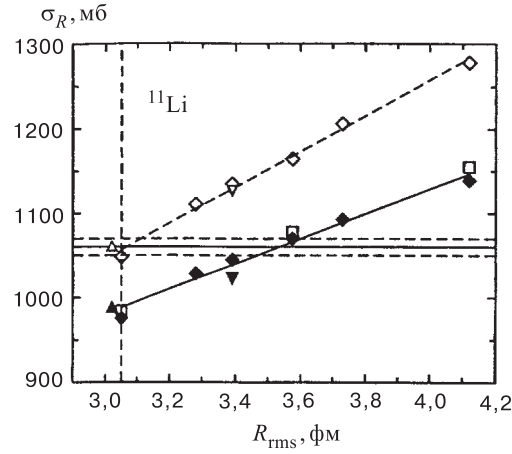


Рис. 6. То же, что и на рис.2, для  $^{11}\text{Li}$

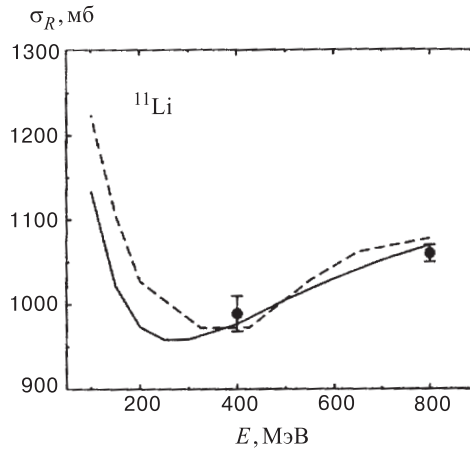


Рис. 7. Экспериментальные (точки) и вычисленные в глауберовском приближении полные сечения реакции  $\sigma_R$  для  $^{11}\text{Li}$ , взаимодействующего с  $^{12}\text{C}$

выбора сечения  $\sigma_{NN}$  на расчет  $\sigma_R$ . На рис.7 представлены два расчета  $\sigma_R$  для системы  $^{11}\text{Li}+^{12}\text{C}$  вместе с двумя экспериментальными точками. Сплошная линия соответствует расчету с  $\sigma_{NN}$ , взятыми из [52], а штриховая линия —  $\sigma_{NN}$  из систематики в [55]. Экспериментальные данные, к сожалению, существуют только для двух значений энергии, и для этих двух значений теоретические результаты почти совпадают между собой. Два варианта расчета дают близкие результаты при энергии больше 300 МэВ/нуклон, а при проме-

жуточных энергиях ( $\sim 100$  МэВ/нуклон) расхождения доходят до 8%. Анализ  $\sigma_R$  при энергиях меньших 100 МэВ/нуклон целесообразно уже проводить с помощью оптико-модельных расчетов. В связи с кластерным подходом отметим, что еще в работе [77] было показано в кластерной модели, что расчеты в оптическом пределе глауберовской теории превышают  $\sigma_R$ , и это превышение тем больше, чем меньше энергия частицы-снаряда.

В работах [39,78] был развит полумикроскопический подход с функционалом (ПМПФ) плотности к описанию взаимодействия легких экзотических ядер со стабильными ядрами, основными положениями которого являются следующие: 1) нейтронные и протонные плотности для всех ядер— как для частиц-снарядов, так и для ядер-мишеней— вычисляются с единым набором фиксированных параметров в рамках метода функционала плотности [31], при этом в схему расчета не вносятся дополнительные условия типа необходимости воспроизведения экспериментальных значений энергий отделения нуклонов; 2) при низких и промежуточных энергиях ( $E/A < 100$  МэВ/нуклон) полные сечения реакции  $\sigma_R$  рассчитываются в полумикроскопической оптической модели на основе потенциалов двойной свертки с явным учетом эффектов однонуклонного обмена для реальной части ОП, а мнимая часть при этом формируется из вещественной в соответствии с формулой (14); 3) при высоких энергиях ( $E/A > 100$  МэВ/нуклон)  $\sigma_R$  рассчитываются в оптическом пределе глауберовской теории. В работе [79] этот подход был применен к анализу потенциалов взаимодействия нейтроноизбыточных изотопов Li со стабильными ядрами. В [39,80] в рамках ПМПФ было получено разумное описание квазиупругого рассеяния легких экзотических ядер при промежуточных энергиях. Анализ рассеяния изобар на ядре-мишени с  $N \neq Z$  приведен в [81]. В [82,83] ПМПФ применялся к анализу энергетической зависимости  $\sigma_R$ , а в [84] — к описанию экспериментальных  $\sigma_I$  для ядер-изобар с  $A = 20$  при энергии 950 МэВ/нуклон. Часть результатов из указанных работ будет представлена в этом и последующих разделах.

В табл.4 представлены  $\sigma_R$ , вычисленные в ПМПФ при высоких энергиях [84]. Видно достаточно хорошее согласие теории с экспериментом. На рис.8 изображены расчетные (линии) и экспериментальные (точки) значения  $\sigma_R$  для системы  $^{11}\text{Li}+^{12}\text{C}$ . Расчеты проведены в ПМПФ на основе потенциалов двойной свертки [82]. Как отмечалось в первой части обзора, при использовании ОМ возникает произвол, связанный с выбором параметров потенциала поглощения. Этот произвол может быть устранен, если имеются для одной и той же энергии измеренные угловые распределения (квази)упругого рассеяния и полные сечения реакций  $\sigma_R$ . К сожалению, для  $^{11}\text{Li}+^{12}\text{C}$  угловые распределения измерены только при энергии 60 МэВ/нуклон [38], а  $\sigma_R$  — при других энергиях. Кривые  $\sigma_R(E)$  на рис.8 рассчитаны для трех наборов параметров поглощения, при этом  $N_w = 0, 3$ , а значения  $\alpha_w$  представлены на рисунке. Точки соответствуют экспериментальным данным из [15,85]. Можно видеть

**Таблица 4.** Полные сечения реакции  $\sigma_R$ , вычисленные в глауберовском приближении с плотностями метода функционала плотности

Система	$E/A$ , МэВ/нуклон	$\sigma_R$ (теор.), мб	$\sigma_T$ (эксп.), мб
${}^8\text{B}+{}^{12}\text{C}$	800	838	$798 \pm 6$ [20]
${}^{11}\text{Li}+{}^{12}\text{C}$	400	959	$989 \pm 21$ [11]
${}^{11}\text{Li}+{}^{12}\text{C}$	800	1050	$1056 \pm 14$ [11]

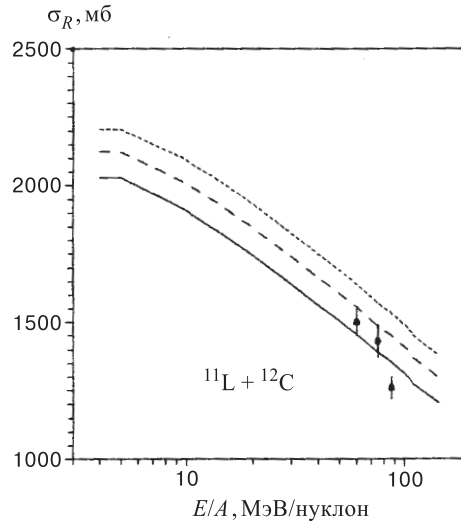


Рис. 8. Экспериментальные (точки) и вычисленные в модели двойной свертки полные сечения реакции  $\sigma_R$  для  ${}^{11}\text{Li}$ , взаимодействующего с  ${}^{12}\text{C}$ ,  $\alpha = 0, 02$  (—),  $0,035$  (---),  $0,05$  (- - - -)

сильную зависимость  $\sigma_R$  от энергии, при более низких энергиях происходит спад  $\sigma_R$  (на рисунке он не изображен). Получено хорошее описание экспериментальных данных при разумных значениях параметров поглощения.

