

Описание кластерных явлений в спектрах легких ядер в рамках *ab initio* подхода

Д. М. Родкин^{+*×1)}, Ю. М. Чувильский^{+*×◦}

⁺Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, 127055 Москва, Россия

^{*}Московский Физико-Технический Институт (государственный университет), 141701 Долгопрудный, Россия

[×]Тихоокеанский государственный университет, 680035 Хабаровск, Россия

[◦]Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 августа 2018 г.

Представлен подход, позволяющий учитывать в микроскопических *ab initio* расчетах кластерные свойства ядер за счет введения в базис кластерных компонент, а также вычислять кластерные характеристики ядер путем проектирования волновой функции A -нуклонной системы на волновые функции кластерных каналов. Вычислены энергия связи, спектры и кластерные спектроскопические факторы $\alpha + t$ канала для нижних состояний ядра ${}^7\text{Li}$. Показано, что за исключением единственного уровня эти состояния сильно кластеризованы, что качественно соответствует спектроскопическим данным. Демонстрируется, что даже в состояниях с сильной кластеризацией вклад в энергию связи “некластерных” компонент весьма велик.

DOI: 10.1134/S0370274X18190013

Исследование кластерных явлений является одним из важных направлений ядерной физики. За восьмидесятилетнюю историю накоплен большой объем экспериментальной информации, касающейся этой проблемы. Список кластеризованных, т.е. проявляющих тенденцию к фрагментации на две или большее число подструктур, ядерных состояний чрезвычайно широк. Другой аспект феномена кластеризации связан с динамикой ядерных процессов, вызванных столкновениями составных частиц (кластеров) формирующих входные и/или выходные каналы реакций.

Микроскопическое, т.е. включающее в себя нуклон-нуклонный потенциал и рассматривающее исходное ядро и двухфрагментный канал реакции как A и $(A_1 + A_2)$ нуклонные системы, описание этих явлений было представлено в Модели Резонирующих Групп (МРГ) [1]. Сорокалетнее развитие МРГ и развитых на ее основе представлений было обобщено в монографии [2]. В последующие годы было разработано множество теоретических методик для изучения явления ядерной кластеризации. В современных микроскопических моделях таких, как Метод Генераторных Координат [3, 4], Микроскопическая Кластерная Модель [5, 6], THSR-подход [7], метод Антисимметризованной Молекулярной

Динамики [8] и метод Фермионной Молекулярной Динамики [9, 10], кластерные свойства ядерных состояний и характеристики кластерных реакций получают непосредственно из данных о нуклон-нуклонных взаимодействиях.

Эра суперкомпьютеров предоставляет новые вычислительные возможности и выдвигает новые требования к подходам, используемым в теории кластерных явлений. Такие (характеризуемые как *ab initio*) микроскопические подходы основаны на гамильтонианах, включающих универсальные (общие для широкого круга исследуемых объектов), реалистические NN-, NNN- потенциалы. Один из наиболее развитых подходов такого рода реализован в Модели Оболочек Без Инертного Кора (МОБИК – NCSM) [11–17]. Типичный базис этой модели содержит все возможные конфигурации A -нуклонных осцилляторных функций вплоть до уровня обрезания, определяемого максимальным суммарным числом осцилляторных квантов $N_{\text{tot}}^{\text{max}}$. Чаще всего используется M -схема, в которой эти функции записываются в форме детерминантов Слейтера (ДС). В большинстве случаев для достижения сходимости результатов требуется чрезвычайно большой базис. Альтернативой являются методы построения и отбора (*a priori* или после предварительного анализа) в базис меньшего числа компонент, вносящих существенный вклад в энергию связи и

¹⁾e-mail: rodkindm92@gmail.com

другие величины, характеризующие свойства ядер [18–22].

В данной работе в рамках единого формализма решается двойственная задача. Во-первых, мы анализируем роль кластерных компонент в решениях A -нуклонного уравнения Шредингера с реалистическими NN-потенциалами и пытаемся ответить на вопрос, является ли базис кластерных волновых функций (ВФ) достаточным для описания свойств ядер, рассматриваемых в более простых подходах как системы с ярко выраженной кластеризацией. Во-вторых, в рамках *ab initio* подходов, причем как учитывающих, так и не учитывающих в явном виде кластерные базисные компоненты, мы проводим вычисления спектроскопических факторов (СФ) кластерных каналов, которые характеризуют меру кластеризации [23] и могут быть использованы в расчетах сечений ядерных реакций.

