

# САМОСОГЛАСОВАННОЕ ОПИСАНИЕ ИЗОБАР-АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ В НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ЯДРАХ СО СПАРИВАНИЕМ

© 2019 г. И. Н. Борзов<sup>1),2)\*</sup>, С. В. Толоконников<sup>1),3)\*\*</sup>

Поступила в редакцию 09.04.2019 г.; после доработки 09.04.2019 г.; принята к публикации 09.04.2019 г.

Развит самосогласованный подход к описанию изобар-аналоговых резонансов (ИАР) в нейтронно-избыточных ядрах со спариванием. Используется квазичастичное приближение случайных фаз с учетом континуума, основанное на новой модификации энергетического функционала плотности, предложенного ранее Фаянсом и др. Рассчитаны свойства ИАР в тяжелых изотопах Ca, Sn и Pb, как близких к дважды магическим, так и с развитым нейтронным спариванием. Проведено сравнение с расчетами в самосогласованных моделях с различными релятивистскими функционалами и функционалами Скирма.

DOI: 10.1134/S0044002719060060

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Коллективные изоспиновые и спин-изоспиновые возбуждения занимают особое место в теории структуры ядра и ее приложениях к проблемам ядерной астрофизики. Их исследованию посвящено множество экспериментальных и теоретических работ (см. обзоры [1, 2]). Изобарический аналоговый резонанс (ИАР) — наиболее простое зарядово-обменное возбуждение — бесспиновая мода ( $\Delta L = 0$ ,  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta J = 0$ ,  $\Delta T = 0$ ), индуцируемая оператором изоспина  $\hat{\tau}$ . Измерения характеристик ИАР с помощью адронных реакций и бета-распада важны для определения степени несохранения квантового числа изоспина в сильно нейтронно-избыточных ядрах. Остается актуальной проблема полностью микроскопического самосогласованного описания характеристик ИАР [3]. Представляет интерес уточнение вклада обменного кулоновского взаимодействия, что важно для надежной оценки величины кулоновского смешивания; а также влияние гигантского монополюсного резонанса на изоспиновое смешивание в основном состоянии [4]. Исследования зарядово-обменных резонансов необходимы для конструи-

рования универсального ядерного энергетического функционала плотности (ЭФП).

Зарядово-нейтральные параметры ЭФП находят из экспериментальных характеристик основных состояний (массы, радиусы, одночастичные энергии). Изучение зарядово-обменных возбуждений — ИАР и резонанса Гамова–Теллера (ГТР) — позволяет уточнить изоспиновые и спин-изоспиновые (нечетные по времени) компоненты семейства феноменологических ЭФП Фаянса [5–8]. Дополнительная информация извлекается из свойств симметричной ядерной материи (равновесная плотность  $\rho_0$ , энергия симметрии  $E_{\text{symm}}$ , сжимаемость  $K_\infty$ ), а также из характеристик коллективных возбуждений ядер (например, из энергий и вероятностей гигантского  $E1$ -резонанса).

Калибровка зарядово-обменных компонентов ядерного ЭФП более сложна, поскольку для моделей, основанных на ЭФП, существенны нетривиальные корреляции упомянутых ядерных характеристик. Так, например, энергия возбуждения ГТР коррелирует с ядерной энергией симметрии и с ее производной по плотности вблизи равновесной плотности  $\rho_0$ . Также обсуждалась корреляция энергий ИАР с величиной “нейтронной шубы” ( $R_{np}$ ) нейтронно-избыточных изотопов [9], определяемой как разность среднеквадратичных нейтронных и протонных радиусов. Энергия симметрии влияет не только на свойства основных и возбужденных состояний нейтронно-избыточных ядер, но и на уравнения состояния симметричной ядерной и нейтронной материи. Таким образом, эта важная величина, характеризующая взаимодействие в масштабе нескольких фемтометров и непосредственно

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>3)</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

\*E-mail: Borzov\_IN@nrcki.ru

\*\*E-mail: Tolokonnikov\_SV@nrcki.ru

связанная с энергией ИАР, отражается в свойствах компактных макро-объектов — нейтронных звезд.

Отметим проблемы микроскопических расчетов характеристик изобар-аналоговых резонансов. Во-первых — это самосогласованное описание энергии ИАР. При “выключенном” кулоновском взаимодействии ИАР должен проявляться при нулевой энергии относительно основного состояния родительского ядра. Прямое и обменное кулоновское взаимодействие и короткодействующие изоспин-неинвариантные силы приводят к нарушению этого условия. Их некорректный учет может привести к систематической недооценке энергии ИАР.

Во-вторых — это описание полной ширины ИАР, складывающейся из ширины прямой эмиссии (escape width  $\Gamma \uparrow$ ) и спредовой ширины (spreading width  $\Gamma \downarrow$ ). Escape-ширина ИАР определяется, в основном, прямой эмиссией протонов в континуум, и поэтому очень мала в ядерном масштабе — несколько десятков кэВ. Расчет escape-ширины ИАР требует адекватной модели —  $pnQRPA$  с учетом континуума одночастичных состояний [10].

Изоспин ИАР равен изоспину основного состояния родительского ядра  $T_0$ . Связь ИАР с состояниями дочернего ядра, имеющими изоспин ( $T_0 + 1$ ), незначительна — взаимодействия, нарушающие изоспин, не вызывают сильного смешивания этих состояний и соответственно дают малый вклад в формирование спредовой ширины. В основном, эффекты затухания обусловлены связью частично-дырочных ( $1p-1h$ ) состояний с  $2p-2h$ -конфигурациями. Вклад в ширину ИАР, возникающий за счет смешивания со сложными конфигурациями, невелик — это было показано в микроскопической модели, учитывающей квазичастично-фононное взаимодействие [11] и, например, в частично-дырочной дисперсионной оптической модели [12].

В-третьих, силовая функция ИАР для независимых квазичастиц (в приближении Хартри-Фока + БКШ) фрагментирована, как правило, на несколько компонент. В то же время полностью микроскопический расчет не должен противоречить экспериментальному факту вырождения ИАР и его изобарических сателлитов: так ИАР проявляется в сечениях зарядо-обменных ( $p, n$ )-реакций в виде одиночного узкого резонанса.

Надежность микроскопического расчета зависит от корректного учета вкладов эффектов, нарушающих изоспиновую симметрию. Основным (нефизическим) источником нарушения изоспиновой симметрии является приближение среднего поля. В режиме “выключенного” кулоновского взаимодействия волновые функции нейтронов и протонов ядра с  $N \neq Z$ , рассчитанные с любым

изоспин-инвариантным взаимодействием, различаются. Как известно, нарушенная за счет этого изоспиновая симметрия может быть восстановлена в полностью самосогласованном зарядово-обменном RPA [13]. Ограничение базиса одночастичных состояний также нарушает изоспиновую симметрию. Преимуществом используемой в настоящей работе модели континуум- $pnQRPA$ , оперирующей с полным базисом одночастичных состояний [14, 15], является отсутствие данного эффекта.

Другой (физический) источник нарушения изоспиновой симметрии — это взаимодействие Кулона, ответственное за дальнодействующую поляризацию протонных и нейтронных состояний и оказывающее сильное влияние на энергию ИАР. Необходима корректная аппроксимация обменного кулоновского взаимодействия, так как часто используемое приближение Слэттера нуждается в уточнении. Также для полного согласования необходимо учесть вклад двухчастичного спин-орбитального взаимодействия. Гораздо меньшее влияние оказывают другие изоспин-неинвариантные компоненты сильного взаимодействия.

В нерелятивистских подходах [15, 16] для восстановления вырождения ИАР применялись условия частичного согласования по зарядовой плотности. Более последовательный подход, основанный на энергетическом функционале плотности, требует выполнения условий полного самосогласования. В частности, они должны включать двухчастичное спин-орбитальное взаимодействие. В случае зарядово-нейтральных возбуждений в магических ядрах схема полного самосогласования была реализована в работе [17]. Однако в ядрах со спариванием такой подход технически сложен и необходимы приближения. Самосогласованный RPA-подход применялся к ИАР в недавней работе [18]. В ней учтен вклад двухчастичного спин-орбитального взаимодействия в форме, найденной в работе [19], а вклад точного обменного кулоновского взаимодействия вычисляется по теории возмущений для одночастичных энергий. В работе [18] также предлагалось анализировать данные по разности энергий антианалогового резонанса и ИАР для установления ограничений на параметры ЭФП, извлекаемые из коррелирующих величин  $J$ ,  $L$  и  $R_{np}$ .

