

## СТРУКТУРА ЛЕГКИХ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР И МЕХАНИЗМ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ

© 2011 г. Е. Т. Ибраева<sup>1)\*</sup>, М. А. Жусупов<sup>2)</sup>, О. Имамбеков<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 21.12.2010 г.; после доработки 21.04.2011 г.

Представлена серия расчетов дифференциальных сечений упругого  $p^6\text{He}$ ,  $p^8\text{Li}$  и  $p^9\text{Li}$ -рассеяния при двух энергиях 70 и 700 МэВ/нуклон в рамках глауберовской теории многократного дифракционного рассеяния. Использовались трехчастичные волновые функции:  $\alpha-n-n$  (для  $^6\text{He}$ ),  $\alpha-t-n$  (для  $^8\text{Li}$ ) и  $^7\text{Li}-n-n$  (для  $^9\text{Li}$ ), с реалистическими потенциалами межкластерных взаимодействий. Исследована чувствительность упругого рассеяния к протон-ядерному взаимодействию и к структуре ядер. В частности, рассчитана зависимость дифференциального сечения от вклада соударений высших порядков, от рассеяния на коре и периферических нуклонах, от вклада малых компонент волновых функций и их асимптотики. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными и с расчетами в рамках других формализмов.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Возможности для изучения свойств ядерной материи значительно расширились с получением пучков радиоактивных ядер. Измерение дифференциальных и полных сечений рассеяния протонов на этих ядрах в инверсной кинематике дает важную информацию об их структуре: неравномерностях нейтронной и протонной плотностей (гало), новых областях деформации и новом типе коллективных возбуждений при низких энергиях (мягком дипольном резонансе), нерегулярности в заполнении оболочек и др.

Представлена серия расчетов дифференциального сечения (ДС) упругого рассеяния протонов на изотопах  $^6\text{He}$ ,  $^8,9\text{Li}$ , выполненных методом многократного дифракционного рассеяния Глаубера. Использовались волновые функции (ВФ), полученные в рамках современных трехчастичных ядерных моделей:  $\alpha-n-n$  (для  $^6\text{He}$ ),  $\alpha-t-n$  (для  $^8\text{Li}$ ) и  $^7\text{Li}-n-n$  (для  $^9\text{Li}$ ), с реалистическими потенциалами межкластерных взаимодействий, и разложение глауберовского оператора в ряд многократного рассеяния в форме, хорошо адаптируемой к картине слабосвязанных кластеров в гало-ядрах. Проведено сравнение разных подходов к оценке ДС, чтобы выявить обоснованность использования тех или иных моделей и значимость членов высших порядков в ряде многократного рассеяния.

Основное внимание в настоящей работе уделяется вопросу о том, какие именно свойства многочастичных моделей гало-ядер зондируются упругим рассеянием на протонах при промежуточных (от десятков до сотен МэВ/нуклон) энергиях. В частности, значительный интерес представляет проверка, насколько чувствителен это процесс к протон-ядерному взаимодействию, какова зависимость ДС от вклада высших кратностей рассеяния и от малых компонент ВФ при разной энергии налетающих частиц.

Вопрос о связи механизма реакции и структуры слабосвязанных ядер привлекает внимание многих авторов. Интересная идея была реализована в работах [1, 2]. Анализируя упругое  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяние при  $E_{\text{л.с.}} = 19.6$  МэВ, авторы [1, 2] связали механизм реакции, проходящей через обмен динейтроном (соответствующий полюсной диаграмме), и независимую, с запаздыванием, передачу двух нейтронов (соответствующую четырехугольной диаграмме) с двумя различными конфигурациями ВФ  $^6\text{He}$  — динейтронной и “сигарообразной”. Вклад динейтронной конфигурации в ДС упругого  $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния приводит к появлению максимумов под большими углами ( $\theta > 60^\circ$ ), сигарообразная конфигурация дает сравнимый с потенциальным вклад в ДС рассеяния во всем угловом диапазоне. И хотя динейтронная конфигурация в ВФ  $^6\text{He}$  преобладает над сигарообразной (вес соответствующих конфигураций составляет 95% и 5%), однако вклад сигарообразной конфигурации в сечение доминирует в области малых углов и даже на самых больших углах сравним по величине с вкладом динейтронной конфигурации.

<sup>1)</sup>Институт ядерной физики Национального ядерного центра Республики Казахстан, Алматы.

<sup>2)</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы.

\*E-mail: [ibr@inp.kz](mailto:ibr@inp.kz)

В настоящее время можно считать установленным [3], что нейтроноизбыточные изотопы  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Li}$  состоят из кора и одного (для  ${}^8\text{Li}$ ) или двух (для  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$ ) валентных нейтронов. Микроскопическая мультикластерная модель предсказывает толщину скина (нейтронной “кожи”) около 0.4 Фм у  ${}^8\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Li}$  [4] и 0.8 Фм у  ${}^6\text{He}$  [4]. Из этого (в совокупности с данными о среднеквадратичных материальных радиусах ядер, приведенных ниже в табл. 1–3 в сравнении с другими характеристиками) можно заключить, что ядра  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Li}$  не проявляют четкой гало-структуры, это, скорее, скин-ядра, т.е. такие, у которых наличие избыточных нейтронов не приводит к заметному увеличению радиуса, а лишь к превышению концентрации нейтронов в поверхностной области ядра. Что касается пространственной взаимосвязи между нейтронами гало, динейтронная конфигурация избыточных нейтронов в  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Li}$ , как было показано в [1, 2, 5], преобладает над сигарообразной.

Настоящая работа является продолжением наших предыдущих работ [6–9], в которых были рассчитаны ДС и анализирующие способности упругого  $p^6\text{He}$ - и  $p^{8,9}\text{Li}$ -рассеяния. В представленной работе при расчете характеристик рассеяния используются как первоначальные, так и усовершенствованные версии ВФ, которые лучше воспроизводят статические и динамические характеристики ядер. Обсуждение выбора потенциалов межкластерных взаимодействий для расчета ВФ (первоначальных и усовершенствованных), учитываемых конфигураций и рассчитанных с ними статических характеристик ядер проведено в разд. 2; результаты обсуждения суммированы в табл. 1–3. В разд. 2 также кратко описан формализм глауберовской теории и приведены формулы, необходимые для анализа результатов, представленных в разд. 3. Рассчитанные ДС сравниваются с имеющимися экспериментальными данными [10–14] и с расчетами других авторов [15–19], выполненными в различных формализмах. В Заключении представлены выводы, следующие из проведенных исследований.

## 2. ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ ЯДЕР В ТРЕХЧАСТИЧНЫХ МОДЕЛЯХ И ФОРМАЛИЗМ ГЛАУБЕРОВСКОЙ ТЕОРИИ

В соответствии с теорией многократного рассеяния Глаубера амплитуда упругого рассеяния протона на ядре с массовым числом  $A$  может быть записана, согласно [20], как интеграл по прицельному параметру  $\rho_{\perp}$ :

$$M_{if}(\mathbf{q}_{\perp}) = \sum_{M_j M'_j} \frac{ik}{2\pi} \int d\rho_{\perp} d\mathbf{R}_A \times \quad (1)$$

$$\times \exp(i\mathbf{q}_{\perp} \rho_{\perp}) \delta(\mathbf{R}_A) \left\langle \Psi_i^{JM_j} \left| \Omega \right| \Psi_f^{JM'_j} \right\rangle,$$

где индекс “ $\perp$ ” имеют двумерные векторы, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению падающего пучка;  $\left\langle \Psi_i^{JM_j} \left| \Omega \right| \Psi_f^{JM'_j} \right\rangle$  — амплитуда перехода из начального  $\Psi_i^{JM_j}$  в конечное состояние  $\Psi_f^{JM'_j}$  ядра под действием оператора  $\Omega$ ; в случае упругого рассеяния  $\Psi_i^{JM_j} = \Psi_f^{JM'_j}$ ;  $\mathbf{R}_A = \frac{1}{A} \sum_{n=1}^A \mathbf{r}_n$  — координата центра масс ядра;  $\mathbf{k}$  — импульс налетающих частиц в с.ц.м.;  $\mathbf{q}_{\perp}$  — переданный в реакции импульс.

В динамических мультикластерных моделях [21, 22] для описания ядра как системы взаимодействующих кластеров конструируется пробная функция в виде произведения внутренних ВФ подсистем различных кластерных конфигураций частиц и ВФ относительного движения:

$$\Psi_{i,f}^{JM_j} = \Psi_1 \Psi_2 \Psi_3 \Psi^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (2)$$

где  $\Psi_1$ ,  $\Psi_2$ ,  $\Psi_3$  — внутренние ВФ кластеров (которые полагаются такими же, как ВФ свободных частиц);  $\Psi^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$  — ВФ их относительного движения в координатах Якоби. Индекс 1 имеют  $\alpha$ -частица (в  $\alpha$ - $n$ - $n$ - и  $\alpha$ - $t$ - $n$ -моделях) и  ${}^7\text{Li}$  (в  ${}^7\text{Li}$ - $n$ - $n$ -модели), индекс 2 —  $t$  (в  $\alpha$ - $t$ - $n$ -модели) и  $n$  (в  $\alpha$ - $n$ - $n$ - и  ${}^7\text{Li}$ - $n$ - $n$ -моделях), индекс 3 —  $n$  (в  $\alpha$ - $n$ - $n$ ,  $\alpha$ - $t$ - $n$  и  ${}^7\text{Li}$ - $n$ - $n$ -моделях). Координата  $\mathbf{r}$  описывает относительное движение  $\alpha t$  (в  $\alpha$ - $t$ - $n$ -модели) и  $nn$  (в  $\alpha$ - $n$ - $n$ - и  ${}^7\text{Li}$ - $n$ - $n$ -моделях), ей сопряжен орбитальный момент  $\lambda$  с проекцией  $\mu$ ; координата  $\mathbf{R}$  описывает относительное движение между центрами масс системы  $\alpha t$  (в  $\alpha$ - $t$ - $n$ -модели), системы  $nn$  (в  $\alpha$ - $n$ - $n$ - и  ${}^7\text{Li}$ - $n$ - $n$ -моделях) и оставшимся кластером ( $\alpha$ ,  ${}^7\text{Li}$ ), ей сопряжен орбитальный момент  $l$  с проекцией  $m$ . Волновую функцию относительного движения разложим в ряд по парциальным волнам:

$$\Psi^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{\lambda LS} \Psi_{\lambda LS}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (3)$$