Для этих целей используется формализм, основой которого является базис, включающий в себя компоненты ВФ различных кластерных каналов, отличающихся внутренними функциями фрагментов A_1 и A_2 , а также A -нуклонные ВФ, полученные в МОБИК (по терминологии монографии [2] – поляризационные члены). Такой базис содержит небольшое число многокомпонентных векторов. Возможности подхода ограничиваются длиной векторов.

Заранее отметим, что важно для понимания постановки проблемы, тот факт, что как базис МОБИК, так и кластерный базис A -нуклонной задачи являются формально полными. Во втором случае полнота достигается включением в базис кластерных компонент (см. ниже формулу (1)), содержащих все возможные внутренние функции отдельных кластеров. При этом кластерный базис является неортогональным и даже переполненным. Кроме того, компоненты этих двух базисов, очевидно, не ортогональны. Поэтому в данном исследовании мы ограничиваем список реальных физических каналов, называемых кластерными, только теми, которые содержат кластеры в связанных состояниях или в резонансных состояниях с относительно небольшой шириной.

Вообще, работа с неортогональными базисными функциями требует не только применения специфического формализма, но и аккуратного использования качественных определений и понятий. В частности, при обсуждении соотношения весов кластерных и “некластерных” компонент мы условно делим базис на два класса: ВФ кластерных каналов и всех остальных функций, ортогональных к ним.

Следует отметить, что подход, нацеленный на *ab initio* описание кластерных реакций, вызванных

столкновениями легких ядер, был развит в работах [24, 25]. Подход сочетает в себе методики МРГ, учитывающие кластерные свойства каналов реакций, и МОБИК. Он был назван МОБИК/МРГ. Поляризационные члены были введены в эту схему в работах [26–29]. Новая модель получила название Модели Оболочек Без Инертного Кора с Континуумом (МОБИКК – NCSMC).

В нашем подходе, как и в МОБИКК, ВФ фрагментов и поляризационных членов рассчитываются в рамках *ab initio* подхода. Используемый нами формализм отличается от МОБИКК техникой преобразования кластерных ВФ в “оболочечный” вид. Для этого применяется математический аппарат кластерных коэффициентов (КК), развитый в работах [30–33], после чего волновые функции каналов преобразуются в форму суперпозиций ДС и проходят процедуру ортогонализации вместе с поляризационными членами. Этот метод предоставляет разнообразные возможности для работы с широким спектром возбужденных и относительно тяжелых фрагментов. Кроме того, применяя этот формализм, мы получаем чисто алгебраическую схему, что также расширяет область применимости подхода. Отличаются и цели данной работы и работ [24–29]. Нами изучаются структурные характеристики кластеризованных систем: полные энергии связи, спектры нижних возбужденных состояний ядер и СФ различных каналов фрагментации. В качестве примера рассматривается спектр нижних состояний ядра ${}^7\text{Li}$ и его кластерные $\alpha + t$ каналы, включающие в себя ВФ основного состояния ${}^3\text{H}$ и уровней 0_1^+ и 0_2^+ ${}^4\text{He}$.

Расчеты проводятся с использованием современного NN-потенциала Daejeon16 [34]. Этот потенциал построен в рамках N³LO-приближения Киральной Эффективной Теории Поля [35], аккуратно описывающего все известные наблюдаемые двухнуклонные системы. Для лучшей сходимости результатов расчетов более массивных систем в данном потенциале использовалось преобразование Ренормализационной Группы Подобия, не влияющие на наблюдаемые величины [36] двухнуклонных систем. Потенциал показал хорошие результаты при МОБИК-расчетах спектров ядер с массой $A \leq 16$. Используется также и созданный ранее потенциал JISP16 [37], также хорошо воспроизводящий наблюдаемые двухнуклонные системы и спектры легких ядер.

Изложим кратко формализм расчетов. Рассмотрим систему $A_1 + A_2$. Компоненты ВФ канала c_κ записываются в виде:

$$\Psi_{A,nl}^{c_\kappa} = \hat{A}\{\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}\varphi_{nl}(\rho)\}_{JMJT}, \quad (1)$$

где $A = A_1 + A_2$; \hat{A} – антисимметризатор, $\Psi_{A_i}^{\{k_i\}}$ – трансляционно-инвариантные волновые функции фрагментов, рассчитанные в рамках МОБИК; $\varphi_{nl}(\boldsymbol{\rho})$ – осцилляторная ВФ относительного движения. Волновая функция (1) характеризуется квантовыми числами ВФ кластеров $\{k_i\}$, а также числами n, l, J, M_J, T .

