Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 10, с. 599 – 605

Ab initio исследования изобар-аналоговых состояний легких ядер как перспективный метод обогащения и тестирования спектроскопических данных

Д. М. Родкин[+*1)], *Ю. М. Чувильский*[+]

[+]*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 20 сентября 2025 г.
После переработки 10 октября 2025 г.
Принята к публикации 13 октября 2025 г.

На базе *ab initio* подхода – модели оболочек без инертного кора – разработан метод анализа спектров изобар-аналоговых мультиплетов ядер. Исследованы дублеты пятинуклонных резонансных состояний ^{5}He-^{5}Li с $E^* \leq 30$ МэВ, $J \leq 5/2$ и $T = 1/2$. Для всех табличных уровней этих ядер найдены соответствующие им теоретически рассчитанные уровни. За счет использования результатов расчетов разностей энергий связи изобар-аналоговых пар и их сравнительного анализа с экспериментальными данными существенно расширен список надежно установленных уровней ядер ^{5}He и ^{5}Li, а также доказана необходимость внесения поправок в таблицы спектроскопических данных.

DOI: 10.31857/S0370274X25110111

1. Введение. Современные высокоточные методы описания свойств легких ядер и ядерных реакций, вызванных их столкновениями, занимают важное место в теоретической ядерной физике и активно развиваются. Наиболее перспективными среди этих методов являются подходы, называемые *ab initio*. Они основаны на новых возможностях, предоставляемых современными высокопроизводительными суперкомпьютерами. К числу этих методов, описывающих структуру легких ядер, относятся различные версии Модели Оболочек Без Инертного Кора (МОБИК, NCSM) [1–5], Гамовская Оболочечная Модель (ГОМ, GSM) [6–8], Метод Монте-Карло Вычислений Функций Грина [9–11], Метод Связанных Кластеров [12] и Метод Эффективных Расчетов на Решетке для Многонуклонных Систем [13–15]. Все методы, называемые *ab initio*, вовлекают в расчеты реалистические NN- и NNN-потенциалы, полученные исходя из Киральной Эффективной Теории Поля [16–18] и данных, во-первых, о нуклон-нуклонном рассеянии и, во-вторых, из свойств дейтрона и связанных трехнуклонных систем [19].

Все перечисленные выше схемы используются для вычисления спектров низколежащих состояний ядер в диапазоне масс вплоть до $A \approx 16$ и, в некоторых случаях, более тяжелых. Однако, при анализе перспектив *ab initio* методов надо понимать, что даже в наиболее отработанной для применения этих подходов области исследований – расчетов энергий связи и энергий возбуждения низколежащих уровней с использованием высококачественных моделей межнуклонного взаимодействия наблюдается систематическая небольшая (для ядер массы $A \leq 10$ $\Delta E \leq 1$ МэВ) "недосвязка" (реже – "пересвязка") хорошо промеренных экспериментальных уровней. Более того, в некоторых (редких) случаях известные состояния оказываются смещенными заметно более чем на 2 МэВ. Эта точность, естественно, существенно ниже, чем точность измерений ядерных масс даже для большинства нуклонно-стабильных ядер, удаленных от полосы бета-стабильности. Поэтому на данный момент результаты теоретических расчетов энергий связанных ядерных состояний представляются полезными в ситуациях, когда данные экспериментов отсутствуют, ненадежны или противоречивы. Для несвязанных состояний небольшой ширины ситуация аналогична, особенно если положения таких резонансов определены методами гамма-спектроскопии. Качество получаемой из экспериментов спектроскопической информации для широких резонансов зависит от выбора реакции, из сечения которой извлекаются эти данные, и возможностей методов ее обработки. Из-за этого такие данные не характеризуются высокой точностью, далеко не пол-

1)e-mail: rodkindm92@gmail.com

ны и зачастую противоречивы. Поэтому использование данных *ab initio* подходов для получения спектроскопической информации в большом числе таких случаев представляется полезным. Другими словами, на современном уровне *ab initio* подходов актуальным становится вопрос, не могут ли высокоточные и надежно обоснованные результаты теоретических расчетов спектральных характеристик ядерных уровней послужить основой для их непосредственного использования в качестве ядерных данных или быть использованными совместно с данными различных экспериментов в каких-либо "гибридных" схемах. Поставленный вопрос можно также переформулировать как задачу найти области, где высокоточные *ab initio* расчеты могут оказаться конкурентоспособными с экспериментальными схемами получения спектров, обогащать эти схемы, быть дополнением к ним.