В схему расчетов в ПМПФ с использованием как оптического предела глауберовской теории, так и модели двойной свертки входят отдельно нейтронные и протонные плотности. Все расчеты для  ${}^{11}\text{Li}$  проводились с плотностями, построенными методом функционала плотности, со среднеквадратичными радиусами  $R_{rms}(n) = 3, 255$  фм,  $R_{rms}(p) = 2, 235$  фм и  $R_{rms}(m) = 3, 011$  фм [39]. Этот результат для  $R_{rms}(m)$  всего на 3% отличается от того, что получен для  ${}^{11}\text{Li}$  [11] при анализе высокоэнергетических экспериментов. Из приведенных значений радиусов следует, что в ПМПФ  $\Delta r_{np} = R_{rms}(n) -$

$-R_{rms}(p) = 1,20$  фм. Таким образом, анализ, проведенный в ПМПФ, подтверждает гипотезу о существовании в  $^{11}\text{Li}$  нейтронного гало.

В работах [35,40,41] также применялись потенциалы двойной свертки при расчете  $\sigma_R$  для  $^{11}\text{Li}$ . Расчет для системы  $^{11}\text{Li}+^{28}\text{Si}$  при энергии 29 МэВ/нуклон с параметрами потенциала, извлеченными из описания упругого рассеяния, не привел к согласию с экспериментальными данными при энергии 25,5 МэВ/нуклон из [13]. Одновременный анализ угловых распределений и  $\sigma_R$  проводился для системы  $^{11}\text{Li}+^{12}\text{C}$  при энергии 60 МэВ/нуклон в работе [40]. Значение  $\sigma_R = 1473$  мб, близкое к значению  $\sigma_R$ , найденному из систематики [38], получено при увеличении радиуса потенциала поглощения на 10% и включении поляризационных добавок на феноменологическом уровне в вещественную и мнимую части ОП. В [40] приводится также сравнение теории с экспериментом для  $\sigma_R$  при двух значениях энергии: 75 и 87 МэВ/нуклон. Однако угловые распределения квазиупругого рассеяния  $^{11}\text{Li}$  на  $^{12}\text{C}$  при этих энергиях пока не измерены. Еще один совместный анализ угловых распределений и  $\sigma_R$  для системы  $^{11}\text{Li}+^{12}\text{C}$  проведен в работе [41]. В анализе использовались потенциалы двойной свертки, построенные с JLM-взаимодействием [50]. Включение в схему расчета перенормированных коэффициентов  $\lambda_R$  и  $\lambda_I$  для реальной и мнимой частей ОП позволило описать экспериментальные данные на прежнем уровне [38—40]. Расчеты, проведенные в той же работе [41] в глауберовских приближениях, дали значения  $\sigma_R$ , лежащие ниже экспериментальных точек и значений, полученных в модели свертки.

**2.3. Изотопы Ве и В.** Цепочки изотопов Ве и В среди легких ядер выделяются тем, что на их концах расположены ядра с противоположными свойствами по отношению к распределению протонов и нейтронов: для изотопов Ве — это  $^7\text{Be}$  с  $R_{rms}(p) > R_{rms}(n)$  и  $^{11}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$  с ярко выраженными свойствами нейтронного гало, для изотопов В — это  $^8\text{B}$ , который является первым кандидатом в ядра с протонным гало, а также ядра  $^{15}\text{B}$ ,  $^{17}\text{B}$  и  $^{19}\text{B}$  с признаками нейтронного гало.

Первые измерения сечений взаимодействия для изотопов Ве и В проведены при энергии 790 МэВ/нуклон в работах [9,10]. Результаты анализа приведены в табл.1 и обсуждались в п.2.1 настоящего обзора. В работе [86] были получены сечения  $\sigma_R$  при энергии 33 МэВ/нуклон для  $^{11}\text{Be}$ , взаимодействующего с мишенями  $^{12}\text{C}$  и  $^{27}\text{Al}$ . Соответствующие данные вместе с результатами их анализа, а также данные [10] при энергии 790 МэВ/нуклон приведены в табл.5. Можно видеть, что глауберовские расчеты хорошо воспроизводят  $\sigma_R$  при промежуточных и  $\sigma_I$  при высоких энергиях, в то время как параметризация Коха приводит к занижению сечений по сравнению с экспериментом. Анализ распределения вещества в  $^{11}\text{Be}$  приводит авторов [86] к выводу о том, что ядро  $^{11}\text{Be}$ , подобно ядру  $^{11}\text{Li}$ , имеет нейтронное гало. В работе [10] в двух вариантах для  $^{11}\text{Be}$  было получено  $R_{rms} = (2,71 \pm 0,05)$  фм и



**Таблица 5. Полные сечения реакции  $\sigma_R$  (б) и сечения взаимодействия  $\sigma_I$  (б) для  $^{11}\text{Be}$ , эксперимент и теория**

Система	$E/A = 33$ МэВ/нуклон			$E/A = 790$ МэВ/нуклон		
	Эксп.	Глаубер	Кох	Эксп.	Глаубер	Кох
$^{11}\text{Be}+^{12}\text{C}$	$1,56\pm 0,03$	1,60	1,30	$0,942\pm 0,008$	1,02	0,839
$^{11}\text{Be}+^{27}\text{Al}$	$2,27\pm 0,05$	2,25	1,76	$1,38 \pm 0,03$	1,46	1,227

**Таблица 6. Сечения взаимодействия  $\sigma_I$  (мб), измеренные для  $^{15}\text{B}$**

Ядро-мишень	$E/A$ , МэВ/нуклон	$\sigma_I$ , мб
Be	770	$931\pm 17$
C	760	$1000\pm 20$
C	740	$965\pm 15$
Al	760	$1384\pm 30$

( $2,52 \pm 0,03$ ) фм, в анализе работы [53] —  $2,772$  и  $2,722$  фм. Расчет в рамках ПМПФ для  $^{11}\text{Be}$  дал значение  $R_{rms} = 2,517$  фм, при этом  $\Delta r_{np} = 0,411$  фм [81]. Наконец, при пересмотре величин  $R_{rms}$  в связи с учетом корреляций нуклонов кластеров было получено большее значение:  $R_{rms}(^{11}\text{Be}) = (2,90 \pm 0,05)$  фм [57].

В работе [13] проведены измерения  $\sigma_R$  для большой группы ядер, в том числе изотопов В, при промежуточных энергиях. Для  $^{15}\text{B}$  в модели сильного поглощения получено  $r_0=1,284$  фм, что существенно больше стандартного  $r_0=1,1$  фм. Большая группа легких экзотических ядер, включая новые зеркальные пары  $^9\text{C}-^9\text{Li}$ ,  $^{10}\text{C}-^{10}\text{Be}$ ,  $^{13}\text{O}-^{13}\text{B}$ , исследовались в [19]. В частности, измерены сечения взаимодействия  $\sigma_I$  при энергии, большей 730 МэВ/нуклон для  $^{15}\text{B}$ . Полученные результаты приведены в табл.6. Можно видеть, что сечения  $\sigma_I$  растут с ростом массового числа ядра-мишени и несколько увеличиваются для мишени  $^{12}\text{C}$  с увеличением энергии. Анализ с использованием глауберовского приближения привел авторов [19] к выводу о том, что ядро  $^{15}\text{B}$  является кандидатом в ядра с нейтронным гало. Недавно проведены измерения  $\sigma_I$  при энергии 740 МэВ/нуклон для  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{17,19}\text{B}$ , взаимодействующих с мишенью  $^{12}\text{C}$  [87]. Анализ проводился в глауберовском приближении. Авторы подтверждают вывод о том, что радиусы ядер тем больше, чем меньше энергия отделения нуклонов. Делается также вывод о формировании нейтронной "шубы" в  $^{17,19}\text{B}$  и обсуждается структура возможного нейтронного гало в  $^{14}\text{Be}$  и  $^{19}\text{B}$ .