Для того, чтобы использовать хорошо развитые и весьма удобные для вычислений методы МОБИК, требуется построить сохраняющий свойства функции (1) аналог, выражаемый в виде линейной комбинации ДС, содержащих однонуклонные волновые функции осцилляторного базиса. В качестве аналога используется функция (1), домноженная на функцию нулевых колебаний центра масс.

$$\Psi_{A,nl}^{SD,c_\kappa} = \Phi_{000}(\mathbf{R})\Psi_{A,nl}^{c_\kappa}. \quad (2)$$

На следующем этапе, после перехода в формуле (2) к представлению с определенными проекциями спинов кластеров, осуществляется преобразование Тальми-Мошинского произведения функций $\Phi_{000}(\mathbf{R})\varphi_{nl}(\boldsymbol{\rho})$ к ВФ от координат центров масс фрагментов [38]. В результате ВФ (2) принимает вид:

$$\Psi_{A,nl}^{SD,c_\kappa} = \sum_{N_i, L_i, M_i} \left\langle \begin{array}{c} 000 \\ nlm \end{array} \left| \begin{array}{c} N_1, L_1, M_1 \\ N_2, L_2, M_2 \end{array} \right. \right\rangle \hat{A}\{\Phi_{N_1, L_1, M_1}^{A_1}(\mathbf{R}_1)\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Phi_{N_2, L_2, M_2}^{A_2}(\mathbf{R}_2)\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}\}_{JM_J}. \quad (3)$$

Ключевой элемент формализма – преобразование волновых функций, относящихся к каждому кластеру, в линейную комбинацию ДС:

$$\Phi_{N_i, L_i, M_i}^{A_i}(\mathbf{R}_i)\Psi_{A_i}^{c_\kappa} = \sum_k X_{N_i, L_i, M_i}^{A_i(k)} \Psi_{A_i(k)}^{SD}. \quad (4)$$

Перекрытие волновых функций

$$X_{N_i, L_i, M_i}^{A_i(k)} = \langle \Psi_{A_i(k)}^{SD} | \Phi_{N_i, L_i, M_i}^{A_i}(\mathbf{R}_i)\Psi_{A_i}^{c_\kappa} \rangle \quad (5)$$

называется кластерным коэффициентом (КК). В работах [30–32] и монографии [33] представлено большое количество разнообразных методик вычисления КК. Самая общая схема основывается на использовании метода вторичного квантования осцилляторных квантов. В этой схеме ВФ движения центра масс представляется в виде

$$\Phi_{N_i, L_i, M_i}^{A_i}(\mathbf{R}_i) = N_{N_i, L_i}(\hat{\boldsymbol{\mu}}^\dagger)^{N_i - L_i} Y_{N_i, L_i}(\hat{\boldsymbol{\mu}}^\dagger) \Phi_{000}^{A_i}(\mathbf{R}_i), \quad (6)$$

где $\hat{\boldsymbol{\mu}}^\dagger$ – оператор рождения осцилляторного кванта.

Таким образом КК записывается в виде матричного элемента тензорного оператора, представленного в (6):

$$\langle \Psi_{A_i(k)}^{SD} | \phi_{N_i, L_i}(\mathbf{R}_{A_i}) \Psi_{A_i}^{\{k_i\}} \rangle = N_{N_i, L_i} \left\langle \Psi_{A_i(k)}^{SD} \left| \begin{array}{c} (\hat{\boldsymbol{\mu}}^\dagger)^{N_i - L_i} Y_{N_i, L_i}(\hat{\boldsymbol{\mu}}^\dagger) \\ \Phi_{000}^{A_i}(\mathbf{R}_i) \Psi_{A_i}^{\{k_i\}} \end{array} \right. \right\rangle. \quad (7)$$

В отличие от оригинальной работы [39], где трансляционно-инвариантные волновые функции записываются в координатах Якоби, в нашем формализме выражение

$$\Psi_{A,nl}^{c_\kappa} = \Psi_{A,nl}^{SD,c_\kappa} / \Phi_{000}(\mathbf{R}) \quad (8)$$

рассматривается как определение этих функций. В итоге приведенные выше формулы определяют алгоритм построения кластерных ВФ.

