

## ОСОБЕННОСТИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ СО СЛАБОСВЯЗАННЫМИ КЛАСТЕРНЫМИ ЯДРАМИ

© 2019 г. Ю. Э. Пенионжкевич<sup>1),2)\*</sup>

Поступила в редакцию 25.12.2018 г.; после доработки 25.12.2018 г.; принята к публикации 25.12.2018 г.

Реакции со слабосвязанными ядрами имеют множество особенностей. Одной из них является усиление сечений взаимодействия в подбарьерной области энергий. Этот эффект ярко выражен для ядер, имеющих кластерную структуру. Реакции передачи и реакции полного слияния являются доминирующими каналами взаимодействия для этих ядер. Экспериментальные данные, полученные для сечений реакций слияния, вызванных такими ядрами, сильно отличаются от предсказаний статистической модели составного ядра при энергиях вблизи кулоновского барьера. Установлен также рост сечений реакций передачи нейтронов от  ${}^3,6,8\text{He}$  и дейтронов из  ${}^6,9\text{Li}$  при глубокоподбарьерных энергиях. Эти результаты обсуждаются с точки зрения влияния кластерной структуры ядер на вероятность взаимодействия ядер при энергиях вблизи кулоновского барьера. Проведен теоретический анализ экспериментальных данных с учетом влияния внешних нейтронов и кластеров в слабосвязанных ядрах бомбардирующих частиц. Результаты исследования могут быть использованы для решения проблем астрофизики, в частности, для более глубокого понимания механизма образования легких элементов во Вселенной.

DOI: 10.1134/S0044002719030140

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Реакции взаимодействия слабосвязанных кластерных ядер имеют ряд особенностей, по-разному проявляющихся в области энергий ниже кулоновского барьера  $V_{\text{Coul}}$ , вблизи энергий  $V_{\text{Coul}}$  и в области энергий Ферми (20–30 А МэВ) [1–4]. В табл. 1 представлена классификация слабосвязанных легких ядер. Из схематического представления этих ядер видно, что так называемые экзотические ядра имеют энергию связи нейтрона меньше 1 МэВ и специфическую схему заполнения нейтронных и протонных оболочек. Энергия связи в слабосвязанных ядрах обычно меньше 2.5 МэВ, в то время как сильносвязанные (“плотно упакованные” стабильные ядра) имеют энергию связи  $\sim 7$ –8 МэВ. В дальнейшем мы будем пользоваться этой классификацией.

### 2. РЕАКЦИИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВБЛИЗИ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА

Особый интерес представляют реакции с пучками ядер с нейтронным гало ( ${}^6,8\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$  и др.), приводящие к образованию составных ядер, и их по-

следующим распадом по каналам испарения нейтронов или деления. Первой экспериментальной работой, в которой изучалась реакция деления составного ядра  ${}^{215}\text{At}$ , образовавшегося при взаимодействии  ${}^6\text{He}$  с ядрами  ${}^{209}\text{Bi}$ , была работа [5]. В ней впервые было обнаружено существенное увеличение сечения в подбарьерной области энергий по сравнению с расчетами по статистической модели. Несколько ранее эффект усиления вероятности слияния в подбарьерной области был предсказан в ряде теоретических работ [6, 7]. В частности, для  ${}^{11}\text{Li}$  была показана возможность увеличения вероятности проникновения (туннелирования) через потенциальный барьер вследствие протяженного распределения в нем нейтронной плотности по сравнению с обычными атомными ядрами, расположенными вблизи долины стабильности. Такие распределения, как показано в [8], могут привести к “спариванию коллективных степеней свободы” и, соответственно, к увеличению сечения реакции взаимодействия, особенно в подбарьерной области энергий. Протяженное распределение ядерной материи характерно для нейтронно-избыточных легких ядер, у которых наличие валентных нейтронов может приводить к образованию нейтронного гало. К ядрам с такой структурой, в частности, относятся  ${}^6\text{He}$  и  ${}^{11}\text{Li}$ . С другой стороны, такие ядра являются слабосвязанными, что должно приводить к увеличению вероятностей их развала, который может сопровождаться последующим

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

\*E-mail: pyuer@mail.ru

**Таблица 1.** Классификация и энергии связи легких ядер

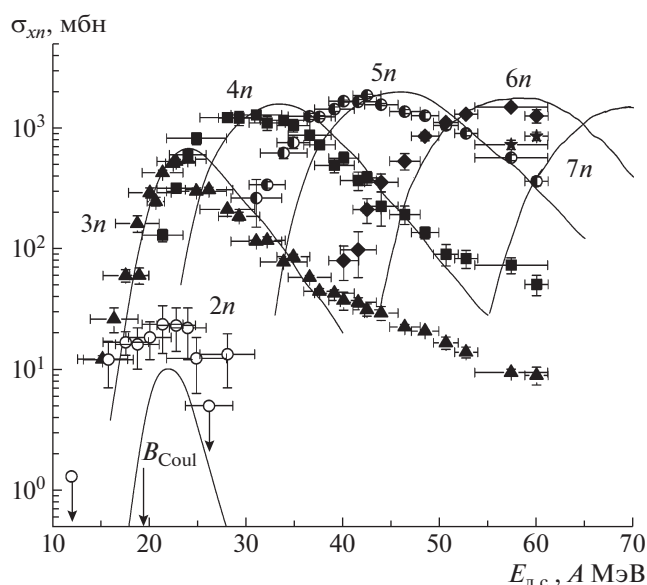
Экзотические ядра	Энергия связи, МэВ	Слабосвязанные ядра	Энергия связи, МэВ	Сильносвязанные ядра	Энергия связи, МэВ
${}^8\text{B} = {}^7\text{Be} + p$	0.137	${}^7\text{Be} = {}^4\text{He} + {}^3\text{He}$	1.587	${}^{16}\text{O} = {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$	7.192
${}^6\text{He} = {}^4\text{He} + 2n$	0.973	${}^9\text{Be} = {}^8\text{Be} + n$	1.665	${}^{11}\text{B} = {}^7\text{Li} + {}^4\text{He}$	8.664
${}^8\text{He} = {}^6\text{He} + 2n$	2.140	${}^6\text{Li} = {}^4\text{He} + d$	1.474		
${}^{11}\text{Li} = {}^9\text{Li} + 2n$	0.369	${}^7\text{Li} = {}^4\text{He} + t$	2.467		
		${}^8\text{Li} = {}^7\text{Li} + n$	2.032		

