

# Микроскопическое описание эффектов связи с фононами в магических и полумагических ядрах

Доклад по материалам Диссертации

Соискатель: Шитов Михаил Игоревич

Научный руководитель: Камерджиев Сергей Павлович, доктор физико-математических наук, профессор

# Публикации по материалам исследований:

- 1. Самосогласованное описание  $EL$ -переходов между однофононными состояниями в магических ядрах / С. П. Камерджиев [и др.] // **Письма в ЖЭТФ**. — 2017. — т. 106, No 3. — с. 132—137.
- 2. Результаты микроскопической самосогласованной теории квазичастично-фононного взаимодействия в ядрах / С. П. Камерджиев [и др.] // **Ядерная физика**. — 2019. — т. 82, No 4. — с. 320—338.
- 3. Камерджиев С. П., Шитов М. И. Ангармонические эффекты 3-го порядка в ядерной квантовой теории многих тел // **Письма в ЖЭТФ**. — 2019. — т. 109, No 1. — с. 65—71.
- 4. Камерджиев С. П., Шитов М. И. Ангармонические эффекты второго и третьего порядков в рамках квантовой теории многих тел // **Физика элементарных частиц и атомного ядра**. — 2019. — т. 50, No 5. — с. 515—626.
- 5. Камерджиев С. П., Шитов М. И. Ангармонические эффекты в теории конечных ферми-систем // **Ядерная физика**. — 2020. — т. 83, No 1. — с. 47—53.
- 6. Kamerdzhiev S. P., Shitov M. I. Microscopic theory of pygmy- and giant resonances: accounting for complex  $1p1h \otimes phonon$  configurations // **EPJA**. — 2020. — Vol. 56. — P. 265—275.
- 7. Kamerdzhiev S. P., Shitov M. I. Microscopic Model for Taking into Account Complex Configurations for Pygmy and Giant Resonances // **Physics of Atomic Nuclei**, — 2021. — Vol. 84, no. 5. — P. 649—659.
- 8. Kamerdzhiev S. P., Shitov M. I. New Equation for the Vertex of Theory of Finite Fermi-Systems: Accounting for Phonon Coupling // **Physics of Atomic Nuclei**, — 2021. — Vol. 84, no. 6. — P. 804—816.
- 9. Самосогласованные расчеты вероятностей перехода между однофононными  $31$ - и  $2+1$  -состояниями в изотопах Sn / М. И. Шитов [и др.] // **Ядерная физика**. — 2022. — т. 85, No 1. — с. 1—8.

# Основные результаты работы докладывались на конференциях:

1. «Results of the microscopic self-consistent theory of quasiparticle-phonon interaction in nuclei» - Международная научная конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (ЯДРО-2018), Воронеж.
2. «Second- and third - order anharmonic effects within the quantum many-body theory» - 15-ый Международный семинар по электромагнитным взаимодействиям ядер (ЕМИН-2018), Москва.
3. «Anharmonic effects in theory of finite fermi- systems» - Международный семинар "Infinite and Finite Nuclear Matter" (INFINUM-2019) (Дубна).
4. «Self-consistent calculations of transitions between the first one-phonon  $2+$  and  $3-$  states in Sn isotopes» - LXX Международная конференция «Ядро–2020», Санкт-Петербург.
5. «On the microscopic pygmy- and giant resonances theory accounting for complex  $1p1h \otimes$  phonon configurations» - LXX Международная конференция «Ядро–2020», Санкт-Петербург.
6. «The role of spin-spin forces in calculations of transition probabilities between the first one-phonon states» - LXXI Международная конференция «Ядро–2021», Санкт-Петербург.
7. «Microscopic theory of pygmy- and giant resonances: accounting for complex  $1p1h \otimes$  phonon and two-phonon configurations» - LXXI Международная конференция «Ядро–2021», Санкт-Петербург.

# Актуальность

- Микроскопические подходы к описанию характеристик ядер сегодня востребованы, во-первых, в связи с активно двигающейся экспериментальной работой, во-вторых, для нужд астрофизики, где необходимы данные по тысячам изотопов, значительную часть которых сложно и дорого описывать феноменологическими методами.
- Важнейшими требованиями к такой теории становится самосогласованность и учет квазичастично-фононного взаимодействия (КФВ), что обеспечивает высокую предсказательную силу и «тонкость» описания.
- Задача учета КФВ подробно обсуждалась в теории и имеет богатую историю развития, однако существует большое пространство для улучшения существующих подходов. Мы уверены, что развитие в рамках последовательного метода многих тел, прежде всего, метода квантовых функций Грина (ФГ) на базе обобщения самосогласованной Теории Конечных Ферми-Систем (ТКФС) является многообещающим подходом. Это есть общая цель наших работ

В. Г. Соловьев, *Теория атомного ядра: Квазичастицы и фононы*, Энергоатомиздат, М. 1989.

А.Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, 2-е изд, Наука, М. 1983;

В.А. Ходель, ЯФ **24**, 704 (1976).

V.A. Khodel, E.E. Saperstein, Phys. Rep. **92**, 183 (1982).

С. П. Камерджиев, ЯФ **38**, 316(1983).

В.И. Целяев, ЯФ **50**, 1252 (1989).

S. Kamerdzhiev, J. Speth, G. Tertychny, Phys. Rep. 393, 1 (2004).

С. В. Толоконников, Э. Е. Саперштейн, ЯФ **70**, 1731 (2010).

С. П. Камерджиев, А. В. Авдеенков, Д. А. Войтенков, ЯФ **74**, 1509 (2011).

Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **79**, 703 (2016).

# Положения, выносимые на защиту

- 1. Показано, что величина приведенных вероятностей  $E2$ -переходов между низколежащими однофононными состояниями в магических ядрах и  $E1$ -переходов между низколежащими однофононными состояниями как в магических, так и в полумагических ядрах определяется **суммой ( $E2$ )** или **разностью ( $E1$ )** двух количественно больших эффектов — **поляризуемостью ядра и трехквaziчастичными корреляциями в основном состоянии**. Получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными [1; 9]
- 2. В рамках квантовой теории многих тел выполнен общий анализ ангармонических эффектов 3-го порядка как для магических ядер, так и для ядер со спариванием и предсказано существование новых эффектов [2–4].
- 3. Выполнено последовательное обобщение самосогласованной теории конечных ферми систем на область энергий пигми- и гигантских резонансов с целью вывода обобщенного уравнения для вершины, которая определяет поляризуемость ядра. Получены **три варианта** такого уравнения, которые, кроме  $1p1h$ -конфигураций, содержат либо только **сложные  $1p1h \otimes$  фонон**, либо **( $1p1h \otimes$  фонон + двухфононные)** – конфигурации [6-8].

# План доклада

- Глава 1. Общие положения ТКФС.....7-10
- Глава 2. Ангармонические эффекты второго и третьего порядков.....11-23
  - Ангармонические эффекты второго порядка в магических ядрах
  - Ангармонические эффекты второго порядка в полумагических ядрах
  - Ангармонические эффекты третьего порядка
  - Примесь двухфононных состояний к амплитуде рождения фонона
- Глава 3. Квазичастично-фононное взаимодействие в области ПДР и ГМР .....24-34
  - Учет  $1p1h \otimes$  фонон конфигураций
  - Микроскопическая модель учета двухфононных конфигураций
  - Учет двухфононных конфигураций
  - Характеристики ПДР и ГМР
- Заключение.....35

# Общие положения Теории Конечных Ферми-Систем

- Ядерная квантовая теория многих тел (метод функций Грина)
- Активное использование диаграммных техник
- Малый параметр  $g^2$

$$\alpha = \frac{|\langle 1 || g_s || 2 \rangle|^2}{(2j_1 + 1)\omega_s^2} < 1$$

- Уравнения для вершины и амплитуды рождения фонона в поле:

➤ Уравнение для эффективного поля

$$\hat{V}(\omega) = e_q \hat{V}_0(\omega) + \hat{F} \hat{A}(\omega) \hat{V}(\omega)$$

➤ Амплитуда рождения фонона в поле

$$\hat{g}_s(\omega) = \hat{F} \hat{A}(\omega) \hat{g}_s(\omega)$$

➤ где

$$A(\omega) = \int G_q(\varepsilon + \omega/2) G_q(\varepsilon - \omega/2) d\varepsilon / (2\pi i)$$

означает частично-дырочный пропагатор, а  $G_q(\varepsilon)$  — квазичастичная функция Грина.

# ЭФП и Квазичастично-Фононные поправки

- Учет  $g^2$  членов методом фононного тэдпола

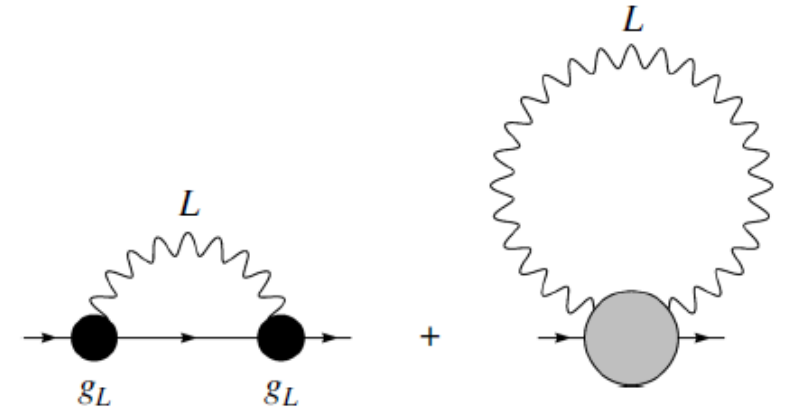
➤ Одночастичные энергии находятся из уравнения

$$\left( \varepsilon - H_0 - \delta\Sigma^{\text{PC}}(\varepsilon) \right) \phi = 0,$$

➤ где  $H_0$  — квазичастичный гамильтониан в приближении среднего поля со спектром  $\varepsilon_\lambda$ , а  $\delta\Sigma^{\text{PC}}$  — КФВ-поправка к квазичастичному массовому оператору.

- Все низколежащие фононы, которые мы рассматриваем, имеют естественную четность. Вершина  $g_L$  в таком случае является суммой двух компонент со спинами  $S=0$  и  $S=1$

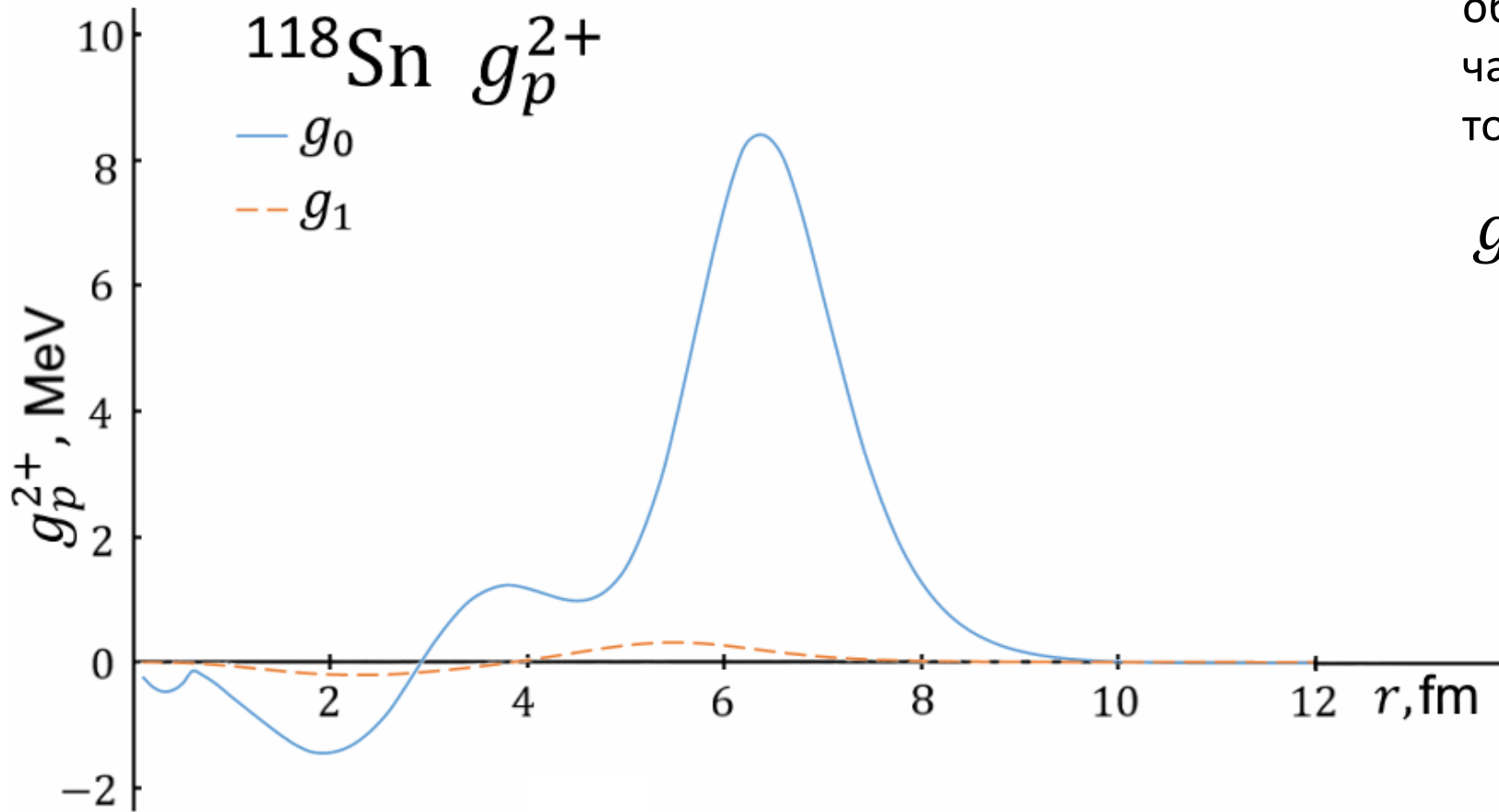
$$g_s = g_{I_s 0}^s Y_{I_s M} + g_{I_s 1}^s [\mathbf{Y}_{I_s} \otimes \boldsymbol{\sigma}]_{I_s M}$$



КФВ-поправка к массовому оператору. Серый кружок обозначает неполюсной (tadpole) член.