Расчеты в глауберовском приближении с нулевым и конечным радиусами взаимодействия проведены для изотопов Be при энергии 790 МэВ/нуклон в

**Таблица 7. Полные сечения реакции  $\sigma_R$  (мб) для  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ , вычисленные в различных подходах**

	${}^7\text{Be}+{}^{12}\text{C}$	${}^8\text{B}+{}^{12}\text{C}$
JLM <sup>a</sup>	1026	1104
Кох <sup>b</sup>	1037	1186
Кох <sup>c</sup>	1062	1179
Глаубер <sup>d</sup>	1034	1111
Глаубер <sup>e</sup>	1080	1130
Эксп. <sup>f</sup>	738±9	784±14

<sup>a</sup>Модель свертки с JLM-взаимодействием и оболочечными плотностями.

<sup>b</sup>Параметризация Коха с модификацией из [36].

<sup>c</sup>Параметризация Коха с оболочечными радиусами.

<sup>d</sup>Глауберовское приближение с плотностями метода Хартри — Фока.

<sup>e</sup>Глауберовское приближение с оболочечными плотностями.

<sup>f</sup>[10].

[53]. Как и в случае изотопов Li (см. рис.5), для более легких изотопов ( ${}^{10,11,12}\text{Be}$ ) приближение с нулевым радиусом взаимодействия лучше воспроизводит экспериментальные значения  $\sigma_I$ , в то время как для  ${}^{14}\text{Be}$  лучше работает приближение с конечным радиусом взаимодействия. В работе [36] были измерены угловые распределения упругого рассеяния  ${}^{12}\text{Be}$  и  ${}^{14}\text{Be}$  на  ${}^{12}\text{C}$  при энергии 56 МэВ/нуклон, и при анализе этих данных были рассчитаны  $\sigma_R$  в рамках макроскопической ОМ. Для  ${}^{12}\text{Be}$  и  ${}^{14}\text{Be}$ , соответственно, получено 1238 и 1900 мб. Эти результаты согласуются с данными эксперимента при высоких энергиях. Существенно меньшие значения, соответственно, 911 и 1123 мб, получены при пересмотре оптико-модельного анализа этих данных в работе [37]. Завершая обзор ситуации с более массивными изотопами Be, отметим, что в работе [16] продемонстрировано хорошее описание  $\sigma_R$  для  ${}^{10}\text{Be}$  при промежуточных энергиях (см. рис.4) в глауберовских расчетах, в то время как модель сильного поглощения занижает значения  $\sigma_R$  по сравнению с экспериментальными.

Большое число работ посвящено легчайшим изотопам Be и B, а именно ядрам  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ , с целью определения размеров их протонной шубы, а также исследования других свойств. Первые измерения  $\sigma_I$  для  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  при высоких энергиях, как отмечалось выше, проведены в работах [9,10]. В результате анализа для  ${}^8\text{B}$  получено  $R_{rms} = (2,39 \pm 0,04)$  фм. В работе [12] измерен электрический квадрупольный момент  ${}^8\text{B}$ , который оказался существенно больше предсказываемого оболочечными расчетами. В этой связи возникло утверждение о ядре  ${}^8\text{B}$  как о первом кандидате в ядра с протонным гало.

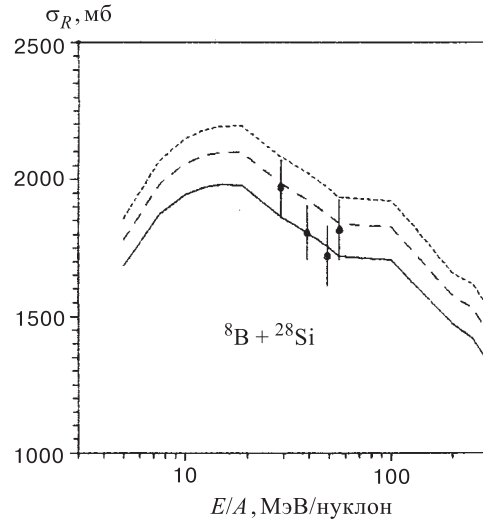


Рис. 9. Энергетическая зависимость полных сечений реакции  $\sigma_R$  для системы  ${}^8\text{B} + {}^{28}\text{Si}$ :  $\alpha = 0,03$  (—),  $0,06$  (---),  $0,09$  (- - -); (●) — эксперимент

В работе [88] были измерены угловые распределения квазиупругого рассеяния  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  при энергии 40 МэВ/нуклон на мишени  ${}^{12}\text{C}$ . В связи с полумикроскопическим анализом экспериментальных данных построены плотности в методе ХФ, и для  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ , соответственно, получены следующие значения  $R_{rms}(m)$ : 0,075 и 2,207 фм [88]. Значения  $\sigma_R$ , рассчитанные в различных вариантах при энергии 40 МэВ/нуклон [88], вместе с экспериментальными данными при высокой энергии представлены в табл.7. Видно, что теоретические сечения  $\sigma_R$  близки друг к другу и существенно превышают экспериментальные  $\sigma_I$  при высокой энергии. Последнее обстоятельство отражает тот факт, что при промежуточных энергиях сечение  $NN$ -рассеяния больше, чем при высоких.

Анализ экспериментальных данных из [88] проводился в рамках ПМПФ в работе [39]. Получено разумное описание угловых распределений с плотностями метода функционала плотности, при этом рассчитанные среднеквадратичные радиусы материи  $R_{rms}$  для  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  оказались, соответственно, равными 2,420 и 2,507 фм, т.е. существенно больше, чем в работе [88]. Размеры протонной шубы в этих расчетах получились 0,49 фм для  ${}^8\text{B}$  и 0,312 фм для  ${}^7\text{Be}$ . Сечения  $\sigma_R$ , вычисленные в [39] с параметрами поглощения, определенными из описания упругого рассеяния, оказались равными 1102 мб для  ${}^7\text{Be}$  и 1201 мб для  ${}^8\text{B}$ , что довольно близко к результатам из табл.7.

В работе [17] были измерены  $\sigma_R$  для ядер  ${}^8\text{B}$ , взаимодействующих с мишенью  ${}^{28}\text{Si}$  в интервале энергий 20÷60 МэВ/нуклон. Хорошего описания

**Таблица 8. Полные сечения реакции  $\sigma_R$  (б) для  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ , взаимодействующих с ядром-мишенью  ${}^{12}\text{C}$  при промежуточных энергиях**

${}^7\text{Be}$		${}^8\text{B}$	
$E/A$ , МэВ/нуклон	$\sigma_R$ , мб	$E/A$ , МэВ/нуклон	$\sigma_R$ , мб
$38,46 \pm 0,56$	$1491 \pm 84$	$37,96 \pm 0,76$	$1642 \pm 75$
$36,48 \pm 0,58$	$1476 \pm 56$	$35,23 \pm 0,82$	$1698 \pm 70$
$31,80 \pm 2,15$	$1597 \pm 56$	$28,34 \pm 3,23$	$1861 \pm 67$
$23,46 \pm 2,76$	$1603 \pm 48$	$15,28 \pm 4,88$	$1940 \pm 97$

данных в глауберовском приближении удалось достичь с плотностями из [12], для которых  $R_{rms}(m) = 2,72$  фм и  $\Delta r_{np} = -0,78$  фм, т.е. при еще бóльших геометрических параметрах, чем получено в [39]. На рис.9 представлены  $\sigma_R$ , рассчитанные в ПМПФ [82] для системы  ${}^8\text{B} + {}^{28}\text{Si}$ , вместе с экспериментальными данными из [11]. Угловые распределения упругого рассеяния  ${}^8\text{B}$  на  ${}^{28}\text{Si}$  пока не измерены, поэтому в расчетах [82] использовалось несколько наборов параметров поглощения. Видно хорошее согласие теории с экспериментом при разумных значениях параметров потенциала поглощения.