В настоящей работе мы демонстрируем пример решения данного комплекса вопросов в рамках исследования уровней изобар-аналогового дублета ^{5}He–^{5}Li.

2. Основные элементы формализма и вычислительной процедуры. Вычисление энергий уровней ядер изучаемого дублета и соответствующих кулоновских разностей проводилось по хорошо отработанной схеме. Использовался потенциал Daejeon16 [16], построенный на базе N^{3}LO ограничения Киральной Эффективной Теории Поля [20], смягченный и сведенный к двухтельному виду преобразованием Ренормгруппы Подобия [21]. Этот потенциал был проверен в масштабных расчетах различных свойств ядер с массами $A \leq 16$ и показал свою надежность. Вычисления собственных значений и собственных функций выполняются в рамках М-схемы МОБИК, в которой уравнение Шредингера

$$H\Psi_A = E\Psi_A \tag{1}$$

с гамильтонианом

$$H = \sum_{k=1}^{A} T(k) + \sum_{k<l} U(k,l) \tag{2}$$

решается вариационным методом, используя базис полностью антисимметричных A-нуклонных волновых функций (ВФ) – детерминантов Слейтера (ДС)

$$\psi_i = \begin{vmatrix} \psi_{n_1 l_1 j_1 m_1}(r_1) & \dots & \psi_{n_A l_A j_A m_A}(r_1) \\ \dots & \dots & \dots \\ \psi_{n_1 l_1 j_1 m_1}(r_A) & \dots & \psi_{n_A l_A j_A m_A}(r_A) \end{vmatrix}, \tag{3}$$

содержащих однонуклонные функции модели гармонического осциллятора вплоть до максимального суммарного осцилляторного главного квантового числа $N_{\max}^{\rm tot}$, а его решение принимает вид

$$\Psi_A = \sum_i c_i \psi_i. \tag{4}$$

Этот подход является одним из самых передовых и результативных среди различных *ab initio* методов. Размер базиса в М-схеме иногда удается довести до значений примерно 10^{10} ДС в случае использования наиболее мощных современных суперкомпьютеров. Во многих работах этот метод использовался для расчетов энергий связи, размеров ядер и наблюдаемых электромагнитных величин, характеризующих как основные, так и возбужденные состояния ядер, а также нестабильные резонансные состояния.

В текущих расчетах базисы состояний отрицательной и положительной четности были ограничены значениями параметра обрезания по числу осцилляторных квантов возбуждения $N_{\max}^{*} = 14$ и 13, соответственно. Для сокращения компьютерного времени вычисления энергий и ВФ каждого из наборов состояний разной четности, спина и изоспина J^π проводились по отдельности. Для этого использовался так называемый "расширенный метод штрафных множителей". Суть этого метода в том, что в расчетах в рамках модели оболочек без инертного кора используется базис детерминантов Слейтера с фиксированным значением суммарной проекции углового момента M_J равным значению углового момента исследуемого набора уровней J. Далее, гамильтониан системы дополняется "штрафными операторами": гамильтонианом движения центра масс H_{cm} и оператором J^2 с большими положительными "штрафными" множителями λ_{cm} и λ_{J^2}:

$$H' = H + \lambda_{cm} \cdot H_{cm} + \lambda_{J^2} \cdot J^2, \tag{5}$$

которые, в рамках используемого для решения вариационной задачи метода Ланцоша оставляют в нижней части спектра лишь состояния, где центр масс ядра совершает нулевые колебания, а полный момент равен J. Конкретные значения параметров λ_{cm} и λ_{J^2} выбирались равными: $\lambda_{cm} = 10$, $\lambda_{J^2} = 10$, а проекция $M_J = 1/2$, $3/2$ и $5/2$.