# Фононы



Для всех фононов с высокой степенью коллективности  $g_1^S$  обычно незначительно, потому чаще всего мы используем только первую часть выражения:

$$g_s = g_{I_S 0}^S Y_{I_S M}$$

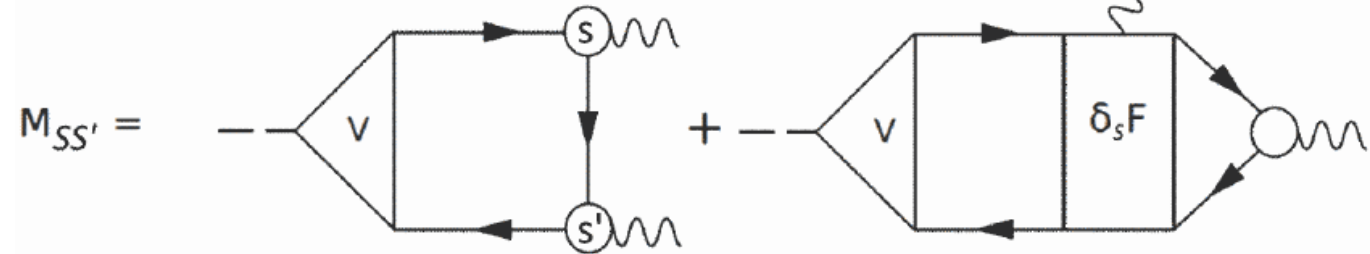
# Самосогласование

- В нашем подходе мы используем только хорошо известный набор параметров ЭФП Фаянса с параметрами DF3-а. Параметры подогнаны для оптимального описания масс и радиусов ядер от  $^{40}\text{Ca}$  до  $^{208}\text{Pb}$ .
  - Среднее поле (основное состояние) определяется первой производной функционала по ядерной плотности.
  - Эффективное  $pp$ - и  $pn$ -взаимодействие определяется второй производной функционала.

# Ангармонические эффекты второго порядка в магических ядрах [1, 4]

- Амплитуда перехода между однофононными состояниями в ядрах без спаривания

$$M_{ss'} = VGg_sGg_{s'}G + \underbrace{VGG\delta_sFGGg_{s'}}_{\text{незначительно}^*}$$



$$M_{ss'} = M_{ss'}^{(1)} + M_{ss'}^{(2)} = \sum_{123} [V_{12}(g_{31}^s)^* g_{23}^{s'} A_{123}^{(1)} + V_{12} g_{31}^{s'} (g_{23}^s)^* A_{123}^{(2)}],$$

Здесь введены обозначения:  $\langle 1 || V || 2 \rangle = V_{12}$  и т.д.

Нижние индексы –  
одночастичные квантовые числа  $l=(n_1; j_1; l_1; m_1)$

- Пропагатор  $A_{123}^{(1)}$  – интеграл от трех функций Грина

$$A_{123}^{(1)}(\omega_s, \omega_{s'}) = \int G_1(\varepsilon)G_2(\varepsilon + \omega)G_3(\varepsilon + \omega_s)d\varepsilon, \quad A_{123}^{(2)}(\omega_s, \omega_{s'}) = A_{123}^{(1)}(-\omega_{s'}, -\omega_s).$$

- Вероятность перехода  $B(EL)(I_s \rightarrow I_{s'})$  с энергией  $\omega = \omega_s - \omega_{s'}$ :

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

В.А. Ходель, ЯФ **24**, 704 (1976).

\*D. A. Voitenkov [et al.] ,Physical Review C. **85** P. 054319. 2012

где  $\langle I_s \parallel M_L \parallel I_{s'} \rangle = \sum_{123} \left\{ \begin{matrix} I_s & I_{s'} & L \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{matrix} \right\} V_{12} g_{31}^s g_{23}^{s'} [A_{123}^{(1)}(\omega_s, \omega_{s'}) + (-1)^{(I_s + I_{s'} + L)} A_{213}^{(1)}(-\omega_{s'}, -\omega_s)].$

$$\begin{aligned} [A_{123}^{(1)}(\omega_s, \omega_{s'}) + (-1)^{(I_s + I_{s'} + L)} A_{213}^{(1)}(-\omega_{s'}, -\omega_s)] &= [(1 - n_1)(1 - n_2)n_3 - n_1n_2(1 - n_3)] \times \\ &\times \left( \frac{1}{(\varepsilon_{31} - \omega_s)(\varepsilon_{32} - \omega_{s'})} + \frac{1}{(\varepsilon_{31} + \omega_s)(\varepsilon_{32} + \omega_{s'})} \right) + \\ &+ [n_1(1 - n_2)(1 - n_3) - (1 - n_1)n_2n_3] \times \frac{2(\varepsilon_{12}\varepsilon_{13} + \omega\omega_s)}{(\varepsilon_{12}^2 - \omega^2)(\varepsilon_{13}^2 - \omega_s^2)} + \\ &+ [n_2(1 - n_1)(1 - n_3) - (1 - n_2)n_1n_3] \times \frac{2(\varepsilon_{21}\varepsilon_{23} - \omega\omega_{s'})}{(\varepsilon_{21}^2 - \omega^2)(\varepsilon_{23}^2 - \omega_{s'}^2)}, \end{aligned}$$

**КОС**

где  $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_i - \varepsilon_j$ .

Сравнение с аналогичной задачей, решавшейся в рамках Квазичастично-фононной модели Соловьева\*, показывает наличие дополнительных слагаемых, т.н. трехвзаичастичных Корреляций в Основном Состоянии(КОС)

# Результаты для магических ядер

**Таблица 1.** Характеристики однофоновных состояний

Ядро	Уровень	$\omega_{exp}$ (МэВ)	$\omega_{th}$ (МэВ)	$B(EL)\uparrow_{exp} (e^2\text{фм}^{2L})$	$B(EL)\uparrow_{th} (e^2\text{фм}^{2L})$
$^{132}\text{Sn}$	2+	4.041	4.327	$1.396 \cdot 10^3$	$1.03 \cdot 10^3$
	3-	4.351	4.572	$> 5.071 \cdot 10^4$	$1.29 \cdot 10^5$
	5-	4.942	5.884	-	$2.269 \cdot 10^7$
$^{208}\text{Pb}$	2+	4.085	4.747	$3.18 \cdot 10^3$	$1.89 \cdot 10^3$
	3-	2.614	2.684	$6.12 \cdot 10^5$	$7.09 \cdot 10^5$
	5-	3.197	3.306	$4.47 \cdot 10^5$	$2.97 \cdot 10^8$

- Хорошее согласие с экспериментом для **E1 перехода** получено благодаря **разности двух больших эффектов** – эффекта поляризуемости и учета КОС :

Приведенные вероятности переходов  $B(EL) \downarrow, e^2 \text{фм}^{2L}$  (экспериментальные данные взяты из [1])

$EL$	Переход	Ядро	Теор.	Эксп.
$E1 \downarrow$	$3_1^- \rightarrow 2_1^+$	$^{132}\text{Sn}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$> 2.8 \cdot 10^{-4}$
	$2_1^+ \rightarrow 3_1^-$	$^{208}\text{Pb}$	$9.5 \cdot 10^{-4}$	$(7.9 \pm 2.7) \cdot 10^{-4}$
$E2 \downarrow$	$5_1^- \rightarrow 3_1^-$	$^{132}\text{Sn}$	25.7	$24.3 \pm 1.2$
	$5_1^- \rightarrow 3_1^-$	$^{208}\text{Pb}$	18.8	$27.9 \pm 1.5$

1. [<http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>].

# Ангармонические эффекты второго порядка в полумагических ядрах [9]

**Новизна:** Недиагональность, Правильная амплитуда рождения фонона и Спаривание

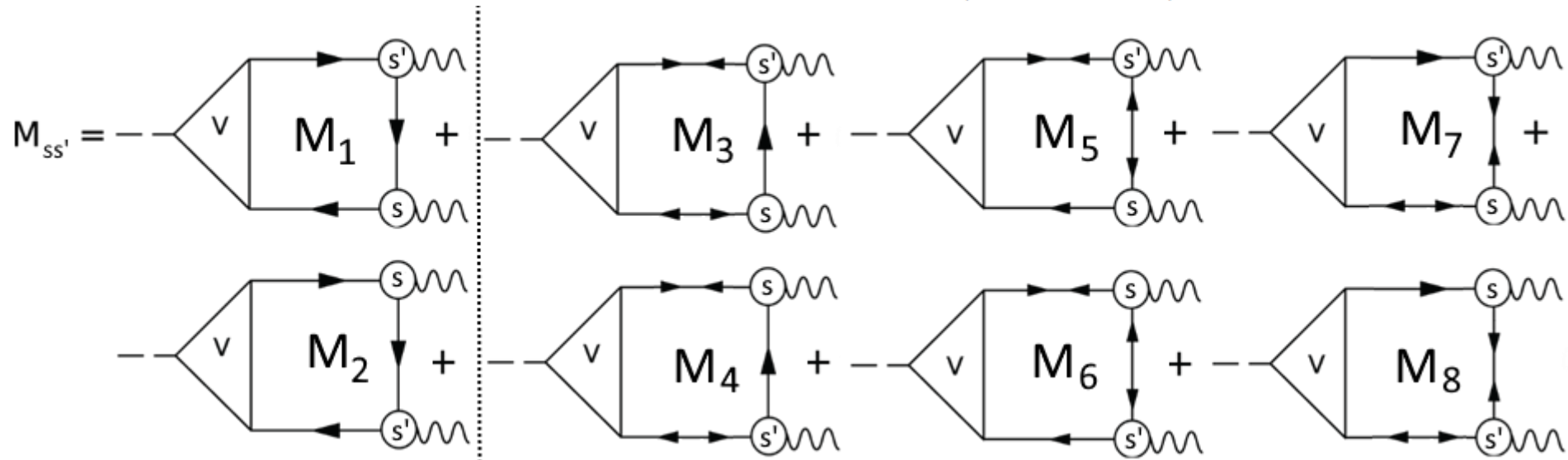
- В ядрах со спариванием мы должны дополнить нашу картину графиками, содержащими интегралы от четырех функций Грина  $G$ ,  $G^h$ ,  $F^{(1)}$ ,  $F^{(2)}$ :

$$G_1(\varepsilon) = G_1^h(-\varepsilon) = \frac{u_1^2}{\varepsilon - E_1 + i\delta} + \frac{v_1^2}{\varepsilon + E_1 - i\delta},$$

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

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

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



# Вероятность $B(E_L)$ перехода

- Приведенная вероятность перехода  $I_s \rightarrow I_{s'}$  с энергией  $\omega = \omega_{s'} - \omega_s$ :

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

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

$$\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle = \sum_{123} \left\{ \begin{matrix} I_s & I_{s'} & L \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{matrix} \right\} V_{12} g_{31}^s g_{23}^{s'} \left[ A_{123}^{(12)} + A_{123}^{(34)} + (-1)^{L+I_s} A_{123}^{(76)} + (-1)^{L+I_{s'}} A_{123}^{(58)} \right]$$

- Здесь  $\langle 1 || V || 2 \rangle = V_{12}$ ,  $\langle 3 || g^s || 1 \rangle = g_{31}^s$  и  $\langle 2 || g^{s'} || 3 \rangle = g_{23}^{s'}$ ,

$$M_{ss'} = M_{ss'}^{(12)} + M_{ss'}^{(34)} + M_{ss'}^{(76)} + M_{ss'}^{(58)}$$

В предельном случае  $s' = s$ , формула может быть применена для расчета мультипольных моментов

- Величины  $A_{ik} = A_i + A_k$  представляют собой суммы пропагаторов-интегралов от трех ФГ, соответствующих графикам на слайде 15

$$A_{123}^{(12)} = A_{123}^{(1)} + A_{123}^{(2)} = \frac{2(E_{13}E_{23} + \omega_s\omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)}(u_1^2u_2^2v_3^2 - v_1^2v_2^2u_3^2) +$$

$$\frac{2(E_{32}E_{12} + \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)(E_{12}^2 - \omega^2)}(u_1^2v_2^2u_3^2 - v_1^2u_2^2v_3^2) + \frac{2(E_{31}E_{21} - \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)}(v_1^2u_2^2u_3^2 - u_1^2v_2^2v_3^2)$$

KOC

$$A_{123}^{(34)} = A_{123}^{(3)} + A_{123}^{(4)} =$$

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

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

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

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

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



- Характеристики однофононных состояний,  $\omega$  (МэВ) и  $B \uparrow (EL) (e^2 \text{ фм}^{2L})$

Ядро	$\omega_3$	$\omega_3^{\text{exp}}$	$B \uparrow (E3)$	$B \uparrow (E3)^{\text{exp}}$	$\omega_2$	$\omega_2^{\text{exp}}$	$B \uparrow (E2)$	$B \uparrow (E2)^{\text{exp}}$
$^{118}\text{Sn}$	3.072	2.324	0.106	0.115(10)	1.217	1.229	0.172	0.208(9)
$^{120}\text{Sn}$	3.069	2.400	0.112	0.115(15)	1.241	1.171	0.152	0.200(4)
$^{122}\text{Sn}$	3.112	2.492	0.107	0.092(10)	1.290	1.140	0.158	0.192(4)
$^{124}\text{Sn}$	3.208	2.602	0.103	0.073(10)	1.350	1.131	0.147	0.165(6)

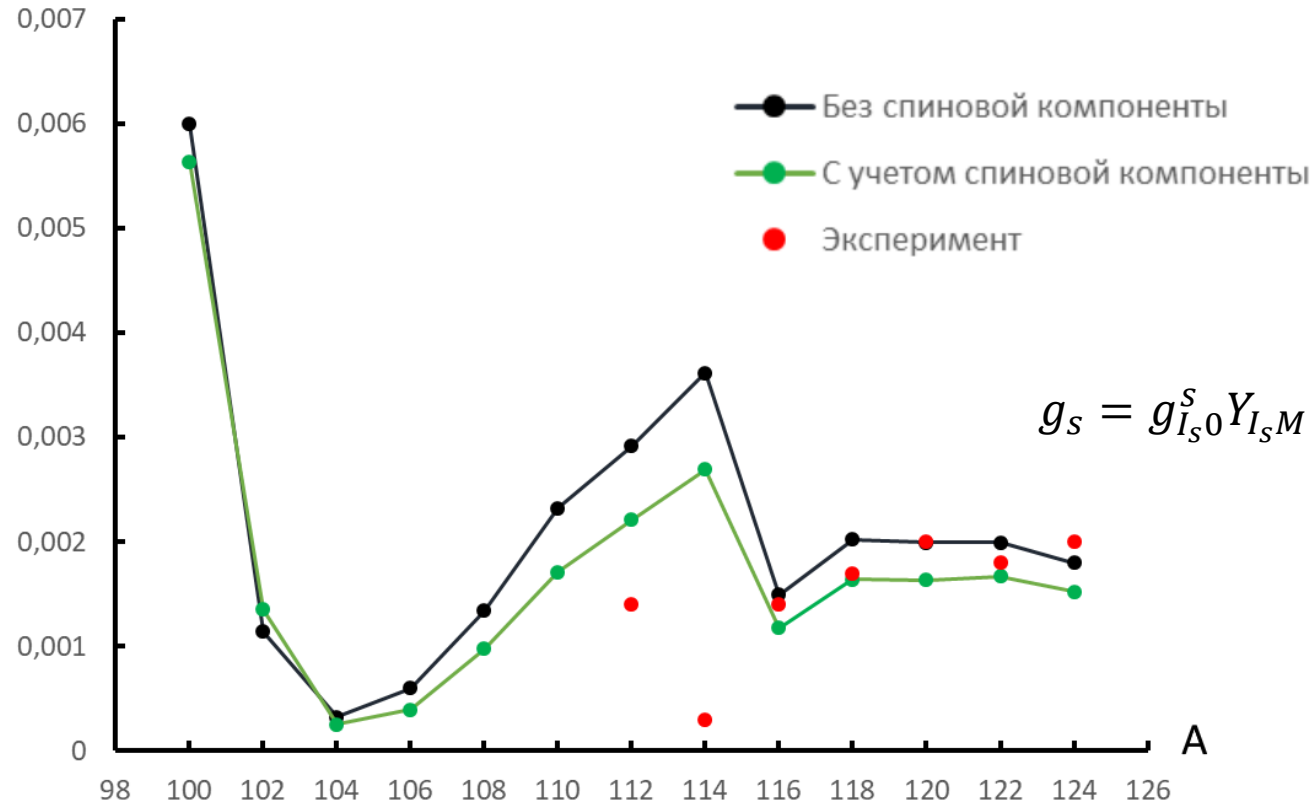
- Вероятность перехода между однофононными состояниями  $B \downarrow (EL) (e^2 \text{ фм}^2)$