слиянием ядра-остатка (“кора”) с ядром мишени или реакциями передачи нуклонов без дальнейшего слияния ядер. Такое многообразие процессов в принципе затрудняет анализ экспериментальных данных и вызывает необходимость учета всех каналов реакции. После первой экспериментальной работы по изучению реакции слияния–деления с ядрами  ${}^6\text{He}$  [6] был предпринят ряд экспериментов с целью определения вероятности слияния с ядрами  ${}^6\text{He}$  при энергиях вблизи кулоновского барьера [7, 8]. Однако полученные в этих работах данные являются достаточно противоречивыми и требуют большей статистической надежности, а также проведения более информативных экспериментов с выделением всех каналов реакции. Наличие таких противоречивых данных свидетельствует о трудностях постановки экспериментов на пучках радиоактивных ядер, в первую очередь, из-за слабой интенсивности вторичных пучков, что не позволяет получать статистически надежные результаты, особенно в области около барьерных энергий. Последний эксперимент, проведенный в Дубне на ускорительном комплексе DRIBS, подтвердил результаты по усилению вероятности слияния ядер с нейтронным гало вблизи  $B_{\text{Coul}}$  [9]. В этом эксперименте определялись функции возбуждения реакций, т.е. сечения образования составных ядер в зависимости от бомбардирующей энергии.

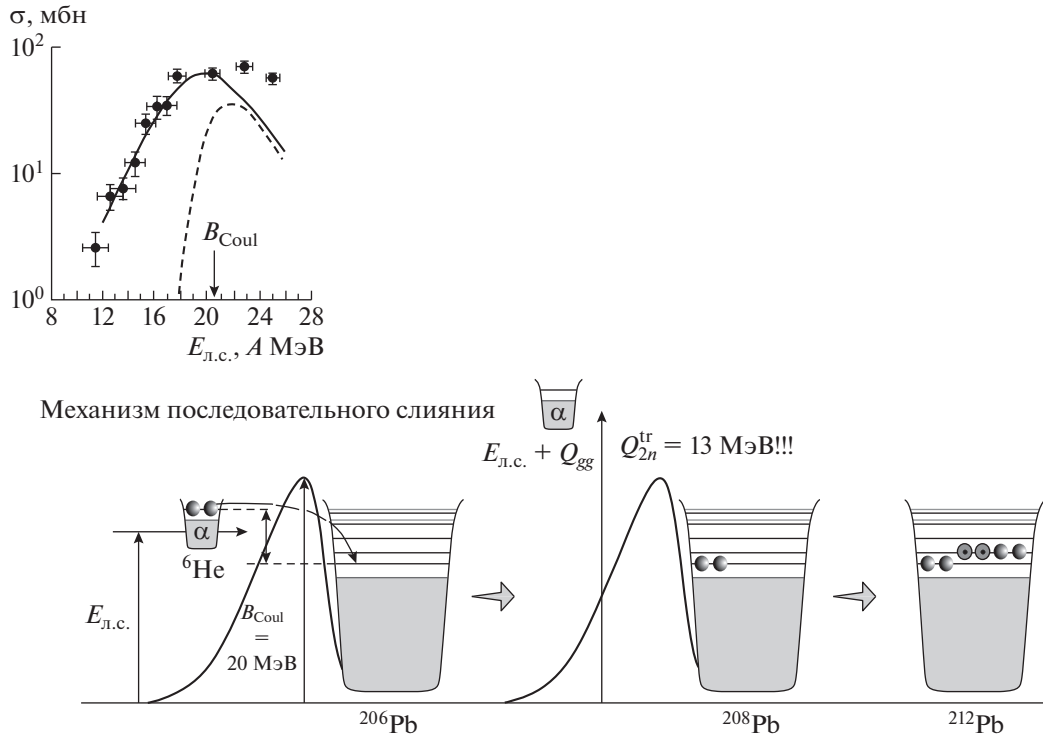
На рис. 1 представлены экспериментальные результаты по измерению функции возбуждения реакции  ${}^{197}\text{Au}({}^6\text{He}, 2n){}^{201}\text{Tl}$  [4]. Сечения и функция возбуждения реакции с испусканием двух нейтронов, в которой образуется ядро  ${}^{201}\text{Tl}$ , не согласуются с предсказанием статистической модели. Расчетные значения оказались заметно меньше экспериментальных результатов. Это может быть объяснено тем, что реакция полного поглощения ядра  ${}^6\text{He}$  ядром  ${}^{197}\text{Au}$  имеет положительное значение  $Q$ -реакции, равное +12.2 МэВ, что делает реакцию с испарением двух нейтронов глубоко подбарьерной. В этом случае расчеты сечений, в которых слияние описывается проникновением

${}^6\text{He}$  через барьер, могут приводить к заниженным значениям.

Такое же отличие от расчетов по статистической модели видно в представленной на рис. 2 функции возбуждения реакции  ${}^{206}\text{Pb}({}^6\text{He}, 2n){}^{210}\text{Po}$  [10]. Сечение этой реакции в максимуме в соответствии с расчетами по статистической модели (см. штриховую кривую) должно быть мало, так как ее максимум расположен при энергиях ниже  $B_{\text{Coul}}$ . Однако из представленных на этом рисунке экспериментальных данных видно, что даже при энергии частиц  ${}^6\text{He}$  на 7 МэВ ниже  $B_{\text{Coul}}$  реакции  ${}^{206}\text{Pb} + {}^6\text{He}$  сечение образования  ${}^{210}\text{Po}$  — ядра-продукта после испарения из составного ядра нейтронов — составляет заметное значение  $\sim 10$  мбн. Таким образом, из наблюдения реакций с испа-



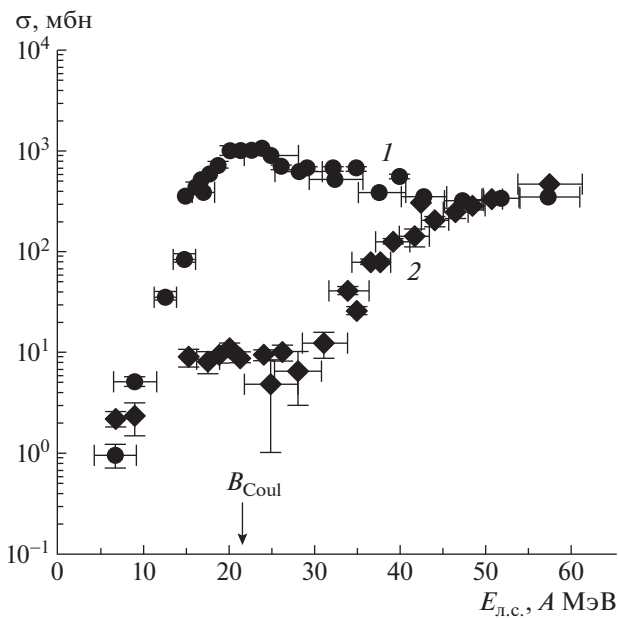
**Рис. 1.** Функции возбуждения для реакции слияния  ${}^{197}\text{Au} + {}^6\text{He} \rightarrow {}^{203-xn}\text{Tl}$ , где  $x = 2-7$  [4]. Сплошные кривые — результаты расчетов по статистической модели. Точки: экспериментальные значения сечений для различных функций возбуждения.  $B_{\text{Coul}}$  на этом и следующих рисунках — кулоновский барьер.



