ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2022, том 85, № 1, с. 45–52

ЯДРА

САМОСОГЛАСОВАННЫЕ РАСЧЕТЫ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДА МЕЖДУ ОДНОФОНОННЫМИ 3_1^-- И 2_1^+-СОСТОЯНИЯМИ В ИЗОТОПАХ Sn

© 2022 г. М. И. Шитов[1)*], Д. А. Войтенков[2)], С. П. Камерджиев[1)], С. В. Толоконников[1)]

Поступила в редакцию 16.05.2021 г.; после доработки 01.07.2021 г.; принята к публикации 09.07.2021 г.

Самосогласованный метод изучения ангармонических эффектов второго порядка в рамках квантовой теории многих тел впервые применяется для расчета вероятностей переходов между низколежащими однофононными состояниями в ядрах со спариванием. Используемый подход содержит учет: 1) самосогласования между средним ядерным полем и эффективным взаимодействием, основанного на использовании метода энергетического функционала плотности с зарекомендовавшими себя параметрами функционала Фаянса DF3-a, 2) трехквазичастичных корреляций в основном состоянии и 3) эффектов поляризуемости ядра. В работе изучались $E1$-переходы между однофононными 3_1^-- и 2_1^+-уровнями в полумагических изотопах олова $^{118-124}$Sn. Получено хорошее согласие с экспериментом. Показано, что трехквазичастичные корреляции в основном состоянии дают значительный вклад в изучаемую величину. Рассмотрены специфика данной задачи в ядрах со спариванием и эффекты спиновых составляющих амплитуды рождения фононов.

DOI: 10.31857/S0044002722010123

1. ВВЕДЕНИЕ

Для надежного предсказания свойств ядер на современном уровне микроскопической теории ядра необходимо выполнение как минимум двух условий. Во-первых, следует использовать подход с соотношением самосогласования между средним полем и эффективным взаимодействием, в котором среднее поле ядра определяется первой производной функционала по ядерной плотности, а эффективные частично-дырочное (ph-) и частично-частичное (pp-) взаимодействия являются второй производной этого же функционала. Это позволяет использовать только один набор параметров для эффективного взаимодействия и среднего поля. Самосогласованность и отсутствие подгоняемых параметров принципиально улучшает предсказательную силу теории. Во-вторых, необходимо учитывать одночастичный континуум, что особенно важно для описания ядер с малыми энергиями отрыва.

К этим условиям также необходимо добавить учет квазичастично-фононного взаимодействия (КФВ), см., например, недавний обзор [1]. Эта проблема долгое время изучалась в рамках нескольких подходов: в квазичастично-фононной модели (КФМ) [2], теории конечных ферми-систем (ТКФС) [3] как без самосогласования [4], так и с самосогласованием [5] и с самосогласованием на основе квазичастичного приближения временной блокировки [6]. Методы, основанные на ТКФС, базируются на факте существования в магических и полумагических ядрах малого параметра g^2 — обезразмеренного квадрата амплитуды рождения фонона. Мы называем это приближением g^2.

Последовательный метод изучения ангармонических эффектов в ядрах без спаривания в рамках метода квантовых функций Грина был развит в работах [5, 7]. Этот метод уже применялся для расчетов характеристик магических и полумагических ядер в нескольких работах: для расчета статистических квадрупольных моментов первых 2^+-состояний в работе [8], для расчета вероятностей однофононных переходов в магических ядрах [9] и для расчета квадрупольных моментов первых 3^--состояний [10] в полумагических ядрах. Во всех этих работах самосогласованная схема основывалась на методе энергетического функционала плотности Фаянса [11, 12] DF3-a [13]. Следует отметить, что для описания фононов в них использовался обычный метод хаотических фаз (МХФ) для магических ядер или квазичастичный МХФ (КМХФ) для ядер со спариванием.

В работах [8–10] было показано, что новые, так называемые трехквазичастичные корреляции

[1)]Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.
[2)]АО “Наука и инновации”, Москва, Россия.
[*]E-mail: shitov_mi@nrcki.ru

в основном состоянии (КОС), названные так по аналогии с хорошо известными двухквазичастичными корреляциями в обычном методе хаотических фаз, объясняют до половины величины эффекта, а вторую половину обеспечивает учет эффектов поляризуемости ядра. Кроме того, в работе [9] было обнаружено, что, в отличие от $E2$-переходов, величина вероятности перехода в которых определялась суммой эффектов поляризуемости и учета КОС, вероятности $E1$-переходов определялись разностью этих двух больших чисел. Это делает их крайне чувствительными к самосогласованности применяемого метода.