Каждая парциальная функция факторизуется на радиальную и спин-угловую части:

$$\Psi_{\lambda LS}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Phi_{\lambda}(r, R) F_{\lambda LS}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (4)$$

Радиальная часть ВФ аппроксимируется линейной комбинацией гауссовских функций:

$$\Phi_{\lambda}(r, R) = r^{\lambda} R^l \sum_{ij} C_{ij}^{\lambda l} \exp(-\alpha_i r^2 - \beta_j R^2). \quad (5)$$

Веса компонент  $C_{ij}^{\lambda l}$  находятся в результате численного решения уравнения Шредингера вариационным методом, коэффициенты  $\alpha_i$ ,  $\beta_j$  задаются на

**Таблица 1.** Потенциалы взаимодействия и учитываемые конфигурации волновых функций ядра  ${}^6\text{He}$  в  $\alpha$ - $n$ - $n$ -модели

Потенциал	Вариант 1 [21]	Вариант 2 [22]
$nn$	Потенциал Рейда с мягким кором (RSC)	Тот же, что в варианте 1
$\alpha n$	Потенциал Сака–Биденхарна–Брейта	Потенциал, расщепленный по четности орбитального момента
Конфигурация $\lambda \ l \ L \ S$	Вес конфигурации ( $P$ )	
0 0 0 0	0.957	0.869
1 1 1 1	0.043	0.298
$\sqrt{r_m^2}$ [ФМ] <sup>а)</sup>	2.43	2.44
$E$ [МэВ] <sup>б)</sup>	-0.14	

<sup>а)</sup>  $\sqrt{r_{m\text{эксп}}^2} = 2.45(10)$  ФМ [13].

<sup>б)</sup>  $E_{\text{эксп}} = -0.973$  МэВ [23].

**Таблица 2.** Потенциалы взаимодействия, учитываемые конфигурации волновых функций и полученные с ними статические характеристики ядра  ${}^8\text{Li}$  в  $\alpha$ - $t$ - $n$ -модели

Потенциал	Вариант 1 [24]	Вариант 2 [25]	Вариант 3 [26]
$\alpha t$	Гауссовский потенциал, содержащий восемь параметров	Гауссовский потенциал в форме Бака с суперсимметричной отталкивающей частью на малых расстояниях	Тот же, что в варианте 2, с включением тензорного взаимодействия
$\alpha n$	Гауссовский потенциал, расщепленный по четности орбитального момента	Тот же, что в варианте 1	Тот же, что в варианте 1
$tn$	Гауссовский потенциал, расщепленный по четности орбитального момента	Тот же, что в варианте 1	Тот же, что в варианте 1
Конфигурация $\lambda \ l \ L \ S$	Вес конфигурации ( $P$ )		
1 1 1 1	1.00	0.9880	0.8818
1 1 2 1		0.0024	0.0712
3 1 2 1		0.0045	0.0378
$\sqrt{r_m^2}$ [ФМ] <sup>а)</sup>	2.36	2.348	2.38
$E$ [МэВ] <sup>б)</sup>	-3.82	-4.406	-4.657
$\mu/\mu_0$ <sup>в)</sup>	1.48	1.408	1.624
$Q$ [мбн] <sup>г)</sup>	16.55	18.94	30.36

<sup>а)</sup>  $\sqrt{r_{m\text{эксп}}^2} = 2.50(6)$  ФМ [13].

<sup>б)</sup>  $E_{\text{эксп}} = -4.501$  МэВ [27].

<sup>в)</sup>  $\mu_{\text{эксп}} = 1.65\mu_0$  [28].

<sup>г)</sup>  $Q_{\text{эксп}} = 24(2)$  [29],  $32.7(6)$  мбн [27].

**Таблица 3.** Потенциалы взаимодействия, учитываемые конфигурации волновых функций и полученные с ними статические характеристики ядра  ${}^9\text{Li}$  в  ${}^7\text{Li}-n-n$ -модели

Потенциал	Используемый вариант		
	Вариант 1 [8, 9]	Вариант 2 [8, 9]	Вариант 3 [8, 9]
${}^7\text{Li}n$	Глубокий притягивающий потенциал с запрещенными состояниями в форме Бака без обменных членов	Глубокий притягивающий потенциал с запрещенными состояниями в форме Бака с обменными членами с сильной спиновой зависимостью	
$nn$	Потенциал Хасегава–Нагаты для нечетных волн, Афнана–Тана с отталкивающим кором для четных волн	Потенциал Волкова	Тот же, что в варианте 1
Конфигурация $\lambda \quad l \quad L \quad S$	Вес конфигурации ( $P$ )		
0 0 0 3/2	0.051	0.984	0.654
1 1 1 3/2	0.470	0.015	0.167
2 2 1 3/2	0.246		
1 1 1 1/2	0.096	0.001	0.167
2 2 1 1/2	0.050		
3 3 1 3/2	0.071		
3 3 1 1/2	0.014		
$\sqrt{r_m^2}$ [ФМ] <sup>a)</sup>	2.38	2.40	2.46
$E$ [МэВ] <sup>b)</sup>	–9.01	–6.20	–5.906
$\mu/\mu_0$ <sup>b)</sup>	0.94	1.31	1.33
$Q$ [мбн] <sup>г)</sup>	–40.0	–23.98	–27.93

<sup>a)</sup>  $\sqrt{r_{m\text{эксп}}^2} = 2.44(6)$  ФМ [13].

<sup>b)</sup>  $E_{\text{эксп}} = -6.096$  МэВ [30].

<sup>b)</sup>  $\mu_{\text{эксп}} = 3.44\mu_0$  [29, 30].

<sup>г)</sup>  $Q_{\text{эксп}} = -27.4(1)$  мбн [30].

тангенциальной сетке. Спин-угловая часть

$$F_{\lambda LS}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \quad (6)$$

$$= \sum_{M_L M_S \mu m} \langle \lambda \mu l m | L M_L \rangle \langle s_1 m_1 s_2 m_2 | S M_S \rangle \times$$

$$\times \langle L M_L S M_S | J M_J \rangle Y_{\lambda \mu}(\Omega_r) Y_{l m}(\Omega_R) \chi_{S M_S}$$

является произведением коэффициентов Клебша–Гордана, определяющих схему сложения моментов ( $s_i$  и  $m_i$  – спины и проекции “валентных” частиц ( $n, p$ );  $L, M_L, S, M_S$  и  $J, M_J$  – орбитальный, спиновый и полный моменты ядер), и сферических  $Y_{\lambda \mu}(\Omega_r), Y_{l m}(\Omega_R)$ , а также спиновой  $\chi_{S M_S}$  функций.

Конфигурация ВФ определяется квантовыми числами  $\lambda, l, L, S$ , которые для рассматриваемых

ядер приведены в табл. 1–3 с их весами и некоторыми рассчитанными ядерными характеристиками.

Выбор потенциалов межкластерных взаимодействий оказывается основной задачей при вычислении ВФ, так как они являются входными параметрами расчета и от них зависит качество ВФ. Потенциалы межкластерных взаимодействий, учитываемые конфигурации ВФ и рассчитанные с ними статические характеристики ядер приведены в табл. 1–3 для ядер  ${}^6\text{He}, {}^8\text{Li}$  и  ${}^9\text{Li}$ .

В первоначальной версии расчета ВФ ядра  ${}^6\text{He}$  в качестве  $an$ -потенциала использовался потенциал Сака–Биденхарна–Брейта (SBB) [21] в гауссовой форме (вариант 1 в табл. 1). В дальнейшем он был заменен на глубокий притягивающий потенциал с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов (вариант 2 в табл. 1) [22]. Последний содер-

жит обменную майорановскую компоненту как в центральном, так и в спин-орбитальном члене, которая и приводит к четно-нечетному расщеплению фазовых сдвигов. Этот потенциал более адекватно учитывает принцип Паули и хорошо воспроизводит данные по рассеянию волн с низкими орбитальными моментами ( $L < 3$ ). Поскольку расчеты [22] показали слабую чувствительность результатов к параметрам  $nn$ -потенциала, в обоих вариантах был использован потенциал Рейда с мягким кором (RSC). Использование этого потенциала приводит к увеличению веса компоненты ВФ с квантовыми числами  $(\lambda, l, L, S = 1, 1, 1, 1)$ , что в свою очередь отражается на ее вкладе в ДС, как это будет видно дальше при анализе результатов (см. ниже рис. 4а).

В табл. 2 приведены потенциалы межкластерных взаимодействий и рассчитанные с ними характеристики ядра  ${}^8\text{Li}$ . Менялся только  $\alpha t$ -потенциал, поскольку от него сильнее (чем от  $\alpha n$ - и  $tn$ -потенциалов) зависят свойства основного состояния  ${}^8\text{Li}$ . В первоначальном варианте расчета [24] использовался 8-параметрический гауссов потенциал. Расчет с ВФ, полученной в этом потенциале, приводит к среднеквадратичному радиусу и магнитному моменту, согласующимся с экспериментальными значениями; однако в нем не воспроизводятся энергия связи (она меньше экспериментальной по модулю на 0.7 МэВ) и квадрупольный момент (который меньше экспериментального в 2 раза). Пытаясь улучшить эти результаты, в [25] был использован усовершенствованный гауссовский потенциал с суперсимметричным отталкивающим кором, что увеличивает число учитываемых конфигураций (в частности, необходимо включить конфигурацию с  $\lambda = 3$ , так как именно в этом состоянии имеется низкоэнергетический резонанс в  $\alpha t$ -системе). Однако веса включенных конфигураций оказались слишком малы (на два порядка меньше, чем у доминирующей конфигурации  $(\lambda, l, L, S = 1, 1, 1, 1)$ ), чтобы существенно повлиять на результаты расчета характеристик ядра  ${}^8\text{Li}$ , поэтому использование такого потенциала привело лишь к незначительному увеличению квадрупольного момента. Только в последней работе [26] путем учета тензорных сил в потенциале  $\alpha t$ -взаимодействия удалось добиться приемлемого (в пределах 10%) согласия рассчитанного квадрупольного момента с экспериментальным (вариант 3 в табл. 2). Хотя тензорные силы малы по сравнению с центральными, они приводят к смешиванию по орбитальному моменту, что увеличивает вклад малых компонент ВФ, от которых в свою очередь зависят такие характеристики ядра, как квадрупольный момент и энергия связи.