В работе [13] в полностью самосогласованном релятивистском RPA-подходе с функционалами РКО1-3 было показано восстановление вырождения ИАР для случая магических ядер. Для полумагических изотопов Sn с развитым нейтронным спариванием этот эффект был также продемонстрирован в самосогласованном RHB +  $pnQRPA$  [9] с функционалом DD-ME1, включающем взаимодействие Гони D1S [20] в канале частица-частица.

Аналогичные расчеты проводились для изотопов Ca, Ni, Sn с функционалами PK01, DD-ME2 и D1S в работе [21], в которой использовалось квазичастичное разложение по базису Дирака–Вудса–Саксона. Проблемы, связанные с поиском универсального, изоспин-инвариантного ЭФП и совершенствованием его изоспиновых и спин-изоспиновых компонентов, обсуждались в работе [22].

В настоящей работе развит полностью самосогласованный QRPA-подход к описанию ИАР в ядрах со спариванием, основанный на теории энергетического функционала плотности (ЭФП). Найден функционал DF3-f, являющийся новой версией ЭФП DF3 [5], DF3-a [8] и FaNDF<sup>0</sup> [7], предложенных Фаянсом и др., позволяющий более надежно описывать свойства ИАР. В функционале DF3-f изменены параметры двухчастичного спин-орбитального взаимодействия; учтено модифицированное обменное кулоновское взаимодействие  $V_{\text{exc}}$  [7, 23] и получено ограничение на его экранирование короткодействующими кулон-ядерными корреляциями. В данной работе соответствующие параметры  $V_{\text{exc}}$  находятся из экспериментальных данных по разностям зарядовых радиусов пар зеркальных ядер. Это позволяет более надежно оценить степень экранировки  $V_{\text{exc}}$  и ее влияние на характеристики ИАР. Функционал Фаянса отличается от ЭФП Скирма более сложной зависимостью от плотности его нормальной и спаривательной частей. Это позволяет, наряду с характеристиками ядерной материи, самосогласовано описать ядерные массы [7, 8] и радиусы [6, 7] (см. также обзор [24]).

Для расчетов характеристик ИАР используется самосогласованное квазичастичное приближение случайных фаз с учетом континуума, позволяющее адекватно определить escape-ширину ИАР. Зависящее от плотности эффективное взаимодействие в каналах частица–дырка и частица–частица получено из того же энергетического функционала плотности DF3-f, который использован для расчета основных состояний.

Структура работы следующая. Во Введении обсуждены основные проблемы микроскопического описания ИАР. В разд. 2 развит самосогласованный подход к ИАР в ядрах со спариванием. Рассмотрен новый функционал DF3-f, основанный на ЭФП DF3 [5], FaNDF<sub>0</sub> [7], DF3-a [8]. В разд. 3 представлены результаты расчетов силовых функций возбуждений  $J^\pi = 0^+$  в изотопических цепочках <sup>42,44,48,54</sup>Ca, <sup>110,116,126,132</sup>Sn и <sup>184,192,200,208,212</sup>Pb. Основные цели работы – полностью самосогласованные CQRPA-расчеты ИАР для длинных изотопических цепочек, содержащих

ядра с развитым нейтронным спариванием, проверка восстановления вырождения ИАР, изучение влияния протон-нейтронного (динамического,  $S = 0$ ,  $T = 1$ ) спаривания на характеристики ИАР. В Заключении кратко суммированы результаты работы.

## 2. САМОСОГЛАСОВАННЫЙ ПОДХОД К ИАР

Отклик ядра со спариванием на внешнее зарядово-обменное поле  $V_0 = \hat{Q} \exp(-i\omega t)$  (+ эрмитово-сопряженный оператор), где  $\hat{Q}$  – одночастичный оператор ( $\hat{Q} = \tau_\alpha, \sigma_\alpha \tau_\beta, \mathbf{q}\tau_\alpha, \mathbf{P}\tau_\alpha$  и др., с очевидными обозначениями) в теории конечных ферми-систем (ТКФС) [25] описывается уравнением для эффективного поля  $\hat{V}$ . В символическом виде (в матричном представлении) оно имеет компактную форму:

$$\hat{V}(\omega) = \hat{e}_q \hat{V}_0(\omega) + \hat{\mathcal{F}} \hat{A}(\omega) \hat{V}(\omega). \quad (1)$$

Для ядер со спариванием в нейтронной и протонной системах в стандартных обозначениях ТКФС имеем

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} V \\ d_1 \\ d_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{V}_0 = \begin{pmatrix} e_q V_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\hat{\mathcal{F}} = \begin{pmatrix} \mathcal{F} & \mathcal{F}^{\omega\xi} & \mathcal{F}^{\omega\xi} \\ \mathcal{F}^{\xi\omega} & \mathcal{F}^\xi & 0 \\ \mathcal{F}^{\xi\omega} & 0 & \mathcal{F}^\xi \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Матрица  $\hat{A}$  состоит из  $3 \times 3$  интегралов по энергии  $\epsilon$  от произведений различных комбинаций функции Грина  $G(\epsilon)$  и двух функций Горькова  $F^{(1)}(\epsilon)$  и  $F^{(2)}(\epsilon)$ . Их явный вид можно найти в [25]

$$\hat{A}(\omega) = \begin{pmatrix} \mathcal{L}(\omega) & \mathcal{M}_1(\omega) & \mathcal{M}_2(\omega) \\ \mathcal{O}(\omega) & \mathcal{N}_1(\omega) & \mathcal{N}_2(\omega) \\ \mathcal{O}(-\omega) & \tilde{\mathcal{N}}_1(\omega) & \tilde{\mathcal{N}}_2(\omega) \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Используя введенные выше обозначения ТКФС, для силовой функции получим следующее выражение:

$$S(\omega, \mathbf{q}) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \mathcal{P}(\omega, \mathbf{q}) = -\frac{1}{\pi} \text{Im}(e_q \hat{V}_0 \hat{A}(\omega) \hat{V}(\omega, \mathbf{q})). \quad (5)$$

В рамках полностью самосогласованного подхода, основанного на теории энергетического функционала плотности, элементы матрицы (3) являются различными вторыми вариационными производными от ЭФП, зависящего от нормальной  $\rho$  и аномальной  $\nu$  плотностей:

$$E_0 = \int \mathcal{E}[\rho(\mathbf{r}), \nu(\mathbf{r})] d^3r, \quad (6)$$

а именно:

$$\mathcal{F} = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{\delta \rho^2}; \quad \mathcal{F}^{\omega\xi} = \mathcal{F}^{\xi\omega} = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{\delta \rho \delta \nu}; \quad (7)$$

$$\mathcal{F}^\xi = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{\delta \nu^2}.$$

Здесь  $\mathcal{F}$  – введенная выше “нормальная” компонента обобщенной амплитуды взаимодействия самосогласованной ТКФС, а  $\mathcal{F}^\xi$  – ее аномальная компонента или, другими словами, эффективное спаривательное взаимодействие, которое входит в уравнение для щели. Обратим внимание на то, что в (3) входит и смешанная производная  $\mathcal{F}^{\omega\xi}$ , которая отвечает за зависимость спаривательного энергетического функционала от нормальной плотности. Изотопические индексы в соотношениях (1)–(7) для краткости опущены. Для избежания недоразумений отметим, что  $\mathcal{F}$  в (7) – это скалярная и изоспиновая компоненты полной обобщенной амплитуды Ландау–Мигдала  $\hat{\mathcal{F}}$ , которая входит в (1), если внешнее поле  $V_0$  не зависит от спина. В случае спин-изоспиновых возбуждений, в (1), наоборот, входит спиновая компонента амплитуды.

Для изоспиновых возбуждений в зарядово-обменном канале, к которым относится ИАР, в уравнения для эффективного поля входит амплитуда  $\mathcal{F}^-$ , которая определяется второй вариационной производной ЭФП:

$$\mathcal{F}^- = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{(\delta \rho_-)^2}, \quad (8)$$

где  $\rho_- = \rho_n - \rho_p$ . Соответственно в уравнении (1) с учетом соотношений (2)–(4) это взаимодействие состоит из изовекторных компонент в каналах частица–дырка и частица–частица (динамическое спаривание).