Новые экспериментальные данные для  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  получены в [18], и в связи с их анализом представления авторов работы [88] о размерах протонной шубы в  ${}^8\text{B}$  пересмотрены. Сечения  $\sigma_R$  на мишени  ${}^{28}\text{Si}$  были измерены в [18] для  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  в интервале энергий  $10 \div 40$  МэВ/нуклон. Соответствующие результаты приведены в табл.8. Для обеих частиц-снарядов  $\sigma_R$  уменьшаются с ростом энергии, причем для  ${}^8\text{B}$  удельное изменение  $\sigma_R$ , т.е. изменение, приходящееся на единичный энергетический интервал, больше, поскольку измерения для  ${}^8\text{B}$  затрагивают область энергий, к которой наиболее чувствительны сечения реакции  $\sigma_R$ . Значения  $\sigma_R$ , измеренные для  ${}^8\text{B}$ , при соответствующих энергиях оказались меньше, чем измеренные в [17]. Радиусы распределений, использовавшихся в [18], вместе с данными других работ приведены в табл.9, взятой из [18]. Теперь значения  $R_{rms}(m)$  для  ${}^8\text{B}$  существенно больше, чем в [88], а значение  $0,487$  фм для протонной шубы очень близко (различие меньше 1%) к значению  $0,49$  фм, предсказанному ранее в [39].

Энергетическая зависимость  $\sigma_R$  для  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  вместе с результатами глауберовских и оптико-модельных расчетов изображена на рис.10, взятом из работы [18]. Здесь светлые (темные) кружки — экспериментальные  $\sigma_R$  для  ${}^7\text{Be}$  ( ${}^8\text{B}$ ). Можно видеть, что для  ${}^8\text{B}$  при более низких энергиях лучше описывает  $\sigma_R$  полумикроскопическая ОМ, в то время как для  ${}^7\text{Be}$  предсказания ОМ и глауберовского приближения с конечным радиусом взаимодействия примерно одинаковы в рассматриваемом энергетическом интервале. На рис.11, также

Таблица 9. Среднеквадратичные радиусы (фм) распределения протонов, нейтронов и вещества для  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^8\text{B}$  и  ${}^{28}\text{Si}$

Ядро	$r_p$	$r_n$	$r_m$	$r_p - r_n$	Модель
${}^7\text{Be}$	2,369	2,155	2,280	0,214	HF SkII
${}^8\text{B}$	2,754	2,267	2,582	0,487	HF SkII+SM
	2,759	2,155	2,549	0,604	HF SkII
	2,790	2,247	2,600	0,543	WS, $\beta=0,6$
	2,74	2,25	2,57	0,49	RGM [10]
${}^{28}\text{Si}$	2,88	2,47	2,73	0,41	GCM [11]
	3,061	3,025	3,043		HF SkII

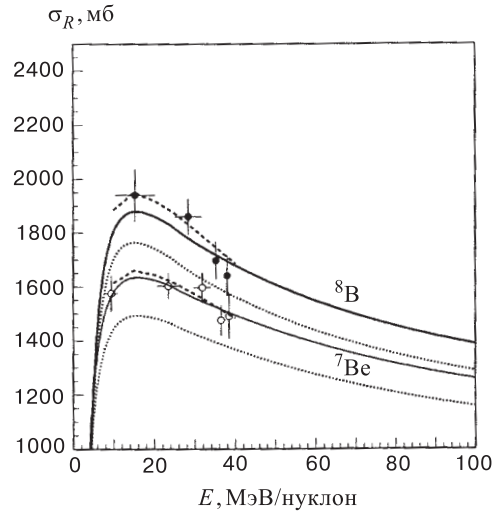
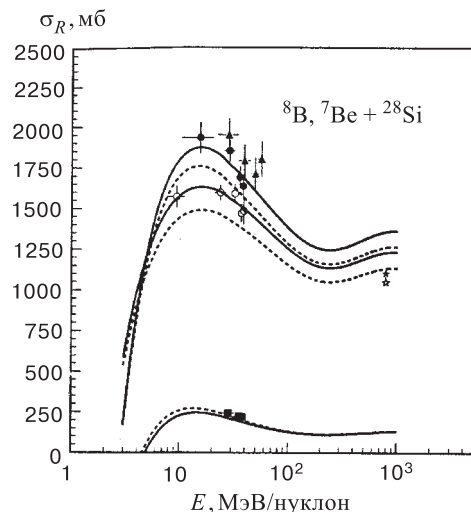


Рис. 10. Энергетическая зависимость полных сечений реакции  $\sigma_R$  для  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  в сравнении с глауберовскими и оптико-модельными расчетами. Глауберовская модель (—) —  $b_0 = 1$  фм, ( $\cdot\cdot\cdot$ ) —  $b_0 = 0$  фм; оптическая модель (---)

взятом из [18], показаны в целом результаты для  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ , включая данные по реакции развала, а также сечения  $\sigma_R$  для  ${}^8\text{B}+{}^{28}\text{Si}$ , измеренные в [17] (темные треугольники), и сечения  $\sigma_I$  для  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ , взаимодействующих с Al при высокой энергии, измеренные в [10] (звездочки).

Недавно сделаны измерения  $\sigma_R$  для ядер  ${}^8\text{B}$ , взаимодействующих с мишенями Be, C и Al при энергиях примерно 40 и 60 МэВ/нуклон [89]. Эти данные вместе с результатами расчетов ПМПФ [84] приведены в табл.10. Ре-

Рис. 11. Полные сечения реакции и сечения развала для систем  ${}^8\text{B} + {}^{28}\text{Si}$  и  ${}^7\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$ Таблица 10. Полные сечения реакции  $\sigma_R$  (мб) для  ${}^8\text{B}$ , вычисленные в методе двойной свертки, и экспериментальные данные

Ядро	$E/A$ , МэВ/нуклон	$N_{lv}$	$\alpha$	$\sigma_R$	$\sigma_R$ (эксп.)
${}^9\text{Be}$	40	0,5	0,02	1173	1306(13)
${}^9\text{Be}$	60	0,5	0,02	1058	1087(24)
${}^{12}\text{C}$	40	0,3	0,03	1200	1274(12)
${}^{12}\text{C}$	60	0,3	0,03	1080	1103(18)
${}^{27}\text{Al}$	40	0,3	0,045	1730	1803(21)
${}^{27}\text{Al}$	60	0,3	0,03	1530	1621(35)

зультаты показывают неплохое согласие теории с экспериментом, хотя экспериментальные  $\sigma_R$  испытывают более сильную энергетическую зависимость. По-видимому, это указывает на важность учета зависимости параметров потенциала поглощения от энергии.

В работе [90] измерены полные сечения взаимодействия для  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^8\text{B}$  и  ${}^9\text{C}$ , сечения отрыва протона для  ${}^8\text{B}$  и  ${}^9\text{C}$ , а также сечения отрыва двух протонов для  ${}^9\text{C}$  на мишенях от углерода до свинца при энергии 285 МэВ/нуклон. Дополнительные измерения проведены также для  ${}^8\text{B}$  при энергии 142 МэВ/нуклон. Анализ, проведенный в глауберовском приближении как полученных авторами данных, так и данных из других работ, привел к выводу [90] о том, что вся совокупность экспериментальных результатов для  ${}^8\text{B}$  может быть объяснена только с привлечением представлений о  ${}^8\text{B}$  как о ядре с ярко

**Таблица 11. Сечения взаимодействия  $\sigma_I$  (мб) и среднеквадратичные радиусы (фм) распределения протонов, нейтронов и вещества для изотопов Na**