Ядро	Теория	Эксп.
$^{118}\text{Sn}$	0,00202	$0,0017 \pm 0,0004$
$^{120}\text{Sn}$	0,00199	$0,0020 \pm 0,0001$
$^{122}\text{Sn}$	0,00199	$0,0018 \pm 0,0002$
$^{124}\text{Sn}$	0,00180	$0,0020 \pm 0,0002$

- Искомая величина вероятности определяется **разницей двух больших эффектов** – эффекта поляризуемости и учета КОС
- Графики со спариванием обеспечивают до половины результирующей величины

# Результаты расчетов с учетом спиновой компоненты:

$B(E1) e^2fm^2$



$$g_s = g_{I_s 0}^s Y_{I_s M}$$

$$g_s = g_{I_s 0}^s Y_{I_s M} + g_{I_s 1}^s [Y_{I_s} \otimes \sigma]_{I_s M}$$

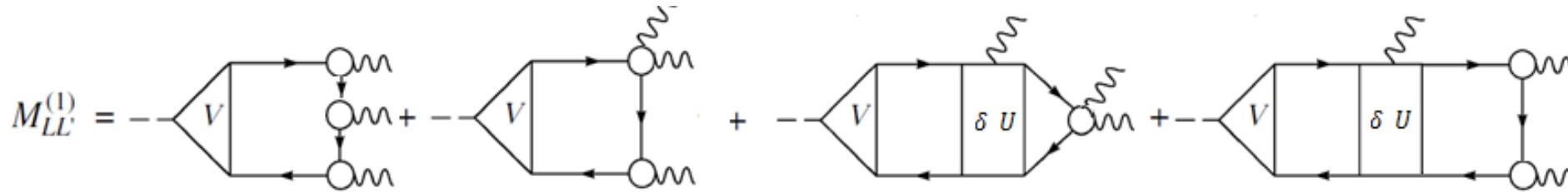
$$g_s = g_{I_s 0}^s Y_{I_s M}$$

- Учет спиновой компоненты усложняет расчеты, однако он не улучшает результаты.

Приведенные вероятности  $B(E1) (3_1^- \rightarrow 2_1^+) e^2fm^2$  переходов между первыми возбужденными состояниями в изотопах олова с учетом спиновой составляющей амплитуды рождения фонона

# Ангармонические эффекты третьего порядка [2, 3, 4]

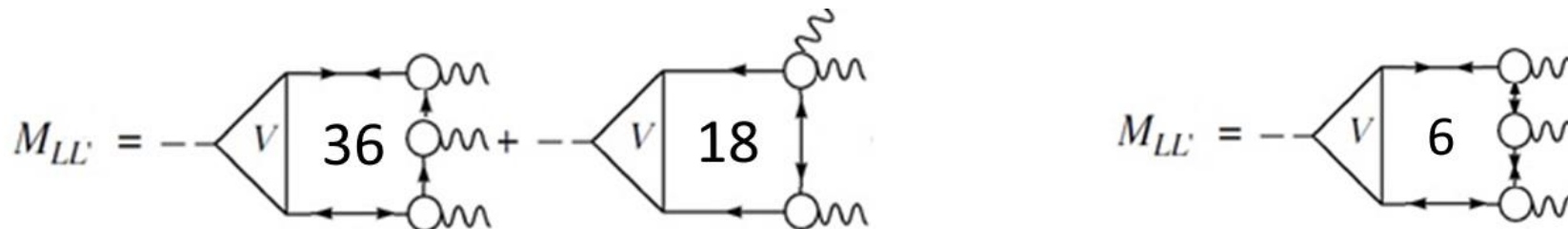
- Для ангармонизмов третьего порядка по аналогии с предыдущими работами мы получаем следующий набор графиков:



- Вклад **третьего и четвертого** членов можно считать **незначительным**
- Диаграммы второго типа отвечают за **эффект тэдпола**
- **Новизна**: Правильная амплитуда рождения фонона и **Спаривание**

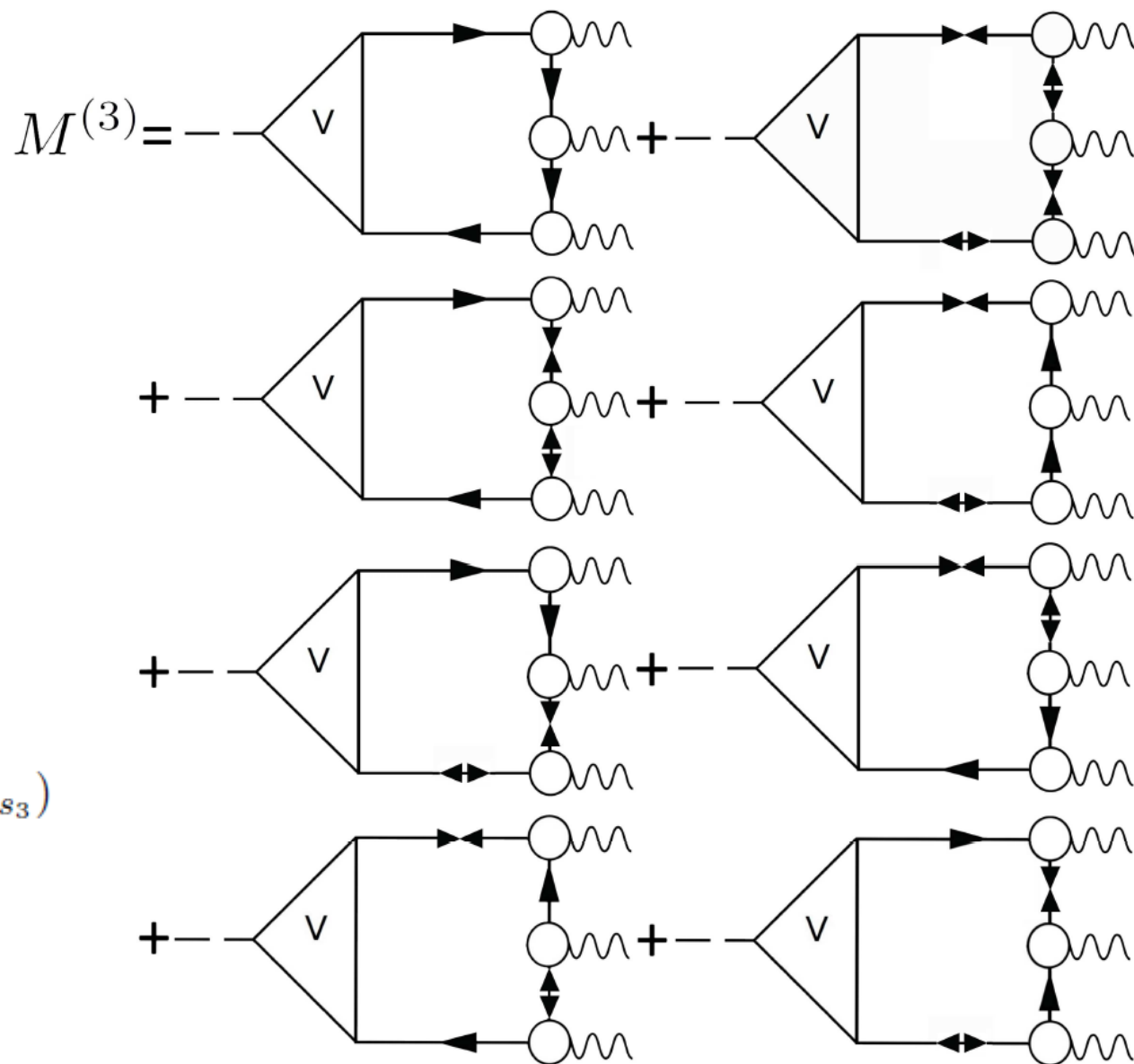
Для обобщения метода на ядра со спариванием, необходимо учесть аномальные ФГ

- Это добавляет нам **36 диаграмм** с двумя аномальными ФГ, **18 диаграмм** с тэдполом, и еще **6 диаграмм** с 3 аномальными ФГ



- Пренебрегая графиками с  $\delta U$ , а так же не учитывая пока эффект тэдпола, мы получаем **48 графиков**(учитывая перестановки фононов)
- В таком случае общее выражение для амплитуды перехода:

$$M^{(3)} = \sum_{i=1-48,1234} V_{12} g_{13}^{s_1} g_{34}^{s_2} g_{42}^{s_3} A_{1234}^{(i)}(\omega, \omega_{s_1}, \omega_{s_2}, \omega_{s_3})$$



Аналогичная задача решалась в рамках КФМ Соловьева\*, для расчета **вероятности перехода между двухфононным и однофононным уровнями**. Для сравнения методов мы получили величину амплитуды перехода в этом случае. В полученной формуле выделены части, совпадающие с формулой (10) в работе \*. **Новые слагаемые обозначены как [GSC] и [uvvv]**

Четырехквaziчастичные КОС

$$\langle [s_1 \times s_2]_{I_3} \parallel M^{(3)} \parallel s_4 \rangle = \sum_{1234} V_{12} g_{13}^{s_1} g_{34}^{s_2} g_{42}^{s_3} \times \sum_J (-1)^J (u_1^2 v_2^2 v_3^2 u_4^2 + v_1^2 u_2^2 u_3^2 v_4^2 + b_{1234} + [GSC] + [uvvv]) \cdot \left\{ \begin{matrix} j_2 & j_1 & L \\ j_4 & j_3 & I_4 \\ I_2 & I_1 & J \end{matrix} \right\} \times \left[ \left( \frac{1}{(E_{13} + \omega_1)(E_{24} + \omega_2)(E_{34} + \omega_4)} + \frac{1}{(E_{13} - \omega_1)(E_{24} - \omega_2)(E_{34} - \omega_4)} \right) \times \delta_{I_3 J} + \left( \frac{1}{(E_{13} + \omega_1)(E_{24} - \omega_2)(E_{34} - \omega_4)} + \frac{1}{(E_{13} - \omega_1)(E_{24} + \omega_2)(E_{34} + \omega_4)} \right) \times (2J + 1) \cdot \left\{ \begin{matrix} L & I_4 & I_3 \\ I_1 & I_2 & J \end{matrix} \right\} \right] +$$

• Где введено обозначение

$$u_{12}^+ u_{13}^+ u_{24}^+ u_{43}^+ = u_1^2 v_2^2 v_3^2 u_4^2 + v_1^2 u_2^2 u_3^2 v_4^2 + \frac{\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3 \Delta_4}{2E_1 E_2 E_3 E_4} + C_{12} = \frac{\Delta_1 \Delta_2}{2E_1 E_2}$$

$$C_{12}(u_3^2 v_4^2 + v_3^2 u_4^2) + C_{13}(u_2^2 v_4^2 + v_2^2 u_4^2) + C_{14}(u_2^2 v_3^2 + v_2^2 u_3^2) +$$

$$C_{23}(u_1^2 v_4^2 + v_1^2 u_4^2) + C_{24}(u_1^2 v_3^2 + v_1^2 u_3^2) + C_{34}(u_1^2 v_2^2 + v_1^2 u_2^2)$$

$$\equiv u_1^2 v_2^2 v_3^2 u_4^2 + v_1^2 u_2^2 u_3^2 v_4^2 + b_{1234}$$

\*V.Yu. Ponomarev et al. Nucl. Phys. A **635**, 470(1998)

- Эта формула полностью идентична результатам полученным в КФВ модели, если **не учитывать** следующие эффекты:
  - **Четырехквaziчастичные КОС** с коэффициентами Боголюбова  $u^2u^2v^2v^2$
  - Несколько **(8) аналогичных членов** с коэффициентами Боголюбова  $u^2v^2v^2v^2$  and  $v^2u^2u^2u^2$ , описывающих конфигурации с 1 квазичастицей над ферми барьером, и тремя под ним
  - Графики с **эффектом тэдпола**
  - Графики второго и третьего типа, содержащие производные эффективного взаимодействия
- Конечно, возможно что эти эффекты компенсируют друг друга.

- КОС только для первого слагаемого ( при множителе  $\delta_{I_3J}$ )

КОС

$$\begin{aligned}
 & \left( \frac{1}{(E_{13} + \omega_1)(E_{24} + \omega_2)(E_{34} + \omega_4)} + \frac{1}{(E_{13} - \omega_1)(E_{24} - \omega_2)(E_{34} - \omega_4)} + \frac{1}{(E_{13} + \omega_1)(E_{24} + \omega_2)(E_{12} + \omega)} + \right. \\
 & \quad \left. \frac{1}{(E_{13} - \omega_1)(E_{24} - \omega_2)(E_{12} - \omega)} \right) \left[ u_1^2 v_2^2 v_3^2 u_4^2 + v_1^2 u_2^2 u_3^2 v_4^2 + b_{1234} \right] + \\
 & \left( \frac{1}{(E_{14} + \omega_2 - \omega)(E_{23} + \omega_1 - \omega)(E_{34} + \omega_4)} + \frac{1}{(E_{14} - \omega_2 + \omega)(E_{23} - \omega_1 + \omega)(E_{34} - \omega_4)} + \right. \\
 & \quad \left. + \frac{1}{(E_{14} - \omega_2 + \omega)(E_{23} - \omega_1 + \omega)(E_{12} + \omega)} + \frac{1}{(E_{14} + \omega_2 - \omega)(E_{23} + \omega_1 - \omega)(E_{12} - \omega)} \right) \cdot \\
 & \quad \cdot \left[ u_1^2 v_2^2 u_3^2 v_4^2 + v_1^2 u_2^2 v_3^2 u_4^2 + b_{1234} \right] + \\
 & \left( \frac{1}{(E_{14} + \omega_2 - \omega)(E_{23} + \omega_1 - \omega)(E_{24} + \omega_2)} + \frac{1}{(E_{14} - \omega_2 + \omega)(E_{23} - \omega_1 + \omega)(E_{24} - \omega_2)} + \right. \\
 & \quad \left. + \frac{1}{(E_{14} - \omega_2 + \omega)(E_{23} - \omega_1 + \omega)(E_{13} - \omega_1)} + \frac{1}{(E_{14} + \omega_2 - \omega)(E_{23} + \omega_1 - \omega)(E_{13} + \omega_1)} \right) \cdot \\
 & \quad \cdot \left[ u_1^2 u_2^2 v_3^2 v_4^2 + v_1^2 v_2^2 u_3^2 u_4^2 + b_{1234} \right] + \\
 & \left( \frac{1}{(E_{14} - \omega_2 + \omega)(E_{12} + \omega)(E_{13} + \omega_1)} + \frac{1}{(E_{14} + \omega_2 - \omega)(E_{12} - \omega)(E_{13} - \omega_1)} \right) \left[ u_1^2 v_2^2 v_3^2 v_4^2 + v_1^2 u_2^2 u_3^2 u_4^2 + b_{1234} \right] + \\
 & \left( \frac{1}{(E_{12} + \omega)(E_{23} - \omega_1 + \omega)(E_{24} + \omega_2)} + \frac{1}{(E_{12} - \omega)(E_{23} + \omega_1 - \omega)(E_{24} - \omega_2)} \right) \left[ v_1^2 u_2^2 v_3^2 v_4^2 + u_1^2 v_2^2 u_3^2 u_4^2 + b_{1234} \right] + \\
 & \left( \frac{1}{(E_{13} + \omega_1)(E_{23} + \omega_1 - \omega)(E_{34} + \omega_4)} + \frac{1}{(E_{13} - \omega_1)(E_{23} - \omega_1 + \omega)(E_{34} - \omega_4)} \right) \left[ v_1^2 v_2^2 u_3^2 v_4^2 + u_1^2 u_2^2 v_3^2 u_4^2 + b_{1234} \right] + \\
 & \left( \frac{1}{(E_{14} + \omega_2 - \omega)(E_{24} + \omega_2)(E_{34} + \omega_4)} + \frac{1}{(E_{14} - \omega_2 + \omega)(E_{24} - \omega_2)(E_{34} - \omega_4)} \right) \left[ v_1^2 v_2^2 v_3^2 u_4^2 + u_1^2 u_2^2 u_3^2 v_4^2 + b_{1234} \right]
 \end{aligned}$$

