

Динамические корреляции в основном состоянии: переходы между однофононными состояниями ядра

М. И. Шитов, С. П. Камерджи́ев¹⁾, С. В. Толоконников

Национальный исследовательский центр “Курчатовский Институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 октября 2022 г.

После переработки 18 ноября 2022 г.

Принята к публикации 18 ноября 2022 г.

В рамках самосогласованной ядерной теории многих тел и метода функций Грина рассмотрена задача вычисления вероятностей $E1$ -перехода между первыми 2^+ и 3^- возбужденными уровнями в ядрах со спариванием. Впервые расчеты выполнены для длинной цепочки четно-четных изотопов олова. Для расчетов характеристик как фононов, так и $E1$ -переходов между возбужденными состояниями использовался известный энергетический функционал плотности Фаянса. Получено хорошее описание имеющихся экспериментальных данных для приведенных вероятностей $E1$ -переходов между первыми однофононными состояниями для изотопов $^{116-124}\text{Sn}$, но не для изотопов ^{112}Sn и ^{114}Sn . Обсуждаются возможные причины этого несовпадения, наиболее вероятной из которых является появление деформации в основном или возбужденном состояниях. Показано, что учет новых, т.е. динамических трех-квазичастичных корреляций в основном состоянии необходим для объяснения эксперимента в $^{116-124}\text{Sn}$.

DOI: 10.31857/S1234567823010019, EDN: ntopfk

1. Введение. Корреляции в основном состоянии (КОС), или “графики, идущие назад”, давно обсуждаются в литературе по теории ядра. Хорошо известны КОС в рамках стандартного метода хаотических фаз (МХФ) и квазичастичного МХФ (КМХФ). КОС в подходах МХФ и КМХФ содержатся в ядре соответствующего интегрального уравнения, при решении которого возникают много-частичные КОС благодаря двухчастичному взаимодействию между нуклонами ядра. Они автоматически учитываются в решении интегрального уравнения. Обычно их количественный вклад невелик [1, 2] в сферических и деформированных ядрах.

Этот вопрос заметно актуализировался в связи с появлением КОС, в которые включены фононы ядра (КОС-фон), т.е. при учете квазичастично-фононного взаимодействия [3–8]²⁾. Здесь КОС-фон появляются через решение соответствующих интегральных уравнений, включающих фононы и содержащих существенно новые и сложные дополнительные слагаемые по сравнению с уравнениями МХФ или КМХФ. Количественная роль этих КОС заметна и требует специального анализа [3, 5, 6].

Относительно недавно были рассмотрены на самосогласованном уровне так называемые трех- [6] и

четырёх-квазичастичные [9] КОС3 и КОС4, которые появляются от интегрирования трех и четырех одночастичных функций Грина (ФГ) G и не содержат фононов (без самосогласования и для магических ядер КОС3 рассматривались в работе [10]). В отличие от КОС МХФ и КОС-фон они не входят в ядро интегрального уравнения и, что весьма интересно, зависят от энергии перехода ω . Эти “чистые” (без фононов и вне интегрального уравнения) КОС3 появились при рассмотрении задачи о статических ($\omega = 0$) квадрупольных моментах в первых однофононных 2^+ - [6] и 3^- -состояниях [11] изотопов олова. Было показано, что наблюдаемый эффект есть сумма двух эффектов – “чистых” КОС3 и ядерной поляризуемости, каждый из которых вносит приблизительно одинаковый вклад.

Для физически близкой задачи $E1$ -переходов между указанными первыми однофононными 2^+ и 3^- -состояниями в магических ядрах ^{208}Pb , ^{132}Sn [12] и некоторых изотопов олова [13] были получены похожие результаты, однако наблюдаемый эффект определялся разностью вышеупомянутых двух эффектов. Такие КОС мы называем динамическими КОС3 (передаваемая энергия $\omega \neq 0$ в отличие от “статического” случая $\omega = 0$). Следует подчеркнуть специфику и важность этого класса задач: ответ пропорционален g^2 , где g – амплитуда рождения фонона. Отметим, что во всех указанных случаях получено разумное согласие с имеющимися экспериментальными данными.

¹⁾e-mail: kamerdzhev_sp@nrcki.ru

²⁾Под фононами мы понимаем связанные частицу и дырку, т.е. решения МХФ- или КМХФ-уравнений. Они хорошо известны и наблюдаются экспериментально.