Для ядра  ${}^9\text{Li}$  в  ${}^7\text{Li}-n-n$ -модели расчет проведен с двумя типами взаимодействий —  ${}^7\text{Li}n$  и

$nn$ . Расчет с глубоким притягивающим  ${}^7\text{Li}n$ -потенциалом без обменных членов и два варианта 1 и 2 расчета с  $nn$ -потенциалом (табл. 3) не воспроизводят статические характеристики ядра  ${}^9\text{Li}$ . Одним из способов усовершенствования трехтельной модели является учет смешивания конфигураций. Поэтому следующим шагом было изменение  ${}^7\text{Li}n$ -потенциала: в него были включены обменные члены с сильной спиновой зависимостью (варианты 2 и 3 в табл. 3). В этом случае основной конфигурацией будет  $(\lambda, l, L, S = 0, 0, 0, 3/2)$ . Проведенные расчеты с поиском других конфигураций, отличных от основной, показали, что следующими по вкладу должны быть конфигурации  $(\lambda, l, L, S = 1, 1, 1, 3/2)$  и  $(\lambda, l, L, S = 1, 1, 1, 1/2)$ . Небольшая примесь конфигурации  $(\lambda, l, L \neq 0, 0, 0)$  к основной не дает правильного значения квадрупольного момента (вариант 2 табл. 3). Правильное распределение весов основной и дополнительных конфигураций найдено в варианте 3, который привел к значению квадрупольного момента, согласующемуся с экспериментальным.

Заметим, что в настоящее время имеются ВФ ядра  ${}^9\text{Li}$ , рассчитанные в четырехчастичной  $\alpha-t-n-n$ -модели [31] стохастическим вариационным методом, с которыми прекрасно воспроизводятся все статические характеристики ядра и сечение  $\sigma_r$  реакции  ${}^9\text{Li} + {}^{12}\text{C}$  при энергии 800 МэВ/нуклон [32]. Однако недоступность этих функций не позволяет использовать их в наших расчетах.

В соответствии с представлением ВФ (2) оператор  $\Omega$  может быть записан в виде разложения в ряд многократного рассеяния протона на каждой налетающей подсистеме:

$$\Omega = \Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3 - \Omega_1\Omega_2 - \Omega_1\Omega_3 - \Omega_2\Omega_3 + \Omega_1\Omega_2\Omega_3. \quad (7)$$

Здесь индексы 1, 2, 3 нумеруют те же кластеры (и нуклоны), что и в ВФ. Техника вычисления матричного элемента с трехчастичными ВФ (2) подробно рассмотрена в работе [8]. Заметим только, что ВФ, разложенная по гауссоидам (5), и оператор  $\Omega$ , записанный в виде (7) (согласованном с видом трехчастичных ВФ), позволяют проинтегрировать амплитуду (1) аналитически, что повышает точность расчета.

Дифференциальное сечение рассеяния, измеряемое в эксперименте, с которым мы сравниваем полученные результаты, определяется квадратом модуля матричного элемента:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} |M_{if}(\mathbf{q}_\perp)|^2. \quad (8)$$

В соответствии с табл. 1 ВФ относительного движения  ${}^6\text{He}$  можно записать как сумму двух

компонент:

$$\begin{aligned}\Psi^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) &= \sum_{\lambda l L S} \Psi_{\lambda l L S}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \\ &= \Psi_{0000}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{1111}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}).\end{aligned}$$

Подставив ее в амплитуду (1), а затем в ДС (8), можем вычислить вклад, который дает в сечение каждая из компонент:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{1}{2J+1} \left| \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_J M'_J} \int d\rho_{\perp} d\mathbf{R}_A \times \right. \\ &\quad \times \exp(i\mathbf{q}_{\perp} \rho_{\perp}) \delta(\mathbf{R}_A) \times \\ &\quad \left. \times \left\{ \left\langle \Psi_{0000}^{JM_J} \left| \Omega \right| \Psi_{0000}^{JM'_J} \right\rangle + \left\langle \Psi_{1111}^{JM_J} \left| \Omega \right| \Psi_{1111}^{JM'_J} \right\rangle \right\} \right|^2.\end{aligned}\quad (9)$$

Для ядра  ${}^9\text{Li}$  с учетом трех компонент ВФ (варианты 2 и 3 из табл. 3) ДС запишется как:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{1}{2J+1} \left| \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_J M'_J} \int d\rho_{\perp} d\mathbf{R}_9 \times \right. \\ &\quad \times \exp(i\mathbf{q}_{\perp} \rho_{\perp}) \delta(\mathbf{R}_9) \left\{ \left\langle \Phi_{000\ 3/2}^{JM_J} \left| \Omega \right| \Phi_{000\ 3/2}^{JM'_J} \right\rangle + \right. \\ &\quad \left. + \left\langle \Phi_{111\ 3/2}^{JM_J} \left| \Omega \right| \Phi_{111\ 3/2}^{JM'_J} \right\rangle + \right. \\ &\quad \left. + \left\langle \Phi_{111\ 1/2}^{JM_J} \left| \Omega \right| \Phi_{111\ 1/2}^{JM'_J} \right\rangle \right\} \right|^2,\end{aligned}\quad (10)$$

где  $\Phi_{\lambda l L S}^{JM_J} = \Psi_{7_{\text{Li}}}(\mathbf{R}_{7_{\text{Li}}}) \varphi_n(\mathbf{r}_1) \varphi_n(\mathbf{r}_2) \Psi_{\lambda l L S}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ . Первый, второй и третий члены в фигурных скобках определяют вклады компонент ВФ с квантовыми числами  $\lambda, l, L, S = 0, 0, 0, 3/2; 1, 1, 1, 3/2$  и  $1, 1, 1, 1/2$  соответственно.

Чтобы оценить, какой вклад в ДС дает рассеяние на составляющих ядро подсистемах (кластерах), подставим  $\Omega$  в виде ряда (7) в формулу (8):

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{1}{2J+1} \left| M_{if}^{(1)}(\mathbf{q}_{\perp}) - \right. \\ &\quad \left. - M_{if}^{(2)}(\mathbf{q}_{\perp}) + M_{if}^{(3)}(\mathbf{q}_{\perp}) \right|^2,\end{aligned}\quad (11)$$

где

$$\begin{aligned}M_{if}^{(1)}(\mathbf{q}_{\perp}) &= \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_J M'_J} \int d\rho_{\perp} d\mathbf{R}_A \times \\ &\quad \times \exp(i\mathbf{q}_{\perp} \rho_{\perp}) \delta(\mathbf{R}_A) \times \\ &\quad \times \left\{ \left\langle \Psi_{\lambda l L}^{JM_J} \left| \Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3 \right| \Psi_{\lambda l L}^{JM'_J} \right\rangle \right\},\end{aligned}\quad (12)$$

$$M_{if}^{(2)}(\mathbf{q}_{\perp}) = \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_J M'_J} \int d\rho_{\perp} d\mathbf{R}_A \times \quad (13)$$

$$\begin{aligned}&\times \exp(i\mathbf{q}_{\perp} \rho_{\perp}) \delta(\mathbf{R}_A) \times \\ &\times \left\{ \left\langle \Psi_{\lambda l L}^{JM_J} \left| \Omega_1 \Omega_2 + \Omega_1 \Omega_3 + \Omega_2 \Omega_3 \right| \Psi_{\lambda l L}^{JM'_J} \right\rangle \right\}, \\ M_{if}^{(3)}(\mathbf{q}_{\perp}) &= \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_J M'_J} \int d\rho_{\perp} d\mathbf{R}_A \times \\ &\quad \times \exp(i\mathbf{q}_{\perp} \rho_{\perp}) \delta(\mathbf{R}_A) \times \\ &\quad \times \left\{ \left\langle \Psi_{\lambda l L}^{JM_J} \left| \Omega_1 \Omega_2 \Omega_3 \right| \Psi_{\lambda l L}^{JM'_J} \right\rangle \right\}.\end{aligned}\quad (14)$$

Здесь  $M_{if}^{(1)}(\mathbf{q}_{\perp})$ ,  $M_{if}^{(2)}(\mathbf{q}_{\perp})$ ,  $M_{if}^{(3)}(\mathbf{q}_{\perp})$  — парциальные амплитуды одно-, двух- и трехкратных соударений.

В нашей модели в однократных соударениях (см. (12)) имеется несколько составляющих. Первая определяется соударением с кором ( $\Omega_1 = \Omega_{\alpha}$  для  ${}^6\text{He}$ ,  $\Omega_1 + \Omega_2 = \Omega_{\alpha} + \Omega_t$  для  ${}^8\text{Li}$ ,  $\Omega_1 = \Omega_{7_{\text{Li}}}$  для  ${}^9\text{Li}$ ), вторая валентная составляющая определяется соударениями с нейтронами ( $\Omega_2 + \Omega_3 = \Omega_{n1} + \Omega_{n2}$  для  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$ ,  $\Omega_3 = \Omega_n$  для  ${}^8\text{Li}$ ). Таким образом, в матричном элементе  $M_{if}^{(1)}(\mathbf{q}_{\perp})$  однократных соударений содержится существенная информация о структуре как кора, так и скина.