- В связи с активным развитием экспериментальной базы в области ПДР и ГМР, **появляются новые вопросы** к микроскопической теории, например объяснение загиба радиационной силовой функции в области 1-3 МэВ, описание M1 резонанса в  $^{208}\text{Pb}$  и др.
- Особенно следует отметить также проблему **описания тонкой структуры ПДР и ГМР, в которой важны любые детали теории, приводящие к перераспределению силы.**
- Большая работа была проделана в области описания **характеристик основного и нескольких низколежащих коллективных состояний** на основе самосогласованного метода на базе энергетического функционала плотности (ЭФП) Фаянса группой из КИ. Во всех случаях была показана **большая роль квазичастично-фононного взаимодействия (КФВ)**. Важной причиной этих успехов по мнению авторов было использование квантового метода многих тел в **формализме функций Грина (ФГ)**.
- С физической точки зрения задача понимаема, но только в принципе: необходимо надежно учитывать квазичастично-фононное взаимодействие (КФВ) в дополнение к стандартным методам хаотических фаз (МХФ) или квазичастичным МХФ.
- **Нашей целью было разработать последовательный метод, основанный на самосогласованной ТКФС, который позволит работать во всем энергетическом диапазоне, учитывая эффекты КФВ не только в частично-дырочном пропагаторе, но и в иных величинах в рамках формализма Функций Грина.**



# Некоторые ранние результаты для учета квазичастично-фононного взаимодействия

- Уравнения для вершины и амплитуды рождения фонона в поле, определяются уравнениями ТКФС:

➤ Уравнение для эффективного поля

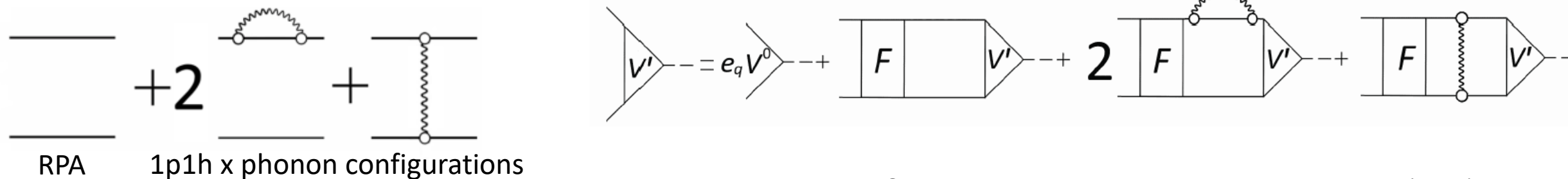
$$\hat{V}(\omega) = e_q \hat{V}_0(\omega) + \hat{F} \hat{A}(\omega) \hat{V}(\omega)$$

➤ Амплитуда рождения фонона в поле

$$\hat{g}_s(\omega) = \hat{F} \hat{A}(\omega) \hat{g}_s(\omega)$$

- Самосогласование** обеспечено **методом ЭФП Фаянса**, в рамках которого среднее поле определяется первой производной функционала, а эффективное взаимодействие  $F$  второй производной того же функционала.

- Диаграммы отвечающие простейшему  $ph$ -пропагатору с учетом **квазичастично-фононного взаимодействия\***:



ТКФС+КФВ

Kamerdzhev S. P., Tkachev V. N. , Physics Letters B **142**, 225 (1984)

Tselyaev V. I. , Physical Review C **75** P. 024306 (2007)--QTBA

# $g^2$ -поправка для вершины $V$

- Нашей целью было включить **квазичастично фононное взаимодействие непосредственно в ТКФС-уравнение для вершины  $V$** .
- $\tilde{V} = V + \Delta V(g, V)$ :
  - $\Delta V = 2gGD\delta V + \delta^2VD$ , выражения для  $\delta V$  и  $\delta^2V$  через свободные члены [6]
  - $\Delta V = \delta^2VD$ , точное выражение для  $\delta V$  и  $\delta^2V$  [7]
  - $\Delta V = 2gGD\delta V + \delta^2VD$ , точное выражение для  $\delta V$  и  $\delta^2V$  [8]

$$\Delta V = 2 \left( \text{triangle with wavy line on left side} \right) + \left( \text{triangle with wavy line on top side} \right)$$

Где  $G$  и  $D$  – функции Грина квазичастицы и фонона  
 $\delta V$  и  $\delta^2V$  есть первая и вторая вариации вершины в поле фонона

# Выражения для вариации вершины

- Величины  $\delta V$  и  $\delta^2 V$  получаются варьированием уравнения для вершины:

$$\delta^{(1)} V = \delta^{(1)} F A V + F \delta^{(1)} A V + F A \delta^{(1)} V,$$

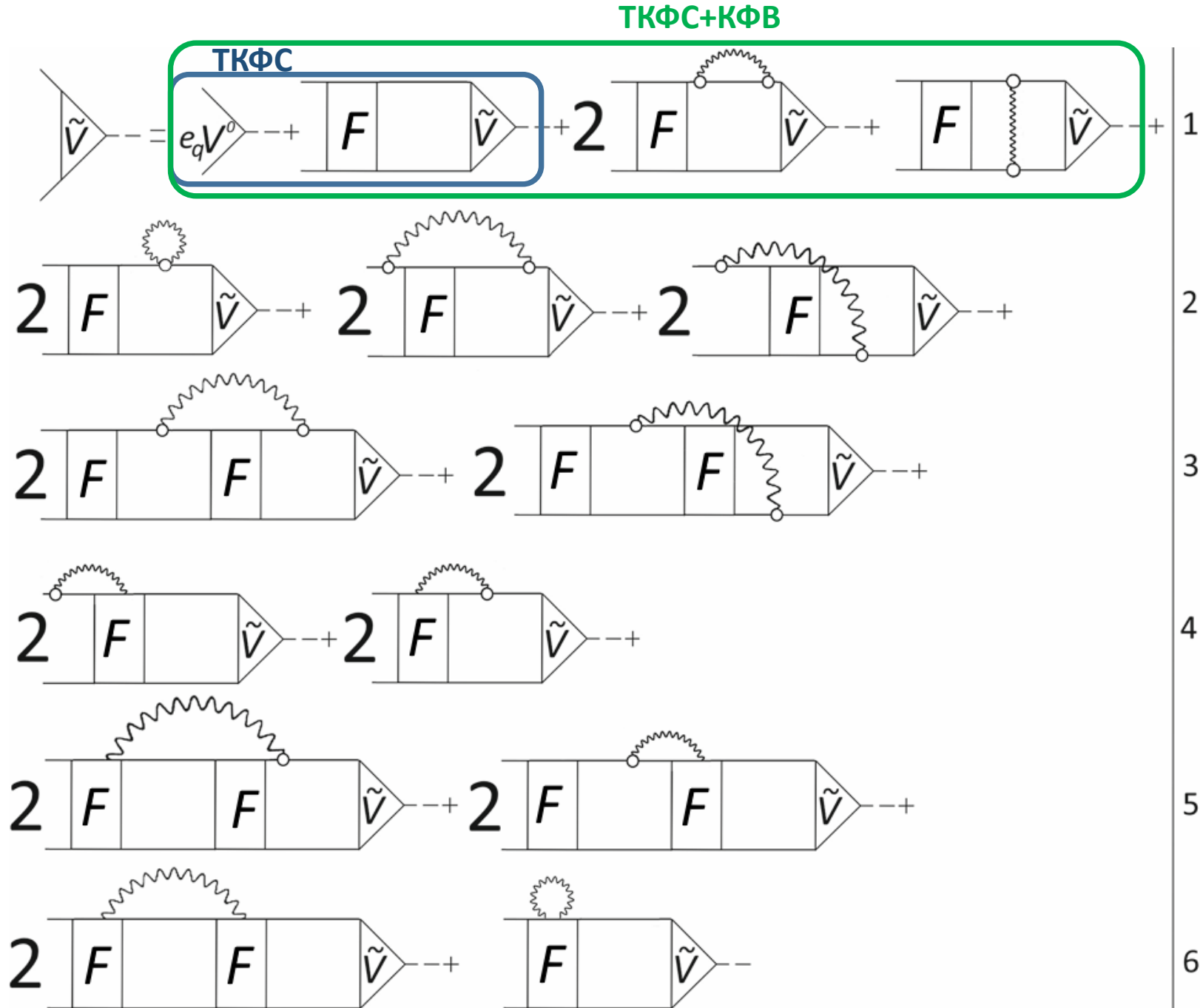
$$\begin{aligned} \delta^{(2)} V = \delta^{(1)} \delta^{(1)} V = & F \delta^{(2)} A V + 2 \delta^{(1)} F \delta^{(1)} A V + 2 \delta^{(1)} F A \delta^{(1)} V \\ & + 2 F \delta^{(1)} A \delta^{(1)} V + \delta^{(2)} F A V + F A \delta^{(2)} V \end{aligned}$$

- В работе [6] величины  $\delta V$  и  $\delta^2 V$  учитывались приближённо, а именно только свободные члены уравнения.
- В работах [7,8] использовалось точное выражение с  $\Gamma$  (полная амплитуда взаимодействия **в ТКФС**)

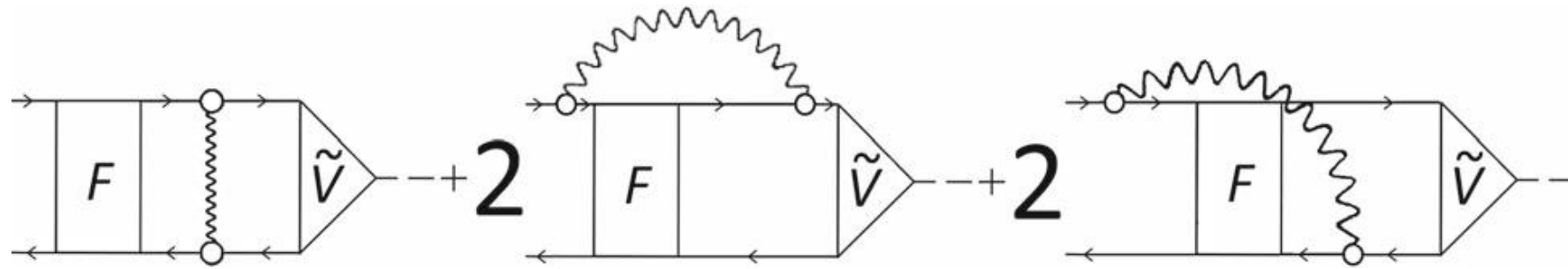
$$\delta^{(1)} V = d\Gamma A V + \Gamma \delta A V$$

$$\begin{aligned} \delta^{(2)} V = & \Gamma \delta^{(2)} A V + 2d\Gamma \delta A V + 2d\Gamma A \delta^{(1)} V + \\ & 2\Gamma \delta A \delta^{(1)} V + d^{(2)} \Gamma A V, \end{aligned}$$

- Для приближения свободных членов было получено полное выражение для вершины  $V$ :



# Индуцированное взаимодействие $F_{ind}$



- Как можно видеть из рисунка,  $\tilde{V}_n^2$  содержит новые индуцированные взаимодействия по сравнению со старой моделью, содержащий только первый график ( $V_{12}^{ph1}$ ). Вызванные обменом фононами в pp-канале и во втором ph-канале, эти взаимодействия могут быть обозначены как  $V_{12}^{pp}$  и  $V_{12}^{ph2}$ .