A	$\sigma_I$	ссылка [91] $\tilde{r}_p$	a		b	
			$\tilde{r}_m$	$\tilde{r}_n$	$\tilde{r}_m$	$\tilde{r}_n$
20	1086(11)	2,806(15)	2,742(28)	2,661(57)	2,729(38)	2,631(80)
21	1100(9)	2,862(12)	2,754(28)	2,630(55)	2,735(38)	2,589(76)
22	1092(16)	2,829(11)	2,730(31)	2,627(59)	2,67(6)	2,51(12)
23	1147(12)	2,829(9)	2,833(23)	2,838(44)	2,819(32)	2,811(60)
25	1185(9)	2,794(10)	2,891(14)	2,965(25)	2,874(18)	2,936(32)
26	1211(16)	2,814(10)	2,934(25)	3,020(45)	2,921(40)	2,998(71)
27	1229(18)	2,836(11)	2,965(32)	3,051(56)	2,946(44)	3,020(77)
28	1265(10)	2,862(12)	3,027(15)	3,129(25)	3,021(12)	3,120(30)
29	1281(22)	2,919(16)	3,053(34)	3,133(57)	3,046(53)	3,121(88)
30	1318(15)	2,942(21)	3,117(24)	3,214(38)	3,119(35)	3,217(57)
31	1358(41)	2,982(14)	3,19(6)	3,29(10)	3,20(8)	3,32(14)
32	1395(61)		3,24(10)	3,36(16)	3,27(15)	3,40(19)

выраженным протонным гало с размерами, по-видимому, меньшими, чем у гало в нейтроноизбыточных ядрах, в то время как использование "стандартных" плотностей позволяет описать, в пределах погрешностей, данные для  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^9\text{C}$ .

Повторное измерение  $\sigma_I$  для  ${}^8\text{B}$  на мишени  ${}^{12}\text{C}$  при энергии 790 МэВ/нуклон было проведено в [20]. В результате несколько уточнилось прежнее значение  $\sigma_I$ , полученное в [9], и снизилась экспериментальная погрешность. Это значение представлено в табл.4 настоящего обзора. Можно видеть, что теоретический расчет в ПМПФ [84] хорошо воспроизводит экспериментальное значение  $\sigma_I$ . В заключение отметим, что в кластерном подходе, реализованном в рамках глауберовского приближения [61], для  ${}^8\text{B}$  получено значение  $R_{rms}(m) = (2,50 \pm 0,04)$  фм, что близко к соответствующим значениям, обсуждавшимся выше.

**2.4. Изотопы Na.** Полные сечения реакции  $\sigma_R$  для тяжелых изотопов Na были измерены при энергии  $40 \div 50$  МэВ/нуклон в работе [13]. Анализ экспериментальных данных в рамках модели сильного поглощения привел к обнаружению значительной изотопической зависимости радиуса сильного поглощения, от 1,035 фм для  ${}^{26}\text{Na}$  до 1,159 фм для  ${}^{30}\text{Na}$ .

Измерения  $\sigma_I$  при энергии 950 МэВ/нуклон на углеродной мишени проведены для большой группы изотопов Na с массовыми числами  $A = 20 \div 23$  и  $25 \div 32$  в работе [21], а их анализ сделан в [22]. В таблице 11 представлены экспериментальные данные вместе с результатами анализа. Среднеквадратичные радиусы распределения протонов (третий столбец) были извлечены из данных по изотопическим сдвигам [91]. Анализ в [22] проводился в глауберовском приближении с использованием фермиевского представления для

протонных и нейтронных плотностей и учетом данных из [91]. Варианты (а) и (б) в таблице соответствуют несколько разным способам выбора расчетных параметров для плотностей.

Из таблицы видно, что извлеченные из экспериментальных данных радиусы слабо зависят от способа параметризации плотностей (максимальное отличие около 5% для  $^{22}\text{Na}$ ). В изотопах с  $A = 20 \div 22$   $R_{rms}(p) > R_{rms}(n)$ , для всех остальных изотопов  $R_{rms}(p) < R_{rms}(n)$ , и для  $^{31}\text{Na}$  размеры нейтронной шубы составляют 0,305 фм в одной параметризации и 0,335 фм — в другой. Таким образом, размеры нейтронной шубы оказались более чувствительными к способу параметризации плотности, при этом нужно учитывать погрешности в определении радиусов (они даны в скобках в таблице 11). Величина  $\Delta r_{np}$ , как показано в [22], коррелирует с разностью энергий отделения протона и нейтрона: чем больше эта разность, тем больше нейтронная шуба. Такая корреляция была предсказана релятивистской моделью среднего поля [92]. Впервые в работе [22] показано, что изменение  $R_{rms}(m)$  для изотопов Na в основном связано с изменением  $R_{rms}(n)$ .

**2.5. Изобары с  $A = 17$  и  $A = 20$ .** Измерения  $\sigma_I$  для изобар с  $A = 17$  ( $^{17}\text{Ne}$ ,  $^{17}\text{F}$ ,  $^{17}\text{N}$ ,  $^{17}\text{B}$ ) при энергии примерно 700 МэВ/нуклон были проведены в [93,94], при этом была обнаружена аномалия для  $^{17}\text{Ne}$  и  $^{17}\text{B}$ : измеренные сечения для этих двух ядер на углеродной мишени оказались существенно больше, чем для двух других изобар.

Анализ сечений для изобар с  $A = 17$ , а также с  $A = 20$  проведен в рамках глауберовского приближения с нулевым радиусом взаимодействия в [95]. При этом, со ссылкой на [96,97], отмечается, что в простой глауберовской модели нарушается унитарность и инвариантность по отношению к обращению времени. Утверждается, что эти поправки составляют несколько процентов в случае нуклон-ядерного взаимодействия, и они могут быть больше в ядро-ядерном случае. Результаты анализа [95] приведены на рис.12. Плотности, как указано на рисунке, рассчитаны в сферическом и деформированном базисах по методу Хартри—Фока. Вычисления для  $^{17}\text{Ne}$  ( $^{17}\text{N}$ ) в сферическом базисе проводились в двух вариантах в предположении  $1d_{5/2}$ - или  $2s_{1/2}$ -орбитали для конфигурации, занятой последними протонами (нейтронами).

Результаты вычислений [95] в сферическом базисе ХФ с силами SGII приведены в табл.12. В последних двух столбцах даны энергии уровней последних занятых орбит для нейтронов ( $\lambda_n$ ) и для протонов ( $\lambda_p$ ). Учет эффектов деформации приводит к увеличению радиусов в соответствии с формулой:

$$\langle r^2 \rangle_{\beta} \simeq \left(1 + \frac{5}{4\pi}\beta^2\right) \cdot \langle r^2 \rangle_{\beta=0} . \quad (23)$$

Однако, как выяснилось, эффекты деформации незначительно влияют на радиусы, преобладающим является фактор нейтронного избытка.



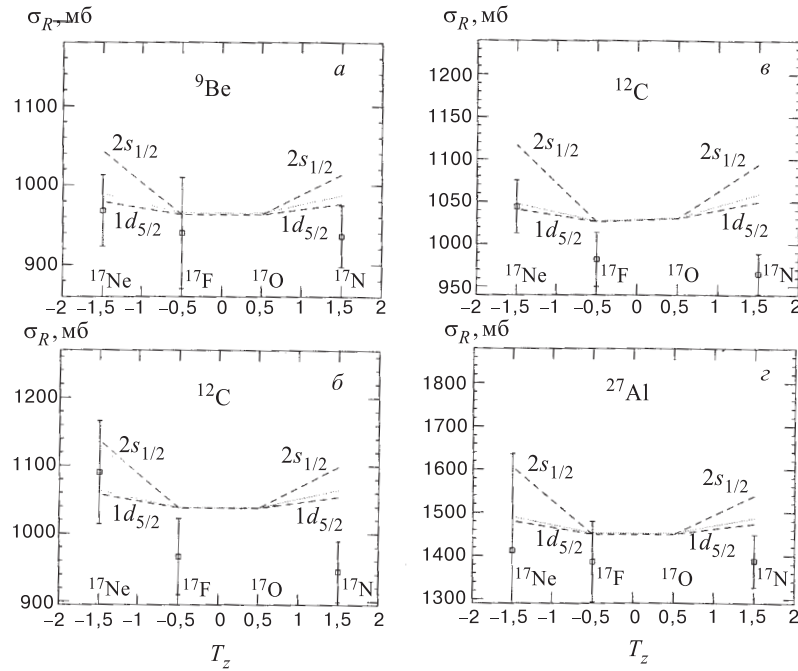


Рис. 12. Полные сечения реакции  $\sigma_R$ , вычисленные с плотностями метода Хартри—Фока для изобар с  $A = 17$ , и экспериментальные данные; пунктир — сферические плотности ХФ, точечные линии — деформированные плотности