Таким образом, к настоящему времени у нас есть самосогласованная микроскопическая теория, которая имеет высокую предсказательную силу благодаря использованию небольшого набора хорошо известных параметров для расчета ядерных характеристик. Это дает эффективный инструмент для расчетов и теоретического анализа. Изучение вероятностей переходов между однофононными состояниями представляет собой хороший полигон для микроскопических методов, поскольку "дальнейшее развитие ядерной спектроскопии в значительной мере связано с изучением γ-переходов между возбужденными состояниями" [2].

Вполне естественно сделать следующий шаг в рамках вышеописанного подхода и рассмотреть вероятности $E1$-переходов между однофононными состояниями в ядрах со спариванием. Цель настоящей работы состоит в применении самосогласованного метода функций Грина для расчета вероятностей $E1$-переходов между однофононными 3_1^-- и 2_1^+-состояниями в ряде полумагических изотопов олова.

2. НЕКОТОРЫЕ РАННИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В самосогласованной теории конечных ферми-систем [3, 5] эффективное поле V — вершина, определяющая эффект ядерной поляризуемости при наложении внешнего поля V^0 с энергией ω, описывается уравнением

$$V(\omega) = e_q V^0(\omega) + FA(\omega)V(\omega), \qquad (1)$$

где F — эффективное взаимодействие, $A(\omega) = \int G(\varepsilon + \frac{\omega}{2})G(\varepsilon - \frac{\omega}{2})\frac{d\varepsilon}{2\pi i}$ — частично-дырочный пропагатор, а e_q — локальный заряд квазичастиц в поле.

Амплитуда рождения фононов с энергией ω_s в поле $V(\omega)$ подчиняется уравнению

$$g_s = FA(\omega_s)g_s. \qquad (2)$$

Выражение для амплитуды перехода между однофононными состояниями s и s' в ядрах без спаривания имеет следующий вид [7] (подробнее см., например, [14]):

$$M_{ss'} = VGg_sGg_{s'}G + VGG\delta_sFGGg_{s'}. \qquad (3)$$

Графическое представление данного выражения показано на рис. 1. Для полумагических ядер, в которых также существует параметр малости g^2 [15], следует учесть эффект спаривания. Это означает, что необходимо дополнить нашу картину графиками, содержащими интегралы от четырех функций Грина $G, G^h, F^{(1)}, F^{(2)}$.

$$G_1(\varepsilon) = G_1^h(-\varepsilon) = \qquad (4)$$
$$= \frac{u_1^2}{\varepsilon - E_1 + i\delta} + \frac{v_1^2}{\varepsilon + E_1 - i\delta},$$
$$F_1^{(1)}(\varepsilon) = F_1^{(2)}(\varepsilon) =$$
$$= -\frac{\Delta_1}{2E_1}\left[\frac{1}{\varepsilon - E_1 + i\delta} + \frac{1}{\varepsilon + E_1 - i\delta}\right],$$

где

$$E_1 = \sqrt{(\varepsilon_1 - \mu)^2 + \Delta_1^2}, \qquad (5)$$
$$u_1^2 = 1 - v^2 = (E_1 + \varepsilon_1 - \mu)/2E_1,$$

и нижние индексы представляют собой наборы квантовых чисел $1 \equiv (n_1, l_1, j_1, m_1)$.

В ядрах со спариванием для описания фононов необходимо использовать уравнения КМХФ, которые содержат (ph, hp, pp, hh)-каналы и четыре эффективных поля V, V^h, $d^{(1)}$ и $d^{(2)}$ [3]. Как и во всех наших предыдущих работах [8–10], мы пренебрегаем изменениями спаривательной щели во внешнем поле $d^{(1)}$ и $d^{(2)}$. Тогда вместо первого слагаемого в выражении (3) рис. 1, получаются 8 слагаемых, к каждому из которых следует, вообще говоря, добавить по 2 слагаемых, содержащих δ_sF и δ_sF^ξ, где F^ξ — pp-взаимодействие. Однако, как было показано ранее при расчетах квадрупольных моментов [8], учет δF и δ_sF^ξ дает очень небольшой вклад, поэтому в данной работе мы ограничились рассмотрением только восьми основных графиков, показанных на рис. 2.