- Новые индуцированные взаимодействия **зависят от  $\epsilon_1$** . Физически это может быть обусловлено процессом, в котором исходная ph-пара может породить, не следующую пару, как в обычном RPA, а фонон, с которым будет взаимодействовать другая пара

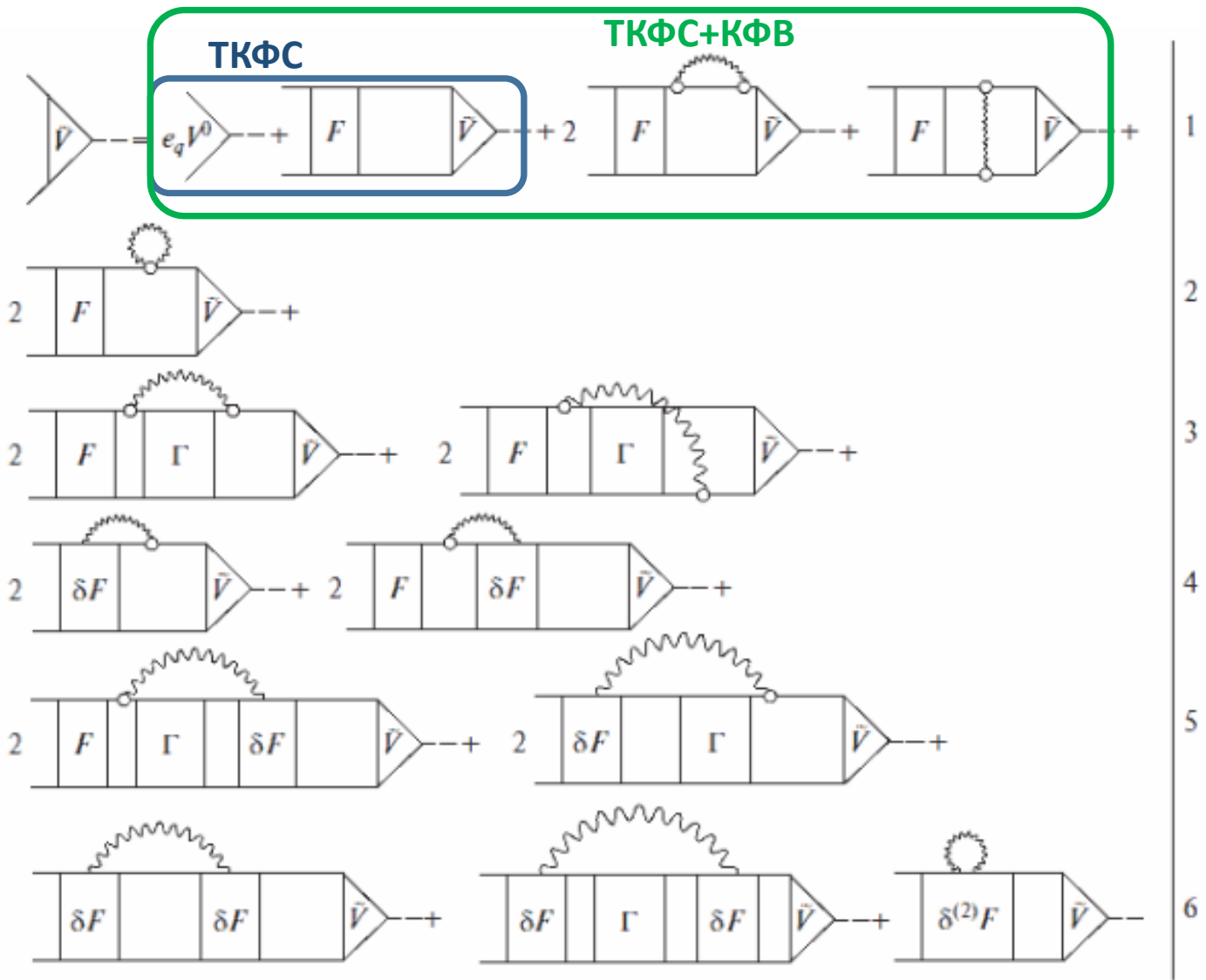
$$\tilde{V}_{12}^{ph1} = \sum_{3465,s} F_{1243} g_{35} g_{65} \tilde{V}_{56} I_{3456,s}^{(2)}(\omega)$$

$$\tilde{V}_{12}^2(\epsilon_1, \omega) = \tilde{V}_{12}^{ph2}(\epsilon_1, \omega) + \tilde{V}_{12}^{pp}(\epsilon_1, \omega),$$

$$\tilde{V}_{12}^{ph2}(\epsilon_1, \omega) = \sum_{3465,s} g_{13} g_{46} F_{3254} \tilde{V}_{65} I_{3465,s}^{(1)}(\epsilon_1, \omega),$$

$$\tilde{V}_{12}^{pp}(\epsilon_1, \omega) = \sum_{3465,s} g_{13} g_{65} F_{3254} \tilde{V}_{46} I_{3465,s}^{(2)}(\epsilon_1, \omega),$$

# Микроскопическая модель учета сложных конфигураций в ПДР и ГМР [7]

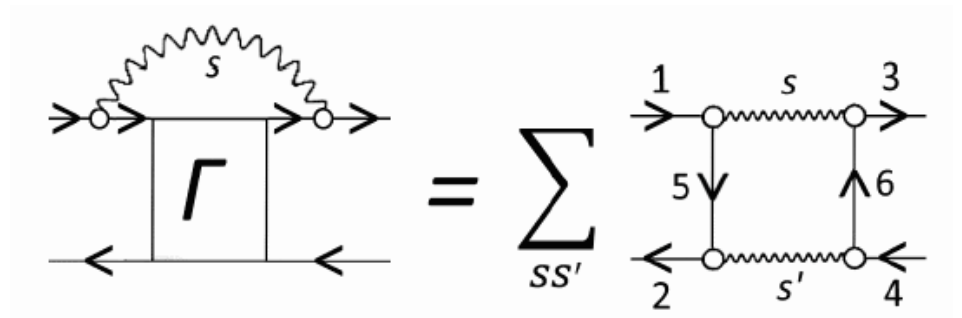


- Используем только главную поправку к вершине:

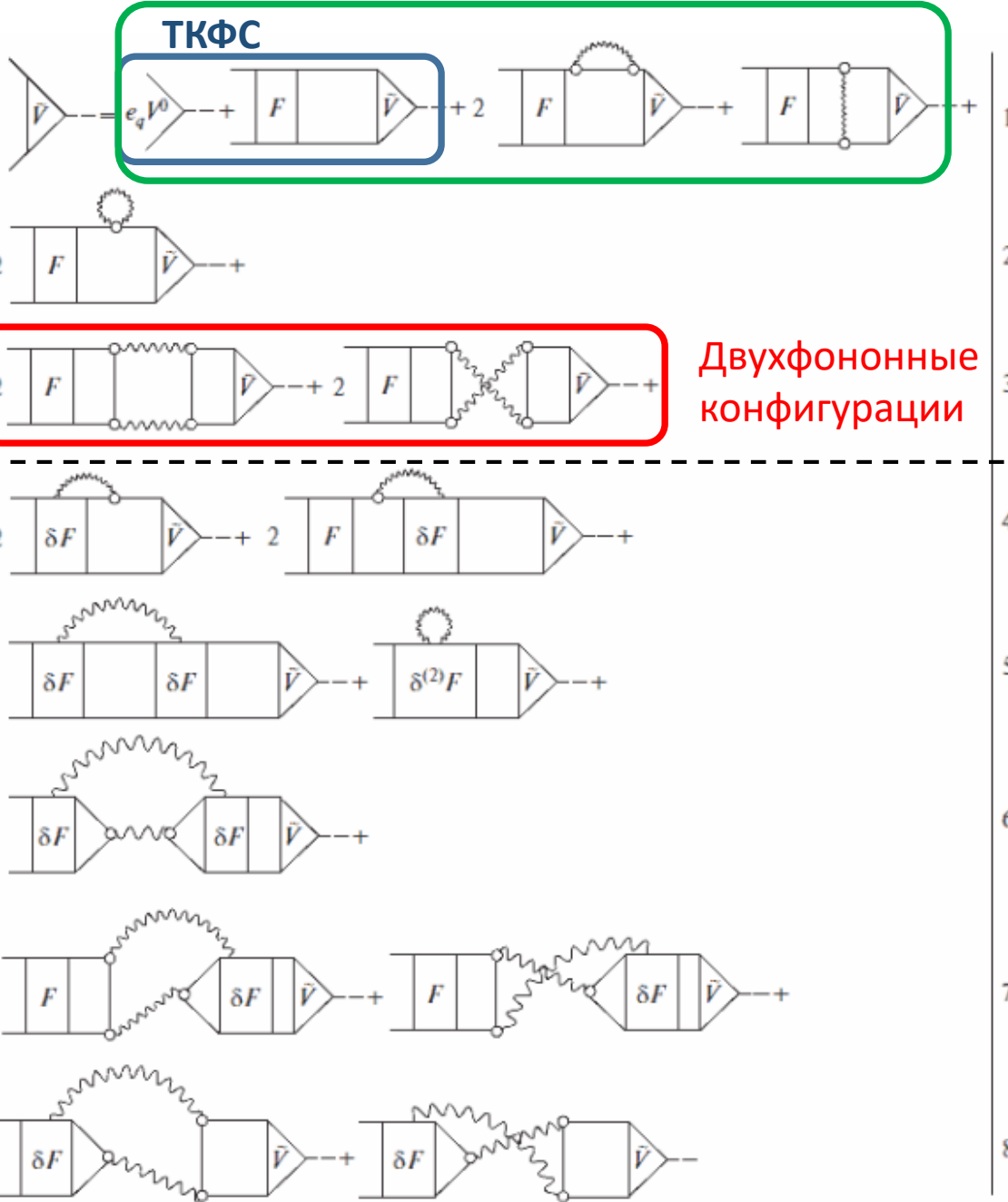
$$\Delta V = \delta^2 V D$$

- Используем точные выражения для  $\delta V$  и  $\delta^2 V$  через полную амплитуду  $\Gamma$
- Наличие **амплитуды  $\Gamma$**  дает возможность ввести **двухфононные конфигурации**, если воспользоваться разложением по фононам:

$$\Gamma(\omega) = \sum_s \frac{g^s g^{s*}}{\omega - \omega_s},$$



ТКФС



Двухфононные конфигурации

## Уравнение для вершины

Полученные результаты включают в себя предыдущие подходы, и дополняют их рядом новых эффектов:

- **Динамический эффект тэдпола** в строке 2
- Графики отвечающие **новым двухфононным конфигурациям**, строка 3
- Все графики в линиях 4-8 представляют собой **новые члены по сравнению с Приближением Временной Блокировки(ПБВ)**.
- Графики в линиях 4 и 5 содержат поправки порядка  $g^2$ , обеспечивая появление **новых 1р1h ⊗ фонон-конфигураций**.
- Графики в линиях 6-8 содержат двухфононные конфигурации, и пропорциональны  $g^4$ .
- Все графики в строках 4-8 содержат члены, пропорциональные  $\delta F$ ,  $(\delta F)^2$  или  $\delta^{(2)}F$ . Которое может быть выражено в терминах амплитуды **трехквaziчастичного эффективного взаимодействия  $W$** :
 
$$\delta_s F = W G g_s G$$
- Как известно роль этого взаимодействия невелика, так что мы можем полагать что количественная роль слагаемых в строках 4-8 невелика.

Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. (1965).

Kamerdzhev S. P., Tkachev V. N., Physics Letters B **142**, 225 (1984)  
Tselyaev V. I., Physical Review C **75** P. 024306 (2007)--QTBA

# Наблюдаемые характеристики ПДР и ГМР

Для получения формул для энергий и вероятностей переходов между основным и **конкретным** возбужденным состояниями, обобщаем метод стандартной ТКФС

$$\tilde{V} = e_q V^0 + F \bar{A} \tilde{V}$$

Здесь обобщенный пропагатор

$$\bar{A}_{1234} = [A + A' + A^t + A^{2phon} + A(\delta_s F) (+A^r)]_{1234}$$

где **НОВЫЕ**  $A^t + A^{2phon} + A(\delta_s F)$  – пропагатор обобщенной модели и (не опубликовано) добавлен пропагатор  $A^r$  от регулярной части амплитуды  $\Gamma$

Тогда в рассматриваемой нами области  $\omega = \omega_n$  вершина  $\tilde{V}$  имеет вид

$$\tilde{V} = \frac{\chi^n}{\omega - \omega_n} + \tilde{V}^r,$$

где  $\omega_n$  — энергия рассматриваемого возбужденного состояния,  $\chi_n$  — вычет в этом полюсе

и уравнение для матрицы плотности имеет вид:

$$\delta\rho_{12} = \delta\rho_{12}^0 + A_{1234} F_{3456} \delta\rho_{56}$$

где  $\delta\rho_{12}^0 = A_{1234} e_q V_{12}^0$

➤ Вероятности переходов между основным и возбужденным состояниями.

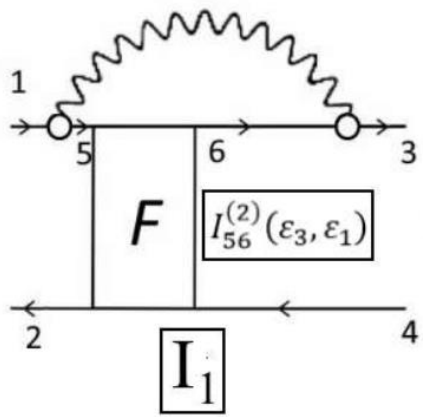
$$W_{0n} = \frac{(e_q V^0 \bar{A} \chi^n)^2}{(-\chi^n \frac{d\bar{A}}{d\omega} \chi^n)}$$

Для областей энергий, для которых невозможно исследовать конкретные собственные энергии состояний используется силовая функция

$$S(\omega, \Delta) = \frac{dB(EL)}{d\omega} = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_{12} e_q V_{12}^0 \rho_{21}(\omega + i\Delta)$$



## Фонон-обменное взаимодействие – первый график третьей строки



$$I_1 = \int G_1(\epsilon_1)G_2(\epsilon_1 - \omega)I_{56}(\epsilon_1, \epsilon_3)G_3(\epsilon_3)G_4(\epsilon_3 - \omega)d\epsilon_1d\epsilon_3 = \int [G_1(\epsilon_1)G_2(\epsilon_1 - \omega)I_{56}(\epsilon_1, \epsilon_3)d\epsilon_1] \frac{G_3(\epsilon_3) - G_4(\epsilon_3 - \omega)}{\epsilon_{34} - \omega}d\epsilon_3$$

$$I_{56}^{(2)}(\epsilon_3, \epsilon_1) = \int G_5(\epsilon_1 - \omega_1)G_6(\epsilon_3 - \omega_1)D_s(\omega_1)d\omega_1$$

$$I_1 = \frac{1}{\epsilon_{34} - \omega} \left[ \frac{n_1(1-n_2)(1-n_3)(1-n_5)n_6}{(\epsilon_{12} - \omega)(\epsilon_{15} - \omega_s)(\epsilon_{13} - \epsilon_{56})} + \frac{n_1(1-n_2)(1-n_3)n_5(1-n_6)}{(\epsilon_{12} - \omega)(\epsilon_{13} - \epsilon_{56})(\epsilon_{63} - \omega_s)} + \frac{n_1(1-n_2)n_3(1-n_5)(1-n_6)}{(\epsilon_{12} - \omega)(\epsilon_{15} - \omega_s)(\epsilon_{63} + \omega_s)} + \frac{(1-n_1)n_2n_3n_5(1-n_6)}{(\epsilon_{12} - \omega)(\epsilon_{15} + \omega_s)(\epsilon_{13} - \epsilon_{56})} \right.$$

$$\left. - \frac{(1-n_1)n_2(1-n_3)(1-n_5)n_6}{(\epsilon_{12} - \omega)(\epsilon_{13} - \epsilon_{56})(\epsilon_{63} + \omega_s)} + \frac{(1-n_1)n_2(1-n_3)n_5n_6}{(\epsilon_{12} - \omega)(\epsilon_{15} + \omega_s)(\epsilon_{63} - \omega_s)} + \frac{(1-n_1)n_2(1-n_3)(1-n_5)n_6}{(\epsilon_{21} + \omega)(\epsilon_{23} + \omega - \epsilon_{56})(\epsilon_{25} + \omega - \omega_s)} + \frac{(1-n_1)n_2(1-n_3)n_5(1-n_6)}{(\epsilon_{21} + \omega)(\epsilon_{23} + \omega - \epsilon_{56})(\epsilon_{63} - \omega_s)} \right.$$

$$+ \frac{(1-n_1)n_2n_3(1-n_5)(1-n_6)}{(\epsilon_{21} + \omega)(\epsilon_{25} + \omega - \omega_s)(\epsilon_{63} + \omega_s)} + \frac{n_1(1-n_2)n_3n_5(1-n_6)}{(\epsilon_{21} + \omega)(\epsilon_{23} + \omega - \epsilon_{56})(\epsilon_{25} + \omega + \omega_s)} + \frac{n_1(1-n_2)n_3(1-n_5)n_6}{(\epsilon_{21} + \omega)(\epsilon_{23} + \omega - \epsilon_{56})(\epsilon_{63} + \omega_s)} + \frac{n_1(1-n_2)(1-n_3)n_5n_6}{(\epsilon_{21} + \omega)(\epsilon_{25} + \omega + \omega_s)(\epsilon_{63} - \omega_s)}$$

$$+ \frac{n_1n_2n_3(1-n_5)n_6}{(\epsilon_{15} - \omega_s)(\epsilon_{63} + \omega_s)(\epsilon_{25} + \omega - \omega_s)} + \frac{(1-n_1)(1-n_2)(1-n_3)n_5(1-n_6)}{(\epsilon_{15} + \omega_s)(\epsilon_{63} - \omega_s)(\epsilon_{25} + \omega + \omega_s)} - \frac{(1-n_1)(1-n_2)n_3n_5(1-n_6)}{(\epsilon_{13} - \epsilon_{56})(\epsilon_{23} + \omega - \epsilon_{56})(\epsilon_{63} + \omega_s)} - \frac{n_1n_2(1-n_3)(1-n_5)n_6}{(\epsilon_{13} - \epsilon_{56})(\epsilon_{23} + \omega - \epsilon_{56})(\epsilon_{63} - \omega_s)}$$