**Рис. 2.** Функция возбуждения реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$ . Точки — экспериментальные значения сечений образования  $^{210}\text{Po}$  из двух разных экспериментов. Кривые: штриховая — расчет функции возбуждения по статистической модели, сплошная — по двухступенчатой модели слияния, учитывающей процесс последовательной передачи нейтронов [11].

рением двух нейтронов в подбарьерной области энергий, а также вида функций возбуждения этих

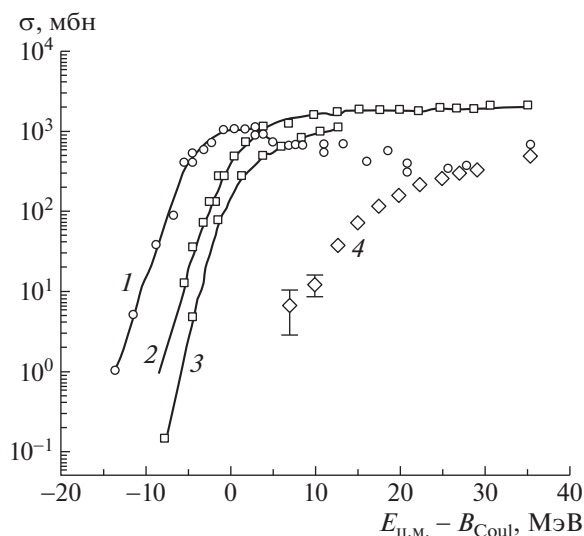
реакций можно утверждать, что наблюдается существенное увеличение сечений реакций слияния с ядрами  $^6\text{He}$  вблизи  $B_{\text{Coul}}$ . На этом же рисунке сплошной кривой показаны результаты расчетов вероятности этой реакции по двухступенчатой модели слияния [11].



**Рис. 3.** Функция возбуждения в реакции  $^{197}\text{Au} + ^6\text{He}$  [4] для образования ядер: 1 —  $^{198}\text{Au}$  (+1n-канал), 2 —  $^{196}\text{Au}$  (-1n-канал).

В двухступенчатой модели предполагается, что происходит последовательная передача нейтронов от  $^6\text{He}$  к ядру мишени. При этом энергия возбуждения ядерной системы возрастает на величину  $E_{\text{ц.м.}} + Q_{\text{gg}}$ , что существенно превышает  $B_{\text{Coul}}$  и приводит к проникновению на последнем этапе  $\alpha$ -частицы через барьер. Согласие экспериментальных данных с расчетными свидетельствует о том, что процесс последовательной передачи нейтронов для ядер с нейтронным гало, по-видимому, является основным механизмом, влияющим на вероятность их слияния и увеличивающим сечение реакции в глубоководбарьерной области энергий.

Двухступенчатая модель слияния была подтверждена при исследовании функции возбуждения реакций передачи нейтронов с  $^6\text{He}$  на ядра мишени  $^{197}\text{Au}$ . На рис. 3 представлены функции возбуждения реакций с образованием изотопов золота  $^{196}\text{Au}$  и  $^{198}\text{Au}$  в основном состоянии при взаимодействии  $^6\text{He}$  с ядрами  $^{197}\text{Au}$ . Из полученных данных следует, что вблизи барьера наблюдается



**Рис. 4.** Функция возбуждения для полных сечений реакций слияния (EVR) и передачи нейтронов в реакции  $^{197}\text{Au} + {}^6\text{He}$  в зависимости от величины  $E_{\text{ц.м.}} - B_{\text{Coul}}$ . Точки (экспериментальные данные [10]): 1 (○) —  $^{198}\text{Au}$  (+1n-канал), 2 (□) — EVR ( ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au} \rightarrow {}^{203}\text{Tl}^*$ ), 3 (□) — EVR ( ${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au} \rightarrow {}^{201}\text{Tl}^*$ ), 4 (◇) —  $^{196}\text{Au}$  (−1n-канал).

высокая вероятность передачи одного нейтрона с образованием в этом взаимодействии ядер  $^{198}\text{Au}$  ( $\sigma \sim 1.2$  бн).

Сечение реакции отрыва нейтрона из ядра мишени (образование  $^{196}\text{Au}$ ) плавно спадает до  $B_{\text{Coul}}$ , а потом при сечении 10 мбн наступает некоторое насыщение величины сечения и постепенное его уменьшение до порога реакции ( $Q_{\text{thr}}$ ). Это может объясняться двумя механизмами образования  $^{196}\text{Au}$  (−1n-канал). При энергиях выше  $B_{\text{Coul}}$  в основном происходит выбивание нейтрона из мишени. При энергиях вблизи и ниже  $B_{\text{Coul}}$  основной вклад в образование  $^{196}\text{Au}$  дает реакция испарения двух нейтронов из  $^{198}\text{Au}$ , которое может образовываться в возбужденном состоянии вблизи кулоновского барьера. Сечение этой реакции сравнимо с полным сечением. Большое сечение передачи одного нейтрона и его плавное уменьшение в область низких энергий (до 5 МэВ) могут свидетельствовать о механизме взаимодействия квазисвободного нейтрона ядра  ${}^6\text{He}$  с ядром мишени.

Аналогичный пример хорошо известен для ( $d, p$ )-реакций, где в глубокоподбарьерной области энергии наблюдается существенное увеличение сечения (так называемый эффект Оппенгеймера–Филлипса), связанное с поляризацией слабо-связанного дейтрона. В случае реакции с  ${}^6\text{He}$  этот эффект может быть выражен сильнее из-за меньшей энергии связи ядра  ${}^6\text{He}$  по сравнению с дейтроном и большими кулоновскими силами

расталкивания  $\alpha$ -частицы в  ${}^6\text{He}$  по сравнению с протоном в дейтроне.

На рис. 4 представлены функции возбуждения для сечений разных каналов реакций (слияние и передача) для  ${}^6\text{He}$  в зависимости от отношения  $E_{\text{ц.м.}} - B_{\text{Coul}}$ , полученные в [4]. Здесь же для сравнения дана функция возбуждения реакции слияния ядер  $^{197}\text{Au}$  с  ${}^4\text{He}$ . Видно увеличение сечения слияния  $^{197}\text{Au} + {}^6\text{He}$  в подбарьерной области энергий  ${}^6\text{He}$  по сравнению с  ${}^4\text{He}$ , а также значительное усиление сечения реакции передачи одного нейтрона.