Обсудим результаты анализа, представленные на рис.12. Для ядер с изоспином  $T = 3/2$  использование орбитали  $2s_{1/2}$  увеличивает сечения на (4–6)% по сравнению со случаем орбитали  $1d_{5/2}$ , что обусловлено эффектами нейтронного гало. В целом теоретические результаты, описывая ход сечений с изменением  $T_z$ , лежат несколько выше экспериментальных значений  $\sigma_I$ . Авторы работы [95] отмечают, что учет эффектов развала может привести к уменьшению расчетных значений  $\sigma_R$  и, таким образом, к увеличению извлекаемых из эксперимента радиусов.

Измерения сечений  $\sigma_I$  для изобар с  $A = 20$  при энергии 950 МэВ/нуклон на мишени  ${}^{12}\text{C}$  приведены в [27]. В этой же работе был сделан первый анализ этих данных в рамках модели сильного поглощения с параметризацией Коха и глауберовского приближения. В глауберовских расчетах использовалась параметризация плотностей в представлении гармонического осциллятора или в виде фермиевского распределения. Получены следующие результаты. Наибольшая разница в радиусах, которая составляет 0,2 фм, обнаружена для зеркальных ядер  ${}^{20}\text{O}$  и  ${}^{20}\text{Mg}$ . Появились соображения о существовании про-

**Таблица 12. Среднеквадратичные радиусы распределения нейтронов, протонов и вещества для изобар с  $A = 17$  и  $A = 20$ , вычисленные в сферическом базисе метода Хартри—Фока**

Ядро	Орбиталь	$r_n$ , фм	$r_p$ , фм	$r_m$ , фм	$\lambda_n$ , МэВ	$\lambda_p$ , МэВ
$^{17}_5\text{B}_{12}$		2,976	2,452	2,832	-2,85	-20,73
	$(1d_{5/2})^4_v(*)$	3,064	2,421	2,890	-0,695	-22,49
	$(2s_{1/2})^2_v(*)$	3,623	2,421	3,315	-0,695	-22,49
$^{17}_6\text{C}_{11}$		2,847	2,488	2,726	-4,12	-23,49
	$(1d_{5/2})^3_v(*)$	2,915	2,473	2,764	-0,729	-21,94
	$(2s_{1/2})^1_v(*)$	3,221	2,473	2,979	-0,729	-21,94
$^{17}_7\text{N}_{10}$		2,762	2,563	2,682	-5,67	-15,78
	$(1d_{5/2})^2_v(*)$	2,777	2,545	2,684	-4,19	-12,01
	$(2s_{1/2})^2_v(*)$	2,902	2,545	2,760	-4,19	-12,01
$^{17}_8\text{O}_9$		2,688	2,631	2,661	-7,23	-13,45
$^{17}_9\text{F}_8$		2,610	2,723	2,670	-16,85	-3,57
$^{17}_{10}\text{Ne}_7$		2,550	2,819	2,711	-18,72	-1,68
	$(1d_{5/2})^2_v(*)$	2,526	2,843	2,717	-15,03	-0,48
	$(2s_{1/2})^2_v(*)$	2,526	3,105	2,880	-15,03	-0,48
$^{20}_6\text{C}_{14}$		2,993	2,526	2,861	-5,15	-28,14
$^{20}_7\text{N}_{13}$		2,926	2,592	2,813	-6,47	-20,94
$^{20}_8\text{O}_{12}$		2,869	2,650	2,784	-7,85	-18,64
$^{20}_9\text{F}_{11}$		2,817	2,726	2,777	-9,10	-8,07
$^{20}_{10}\text{Ne}_{10}$		2,764	2,795	2,779	-10,38	-6,36
$^{20}_{11}\text{Na}_9$		2,705	2,862	2,792	-11,70	-4,71
$^{20}_{12}\text{Mg}_8$		2,638	2,931	2,818	-21,96	-3,11
$^{20}_{13}\text{Al}_7$		2,587	3,017	2,874	-23,73	-1,41
$^9\text{Be}$		2,343	2,262	2,307	-11,70	-12,62
$^{12}\text{C}$	(**)	2,245	2,400	2,324	-27,26	-14,14
$^{27}\text{Al}$		2,959	2,960	2,960	-14,48	-10,57

тонной шубы для  $^{20}\text{Mg}$  и нейтронной — для  $^{20}\text{N}$ . Наибольшая разница в радиусах нейтронного и протонного распределений найдена для ядер с большим избытком протонов ( $^{20}\text{Mg}$ ,  $\Delta r_{np} = -(0, 50 \pm 0, 28)$  фм) и нейтронов ( $^{20}\text{N}$ ,  $\Delta r_{np} = (0, 33 \pm 0, 15)$  фм). Выбор параметризации плотности (представление гармонического осциллятора или фермиевское распределение) незначительно (в пределах 1,5–2%) влияет на результаты.

Анализ данных [27] проводился также в работах [95,84]. Результаты анализа представлены в табл.13 вместе с экспериментальными данными из [27]. Во втором и третьем столбцах даны результаты расчетов в сферическом и

**Таблица 13.** Полные сечения реакции  $\sigma_R$  для изобар с  $A = 20$ , вычисленные в глауберовском приближении, и экспериментальные сечения взаимодействия  $\sigma_I$ 

Ядро	Сферический базис HF	Деформированный базис HF	Метод функционала плотности	Эксперимент
$^{20}\text{N}$	1145	1152	1227	1121(17)
$^{20}\text{O}$	1129	1138	1181	1078(10)
$^{20}\text{F}$	1124	1147	1162	1113(11)
$^{20}\text{Ne}$	1125	1168	1163	1144(10)
$^{20}\text{Na}$	1131	1155	1172	1094(11)
$^{20}\text{Mg}$	1145	1154	1207	1150(12)

деформированном базисах ХФ из [95], а в четвертом — сечения  $\sigma_R$ , рассчитанные в ПМПФ на основе глауберовского приближения [84]. Использование деформированного базиса незначительно влияет на  $\sigma_R$  (максимальное изменение около 4% для  $^{20}\text{Ne}$ ), при этом согласие с экспериментом остается таким же. Оба теоретических подхода достаточно хорошо описывают экспериментальные данные; значения  $\sigma_R$ , полученные в ПМПФ, несколько выше, но и в этом случае среднее отклонение теоретических результатов от экспериментальных составляет всего 6%. Экспериментальное значение  $\sigma_I$  для  $^{20}\text{Na}$ , представленное в табл.13, в пределах погрешности совпадает с соответствующим значением из табл.11.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения сечений взаимодействия легких экзотических ядер со стабильными ядрами были проведены на самом начальном этапе экспериментальных исследований этих ядер. В дальнейшем полные сечения реакции и сечения взаимодействия были получены для многих изотопов He, Li, Be, B, C и Na, а также изобар с  $A = 17$  и  $A = 20$  как при высоких (400, 700–950 МэВ/нуклон), так и при промежуточных (10–80 МэВ/нуклон) энергиях. Уже в первых измерениях была обнаружена сильная изотопическая зависимость радиусов легких экзотических ядер, что после дальнейших исследований реакций (фрагментации, диссоциации, передачи и др.) привело к формированию представлений о существовании в ядрах нейтронного ( $^{11}\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ) и, возможно, протонного ( $^8\text{B}$ ) гало. Для многих ядер обнаружена значительная нейтронная или протонная шуба. Интересные закономерности в поведении радиусов распределения вещества выявлены в изотопах Na, а также изобарах с  $A = 17$  и  $A = 20$ .