Как отмечалось выше, ВФ кластерных компонент (1) одного и того же канала c_κ с различающимися числами n , а также относящихся к разным каналам, не ортогональны. К тому же, все эти функции не ортогональны поляризационным членам, полученным в ходе МОБИК расчетов. Таким образом, следующий шаг состоит в построении базиса ортонормированных функций, включающего в себя как кластерные функции нескольких каналов, так и поляризационные члены. Ортонормированный базис получается в рамках процедуры диагонализации матрицы

$$\left\| \begin{array}{cc} \left[\langle \Psi_{\text{pol}}^{(j)} | \Psi_{\text{pol}}^{(j')} \rangle \right] & \left[\langle \Psi_{\text{pol}}^{(j)} | \Psi_{A,nl,i}^{SD,c_\kappa} \rangle \right] \\ \left[\langle \Psi_{\text{pol}}^{(j')} | \Psi_{A,n'l,i}^{SD,c_\kappa'} \rangle \right] & \left[\langle \Psi_{A,n'l,i}^{SD,c_\kappa'} | \Psi_{A,nl,i}^{SD,c_\kappa} \rangle \right] \end{array} \right\|, \quad (9)$$

в которой квадратными скобками обозначаются субматрицы. Поскольку ВФ каналов, построенные согласно выражениям (1)–(7), представлены в виде линейных комбинаций ДС, собственные вектора этой матрицы, нормированные на ее собственные значения формируют итоговый базис, каждый элемент которого нормирован на единицу, ортогонален всем прочим и представляет собой линейную комбинацию ДС. В силу этого расчет в данном базисе матричных элементов кинетической и потенциальной энергии, а также других величин, принципиально не отличается от расчета матричных элементов модели МОБИК. Поэтому в предложенном подходе можно использовать произвольный микроскопический гамильтониан, *ab initio* или эффективный. Описанный подход обладает высокой степенью гибкости благодаря свободе выбора: числа кластерных каналов и поляризационных членов, размерностей пространств A -, A_1 -

A_2 -нуклонных ВФ и функций относительного движения. Дополнительные детали изложенного подхода можно найти в работе [40].

Описанный выше математический аппарат является также основным элементом формализма вычисления СФ произвольного представимого в виде суперпозиции ДС решения A -нуклонного уравнения Шредингера Ψ_A . СФ кластерного канала c_κ определяется в данном формализме как сумма квадратов интегралов перекрытия ВФ Ψ_A с функциями, полученными диагонализацией субматрицы правой-нижней субматрицы матрицы (9), ограниченной условием $\kappa = \kappa'$. Эта субматрица (матрица обменного ядра МРГ) может быть записана как

$$\|N_{nn'}\| = \langle \Psi_{A_1}^{c_\kappa} \varphi_{nl}(\rho) \Psi_{A_2}^{c_\kappa} | \hat{A}^2 | \Psi_{A_1}^{c_\kappa} \varphi_{n'l}(\rho) \Psi_{A_2}^{c_\kappa} \rangle. \quad (10)$$

После диагонализации ее собственные значения и собственные вектора выражаются в форме

$$\varepsilon_\kappa = \langle \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{c_\kappa} f_l^k(\rho) \Psi_{A_2}^{c_\kappa} \} | \hat{1} | \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{c_\kappa} f_l^k(\rho) \Psi_{A_2}^{c_\kappa} \} \rangle; \quad (11)$$

$$f_l^k(\rho) = \sum_n B_{nl}^k \varphi_{nl}(\rho), \quad (12)$$

а спектроскопический фактор принимает вид

$$S_l^\kappa = \sum_k \varepsilon_k^{-1} \sum_{nn'} C_{AA_1A_2}^{nl} C_{AA_1A_2}^{n'l} B_{nl}^k B_{n'l}^k, \quad (13)$$

где

$$C_{AA_1A_2}^{nl} = \langle \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{c_\kappa} \Psi_{A_2}^{c_\kappa} \varphi_{nl}(\rho) \} | \Psi_A \rangle. \quad (14)$$

Это определение полностью эквивалентно предложенному в работе [41] (так называемый “новый” спектроскопический фактор). В отличие от традиционного определения “новый” СФ характеризует суммарный вклад в решение A -нуклонного уравнения Шредингера компонент вида (1), ортонормированных представленной процедурой. Аргументация необходимости его использования для описания ядерных распадов и реакций представлена в обзорах [23, 42]. В работах [43–45] демонстрируется, что за счет корректного определения снимается резкое противоречие между результатами теоретических расчетов сечений реакций выбивания и передачи α -кластеров с экспериментальными данными. В работе [23] показано, что именно “новый” СФ следует рассматривать как меру кластеризации ядерного состояния.