Плотность энергии имеет вид

$$\mathcal{E}[\rho(\mathbf{r}), \nu(\mathbf{r})] = \tau + \varepsilon_v + \varepsilon_s + \varepsilon_{\text{Coul}} + \varepsilon_{sl} + \varepsilon_{ss} + \varepsilon_{\text{pair}}. \quad (9)$$

Плотность объемной энергии

$$\varepsilon_v(\mathbf{r}) = C_0 \left[ a_+^v \frac{1 - h_{1+}^v x_+^\sigma}{1 + h_{2+}^v x_+^\sigma} x_+^2 + a_-^v \frac{1 - h_{1-}^v x_-^\sigma}{1 + h_{2-}^v x_-^\sigma} x_-^2 \right]. \quad (10)$$

Здесь  $x_\pm(\mathbf{r}) = (\rho_n(\mathbf{r}) \pm \rho_p(\mathbf{r}))/2\rho_0$ ,  $\rho_0$  – равновесная плотность одного сорта частиц в симметричной ядерной материи,  $r_0 = (3/8\pi\rho_0)^{1/3}$ . Нормировочный множитель  $C_0$  – обратная плотность состояний на поверхности Ферми в точке равновесия

$$C_0 = \left( \frac{dn}{d\varepsilon_F} \right)^{-1} = \frac{2\varepsilon_{0F}}{3\rho_0} = \frac{\pi^2}{p_F m^*}.$$

Плотность поверхностной энергии

$$\varepsilon_s = C_0 \frac{1}{2} \left[ (\rho_+ f_+^s) (\widetilde{f_+^s \rho_+}) + (\rho_- f_-^s) (\widetilde{f_-^s \rho_-}) \right], \quad (11)$$

где

$$f_\pm^s(x) = \frac{1}{1 + h_\pm^s x}. \quad (12)$$

Оператор тильда введен в [26] для обозначения оператора свертки

$$\widetilde{f}(\mathbf{r}) = \int D(\mathbf{r} - \mathbf{r}') f(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (13)$$

В импульсном представлении  $D$  имеет вид

$$D(q) = -\frac{(qr_c)^2}{1 + (qr_c)^2}. \quad (14)$$

В пределе малых  $r_c$  это выражение упрощается

$$D(q) = -(qr_c)^2. \quad (15)$$

В результате выражение для  $\varepsilon_s$  приводится к форме Скирма – плотность поверхностной энергии пропорциональна  $(\nabla\rho)^2$ . Параметры  $a_\pm^v$ ,  $a_\pm^s$ ,  $h_{1\pm}^v$ ,  $h_{2\pm}^v$  и  $h_\pm^s$  – безразмерные.

Кулоновская энергия содержит модифицированный слэттеровский член:

$$\varepsilon_{\text{Coul}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \rho_{\text{ch}}(\mathbf{r}) \iiint d^3\mathbf{r}' \frac{\rho_{\text{ch}}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \frac{3}{4} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/3} e^2 \rho_p^{4/3} (1 - h_{\text{Coul}} x_+^\sigma). \quad (16)$$

Здесь константы  $h_{\text{Coul}}$  и  $\sigma$  – параметры экранировки обменного взаимодействия, позволяющие устранить аномалию Нолена–Шиффера [27].

Спин-орбитальная часть функционала имеет вид

$$\varepsilon_{sl}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} C_0 r_0^2 \sum_{i,k=p,n} \left\{ \kappa^{ik} \left[ \nabla \rho^i(\mathbf{r}) \times \right. \right. \quad (17)$$

$$\left. \left. \times \sum_{ss'} \langle \psi^\dagger(\mathbf{r}, s) [\mathbf{p} \times \boldsymbol{\sigma}] \psi(\mathbf{r}, s') \rangle^k + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \nabla \rho^k(\mathbf{r}) \sum_{ss'} \langle \psi^\dagger(\mathbf{r}, s) [\mathbf{p} \times \boldsymbol{\sigma}] \psi(\mathbf{r}, s') \rangle^i \right] + \right.$$

$$+ g_1^{ik} \sum_{\alpha, \beta} \sum_{ss'} \left\langle \psi^\dagger(\mathbf{r}, s) \sigma_{\alpha\beta} p_\beta \psi(\mathbf{r}, s') \right\rangle^i \times \\ \times \left\langle \psi^\dagger(\mathbf{r}, s) \sigma_{\alpha\beta} p_\beta \psi(\mathbf{r}, s') \right\rangle^k \Bigg\}.$$

Заметим, что слагаемое  $\varepsilon_{sl}$  соответствует двух-частичной амплитуде спин-орбитального взаимодействия

$$\mathcal{F}_{sl}^\omega = C_0 r_0^2 (\kappa + \kappa' \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) \times \\ \times [\nabla_1 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \times (\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2)] (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2), \quad (18)$$

и первой скоростной гармонике спин-спиновой амплитуды взаимодействия Ландау–Мигдала

$$\mathcal{F}_1^\omega = C_0 r_0^2 (g_1 + g_1' \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) \times \\ \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) (\mathbf{P}_1 \cdot \mathbf{P}_2). \quad (19)$$

Таким образом с помощью этих сравнительно простых по форме членов, содержащих зависимость от импульсов, удобно параметризовать двухчастичное спин-орбитальное взаимодействие и эффективно учесть тензорные спин-скоростные силы.

Плотность энергии спаривания  $\varepsilon_{\text{pair}}$  имеет следующую форму:

$$\varepsilon_{\text{pair}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \sum_{\tau=n,p} \mathcal{F}^{\xi, \tau} (\rho_+(\mathbf{r})) |\nu_\tau(\mathbf{r})|^2. \quad (20)$$

При учете вклада в энергию взаимодействия многочастичных сил и корреляций возникает зависимость амплитуды  $\mathcal{F}^{\xi, \tau}$  от нормальной плотности

$$\mathcal{F}^{\xi, \tau} = C_0 f^\xi(x_+). \quad (21)$$

В общем случае параметризация  $f^\xi$  имеет вид

$$f^\xi(x_+(\mathbf{r})) = f_{\text{ex}}^\xi + h^\xi(x_+(\mathbf{r}))^q(\mathbf{r}) + \\ + f_{\nabla}^\xi r_0^2 (\nabla x_+(\mathbf{r}))^2. \quad (22)$$

Таким образом, в расчетах учитывается изовекторное ( $S = 0, T = 1$ ) спаривательное взаимодействие идентичных нуклонов в основном состоянии.

Поляризационный оператор возбуждения системы под действием внешнего поля  $V_0$  в ТКФС определяется выражением

$$\mathcal{P}(\omega) = \left( e_q V_0 \hat{\mathcal{A}}(\omega) \hat{V}(\omega) \right), \quad (23)$$

а его спектральное разложение имеет следующий вид:

$$\mathcal{P}(\omega) = \sum_s \left[ \frac{|\langle s | V_0 | 0 \rangle|^2}{\omega - \omega_s - i\delta} - \frac{|\langle 0 | V_0 | s \rangle|^2}{\omega + \omega_s + i\delta} \right]. \quad (24)$$

Следует отметить, что в зарядово-обменном канале нет симметрии между прямыми и обратными переходами (относительно обращения времени), поэтому

$$\mathcal{P}(\omega) = \sum_s \left[ \frac{|\langle s | V_0^{(+)} | 0 \rangle|^2}{\omega - \omega_s^{(+)} - i\delta} - \frac{|\langle s | V_0^{(-)} | 0 \rangle|^2}{\omega - \omega_s^{(-)} + i\delta} \right]. \quad (25)$$

Здесь состояния с частотами

$$\omega^{(+)} > \mu_p - \mu_n \quad (26)$$

интерпретируются как изобарические  $p\bar{n}$ -состояния (положительно-заряженные возбуждения), а состояния с частотой

$$\omega^{(-)} < \mu_p - \mu_n \quad (27)$$

как  $n\bar{p}$ -состояния (отрицательно-заряженные возбуждения).