Насколько нам известно, только в рамках Квазичастично-Фононной Модели (КМФ) рассматривался $E1$ -переход ($3_1^- \rightarrow 2_1^+$) в одном ядре ^{120}Sn [14] и в $^{120,122,124}\text{Sn}$ в работе [15] и было получено хорошее согласие с экспериментом. Авторы учитывали поляризуемость ядра путем подключения связи с гигантским дипольным резонансом. Этот прием уменьшил величину $B(E1)$ в два раза. При этом, характеристики КМФ-фононов подгонялись под эксперимент путем изменения силовых параметров сепарабельного взаимодействия. Как мы увидим, в [14, 15] динамические КОСЗ не учитывались.

В настоящей работе впервые рассмотрены $E1$ -переходы между первыми однофононными 2^+ и 3^- -состояниями в длинной цепочке изотопов олова, включая динамические КОСЗ. В отличие от [14, 15], использовался единый самосогласованный подход как для фононов, так и для вероятностей $E1$ -перехода между однофононными состояниями. Оказалось, что нам не удалось объяснить имеющиеся экспериментальные данные в нейтронно-дефицитных изотопах ^{112}Sn и ^{114}Sn .

2. КОС в методе функций Грина. По-видимому, наиболее наглядно и полно КОС проявляются в рамках метода ФГ и, следовательно, диаграмм Фейнмана, которые уже исходно содержат два слагаемых. В одночастичном и однофононном приближении одночастичные и однофононная ФГ G , F и D имеют вид:

$$G_\lambda(\varepsilon) = \frac{u_\lambda^2}{\varepsilon - E_\lambda + i\gamma} + \frac{v_\lambda^2}{\varepsilon + E_\lambda - i\gamma} = G^+ + G^-, \quad (1)$$

$$F_1^{(1,2)}(\varepsilon) = -\frac{\Delta_1}{2E_1} \left[\frac{1}{\varepsilon - E_1 + i\delta} + \frac{1}{\varepsilon + E_1 - i\delta} \right] = F^+ + F^-, \quad (2)$$

$$D_s(\omega) = \frac{1}{\omega - \omega_s + i\gamma} - \frac{1}{\omega + \omega_s - i\gamma} = D^+ + D^-, \quad (3)$$

где

$$E_\lambda = \sqrt{(\varepsilon_\lambda - \mu)^2 + \Delta_\lambda^2}, \quad (4)$$

$$u_\lambda^2 = 1 - v_\lambda^2 = (E_\lambda + \varepsilon_\lambda - \mu)/2E_\lambda,$$

μ – химический потенциал и нижние индексы представляют собой наборы квантовых чисел $\lambda \equiv (n_1, l_1, j_1, m_1)$.

Второе слагаемое G^- в ФГ G (1) в случае $\Delta = 0$ описывает дырочную часть G^h и соответствует “графикам, идущим назад” во временном представлении. Вклад вторых слагаемых в (1), (2), (3) обеспечивает появление КОС.

С этой точки зрения, 3 вида КОСов, упомянутых во Введении, можно проиллюстрировать диаграммами Фейнмана для магических ядер, показанными для пропагаторов (5) на рис. 1. Указанные КОС-МХФ и КОС-фон входят в соответствующие интегральные уравнения, в ядре которых, кроме пропагаторов, как правило, содержится двух-частичное взаимодействие между нуклонами. Благодаря этому при итерировании МХФ-уравнения появляются много-частичные КОСы. Как известно, если в уравнениях МХФ или КМХФ не учитывать второе слагаемое на рис. 1 для МХФ, получается метод Тамма-Данкова, который не содержит КОС. При итерировании интегрального уравнения, содержащего фононы, появляются КОС-фон. Как говорится во Введении, КОСЗ не содержатся в интегральном уравнении и не содержат фононов. Отсутствие малого g^2 - параметра обеспечивает большой количественный вклад наших динамических КОСЗ, см. следующий раздел и рис. 2.

$$A_{12}(\omega) = \int (G_1^+ G_2^- + G_1^- G_2^+) \frac{d\varepsilon}{2\pi i},$$

$$A_{12s34}(\omega) = \int G_1 G_2 D_s(\omega) G_3 G_4 \frac{d\varepsilon d\omega_1}{(2\pi i)^2},$$

$$A_{123}(\omega) = \int (G_1 G_2 G_3) \frac{d\varepsilon}{2\pi i}. \quad (5)$$

3. Расчетные формулы. Сравнение с другими подходами. Подробный вывод выражения для амплитуды перехода $M_{ss'}$ между однофононными состояниями s и s' в ядрах со спариванием описан в статье [13] (фононы описываются в рамках МХФ или КМХФ). Амплитуда $M_{ss'}$ содержит 8 слагаемых, показанных в диаграммном представлении на рис. 2 в [13]. После отделения угловых переменных и суммирования по магнитным квантовым числам, получаем следующую формулу для приведенной вероятности перехода $I_s \rightarrow I_{s'}$ с энергией $\omega = \omega_{s'} - \omega_s$:

$$B(E_L) = \frac{1}{2I_s + 1} |\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle|^2, \quad (6)$$