Таким образом, этот необычный эффект усиления сечений реакций в подбарьерной области энергий для слабо-связанных ядер может играть важную роль в понимании их структуры и имеет большое значение при расчетах сценария нуклеосинтеза в области легких ядер для астрофизики.

### 3. ПРОЯВЛЕНИЕ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО И МЯГКОГО ПИГМИ-РЕЗОНАНСА В РЕАКЦИЯХ С ЯДРАМИ С ГАЛООБРАЗНОЙ СТРУКТУРОЙ

Эксперименты на вторичных пучках экзотических ядер позволили изучать процесс электромагнитной диссоциации экзотических ядер. Предсказанное [12] большое значение сечения реакции электромагнитной диссоциации ядер  ${}^{11}\text{Li}$  было подтверждено экспериментами при разных энергиях [13]. Аналогичный результат был получен и для ядер  ${}^{11}\text{Be}$  [14] и  ${}^{6,8}\text{He}$  [15]. Для того чтобы объяснить повышенное сечение кулоновской диссоциации, был предложен новый тип коллективного возбуждения при малых энергиях возбуждения. Эта новая мода возбуждения была названа “мягким дипольным резонансом”, или пигми-резонансом [16, 17].

Предполагалось, что гигантский дипольный резонанс (ГДР) может иметь две компоненты. Одна из его компонент является результатом колебаний всех протонов кора по отношению ко всем нейтронам. Вторая компонента является результатом осцилляции всего кора по отношению к нейтронам гало.

Эти два процесса показаны схематично на рис. 5. Амплитуда колебаний, получивших название “мягкой” моды ГДР, зависит от распределения плотности нуклонов и пропорциональна градиенту распределения плотности. Следовательно, частота колебаний в “мягкой” моде ГДР должна быть очень низкой, поэтому и энергия возбуждения ожидается низкой, в отличие от обычного гигантского резонанса, где энергия возбуждения порядка 20 МэВ. К настоящему времени экспериментально подтверждено существование низкоэнергетического

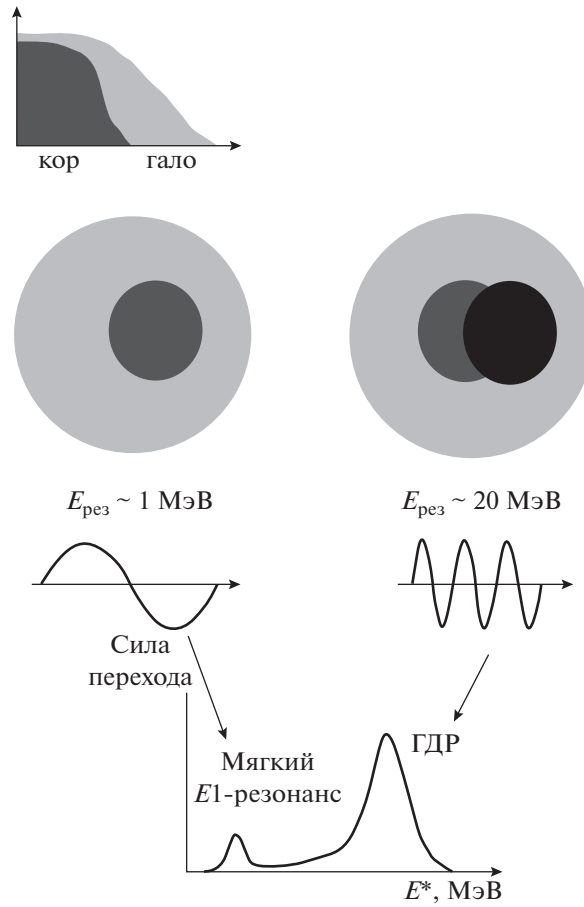


Рис. 5. Схематичное представление двух компонент дипольного резонанса в нейтронно-избыточных ядрах с гало.

$E1$ -диполя [14], однако природа механизма возбуждения до сих пор обсуждается: эксперименты [18, 19] указывают на отсутствие коллективного возбуждения и, более того, исключают предположение о присутствии двух нейтронов гало в виде динейтрона. Вместо этого в ряде теоретических работ [20–22] предполагается прямой развал ядра с гало. Поэтому мягкий дипольный резонанс должен проявляться в структуре ядер с гало либо как низколежащий дипольный уровень, либо как сильное увеличение сечения реакции в области порога при прямом развале.

Энергия мягких ГДР может быть определена на основе обычных моделей, описывающих ГДР. ГДР с нормальной энергией возбуждения вносит вклад в сечение электромагнитной диссоциации  $\sigma_{EMD}$ , однако для легких экзотических ядер около 10% от вероятности полного  $E1$ -перехода объясняется вкладом мягкого дипольного резонанса. Для  $E1$ -перехода его вероятность пропорциональна квадрату числа нейтронов, участвующих в возбуждении; так, для  $^{11}\text{Li}$  отношение мягкой моды дипольного резонанса к обычной составляет  $2^2$ – $6^2$ . В этом случае, чтобы воспроизвести наблюдаемое

сечение  $\sigma_{EMD}$  ( $^{11}\text{Li} + \text{Pb}$ ), энергия  $E_{\text{softГДР}}$  должна быть  $0.9^{+0.5}_{-0.3}$  МэВ. Энергия  $E_{\text{softГДР}}$  оказалась нечувствительной к  $\Gamma_{\text{soft}}$ . Таким образом, энергия возбуждения мягкого дипольного резонанса имеет сравнительно небольшое значение.

Впервые экспериментальное обнаружение наличия мягкой моды дипольного резонанса было получено для ядра  $^{11}\text{Li}$  в работе [23]. В этой работе в реакции двойной перезарядки с пионами  $^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+)^{11}\text{Li}$ , удалось наблюдать в спектре пионов уровень  $E^* = (1.2 \pm 0.1)$  МэВ и приписать ему спин и четность  $1/2^+$ ,  $3/2^+$  или  $5/2^+$ , на основании чего был сделан вывод о наблюдении  $E1$ -перехода. Однако этот результат, по мнению авторов, не является однозначным, так как в реакциях перезарядки слабо возбуждаются коллективные состояния.