Сечение однократных соударений имеет вид

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega} &= \frac{1}{2J+1} \left| M_{if}^{(1)}(\Omega_1) + \right. \\ &\quad \left. + M_{if}^{(1)}(\Omega_2) + M_{if}^{(1)}(\Omega_3) \right|^2,\end{aligned}\quad (15)$$

где

$$M_{if}^{(1)}(\Omega_1) = \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_J M'_J} \int d\rho_{\perp} d\mathbf{R}_A \times \quad (16)$$

$$\times \exp(i\mathbf{q}_{\perp} \rho_{\perp}) \delta(\mathbf{R}_A) \left\{ \left\langle \Psi_{\lambda l L}^{JM_J} \left| \Omega_1 \right| \Psi_{\lambda l L}^{JM'_J} \right\rangle \right\},$$

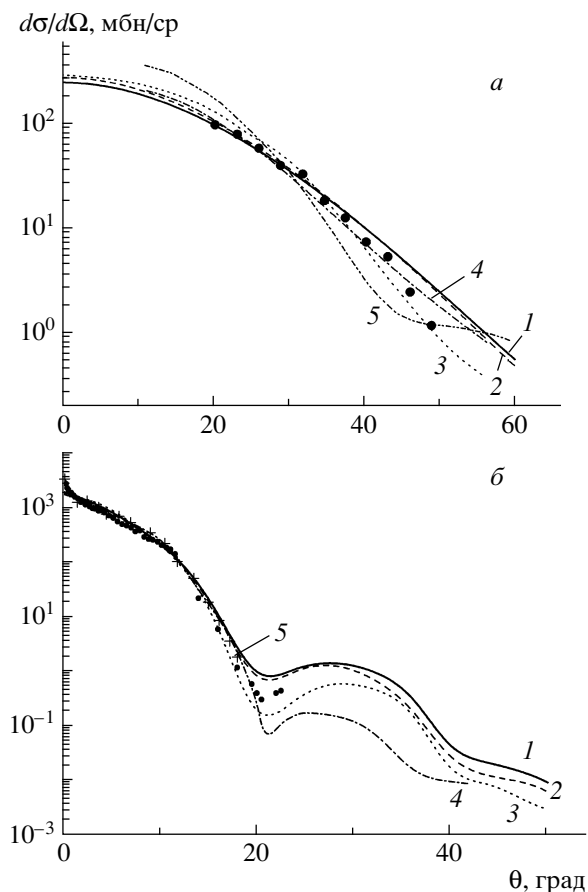
$$M_{if}^{(1)}(\Omega_2) = \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_J M'_J} \int d\rho_{\perp} d\mathbf{R}_A \times \quad (17)$$

$$\times \exp(i\mathbf{q}_{\perp} \rho_{\perp}) \delta(\mathbf{R}_A) \left\{ \left\langle \Psi_{\lambda l L}^{JM_J} \left| \Omega_2 \right| \Psi_{\lambda l L}^{JM'_J} \right\rangle \right\},$$

$$M_{if}^{(1)}(\Omega_3) = \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_J M'_J} \int d\rho_{\perp} d\mathbf{R}_A \times \quad (18)$$

$$\times \exp(i\mathbf{q}_{\perp} \rho_{\perp}) \delta(\mathbf{R}_A) \left\{ \left\langle \Psi_{\lambda l L}^{JM_J} \left| \Omega_3 \right| \Psi_{\lambda l L}^{JM'_J} \right\rangle \right\}.$$

Эти формулы понадобятся в дальнейшем при обсуждении результатов.



**Рис. 1.** Дифференциальное сечение  $p^6\text{He}$ -рассеяния, рассчитанное с модельными ВФ с различными вариантами потенциалов межкластерных взаимодействий для энергий  $E = 71$  (а) и  $717$  МэВ/нуклон (б). Теоретические кривые 1, 2 и 3 — расчет с ВФ вариантов 1, 2  $\alpha$ - $n$ - $n$ -модели (табл. 1) и с ВФ оболочечной модели. На рис. а кривые 4 и 5 — расчет [15] с ВФ LSSM и COSMA соответственно; на рис. б кривая 4 взята из [16], кривая 5 (обозначена крестиками) — из [17]. Экспериментальные данные взяты из работ [10] (а) и [11, 12] (б).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рассчитав ДС упругого рассеяния протонов на ядрах  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$  в инверсной кинематике, мы сравниваем их с имеющимися экспериментальными данными и с расчетами как в глауберовском, так и в других формализмах.

На рис. 1 приведен результат расчета ДС  $p^6\text{He}$ -рассеяния с ВФ  $^6\text{He}$  в  $\alpha$ - $n$ - $n$ -модели с разными вариантами потенциалов межкластерных взаимодействий (см. табл. 1) для двух энергий  $E = 71$  (а) и  $717$  МэВ/нуклон (б). Кривые 1, 2 и 3 вычислены с ВФ вариантов 1, 2 трехчастичной модели (см. табл. 1) и ВФ оболочечной модели. Экспериментальные данные на рис. 1а взяты из работы [10], на рис. 1б — из [11] (ДС измерено до  $\theta < 12^\circ$ ) и [12] (ДС измерено до  $\theta \sim 24^\circ$ ).

Сравнение расчетных сечений с экспериментом на рис. 1а при  $E = 71$  МэВ/нуклон показывает, что при малых углах рассеяния ( $\theta < 38^\circ$ ) ДС с трехчастичными ВФ хорошо согласуется с экспериментальными данными, при больших углах ( $\theta > 38^\circ$ ) расчетные кривые идут выше экспериментальных точек. Сечение, рассчитанное с оболочечной ВФ [33]:  $\Psi^{JM_J} = 0.973 [2]^{31}S + 0.23 [11]^{33}P$ , описывает эксперимент при малых углах рассеяния заметно хуже, чем с трехчастичной. Различия в описании ДС с ВФ, взятыми из разных моделей, связаны с их поведением внутри ядра и на периферии. В случае малых углов рассеяния переданный импульс мал (при  $\theta = 2^\circ$   $q = 11$  МэВ/с), так что в рассеянии может быть зондирована только периферическая область ядра (т.е. асимптотика ВФ). У трехчастичной ВФ эта область более протяженная, чем у оболочечной ВФ, у последней она спадает быстро и не передает реального поведения ядерной ВФ. При больших углах рассеяния переданный импульс увеличивается (достигая значения  $q = 217$  МэВ/с при  $\theta = 40^\circ$ ), частицы больше взаимодействуют во внутренней области ядра, где эффекты корреляции частиц (которые собственно и отличают одну модель от другой) проявляются сильнее, и мы наблюдаем различное поведение угловых распределений. Для сравнения с нашими результатами на рис. 1а приведены результаты из работы [15]. В этой работе расчет проведен в фолдинг-модели в рамках HEA (High Energy Approximation) с тремя различными плотностями  $^6\text{He}$ : LSSM (Large Scale Shell-Model) [3] (кривая 4 на рис. 1а), COSMA (Cluster-Orbital Shell-Model Approximation) [34] (кривая 5 на рис. 1а) и плотностью, использованной I. Tanihata (она близка к COSMA и на рисунке не показана). В [15] был использован микроскопический оптический потенциал в рамках HEA с действительной и мнимой частями и с учетом спин-орбитального взаимодействия. Из рис. 1а видно, что наилучшее согласие с экспериментом достигнуто в расчете с плотностью в LSSM (это микроскопически рассчитанная плотность, полученная в полной,  $4\hbar\omega$ , оболочечной модели с использованием вудс-саксоновского базиса с реалистическим экспоненциальным асимптотическим поведением одночастичной ВФ), тогда как расчет с плотностью COSMA неудовлетворительно описывает экспериментальные данные при всех углах. Физические причины предпочтительности плотности из LSSM заключаются в ее более протяженной экспоненциальной асимптотике по сравнению с плотностью, основанной на гауссоидах (COSMA).

На рис. 1б видно, что сечения, рассчитанные нами с трехчастичными  $\alpha$ - $n$ - $n$ -модельными ВФ, близки друг к другу (кривые 1 и 2), что говорит о

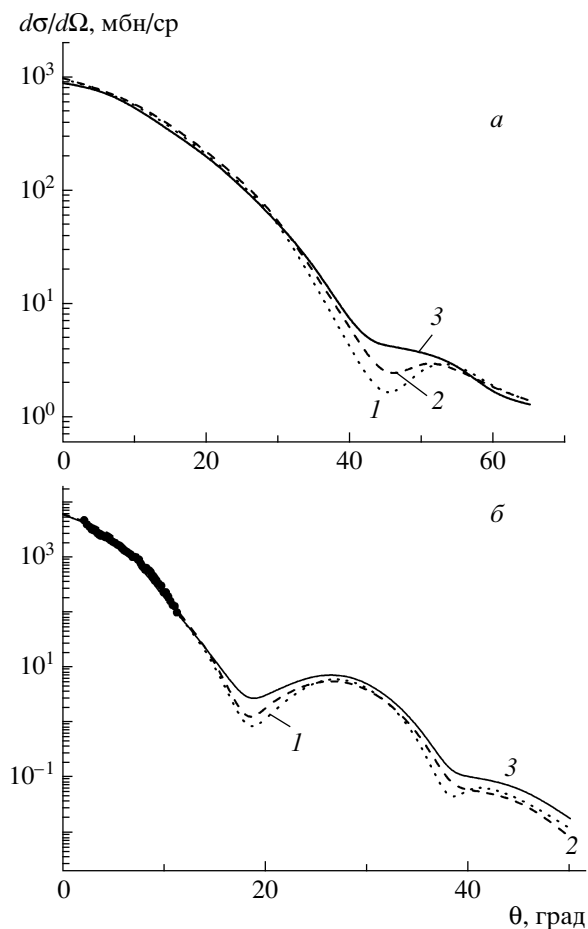
малой чувствительности ВФ к различным межкластерным потенциалам взаимодействия. Результаты расчета с оболочечной ВФ отличаются от результатов расчетов с кластерными ВФ, что особенно заметно в области минимума сечения и при больших углах. Для сравнения с нашим расчетом (кривые 1, 2, 3) мы приводим результаты из работ [16] (кривая 4) и [17] (кривая 5). В этих работах расчет ДС также проведен в глауберовском приближении с учетом всех кратностей рассеяния и с микроскопическими трехчастичными ВФ. В работе [16] расчет выполнен до получения экспериментальных данных при  $\theta > 12^\circ$  [12], однако он неплохо согласуется с экспериментом по крайней мере до  $\theta \sim 20^\circ$ . Кривая 5 на рис. 1б рассчитана с фаддеевской трехтельной ВФ, которая приводит к правильным статическим характеристикам: энергии отделения двух нейтронов и среднеквадратичному материальному радиусу  ${}^6\text{He}$ . Поскольку идеология работы [17] близка к нашей, то на рисунке кривые 1 и 5 буквально сливаются (поэтому кривая 5 обозначена крестиками). Однако если при малых углах  $\theta < 14^\circ$  имеется не только качественное, но и количественное согласие с экспериментом, то при  $\theta > 14^\circ$  расчетные кривые идут выше экспериментальных точек, что может быть обусловлено как неадекватностью ВФ, так и неприменимостью глауберовского приближения для больших углов.