В данной работе рассчитывались полная энергия связи (ПЭС), спектр нижних уровней и кластерные характеристики основного и нижних состояний ядра ${}^7\text{Li}$ как системы $\alpha + t$. Широко распространенный оболочечный код Antoinette применялся для МОБИК

расчетов волновых функций кластеров и поляризационных членов. Для анализа кластерных эффектов использовалось несколько типов базисов. Как и в обычной МОБИК, во всех представленных ниже случаях величина $N_{\text{tot}}^{\text{max}}$, равная для кластерных компонент $N_{\text{tot}}^{\text{max}(A1)} + n^{\text{max}} + N_{\text{tot}}^{\text{max}(A2)}$, рассматривалась как основной параметр расчетной схемы. Величина параметра $\hbar\omega$ была выбрана равной 22.5 МэВ.

Базисы были определены следующим образом. Во-первых, использовался обычный базис МОБИК, обозначенный для краткости как mod 1. Во-вторых, рассматривались два типа кластерных базисов. Компоненты (1) первого из них (mod 2) содержат ВФ основных состояний ${}^3\text{H}$ $1/2^+$ и ${}^4\text{He}$ 0^+ в их нижних оболочечных конфигурациях. Компоненты второго (mod 3) – реалистические ВФ основного состояния ${}^3\text{H}$ и уровней 0_1^+ и 0_2^+ ${}^4\text{He}$ с параметром обрезания $N_{\text{tot}}^{\text{max}} = 2$. Таким образом mod 3-базис является двухканальным. При использовании потенциала Daejeon16 энергия связи ядра ${}^4\text{He}$ оказывается равной 27.26 МэВ, а ${}^3\text{H}$ – 6.96 МэВ, т.е. кластеры оказываются недосвязанными всего на 1 – 1.5 МэВ. В-третьих, был построен гибридный базис mod 4. Он включает в себя поляризационные члены, вычисленные в базисе с ограничением $N_{\text{pol}}^{\text{max}} \leq N_{\text{tot}}^{\text{max}} - 2$, и в дополнение – кластерные члены mod 2-базиса с $N = N_{\text{tot}}^{\text{max}}$. ПЭС ядра ${}^7\text{Li}$, вычисленная в рамках указанных базисов как функция величины $N_{\text{tot}}^{\text{max}}$ представлена на рис. 1. Применялся потенциал Daejeon16.

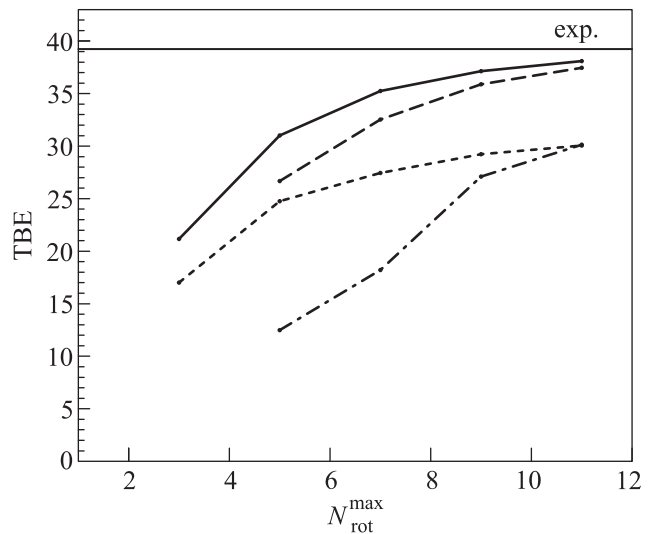


Рис. 1. ПЭС ядра ${}^7\text{Li}$. Сплошная линия – mod 1, точечная – mod 2, штрих-пунктирная – mod 3, штриховая – mod 4. Горизонтальной линией обозначено экспериментальное значение ПЭС