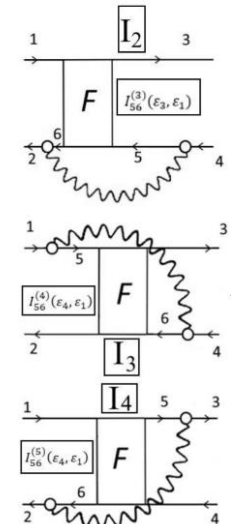
$$- \frac{(1-n_1)(1-n_2)(1-n_3)n_5n_6}{(\epsilon_{15} + \omega_s)(\epsilon_{25} + \omega + \omega_s)(\epsilon_{63} - \omega_s)} - \frac{n_1n_2n_3(1-n_5)(1-n_6)}{(\epsilon_{15} - \omega_s)(\epsilon_{25} + \omega - \omega_s)(\epsilon_{63} + \omega_s)} - \frac{n_1(1-n_2)(1-n_4)(1-n_5)n_6}{(\epsilon_{12} - \omega)(\epsilon_{15} - \omega_s)(\epsilon_{14} - \omega - \epsilon_{56})} - \frac{n_1(1-n_2)(1-n_4)n_5(1-n_6)}{(\epsilon_{12} - \omega)(\epsilon_{14} - \omega - \epsilon_{56})(\epsilon_{64} - \omega - \omega_s)}$$

$$- \frac{n_1(1-n_2)n_4(1-n_5)(1-n_6)}{(\epsilon_{12} - \omega)(\epsilon_{15} - \omega_s)(\epsilon_{64} - \omega + \omega_s)} - \frac{(1-n_1)n_2n_4n_5(1-n_6)}{(\epsilon_{12} - \omega)(\epsilon_{15} + \omega_s)(\epsilon_{14} - \omega - \epsilon_{56})} - \frac{(1-n_1)n_2(1-n_4)(1-n_5)n_6}{(\epsilon_{12} - \omega)(\epsilon_{14} - \omega - \epsilon_{56})(\epsilon_{64} - \omega + \omega_s)} - \frac{(1-n_1)n_2(1-n_4)n_5n_6}{(\epsilon_{12} - \omega)(\epsilon_{15} + \omega_s)(\epsilon_{64} - \omega - \omega_s)}$$

$$- \frac{(1-n_1)n_2(1-n_4)(1-n_5)n_6}{(\epsilon_{21} + \omega)(\epsilon_{24} - \epsilon_{56})(\epsilon_{25} + \omega - \omega_s)} - \frac{(1-n_1)n_2(1-n_4)n_5(1-n_6)}{(\epsilon_{21} + \omega)(\epsilon_{24} - \epsilon_{56})(\epsilon_{64} - \omega - \omega_s)} - \frac{(1-n_1)n_2n_4(1-n_5)(1-n_6)}{(\epsilon_{21} + \omega)(\epsilon_{25} + \omega - \omega_s)(\epsilon_{64} - \omega + \omega_s)} - \frac{n_1(1-n_2)n_4n_5(1-n_6)}{(\epsilon_{21} + \omega)(\epsilon_{24} - \epsilon_{56})(\epsilon_{25} + \omega + \omega_s)}$$

$$- \frac{n_1(1-n_2)n_4(1-n_5)n_6}{(\epsilon_{21} + \omega)(\epsilon_{24} - \epsilon_{56})(\epsilon_{64} - \omega + \omega_s)} - \frac{n_1(1-n_2)(1-n_4)n_5n_6}{(\epsilon_{21} + \omega)(\epsilon_{25} + \omega + \omega_s)(\epsilon_{64} - \omega - \omega_s)} - \frac{n_1n_2n_4(1-n_5)n_6}{(\epsilon_{15} - \omega_s)(\epsilon_{64} - \omega + \omega_s)(\epsilon_{25} + \omega - \omega_s)} - \frac{(1-n_1)(1-n_2)(1-n_4)n_5(1-n_6)}{(\epsilon_{15} + \omega_s)(\epsilon_{64} - \omega - \omega_s)(\epsilon_{25} + \omega + \omega_s)}$$

$$+ \frac{(1-n_1)(1-n_2)n_4n_5(1-n_6)}{(\epsilon_{14} - \omega - \epsilon_{56})(\epsilon_{24} - \epsilon_{56})(\epsilon_{64} - \omega + \omega_s)} + \frac{n_1n_2(1-n_4)(1-n_5)n_6}{(\epsilon_{14} - \omega - \epsilon_{56})(\epsilon_{24} - \epsilon_{56})(\epsilon_{64} - \omega - \omega_s)} + \frac{(1-n_1)(1-n_2)(1-n_4)n_5n_6}{(\epsilon_{15} + \omega_s)(\epsilon_{25} + \omega + \omega_s)(\epsilon_{64} - \omega - \omega_s)} + \frac{n_1n_2n_4(1-n_5)(1-n_6)}{(\epsilon_{15} - \omega_s)(\epsilon_{25} + \omega - \omega_s)(\epsilon_{64} - \omega + \omega_s)} \Big]$$



Простой и доступный нам способ анализа этих эффектов, основанный на формулах для соответствующих уравнений для  $\tilde{V}$ , показывает что:

- 1) эффекты тэдпола будут уменьшать эффекты графиков со вставками и тем самым уравновешивать количественную роль графиков с поперечным фоном
- 2) новые и многочисленные слагаемые с КОС, видимо, должны быть существенны.
- 3) количественную роль графиков с  $\delta F$  предсказать сейчас трудно, так как надо считать эффективные трехквaziчастичные силы.
- 4) анализ фонон-обменных взаимодействий требует анализа неожиданного эффекта зависимости вершины  $\tilde{V}$  от четвертой переменной  $\tilde{V}(\varepsilon, \omega)$ .

Чтобы понять объем предстоящей работы, достаточно сравнить графики для нашей "старой" вершины с новым уравнением для  $\tilde{V}$  (слайд 31). Подчеркнем, что во всех рассмотренных в главе 3 вариантах содержится как частный случай уравнение для этой вершины  $V'$ . При этом в рамках предыдущих подходов, которые использовали  $V'$  или в значительно большей степени на близком по физике дела подходе основанном на ПБВ было уже опубликовано несколько десятков статей, часть из которых мы обсуждаем. Вполне возможно, что часть эффектов скомпенсируют друг друга, особенно в расчетах с силовой функцией с параметром усреднения  $\Delta \geq 100$  КэВ. Однако для надежных расчетов тонкой структуры резонансов, видимо, будет необходимо учитывать все. Поскольку задачи в основном, уже сформулированы, мы планируем начать их численную реализацию в ближайшем будущем.

# Заключение

- 1. Впервые показано, что для задач о вероятностях E1- и E2-переходов между низколежащими однофононными состояниями в магических и в полу-магических ядрах **нельзя объяснить экспериментальные данные без учета эффектов трехквазичастичных корреляций в основном состоянии**
- 2. Получена универсальная формула для приведенного матричного элемента перехода между низколежащими однофононными состояниями как для магических ядер, так и для ядер со спариванием, которая описывает статические моменты фононов и переходы между однофононными состояниями. **Расчеты показали, что специфика вышеуказанной задачи в ядрах со спариванием состоит в том, что слагаемые с аномальными ФГ составляют около половины величины полной амплитуды перехода**
- 3. Предсказано существование новых эффектов, в частности, **четырёхквазичастичных корреляций в основном состоянии и совместного эффекта тэдпола и трехквазичастичных корреляций в основном состоянии**
- 4. Впервые в рамках метода функций Грина выполнено обобщение квантовой теории ангармонических эффектов 3-го порядка на ядра со спариванием, рассмотрен частный случай перехода между двух-фононным и одно-фононным состояниями, получены и проанализированы четырехквазичастичные корреляции в основном состоянии
- 5. **В области энергий пигми- и гигантских резонансов** выведены и проанализированы **новые уравнения для вершины**, которые содержат предыдущие частные случаи и новые эффекты:
  - 1). Динамические эффекты тэдпола
  - 2). Эффекты изменения эффективного взаимодействия в поле фонона.
  - 3). Новые корреляции в основном состоянии
  - 4). Фонон-обменные взаимодействия в частично-дырочных и частично-частичных каналах
  - 5). **(Впервые в ТКФС)** Двухфононные-конфигурации

Спасибо за внимание!



## ПРОМЕЖУТОЧНАЯ АТТЕСТАЦИЯ

<b>Ф.И.О.</b>	<b>ШИТОВ МИХАИЛ ИГОРЕВИЧ</b>		
<b>Форма обучения; Дата поступления</b>	Очная; октябрь 2017;		
<b>Тема научно-квалификационной работы (диссертации)</b>	«Анализ ангармонических эффектов второго и третьего порядков в магических и полумагических ядрах»		
<b>Направленность (профиль)</b>	<b>Физика атомного ядра и элементарных частиц(01.04.16).</b>		
<b>Научный руководитель</b>	Камерджиев Сергей Павлович, доктор физико-математических наук, профессор		
<b>Апробация НКР (публикации; РИД)</b>	Всего – 14, в том числе: - статьи всего – 9: WoS – 8, SCOPUS – 1; - тезисы докладов: 5;		
<b>Кандидатские экзамены</b>	Английский язык	История и философия науки	Специальная дисциплина
	хорошо	хорошо	отлично



Таблица 1. Параметры нормальной части ЭФП Фаянса

Параметр	DF3 [29]	DF3-a [30]
$\mu_0$ [МэВ]	-16.05	-16.05
$r_0$ [фм]	1.147	1.145
$K_0$ [МэВ]	200	200
$\beta$ [МэВ]	28.7	28.7
$a_+^v$	-6.598	-6.575
$h_{1+}^v$	0.163	0.163
$h_{2+}^v$	0.724	0.725
$a_-^v$	5.565	5.523
$h_{1-}^v$	0	0
$h_{2-}^v$	3.0	3.0
$a_+^s$	-11.4	-11.1
$h_+^s$	0.31	0.31
$a_-^s$	-4.11	-4.10
$h_-^s$	0	0
$r_c$ [фм]	0.35	0.35
$\kappa$	0.216	0.190
$\kappa'$	0.077	0.077
$g_1$	0	0
$g_1'$	-0.123	-0.308

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} V \\ d_1 \\ d_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{V}_0 = \begin{pmatrix} V_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mathcal{F}} = \begin{pmatrix} \mathcal{F} & \mathcal{F}^{\omega\xi} & \mathcal{F}^{\omega\xi} \\ \mathcal{F}^{\xi\omega} & \mathcal{F}^\xi & \mathcal{F}^{\xi\omega} \\ \mathcal{F}^{\xi\omega} & \mathcal{F}^{\xi\omega} & \mathcal{F}^\xi \end{pmatrix},$$

$$\hat{A}(\omega) = \begin{pmatrix} \mathcal{L}(\omega) & \mathcal{M}_1(\omega) & \mathcal{M}_2(\omega) \\ \mathcal{O}(\omega) & -\mathcal{N}_1(\omega) & \mathcal{N}_2(\omega) \\ \mathcal{O}(-\omega) & -\mathcal{N}_1(-\omega) & \mathcal{N}_2(-\omega) \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{F}_1^s = C_0 r_0^2 (g_1 + g_1' \tau_1 \tau_2) \times \\ \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) (\sigma_1 \sigma_2) (\mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2).$$

$$\mathcal{F}^\xi = C_0 f^\xi = \\ = C_0 \left( f_{\text{ex}}^\xi + h^\xi x^{2/3} + f_{\nabla}^\xi r_0^2 (\nabla x)^2 \right)$$

$$\delta_L \mathcal{F} = \frac{\delta \mathcal{F}(\rho)}{\delta \rho} \delta \rho_L, \quad \delta \rho_L = A g_L$$

# Результаты для магических ядер

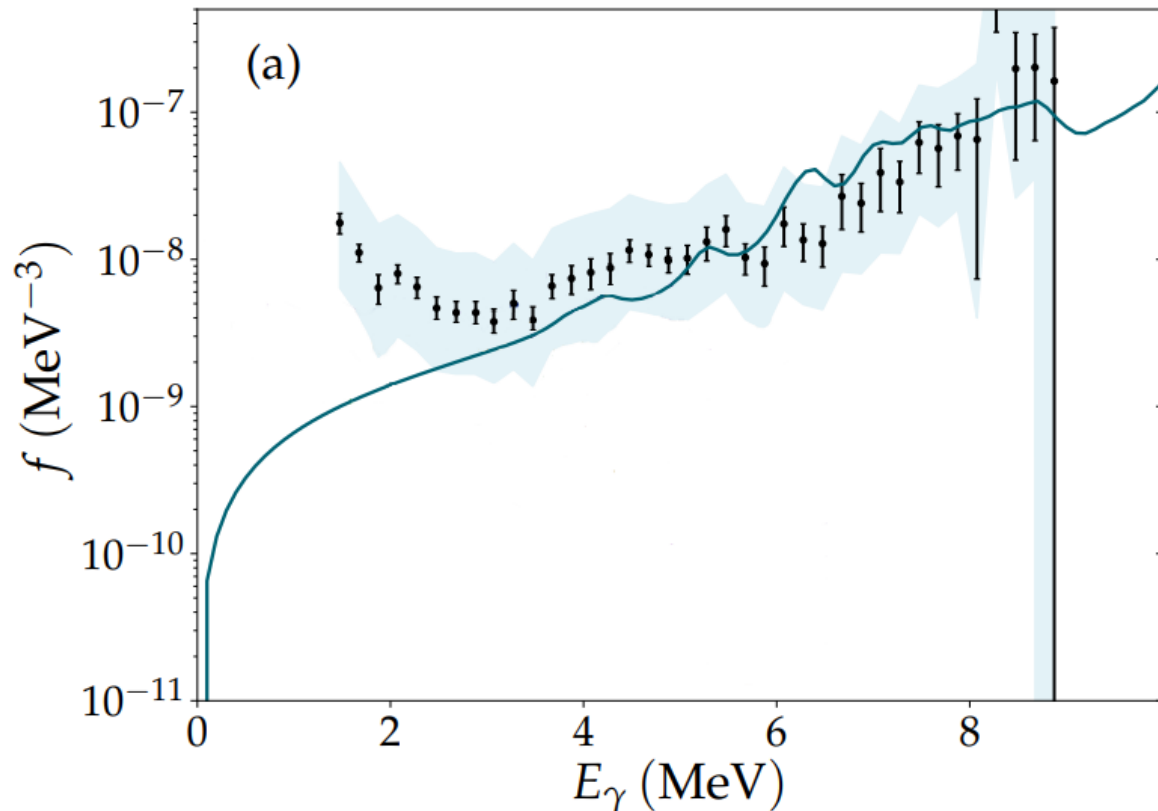
- Во всех расчетах, как для эффективного поля, вершин фононов и других характеристик фононов, так и вероятностей переходов по формулам выше, мы использовали функционал Фаянса DF3-а.