Таким образом, ДС хотя и зависят от структуры ВФ, однако при малых углах рассеяния (там, где заметную роль играет асимптотическое поведение ВФ) зависимость эта очень слабая: все теоретические кривые одинаково описывают сечение до углов  $\theta < 20^\circ$ . Однако в области углов  $\theta \sim 20^\circ$  ни одна из расчетных кривых не согласуется с экспериментальными данными, хотя все они (кроме кривой 5, которая рассчитана только до  $\theta \sim 18^\circ$ ) предсказывают минимум в этой области. Если же в некоторых работах делается противоположный вывод (о сильной зависимости сечения от асимптотического поведения плотности), как, например, в [35] при изучении малочастичных корреляций в  ${}^6\text{He}$ -рассеянии, то, как показал Алхазов [36], это связано не с тем, что ДС очень чувствительно к асимптотике ВФ, а с тем, что в расчетах использованы такие плотностные распределения, которые различаются и на асимптотике ( $r > 6$  Фм), и внутри ядра ( $r < 5$  Фм). В этом состоит причина значительного различия ДС, рассчитанных с разными плотностями. О малой чувствительности ДС упругого рассеяния к различным распределениям плотностей при малых углах рассеяния говорится и в работе [37], в которой ДС упругого  ${}^8\text{He}$ -рассеяния рассчитано двумя разными методами: методом JLM (Jeukenne–Lejeune–Mahaux) и в эйкональном приближении. При малых углах

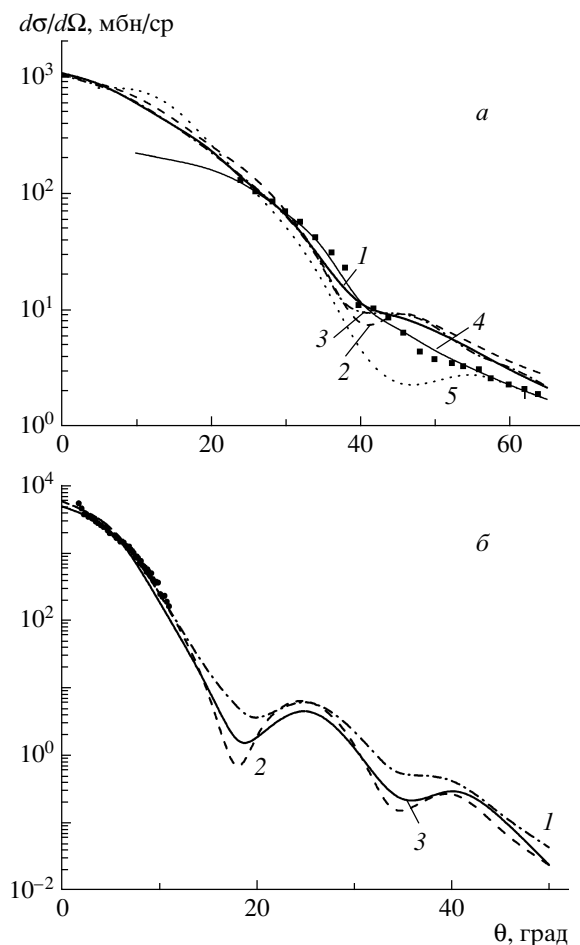
рассеяния теоретические ДС в обоих модельных приближениях одинаково хорошо описывают экспериментальные данные, тогда как при больших углах расчетные кривые отличаются друг от друга, что может позволить обнаружить различие между соударениями с кором и скином. “При больших углах рассеяния вклад от соударений с кором доминирует. Описанная тенденция подтверждает, что в рассеянии большие передачи импульсов происходят при взаимодействии с более массивным кором” [37]. Однако авторы [37] подчеркивают, что различие в распределении плотности в коре и на периферии не очень заметно и модельно зависимо, и чтобы использовать его для измерения распределения плотности, требуются точные измерения сечения при больших углах, что является трудной задачей из-за малости ДС. Этот же эффект мы увидим и при сравнении теоретических и экспериментальных ДС рассеяния протонов на ядрах  ${}^8,9\text{Li}$ , ВФ которых рассчитаны в разных моделях.

Обратимся к рис. 2. На нем приведен результат расчета ДС при  $E = 60$  (а) и  $698$  МэВ/нуклон (б) для  ${}^8\text{Li}$ -рассеяния с ВФ в  $\alpha$ - $t$ - $n$ -модели с различными вариантами потенциалов межкластерных  $\alpha t$ -взаимодействий, представленных в табл. 2. Экспериментальные данные взяты из [13]. Кривые 1, 2, 3 — наш расчет с ВФ вариантов 1, 2, 3. Все три кривые, одинаково описывая ДС при малых углах рассеяния (так же как и в  ${}^6\text{He}$ -рассеянии), существенно различаются лишь в области минимума. С чем может быть связано такое различие? Известно [38], что рассеяние на ядрах с большими значениями квадрупольных моментов демонстрирует значительно менее резко выраженную дифракционную картину, чем на сферически-симметричных. В нашем случае компоненты ВФ с  $L = 2$  дают вклад и в заполнение минимума сечения, и в квадрупольный момент (см. табл. 2). Сравним этот показатель у кривых 1–3. Кривая 1:  $Q = 16.55$  мбн, вклад компонент с  $L = 2$  равен нулю (вариант 1); кривая 2:  $Q = 18.94$  мбн, суммарный вклад компонент с  $L = 2$  равен  $P = 0.010$  (вариант 2); кривая 3:  $Q = 30.36$  мбн, вклад компонент с  $L = 2$  равен  $P = 0.109$  (вариант 3). Из приведенных данных становится понятным, что заполнение минимума сечения пропорционально весу квадрупольной компоненты в ВФ ядра. Экспериментальные данные имеются только при  $E = 698$  МэВ/нуклон, сравнение с ними проведено на рис. 2б. В области малых углов рассеяния до  $\theta \sim 11.3^\circ$  (что соответствует переданному импульсу  $0.22$  ГэВ/с) согласие с экспериментом наблюдается для всех вариантов расчета. К сожалению, эксперимент не доходит до области минимума  $\theta \sim 20^\circ$ , в которой сечение чувствительно к поведению ВФ.





**Рис. 2.** Дифференциальное сечение  $p^8\text{Li}$ -рассеяния, рассчитанное с модельными ВФ с различными вариантами  $\alpha t$ -потенциалов межкластерных взаимодействий при  $E = 60$  (а) и  $698$  МэВ/нуклон (б). Теоретические кривые 1, 2, 3 — расчет с ВФ вариантов 1, 2, 3  $\alpha-t-n$ -модели (табл. 2). Экспериментальные данные взяты из [13].



**Рис. 3.** Дифференциальное сечение  $p^9\text{Li}$ -рассеяния, рассчитанное с модельными ВФ с различными вариантами потенциалов межкластерных взаимодействий для энергий  $E = 60$  (а) и  $703$  МэВ/нуклон (б). Теоретические кривые 1, 2, 3 — расчет с ВФ вариантов 1, 2, 3  ${}^7\text{Li}-n-n$ -модели (табл. 3). На рис. а кривая 4 взята из [18], кривая 5 — из [19]. Экспериментальные данные взяты из работ [14] (а) и [13] (б).

На рис. 3 приведены ДС для  $p^9\text{Li}$ -рассеяния с разными модельными ВФ при  $E = 60$  (а) и  $703$  МэВ/нуклон (б). Кривые 1, 2, 3 — наш расчет с ВФ в  ${}^7\text{Li}-n-n$ -модели с разными вариантами (1, 2 и 3) потенциалов межкластерных взаимодействий из табл. 3. Экспериментальные данные взяты из [14] для  $E = 60$  и из [13] для  $E = 703$  ГэВ/нуклон. На рис. 3а приведены результаты расчета в оптической модели из работ [18] (кривая 4) и [19] (кривая 5).

На рис. 3а показано рассчитанное нами ДС в сравнении с экспериментом [14]. Отметим, что результаты вычислений, проведенных в глауберовской теории с ВФ вариантов 1 и 3, количественно согласуются с экспериментальными данными только в передней области углов до  $\theta < 30^\circ$ , в области  $30^\circ < \theta < 40^\circ$  расчетные сечения лежат ниже экспериментальных, а при  $\theta > 45^\circ$  — выше

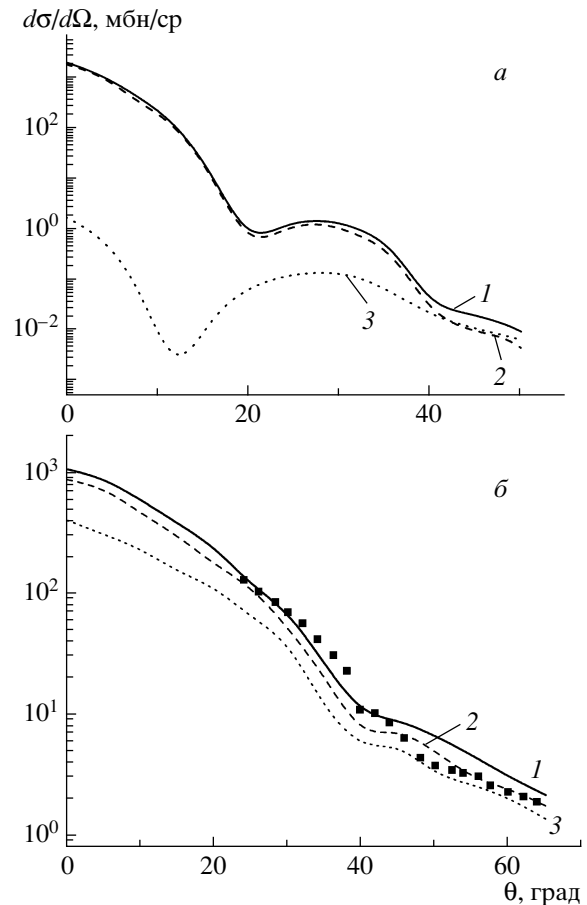
экспериментальных точек. Это может быть объяснено двумя обстоятельствами: неприменимостью глауберовского формализма для средних и больших углов рассеяния и не вполне адекватным описанием внутренней области ядра. Последнее утверждение основано на том, что большие углы рассеяния соответствуют большим переданным импульсам  $q$  (так как  $q = 2k \sin(\theta/2)$ ), что в координатном пространстве ВФ отвечает малым относительным расстояниям между кластерами и нуклонами, т.е. внутренней области ядра. Кривая 4 из [18] рассчитана в оптической модели с комплексным фолдинг-потенциалом и с плотностью, учитывающей эффекты ядерной среды. Эффективный  $NN$ -потенциал получается из решения уравнения Бете–Бракнера–Голдстоуна для бесконечной ядерной материи. Кривая 4 правильно

воспроизводит экспериментальные данные во всем угловом диапазоне, поскольку расчет проведен в оптической модели, не связанной с ограничением на большие углы рассеяния (как в глауберовской теории). Напротив, кривая 5 из работы [19], в которой вычисления проведены также в оптической модели с Парижско-Гамбургским нелокальным потенциалом, лежит ниже экспериментальных данных почти во всем угловом диапазоне, кроме нескольких точек в области углов  $\theta > 55^\circ$ .