Разлагая поляризационный оператор в ряд по обратным степеням частоты  $\omega$ , получаем

$$\mathcal{P}(\omega)|_{\omega \rightarrow \infty} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sum_s \left( (\omega_s^{(+)} )^n |\langle s | e_q V_0^{(+)} | 0 \rangle|^2 - (\omega_s^{(-)} )^n |\langle s | e_q V_0^{(-)} | 0 \rangle|^2 \right)}{\omega^{n+1}}. \quad (28)$$

Из этого выражения видно, что в числителе стоят моменты силовой функции  $S(\omega)$ , определяемые как

$$m_n = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \omega^n S(\omega) = \quad (29)$$

$$= \sum_s \left( (\omega_s^{(+)} )^n |\langle s | e_q V_0^{(+)} | 0 \rangle|^2 - (\omega_s^{(-)} )^n |\langle s | e_q V_0^{(-)} | 0 \rangle|^2 \right).$$

Для вычисления нулевого момента силовой функции (правила сумм для матричных элементов ИАР), а также ее первого момента в поляризационном операторе достаточно оставить решение в

первом порядке по эффективному взаимодействию

$$V \approx e_q V_0 + \hat{\mathcal{F}} \hat{\mathcal{A}}(\omega) e_q V_0, \quad (30)$$

откуда

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\omega) \approx & \left( e_q V_0 \hat{\mathcal{A}}(\omega) e_q V_0 \right) + \\ & + \left( e_q V_0 \hat{\mathcal{A}}(\omega) \hat{\mathcal{F}} \hat{\mathcal{A}}(\omega) e_q V_0 \right). \end{aligned} \quad (31)$$

В случае ИАР внешнее поле имеет простой вид  $e_q V_0 = \hat{\tau}^+$ .

Как видно, нулевой момент не зависит от взаимодействия и определяется первым членом асимптотического разложения частично-дырочного пропагатора (условие полноты базиса квазичастиц)  $\hat{\mathcal{A}}(\omega)$

$$\begin{aligned} m_0 = & \quad (32) \\ = & \sum_s \left( |\langle s | e_q V_0^{(+)} | 0 \rangle|^2 - |\langle s | e_q V_0^{(-)} | 0 \rangle|^2 \right) = \\ = & \int d\xi_1 d\xi_2 \left[ \text{Tr}_\tau \left( \delta(\xi_1, \xi_2) \hat{\tau}^+ \hat{\rho}(\xi_2, \xi_1) \hat{\tau}^- \right) - \right. \\ & \left. - \text{Tr}_\tau \left( \hat{\tau}^- \hat{\rho}(\xi_1, \xi_2) \hat{\tau}^+ \delta(\xi_2, \xi_1) \right) \right] = \\ = & \int d\xi \left( \rho_n(\xi) - \rho_p(\xi) \right) = N - Z. \end{aligned}$$

Для вычисления следующего момента необходимо использовать второй член разложения частично-дырочного пропагатора в нулевом порядке по взаимодействию и первый член разложения пропагатора в первом порядке по взаимодействию.

$$\begin{aligned} m_1 = & \sum_s \left( \omega_s^{(+)} |\langle s | e_q V_0^{(+)} | 0 \rangle|^2 - \right. \\ & \left. - \omega_s^{(-)} |\langle s | e_q V_0^{(-)} | 0 \rangle|^2 \right) = \\ = & \left[ \left( \hat{h}_p - \hat{h}_n \right) \left( \hat{\rho}_n - \hat{\rho}_p \right) + \right. \\ & + \left( \hat{\rho}_n - \hat{\rho}_p \right) \hat{\mathcal{F}}^- \left( \hat{\rho}_n - \hat{\rho}_p \right) + \\ & + \left( \hat{\Delta}_p^+ - \hat{\Delta}_n^+ \right) \left( \hat{v}_n - \hat{v}_p \right) + \\ & \left. + \left( \hat{v}_n^+ - \hat{v}_p^+ \right) \hat{\mathcal{F}}^\xi \left( \hat{v}_n - \hat{v}_p \right) \right]. \end{aligned} \quad (33)$$

Отделяя изоспиновые переменные и учитывая условия самосогласования,

$$\hat{U}_p - \hat{U}_n = \hat{U}_{\text{Coul}} - \hat{\mathcal{F}}^- \left( \hat{\rho}_n - \hat{\rho}_p \right), \quad (34)$$

$$\hat{\Delta}_p - \hat{\Delta}_n = -\hat{\mathcal{F}}^\xi \left( \hat{v}_n - \hat{v}_p \right), \quad (35)$$

получаем в рамках QRPA известное выражение для первого момента силовой функции

$$m_1 = \left( \hat{U}_{\text{Coul}} \left( \hat{\rho}_n - \hat{\rho}_p \right) \right). \quad (36)$$

**Таблица 1.** Разность энергий связи  $\Delta E_B$  пары зеркальных ядер: симметричный четно-четный остов  $\pm$  нуклон (МэВ)

Ядра	$\lambda$	$\Delta E_B$ (эксп.)	$\Delta E_B$ (DF3-f)
$^{17}\text{O}-^{17}\text{F}$	$1d_{5/2}$	3.543	3.723
$^{31}\text{P}-^{31}\text{S}$	$2s_{5/2}^{-1}$	6.180	6.180
$^{33}\text{S}-^{33}\text{Cl}$	$1d_{3/2}$	6.365	6.400
$^{39}\text{K}-^{39}\text{Ca}$	$1d_{3/2}^{-1}$	7.3068(6)	7.302
$^{41}\text{Ca}-^{41}\text{Sc}$	$1f_{7/2}$	7.2778(2)	7.405
$^{55}\text{Co}-^{55}\text{Ni}$	$1f_{7/2}^{-1}$	9.4764(8)	9.526
$^{57}\text{Ni}-^{57}\text{Cu}$	$2d_{5/2}$	9.6573(8)	9.666

**Таблица 2.** Разность энергий связи  $\Delta E_B$  пары зеркальных ядер: симметричный четно-четный остов  $\pm$  пара нуклонов (МэВ)

Ядра	Остов	$\Delta E_B$ (эксп.)	$\Delta E_B$ (DF3-f)
$^{34}\text{S}-^{34}\text{Ar}$	$^{32}\text{S}$	13.1180(1)	13.360
$^{38}\text{Ar}-^{38}\text{Ca}$	$^{40}\text{Ca}$	14.2210(3)	14.181
$^{42}\text{Ca}-^{42}\text{Ti}$	$^{40}\text{Ca}$	15.0073(3)	15.327
$^{54}\text{Fe}-^{54}\text{Ni}$	$^{56}\text{Ni}$	18.541(5)	18.449
$^{58}\text{Ni}-^{58}\text{Zn}$	$^{56}\text{Ni}$	19.49(5)	19.91

В локальном приближении оно имеет простой вид

$$m_1 = \int d\mathbf{r} V_c(\mathbf{r}) \left( \rho_n(\mathbf{r}) - \rho_p(\mathbf{r}) \right). \quad (37)$$

Таким образом, в точно согласованном расчете нулевой момент силовой функции не зависит от взаимодействия, а для ее первого момента остается только кулоновское взаимодействие, усредненное по изовекторной части одночастичной матрицы плотности.

### 3. ФУНКЦИОНАЛ ПЛОТНОСТИ DF3-f ДЛЯ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ИАР

В рамках описанного выше самосогласованного подхода предложен новый энергетический функционал плотности DF3-f, являющийся модификацией ЭФП DF3 [5, 6], DF3-a [8] и FANDF<sup>0</sup> [7], предложенных Фаянсом и др. Функционалы этого семейства отличаются от функционала Скирма более сложной зависимостью от плотности как объемного, так и поверхностного членов; последний учитывает эффекты конечного радиуса взаимодействия и нелокальные эффекты в ядерной среде.

**Таблица 3.** Частоты переходов между компонентами триплета: симметричный четно-четный остов  $\pm$  пара нуклонов (МэВ)

Триплет	$\omega_{\text{ИАР}}^-$ (эксп.)	$\omega_{\text{ИАР}}^-$ QRPA	$\omega_{\text{ИАР}}^+$ (эксп.)	$\omega_{\text{ИАР}}^+$ QRPA
$^{38}\text{Ar} \rightarrow ^{38}\text{K} \leftarrow ^{38}\text{Ca}$	6.827	6.87	7.394	7.51
$^{42}\text{Ca} \rightarrow ^{42}\text{Sc} \leftarrow ^{42}\text{Ti}$	7.2094(1)	7.28	7.7985(2)	7.89
$^{54}\text{Fe} \rightarrow ^{54}\text{Co} \leftarrow ^{54}\text{Ni}$	9.0268(1)	9.02	9.514(5)	9.72
$^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{58}\text{Cu} \leftarrow ^{58}\text{Zn}$	9.546	9.55	9.95(5)	9.95

В модифицированном ЭФП DF3-f для ЭФП DF3 значения параметров двухчастичного спин-орбитального взаимодействия выбраны такими же, как в ЭФП FANDF0, предложенном Фаянсом [7]:  $\kappa^+ = 0.38$ ,  $\kappa^- = 0$  ( $\kappa_{pp} = \kappa_{np} = 0.19$ ).