Таким образом, вместо формулы (3) мы имеем сумму из 8 членов вида (6) для каждой из амплитуд перехода $M_{ss'}^{(i)}$, представленных на рис. 2, например для $M_{ss'}^{(1)}$:

$$M_{ss'}^{(1)} = \sum_{123}\langle 1|V|2\rangle\langle 2|g^{s'}|3\rangle\langle 3|g^s|1\rangle \times \qquad (6)$$
$$\times \int G_1(\varepsilon)G_2(\varepsilon + \omega)G_3(\varepsilon + \omega_s)d\varepsilon,$$

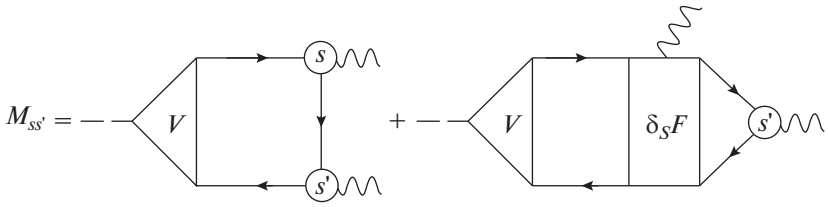

Рис. 1. Графическое представление для амплитуды (3) перехода между однофононными состояниями в ядрах без спаривания. Линии со стрелками — функции Грина G, кружки — амплитуды рождения фонона g_s с энергией ω_s.

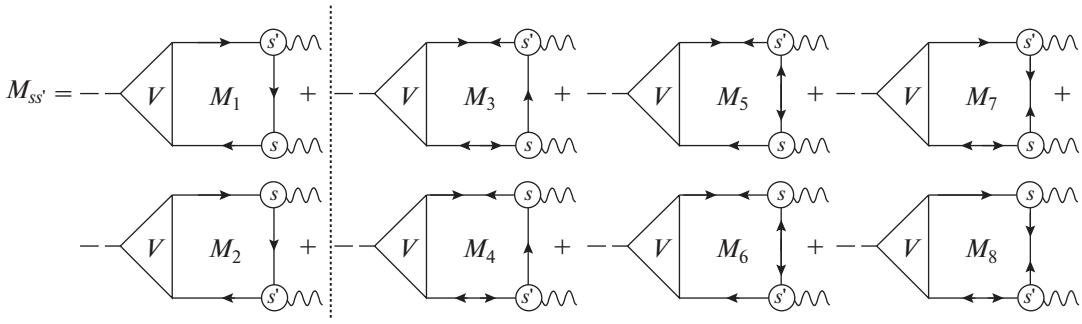

Рис. 2. Диаграммы для амплитуды перехода $M_{ss'}$ в ядрах со спариванием. Двойные стрелки отвечают аномальным функциям Грина F. Графики с аномальными функциями Грина отделены вертикальной штриховой линией.

где $\omega = \omega'_s - \omega_s$ и суммирование производится по уровням одночастичной схемы до 100 МэВ.

3. ПРИВЕДЕННАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ ПЕРЕХОДА В ЯДРАХ СО СПАРИВАНИЕМ

После отделения угловых переменных и суммирования по магнитным квантовым числам получаем следующую формулу для приведенной вероятности перехода $I_s \to I_{s'}$ с энергией $\omega = \omega_{s'} - \omega_s$:

$$B(E_L) = \frac{1}{2I_s+1}|\langle I_s||M_L||I_{s'}\rangle|^2, \qquad (7)$$

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

$$\langle I_s||M_L||I_{s'}\rangle = \sum_{123}\begin{Bmatrix} I_s & I_{s'} & L \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{Bmatrix} \times \qquad (8)$$
$$\times V_{12} g^s_{31} g^{s'}_{23}\Big[A^{(12)}_{123} + A^{(34)}_{123} + (-1)^{L+I_s} A^{(76)}_{123} + (-1)^{L+I_{s'}} A^{(58)}_{123}\Big].$$

Здесь для приведенных матричных элементов вершины и фононов введены обозначения $\langle 1||V||2\rangle = V_{12}$, $\langle 3||g^s||1\rangle = g^s_{31}$ и $\langle 2||g^{s'}||3\rangle = g^{s'}_{23}$, в первом приближении мы использовали для амплитуды рождения фонона выражение $g_s = g_{I_s 0} Y_{I_s M}$ и для сокращения формулы (8) использованы свойства симметрии шаровой функции (см. разд. 4). При этом

$$M_{ss'} = M^{(12)}_{ss'} + M^{(34)}_{ss'} + M^{(76)}_{ss'} + M^{(58)}_{ss'}, \qquad (9)$$

суммирование производится по уровням одночастичной схемы до 100 МэВ (см. следующий раздел).

Величины $A^{(ik)} = A^{(i)} + A^{(k)}$ представляют собой суммы двух пропагаторов — интегралов от трех ФГ (формула (6)), соответствующих одному из восьми графиков на рис. 2.