На рис. 3б расчет с ВФ вариантов 1, 2 и 3 одинаково воспроизводит ДС в области передних углов до  $\theta < 15^\circ$ . Различия имеют место в областях дифракционных минимумов и при больших углах рассеяния. Посмотрим, как коррелируют рассчитанные минимум сечения и квадрупольный момент. Сечению с самым глубоким минимумом (кривая 2) соответствует  $|Q| = 23.98$  мбн; сечению, у которого минимума нет, а есть только небольшой перегиб при  $\theta \sim 40^\circ$  (кривая 1), соответствует  $|Q| = 40.0$  мбн; сечению с небольшим минимумом (кривая 3) —  $|Q| = 27.4$  мбн. В последнем случае заполнение минимума связано с компонентами ВФ с  $L = 1$  (табл. 3).

Результаты всех расчетов подтверждают вывод о том, что ДС мало чувствительно к поведению ВФ на асимптотике (что соответствует малым углам рассеяния) и больше зависит от поведения во внутренней области ядра. Рассмотрим более детально на примере  $p^6\text{He}$ -рассеяния, какой вклад в ДС дают различные компоненты ВФ.

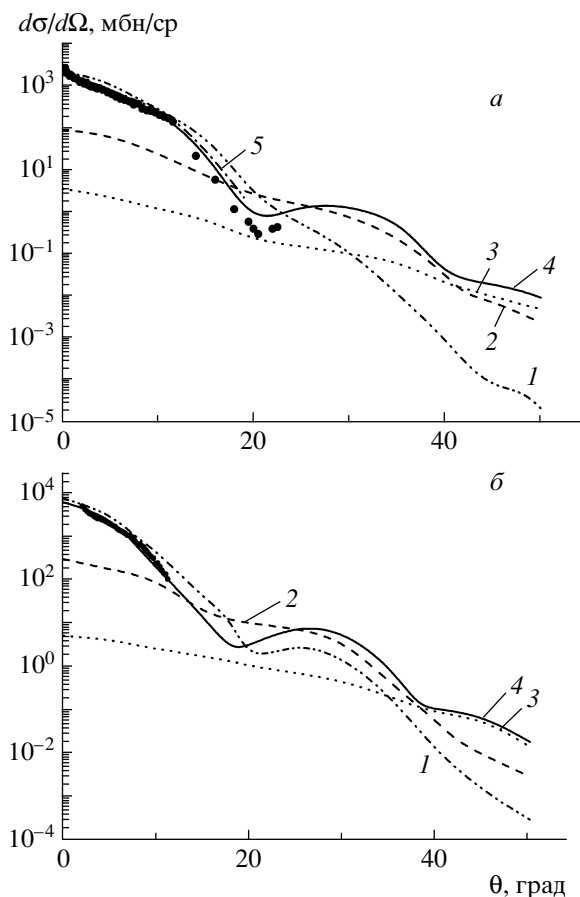
На рис. 4а показаны рассчитанное ДС (кривая 1) та же, что кривая 1 на рис. 1б) и парциальные вклады в него от  $S$ -волны, соответствующей учету первого члена в формуле (9) (кривая 2), и  $P$ -волны, соответствующей учету второго члена в формуле (9) (кривая 3), при  $E = 717$  МэВ/нуклон. Чтобы объяснить поведение теоретических сечений, обратимся к геометрической форме различных ядерных состояний, которые рассчитаны в [21].  $S$ -состояние включает в себя две геометрические конфигурации: динейтронную ( $\alpha-n-n$ ) и сигарообразную ( $n-\alpha-n$ ) с  $\alpha$ -частицей между двумя нейтронами. Эти конфигурации характеризуются следующими межкластерными расстояниями: ( $\alpha-n-n$ ) —  $r_{nn} = 1.7$  Фм,  $R_{\alpha 2n} = 3$  Фм; ( $n-\alpha-n$ ) —  $r_{nn} = 4$  Фм,  $R_{\alpha 2n} = 1$  Фм, где  $r_{nn}$  — среднее расстояние между двумя нейтронами,  $R_{\alpha 2n}$  — среднее расстояние между центром масс двух нейтронов и  $\alpha$ -частицей. Из-за того что в ( $\alpha-n-n$ )-конфигурации  $r_{nn} = 1.7$  Фм, следует, что динейтронный кластер в ядре сильно сжат, поскольку размер свободного дейтрона равен 4.3 Фм. На рис. 4а видно, что  $S$ -волна дает основной вклад в ДС (ее вес 95.7% в варианте 1), который полностью доминирует при малых углах рассеяния. Сечение, рассчитанное с



**Рис. 4.** Вклад в ДС различных компонент ВФ. а — ДС  $p^6\text{He}$ -рассеяния при  $E = 717$  МэВ/нуклон; кривая 2 — вклад от  $S$ -волны ( $\Psi_{0000}^{JM}$ ), кривая 3 — вклад от  $P$ -волны ( $\Psi_{1111}^{JM}$ ), кривая 1 — их суммарный вклад. б — ДС  $p^9\text{Li}$ -рассеяния при  $E = 60$  МэВ/нуклон; кривая 2 — вклад от компоненты  $(\lambda, l, L, S = 0, 0, 0, 3/2)$ , кривая 3 — вклад от компонент  $(\lambda, l, L, S = 1, 1, 1, 3/2)$  и  $(1, 1, 1, 1/2)$ , кривая 1 — суммарный вклад всех трех компонент (та же, что кривая 1 на рис. 3а). Экспериментальные данные взяты из [14].

этой компонентой, имеет довольно монотонный вид с неярко выраженным минимумом при  $\theta \approx 22^\circ$ . Конфигурация с  $P$ -волной близка к равностороннему треугольнику с  $r_{nn} = 2.3$  Фм,  $R_{\alpha 2n} = 1.8$  Фм, который вращается вокруг общего центра масс.  $P$ -волна дает небольшой вклад в сечение, заметный лишь при больших углах рассеяния  $\theta > 45^\circ$ . В ДС, рассчитанном с  $P$ -волновой компонентой, наблюдается резкий минимум при  $\theta \approx 13^\circ$ , не влияющий, однако, на суммарное сечение, так как значение ДС с  $S$ -волновой компонентой в этой области на 4 порядка больше.

Такое поведение парциальных сечений, рассчитанных с разными компонентами ВФ, можно понять, если учитывать не только их веса, но и относительные расстояния между  $\alpha$ -кластером и нуклонами. В  $S$ -компоненте соответствующие



**Рис. 5.** Вклад в ДС рассеяния соударений разной кратности в операторе  $\Omega$ . *а* — ДС  $p^6\text{He}$ -рассеяния при  $E = 717$  МэВ/нуклон; *б* — ДС  $p^8\text{Li}$ -рассеяния при  $E = 70$  МэВ/нуклон. Кривые 1, 2, 3 и 4 — вклад одно-, двух-, трехкратных соударений и их суммарный вклад с учетом интерференции. Кривая 5 на рис. *а* взята из [17]. Экспериментальные данные взяты из работ [11, 12] (*а*) и [10] (*б*).

расстояния довольно велики, вследствие чего эта компонента наряду с центральной частью захватывает и периферию ядра. Периферическая область ядра в импульсном пространстве соответствует малым переданным импульсам (и малым углам рассеяния), поэтому вклад  $S$ -компоненты в сечение особенно велик при малых углах. В  $P$ -волновой конфигурации относительные расстояния невелики, эта конфигурация как бы целиком втянута во внутреннюю область ядра, вклад ее в периферию ничтожно мал. Внутренняя область ядра в импульсном пространстве отвечает большим переданным импульсам (т.е. большим углам рассеяния), поэтому вклад в сечение  $P$ -компоненты в области передних углов мал (учитывая малый вес  $P$ -волны), а при больших углах сравним с вкладом  $S$ -волны и даже превышает ее (что малым весом  $P$ -волны объяснить нельзя).

Несколько иная картина для  $p^9\text{Li}$ -рассеяния.

Результаты расчетов ДС, проведенных по формуле (10), показаны на рис. 4б при  $E = 60$  МэВ/нуклон. Кривая 2 — вклад от первого члена формулы (10), кривая 3 — от второго и третьего членов этой формулы. Как видно из рисунка, эти кривые подобны по форме и различаются только по абсолютной величине. Кривая 1 — сумма всех трех компонент (та же, что кривая 1 на рис. 3а). Абсолютная величина вклада компонент в ДС определяется их весом (табл. 3): первая компонента ВФ (кривая 2) дает определяющий вклад в сечение, так как ее вес 0.654; вес двух других компонент 0.167, поэтому их вклад меньше (кривая 3), однако они дают вклад во всем угловом диапазоне, и пренебречь им нельзя.