где приведенный матричный элемент $\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle$ определяется выражением

$$\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle = \sum_{123} \left\{ \begin{array}{ccc} I_s & I_{s'} & L \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{array} \right\} V_{12} g_{31}^s g_{23}^{s'}$$

$$\left[A_{123}^{(12)} + A_{123}^{(34)} + (-1)^{L+I_s} A_{123}^{(76)} + (-1)^{L+I_{s'}} A_{123}^{(58)} \right]. \quad (7)$$

Здесь для приведенных матричных элементов вершины и фононов использованы обозначения $\langle 1 || V || 2 \rangle = V_{12}$, $\langle 3 || g^s || 1 \rangle = g_{31}^s$ и $\langle 2 || g^{s'} || 3 \rangle = g_{23}^{s'}$.

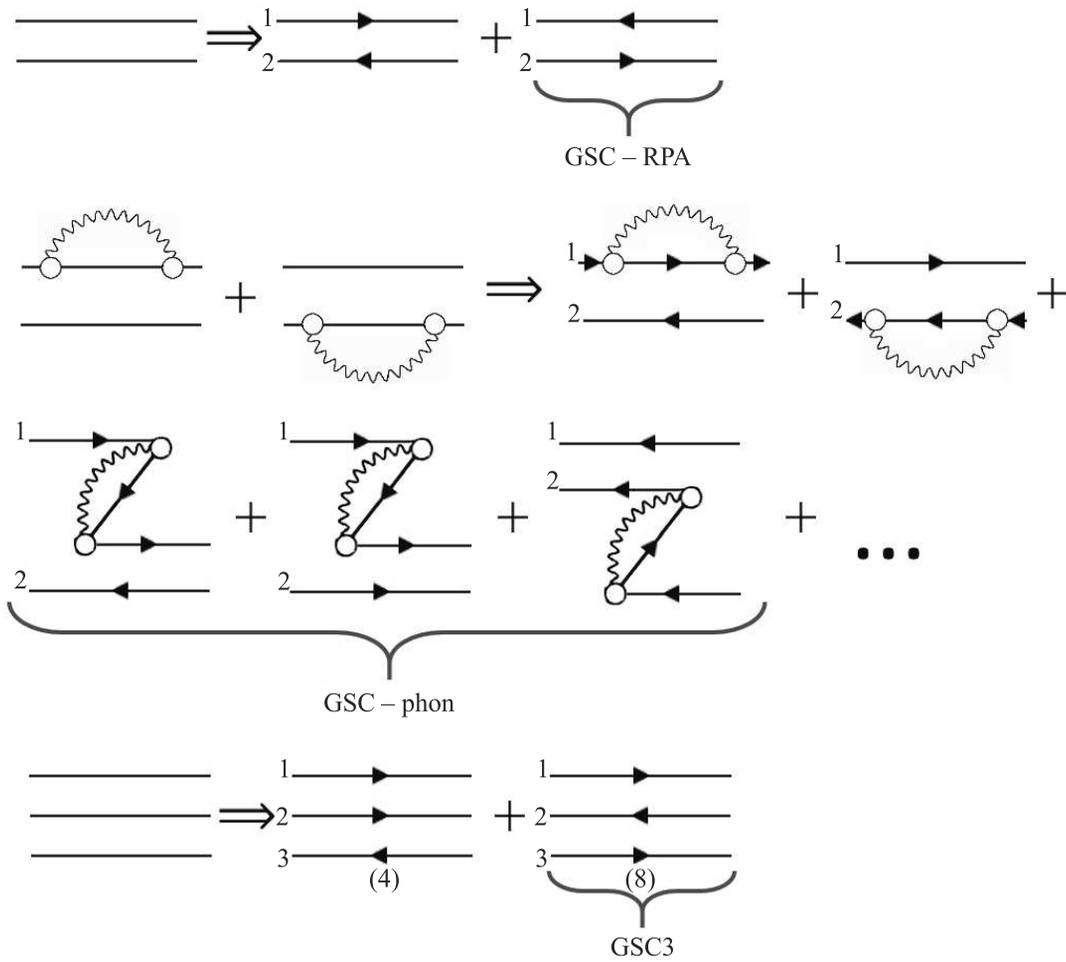


Рис. 1. (Цветной онлайн) Иллюстрация появления КОСов (GSC), упомянутых во Введении. Слева от двойной стрелки символически показаны подынтегральные выражения для трех пропагаторов A_{12} , A_{12s34} [7] и A_{123} [11], входящих в формулы (5). Двойная стрелка показывает что происходит при подстановке в пропагаторы (5) формулы (1) ($G = G^+ + G^-$) для магических ядер, в том числе, при учете графиков, “идущих назад”, т.е. КОС. 1-ая линия содержит КОС-МХФ, 2-ая и 3-я линии содержат КОС-фон в g^2 -приближении (показаны только графики со вставками, включая КОС-фон, 4-я линия содержит 4 обычных слагаемых и 8 слагаемых КОС3 (подробнее см. [11])