Полученные экспериментальные данные анализировались в рамках различных подходов, среди которых можно выделить модель сильного поглоще-

ния, стандартную оптическую модель, полумикроскопический подход, основанный на модели двойной свертки, и глауберовское приближение. Модель сильного поглощения и стандартная оптическая модель не совсем успешно описывали экспериментальные данные, и анализ на их основе давал лишь общую информацию о геометрических свойствах ядер. Использование полумикроскопических подходов — оптической модели с микроскопическими потенциалами двойной свертки и теории Глаубера — требует построения в рамках конкретных ядерно-структурных моделей нейтронных и протонных плотностей и, следовательно, позволяет апробировать такие модели в анализе сечений.

Различные подходы применялись к расчету ядерных плотностей: оболочечная модель, метод Хартри—Фока со сферическим и деформированным базисами, метод функционала плотности, кластерный подход. Представляется целесообразным использовать модель, в которой в рамках единой расчетной схемы вычисляются нейтронные и протонные плотности как для ядер-мишеней, так и для частиц-снарядов. Такая схема в настоящее время реализована на основе метода функционала плотности (который фактически является одним из вариантов самосогласованной теории конечных ферми-систем).

Оптический предел с нулевым радиусом взаимодействия глауберовской теории представляется разумным приближением для анализа сечений взаимодействия при высоких энергиях, но при промежуточных энергиях,  $E/A \leq \leq 100$  МэВ/нуклон, необходимо учитывать различные поправки к нему (конечный радиус взаимодействия, различные нуклонные корреляции, неэйнковальные и кулоновские эффекты).

При энергиях до 100 МэВ/нуклон разумно использовать полумикроскопическую оптическую модель, в которой вещественная часть потенциала вычисляется в том или ином варианте модели двойной свертки, а мнимая часть параметризуется. При этом расчеты сечений реакций в такой модели могут обладать предсказательной силой только в том случае, если параметры потенциала поглощения фиксированы либо путем подбора из известных систематик, либо сравнением теоретических угловых распределений упругого рассеяния с экспериментальными, измеренными при той же энергии, что и полное сечение реакции. Систематики параметров потенциала поглощения для стабильных ядер далеко не всегда применимы к экзотическим ядрам, поэтому крайне желательно одновременное измерение угловых распределений упругого рассеяния и полных сечений реакции для одной и той же частицы-снаряда при одной и той же энергии. Пока такие экспериментальные данные единичны.

Было бы очень важно измерить сечения  $\sigma_R$  в энергетическом интервале 100÷200 МэВ/нуклон. В этом интервале уже работает глауберовское приближение и в то же время еще возможно применение полумикроскопической оптической модели. Анализ экспериментальных данных в указанном интер-

вале позволил бы, с одной стороны, сравнить два полумикроскопических подхода, с другой—дополнить существующий анализ энергетической зависимости  $\sigma_R$ .

В заключение авторы выражают благодарность за полезное и плодотворное обсуждение проблем, затронутых в обзоре, Г.Д.Алхазову, А.А.Коршенинникову, А.А.Оглоблину, Ю.Э.Пенионжквичу и Н.К.Скобелеву. Один из авторов (С.А.Фаянс) признателен Д.Завише за интересные дискуссии. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, проект 98-02-16979 и Немецкого исследовательского общества (DFG).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Tanihata I.** — Treatise on Heavy-Ion Science. Ed. Bromley D.A. New York: Plenum, 1989, v.8, p.443.
2. **Detraz C., Vietra D.J.** — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1989, v.39, p.407.
3. **Roeckl E.** — Rep. Progr. Phys., 1992, v.55, p.1661.
4. **Bertulani C.A., Canto L.F., Hussein M.S.** — Phys. Rep., 1993, v.226, p.281.
5. **Riissager K.** — Rev. Mod. Phys., 1994, v.66, p.1105.
6. **Tanihata I.** — J. Phys., 1996, v.G22, p.157.
7. **Князьков О.М., Кухтина И.Н., Фаянс С.А.** — ЭЧАЯ, 1997, т.28, с.1061.
8. **Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et al.** — Phys. Lett., 1985, v.B160, p.380.
9. **Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et al.** — Phys.Rev.Lett., 1985, v.55, p.2676.
10. **Tanihata I., Kobayashi T., Yamakawa O. et al.** — Phys. Lett., 1988, v.B206, p.592.
11. **Tanihata I., Kobayashi T., Suzuki T. et al.** — Phys. Lett., 1992, v.B287, p.307.
12. **Minamisono T., Ohtsubo T., Minami I.** — Phys. Rev. Lett., 1992, v.69, p.2058.
13. **Villari A.C.C., Mittig W., Plagnol E. et al.** — Phys.Lett., 1991, v.B268, p.345.
14. **Blank B., Gaimard J.-J., Geissel H. et al.** — Z.f.Phys., 1991, v.A340, p.41.
15. **Blank B., Gaimard J.-J., Geissel H. et al.** — Nucl.Phys., 1993, v.A555, p.408.
16. **Warner R.E., Patty R.A., Voyles P.M. et al.** — Phys.Rev., 1996, v.C54, p.1700.
17. **Warner R.E., Kelley I.H., Zecher P. et al.** — Phys.Rev., 1995, v.C52, p.R1166.
18. **Negoita F., Borcea C., Carstoiu F. et al.** — Phys.Rev., 1996, v.C54, p.1787.
19. **Ozawa A., Tanihata I., Kobayashi T. et al.** — Nucl.Phys., 1996, v.A608, p.63.
20. **Obuti M.M., Kobayashi T., Hirata D. et al.** — Nucl.Phys., 1996, v.A609, p.74.
21. **Suzuki T., Geissel H., Bochkarev O. et al.** — Phys.Rev.Lett., 1995, v.75, p.3241.
22. **Suzuki T., Geissel H., Bochkarev O. et al.** — Nucl. Phys., 1998, v.A630, p.402c.
23. **Alahari N., Bazin D., Davids B. et al.** — 2-nd Intern. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, 23–27 June, 1998, Shanty Creek Resort Bellaire, Michigan USA, Book of Abstracts, p.B8.
24. **Brown B.A., Hansen P.G.** — Phys. Lett., 1996, v.B381, p.391.