Таким образом были получены спектры состояний $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$, $1/2^+$, $3/2^+$ и $5/2^+$. В дополнение к этому вычислялось среднее значение оператора изоспина $<T> = [T^2]^{1/2}$, это позволяет идентифицировать изоспин доминирующей компоненты соответствующей ВФ, который приводится в спектроскопических таблицах, если его удается определить из экспериментально измеренных сечений, в виде целого или полуцелого значения. Все обсуждаемые ниже состояния характеризуются значением $<T>$ в диапазоне $0.500 \div 0.512$.

3. Анализ спектров ядер ^{5}He и ^{5}Li. Ни одно из пятинуклонных ядер не имеет нуклонно-стабильных состояний. Тем не менее эти системы представляют как теоретический, так и практический интерес. Экспериментальные и теоретические исследования ядер-изобар ^{5}He и ^{5}Li сохраняют актуальность, поскольку они являются промежуточными продуктами многих ядерных реакций, в том числе и перспективных для ядерной энергетики. Кроме того, они относительно просты по своей нуклонной структуре и, поэтому, могут служить удобными объектами, на которых можно тестировать различные *ab initio* подходы. В качестве примера достаточно указать на работу [22].

В данном разделе мы в деталях представляем разработанную нами схему комбинированного теоретико-экспериментального исследования спектров этих ядер и результаты ее применения. Определяющую роль в рамках этих исследований играет факт, что они являются изобарной парой и, следовательно, должны обладать спектрами почти аналогичного вида.

Экспериментально обнаруженных резонансов этих ядер не много. Характеристики всех таких резонансов со значениями квантовых чисел $T = 1/2$, $J^\pi = 1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$, $1/2^+$, $3/2^+$ и $5/2^+$, взятые из базы данных [23] и лежащие ниже 30 МэВ, представлены в табл. 1.

Даже предварительный поверхностный анализ табл. 1 демонстрирует очевидное из двух последних ее столбцов преимущество систематики величин ΔE_{th} над систематикой $\Delta E_{\rm exp}$. Более детальный анализ представленных стандартным шрифтом в столбцах 3 и 6 этой таблицы экспериментальных данных и их непосредственное сравнение также указывает на их неполноту и неточность. Действительно, рассматривая разность полных энергий связи – кулоновскую разность одноименных соответствующих друг другу состояний – легко обнаружить, что эта величина принимает разумные значения $0.5\div1.0$ МэВ, соответствующие эффективным расстояниям внешнего нуклона от центра ядра $3.5 \div 5.5$ фм для первой и третьей пары уровней, представленных в табл. 1. Но она несколько завышена (соответствует меньшим эффективным расстояниям) для второй, резко занижена для восьмой и оказывается совершенно неприемлемой для пятой, девятой и двенадцатой. Для остальных уровней ^{5}Li их изобар-аналоговые партнеры в ^{5}He не найдены. Таким образом эмпирические данные надежно демонстрируют наличие лишь трех пар изобар-аналоговых состояний, что, безусловно, не отражает реальное положение дел.