Величины $A^{(ik)} = A^{(i)} + A^{(k)}$ представляют собой суммы двух пропагаторов – интегралов от трех $\Phi\Gamma$, соответствующих одному из восьми графиков на рис. 2 в [13]. Сумму пропагаторов в (7) можно записать в виде:

$$\left[A_{123}^{(12)} + A_{123}^{(34)} + (-1)^{L+I_s} A_{123}^{(76)} + (-1)^{L+I_{s'}} A_{123}^{(58)} \right] = \left[\frac{1}{(E_{13} - \omega_s)(E_{23} - \omega_{s'})} + \frac{1}{(E_{13} + \omega_s)(E_{23} + \omega_{s'})} \right] * \left(u_1^2 u_2^2 v_3^2 - v_1^2 v_2^2 u_3^2 + C_{12}(u_3^2 - v_3^2) + (-1)^{L+I_s} C_{13}(u_2^2 - v_2^2) + (-1)^{L+I_{s'}} C_{23}(u_1^2 - v_1^2) \right) + \frac{1}{(E_{12}^2 - \omega^2)} *$$

$$\left[\frac{2(E_{32}E_{12} + \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)} * (u_1^2 v_2^2 u_3^2 - v_1^2 u_2^2 v_3^2 + C_{12}(u_3^2 - v_3^2)) + \frac{2(E_{32}E_{12} - \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)} * ((-1)^{L+I_s} C_{13}(u_2^2 - v_2^2) + (-1)^{L+I_{s'}} C_{23}(u_1^2 - v_1^2)) + \frac{2(E_{31}E_{21} - \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)} * (v_1^2 u_2^2 u_3^2 - u_1^2 v_2^2 v_3^2 + C_{12}(u_3^2 - v_3^2)) + \frac{2(E_{31}E_{21} + \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)} * ((-1)^{L+I_s} C_{13}(u_2^2 - v_2^2) + (-1)^{L+I_{s'}} C_{23}(u_1^2 - v_1^2)) \right]. \quad (8)$$

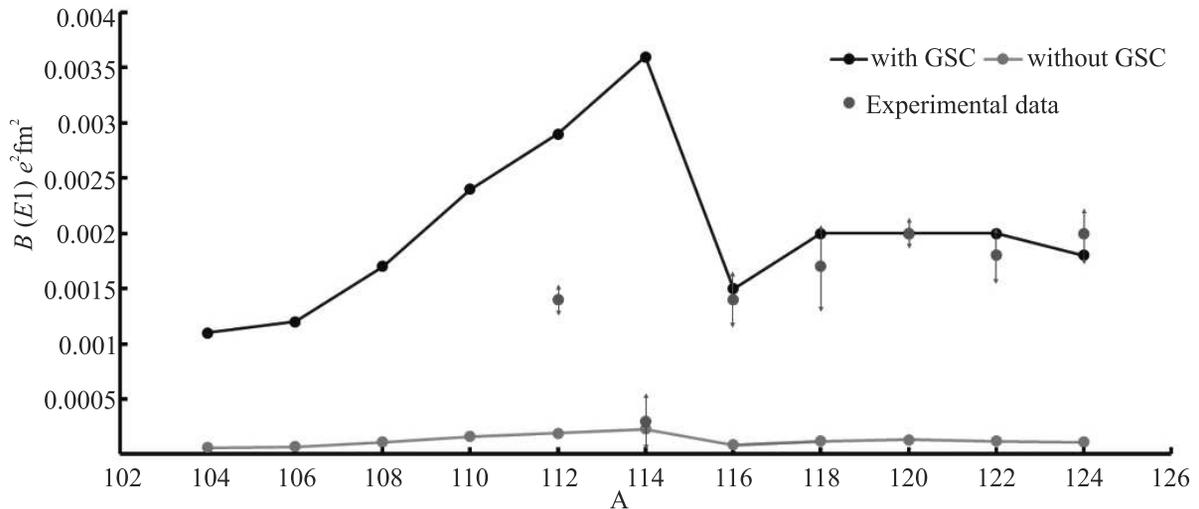


Рис. 2. (Цветной онлайн) Приведенные вероятности перехода между однофононными состояниями $B(E1)(3_1^- \rightarrow 2_1^+)$, $e^2\text{fm}^2$. Приведены результаты расчета без КОСЗ и с КОСЗ. Экспериментальные данные [18, 19]