Эксперименты, нацеленные на выяснение существования и природы мягкой дипольной моды, ведутся в разных научных центрах (Мичиган, США; РИКЕН, Япония; ОИЯИ, Дубна). Недавно в работе [24], в согласии с результатом пионерской работы [23], в реакции  $^{11}\text{Li} + p$  было наблюде-

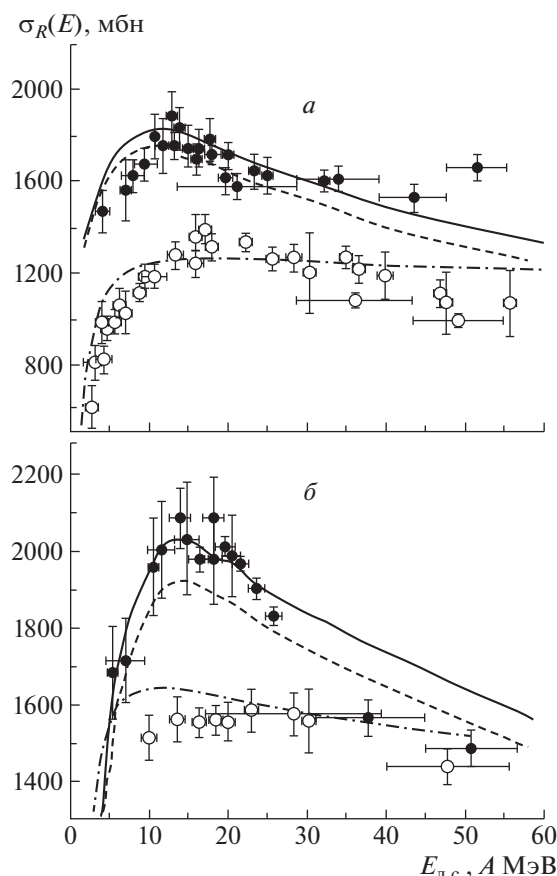
но возбужденное состояние ядра  $^{11}\text{Li}$  при  $E^* = 1.25$  МэВ, что, по мнению авторов, соответствовало возбуждению гало в этом ядре. Экспериментальное сечение неупругого рассеяния [25] лучше всего описывалось в предположении о передаче орбитального углового момента  $L = 1$  в случае, если имеет место дипольное возбуждение.

#### 4. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР $^{4,6,8}\text{He}$ и $^{6,9,11}\text{Li}$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 5–50 МэВ

Полное сечение ядерных реакций является важной физической величиной, которая доступна для прямого измерения в эксперименте и с помощью которой можно получить информацию о структуре взаимодействующих ядер. Большинство методик, используемых для прямого измерения полных сечений реакций, можно объединить в две группы: *метод трансмиссии пучка*, впервые предложенный в [26], и *метод аттенюации пучка*, впервые примененный в [27]. В методе трансмиссии пучка величина  $\sigma_R$  вычисляется из результатов измерения величины  $I_0$  потока частиц, падающих на мишень, и числа событий реакций  $\Delta I = (I_0 - I)$ , где величина  $I$  определяется потоком частиц, прошедших через мишень без взаимодействия. Метод аттенюации основан на измерении величин  $I_0$  и  $I$  и требует высоких параметров пучка, что трудно осуществимо в экспериментах на вторичных пучках. По этой причине большинство работ по измерению полных сечений реакций и их энергетических зависимостей были проведены методом трансмиссии.

На рис. 6 представлены экспериментальные величины полных сечений ядерных реакций с изотопами He и Li на Si мишени в зависимости от энергии налетающих частиц. На рис. 6а приведены энергетические зависимости сечений реакций  $^{4,6}\text{He} + \text{Si}$ , а на рис. 6б — для  $^{6,7,9}\text{Li} + \text{Si}$ . Заполненными символами отмечены результаты измерений, проведенных в ЛЯР ОИЯИ [28, 32], открытыми символами — экспериментальные данные, опубликованные другими авторами [33, 34].

Из рисунка видно, что все величины  $\sigma_R(E)$  реакции  $^6\text{He} + \text{Si}$  (рис. 6а) в рамках ошибок находятся в хорошем согласии вне зависимости от использованного метода измерения и превышают соответствующие величины сечений  $^4\text{He} + \text{Si}$  реакций во всем диапазоне энергии. Для функций возбуждения  $\sigma_R(E)$  реакций  $^4\text{He} + \text{Si}$  характерен подъем величины сечения с ростом энергии до величины 15 А МэВ и затем пологий спад. Однако для  $^{6,8}\text{He} + \text{Si}$  наблюдается характерный локальный максимум  $\sigma_R(E)$  в виде “бампа” в интервале энергии 10–20 А МэВ, который отсутствует в реакции  $^4\text{He} + \text{Si}$ , что может являться проявлением



**Рис. 6.** Полные сечения реакций  $\sigma_R(E)$  в зависимости от энергии налетающих частиц: а —  $^{4,6}\text{He} + \text{Si}$ , б —  $^{6,7,9}\text{Li} + \text{Si}$ . Точки:  $\circ$  —  $^4\text{He}$ ,  $\bullet$  —  $^6\text{He}$ ,  $\diamond$  —  $^{6,7}\text{Li}$ ,  $\blacklozenge$  —  $^9\text{Li}$ . Экспериментальные результаты — из [28–30]. Кривые: сплошная — экспериментальные точки, штриховая — результаты расчетов из работы [31].

динамических эффектов, связанных с особенностями распределения внешних нейтронов в  $^6\text{He}$ .

На рис. 6б представлены экспериментальные полные сечения  $\sigma_R(E)$  реакций  $^{6,7,9}\text{Li} + \text{Si}$ . Из рисунка видно, что для  $^{6,9}\text{Li} + \text{Si}$  также наблюдается характерный локальный максимум  $\sigma_R(E)$  в виде “бампа” в интервале энергии 10–20 А МэВ, в то время как сечение реакции  $^7\text{Li} + \text{Si}$  имеет плавную зависимость во всем интервале энергий. Наиболее выраженное проявление локального максимума  $\sigma_R(E)$  в виде “бампа” получено для реакции  $^{9,11}\text{Li} + \text{Si}$  в интервале энергии 10–30 А МэВ.

Таким образом, можно отметить две особенности энергетической зависимости полного сечения реакций с нейтронно-избыточными ядрами. Первая особенность проявляется в повышенном сечении реакций слабосвязанных нейтронно-избыточных ядер ( $^6\text{He}$ ,  $^{9,11}\text{Li}$ ) по сравнению с сечениями реакций их коров ( $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ). Вторая особенность заключается в локальном повышении

величины сечения  $\sigma_R(E)$  в виде “бампа” в узком энергетическом диапазоне 10–20 А МэВ.