$$A^{(12)}_{123} = A^{(1)}_{123} + A^{(2)}_{123} = \frac{2(E_{13}E_{23} + \omega_s\omega_{s'})}{(E^2_{13} - \omega^2_s)(E^2_{23} - \omega^2_{s'})}(u^2_1 u^2_2 v^2_3 - v^2_1 v^2_2 u^2_3) + \qquad (10)$$
$$+ \frac{2(E_{32}E_{12} + \omega\omega_{s'})}{(E^2_{32} - \omega^2_{s'})(E^2_{12} - \omega^2)}(u^2_1 v^2_2 u^2_3 - v^2_1 u^2_2 v^2_3) + \frac{2(E_{31}E_{21} - \omega\omega_s)}{(E^2_{31} - \omega^2_s)(E^2_{21} - \omega^2)}(v^2_1 u^2_2 u^2_3 - u^2_1 v^2_2 v^2_3),$$
$$A^{(34)}_{123} = A^{(3)}_{123} + A^{(4)}_{123} =$$

$$= \frac{\Delta_1\Delta_2}{4E_1E_2}(u_3^2 - v_3^2)\left(\frac{2(E_{13}E_{23} + \omega_s\omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} + \frac{2(E_{32}E_{12} + \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} + \frac{2(E_{31}E_{21} - \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)}\right),$$

$$A_{123}^{(76)} = A_{123}^{(7)} + A_{123}^{(6)} =$$

$$= \frac{\Delta_1\Delta_3}{4E_1E_3}(u_2^2 - v_2^2)\left(\frac{2(E_{13}E_{23} + \omega_s\omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} + \frac{2(E_{32}E_{12} - \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} + \frac{2(E_{31}E_{21} + \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)}\right),$$

$$A_{123}^{(58)} = A_{123}^{(5)} + A_{123}^{(8)} =$$

$$= \frac{\Delta_2\Delta_3}{4E_2E_3}(u_1^2 - v_1^2)\left(\frac{2(E_{13}E_{23} + \omega_s\omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} + \frac{2(E_{32}E_{12} - \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} + \frac{2(E_{31}E_{21} + \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)}\right).$$

Формула (8) в предельном случае $I_s = I_s'$ соответствует формулам, полученным для величин квадрупольных моментов [8, 10]; в предельном случае $\Delta_i = 0$ она переходит в формулу для EL-переходов в магических ядрах [9].

Первый член каждого из слагаемых $A_{123}^{(ik)}$ полностью соответствует формуле для приведенной вероятности переходов между однофононными состояниями в задаче со спариванием в работе [16], в которой решалась аналогичная задача для ^{120}Sn на базе КФМ [2]. Второй и третий члены каждого из слагаемых $A^{(ik)}$ являются уникальными для нашего метода слагаемыми и соответствуют трехквазичастичным корреляциям в основном состоянии. Более подробно КОС обсуждались в [9]. Насколько мы знаем, для рассматриваемой задачи переходов между однофононными состояниями они не учитываются в работах за пределами метода функций Грина. Как было получено ранее для мультипольных моментов [8, 10] в полумагических ядрах и однофононных переходов [9] в магических ядрах, и как будет показано далее в этой работе, КОС вносят количественно большой вклад в результирующую величину вероятности.

4. МЕТОД РАСЧЕТОВ. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Как упоминалось выше, во всех расчетах, как для эффективного поля, так и для эффективного взаимодействия и амплитуд рождения фононов использовались хорошо известные параметры функционала Фаянса DF3-a [13]. Детали метода расчета характеристик однофононных состояний в рамках самосогласованной ТКФС описаны в [5].

Уравнения для эффективного поля V и амплитуды рождения фонона g решались в координатном представлении с использованием самосогласованного базиса ЭФП Фаянса DF3-a. Поскольку сумма в выражении (8) некогерентна, то выполнялась процедура определения максимальной энергии, до которой следует суммировать в (8) для достижения сходимости. Как было показано в работах [8, 10], 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 по формулам (7)–(10).

Амплитуда рождения фонона рассматривалась в виде суммы двух компонент со спинами $S = 0$ и $S = 1$:

$$g_s = g_{s0}(r)T_{ss0}(\mathbf{n}, \alpha) + g_{s1}(r)T_{ss1}(\mathbf{n}, \alpha), \qquad (11)$$

где T_{JLS} — обычные спин-угловые тензоры (подробнее см. [17]). Спин-орбитальное взаимодействие в уравнении для амплитуды рождения фононов не учитывалось, так как оно значительно усложняет решение уравнения, но не оказывает принципиального влияния на исследуемые величины [18]. Нашей же целью было оценить в первую очередь степень прямого влияния спина в данной задаче. Рассчитанные характеристики фононов приведены в табл. 1. Таблица фононов приведена для полного расчета со спином. Как видно из таблицы, получено достаточно разумное описание энергий фононов и, что особенно важно для нашей задачи расчета характеристик пропорциональных g^2, хорошее описание приведенных вероятностей $B(EL)$. Необходимо отметить, что вклад компоненты g_1 в нормировку фононной вершины мал для всех исследованных в рамках работы изотопов. Для иллюстрации на рис. 3 показаны вклады двух составляющих амплитуды g в ^{118}Sn.