Рисунок 1 показывает следующее. Расчеты в рамках МОБИК, как предшествующие, так и наши, демонстрируют довольно быструю сходимости, для $N_{\text{tot}}^{\text{max}} = 11$ отклонение от экспериментального значения составляет всего 1.2 МэВ. Использование базиса $\text{mod } 2$ приводит к сильной недооценке энергии связи, хотя рассматриваемая ВФ является сильно кластеризованной, что демонстрируют значения СФ нижнего состояния (см. ниже табл. 1, 2). Для малых значений $N_{\text{tot}}^{\text{max}}$ расчеты в базисе $\text{mod } 3$ приводят к еще большей недооценке ПЭС – размерность базиса ВФ относительного движения влияет на результат сильнее, чем размерности базисов ВФ внутреннего движения кластеров. Для $N_{\text{tot}}^{\text{max}} = 11$ величины ПЭС практически сравниваются, но остаются примерно на 8 МэВ меньше полученных в МОБИК расчетах.

При больших значениях $N_{\text{tot}}^{\text{max}}$ график, демонстрирующий результаты расчетов в гибридном базисе, практически точно совпадает с графиком $\text{mod } 1$ при сдвиге влево на две единицы. Дело в том, что относительный вклад дополнительных кластерных компонент в ПЭС в этой области близок к 10^{-3} в то время как вклад остальных “некластерных” ВФ с тем же $N_{\text{tot}}^{\text{max}}$ – не меньше 3 %.

Мы не приводим, чтобы быть краткими, графики, аналогичные представленным на рис. 1, полученные для потенциала JISP16. Сходимость результатов таких расчетов существенно медленнее, но все продемонстрированные выше качественные тенденции, касающиеся вклада в ПЭС кластерных компонент при использовании версий базисов $\text{mod } 2$, $\text{mod } 3$ и $\text{mod } 4$, сохраняются и даже усиливаются.

Итак, *ab initio* расчеты показывают, что даже в сильно кластеризованной системе, которой является ${}^7\text{Li}$, вклад некластерных компонент в ПЭС играет решающую роль. Это обстоятельство не находит отражения в подавляющем большинстве работ, посвященных кластерной тематике. Почти всегда рассмотрение ограничивается только кластерными компонентами, а согласие с экспериментальными данными достигается использованием эффективных NN-потенциалов. Следует отметить, однако, что выводы, касающиеся пороговых энергий распада ${}^7\text{Li}$, а также ПЭС ядра ${}^6\text{He}$, близкие по смыслу к представленному, содержатся в работах [10, 29], соответственно.

Проанализируем в деталях степень кластеризации нижних уровней ядра ${}^7\text{Li}$. Для этих уровней были выполнены *ab initio* расчеты энергии возбуждения и СФ канала $\alpha + t$, содержащего α и t в основных состояниях. ВФ Ψ_A были получены в базисе $\text{mod } 1$, а функции кластеров – в МОБИК расчетах

с $N_{\text{tot}}^{\text{max}} = 2$. Результаты расчета приведены в табл. 1 и 2.

Для интерпретации полученных величин нужно напомнить, что максимальное значение “нового” СФ [41] ограничено единицей, и, как показано в [44, 45], сумма СФ всех состояний с фиксированными J^π на интервале $\sim 2\hbar\omega$ равна в среднем 1. Таблицы 1 и 2 демонстрируют, что значения СФ всех нижайших уровней с фиксированными J^π оказываются больше 0.5, т. е. эти состояния обладают ярко выраженными кластерными свойствами. В итоге проделанные *ab initio* расчеты подтверждают выводы работ [44, 45], полученные в рамках оболочечной модели с кором.

Интересны свойства второго, если исходить из данных эксперимента, уровня $5/2^-$. Несмотря на более высокую энергию он имеет малую ширину распада в $\alpha + t$ канал, т. е. характеризуется крайне малым значением СФ. Расчеты с использованием потенциала Daejeon16 и, еще более, JISP16 также выделяют один уровень $5/2^-$ с большим и один – с малым значением СФ. Поскольку вариационный расчет спектра дает лишь энергии уровней, вычисленные СФ являются хорошим идентификатором свойств уровня при наличии данных о его ширине или сечении реакции срыва кластера на этот уровень. Хорошая иллюстрация этого – данные табл. 1, 2, где для большинства вариантов расчета второй уровень оказывается существенно ниже первого. Экспериментальная последовательность состояний $5/2^-$ восстанавливается лишь в расчете, использующем потенциал JISP16 в наибольшем по размеру базисе. Таким образом анализ СФ указывает на определенные проблемы потенциала Daejeon16, возникающие при расчетах спектров возбужденных состояний ядер.