Был проведен теоретический анализ энергетических зависимостей полных сечений реакций на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера для внешних нейтронов ядер-снарядов. Основное отличие ядер  ${}^4\text{He}$  и  ${}^6\text{He}$ , а также  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^{9,11}\text{Li}$  заключается в наличии у последних двух внешних слабосвязанных нейтронов, поэтому теоретическое описание реакций с ядрами  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{6,7}\text{Li}$  необходимо для анализа различия в поведении полных сечений реакций, представленных на рис. 6. С этой целью использовались угловые распределения упругого рассеяния ядер  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{6,7}\text{Li}$  на ядрах  ${}^{28}\text{Si}$  и на ядрах  ${}^{12}\text{C}$ , достаточно близких к ядру кремния и имеющих сходную  $\alpha$ -кластерную структуру. Это позволило в рамках оптической модели [30] определить свойства потенциальной энергии взаимодействия ядер  $U(r)$  и учесть процессы, дающие вклад в полное сечение реакции, с помощью мнимой части потенциала  $W(r)$ .

Для столкновений  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  параметры реальной части потенциала  $V_0$ ,  $R_V$ ,  $a_V$  были получены с помощью фитирования угловых распределений с начальным приближением в параметризации Акюза–Винтера [23]. Результаты расчета полного сечения реакций  ${}^{4,6}\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  и  ${}^{7,9}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ , полученные таким образом (рис. 6), удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [29, 30]. Следует отметить, что в широком интервале энергий были получены постоянные значения параметров оптического потенциала. С их помощью были найдены прогнозируемые значения параметров для реакции  ${}^{9,11}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ .

Несмотря на различие значений параметров оптического потенциала, определенных для столкновения  ${}^4\text{He} + {}^{12}\text{C}$  при разных энергиях, формы потенциального барьера и мнимой части оказались слабо зависящими от энергии (так же, как и для столкновений  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ ). Для ядра  ${}^4\text{He}$  это можно объяснить незначительным изменением состояний сильносвязанных нуклонов в ходе столкновения с ядром-мишенью. Ядро  ${}^6\text{Li}$  можно рассматривать как систему трех тел ( $\alpha + p + n$ ). Сильно взаимодействующие протон и нейтрон образуют дейтронный кластер, поэтому применима и двухтельная модель с конфигурацией ( $\alpha + d$ ), используемая, в частности, при описании реакций передач в приближении искаженных волн. В ядре  ${}^7\text{Li}$  внешние нейтроны и протон сильно связаны в тритонный кластер, образуя конфигурацию ( $\alpha + t$ ). При сближении ядер  ${}^{6,7}\text{Li}$  с ядром  ${}^{28}\text{Si}$  передаче (перераспределению) заряженных дейтронного и тритонного кластеров препятствует кулоновское

отталкивание ядра-мишени. Это ограничивает изменение состояния внешних нейтронов ядер  ${}^{6,7}\text{Li}$  и их влияние на потенциал взаимодействия ядер.

Наличие двух внешних нейтронов, образующих слабосвязанный нейтральный кластер динейтрон, является общим для наиболее вероятных конфигураций ядер  ${}^6\text{He}$  ( $\alpha + n + n$ ) [1, 30, 31, 35] и  ${}^9\text{Li}$  ( $\alpha + t + n + n$ ). В упрощенном приближении нейтроны могут рассматриваться как движущиеся независимо в среднем поле. Перераспределение внешних нейтронов между ядром-снарядом и ядром-мишенью, например, нахождение с большой вероятностью между поверхностями сталкивающихся ядер, может заметно усилить взаимное притяжение ядер и привести к возрастанию полного сечения реакции. Этому может способствовать  $\alpha$ -кластерная структура ядра  ${}^{28}\text{Si}$  из-за образования с помощью нейтронов связей между  $\alpha$ -кластером кремния и  $\alpha$ -кластером (и/или тритоном) ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$  с кратковременным образованием кластеров  ${}^9\text{Be}$  ( $\alpha + n + \alpha$ ) и  ${}^{10}\text{Be}$  ( $\alpha + 2n + \alpha$ ) в области контакта ядер. Качественный характер перераспределения внешних нейтронов при сближении ядер зависит от соотношения между средними величинами скорости внешнего нейтрона  $\langle v \rangle$  и относительной скорости  $v_{\text{rel}}$  ядер в процессе столкновения. Средняя кинетическая энергия слабосвязанных нейтронов в ядрах  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  приблизительно равна глубине потенциальной ямы среднего поля. При использовании оценок  $\langle \varepsilon \rangle \approx 10$  МэВ,  $v_{\text{rel}} \approx v_1 = \sqrt{2E_{\text{lab}}/m_1}$ , где  $E_{\text{lab}}$  – энергия ядра-снаряда массой  $m_1 = Am_0$  и массовым числом  $A$  в лабораторной системе,  $m_0$  – атомная единица массы, получим отношение скоростей  $\frac{v_1}{\langle v \rangle} \approx \gamma = \sqrt{\frac{E_{\text{lab}}}{(\sigma)A}}$ .

При низких энергиях в случае  $\langle v \rangle \approx v_1$ ,  $\gamma \approx 1$  за время пролета ядра-снаряда рядом с ядром-мишенью слабосвязанные нейтроны могут, условно говоря, совершить достаточно много оборотов вокруг ядерных остовов обоих ядер. При квантовом описании в адиабатическом приближении за время пролета нейтрон образует одно или несколько двухцентровых (“молекулярных”) состояний. В предельно неадиабатическом случае (при промежуточных энергиях), когда  $\langle v \rangle \ll v_1$ ,  $\gamma \gg 1$ , нейтрон за время пролета не успевает передаться ядру-мишени. Значения параметра  $\gamma$  могут служить для оценки степени адиабатичности столкновения.

Квантовое описание перераспределения внешних нейтронов при столкновении ядер на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера позволяет исследовать процессы, протекающие с различными характерными временами. Такой подход, который может служить

**Таблица 2.** Значения параметров потенциала Вудса–Саксона в оболочечной модели

Ядро	$U_0$ , МэВ	$r_0$ , ФМ	$R_U = r_0 A^{1/3}$ , ФМ	$a_U$ , ФМ	$\lambda$
${}^7\text{Li}$	41.17	1.4	2.68	0.95	21
${}^9\text{Li}$	34.9	1.3	2.70	0.85	21
${}^{11}\text{Li}$	33.3	1.25	2.78	0.65	35
${}^{28}\text{Si}$	54	1.166	3.54	0.8	30

дополнением к оптической модели, включающей результаты подобных процессов в зависящие от энергии полуфеноменологические мнимую и реальную части оптического потенциала, был предложен в работах [31, 35]. Для определения эволюции волновых функций внешних нейтронов важен достаточно реалистичский выбор потенциалов их взаимодействия с ядром-мишенью и остовом ядра-снаряда, а также начальных условий в поле остова.