Результаты расчетов приведенной вероятности $B(E1)$ перехода между первыми 3^-- и 2^+-состояниями представлены в табл. 2. Сначала мы использовали для расчета приведенных матричных элементов амплитуды рождения фонона простое выражение $g_s = g_{I_s0}Y_{I_sM}$. Получено хорошее согласие с экспериментом. Экспериментальные

Таблица 1. Характеристики фононов в изотопах Sn: энергии (МэВ) первых $3^-(\omega_3)$-, $2^+(\omega_2)$-состояний и $E1$-переходов (ω_L) между ними, приведенные вероятности переходов $B(EL)\uparrow(e^2b^L)$(экспериментальные данные взяты из [19, 20])

Ядро	ω_3	$\omega_3^{\rm exp}$	$B(E3)$	$B(E3)^{\rm exp}$	ω_2	$\omega_2^{\rm exp}$	$B(E2)$	$B(E2)^{\rm exp}$	ω_L	$\omega_L^{\rm exp}$
^{118}Sn	3.072	2.324	0.106	0.115(10)	1.217	1.229	0.172	0.208(9)	1.855	1.095
^{120}Sn	3.069	2.400	0.112	0.115(15)	1.241	1.171	0.152	0.200(4)	1.828	1.229
^{122}Sn	3.112	2.492	0.107	0.092(10)	1.290	1.140	0.158	0.192(4)	1.822	1.352
^{124}Sn	3.208	2.602	0.103	0.073(10)	1.350	1.131	0.147	0.165(6)	1.858	1.471

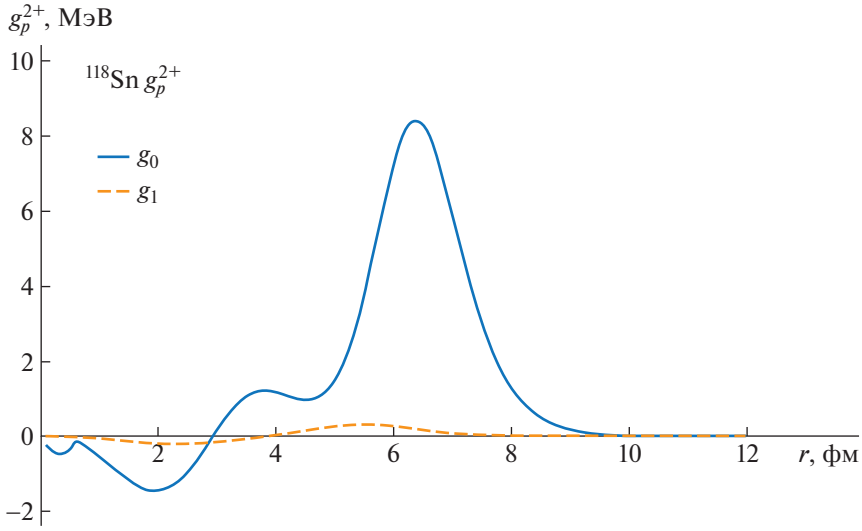

Рис. 3. Протонная составляющая амплитуды рождения 2^+-фонона $g(r)$ в ^{118}Sn, рассчитанная в самосогласованной ТКФС. Штриховая кривая отвечает составляющей $S = 1$.

данные взяты из работ экспериментаторов Курчатовского института [21, 22]. Для оценки влияния отдельных эффектов на рассчитываемую величину в таблице также приведены результаты расчетов без учета эффектов поляризуемости ядра и без учета КОС. Как видно из таблицы, также как и в работе [9] для магических ядер, учет поляризуемости уменьшает $B(E1)$ (колонки 2 и 3), но это уменьшение (примерно в 3 раза) не такое большое, как в [9] для магических ядер (там — на порядок величины). Это можно объяснить спецификой учета спаривания, см. следующий раздел. 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. В работе [16] также выполнялся расчет вероятности перехода $B(E1)$ между первыми 3^-- и 2^+-фононами для изотопа ^{120}Sn и было получено хорошее согласие с экспериментом, однако для его достижения потребовалось смешивание одно- и двухфононной компонент волновых функций низкоэнергетических фононов, что означает выход за рамки предположения об однофононности изучаемых 3^-- и 2^+-уровней.

4.1. Специфика учета спаривания в рассматриваемой задаче

Представляет интерес оценить вклад графиков $M^{(1)-(8)}$ на рис. 2, включая прежде всего графики с аномальными ФГ.

Для этого приведена табл. 3. В ее столбцах указан вклад в полную амплитуду $M_{ss'}$ как суммарных протонных M^p и нейтронных M^n составляющих, так и отдельных групп графиков в нейтронную составляющую амплитуды перехода M^n. Видно, что сумма $M_{ss'} = M^p + M^n$ складывается из двух слагаемых с разными знаками, где M^p примерно в два раза больше, чем M^n. Отличие знаков отражает отличие знаков в затравочных кинематических зарядах $e_q^p = (A - Z)/Ae$ и $e_q^n = -Z/Ae$.