Имея возможность сравнить эти данные с результатами вычислений, можно рассмотреть проблему значительно более детально. Опыт нашей работы с различными легкими ядрами показывает, что в результате вычисления их спектров в рамках модели оболочек без инертного кора с использованием потенциала Daejeon16 (а также JISP16 [19]) в этих спектрах содержатся практически все представленные в базах данных уровни таких ядер, причем для достижения этого результата не требуется выходить на уровень максимально возможных размерностей используемого базиса. Другими словами, отсутствие среди полученных теоретически в диапазоне нескольких МэВ состояний какого-либо извлеченного из эксперимента уровня является серьезным поводом для сомнений в его существовании. При этом потенциал Daejeon16 существенно превосходит JISP16 и большинство других моделей межнуклонного взаимодействия по качеству описания энергий ядерных состояний, он позволяет, в частности, очень хорошо описывать величины кулоновских разностей низколежащих нуклонно-стабильных пар изобар-аналоговых уровней (в том числе и слабо связанных). Так, измеренная разность энергий связи для пары ^{6}He–^{6}Li* оказывается равной $\Delta \mathrm{E}_{\rm exp} = 0.836$ МэВ, а диапазон ее изменения для различных значений $\hbar\omega$, полученный в наших вычислениях – $\Delta E_{th} = 0.85 \div 0.88$ МэВ, причем устойчивость результатов этих вычислений также достигается на относительно небольших базисах. Вполне успешно описываются и примеры, в которых одно из изобар-аналоговых состояний – нуклонно-стабильное, а другое распадается. Для пары ^{8}He–^{8}Li* $\Delta E_{\rm exp} = 0.953$ МэВ, а $\Delta E_{th} = 0.937$ МэВ. Такая точность результатов расчета кулоновской разности делает ее чрезвычайно эффективным инструментом анализа. При этом важно отметить, что NN-потенциал Daejeon16 является зарядово-независимым – разница в энергиях возникает лишь за счет кулоновского взаимодействия.

Представленные качества используемой теоретической модели дают возможность поставить следующую амбициозную задачу – опираясь, с одной стороны, на табличные данные и, с другой стороны, на результаты вычисления кулоновских разностей, существенно расширить список надежно установленных уровней обсуждаемых ядер и оценить их энергии. Задача решается в рамках следующей последовательности процедур:

1. Вычисляются полные энергии большого числа уровней ядер.

Таблица 1. Характеристики состояний ядер ^{5}He и ^{5}Li с моментами $J \leq 5/2$ и изоспином 1/2. Все величины даны в МэВ

		^{5}He			^{5}Li				
#	J$^\pi$	$E_{\rm exp}$ ($E^*_{\rm exp}$) $\mathbf{E}_{\rm pred}$ ($\mathbf{E}^*_{\rm pred}$)	E_{th}	$\Gamma^{\rm exp}_{\rm tot}$	$E_{\rm exp}$ ($E^*_{\rm exp}$) $\mathbf{E}_{\rm pred}$ ($\mathbf{E}^*_{\rm pred}$)	E_{th}	$\Gamma^{\rm exp}_{\rm tot}$	$\Delta E_{\rm exp}$	ΔE_{th}
1	$3/2^-$	−27.50 (0.00)	−27.25	0.648	−26.61 (0.00)	−26.44	1.23	0.89	0.81
2	$1/2^-$	−26.23 (1.27)	−25.46	5.57	−25.12 (1.49)	−24.94	6.60	1.11	0.52
3	$3/2^+$	−10.66 (16.84)	−9.76	0.0745	−9.76 (16.87)	−8.75	0.267	0.90	1.01
4	$3/2^+$	−8.24 (19.26)	−6.55	3.96	**−7.34 (19.27)**	−5.6	—	—	0.90
5	$5/2^+$	−6.36 (19.14)	−6.53	3.56	−6.90 (19.71)	−5.57	4.31	−0.54	0.96
6	$5/2^+$	−6.11 (21.39)	−5.54	3.95	**−5.36 (21.25)**	−4.79	—	—	0.75
7	$3/2^+$	−6.25 (21.25)	−5.35	4.61	**−5.47 (21.14)**	−4.57	—	—	0.78
8	$3/2^-$	−7.54 (19.96)^	−4.46	1.92	−7.33 (19.28)^	−3.82	0.959	0.21	0.64
9	$1/2^+$	−5.86 (21.64)^	−3.80	4.03	−6.08 (20.53)^	−3.26	5.00	−0.22	0.54
10	$3/2^+$	**−1.842 (25.66)**	−2.67	—	−1.19 (25.42)	−2.02	0.534	—	0.65
11	$5/2^+$	**−3.427 (24.07)**	−1.76	—	−2.87 (23.74)	−1.2	5.43	—	0.56
12	$5/2^-$	−3.44 (24.06)^	−1.13	5.23	−4.55 (22.06)^	−0.24	15.5	−1.11	0.89

2. На базе анализа величин кулоновской разности отбраковываются “ложные” резонансы.