Первая часть формулы (8) (перед скобкой с множителем $(E_{21}^2 - \omega^2)^{-1}$) соответствует (за исключением фазы) результату, полученному в рамках КФМ [14], формула (9), для переходов между первыми однофононными состояниями. Именно, нетрудно видеть, что в обозначениях КФМ величина $v_{12}^- u_{23}^+ u_{31}^+$ имеет вид:

$$v_{12}^- u_{23}^+ u_{31}^+ = u_1^2 u_2^2 v_3^2 - v_1^2 v_2^2 u_3^2 + C_{12}(u_3^2 - v_3^2) + C_{13}(u_2^2 - v_2^2) + C_{23}(u_1^2 - v_1^2), \quad (9)$$

где

$$C_{12} = \frac{\Delta_1 \Delta_2}{4E_1 E_2}. \quad (10)$$

Скобка с двумя дробями рядом с множителями $v_{12}^- u_{23}^+ u_{31}^+$ соответствует в обозначениях КФМ величине $\psi_{j_2 j_3}^{\lambda_1 i_1} \psi_{j_3 j_1}^{\lambda_2 i_2} - \phi_{j_2 j_3}^{\lambda_1 i_1} \phi_{j_3 j_1}^{\lambda_2 i_2}$, [14], формула (9), так как $\psi_{j_2 j_1}^{\lambda_1 i_1} \sim \frac{u_{j_2 j_3}^+}{\varepsilon_{j_2 j_3} - \omega_{\lambda_1 i_1}}$ и $\phi_{j_2 j_1}^{\lambda_1 i_1} \sim \frac{u_{j_2 j_3}^+}{\varepsilon_{j_2 j_3} + \omega_{\lambda_1 i_1}}$ и коэффициенты в этих величинах соответствуют нашим $V_{12} g_{31}^s g_{23}^s$. Как видно из структуры формулы (8), в эту первую часть частично входят слагаемые, соответствующие всем шести графикам, содержащих аномальные (“спаривательные”) ФГ $F^{(1)}$ и $F^{(2)}$ (2).

Вторая часть формулы (8), которая содержит множитель $(E_{21}^2 - \omega^2)^{-1}$ и зависит от ω , – это новый, по сравнению с КФМ, эффект, который мы называем динамическими КОСЗ. Как мы увидим, он дает весьма значительный вклад в величину $B(E1)$.

В пределах $\Delta = 0$ и $\omega = 0$ формулы (6), (7) и (8) содержат частные случаи, которые обсуждались в работах, соответственно, [12] и [6, 11].

4. Результаты расчетов для изотопов олова. Во всех расчетах, как для эффективного поля,

так и для эффективного взаимодействия и амплитуд рождения фононов использовались хорошо известные параметры энергетического функционала плотности Фаянса DF3-а [16, 17].

Уравнения для эффективного поля V и амплитуды рождения фонона g решались в координатном представлении с использованием самосогласованного базиса функционала Фаянса DF3-а. Поскольку сумма в выражении (7) некогерентна, то выполнялась процедура определения максимальной энергии, до которой следует суммировать в (7) для достижения сходимости. Как было показано в работах [6, 11], достаточная точность достигается при суммировании до 100 МэВ. Такой предел суммирования фактически обеспечивает учет непрерывного одночастичного спектра, что является хорошим аналогом координатного представления. Тот же базис использован в расчетах [12, 13].

В рамках той же расчетной схемы и с теми же параметрами функционала Фаянса DF3-а рассчитывались характеристики первых 2^+ - и 3^- -уровней. Эти результаты приведены в табл. 1 и 2. С учетом погрешностей эксперимента в целом согласие с экспериментом для вероятностей неплохое. Это более существенно для окончательного результата, чем расхождение для энергий, так как, как видно из формулы (7), эффект определяется произведением $g_{31}^s g_{23}^s$. Полученные нами расхождения не удивительны с учетом универсальности нашего самосогласованного подхода, когда и среднее поле, и эффективное взаимодействие определяются одним набором параметров функционала Фаянса, которые объясняют много других характеристик ядер (см. обзор [17]).