## Характеристики однофононных состояний

Ядро	Уровень	$\omega_{\text{exp}}$ (МэВ)	$\omega_{\text{th}}$ (МэВ)	$B(EL)_{\text{exp}} (e^2 \text{фм}^{2L})$	$B(EL)_{\text{th}} (e^2 \text{фм}^{2L})$
$^{132}\text{Sn}$	$2^+$	4.041	4.327	$1.396 \cdot 10^3$	$1.03 \cdot 10^3$
	$3^-$	4.351	4.572	$> 5.071 \cdot 10^4$	$1.29 \cdot 10^5$
	$5^-$	4.942	5.884	–	$2.269 \cdot 10^7$
$^{208}\text{Pb}$	$2^+$	4.085	4.747	$3.18 \cdot 10^3$	$1.89 \cdot 10^3$
	$3^-$	2.614	2.684	$6.12 \cdot 10^5$	$7.09 \cdot 10^5$
	$5^-$	3.197	3.306	$4.47 \cdot 10^8$	$2.97 \cdot 10^8$

# Расширения метода на область энергий ПДР и ГДР (глава 3)

- В связи с активным развитием экспериментальной базы в области ПДР и ГМР, **появляются новые вопросы** к микроскопической теории, например объяснение загиба радиационной силовой функции в области 1-3 МэВ, описание M1 резонанса в  $^{208}\text{Pb}$  и др.



Силовая функция для  $^{70}\text{Co}$ . Голубая область характеризует общую экспериментальную ошибку. Экспериментальные данные - National Superconducting Cyclotron Laboratory, Michigan State University. Зеленая линия – расчеты на основе QTVA. Здесь силовая функция определена выражением

$$f_{M1}(E_\gamma, E_i, J_i, \pi_i) = a \langle B(M1) \rangle (E_\gamma, E_i, J_i, \pi_i) \rho(E_i, J_i, \pi_i)$$

$$\text{где } a = 11.5473 * 10^{-9} \mu_N^{-2} \text{MeV}^{-2}$$

$\rho(E_i, J_i, \pi_i)$  - плотность уровней и  
 $\langle B(M1) \rangle$  - усредненная приведенная вероятность переходов для заданных одночастичных состояний



# $2_1^+$ Phonons

- Characteristics of the low-lying  $2_1^+$ -phonons in even Sn isotopes,  $\omega_2$ (MeV) and  $B(E2) \uparrow e^2 b^2$

$A$	$\omega_2^{\text{th}}$	$\omega_2^{\text{exp}}$	$B(E2)^{\text{th}}$	$B(E2)^{\text{exp}}$
102	1.453	1.472	0.065	-
104	1.388	1.260	0.107	-
106	1.316	1.207	0.142	0.195 (0.039)
108	1.231	1.206	0.155	0.222 (0.019)
110	1.162	1.212	0.188	0.220 (0.022)
112	1.130	1.257	0.197	0.240 (0.014)
114	1.156	1.300	0.193	0.24 (0.05)
116	1.186	1.294	0.182	0.209 (0.006)
118	1.217	1.230	0.172	0.209 (0.008)
120	1.240	1.171	0.152	0.202 (0.004)
122	1.290	1.141	0.158	0.192 (0.004)
124	1.350	1.132	0.147	0.166 (0.004)

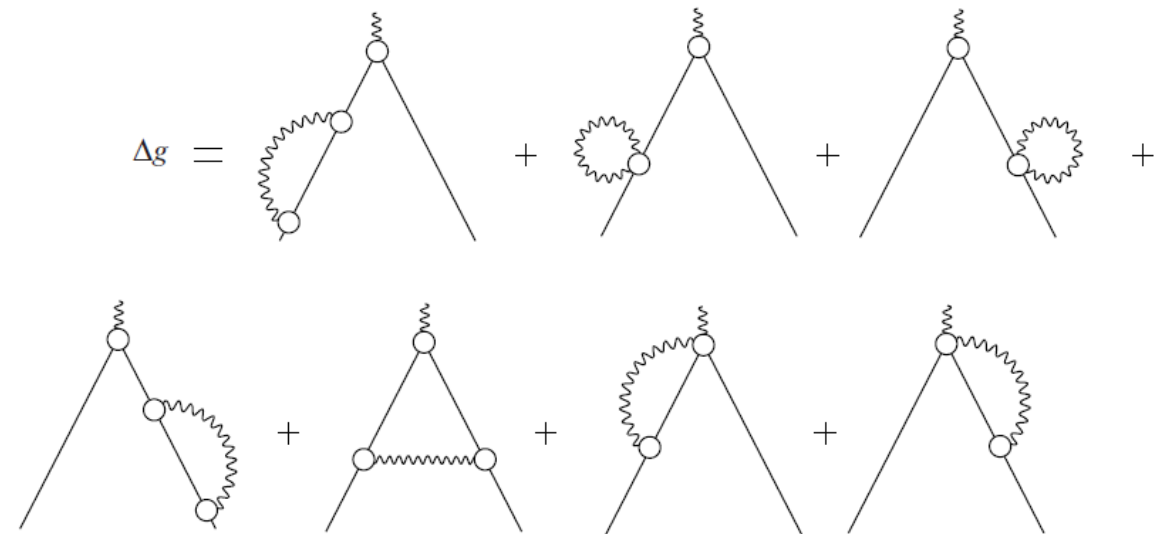
# $3_1^-$ Phonons

- Characteristics of the low-lying  $3_1^-$ -phonons in even Sn isotopes,  $\omega_3$ (MeV) and  $B(E3)\uparrow e^2b^3$
- What is especially important for the  $g^2$  problem, we have good agreement with experiment for the probabilities  $B(E2)\uparrow$  and  $B(E3)\uparrow$

A	$\omega_3$	$\omega_3^{\text{exp}}$	$B(E3)$	$B(E3)^{\text{exp}}$
100	5.621	—	0.109	—
102	3.959	—	0.0565	—
104	3.643	—	0.0760	—
106	3.457	—	0.0901	—
108	3.350	—	0.0959	—
110	3.282	2.459	0.0996	—
112	3.221	2.355	0.102	0.087(12)
114	3.157	2.275	0.106	0.100(12)
116	3.100	2.266	0.106	0.127(17)
118	3.072	2.325	0.106	0.115(10)
120	3.069	2.401	0.112	0.115(15)
122	3.112	2.493	0.107	0.092(10)
124	3.208	2.614	0.103	0.073(10)

# Примесь двухфононных состояний к амплитуде рождения фонона [5]

- Известно, что наблюдаемые фононы содержат **вклад двухфононных состояний** и это обстоятельство подробно изучается в известном методе квазичастично-фононной модели (КФМ).
- Этот вклад необходимо рассмотреть с использованием связи между амплитудами рождения одного и двух фононов, т.е. связи амплитуд  $g$  и  $g_{12}$ , определяемой в простейшем приближении  $L1 = L2$  как **эффекты тэдпола**.
- Иначе говоря, представляет интерес обобщить результаты ТКФС, чтобы в рамках  $g^2$ -приближения и на языке метода ФГ учесть эффекты **смешивания однофононных и двухфононных возбуждений** для лучшего описания самих низколежащих фононов
- Для простоты рассматриваются магические ядра и не учитываются эффекты порядка  $g^3$ .
- Величина  $\Delta g_{\lambda_1 \lambda_2}^{end}$  содержит четыре слагаемых, показанных на первых четырех графиках,  $\Delta g_{\lambda_1 \lambda_2}^{new}$  представлены двумя последними графиками
- Получены соответствующие выражения и проведен их предварительный анализ, расчеты отложены



Диаграммы, определяющие  $g^2$ -поправки к амплитуде рождения одного фонона.

$$\begin{aligned}
 \Delta g_{\lambda_1, \lambda_2} &= (\delta^{(2)} \varphi_{\lambda_1}, g \varphi_{\lambda_2}) + \\
 &+ (\varphi_{\lambda_1}, g \delta^{(2)} \varphi_{\lambda_2}) + (\delta^{(1)} \varphi_{\lambda_1}, g \delta^{(1)} \varphi_{\lambda_2}) + \\
 &+ (\delta^{(1)} \varphi_{\lambda_1}, \delta^{(1)} g \varphi_{\lambda_2}) + (\varphi_{\lambda_1}, \delta^{(1)} g \delta^{(1)} \varphi_{\lambda_2}) \equiv \\
 &\equiv \Delta g_{\lambda_1 \lambda_2}^{end} + \Delta g_{\lambda_1 \lambda_2}^{GGD} + \Delta g_{\lambda_1 \lambda_2}^{new}.
 \end{aligned}$$

# Исследование необходимости учета спиновой компоненты

- В случае учета спиновой компоненты амплитуды рождения фонона:
- $g_s = g_{I_s 0}^s Y_{I_s M} + g_{I_s 1}^s [\mathbf{Y}_{I_s} \otimes \boldsymbol{\sigma}]_{I_s M}$

Проведя длительные выкладки можно прийти к несколько иной формуле для амплитуды перехода  $M_{SS'}$ :

$$\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle = \sum_{123} \left\{ \begin{matrix} I_s & I_{s'} & L \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{matrix} \right\} V_{12} \cdot$$

$$\cdot (g_{0_{31}}^s g_{0_{23}}^{s'} - g_{1_{31}}^s g_{1_{23}}^{s'} - g_{0_{31}}^s g_{1_{23}}^{s'} - g_{1_{31}}^s g_{0_{23}}^{s'}) \left[ A_{123}^{(12)} + A_{123}^{(34)} + (-1)^{L+I_s} A_{123}^{(76)} + (-1)^{L+I_{s'}} A_{123}^{(58)} \right]$$

$$\begin{aligned}
(\Delta g_{LL}^{\text{new}}) &= (\Delta g_{LL}^{\text{new}})_{\lambda_1 \lambda_2 L M'} = \\
&= (-1)^{j_1 - m_1} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & L \\ -m_1 & m_2 & M' \end{pmatrix} (\Delta g_{LL}^{\text{new}})_{\nu_1 \nu_2 L}, \\
(\Delta g_{LL}^{\text{new}})_{\nu_1 \nu_2 L} &= (2L + 1) \times \\
&\times \sum_{\nu_3 K} \left( \frac{2K + 1}{4\pi} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} L & L & K \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & L \\ K & L & j_3 \end{Bmatrix} \times \\
&\times \langle \nu_3 || Y_K || \nu_2 \rangle \langle \nu_1 || g^L || \nu_3 \rangle I_{\nu_1 \nu_3 L} (M_{LL}^K)_{\nu_3 \nu_2},
\end{aligned}$$

где

$$(M_{LL}^K)_{\nu_3 \nu_2} = \int R_{\nu_3}^* M_{LL}^K(r) R_{\nu_2} r^2 dr,$$

$R_{\nu_3}$ ,  $R_{\nu_2}$  — одночастичные радиальные волновые функции и приведенные матричные элементы рассчитываются по обычной схеме.

- В работе получена оценка для  $g_{LL}^{\text{new}}$  в простейшем приближении, основаны на том, что в случае “духового”  $1^-$ -состояния точным решением уравнения для амплитуды  $g_1$  является  $\omega = 0$ ,  $g_1 = \alpha_1 \partial U / \partial r$ , где  $U$  — среднее поле, что совпадает с результатами теории Бора–Моттельсона.
- Предложен метод проверки правильности описания низколежащих фононов, которое основано на предположении, что фононы описываются в рамках метода (К)МХФ, формулируемого в стандартной теории конечных ферми-систем на языке ФГ.
- Рассмотрены поправки первого порядка к амплитуде рождения фонона, основанные на существовании малого  $g^2$ -параметра. По-видимому, наибольший интерес будет иметь применение предлагаемого подхода к полумагическим ядрам, где указанные поправки могут достаточно заметно изменить результаты, полученные с использованием указанного предположения.

# Ангармонические эффекты в $g^2$ -приближении

- Матричный элемент, описывающий возбуждение внешним полем  $V^0$  двух фононов с моментами  $s$  и  $s'$ :

$$M_{ss'} = \int V^0(\mathbf{r}) \delta_{ss'}^{(2)} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \varepsilon) d\mathbf{r} \frac{d\varepsilon}{2\pi i},$$

где в  $g^2$ -приближении

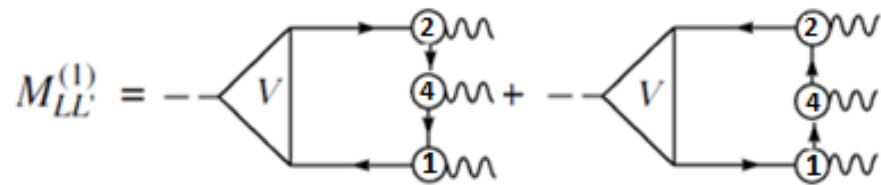
$$\delta_{ss'}^{(2)} G = G(\varepsilon) g_s G(\varepsilon + \omega_s) g_{s'} G(\varepsilon) + G(\varepsilon) g_s G(\varepsilon + \omega_s) g_{s'} G(\varepsilon) + G(\varepsilon) \delta_s g_{s'} G(\varepsilon)$$

- Используя основные уравнения ТКФС можно привести его к виду

$$M_{ss'} = V G g_s G g_{s'} G + V G G \delta_s F G G g_{s'}$$

В.А. Ходель, ЯФ **24**, 704 (1976).