3. С учетом спина, изоспина, и четности каждого из уровней, а также разности их полных энергий устанавливается соответствие между полученными таким образом уровнями и известными состояниями того и/или другого ядра. Это дает возможность надежно предсказать существование, а также определить энергии до сих пор неизвестных и уточнить энергии известных уровней, используя информацию о хорошо промеренных состояниях в ядрах-партнерах.

Стоит также упомянуть, что расчеты в рамках NCSM модели как спектров ^{5}He, так и ^{5}Li дают значительно большее число решений в данной области по энергии, в том числе и решений, которые представляют собой состояния изобар-аналоги с подходящей кулоновской разностью, а явная неполнота экспериментально полученных спектров ^{5}He и ^{5}Li позволяет предполагать существование дополнительных резонансов, которые не были обнаружены в экспериментах ни с ^{5}He, ни с ^{5}Li. Но в данной работе мы, предъявляя к результатам повышенные требования к надежности предсказаний, опираемся только на экспериментально подтвержденные уровни.

Результаты проведенных вычислений энергий и кулоновских разностей состояний ядер ^{5}He и ^{5}Li для оптимального значения осцилляторного параметра $\hbar\omega = 10$ МэВ, при котором обеспечивается наилучшая сходимость полных энергий связи нижних состояний ^{5}He и ^{5}Li, а также экспериментальные данные, необходимые для анализа соответствия между собой уровней того и другого ядер изобар-аналогов представлены в табл. 1. Теоретически полученные энергии состояний ^{5}He и ^{5}Li представлены для максимальных по размерности базисов с $N^*_{\rm max} = 14$ и 13, соответственно, так как при них достигается максимальная точность расчета ВФ резонансных состояний, хотя хорошая сходимость энергий нижних состояний достигается значительно раньше.

Необходимо прокомментировать обозначенную в п. 2 проблему, возникающую при расчетах резонансных уровней на дискретных базисах. Дело в том, что набор собственных значений такой задачи (хороший пример – расчеты, использующие достаточно простую и потому позволяющую использовать для описания функций непрерывного спектра дискретные базисы с довольно большими значениями $N_{\rm max}$ алгебраическую версию модели резонирующих групп (АВМРГ) [24]), представляет собой спектр дискретных уровней, ВФ которых в своем большинстве имеют малую амплитуду во внутренней по отношению к потенциальному барьеру области, т.е. имитируют ВФ непрерывного спектра. В АВМРГ разработаны удобные и надежные приемы выделения на этом фоне реальных резонансов, определения ширин или, напрямую, сечений ядерных реакций на базе расчетов на дискретном базисе при достаточно высокой плотности полученного спектра. Однако получение плотного спектра собственных значений A-нуклонной задачи в любой *ab initio* схеме представляет собой нерешаемую проблему. Даже для пятинуклонной системы задача выделения реальных резонансов оказывается весьма сложной. Для ее решения в данном конкретном случае был разработан метод, базирующийся на вычислении кулоновских разностей. Он, естественно, применим именно для изучения спектров реальных резонансных изобар-аналоговых состояний.

Для спектров невысокой плотности проблема может быть переформулирована как поиск теоретического метода выделения полученных в расчетах реальных резонансных состояний на фоне "ложных" резонансов, ВФ которых имеют малую амплитуду и соответствуют состояниям непрерывного спектра. Очевидно, что такие состояния частиц канала $^4\mathrm{He}+p$ соответствуют большому расстоянию между остовом и протоном и, в силу этого, малой величине кулоновской разности ΔE_{th}. В исследованной экспериментально области энергий возбуждения нами получено значительное число таких "ложных" парных решений, не соответствующих никаким известным уровням как $^5\mathrm{He}$, так и $^5\mathrm{Li}$. Опыт исключения этих уровней, наряду с оценкой эффективного расстояния, является основанием для выбора нижней границы диапазона величины ΔE_{th}, соответствующей реальным резонансам. Данный критерий не является точным, его границы устанавливаются на основе экспериментальных данных о существующих резонансах и расчетах соответствующих им величин ΔE_{th}.