Таблица 1. Энергии возбуждения (МэВ) и СФ основного и нижних возбужденных состояний ${}^7\text{Li}$, рассчитанные с помощью потенциала Daejeon16. В четвертом столбце приведены экспериментальные значения энергии уровней и ширин распада $\Gamma_{\alpha+t}$ (кэВ) Знаки $>$ и $<$ идентифицируют состояния с большим и малым значением СФ, соответственно

| $N_{\text{tot}}^{\text{max}}$ | 9 | 11 | exp |
|-------------------------------|-----------|-----------|----------|
| $3/2^-$ | 0/0.81 | 0/0.84 | 0/ |
| $1/2^-$ | 1.18/0.77 | 1.03/0.81 | 0.478/ |
| $7/2^-$ | 4.54/0.69 | 4.64/0.72 | 4.63/93 |
| $5/2^>$ | 9.53/0.54 | 9.06/0.52 | 6.68/880 |
| $5/2^<$ | 7.99/0.17 | 7.87/0.23 | 9.67/89 |

Сформулируем основные результаты работы. В рамках нового формализма, предназначенного для описания кластерных явлений, были рассчитаны ПЭС основного, изучены спектры и кластерные характеристики нижних состояний системы ${}^7\text{Li}$.

Таблица 2. Величины, аналогичные представленным в табл. 1, рассчитанные с помощью потенциала JISP16

| $N_{\text{tot}}^{\text{max}}$ | 7 | 9 | 11 |
|-------------------------------|------------|-----------|------------|
| $3/2^-$ | 0/0.80 | 0/0.79 | 0/0.78 |
| $1/2^-$ | 1.53/0.79 | 1.08/0.78 | 0.90/0.77 |
| $7/2^-$ | 4.78/0.64 | 5.13/0.67 | 5.26/0.67 |
| $5/2_{\geq}^-$ | 10.7/0.60 | 9.09/0.58 | 8.46/0.69 |
| $5/2_{\leq}^-$ | 8.63/0.062 | 8.70/0.15 | 8.71/0.024 |

Получен весьма неожиданный результат, заключающийся в том, что вклад некластерных компонент базиса в полную энергию связи велик даже в столь сильно кластеризованной системе, как ${}^7\text{Li}$. Добавление каналов, содержащих возбужденные состояния кластеров с физически разумной шириной распада играет незначительную роль и не меняет данного вывода. В итоге *ab initio* исследований начинает вырисовываться реальная структура ВФ кластеризованного состояния, как чисто кластерной конфигурации погруженной в “море” диффузных некластерных компонент. Статистический вес этих компонент относительно невелик, но их вклад в полную энергию связи весьма значителен.

Работа поддержана Российским Научным Фондом (РНФ), грант # 16-12-10048. Авторы выражают свою благодарность А.М. Широкову за плодотворные дискуссии.

1. J. A. Wheeler, Phys. Rev. **52**, 1083, 1107 (1937).
2. K. Wildermuth, and Y. C. Tang, *A Unified Theory of the Nucleus*, Veiweg, Braunschweig (1977).
3. H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **62**, 90 (1977).
4. A. Adahchour and P. Descouvemont, Nucl. Phys. A **813**, 252 (2008).
5. P. Descouvemont and D. Baye, Phys. Lett. B **505**, 71 (2001).
6. K. Arai, P. Descouvemont, D. Baye, and W. Catford, Phys. Rev. C **68**, 014310 (2003).
7. A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Roepke, Phys. Rev. Lett. **87**, 192501 (2001).
8. Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **142**, 205 (2001).
9. T. Neff, and H. Feldmeier, Int. J. Mod. Phys. E **17**, 2005 (2008).
10. T. Neff, Phys. Rev. Lett. **106**, 042502 (2011).
11. S. Quaglioni, and P. Navratil, Phys. Rev. C **79**, 044606 (2009).
12. P. Navratil, J. P. Vary, and B. R. Barrett, Phys. Rev. Lett. **84**, 5728 (2000).
13. P. Navratil, S. Quaglioni, I. Stetcu, and B. Barrett, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **36**, 083101 (2009).