В общем случае спаривательная часть функционала зависит как от нормальной плотности, так и от ее градиента [6]. В настоящей работе уравнение ТКФС для обобщенного эффективного поля полностью согласовано с основным состоянием ядра с ЭФП DF3-f, причем градиентное спаривание не учитывалось:  $f_{\xi}^{pp} = f_{\xi}^{nn} = f_{\xi}^{np} = f_{\xi}^{\xi} + h^{\xi}(\rho^+ / 2\rho_0)$ , где  $f_{\xi}^{\xi} = -1.05$ ,  $h^{\xi} = 0.94$  для Pb;  $h^{\xi} = 0.92$  для Sn;  $h^{\xi} = 0.88$  для области Ca, Ni.

В обменном кулоновском взаимодействии учитывались кулон-ядерные корреляции, приводящие к его ослаблению согласно формуле (16). Для оценки степени эффективной экранировки в приближении среднего поля были проведены расчеты энергий связи ряда зеркальных ядер с использованием нового ЭФП DF3-f. В табл. 1 и 2 приведены соответственно разности энергий связи (величина кулоновского расщепления) зеркальных дублетов и триплетов в сравнении с экспериментальным расщеплением, взятым из [28]. Как видим, среднеарифметическое отклонение теории от эксперимента составляет +57 кэВ для дублетов. Двойная разность для триплетов составляет +170 кэВ, т.е. 85 кэВ/нуклон. Из уравнения для обобщенного эффективного поля ТКФС (1), эквивалентного уравнению QRPA, нами были рассчитаны также частоты переходов  $\omega_{\text{ИАР}}^-$  и  $\omega_{\text{ИАР}}^+$  между компонентами зеркальных триплетов (табл. 3). Среднеарифметическое отклонение (с превышением) теории от эксперимента составляет 70 кэВ.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что величина расщепления компонент зеркальных ядер, рассчитанного без обменного кулоновского взаимодействия, систематически превышает эксперимент. Таким образом, проведенный анализ показывает, что в этих ядрах взаимодействие необходимо, по-видимому, эффективно экранировать на 85–90%.

В настоящей работе из методических соображений использовалось значение  $h_{\text{Coul}} = 1$  ( $\sigma = 1$ ), отвечающее максимальной экранировке обменной части кулоновского взаимодействия (16), что позволяет устранить аномалию Нолен-Шиффера [27]. По этой причине можно ожидать некоторого завышения энергий ИАР в нашем расчете.

#### 4. РАСЧЕТЫ ХАРАКТЕРИСТИК ИАР В ИЗОТОПАХ Ca, Sn, Pb

В рамках развитого метода рассчитаны силовые функции возбуждений с  $J^{\pi} = 0^+$  для четно-четных изотопов Ca, Sn, Pb с нейтронным спариванием. Эффективное NN-взаимодействие в каналах частица–дырка и частица–частица получено из энергетического функционала плотности DF3-f. Для нахождения характеристик ИАР решаются уравнения модели континуум-*pn*QRPA на полном базисе одночастичных состояний [10, 14].

##### 4.1. Изотопы Ca

Результаты DF3-f + CQRPA расчета силовых функций возбуждений с  $J^{\pi} = 0^+$  в изотопах  $^{42-54}\text{Ca}$  приведены на рис. 1, 2. Несмотря на то, что ИАР формируется в результате когерентной суперпозиции нескольких протон-нейтронных двухквартичных конфигураций, результирующая силовая функция каждого из изотопов представляет собой узкий одиночный пик. Рассчитанная энергия возбуждения ИАР в  $^{42}\text{Ca}$  на 50 кэВ выше экспериментальной энергии  $0.0 \pm 0.160$  МэВ, в  $^{44}\text{Ca}$  на 56 кэВ выше экспериментальной энергии  $2.786 \pm 0.160$  МэВ, а в  $^{48}\text{Ca}$  всего на 7 кэВ ниже экспериментальной энергии  $6.677 \pm 0.160$  МэВ [29].

Для удобства вычислений в расчет (рис. 1) включалось искусственное лоренц-уширение  $\Gamma = 100$  кэВ. Типичная ширина ИАР, связанная с прямой эмиссией протона (нейтрона) в континуум,

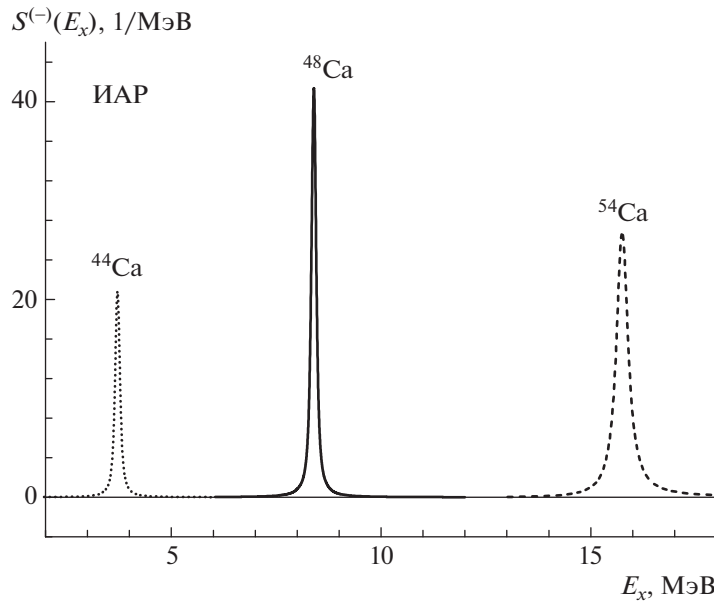


Рис. 1. Силовые функции ИАР изотопов кальция в зависимости от энергии возбуждения дочернего ядра  $E_x$ .

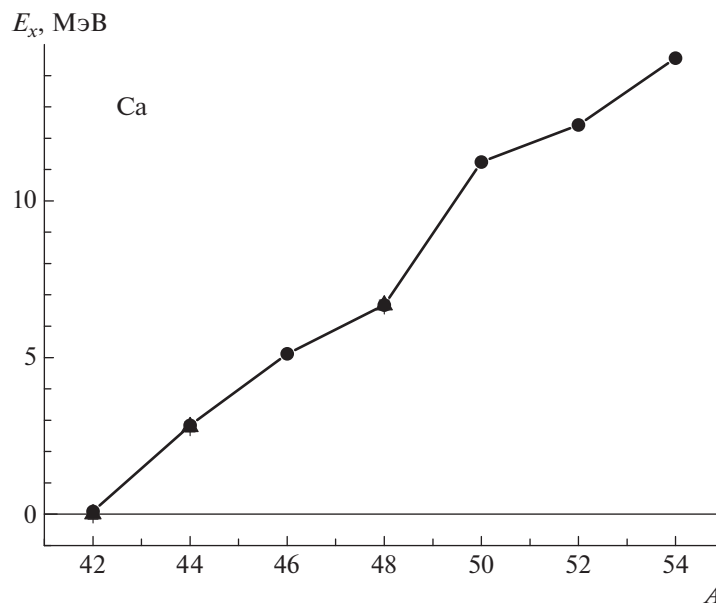


Рис. 2. Энергия возбуждения ИАР  $E_x$  в дочернем ядре для четных изотопов кальция (сплошная линия с кружками – DF3-f + CQRPA расчет, треугольники – экспериментальные энергии).