Как указано выше, результаты расчетов величины кулоновской разности ядер-изобар ΔE_{th} оказываются чрезвычайно полезными как тест, выделяющий из спектров уровней ядер одинаковой массы с фиксированными спином, изоспином и четностью мультиплеты ядер-партнеров. Действительно, большая кулоновская разность (в нашем случае $\Delta E_{th} >$ > 1 МэВ) надежно свидетельствует о том, что выбранные два уровня ядер $^5\mathrm{He}$ и $^5\mathrm{Li}$ не являются изобар-аналоговыми. Следует добавить, что результаты расчета среднего значения изоспина состояний ядер $^5\mathrm{He}$ и $^5\mathrm{Li}$ $\langle T \rangle$ (они представлены выше), а также, как и полученные экспериментально полные ширины распада ядер $\Gamma^{\mathrm{exp}}_{\mathrm{tot}}$ могут служить указанным целям – состояния непрерывного спектра обычно характеризуются заметным смешиванием компонент с разным изоспином.

Рассмотрим наиболее актуальные конкретные результаты, полученные в настоящем исследовании.

В таблице 1 собраны и упорядочены измеренные и вычисленные полные энергии и энергии возбуждения уровней с изоспином $T = 1/2$, существование которых подтверждено либо наблюдением обоих уровней изобар-аналоговой пары, либо наблюдением одного из уровней-партнеров в изотопическом дублете. Во втором случае предсказанная энергия не обнаруженного до сих пор уровня (отмечены жирным шрифтом) E_{pred} определяется суммой или разностью представленной в спектроскопических таблицах энергии известного уровня и вычисленной кулоновской разности ΔE_{th}, т.е. соотношением

$$\Delta E_{th} = \mathrm{TBE}_{^5\mathrm{Li}} - \mathrm{TBE}_{^5\mathrm{He}}, \qquad (6)$$

где одно из значений энергии в правой части выражения (6) известно из спектроскопических таблиц, а другое – вычисляется. Для него используется обозначение $\mathbf{E}_{\mathrm{pred}}$. Эта величина, естественно, должна удовлетворять обоснованным выше требованиям $0.5\,\text{МэВ} \le \Delta E_{th} \le 1.0\,\text{МэВ}$.

Как видно из табл. 1, таким способом удалось надежно предсказать существование пяти неизвестных уровней изучаемых пятинуклонных ядер и определить их полные энергии.

Для оценки надежности полученных предсказаний проанализируем соотношения представленных, в табл. 1 измеренных и вычисленных величин.

Обсудим, прежде всего, соотношение рассчитанных и извлеченных из экспериментов энергий уровней каждого из обсуждаемых ядер. Как указано выше, отклонение результатов МОБИК-вычислений энергий ядер от полученных в результате измерений обычно не превышает 1 МэВ и редко выходит за пределы 2 МэВ. Несколько неожиданно, среди пар состояний с одинаковым спином и четностью представленных в табл. 1 содержится три примера такого не характерного отклонения. Они помечены знаком. Объяснение этой ситуации для пары состояний $5/2^-$ # 12 представляется очевидным. Дело в том, что для уровня 22.06 МэВ в спектроскопических таблицах приводится его уникальная ширина распада $\Gamma^{\mathrm{exp}}_{\mathrm{tot}} = 15.5$ МэВ. Точность определения центроида энергии при такой ширине – крайне низкая. К тому же указанная в них полная энергия ядра $^5\mathrm{Li}$ оказывается больше, чем энергия аналогичного $5/2^-$ уровня в $^5\mathrm{He}$. Придерживаясь формальной логики, можно было бы допустить, что эти уровни не являются изобар-аналоговыми, но вычисления не демонстрируют наличия других $5/2^-$ уровней ни в том, ни в другом ядре. Несмотря на меньшие, но тоже большие величины ширины $\Gamma^{\mathrm{exp}}_{\mathrm{tot}} = 4.03$ и 5.00 МэВ пары состояний # 9, причина большого отклонения теоретических величин полной энергии от экспериментальных, по всей видимости, аналогичная, тем более что и в данном примере энергия ядра $^5\mathrm{Li}$ оказывается больше, чем энергия аналогичного $5/2^-$ уровня в $^5\mathrm{He}$.