Таблица 2. Приведенные вероятности перехода между первыми 3^-- и 2^+-фононами $B(E1)$, e^2 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 $= 0$	$V = V_{\rm pol}$ КОС $= 0$	$V = e_q V^{(0)}$ КОС $\neq 0$	$V = V_{\rm pol}$ КОС $\neq 0$	Эксп.
^{118}Sn	0.00044	0.00011	0.00939	0.00202	0.0017 ± 0.0004
^{120}Sn	0.00044	0.00012	0.00901	0.00199	0.0020 ± 0.0001
^{122}Sn	0.00047	0.00014	0.00899	0.00199	0.0018 ± 0.0002
^{124}Sn	0.00041	0.00012	0.00785	0.00180	0.0020 ± 0.0002

Также видно, что величина вклада M^n_{58} на порядок больше вклада в M^n от двух других слагаемых с аномальными ФГ, что обусловлено близостью энергии $E1$-перехода к энергиям 2^+-фононов (см. табл. 1 и формулу (5)). Отличающийся от других нейтронных составляющих знак в M^n_{58} обусловлен фазой (см. формулу (8)).

На рис. 4 показаны рассчитанные функции $V^{n,p}(r)$. Хорошо заметна изовекторная природа поля $E1$: вершины V^p и V^n имеют противоположные фазы, хотя они и не полностью симметричны относительно нулевой линии раздела. Последнее отражает отсутствие полной изовекторности, которая реализуется лишь при $N = Z$. На рис. 4 точные вершины принимают большие значения при $r > R$ (R — радиус ядра), но это компенсируется в соответствующих интегралах V_{12} в (7) малыми значениями одночастичных волновых функций при $r > R$.

Вследствие изовекторности поля $V(r)$ протонная составляющая амплитуды перехода $M^{(12),p}$ и ее нейтронная составляющая $M^{(12),n}$ близки по величине, но противоположны по знаку. При этом спаривательная щель в протонных уровнях для магических по протонам изотопов олова пренебрежимо мала, и соответственно пренебрежимо малы вклады графиков $M^{(34)}$, $M^{(76)}$ и $M^{(58)}$ в протонную составляющую $M^p_{ss'}$. Так как $B(E1) \sim \sim (M^p + M^n)^2$, то нейтронная составляющая вклада графиков $M^{(58)}$ оказывает большое влияние на результирующую величину $B(E1)$, составляя около половины величины полной амплитуды перехода $M_{ss'}$ (табл. 3). Это еще раз показывает важность и эффективность самосогласования в расчетах полумагических ядер.

4.2. Учет спиновых составляющих в амплитуде рождения фононов

Как уже было сказано выше, амплитуда рождения фонона описывается суммой двух компонент со спинами $S = 0$ и $S = 1$, формула (11). Тогда, выделяя разные составляющие $g^s_{I_s 0}$ и $g^s_{I_s 1}$ и используя ряд формул для приведенного матричного элемента тензорного оператора, зависящего от спина [23], можно переписать формулу (7):

$$\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle = \sum_{123} \begin{Bmatrix} I_s & I_{s'} & L \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{Bmatrix} \times \tag{12}$$

$$\times V_{12} \Big(\langle 3||g^s_0||1\rangle \langle 2||g^{s'}_0||3\rangle + \langle 3||g^s_1||1\rangle \langle 2||g^{s'}_1||3\rangle -$$

$$- \langle 3||g^s_0||1\rangle \langle 2||g^{s'}_1||3\rangle - \langle 3||g^s_1||1\rangle \langle 2||g^{s'}_0||3\rangle \Big) \times$$

$$\times \Big[A^{(12)}_{123} + A^{(34)}_{123} +$$

$$+ (-1)^{L+I_s} A^{(76)}_{123} + (-1)^{L+I_{s'}} A^{(58)}_{123} \Big].$$

Результаты расчета вероятности перехода $B(E1)$ с учетом спиновой компоненты амплитуды рождения фонона приведены в табл. 4. Как можно видеть, учет спина заметно влияет на итоговую величину. Этот факт является одним из результатов данной работы. Характер же этого влияния нуждается в дальнейшем уточнении, так как учет спина явно улучшает согласие с экспериментом в случае ^{118}Sn и ^{122}Sn, но ухудшает в случае ^{120}Sn и ^{124}Sn. Можно предположить, что это может объясняться тем, что экспериментальные данные говорят о наличии примеси $M2$-переходов к непосредственно измеряемым величинам в экспериментах [22]. Однако, как уже упоминалось выше, в данных расчетах не учитывалось спин-орбитальное взаимодействие при решении уравнения для амплитуды рождения фонона, что также может послужить объяснением данного эффекта.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе с использованием самосогласованного подхода на основе функционала