14. P. Maris, J. P. Vary, and A. M. Shirokov, Phys. Rev. C **79**, 014308 (2009).
15. P. Maris, A. M. Shirokov, and J. P. Vary, Phys. Rev. C **81**, 021301(R) (2010).
16. P. Maris and J. P. Vary, Int. J. Mod. Phys. E **22**, 1330016 (2013).
17. B. R. Barret, P. Navratil, and J. P. Vary, Progr. Part Nucl. Phys. **69**, 131 (2013).
18. L. Lui, T. Otsuka, N. Shimizu, Y. Utsuno, and R. Roth, Phys. Rev. C **86**, 014304 (2012).
19. T. Abe, P. Maris, T. Otsuka, N. Shimizu, Y. Utsuno, and J. P. Vary, Phys. Rev. C **86**, 054301 (2012).
20. T. Dytrych, K. D. Sviratcheva, C. Bahri, J. P. Draayer, and J. P. Vary, Phys. Rev. C **76**, 014315 (2007).
21. A. C. Dreyfuss, K. D. Launey, T. Dytrych, J. P. Draayer, and C. Bahri, Phys. Lett. B **727**, 511 (2013).
22. G. K. Tobin, M. C. Ferriss, K. D. Launey, T. Dytrych, J. P. Draayer, A. C. Dreyfuss, and C. Bahri, Phys. Rev. C **89**, 034312 (2014).
23. R. G. Lovas, R. J. Liotta, A. Insolia, K. Varga, and D. S. Delion, Phys. Rep. **294**, 265 (1998).
24. P. Navratil and S. Quaglioni, Phys. Rev. Lett. **108**, 042503 (2012).
25. S. Baroni, P. Navratil, and S. Quaglioni, Phys. Rev. Lett. **110**, 022505 (2013).
26. S. Baroni, P. Navratil, and S. Quaglioni, Phys. Rev. C **87**, 034326 (2013).
27. J. Langhammer, P. Navratil, S. Quaglioni, G. Hupin, A. Calci, and R. Roth, Phys. Rev. C **91**, 021301 (2015).
28. J. Dohet-Eraly, P. Navratil, S. Quaglioni, W. Horiuchi, G. Hupin, and F. Raimondi, Phys. Lett. B **757**, 430 (2016).
29. S. Quaglioni, C. Romero-Redondo, P. Navratil, and G. Hupin, Phys. Rev. C **97**, 034332 (2018).
30. Yu. F. Smirnov and Yu. M. Tchuvil'sky, Phys. Rev. C **15**, 84 (1977).
31. Yu. F. Smirnov and Yu. M. Tchuvil'sky, Czech. J. Phys. **33**, 1215 (1983).
32. Yu. M. Tchuvil'sky, W. W. Kurowsky, A. A. Sakharuk, and V. G. Neudatchin, Phys. Rev. C **51**, 784 (1995).
33. O. F. Nemets, V. G. Neudachin, A. E. Rudchik, Yu. F. Smirnov, and Yu. M. Tchuvil'sky, *Nuclear Clusters in Atomic Nuclei and Multinucleon Transfer Reactions*, Naukova Dumka, Kiev (1988).
34. A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, M. Sosonkina, P. Maris, and J. P. Vary, Phys. Lett. B **761**, 87 (2016).
35. D. R. Entem and R. Machleidt, Phys. Rev. C **68**, 041001 (2003).
36. S. K. Bogner, R. J. Furnstahl, and R. J. Perry, Phys. Rev. C **75**, 061001 (2007).
37. A. M. Shirokov, J. P. Vary, A. I. Mazur, and T. A. Weber, Phys. Lett. B **644**, 33 (2007).
38. Yu. F. Smirnov, Nucl. Phys. **39**, 346 (1962).

39. I. V. Kurdyumov, Yu. F. Smirnov, K. V. Shitikova, and S. Kh. El. Samarai, Nucl. Phys. A **145**, 593 (1970).
40. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, J. Phys.: Conf. Ser. **966**, 012022 (2018).
41. T. Fließbach and H. J. Mang, Nucl. Phys. A **263**, 75 (1976).
42. S. G. Kadmsky, S. D. Kurgalin, and Yu. M. Tchuvil'sky, Phys. Part. Nucl. **38**, 699 (2007).
43. M. L. Avila, G. V. Rogachev, V. Z. Goldberg, E. D. Johnson, K. W. Kemper, Yu. M. Tchuvil'sky, and A. S. Volya, Phys. Rev. C **90**, 024327 (2014).
44. A. Volya and Yu. M. Tchuvil'sky, Phys. Rev. C **91**, 044319 (2015).
45. A. Volya and Yu. M. Tchuvil'sky, Phys. At. Nucl. **79**, 772 (2016).