Для ядра  ${}^9\text{Li}$  была использована возможная конфигурация ( ${}^7\text{Li} + n + n$ ) со сферически-симметричным остовом  ${}^7\text{Li}$ , что соответствует усреднению по изотропному распределению оси симметрии двухкластерной системы ( $\alpha + t$ ). Радиальное уравнение Шредингера для сферических ядер  ${}^7,9\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$  было решено методом, изложенным в [35]. Для ядра  ${}^7\text{Li}$  зарядовое распределение значения среднеквадратичного зарядового радиуса, энергий отделения протона и нейтрона могут быть получены при использовании центрального потенциала Вудса–Саксона (см. табл. 2).

Динамическое перераспределение внешних слабосвязанных нейтронов ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  в ходе столкновения с ядром  ${}^{28}\text{Si}$ , имеющее разный характер при различных энергиях, может привести к зависимости от энергии ядерной части потенциала  $V_N(r)$ . Большая протяженность и разреженность нейтронного гало ядра  ${}^6\text{He}$  снижает величину неадиабатической поправки по сравнению с ядром  ${}^9\text{Li}$ . Поэтому при смене адиабатического режима неадиабатическим не происходит заметного снижения высоты барьера и расширения области действия мнимой части оптического потенциала. Различия сечений реакций  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  и  ${}^4\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  (рис. 6) в основном обусловлены большими размерами ядра  ${}^6\text{He}$ , а особенность в виде локального максимума выражена менее заметно. Тем не менее такое приближение удобно для анализа экспериментальных данных и было использовано для расчетов сечения реакции  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  (рис. 6). Удовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными данными было достигнуто при меньшем по сравнению с реакцией  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  значении параметра  $R_\alpha = 5$  ФМ.

Отметим, что механизм последовательной передачи двух нейтронов проявляется и в реакциях,

продуктами которых являются легкие нейтронно-избыточные ядра, например, в упругом рассеянии  $\alpha$ -частиц на  ${}^6\text{He}$  и в реакции  ${}^9\text{Be}(t, p){}^{11}\text{Li}$ . Учет этого механизма в рамках задачи четырех тел позволяет определить размеры двухнейтронной периферии ядер  ${}^6\text{He}$  ( $R_{\alpha-2n} = 4.2$  ФМ) [36] и  ${}^{11}\text{Li}$  ( $R_{{}^9\text{Li}-2n} = 6.5$  ФМ) [37].

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что можно отметить две особенности энергетической зависимости экспериментального полного сечения реакций с нейтронно-избыточными ядрами. Первая особенность проявляется в повышенном сечении реакций слабосвязанных нейтронно-избыточных ядер ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^9,{}^{11}\text{Li}$ ) по сравнению с сечениями реакций их коров ( ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ). Вторая особенность заключается в локальном повышении величины сечения  $\sigma_R(E)$  в виде “бампа” в узком энергетическом диапазоне 10–20 А МэВ. Обе эти особенности не находят объяснения в статистической модели ядерных реакций.

Проведенные расчеты указали на возможную причину проявления особенности полных сечений реакций  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  (рис. 6) при смене адиабатического перераспределения слабосвязанных нейтронов неадиабатическим. Она заключается в формировании области повышенной нейтронной плотности между поверхностями ядер в течение всего времени столкновения. Это усиливает притяжение ядер, сдвигает в сторону больших значений  $R_B$  положение барьера  $B_{\text{Coul}}$  и увеличивает размер области, где с заметной вероятностью идут процессы, приводящие к выходу из упругого канала.

Меньшее проявление локального максимума в энергетической зависимости сечения для ядра  ${}^6\text{He}$  по сравнению с ядрами  ${}^9,{}^{11}\text{Li}$  может быть связано с большей протяженностью и разреженностью нейтронного гало ядра  ${}^6\text{He}$  по сравнению с более компактным нейтронным слоем (“скином” или “шубой”) ядра  ${}^9\text{Li}$ .

Работа была поддержана Российским научным фондом (РНФ), грант № 17-12-01170.