в рассмотренных изотопах Ca составляет  $\Gamma_{\text{escape}} \approx \approx 100$  кэВ. Нетрудно убедиться в том, что с учетом полной ширины  $\Gamma_{\text{tot}} \approx 200$  кэВ рассчитанные распределения  $S_{\text{ИАР}}(E_x)$  исчерпывают практически 100% правила сумм Ферми  $S_- - S_+ = N - Z$ . На рис. 3 показаны силовые функции возбуждений  $J^\pi = 0^+$  для изотопа  $^{54}\text{Ca}$ . Пунктирная кривая соответствует двухквартичному (без эффективного  $NN$ -взаимодействия, но с учетом нейтрон-нейтронного спаривания в основ-

ном состоянии). В самосогласованный  $pn$ QRPA-расчет (сплошная кривая) включено эффективное протон-нейтронное взаимодействие в каналах частица-дырка ( $ph$ ) и частица-частица ( $pp$ ), т.е. протон-нейтронное  $T = 1$  спаривание. В приближении HF + BCS силовая функция определяется конфигурациями ( $n1f_{7/2} \rightarrow p1f_{7/2}$ ) и ( $n1f_{7/2} \rightarrow p1f_{5/2}$ ), исчерпывающими соответственно 14% и 86% полной силы возбуждений  $N - Z$ . Таким образом, учет изовекторного отталкивательного вза-



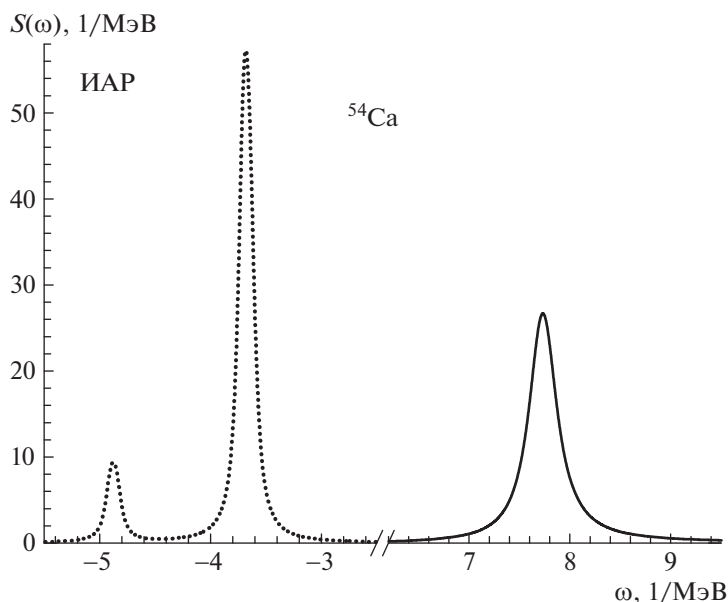


Рис. 3. Силовая функция возбуждения ИАР ( $J^\pi = 0^+$ ) для изотопа  $^{54}\text{Ca}$ , рассчитанная с ЭФП DF3-f + CQRPA: пунктирная кривая — расчет в приближении HF + BCS; сплошная кривая — расчет с учетом эффективного протон-нейтронного взаимодействия в каналах частица–дырка ( $ph$ ) и частица–частица ( $pp$ ).

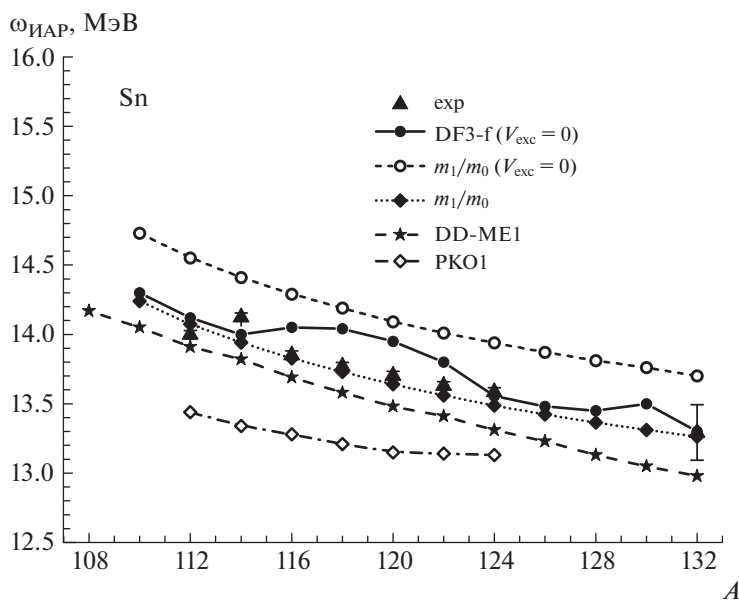


Рис. 4. Энергии ИАР относительно основного состояния родительского ядра в изотопах Sn в сравнении с экспериментом [30]. Сплошная линия с заполненными кружками — DF3-f + CQRPA расчет, штриховая кривая с открытыми кружками — оценка по правилу сумм (21) без учета кулоновского обмена, пунктирная с заполненными ромбами — оценка по правилу сумм с учетом кулоновского обмена в локальном приближении, штриховая со звездами — DD-ME1 + RQRPA расчет [9], штрих-пунктирная линия с открытыми ромбами — PKO1 + RQRPA-расчет [21], треугольники — экспериментальные энергии.

имодействия в канале частица–дырка и протон-нейтронного притягательного взаимодействия в канале частица–частица ( $S = 0$ ,  $T = 1$  динамическое спаривание) приводит к концентрации силы в одном изолированном состоянии, расположенном

при более высокой энергии близкой к средней кулоновской энергии дочернего ядра.

Игнорирование  $NN$ -взаимодействия в  $pp$ -канале нарушает  $SO(8)$ -симметрию уравнений  $pn$ QRPA для изменения матрицы плотности, определяющих отклик системы на внешнее зарядово-

обменное поле. Их симметрия понижается до  $SU(4)$  или  $SU(2) \times SU(2)$  уравнений BCS + RPA. Кроме того, в расчете без  $pp$ -взаимодействия сильное отталкивание в  $ph$ -канале завышает энергию возбуждения ИАР в ядре  $^{54}\text{Ca}$ , а в силовой функции возбуждений Ферми появляются “духовые” сателлиты ИАР. Хотя парные корреляции сверхпроводящего типа не нарушают изоспиновой симметрии, их некорректный учет, в частности игнорирование индуцированного изоскалярного  $NN$ -взаимодействия спаривательного типа [32], может сохранять фрагментацию силы ИАР, что является ложным эффектом и противоречит экспериментальным сечениям реакции ( $p, n$ ), в которых ИАР проявляется как узкий одиночный резонанс.

#### 4.2. Изотопы Sn

Для изотопов олова с  $A = 11-124$  имеются экспериментальные данные об энергиях и силовых функциях ИАР и ГТР, полученные из ( $^3\text{He}, t$ )-реакции [30]. На рис. 4 для цепочки изотопов Sn приведены энергии ИАР (относительно основных состояний родительских ядер) в сравнении с экспериментом и оценками, полученными из правила сумм для первого и нулевого моментов (32), (37).

Как видно из рис. 4, расчет в DF3-f + CQRPA в основном воспроизводит массовую зависимость экспериментальных энергий ИАР в изотопах Sn при заполнении оболочек  $2d_{5/2}, 1g_{7/2}, 3s_{1/2}$  ( $N = 60-66$ ), и оболочки  $1h_{11/2}$  ( $N = 74-82$ ). Имеет место небольшая переоценка энергий ИАР (максимальное отклонение от экспериментальных значений составляет +200 кэВ, см. табл. 4). В релятивистских расчетах [9] и [21], напротив, наблюдается недооценка энергий ИАР (максимальные отклонения от эксперимента –200 и –600 кэВ соответственно). Во всех трех расчетах зависимость энергии ИАР от массового числа  $A$  близка к полученной из правила сумм (16), (21). Однако для  $A = 116-122$  в работах [9, 21] эта зависимость более плавная. Это может объясняться различием в описании  $T = 1$  спаривания в основном состоянии. В нашей работе используется дельта-функциональное спаривание всего с одним силовым параметром, зависящим от  $A$ , тогда как в [9, 21] – взаимодействие Гони конечного радиуса, состоящее из двух гауссиан. Важно отметить, что, как и в расчете разностей энергий связи зеркальных ядер, предположение о полной экранировке кулоновского обмена в изотопах Sn несколько завышает энергии ИАР. Наконец, используемое приближение для двухчастичного спин-орбитального взаимодействия может приводить к неполному согласованию.