Таблица 1. Характеристики низколежащих 2_1^+ -фононов для изотопов олова, ω_2 , MeV, и $B(E2) \uparrow$, $e^2\text{фм}^4$

Ядро	ω_2^{th}	ω_2^{exp}	$B(E2) \uparrow^{th}$	$B(E2) \uparrow^{exp}$
^{124}Sn	1.350	1.132	0.147	0.166 (4)
^{122}Sn	1.290	1.141	0.158	0.192 (4)
^{120}Sn	1.240	1.171	0.152	0.202 (4)
^{118}Sn	1.217	1.230	0.172	0.209 (8)
^{116}Sn	1.186	1.294	0.182	0.209 (6)
^{114}Sn	1.156	1.300	0.193	0.240 (50)
^{112}Sn	1.130	1.257	0.197	0.240 (14)
^{110}Sn	1.162	1.212	0.188	0.220 (22)
^{108}Sn	1.231	1.206	0.155	0.222 (19)
^{106}Sn	1.316	1.207	0.142	0.195 (39)
^{104}Sn	1.388	1.260	0.107	–

Таблица 2. Характеристики низколежащих 3_1^- -фононов для изотопов олова, ω_3 , MeV, и $B(E3) \uparrow$, $e^2\text{фм}^6$

Ядро	ω_3^{th}	ω_3^{exp}	$B(E3) \uparrow^{th}$	$B(E3) \uparrow^{exp}$
^{124}Sn	3.208	2.614	0.103	0.073 (10)
^{122}Sn	3.112	2.493	0.107	0.092 (10)
^{120}Sn	3.069	2.401	0.112	0.115 (15)
^{118}Sn	3.072	2.325	0.106	0.115 (10)
^{116}Sn	3.100	2.266	0.106	0.127 (17)
^{114}Sn	3.157	2.275	0.106	0.100 (12)
^{112}Sn	3.221	2.355	0.102	0.087 (12)
^{110}Sn	3.282	2.459	0.010	–
^{108}Sn	3.350	–	0.096	–
^{106}Sn	3.457	–	0.090	–
^{104}Sn	3.643	–	0.076	–

Отметим, что в табл. 1 и 2 не видно заметной специфики ^{112}Sn и ^{114}Sn .

Окончательные результаты наших расчетов приведены в табл. 3 и на рис. 1. Как видно из них, получено хорошее согласие для величин $B(E1)(3_1^- \rightarrow 2_1^+)$ для всех изотопов, за исключением ^{112}Sn и ^{114}Sn . Для оценки влияния отдельных эффектов на рассчитываемую величину в табл. 3 так же, приведены результаты расчетов без учета эффектов поляризуемости ядра и без учета КОС. Как видно из таблицы, также как и в работе [12] для магических ядер, учет поляризуемости уменьшает $B(E1)$ (колонки 2 и 3), но это уменьшение (примерно в 3 раза) не такое большое, как в [12] для магических ядер (там – на порядок величины). Учет эффектов КОС увеличивает величину $B(E1)$ больше чем на порядок (колонки 2 и 4), в то время как учет эффектов поляризуемости уменьшает ее почти на порядок (колонки 4 и 5) и приводит к хорошему согласию с экспериментом. Таким образом, хорошее согласие с экспериментом получено за счет разности двух больших

эффектов, что подчеркивает важность используемой самосогласованной схемы. Этот факт проиллюстрирован на рис. 1, из которого хорошо видно, что учет вклада КОС является совершенно обязательным для объяснения эксперимента в ядрах $^{116-124}\text{Sn}$.

5. Обсуждение возможных причин несовпадения с экспериментом для ^{112}Sn и ^{114}Sn . Здесь необходимо отметить следующее:

1. Экспериментальные методы, с которыми мы сравниваем, являются совершенно разными. В ядрах $^{116-124}\text{Sn}$ данные были получены из анализа γ -излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора на олове [18]. А в ядрах ^{112}Sn и ^{114}Sn использовались совершенно другие, и весьма надежные экспериментальные методы, именно, реакция $^{112}\text{Cd}(\alpha, 2n)^{114}\text{Sn}$ [19, 20]. Как видно из табл. 6 работы [20], авторы получили, что переход из 3_1^- уровня на 2_1^+ совершается из деформированной полосы в сферическую полосу. Это и является причиной несовпадения с экспериментом наших расчетов, поскольку никакой деформации в них не учитывалось. Низколежащие возбужденные состояния и в других ядрах также могут иметь разные деформации, как получено, например, в работе [21]. Более того, некоторые самосогласованные МХФ-расчеты с сепарабельными силами предсказывают, что ядра ^{112}Sn и ^{114}Sn деформированы в основном состоянии [22].