Для пары # 8 подобная интерпретация рассогласования теории и эксперимента невозможна, поскольку ширина состояний # 8 $3/2^-$ в $^5\mathrm{He}$ и $^5\mathrm{Li}$ всего лишь 1.92 и 0.96 МэВ, в то время как рассогласование полученных теоретически результатов превышает 3 МэВ. При этом величина кулоновской разности подтверждает, что данные состояния относятся к резонансным. По всей вероятности, источник обсуждаемого рассогласования является неполная сходимость результатов *ab initio* расчетов для этих несвязанных состояний. Подобные примеры, хотя и редкие, встречаются и среди результатов *ab initio* исследований других авторов и указывают на уникальные свойства таких состояний. Наиболее яркий пример – медленная сходимость общеизвестного состояния Хойла в ядре ^{12}C.

Оценка полной энергии уровней пар состояний, где наблюдается большое различие либо экспериментальных и вычисленных кулоновских разностей, либо тех, для которых оказывается большим рассогласование экспериментальных и теоретических энергий, может быть, в принципе, проведена способом, подобным представленному выше способу оценки энергии неизвестных уровней. Для этого в качестве основы выбирается более достоверно полученная энергия, а выражение (6) используется для определения энергии ядра-партнера. Например, чрезвычайно большая ширина распада ^{5}Li в дублете # 12 однозначно указывает на то, что в качестве опорного следует выбрать энергию соответствующего уровня в ^{5}He. Таким образом, состоянию $5/2^-$ ^{5}Li следует приписать энергию $\mathbf{E}_{\rm pred} = -2.55$ МэВ. Критерии достоверности ядерных данных определяются, скорее, качеством экспериментальных измерений, но при этом не стоит игнорировать и уровень соответствия их результатам *ab initio* вычислений. Такая ситуация – отрицательное значение $\Delta E_{\rm exp}$ и хорошее совпадение значений экспериментальной и теоретической энергии ядра ^{5}He – реализуется для пары # 5. Поэтому есть основания считать энергию уровня $5/2^+$ ^{5}Li равной -5.4 МэВ.

4. Заключение. Основным результатом представленного в настоящей работе исследования является создание метода, позволяющего рассматривать спектры легких ядер под принципиально новым, недоступным до начала суперкомпьютерной эры углом зрения. В его основе лежит возможность получения с высокой точностью значений разности энергий связи изобар-аналоговых мультиплетов, а также средних значений оператора изоспина в рамках МОБИК и, вероятно, других *ab initio* подходов. В вычислительном плане метод относительно прост и, в связи с этим, универсален, поскольку расширение списка ядер, включая существенно более тяжелые по сравнению с изученными в данной работе, экзотические, нуклонно-нестабильные и другие, требует не слишком большого увеличения затрат компьютерных ресурсов.

Высокая точность вычислений кулоновских разностей может позволить, в частности, оценки энергии экзотических ядер, близких к границе нейтронной стабильности, за счет измерения положения уровней в спектрах их изобар-аналогов, которые могут быть получены в более удобных для измерений реакциях, например, на пучке протонов вместо нейтронного пучка.

Как показывают конкретные результаты данной работы, предложенный подход позволяет делать существенно обогащающие картину спектров изобар-аналогового дублета ядер ^{5}He и ^{5}Li надежные предсказания. Это свойство открывает широкие перспективы использования метода для того, чтобы уточнять сечения ядерных реакций. Выявленные противоречия между данными различных проведенных экспериментов могут послужить основой для планирования новых. Так, важными результатами проделанных вычислений и совместного анализа полученных спектров изобар-аналоговой пары ядер ^{5}He и ^{5}Li с имеющимися экспериментальными данными состояний оказались:

1. Предсказание существования пяти неизвестных состояний этих ядер и оценка их энергий.
2. Демонстрация необходимости пересмотра значений энергии двух уровней ядра ^{5}Li и оценка реальных значений их энергии.