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. L. F. Canto, P. R. S. Gomes, R. Donangelo, and M. S. Hussein, *Phys. Rept.* **424**, 1 (2006).
2. M. Dasgupta, D. J. Hinde, K. Hagino, S. B. Moraes, P. R. S. Gomes, R. M. Anjos, R. D. Butt, A. C. Berri-man, N. Carlin, C. R. Morton, J. O. Newton, and A. Szanto de Toledo, *Phys. Rev. C* **66**, 041602(R) (2002).
3. Ю. Э. Пенионжкевич, *ЯФ* **72**, 1674 (2009) [*Phys. At. Nucl.* **72**, 1617 (2009)].
4. Yu. E. Penionzhkevich, *Int. J. Mod. Phys. E* **20**, 938 (2011).
5. A. S. Fomichev, I. David, Z. Dlouhy, S. M. Lukyanov, Yu. Ts. Oganessian, Yu. E. Penionzhkevich, V. P. Pere-lygin, N. K. Skobelev, O. B. Tarasov, and R. Wolski, *Z. Phys. A* **351**, 129 (1995).
6. В. В. Самарин, *ЯФ* **78**, 133 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 128 (2015)].
7. M. S. Hussein, M. P. Pato, L. F. Canto, and R. Donangelo, *Phys. Rev. C* **46**, 377 (1992).
8. J. J. Kolata, V. Guimaraes, D. Peterson, P. Santi, R. White-Stevens, P. A. DeYoung, G. F. Peaslee, B. Hughey, B. Atalla, M. Kern, P. L. Jolivet, J. A. Zimmerman, M. Y. Lee, F. D. Becchetti, E. F. Aguilera, E. Martinez-Quiroz, and J. D. Hinnefeld, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4580 (1988).
9. Yu. E. Penionzhkevich, V. I. Zagrebaev, S. M. Lu-kyanov, and R. Kalpakchieva, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 162701 (2006).
10. Yu. A. Muzychka and B. I. Pustyl'nik, in *Proceedings of the International School-Seminar on Heavy-Ion Physics* (Alushta, 1983), p. 83; JINR Publ. Dept. D7-83-644 (Dubna, 1983).
11. V. I. Zagrebaev, *Phys. Rev. C* **67**, 061601(R) (2003).
12. C. Bertulani and G. Baur, *Nucl. Phys. A* **480**, 615 (1988).
13. B. Blank, J.-J. Gaimard, H. Geissel, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer, D. Bazin, R. Del Moral, J. P. Dufour, A. Fleury, F. Hubert, H.-G. Clerc, and M. Steiner, *Z. Phys. A* **340**, 41 (1991).
14. T. Nakamura, S. Shimoura, T. Kobayashi, T. Teranishi, K. Abe, N. Aoi, Y. Doki, M. Fujimaki, N. Inabe, N. Iwasa, K. Katori, T. Kubo, H. Okuno, T. Suzuki, I. Tanihata, Y. Watanabe, *et al.*, *Phys. Lett. B* **331**, 296 (1994).
15. I. Tanihata, *Nucl. Phys. A* **522**, 275 (1991).
16. K. Ikeda, *Nucl. Phys. A* **538**, 355 (1992).
17. T. Kobayashi, *КЕК Preprint* 89-169 (1989), p. 89.
18. D. Sackett, K. Ieki, A. Galonsky, C. A. Bertulani, H. Esbensen, J. J. Kruse, W. G. Lynch, D. J. Morrissey, N. A. Orr, B. M. Sherrill, H. Schulz, A. Sustich, J. A. Winger, F. Deák, Á. Horváth, Á. Kiss, *et al.*, *Phys. Rev. C* **48**, 118 (1993).
19. K. Ieki, D. Sackett, A. Galonsky, C. A. Bertulani, J. J. Kruse, W. G. Lynch, D. J. Morrissey, N. A. Orr, H. Schulz, B. M. Sherrill, A. Sustich, J. A. Winger, F. Deák, Á. Horváth, Á. Kiss, Z. Seres, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 730 (1993).
20. T. Otsuka, N. Fukunishi, and H. Sagawa, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1385 (1993).
21. T. Otsuka, M. Ishihara, N. Fukunishi, T. Nakamura, and M. Yokoyama, *Phys. Rev. C* **49**, 2289 (R) (1994).
22. G. Baur, C. A. Bertulani, and D. M. Kalassa, *Nucl. Phys. A* **550**, 527 (1992).
23. T. Kobayashi, *Nucl. Phys. A* **538**, 343 (1992).
24. A. A. Korshennikov, E. Yu. Nikolskii, T. Kobayashi, A. Ozawa, S. Fukuda, E. A. Kuzmin, S. Momota, B. G. Novatskii, A. A. Ogloblin, V. Pribora, I. Tanihata, and K. Yoshida, *Phys. Rev. C* **53**, R537(R) (1996).
25. A. A. Korshennikov, E. A. Kuzmin, E. Yu. Nikolskii, O. V. Bochkarev, S. Fukuda, S. A. Goncharov, S. Ito, T. Kobayashi, S. Momota, B. G. Novatskii, A. A. Ogloblin, A. Ozawa, V. Pribora, I. Tanihata, and K. Yoshida, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2317 (1997).
26. E. J. Burge, *Nucl. Phys.* **13**, 511 (1959).
27. T. J. Gooding, *Nucl. Phys.* **12**, 241 (1959).
28. Yu. E. Penionzhkevich, Yu. G. Sobolev, V. V. Samar-in, and M. A. Naumenko, *Eur. J. Phys. Func. Mat.* **1**, 12 (2017).
29. Ю. Г. Соболев, Ю. Э. Пенионжкевич, К. Борча, М. П. Иванов, А. Куглер, А. А. Кулько, В. Крога, В. А. Маслов, Я. Мразек, А. Негрет, Р. В. Рвенко, Я. Ю. Савров, Н. К. Скобелев, В. Г. Трзаска, *Изв. РАН. Сер. физ.* **76**, 1057 (2012) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **76**, 952 (2012)].
30. Ю. Э. Пенионжкевич, Ю. Г. Соболев, В. В. Самарин, М. А. Науменко, *ЯФ* **80**, 525 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 928 (2017)].
31. М. А. Науменко, В. В. Самарин, Ю. Э. Пенионж-кевич, Н. К. Скобелев, *Изв. РАН. Сер. физ.* **80**, 294 (2016) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **80**, 264 (2016)].
32. Ю. Г. Соболев, Ю. Э. Пенионжкевич, Д. Азнабаев, Е. В. Земляная, М. П. Иванов, Г. Д. Кабдрахимова, А. М. Кабышев, А. Г. Князев, А. Куглер, Н. А. Лаш-манов, К. В. Лукьянов, А. Май, В. А. Маслов, К. Мендибаев, Н. К. Скобелев, Р. С. Слепнев и др., *ЭЧАЯ* **48**, 871 (2017) [*Phys. Part. Nucl.* **48**, 922 (2017)].
33. R. E. Warner, F. Carstoiu, J. A. Brown, F. D. Becchetti, D. A. Roberts, B. Davids, A. Galonsky, R. M. Ronningen, M. Steiner, M. Horoi, J. J. Kolata, A. Nadasen, C. Samanta, J. Schwartzberg, and K. Subotic, *Phys. Rev. C* **74**, 014605 (2006).
34. R. E. Warner, R. A. Patty, P. M. Voyles, A. Nadasen, F. D. Becchetti, J. A. Brown, H. Esbensen, A. Galonsky, J. J. Kolata, J. Kruse, M. Y. Lee, R. M. Ronningen, P. Schwandt, J. von Schwarzenberg, B. M. Sherrill, K. Subotic, *et al.*, *Phys. Rev. C* **54**, 1700 (1996).
35. В. В. Самарин, *ЯФ* **78**, 133 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 128 (2015)].
36. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, *ЭЧАЯ* **43**, 295 (2012) [*Phys. Part. Nucl.* **43**, 147 (2012)].
37. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, *ЯФ* **78**, 730 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 685 (2015)].

**PECULIARITIES OF NUCLEAR REACTIONS  
WITH WEAKLY BOUND CLUSTER NUCLEI****Yu. E. Penionzhkevich<sup>1),2)</sup>**<sup>1)</sup>*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*<sup>2)</sup>*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

Reactions with weakly bound nuclei have many peculiarities. One of them is the enhancement of the interaction cross sections in the sub-barrier energy region. This effect is strongly pronounced for nuclei with a cluster structure. Transfer reactions and total fusion reactions are the dominant interaction channels for such nuclei. The experimental data obtained for cross sections of fusion reactions with such nuclei are very different from the predictions of the statistical model of the compound nucleus at energies near the Coulomb barrier. The enhancement of the cross sections for the reactions of neutron transfer from  ${}^3,6,8\text{He}$  and deuteron transfer from  ${}^6,9\text{Li}$  at deep sub-barrier energies has been established. These results are discussed from the point of view of the influence of the cluster structure of nuclei on the probability of nuclear interaction at energies near the Coulomb barrier. Theoretical analysis of the experimental data has been carried out taking into account the influence of the external neutrons and clusters in the weakly bound nuclei of the bombarding particles. The results of the study can be used for the solution of astrophysical problems, in particular, for deeper understanding of the mechanism of formation of light elements in the Universe.