Геометрические конфигурации этих компонент ВФ (они рассчитаны и приведены в работе [9]) позволяют понять, почему вклады их подобны и различаются только по абсолютной величине. Первый и основной максимум состояния  $(\lambda, l, L, S = 0, 0, 0, 3/2)$  расположен при  $r_{nn} = 2.5$  Фм,  $R_{7_{Li}2n} = 3.4$  Фм, что соответствует конфигурации равнобедренного треугольника; второй максимум (с меньшей амплитудой) — при  $r_{nn} = 4.3$  Фм,  $R_{7_{Li}2n} = 1.8$  Фм, что близко к сигарообразной конфигурации. Следующие по весу конфигурации  $(\lambda, l, L = 1, 1, 1)$  отличаются только значением  $S$  ( $1/2$  и  $3/2$ ) (табл. 3), и их геометрические формы подобны друг другу. Здесь также ВФ имеет два максимума с координатами  $r_{nn} = 2.3$  Фм,  $R_{7_{Li}2n} = 2.3$  Фм и  $r_{nn} = 4.3$  Фм,  $R_{7_{Li}2n} = 1.2$  Фм. Первый из них соответствует компоненте, у которой все три частицы расположены в вершинах треугольника, близкого к равностороннему, второй — компоненте, близкой к сигарообразной. Различие геометрических форм конфигураций  $(\lambda, l, L = 0, 0, 0)$  и  $(\lambda, l, L = 1, 1, 1)$  незначительно, что и определяет подобие их вкладов в ДС.

На рис. 5а показаны парциальные ДС для  $p^6\text{He}$ -рассеяния ( $\Omega_1 = \Omega_\alpha, \Omega_2 = \Omega_{n1}, \Omega_3 = \Omega_{n2}$ ), в которых учитываются отдельно первый (кривая 1), второй (кривая 2), третий (кривая 3) члены формулы (11) и их сумма с учетом интерференции (кривая 4). Из рисунка видно, что основной вклад при малых углах рассеяния ( $\theta < 20^\circ$ ) дают однократные соударения с  $\alpha$ -кластером и двумя валентными нейтронами, однако амплитуда их быстро убывает, и с увеличением угла рассеяния начинают доминировать высшие кратности. Видно также, что при малых углах рассеяния кривая 1 расположена выше суммарной кривой 4, поскольку в разложении (11) член с двукратными соударениями вычитается из члена с однократными. В результате суммарное сечение уменьшается, что улучшает согласие с экспериментом. В точке, где кривые сечений одно- и двукратного соударений пересекаются, в суммарной кривой 4 имеет место минимум, возникающий

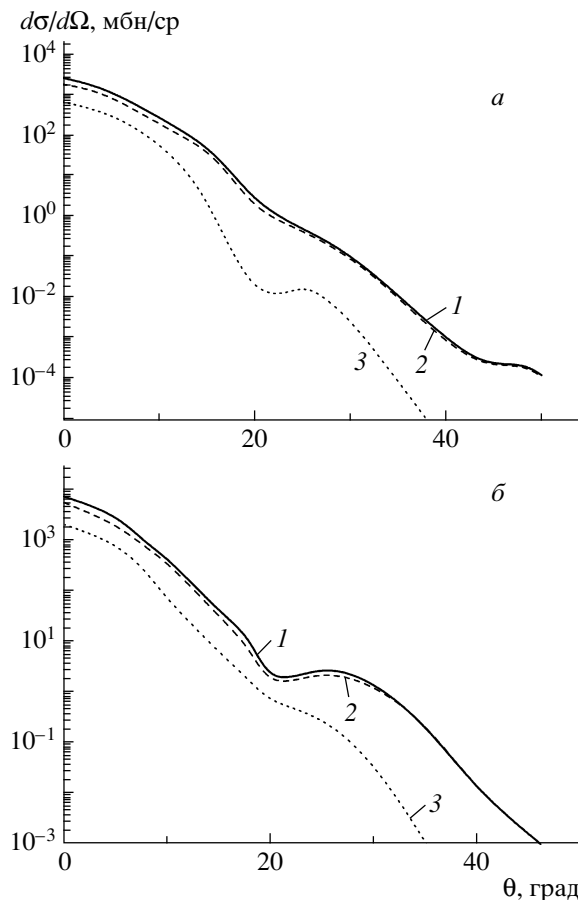
из-за деструктивной интерференции. После интерференционного минимума начинают доминировать двукратные соударения, и при  $\theta \approx 50^\circ$  с ними по величине сравниваются трехкратные. Разложение (7) дает нам удобный способ установления значимости членов однократных соударений и соударений высших порядков. Из рис. 5а видно, что для корректного описания ДС в широком угловом диапазоне (до  $\theta \sim 50-60^\circ$ ) необходимо учитывать вклады высших порядков соударений. Этот вывод подтверждается и в ряде других работ [17, 39], в которых анализировался вклад в сечение высших порядков ряда многократных соударений при рассеянии протонов на ядрах  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  в инверсной кинематике. Остановимся на работе [17]. В ней ДС были рассчитаны в трех приближениях FIA (Factorized Impulse Approximation), FSA (Fixed Scatter Approximation) и глауберовской модели, и все они оказались очень близки. Рассчитанное ДС однократных соударений из этой работы в глауберовском приближении показано на рис. 5а кривой 5. Сечение рассчитано только до  $\theta \sim 18^\circ$  и не доходит до области минимума, однако видно, что с увеличением угла рассеяния расхождение с экспериментальным ДС увеличивается. Учет высших кратностей рассеяния уменьшает ДС, приближая его к экспериментальным значениям, что видно как из наших расчетов (кривая 4 на рис. 5а), так и из [17] (ДС из этой работы с учетом всех кратностей рассеяния приведено на рис. 1б, кривая 5).

На рис. 5б вклад разных кратностей соударений рассчитан для  $p^8\text{Li}$ -рассеяния ( $\Omega_1 = \Omega_\alpha$ ,  $\Omega_2 = \Omega_t$ ,  $\Omega_3 = \Omega_n$ ). Кривые 1, 2 и 3 изображают вклад отдельно первого, второго и третьего членов формулы (11), и мы видим результат, почти аналогичный предыдущему, с той лишь разницей, что сечение однократного рассеяния имеет небольшой минимум в области  $\theta \sim 20^\circ$ . Для  $p^9\text{Li}$ -рассеяния вклад соударений разных кратностей получается аналогичным, он приведен в [7].

Из рассмотренных примеров можно заключить, что для рассеяния на всех исследуемых ядрах при высоком переданном импульсе динамические вклады высших порядков значительны и должны учитываться.

Рассмотрим более подробно сечение однократных соударений. Как было показано в разд. 2, в нем содержится информация о взаимодействии быстрых протонов с отдельными структурными составляющими ядра.

Результат такого расчета для  $p^6\text{He}$ -рассеяния при  $E = 717$  МэВ/нуклон показан на рис. 6а. Кривая 2 — соударение с  $\alpha$ -частицей, соответствующее учету первого члена (15), кривая 3 — соударение с двумя валентными нуклонами, соответствующее учету второго и третьего членов (15), кривая 1 —



**Рис. 6.** Вклад в ДС рассеяния однократных соударений. *а* — ДС  $p^6\text{He}$ -рассеяния при  $E = 717$  МэВ/нуклон; *б* — ДС  $p^8\text{Li}$ -рассеяния при  $E = 70$  МэВ/нуклон. Кривая 2 — вклад соударений с кором, кривая 3 — вклад соударений со скином, кривая 1 — их суммарный вклад.

вклад всех членов формулы (15) (та же, что кривая 1 на рис. 5а). Из рис. 6а видно, что при всех углах рассеяния основной вклад в сечение вносит соударение с  $\alpha$ -частицей, соударение с нуклонами дает небольшой вклад только в области передних углов рассеяния. Понятно, что избыточные нейтроны локализованы в поверхностной области, поэтому их вклад в ДС заметен при малых углах, но уже при  $\theta > 10^\circ$  ДС рассеяния на нуклонах становится на порядок меньше ДС рассеяния на  $\alpha$ -коре, и дальше оно быстро спадает, так что рассеяние на большие углы полностью определяется кором. При нулевом угле ( $\theta = 0^\circ$ ) согласно оптической теореме сечение определяется мнимой частью амплитуды в нуле, которая прямо связана с полным сечением  $\sigma_{\text{tot}}$  в элементарной амплитуде  $pn$ - и  $p\alpha$ -рассеяния; для  $E = 700$  МэВ сечение  $\sigma_{\text{tot}}^{pp} = 4.55$  Фм<sup>2</sup> [40],  $\sigma_{\text{tot}}^{p\alpha} = 12.5$  Фм<sup>2</sup> [41], первое в 3 раза меньше, чем второе, поэтому и при нулевом угле ДС рассеяния на  $\alpha$ -частице больше, чем на нейтронах.

Подобная картина наблюдается для ДС одно-кратного  $p^8\text{Li}$ -рассеяния на рис. 6б. Здесь кривая 2 — суммарное рассеяние на  $\alpha$  и  $t$  (вклад от двух первых членов формулы (15)), кривая 3 — рассеяние на нуклоне (вклад последнего члена формулы (15)), кривая 1 — сумма всех трех членов формулы (15) (та же, что кривая 1 на рис. 5б). Соударения с кором еще больше доминируют в формировании ДС во всем угловом диапазоне, так что ДС имеет более сложную структуру с небольшим минимумом при  $\theta = 20^\circ$ , соударение же с единственным нуклоном приводит к ДС, имеющему вид монотонно убывающей функции, которая уже при  $\theta = 30^\circ$  почти на два порядка меньше, чем сечение, обусловленное соударениями с кором.