Проделанные расчеты обогатили список уровней ядер ^{5}He и ^{5}Li примерно на одну пятую и повлияли на оценку качества информации о еще нескольких ядерных состояниях.

В итоге, представленный выше пример анализа спектров легких ядер позволяет с уверенностью утверждать, что развиваемый нами гибридный теоретический подход может оказаться весьма перспективным для решения задач ядерной спектроскопии.

Выражаем благодарность авторам статьи [22] за предоставленную важную информацию.

Финансирование работы. Исследование было выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект “Ядерная и радиационная физика. Этап 2023-2025”).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. P. Navratil, S. Quaglioni, I. Stetcu, and B. Barrett, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **36**, 083101 (2009).
2. S. E. Koonin, D. J. Deand, and K. Langanke, Phys. Rep. **278**, 1 (1997).

3. T. Dytrych, K. D. Sviratcheva, C. Bahri, J. P. Draayer, and J. P. Vary, Phys. Rev. C **76**, 014315 (2007).
4. A. C. Dreyfuss, K. D. Launey, T. Dytrych, J. P. Draayer, and C. Bahri, Phys. Lett. B **727**, 511 (2013).
5. R. Roth, Phys. Rev. C **79**, 064324 (2009).
6. G. Papadimitriou, J. Rotureau, N. Michel, M. P. Loszajczak, and B. R. Barrett, Phys. Rev. C **88**, 044318 (2013).
7. Z. H. Sun, Q. Wu, Z. H. Zhao, B. S. Hu, S. J. Dai, and F. R. Xu, Phys. Lett. B **769**, 227 (2017).
8. G. Papadimitriou, B. R. Barrett, J. Rotureau, N. Michel, and M. Płoszajczak, EPJ Web of Conferences **66**, 026006 (2014).
9. C. Pieper and R. B. Wiringa, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **51**, 53 (2001).
10. B. S. Pudliner, V. R. Pandharipande, J. Carlson, S. C. Pieper, and R. B. Wiringa, Phys. Rev. C **56**, 1720 (1997).
11. R. B. Wiringa, S. C. Pieper, J. Carlson, and V. R. Pandharipande, Phys. Rev. C **62**, 014001 (2000).
12. H. Kummela, K. H. Luhrman, and J. G. Zabolitzky, Phys. Rep. **36**, 1 (1978).
13. M. G. Endres, D. B. Kaplan, J.-W. Lee, and A. N. Nicholson, Phys. Rev. A **84**, 043644 (2011).
14. M. G. Endres, D. B. Kaplan, J.-W. Lee, and A. N. Nicholson, Phys. Rev. A **87**, 023615 (2013).
15. K. Orginos, A. Parreno, M. J. Savage, S. R. Beane, E. Chang, W. Detmold, Phys. Rev. D **92**, 114512 (2015).
16. A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, M. Sosonkina, P. Maris, and J. P. Vary, Phys. Lett. B **761**, 87 (2016).
17. R. Machleidt and D. R. Entem, Phys. Rep. **503**, 1 (2011).
18. D. R. Entem and R. Machleidt, Phys. Rev. C **66**, 014002 (2002).
19. A. M. Shirokov, J. P. Vary, A. I. Mazur, and T. A. Weber, Phys. Lett. B **644**, 33 (2007).
20. D. R. Entem and R. Machleidt, Phys. Rev. C **68**, 041001 (2003).
21. S. K. Bogner, R. J. Furnstahl, and R. J. Perry, Phys. Rev. C **75**, 061001 (2007).
22. A. Shirokov, A. Mazur, I. Mazur, E. Mazur, I. Shin, Y. Kim, L. Blokhintsev, and J. Vary, Phys. Rev. C **98**, 044624 (2018).
23. D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. L. Godwin, G. M. Hale, H. M. Hofmann, J. H. Kelley, C. G. Sheu, and H. R. Weller, Nucl. Phys. A **708**, 3 (2002).
24. G. F. Filippov and I. P. Okhrimenko, Sov. J. Nucl. Phys. **32**, 480 (1980).