Таблица 3. Вклад отдельных групп графиков (рис. 2) в полную амплитуду перехода $M_{ss'}$, см. формулу (9) (M^n, M^p — нейтронная и протонная составляющие амплитуды $M_{ss'}$, e фм)

Ядро	M^n					M^p	Полная $M_{ss'}$
	$M^{(12)}$	$M^{(34)}$	$M^{(76)}$	$M^{(58)}$	полная M^n	$M^{(12)}$	
^{118}Sn	−0.185	−0.008	−0.007	0.073	−0.126	0.245	0.119
^{120}Sn	−0.174	−0.006	−0.006	0.067	−0.119	0.237	0.118
^{122}Sn	−0.170	−0.004	−0.006	0.064	−0.116	0.234	0.118
^{124}Sn	−0.149	−0.001	−0.004	0.048	−0.107	0.219	0.112

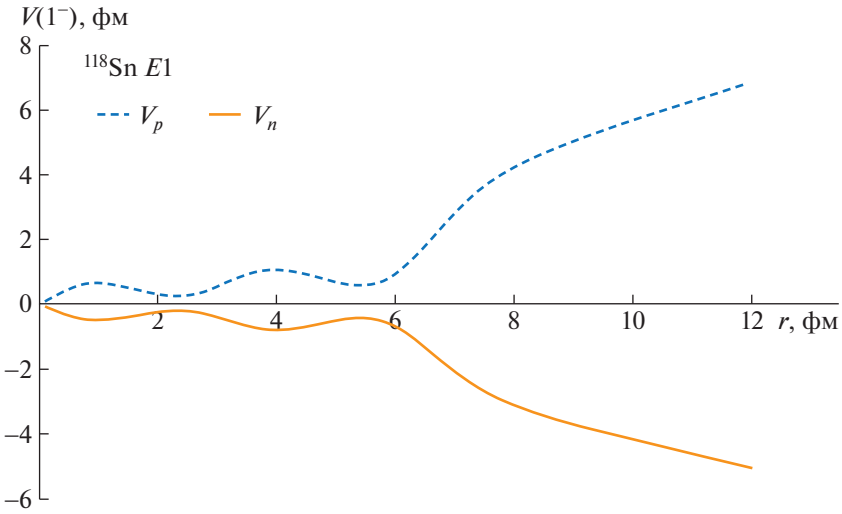

Рис. 4. Вершина $V(r)$ для $E1$-перехода в ^{118}Sn, рассчитанная в самосогласованной ТКФС.

плотности Фаянса DF3-a впервые рассчитаны вероятности $B(E1)$ изовекторных переходов в ряде изотопов олова. Как и в предыдущих работах [8–10], хорошее согласие с экспериментом достигается благодаря учету двух существенных эффектов: ядерной поляризуемости и трехквазичастичных корреляций в основном состоянии. Эти эффекты в значительной мере компенсируют друг друга, приводя к хорошему согласию с экспериментальными данными даже в таком чувствительном случае, как запрещенный в модели идеальных бозонов изовекторный $E1$-переход.

В рамках последовательной теории ангармонических эффектов [5, 7] получена общая формула, которая позволяет единообразно рассчитывать статические мультипольные моменты низколежащих возбужденных однофононных состояний и переходы между однофононными состояниями как в магических ядрах, так и в ядрах со спариванием в предположении, что эти состояния описываются, соответственно, методом хаотических фаз или квазичастичным методом хаотических фаз. Впервые найдена весьма специфическая роль отдельных слагаемых с аномальными ФГ в общей формуле для приведенной вероятности $E1$-перехода. Эти слагаемые по модулю составляют около половины величины полной амплитуды перехода $M_{ss'}$.

Таблица 4. Влияние учета спиновых составляющих в амплитуде рождения фонона на величину приведенной вероятности перехода $B(E1)$, e^2фм^2

Ядро	Без спина	Со спином	Эксп.
^{118}Sn	0.0020	0.0016	0.0017 ± 0.0004
^{120}Sn	0.0020	0.0016	0.0020 ± 0.0001
^{122}Sn	0.0020	0.0017	0.0018 ± 0.0002
^{124}Sn	0.0018	0.0015	0.0020 ± 0.0002

Получены указания на заметную роль в данной задаче спиновой составляющей амплитуды рождения фонона. Однако, поскольку спин-орбитальные силы не учитывались, эта проблема далека от полного решения. Можно надеяться что роль неучтенных эффектов не должна быть значительной и это подтверждается разумным согласием для вероятностей переходов между однофононными состояниями в табл. 2.