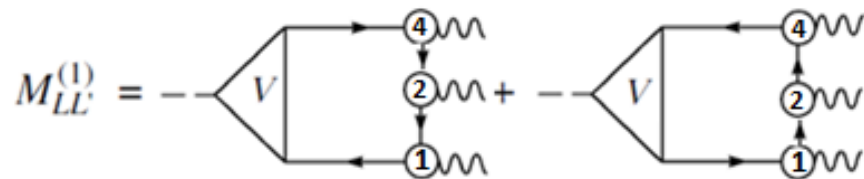
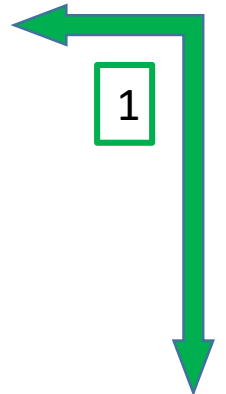
# Переходы между двухфононным и однофононным состояниями



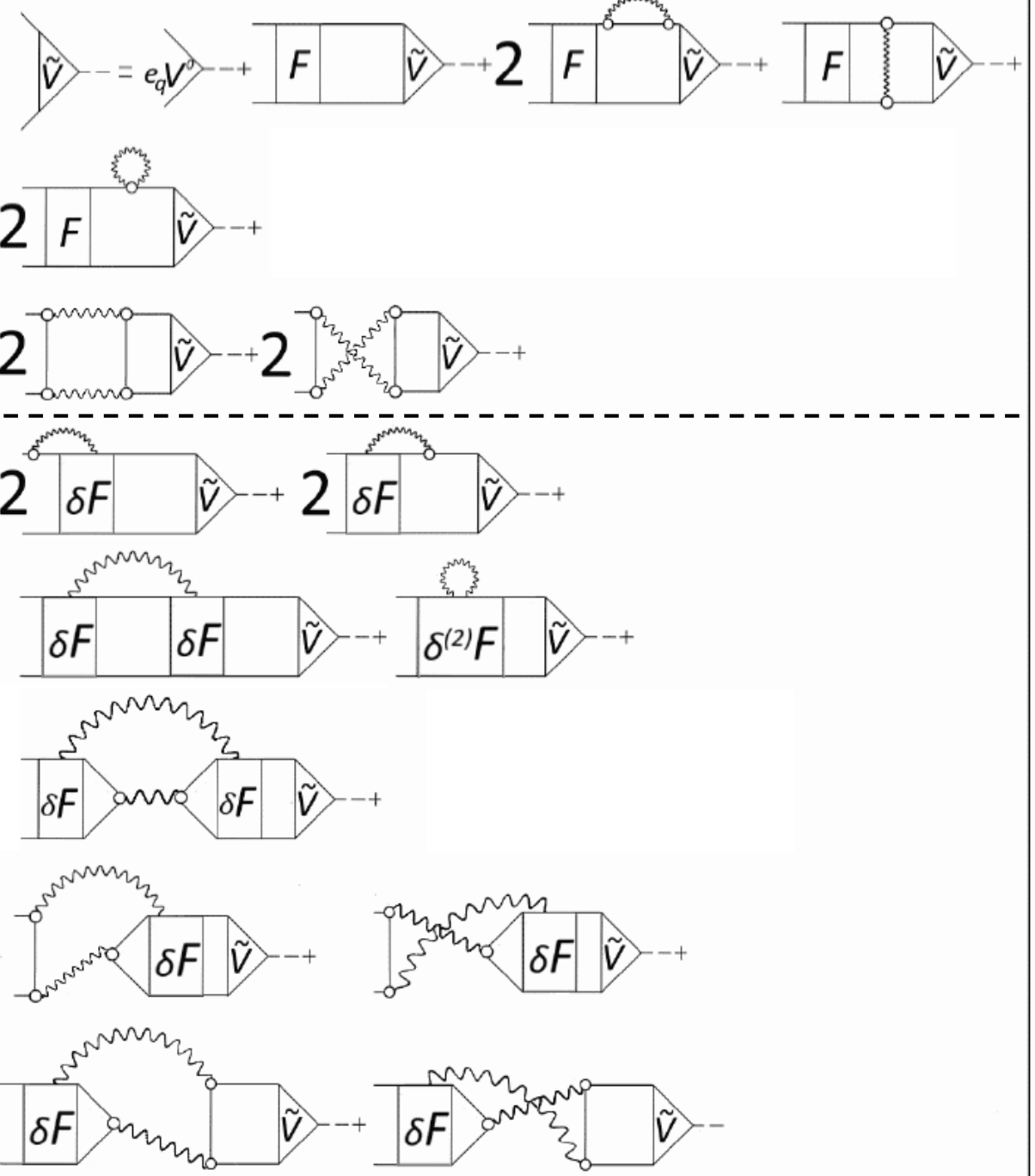
$$M_{[s_1 \times s_2] \rightarrow s_4}^1 = \sum V_{21} g_{13}^{s_1} g_{34}^{s_4} g_{42}^{s_2} A_{1234}^{(1)}$$

$$A_{1234}^{(1)} = \int G_1(\varepsilon) G_2(\varepsilon - \omega) G_3(\varepsilon - \omega_1) G_4(\varepsilon - \omega + \omega_2) d\varepsilon$$

$$M^1 + M^2 = \sum_{1234} V_{12} g_{13}^{s_1} g_{34}^{s_4} g_{42}^{s_2} \sum_J (-1)^J \begin{Bmatrix} j_2 & j_1 & L \\ j_4 & j_3 & I_4 \\ I_2 & I_1 & J \end{Bmatrix} \left( \frac{u_1^2 v_2^2 v_3^2 u_4^2 + v_1^2 u_2^2 u_3^2 v_4^2}{(\omega_1 - E_{13})(\omega_2 - E_{24})(\omega_4 - E_{43})} + \frac{u_1^2 v_2^2 v_3^2 u_4^2 + v_1^2 u_2^2 u_3^2 v_4^2}{(\omega_1 + E_{13})(\omega_2 + E_{24})(\omega_4 + E_{43})} + \text{KOC} \right) \delta_{JI_3}$$



$$M^3 + M^4 = \sum_{1234} V_{12} g_{13}^{s_1} g_{34}^{s_4} g_{42}^{s_2} \sum_J (-1)^J \begin{Bmatrix} j_2 & j_1 & L \\ j_4 & j_3 & I_4 \\ I_2 & I_1 & J \end{Bmatrix} \left( \frac{u_1^2 v_2^2 v_3^2 u_4^2 + v_1^2 u_2^2 u_3^2 v_4^2}{(\omega_1 + E_{13})(\omega_2 - E_{24})(\omega_4 - E_{43})} - \frac{u_1^2 v_2^2 v_3^2 u_4^2 + v_1^2 u_2^2 u_3^2 v_4^2}{(\omega_1 - E_{13})(\omega_2 + E_{24})(\omega_4 + E_{43})} + \text{KOC} \right) \cdot (2J + 1) \cdot \begin{Bmatrix} L & I_4 & I_3 \\ I_1 & I_2 & J \end{Bmatrix}$$



## Уравнение для вершины

- Все графики в линиях 4-8 представляют собой **новые члены по сравнению с ПВБ**.
- Графики в линиях 4 и 5 содержат поправки порядка  $g^2$ , обеспечивая появление новых  $1p1h \otimes$  фонон-конфигураций.
- Графики в линиях 6-8 содержат двухфононные конфигурации, и пропорциональны  $g^4$ .
- Все графики в строках 4-8 содержат члены, пропорциональные  $\delta F$ ,  $(\delta F)^2$  или  $\delta^{(2)}F$ . Которое может быть выражено в терминах амплитуды трехквазичастичного эффективного взаимодействия  $W$ :
 
$$\delta_s F = W G g_s G$$
- Как известно роль этого взаимодействия невелика, так что мы можем полагать что количественная роль слагаемых в строках 4-8 невелика.



Старое уравнение для вершины:  $V' = e_q V^0 + F A V' + 2 F G_g D G_g G G V' + F G_g G D G_g G V'$

Новое уравнение для вершины:  $\tilde{V} = e_q V^0 + F A \tilde{V} + 2 F G_g D G_g G G \tilde{V} + F G_g G D G_g G \tilde{V} +$   
 $2 F G_{g\bar{1}\bar{1}} D G G \tilde{V} +$   
 $4 F G G_g G_g D D_g G_g G G \tilde{V} +$   
 $2 F G G_g D \delta F G G \tilde{V} + 2 \delta F D G_g G G \tilde{V} +$   
 $2 \delta F D G G \delta F G G \tilde{V} + \delta^{(2)} F D G G \tilde{V} +$   
 $\delta F G G_g D D_g G G \delta F G G \tilde{V} +$   
 $2 F G G_g G_g D D_g G G \delta F G G \tilde{V} +$   
 $2 \delta F G G_g D D_g G_g G G \tilde{V}.$

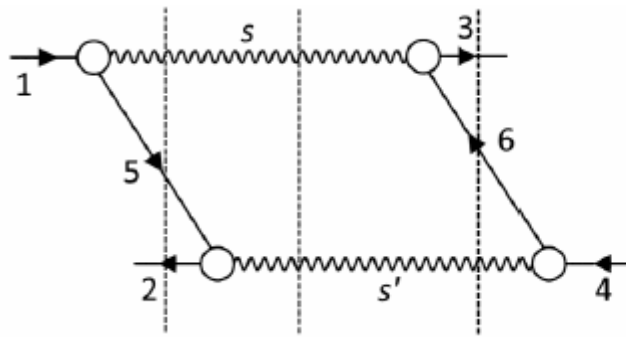
$$I_{56ss'_1}(\varepsilon_1, \varepsilon_3, \omega) = \frac{1}{(\varepsilon_3 + \varepsilon_{\lambda_5} - \varepsilon_{\lambda_6} - \varepsilon_1)}$$

$$\left( \frac{1 - n_{\lambda_5}}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega_s)(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega - \omega'_s)} - \frac{n_{\lambda_5}}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} + \omega_s)(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega + \omega'_s)} + \frac{(1 - n_{\lambda_5})n_6}{(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} + \omega_s)(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} - \omega + \omega'_s)} - \frac{n_{\lambda_5}(1 - n_6)}{(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} - \omega_s)(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} - \omega - \omega'_s)} \right) + \frac{1}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} + \omega_s)(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} + \omega_s)(\omega_s + \omega'_s + \omega)} + \frac{1}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega_s)(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} - \omega_s)(\omega_s + \omega'_s - \omega)}$$

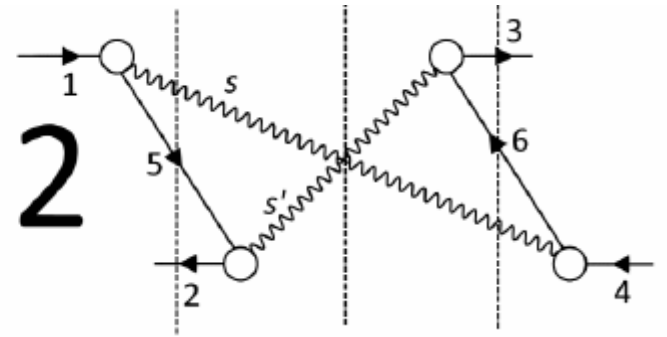
$$I_{56ss'_2}(\varepsilon_1, \varepsilon_4, \omega) = \frac{1}{(\varepsilon_4 + \varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_6} - \varepsilon_{\lambda_5})}$$

$$\left( \frac{1 - n_{\lambda_5}}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega_s)(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega - \omega'_s)} - \frac{n_{\lambda_5}}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} + \omega_s)(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega + \omega'_s)} + \frac{(1 - n_{\lambda_5})(1 - n_6)}{(\varepsilon_{\lambda_6} - \varepsilon_4 + \omega_s)(\varepsilon_{\lambda_6} - \varepsilon_4 - \omega + \omega'_s)} + \frac{n_{\lambda_5}n_6}{(\varepsilon_{\lambda_6} - \varepsilon_4 - \omega_s)(\varepsilon_{\lambda_6} - \varepsilon_4 - \omega - \omega'_s)} \right) + \frac{1}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} + \omega_s)(\varepsilon_4 - \varepsilon_{\lambda_6} - \omega_s)(\omega_s + \omega'_s + \omega)} + \frac{1}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega_s)(\varepsilon_4 - \varepsilon_{\lambda_6} + \omega_s)(\omega_s + \omega'_s - \omega)}$$

2



2



- Формулы содержат как **1p1h ⊗ фонон** так и **двухфононные** конфигурации
- Метод имеет **более сложную** чем в ПВБ\* **зависимость от ω**

# Учет $1p1h \otimes$ фонон конфигураций

- Благодаря последовательному учету квазичастично-фононного взаимодействия в  $g^2$  приближении, наш подход **создает больше возможности образования сложных  $1p1h \otimes$  фонон конфигураций.**
- Важно отметить, что подход так же включает учет **одночастичного спектра, новых треквазичастичных корреляций в основном состоянии и более сложные КОС.**

# Учет $1p1h \otimes$ фонон конфигураций

- В первом приближении были взяты выражения для  $\delta V$  и  $\delta^2 V$  через свободные члены уравнений:

$$\delta^{(1)} V = \delta^{(1)} F A V + F \delta^{(1)} A V + F A \delta^{(1)} V,$$

$$\begin{aligned} \delta^{(2)} V = \delta^{(1)} \delta^{(1)} V = & F \delta^{(2)} A V \\ & + \delta^{(1)} F \delta^{(1)} A V + \delta^{(1)} F A \delta^{(1)} V + F \delta^{(1)} A \delta^{(1)} V \\ & + \delta^{(2)} F A V + F A \delta^{(2)} V. \end{aligned}$$

- Графики в **первой строке** относятся к ранее использовавшемуся подходу, отвечающие **простейшему  $ph$ -пропагатору с учетом КФВ:**
- Во **второй строке** мы наблюдаем новый график с тэдполом  $\tilde{V}^{tad}$ , и четыре графика по общей структуре крайне близких к последнему графику строки 1 - **графики с индуцированным взаимодействием.** Они включают в себя 4 ФГ  $G$ , две фононных ФГ  $D$ , и амплитуду рождения двух фононов.
- В третьей строке содержатся графики, аналогичные строке 2, но дополненные эффективным взаимодействием  $F$ .
- В четвертой строке содержатся относительно простые графики с тремя ФГ  $G$ , одной фононной ФГ  $D$ , и амплитудой рождения фонона.
- Графики в пятой строке содержат кроме эффективного взаимодействия  $F$  его вариацию  $\delta F$
- Графики в шестой строке содержат  $(\delta F)^2$  и  $\delta^{(2)} F$



# Новизна

- 1. Впервые показано, что для задач о вероятностях E1- и E2-переходов между низколежащими однофононными состояниями в магических и в полу-магических ядрах **нельзя объяснить экспериментальные данные без учета эффектов трехквазичастичных корреляций в основном состоянии**
- 2. Получена универсальная формула для приведенного матричного элемента перехода между низколежащими однофононными состояниями как для магических ядер, так и для ядер со спариванием, которая описывает статические моменты фононов и переходы между однофононными состояниями. **Расчеты показали, что специфика вышеуказанной задачи в ядрах со спариванием состоит в том, что слагаемые с аномальными ФГ составляют около половины величины полной амплитуды перехода**
- 3. Предсказано существование новых эффектов, в частности, **четырёхквазичастичных корреляций в основном состоянии и совместного эффекта тэдпола и трехквазичастичных корреляций в основном состоянии**
- 4. Впервые в рамках метода функций Грина выполнено обобщение квантовой теории ангармонических эффектов 3-го порядка на ядра со спариванием, рассмотрен частный случай перехода между двух-фононным и одно-фононным состояниями, получены и проанализированы четырехквазичастичные корреляции в основном состоянии
- 5. **В области энергий пигми- и гигантских резонансов** выведены и проанализированы **новые уравнения для вершины**, которые содержат предыдущие частные случаи и новые эффекты:
  - 1). Динамические эффекты тэдпола
  - 2). Эффекты изменения эффективного взаимодействия в поле фонона.
  - 3). Новые корреляции в основном состоянии
  - 4). Фонон-обменные взаимодействия в частично-дырочных и частично-частичных каналах
  - 5). **(Впервые в ТКФС)** Двухфононные- конфигурации