**Таблица 4.** Энергия возбуждения ИАР  $E_x$  в четных изотопах Ca, Sn и Pb (МэВ)

$A$	$E_x$ (DF3-f)	$E_x$ (эксп.)
$^{42}\text{Ca}$	0.09	0.00(160)
$^{44}\text{Ca}$	2.84	2.786(160)
$^{46}\text{Ca}$	5.12	–
$^{48}\text{Ca}$	6.67	6.677(160)
$^{50}\text{Ca}$	11.24	–
$^{52}\text{Ca}$	12.42	–
$^{54}\text{Ca}$	14.55	–
$^{110}\text{Sn}$	5.13	–
$^{112}\text{Sn}$	6.27	6.16(3)
$^{114}\text{Sn}$	7.15	7.28(3)
$^{116}\text{Sn}$	8.56	8.36(3)
$^{118}\text{Sn}$	9.60	9.33(3)
$^{120}\text{Sn}$	10.49	10.24(3)
$^{122}\text{Sn}$	11.41	11.24(3)
$^{124}\text{Sn}$	12.16	12.19(3)
$^{126}\text{Sn}$	13.08	–
$^{128}\text{Sn}$	13.94	–
$^{130}\text{Sn}$	14.87	–
$^{132}\text{Sn}$	15.6	0.2
$^{184}\text{Pb}$	5.86	–
$^{192}\text{Pb}$	9.18	–
$^{200}\text{Pb}$	12.04	–
$^{204}\text{Pb}$	13.46	–
$^{208}\text{Pb}$	15.09	15.1
$^{212}\text{Pb}$	18.50	–

#### 4.3. Изотопы Pb

На рис. 5 приведены результаты расчета силовых функций  $J^\pi = 0^+$ -возбуждений в изотопах  $^{184-212}\text{Pb}$ . Как видно, независимо от степени заполнения нейтронных орбиталей в диапазоне  $N = 102-130$  самосогласованный DF3-f + CQRPA-расчет, в котором учтено спаривание в основном состоянии как нейтрон-нейтронное ( $S = 0, T = 1$ ), так и протон-нейтронное спаривание ( $S = 0, T = 1$ ), дает одиночные пики ИАР.

На рис. 6 приведены результаты расчета силовых функций  $J^\pi = 0^+$ -возбуждений для изотопа  $^{182}\text{Pb}$ . Как видим, в полностью самосогласованных

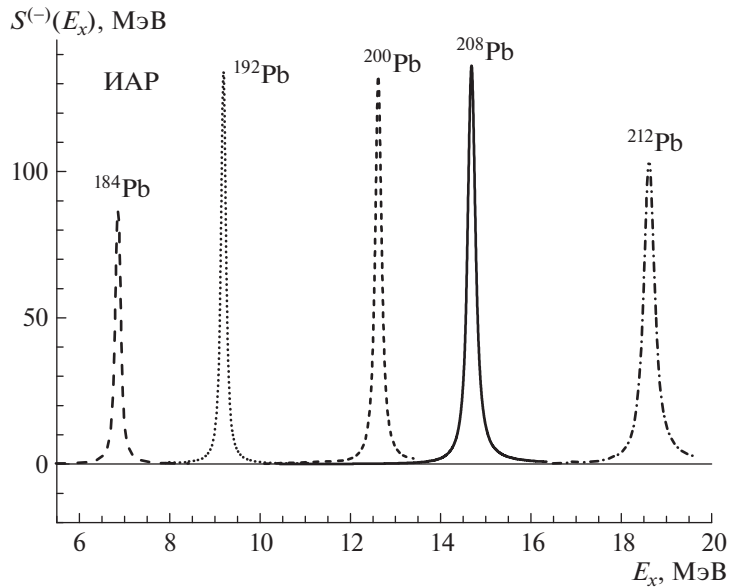


Рис. 5. Силовые функции ИАР для четных изотопов Pb в зависимости от энергии возбуждения дочернего ядра  $E_x$ .

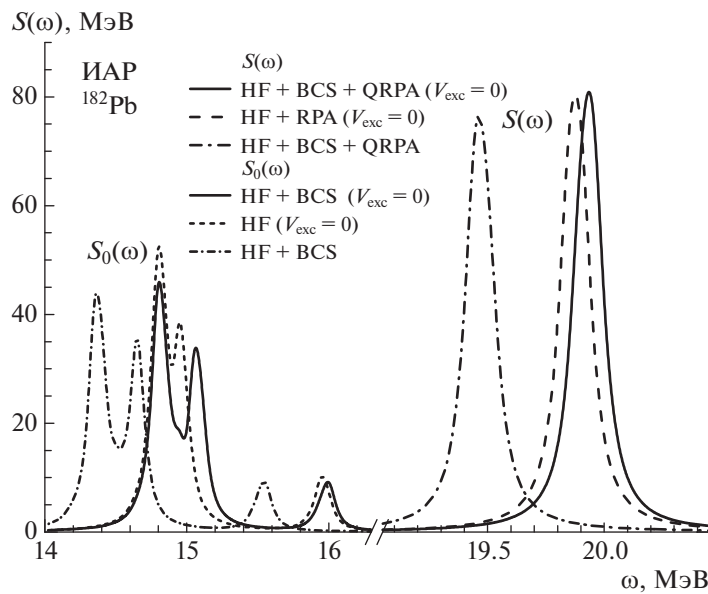


Рис. 6. Силовые функции  $S(\omega)$  и  $S_0(\omega)$  результаты  $J^\pi = 0^+$ -возбуждений для изотопа  $^{182}\text{Pb}$ .

RPA и QRPA сильно фрагментированная одночастичная сила ИАР “собирается” в отдельный пик. Без учета экранировки обменного кулоновского взаимодействия энергия ИАР уменьшается.

Для эталонного изотопа  $^{208}\text{Pb}$  рассчитанная энергия ( $E_{\text{th}} = 15.090$  МэВ) хорошо согласуется с экспериментальной  $E_x = 15.172 \pm 0.020$  МэВ [31] (см. табл. 4). При этом вклад в энергию ИАР от учета корреляционной кулоновской энергии составляет  $\Delta E_c \leq 350$  кэВ, по сравнению со сдвигом около 100 кэВ, полученным за счет феноменологической поправки протонных энергий в работе [18].

Вклад в энергию ИАР от спин-орбитального взаимодействия отсутствует, поскольку в функционале DF3-f спин-орбитальная константа  $\kappa' = 0$ .

Однако энергия ИАР в  $^{208}\text{Pb}$ , рассчитанная в этой работе, ниже экспериментальной от 200 до 900 кэВ. Для сравнения, в работе [21] энергия ИАР на 300–600 кэВ ниже экспериментальной.

Результаты наших самосогласованных расчетов в изотопах Ca, Sn, Pb систематизированы в табл. 4 и показаны на рис. 7. Как можно видеть, отклонение энергий ИАР от экспериментальных данных в

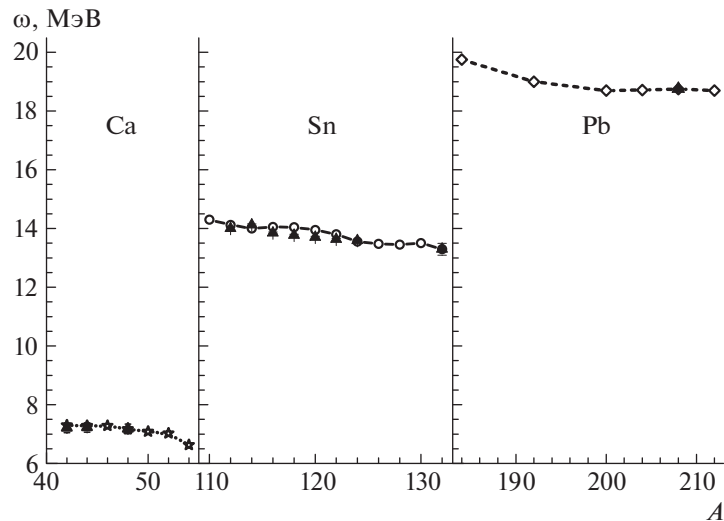


Рис. 7. Энергия возбуждения ИАР для изотопов Ca, Sn и Pb. (Открытые символы — наша теория, черные треугольники — эксперимент).