Важным результатом работы является использование самосогласования при анализе двух основных составляющих в расчетах вероятностей пе-

реходов $B(E1)$ между однофононными состояниями — поляризуемости ядра и трехквазичастичными корреляциями в основном состоянии. Несмотря на неполноту такого самосогласования, очевидно, что такой подход обладает значительной предсказательной силой, поскольку в нем не используется никаких подгоночных параметров.

Авторы признательны Л.И. Говору за интерес к работе и обсуждение экспериментальных данных. Расчеты частично выполнены на ВК НИЦ КИ.

Настоящее исследование финансировалось Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 19-32-90186.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. П. Камерджиев, О. И. Ачаковский, С. В. Толоконников, М. И. Шитов, ЯФ **82**, 320 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 366 (2019)].
2. В. Г. Соловьев, *Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы* (Энергоатомиздат, Москва, 1989).
3. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1965; Wiley, N. Y., 1967).
4. P. Ring and J. Speth, Nucl. Phys. A **235**, 315 (1974).
5. V. A. Khodel and E. E. Saperstein, Phys. Rep. **92**, 183 (1982).
6. V. I. Tselyaev, Phys. Rev. C **75**, 024306 (2007).
7. В. А. Ходель, ЯФ **24**, 704 (1976) [Sov. J. Nucl. Phys. **24**, 367 (1976)].
8. D. Voitenkov, S. Kamerdzhiev, S. Krewald, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, Phys. Rev. C **85**, 054319 (2012).
9. 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)].
10. С. П. Камерджиев, Д. А. Войтенков, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, Письма в ЖЭТФ **108**, 155 (2018) [JETP Lett. **108**, 155 (2018)].
11. А. В. Смирнов, С. В. Толоконников, С. А. Фаянс, ЯФ **48**, 1661 (1988) [Sov. J. Nucl. Phys. **48**, 995 (1988)].
12. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
13. С. В. Толоконников, Э. Е. Саперштейн, ЯФ **73**, 1731 (2010) [Phys. At. Nucl. **73**, 1684 (2010)].
14. С. П. Камерджиев, А. В. Авдеенков, Д. А. Войтенков, ЯФ **74**, 1509 (2011) [Phys. At. Nucl. **74**, 1478 (2011)].
15. А. В. Авдеенков, С. П. Камерджиев, ЯФ **62**, 563 (1999) [Phys. At. Nucl. **62**, 563 (1999)].
16. V. Yu. Ponomarev, Ch. Stoyanov, N. Tsoneva, and M. Grinberg, Nucl. Phys. A **635**, 470 (1998).
17. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **79**, 703 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 1030 (2016)].
18. S. A. Fayans, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **568**, 523 (1994).
19. R. H. Spear, At. Data Nucl. Data Tables **42**, 55 (1989).
20. https://www.nndc.bnl.gov/ensdf
21. Л. И. Говор, А. М. Демидов, О. К. Журавлев, И. В. Михайлов, Е. Ю. Шкуратова, ЯФ **54**, 330 (1991) [Sov. J. Nucl. Phys. **54**, 196 (1991)].
22. Л. И. Говор, А. М. Демидов, И. В. Михайлов, ЯФ **53**, 3 (1991) [Sov. J. Nucl. Phys. **53**, 1 (1991)].
23. О. Бор, Б. Моттельсон, *Структура атомного ядра* (Мир, Москва, 1971), т. 1.

SELF-CONSISTENT CALCULATIONS OF TRANSITION PROBABILITIES BETWEEN ONE-PHONON 3_1^-- AND 2_1^+-STATES IN Sn ISOTOPES

M. I. Shitov[1)], D. A. Voitenkov[2)], S. P. Kamerdzhiev[1)], S. V. Tolokonnikov[1)]

[1)] *National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*
[2)] *JSC "Science and Innovations", Moscow, Russia*

The self-consistent method to study second-order anharmonic effects, formulated within the framework of nuclear many-body quantum theory, is used for the first time for calculations of probabilities of transitions between low-lying one-phonon states in nuclei with pairing. The approach used includes accounting for: 1) self-consistency between the mean field and effective interaction based on the use of the energy density functional method with the known parameters of Fayans functional DF3-a, 2) the so-called three-quasiparticle correlations in the ground state and 3) nuclear polarizability effects. In this work, $E1$-transitions between one-phonon 3_1^-- and 2_1^+-states in semi-magic tin isotopes $^{118-124}$Sn have been calculated. Good agreement with experiment has been obtained. It is shown that three-quasiparticle correlations in the ground state give a significant contribution to the value under study. The specificity of this problem in nuclei with pairing and effects of the spin components of the phonon creation amplitude are considered.