2. В работе [23], в которой использовался метод совместного анализа данных реакций срыва и подхвата [24], обращалось внимание на специфику ^{114}Sn по сравнению с соседними ядрами, которая, по мнению автора, состояла в появлении локального магического числа $N = 64$ в этом ядре. Эти результаты были основаны, в основном, на анализе соответствующих данных для нечетных ядер из реакций срыва и подхвата, из которых извлекались данные о наблюдаемых одночастичных энергиях и спектроскопических факторах в соответствующих четно-четных ядрах. Чтобы объяснить полученные в [23] наблюдаемые экспериментальные результаты в четно-четных ядрах в рамках последовательного микроскопического подхода, необходимо выполнить расчет эффектов связи с фононами в спаривательной щели и в спектроскопических факторах, исходя из одночастичной схемы, полученной с энергетическим функционалом плотности. Для ядер со спариванием такие расчеты выполнялись ранее в [25, 26]. Мы смогли сравнить только для ^{120}Sn наблюдаемые результаты [23] с имеющимися самосогласованными расчетами в [25]. С учетом ошибок эксперимента получено хорошее согласие для одночастичных энергий и заселенностей для пяти уровней $2d3/2$, $1g7/2$, $3s1/2$, $2d3/2$,

Таблица 3. Приведенные вероятности перехода между первыми 3^- - и 2^+ -фононами $B(E1)$, $e^2\text{фм}^2$ для изотопов олова (в колонке 2 приведены результаты расчетов без учета поляризуемости и без КОС; в колонке 3 – с поляризуемостью, но без КОС; в колонке 4 – без поляризуемости, но с КОС; в колонке 5 – окончательные результаты с поляризуемостью и КОС; в колонке 6 – эксперимент)

1	2	3	4	5	6
Ядро	$V = e_q V^{(0)}$ КОС = 0	$V = V_{\text{pol.}}$ КОС = 0	$V = e_q V^{(0)}$ КОС \neq 0	$V = V_{\text{pol.}}$ КОС \neq 0	Эксперимент [18, 19]
^{124}Sn	0.0004	0.0001	0.0078	0.0018	0.0020 ± 0.0002
^{122}Sn	0.0005	0.0001	0.0090	0.0020	0.0018 ± 0.0002
^{120}Sn	0.0004	0.0001	0.0094	0.0020	0.0020 ± 0.0001
^{118}Sn	0.0004	0.0001	0.0093	0.0020	0.0017 ± 0.0004
^{116}Sn	0.0003	0.0001	0.0065	0.0015	0.0014 ± 0.0002
^{114}Sn	0.0009	0.0002	0.0186	0.0036	0.0003 ± 0.0002
^{112}Sn	0.0006	0.0002	0.0142	0.0028	0.0014 ± 0.0001
^{110}Sn	0.0004	0.0002	0.0097	0.0023	–
^{108}Sn	0.0003	0.0001	0.0054	0.0013	–
^{106}Sn	0.0002	0.0001	0.0022	0.0006	–
^{104}Sn	0.0001	0.0001	0.0015	0.0003	–

$1\hbar 11/2$. Однако это не объясняет наши результаты в $^{112}, ^{114}\text{Sn}$ для $B(E1)$ в табл. 3. Необходимы более детальные и самосогласованные расчеты для объяснения одночастичных характеристик в ядрах со спариванием и с учетом квазичастично-фононного взаимодействия. Эта задача вне рамок настоящей работы. Актуальность такой задачи подтверждается в недавнем обзоре [27], где используется метод функций Грина.

6. Заключение. В работе рассмотрена самосогласованная задача о $E1$ переходах между первыми 2^+ и 3^- коллективными однофононными состояниями в большой цепочке четно-четных изотопов олова. При этом такой же самосогласованный подход с теми же параметрами функционала Фаянса использовался для расчетов характеристик самих указанных однофононных уровней. Такое единообразное самосогласованное описание подчеркивает важность самосогласования и позволяет надеяться на возможное получение указаний на новую физическую природу описываемых характеристик. Впервые показано, что учет новых корреляций в основном состоянии (динамических КОСЗ) необходим для объяснения эксперимента в $^{116-124}\text{Sn}$. Поэтому самосогласованный теоретический анализ переходов между возбужденными состояниями является весьма перспективным для физики низких энергий.