изотопах Ca составляет от 3 до 56 кэВ, тогда как в Sn оно от  $-30$  до 200 кэВ, и всего  $-82$  кэВ в  $^{208}\text{Pb}$ . В рассмотренных изотопах исчерпывается 97–98% правила сумм для матричных элементов  $S_- S_+ = N - Z$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках обобщенной теории конечных ферми-систем развит полностью самосогласованный подход DF3-f +  $pn\text{CQRPA}$ -подход к описанию изобар-аналоговых резонансов в нейтронно-избыточных ядрах с развитым спариванием. Рассчитанные свойства ИАР в тяжелых изотопах Ca, Sn и Pb сравнены с результатами предыдущих самосогласованных расчетов [9, 13, 18, 21]. Расчеты характеристик ИАР являются чувствительным тестом восстановления изоспиновой симметрии. Основным источником ее нарушения в полностью согласованном расчете — взаимодействие Кулона. Особенно важен корректный учет вклада короткодействующих ядерных корреляций [7, 23] в обменную компоненту кулоновского взаимодействия. Ограничения на параметры экранировки  $V_{\text{exc}}$ , полученные из разностей зарядовых радиусов пар зеркальных ядер повышают надежность расчетов ИАР. В целом, использование нового ЭФП DF3-f эффективно увеличивает энергию ИАР в рассмотренных изотопических цепочках, в значительной степени компенсируя ее недооценку в самосогласованных расчетах [9, 11, 21].

Во всех рассмотренных изотопах в самосогласованном DF +  $pn\text{CRPA}$  расчете наблюдается вырождение энергий ИАР и изобарических партнеров. Полученное разумное описание имеющихся экспериментальных и эмпирических энергий ИАР

свидетельствует об эффективном восстановлении изоспиновой симметрии, нарушенной в приближении HF + BCS.

При выключенном  $NN$ -взаимодействии в канале частица–частица ( $S = 0$ ,  $T = 1$ ) в силовой функции ИАР остаются сателлиты, отражающие нарушение изоспиновой симметрии. Ложные состояния вносят заметный вклад в правило сумм. В моделях без учета динамического  $S = 0$  и  $S = 1$  спаривания искажаются силовые функции не только изоспиновых, но и спин-изоспиновых возбуждений. Особенно заметный эффект наблюдается для гамов-теллеровских возбуждений как в окне  $\beta^+$ -распада, так и  $\beta^-$ -распада. Это сказывается, в частности, на интегральных характеристиках  $\beta$ -распада. Так, например, в модели FRDM + PRA [32] присутствует характерное усиление четно-нечетного эффекта в периодах  $\beta^-$ -распада, особенно заметное для изотонов с  $N = 28, 50, 82$ , важных для моделирования  $\gamma$ -процесса нуклеосинтеза.

Следует отметить, что в самосогласованном подходе, основанном на ЭФП Фаянса, наряду с характеристиками ядерной материи с хорошей точностью описываются ядерные массы и радиусы [24]. Поэтому в настоящих расчетах не возникает противоречий между оценками энергий ИАР, величины “нейтронной шубы” и энергии симметрии, имеющих место для многих параметризаций функционала Скирма. Это важно для согласованности ядерно-структурных и астрофизических расчетов, так как  $E_{\text{symm}}$  — необходимый ингредиент моделирования  $\gamma$ -процесса нуклеосинтеза, происходящего при слиянии нейтронных звезд и в коллапсирующих сверхновых.

И.Н.Б. благодарен за дискуссии Н. Ван Джаю (N. Van Giai) и участникам франко-российской встречи “Meeting on New Avenues in Low-Energy Nuclear Physics” в IPN Орсе, 14–16 ноября 2018. Работа поддержана грантом Российского научного фонда (РНФ 16-12-10161).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. Auerbach, Phys. Rept. **98**, 273 (1983).
2. F. Osterfeld, Rev. Mod. Phys. **64**, 491 (1992).
3. B. L. Birbrair, Nucl. Phys. A **108**, 449 (1968).
4. Bui Minh Loc, N. Auerbach, and G. Colò, Phys. Rev. C **99**, 014311 (2019).
5. I. N. Borzov, S. A. Fayans, E. Křómer, and D. Zawischa, Z. Phys. A **355**, 117 (1996).
6. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
7. С. А. Фаянс, Письма в ЖЭТФ **68**, 161 (1998) [JETP Lett. **68**, 169 (1998)].
8. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **74**, 1306 (2011) [Phys. At. Nucl. **74**, 1277 (2011)].
9. N. Paar, T. Nikšić, D. Vretenar, and P. Ring, Phys. Rev. **69**, 054303 (2004).
10. И. Н. Борзов, Е. Л. Трыков, С. А. Фаянс, ЯФ **52**, 985 (1990) [Sov. J. Nucl. Phys. **52**, 627 (1990)].
11. G. Colò, H. Sagawa, N. Van Giai, P. F. Bortignon, and T. Suzuki, Phys. Rev. C **57**, 3049 (1998).
12. G. V. Kolomytsev, M. L. Gorelik, and M. H. Urin, Eur. Phys. J. **54**, 228 (2018).
13. H. Liang, N. Van Giai, and J. Meng, Phys. Rev. Lett. **101**, 122502 (2008).
14. И. Н. Борзов, С. А. Фаянс, Препринт-ФЭИ-1129 (1980).
15. Н. И. Пятов, С. А. Фаянс, ЭЧАЯ **14**, 953 (1983).
16. В. А. Родин, М. Г. Урин, ЯФ **66**, 2178 (2003) [Phys. At. Nucl. **66**, 2128 (2003)].
17. S. A. Fayans, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **568**, 523 (1994).
18. X. Roca-Maza, L.-G. Cao, G. Colò, and H. Sagawa, Phys. Rev. C **94**, 044313 (2016).
19. P.-G. Reinhard and H. Flocard, Nucl. Phys. A **584**, 467 (1995).
20. J. F. Berger, M. Girod, and D. Gogny, Nucl. Phys. A **428**, 25 (1984).
21. Z. M. Niu, Y. F. Niu, H. Z. Liang, W. H. Long, and J. Meng, Phys. Rev. C **95**, 044301 (2017).
22. S. G. Rohozinski, J. Dobaczewski, and W. Nazarewicz, Phys. Rev. C **81**, 014313 (2010).
23. A. Bulgac and V. R. Shaginyan, Nucl. Phys. A **601**, 103 (1996).
24. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **79**, 703 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 1030 (2016)].
25. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983).
26. D. J. Horen, G. R. Satchler, S. A. Fayans, and E. L. Trykov, Nucl. Phys. A **600**, 193 (1996).
27. J. A. Nolen, Jr. and J. P. Schiffer, Ann. Rev. Nucl. Sci. **19**, 471 (1969).
28. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2>
29. K. Yako, M. Sasano, K. Miki, H. Sakai, M. Dozono, D. Frekers, M. B. Greenfield, K. Hatanaka, E. Ihara, M. Kato, T. Kawabata, H. Kuboki, Y. Maeda, H. Matsubara, K. Muto, and S. Noji, Phys. Rev. Lett. **103**, 012503 (2009).
30. R. Pham, J. Jänecke, D. A. Roberts, M. N. Harakeh, G. P. A. Berg, S. Chang, J. Liu, E. J. Stephenson, B. F. Davis, H. Akimune, and M. Fujiwara, Phys. Rev. C **51**, 526 (1995).
31. D. J. Horen, C. D. Goodman, C. C. Foster, C. A. Goulding, M. B. Greenfield, J. Rapaport, D. E. Bainum, E. Sugarbaker, T. G. Masterson, F. Petrovich, and W. G. Love, Phys. Rev. Lett. B **95**, 27 (1980).
32. P. Möller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz, Phys. Rev. C **67**, 055802 (2003).

## SELF-CONSISTENT STUDY OF ISOBARIC ANALOG RESONANCES IN NEUTRON-RICH NUCLEI WITH PAIRING

I. N. Borzov<sup>1),2)</sup>, S. V. Tolokonnikov<sup>1),3)</sup>

<sup>1)</sup>National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

<sup>2)</sup>Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

<sup>3)</sup>Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudny, Russia

The self-consistent approach is developed to the isobaric analog resonances (IAR) in the neutron-rich nuclei with pairing correlations. A continuum quasiparticle random-phase approximation is used, based on a new modification of the energy density functionals proposed earlier by Fayans and collaborators. The IAR properties in heavy isotopes of Ca, Sn and Pb both close to doubly-magic ones and those with developed neutron pairing are calculated. A comparison is made with the calculations in the self-consistent models with various relativistic functionals and Skyrme functionals.