25. Licot I., Added N., Carlin N. et al.— Phys.Rev., 1997, v.C56, p.250.
26. Tanihata I., Kobayashi T., Shimoura S. et al.— Proc. Ist Intern. Conf. on Radioactive Nuclear Beams. Meyers W.D., Nitschke J.M., Norman E.B. (eds.) Singapore: World Scientific, 1990, p.429.
27. Chulkov L., Kraus G., Vochkarev O. et al.— Nucl.Phys., 1996, v.A603, p.219.
28. Glauber R.J. — In Lectures in Theoretical Physics, ed. by Brittin W.E. Interscience, New York, 1959, v.1, p.315.
29. Koh S., Gamp A., Perrin C. et al.— Phys. Rev., 1987, v.C35, p.1678.
30. Satchler G.R., Love W.G. — Phys. Rep., 1979, v.55, p.183.
31. Смирнов А.В., Толоконников С.В., Фаянс С.А. — ЯФ, 1988, т.48, с.1661.
32. Shen W.-Q., Wang B., Feng J. et al.— Nucl. Phys., 1989, v.A491, p.130.
33. Князьков О.М. — ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.318.
34. Дао Тиен Кхоа, Князьков О.М. — ЭЧАЯ, 1990, т.21, с.1456.
35. Lewitowicz M., Borcea C., Carstou F. et al.— Nucl.Phys., 1993, v.A562, p.301.
36. Zahar M., Belbot M., Kolata J.J. et al.— Phys.Rev., 1994, v.C49, p.1540.
37. Mermaz M.C. — Phys.Rev., 1994, v.C50, p.2620.
38. Kolata J.J., Zahar M., Smith R. et al.— Phys.Rev.Lett., 1992, v.69, p.2631.
39. Fayans S.A., Knyazkov O.M., Kuchkina I.N. et al.— Phys. Lett., 1995, v.B357, p.509.
40. Dao Tien Khoa, Satchler G.R., von Oertzen W.— Phys.Lett., 1995, v.B358, p.14.
41. Carstou F., Lassaut M. — Nucl.Phys., 1996, v.A597, p.2213.
42. Satchler G.R. — Direct Nuclear Reactions. N.Y. – Oxford: Oxford, Univ. Press, 1983.
43. Chaudhuri A.K., Basu D.N., Sinha B.— Nucl. Phys., 1985, v.A439, p.415.
44. Campi X., Bouyssy A. — Phys. Lett., 1978, v.B73, p.263.
45. Bertsch G.F., Borysowicz J., McManus H. et al.— Nucl. Phys., 1977, v.A284, p.399.
46. Anantaraman N., Toki H., Bertsch G.F. — Nucl. Phys., 1983, v.A398, p.269.
47. Brandan M.E., Satchler G.R. — Phys.Rep., 1997, v.285, p.143.
48. Болотов Д.В., Князьков О.М., Кухтина И.Н., Фаянс С.А.— ЯФ, 1999 (в печати).
49. Kobos A.M., Brown V.A., Hodgson P.E. et al. — Nucl. Phys., 1982, v.A384, p.65.
50. Jeukenne J.-P., Lejeune A., Mahaux C.— Phys. Rev., 1977, v.C16, p.80.
51. Гончаров С.А., Князьков О.М., Коложвари А.А.— ЯФ, 1996, т.59, с.666.
52. Charagi S.K., Gupta S.K. — Phys.Rev., 1990, v.C41, p.1610.
53. Bertsch G.F., Brown V.A., Sagawa H.— Phys. Rev., 1989, v.C39, p.1154.
54. Franey M.A., Love W.G. — Phys.Rev., 1985, v.C31, p.488.
55. Ray L. — Phys.Rev., 1979, v.C20, p.1857.
56. Charagi S.K., Gupta S.K. — Phys.Rev., 1997, v.C56, p.1171.
57. Al-Khalili J.S., Tostevin J.A., Thompson I.J.— Phys.Rev., 1996, v.C54, p.1843.
58. Rego R.A. — Nucl.Phys., 1995, v.A581, p.119.
59. Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Казача Г.С. и др.— ЯФ, 1995, т.54, с.620.
60. Shmakov S.Yu., Uzhinskii V.V., Zadorozhny A.M.— Comp. Phys. Commun., 1989, v.54, p.125.

61. Al-Khalili J.S., Tostevin J.A.— Phys.Rev. Lett., 1996, v.76, p.3903.
62. Alkazov G.D. — 2-nd Intern. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, 23–27 June, 1998, Shanty Creek Resort Bellaire, Michigan USA, Book of Abstracts, p.B5.
63. Ситенко А.Г. — Укр. физ. ж., 1959, т.4, с.152.
64. Sato H., Okuhara Y. — Phys. Rev., 1986, v.C34, p.2171.
65. Kobayashi T., Shimoura S., Tanihata I. et al.— Phys. Lett., 1989, v.B232, p.51.
66. Tanihata I. — Nucl. Phys., 1988, v.A488, p.113c.
67. Tostevin J.A., Johnson R.C., Al-Khalili J.S.— Nucl. Phys., 1998, v.A630, p.340c.
68. Warner R.E., van den Berg A.M., Berland K.M. et al.— Phys.Rev., 1989, v.C40, p.2473.
69. Auce A., Carlson P.F., Cox A.J. et al.— Phys.Rev., 1994, v.C50, p.871.
70. Karol P.J. — Phys.Rev., 1975, v.C11, p.1203.
71. Warner R.E., Felder G.N. — Phys.Rev., 1990, v.C42, p.2252.
72. Rebel H., Schweimer G.W., Specht J. et al.— Nucl. Phys., 1972, v.A182, p.145.
73. Tatischeff B., Brissaud I. — Nucl. Phys., 1970, v.A155, p.89.
74. Satchler G.R. — Nucl. Phys., 1965, v.A70, p.177.
75. Saint-Laurent M.G., Anne R., Bazin D. et al.— Z.f.Phys., 1989, v.A332, p.457.
76. Nguen Van Giai, Sagawa H. — Phys. Lett., 1981, v.B106, p.379.
77. Takigawa N., Ueda M., Kuratani M., Sagawa H.— Phys. Lett., 1992, v.B288, p.244.
78. Fayans S.A., Bolotov D.V., Knyazkov O.M., Kuchtina I.N.— Heavy Ion Physics, VI Intern. School–Seminar, Sept. 22–27, 1997, Dubna, Russia, Abstracts, p.100.
79. Князьков О.М., Коложвари А.А., Кухтина И.Н., Фаянс С.А.— ЯФ, 1996, т.59, с.466.
80. Князьков О.М., Кухтина И.Н., Пенионжквич Ю.Э. и др.— ЯФ, 1996, т.59, с.1188.
81. Князьков О.М., Кухтина И.Н., Фаянс С.А.— ЯФ, 1998, т.61, с.603.
82. Fayans S.A., Knyazkov O.M., Kuchtina I.N.— Nucl. Phys., 1997, v.A626, p.263c.
83. Князьков О.М., Кухтина И.Н., Фаянс С.А.— ЯФ, 1998, т.61, с.827.
84. Fayans S.A., Bolotov D.V., Knyazkov O.M., Kuchtina I.N.— 2-nd Intern. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, 23–27 June, 1998, Shanty Creek Resort Bellaire, Michigan USA, Book of Abstracts, p.PB8.
85. Shimoura S. — Proc. 2-nd Intern. Conf. on Radioactive Beams, ed. Th.Deebar (Adam Hilger, Bristol, 1992), p.215.
86. Fukuda M., Ichihara T., Inabe N. et al.— Phys.Lett., 1991, v.B268, p.339.
87. Suzuki T., Sümmerer K., Bochkarev O. et al.— 2-nd Intern. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, 23–27 June, 1998, Shanty Creek Resort Bellaire, Michigan USA, Book of Abstracts, p.A12.
88. Pecina I., Anne R., Bazin D. et al.— Phys.Rev., 1995, v.C52, p. 191.
89. Fukuda M., Mihara M., Fukuo T. et al.— Nucl. Phys., 1999, in press.
90. Blank B., Marchand C., Pravikoff M.S. et al.— Nucl.Phys., 1997, v.A624, p.242.
91. Huber G., Touchard F, Büttgenbach S. et al.— Phys.Rev., 1978, v.C18, p.2342.
92. Hirata D., Toki H., Warabe T. et al.— Phys.Rev., 1991, v.C44, p.1467.

93. **Tanihata I., Kobayashi T., Shimonra S. et al.**— Proc. 1–st Intern.Conf. on Radioactive Beams, Meyers W.D., Nitschke J.M., Norman E.B., (eds.), Singapore: World Scientific, 1990, p.429.
94. **Ozawa A., Kobayashi T., Sato H. et al.**— Phys.Lett., 1994, v.B334, p.18.
95. **Kitagawa H., Tajima N., Sagawa H.**— Z.f.Phys., 1997, v.A358, p.381.
96. **Lazard C., Lombard R.J., Maric Z.**— J. Phys., 1985, v.G11, p.991.
97. **Lazard C., Lombard R.J., Maric Z.**— J. Phys., 1987, v.G13, p.321.