Для всех рассмотренных нами характеристик получено, в целом, разумное согласие с имеющимися экспериментальными данными, кроме величины $B(E1)$ для нейтронно-дефицитных ядер ^{112}Sn и ^{114}Sn . Возможная причиной такого несовпадения яв-

ляется скорее всего появление деформации в одном из рассмотренных однофононных состояний. С другой стороны, необходим также современный самосогласованный теоретический анализ данных об одночастичных энергиях и спектроскопических факторов в ядрах со спариванием.

Авторы благодарят Л. И. Говора за информацию о его результатах и интерес к нашей работе, В. Ю. Пономарева – за полезные обсуждения и И. Н. Бобошина – за представление результатов его работ.

Работа поддержана внутренним грантом Национального исследовательского центра “Курчатовский институт” (приказ # 2767 от 28.10.21).

1. В. Г. Соловьев, *Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы*, Энергоатомиздат, М. (1989).
2. H. Lenske and J. Wambach, Phys. Lett. B **249**, 377 (1990).
3. S. Kamerdzhiev, J. Speth and G. Tertychny, Phys. Rep. **393**, 1 (2004).
4. С. П. Камерджи́ев, О. И. Ачаковский, С. В. Толоконников, М. И. Шитов, ЯФ **82**, 320 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 366 (2019)].
5. V. Tselyaev, Phys. Rev. C, **75**, 024306 (2007).
6. D. Voitenkov, S. Kamerdzhiev, S. Krewald, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, Phys. Rev. C **85**, 054319 (2012).
7. S. P. Kamerdzhiev and M. I. Shitov, EPJA **56**, 265 (2020).
8. V. V. Voronov, D. Karadjov, F. Catara, A. P. Severyukhin, ЭЧАЯ **31**, 905 (2000) [Phys. Part. Nucl. **31**, 452 (2000)].

9. С. П. Камерджиев, М. И. Шитов, Письма в ЖЭТФ, **109**, 65 (2019) [JETP Lett. **109**, 69 (2019)].
10. P. Ring and J. Speth, Nucl. Phys. A **235**, 315 (1974).
11. С. П. Камерджиев, Д. А. Войтенков, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, Письма в ЖЭТФ, **108**, 155 (2018) [JETP Lett. **108**, 155 (2018)].
12. С. П. Камерджиев, Д. А. Войтенков, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, М. И. Шитов, Письма в ЖЭТФ **106**, 132 (2017) [JETP Lett. **106**, 139 (2017)].
13. М. И. Шитов, Д. А. Войтенков, С. П. Камерджиев, С. В. Толоконников, ЯФ **85**, 45 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 42 (2022)].
14. V. Yu. Ponomarev, Ch. Stoyanov, N. Tsoneva, and M. Grinberg, Nucl. Phys. A **635**, 470 (1998).
15. N. Tsoneva, H. Lenske, and Ch. Stoyanov, Phys. Lett. B **586**, 213 (2004).
16. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
17. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **79**, 703 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 1030 (2016)].
18. Л. И. Говор, А. М. Демидов, О. К. Журавлев, И. В. Михайлов, Е. Ю. Шкурагова, ЯФ **54**, 330 (1991) [Sov. J. Nucl. Phys. **54**, 196 (1991)].
19. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf>.
20. R. Wirovski, M. Shimmer, L. Eser, S. Alberos, K. O. Zell, and P. von Brentano, Nucl. Phys. A **586**, 427 (1995).
21. Л. И. Говор, В. А. Куркин, И. В. Михайлов, ЯФ **80**, 583 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 1 (2017)].
22. J. Kvasil, V. O. Nesterenko, W. Kleinig, D. Božik, and P.-G. Reinhard, Int. J. Mod. Phys. E **20**, 281 (2011).
23. И. Н. Бобошин, Препринт НИИЯФ МГУ #2018-1/892 (2018).
24. I. N. Boboshin, V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, and I. M. Kapitonov, Nucl. Phys. A **496**, 93 (1989).
25. A. V. Avdeenkov and S. P. Kamerdzhiev, Phys. Lett. B, **459**, 423 (1999).
26. A. Avdeenkov and S. P. Kamerdzhiev, *50 Years of Nuclear BCS*, ed. by R. Broglia and V. Zelevinsky, World Scientific Singapore (2012), ch. 20, p. 274.
27. T. Aumann, C. Barbieri, D. Bazin, C. A. Bertulani, A. Bonaccorso, W. H. Dickhoff, A. Gade, M. Gómez-Ramos, B. P. Kay, A. M. Moro, T. Nakamura, A. Obertelli, K. Ogata, S. Paschalis, and T. Uesaka, Progr. Part. Nucl. Phys. **118** 103847 (2021).