В работе [42] при обсуждении различных механизмов реакций с гало-ядрами и того, какую информацию можно извлечь из измеренных характеристик, делается вывод о том, что размер кора играет более важную роль в описании ДС, чем гало. Это утверждение было высказано и в других работах, в которых анализируется роль кора и валентных нейтронов в описании эксперимента [43, 44]. Однако в этих работах не был рассчитан парциальный вклад в сечение от разных структурных составляющих ядра. Расчеты же настоящей работы прямо показали, что ДС рассеяния протонов, обусловленное однократными соударениями, полностью определяется соударениями с кором.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассчитаны характеристики упругого  $p^6\text{He}$ ,  $p^8\text{Li}$  и  $p^9\text{Li}$ -рассеяния при двух энергиях 70 и 700 МэВ/нуклон в рамках глауберовского формализма, входными параметрами которого являются элементарные  $pN$ ,  $pt$ ,  $p^7\text{Li}$  и  $p\alpha$ -амплитуды и ядерные ВФ. Существенной частью представленного расчета является использование реалистических трехчастичных ВФ, полученных в рамках современных ядерных моделей. Из проведенного расчета и анализа ДС упругого рассеяния протонов на ядрах  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$  в инверсной кинематике можно сделать следующие выводы.

1. Анализируя ДС, рассчитанные с различными модельными ВФ (как в глауберовском приближении, так и в других формализмах), мы показали, что ДС слабо зависит от поведения ВФ на асимптотике (соответствующей малым переданным импульсам, т.е. рассеянию на малые углы), гораздо сильнее его зависимость от внутренней части ВФ (соответствующей большим переданным импульсам, т.е. рассеянию на большие углы).

2. Первый вывод подтверждается расчетом вклада различных составляющих в сечение однократного рассеяния. Выделив в нем члены, зависящие от рассеяния на коре ядра и на его “коже”

(скине), мы показали, что ДС упругого рассеяния на нейтроноизбыточных ядрах  $^6\text{He}$ ,  $^8,9\text{Li}$  во всей области углов определяется в основном соударениями падающих протонов с кором. Соударения же с нейтронами, находящимися на периферии, дают небольшой вклад в сечение только при малых углах рассеяния, поскольку низкоплотностный скин не может отклонить частицу на большой угол.

3. Разложив глауберовский оператор многократного рассеяния в ряд соударений на кластерах и нуклонах, входящих в состав ядер, мы рассчитали ДС с учетом всех кратностей соударений и парциальные ДС, соответствующие одно-, двух- и трехкратным соударениям. В результате мы показали, что хотя основной вклад в ДС при малых переданных импульсах дают однократные соударения, при больших переданных импульсах динамические вклады высших порядков значительны и обязательно должны учитываться.

4. Вклад малых компонент ВФ, связанный с учетом тензорного взаимодействия в межкластерных потенциалах, позволяет правильно описать квадрупольный момент ядер. Имеет место корреляция между заполнением минимума ДС и вкладом малых компонент ВФ:  $(\lambda, l, L, S = 1, 1, 2, 1; 3, 1, 2, 1)$  для  $^8\text{Li}$  и  $(\lambda, l, L, S = 1, 1, 1, 3/2; 1, 1, 1, 1/2)$  для  $^9\text{Li}$ . Для  $p^6\text{He}$ -рассеяния расчет показал, что  $P$ -волновая конфигурация в ВФ  $^6\text{He}$  (с весом 4.3%) дает заметный вклад в сечение при углах  $\theta > 45^\circ$ .

5. Сравнение с результатами расчетов, проведенных в других формализмах (HEA, оптическая модель, GIA, FSA) и с различными модельными ВФ, показало хорошую точность глауберовского приближения и достаточно качественное описание экспериментальных данных.

Авторы выражают благодарность Н. С. Зеленской и Ю. М. Чувильскому за ценные консультации при обсуждении результатов. Работа выполнена при частичной поддержке гранта ФИ 12.2/09 Министерства образования и науки РК.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, ЯФ **70**, 308 (2007).
2. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, ЯФ **72**, 1753 (2009).
3. S. Karataglidis *et al.*, Phys. Rev. C **61**, 024319 (2000).
4. K. Varga *et al.*, Phys. Rev. C **50**, 189 (1994); **52**, 3013 (1995); Nucl. Phys. A **588**, 157 (1995).
5. Yu. Ts. Oganessian, V. I. Zagrebaev, and J. S. Vaagen, Phys. Rev. C **60**, 044605 (1999).
6. М. А. Жусупов, А. Ю. Зайкин, Е. Т. Ибраева, Изв. РАН. Сер. физ. **69**, 714 (2005).

7. М. А. Жусупов, А. Ю. Зайкин, Е. Т. Ибраева, Ш. Ш. Сагиндыков, Изв. РАН. Сер. физ. **71**, 804 (2007); Е. Т. Ибраева, М. А. Жусупов, А. Ю. Зайкин, Ш. Ш. Сагиндыков, Изв. РАН. Сер. физ. **73**, 213 (2009).
8. Е. Т. Ибраева, М. А. Жусупов, О. Имамбеков, Ш. Ш. Сагиндыков, ЯФ **71**, 1300 (2008).
9. Е. Т. Ибраева, М. А. Жусупов, А. Ю. Зайкин, Ш. Ш. Сагиндыков, ЯФ **72**, 1777 (2009).
10. А. А. Korshennikov *et al.*, Nucl. Phys. A **617**, 45 (1997).
11. G. D. Alkharov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2313 (1997).
12. F. Aksouh *et al.*, in *Proceedings of the 10th International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, 2003* (Milan University Press, Milan, 2003), p. 157.
13. G. D. Alkharov, A. V. Dobrovolsky, A. A. Lobodenko, ЯФ **69**, 1157 (2006); A. V. Dobrovolsky *et al.*, Nucl. Phys. A **766**, 1 (2006).
14. С.-В. Moon *et al.*, Phys. Lett. B **297**, 39 (1992).
15. K. V. Lukyanov *et al.*, Eur. Phys. J. A **33**, 389 (2007); К. В. Лукьянов и др., Изв. РАН. Сер. физ. **72**, 903 (2008).
16. B. Abu-Ibrahim, K. Fujimura, and Y. Suzuki, Nucl. Phys. A **657**, 391 (1999).
17. J. S. Al-Khalili, R. Crespo, R. C. Johnson, *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 024608 (2007).
18. P. J. Dortmans *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 2249 (1998).
19. J. A. Carr, Phys. Rev. C **56**, 324 (1997).
20. R. J. Glauber, *Lectures in Theoretical Physics* (Interscience, New York, 1959), Vol. 1, p. 315.
21. V. I. Kukul'in, V. M. Krasnopol'sky, V. T. Voronchev, and P. B. Sazonov, Nucl. Phys. A **453**, 365 (1986).
22. V. I. Kukul'in, V. N. Pomerantsev, Kh. D. Razikov, *et al.*, Nucl. Phys. A **586**, 151 (1995).
23. D. R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A **708**, 3 (2002).
24. М. А. Жусупов, Ш. Ш. Сагиндыков, С. Б. Сахиев, Изв. РАН. Сер. физ. **65**, 714 (2001).
25. М. А. Жусупов, Ш. Ш. Сагиндыков, Изв. РАН. Сер. физ. **66**, 392 (2002).
26. М. А. Жусупов, Ш. Ш. Сагиндыков, С. Б. Сахиев, Изв. РАН. Сер. физ. **70**, 240 (2006).
27. J. H. Kelley, J. L. Godwin, X. Hu, *et al.*, *Energy Levels of Light Nuclei A = 8*, Preprint of Triangle Univ. (Triangle Univ., Durham, 2002).
28. T. Minamisono *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2058 (1992); K. Matsuta *et al.*, Nucl. Phys. A **588**, c153 (1995).
29. F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **490**, 1 (1988).
30. D. R. Tilley, J. L. Godwin, J. H. Kelley, *et al.*, *Energy Levels of Light Nuclei A = 9*, Preprint of Triangle Univ. (Triangle Univ., Durham, 2001).
31. K. Varga *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 041302(R) (2002).
32. K. Varga *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 034611 (2002).
33. А. Н. Бояркина, *Структура ядер 1p-оболочки* (Изд. МГУ, Москва, 1973).
34. M. V. Zhukov *et al.*, Phys. Rev. C **50**, R1 (1994).
35. J. S. Al-Khalili and J. A. Tostevin, Phys. Rev. C **57**, 1846 (1998).
36. S. B. Neumaier, G. D. Alkharov, M. N. Andronenko, *et al.*, Nucl. Phys. A **712**, 247 (2002).
37. R. Wolski, A. Pakou, N. Alamanos, ЯФ **65**, 769 (2002).
38. J. J. Kelly, Phys. Rev. C **38**, 1490 (1988); C. W. Glower *et al.*, Phys. Rev. C **43**, 1664 (1991).
39. R. Crespo and R. C. Johnson, Phys. Rev. C **60**, 034007 (1999); R. Crespo *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 014620 (2007).
40. D. K. Hasell *et al.*, Phys. Rev. C **34**, 236 (1986).
41. I. M. A. Tag Eldin *et al.*, J. Phys. G **16**, 1051 (1990).
42. M. V. Zhukov, Yu. L. Parfenova, J. S. Vaagen, ЯФ **65**, 779 (2002).
43. D. Gupta, C. Samanta, and R. Kanungo, Nucl. Phys. A **674**, 77 (2000).
44. W. Mittig and P. Roussel-Chomaz, Nucl. Phys. A **693**, 495 (2001).

## STRUCTURE OF THE LIGHT NEUTRON RICH NUCLEI AND THE MECHANISM OF PROTON ELASTIC SCATTERING

E. T. Ibraeva, M. A. Zhusupov, O. Imambekov

A series of differential cross section calculations of the elastic  $p^6\text{He}$ ,  $p^8\text{Li}$ , and  $p^9\text{Li}$  scattering at two energies 70 and 700 MeV/nucleon by the Glauber theory of multiple diffraction scattering is presented. The wave functions, received within the framework of the three-body nuclear models, were used:  $\alpha-n-n$  (for  $^6\text{He}$ ),  $\alpha-t-n$  (for  $^8\text{Li}$ ), and  $^7\text{Li}-n-n$  (for  $^9\text{Li}$ ) with realistic potentials of intercluster interactions. The sensitivity of elastic scattering to dynamics of proton-nucleus interaction and to the nuclear structure has been investigated. In particular, the dependence of differential cross section on the contribution of higher-order striking amplitudes, on core and peripheral nucleon striking amplitudes, on contribution of WFs small components and on their asymptotic behavior is calculated. The comparison with the experimental data and results of calculations presented in other papers was carried out.