

Микроскопическая природа радиационной силовой функции: структуры, связь с фононами

С. П. Камерджиев⁺¹⁾, О. И. Ачаковский, А. В. Авдеенков

⁺Институт атомной энергетики НИЯУ МИФИ, 249030 Обнинск, Россия

ГНЦ РФ Физико-энергетический институт им. Лейпунского, 249033 Обнинск, Россия

Поступила в редакцию 7 июля 2014 г.

После переработки 29 апреля 2015 г.

Обсуждается микроскопическая природа радиационной силовой функции – важнейшей характеристики, необходимой для описания ядерных реакций с участием гамма-квантов как в астрофизике, так и в теории ядерных реакторов. Показано, что в отличие от феноменологических подходов, основанных на различных модификациях лоренцевой зависимости для этой функции, микроскопический подход дает структуры, которые обусловлены эффектами как стандартного метода хаотических фаз, так и связью с низколежащими коллективными возбуждениями (фононами), т.е. выходом за рамки метода хаотических фаз. Микроскопические расчеты силовой функции для нескольких изотопов Sn и Ni выполнены с помощью самосогласованной версии обобщенной теории конечных ферми-систем, которая учитывает оба эти эффекта и использует известные силы Скирма SLy4 для расчетов среднего поля, эффективно взаимодействия между нуклонами и характеристик фононов. Микроскопические радиационные E1 силовые функции используются в современном коде EMPIRE 3.1 для расчета сечений радиационного захвата нейтронов и средних радиационных ширин нейтронных резонансов. Получено разумное согласие с имеющимися экспериментальными данными при условии учета связи с фононами. Объяснены интегральные характеристики пигми-дипольного резонанса в нестабильном ядре ^{68}Ni . Этот резонанс предсказан в нестабильном ^{72}Ni .

DOI: 10.7868/S0370274X15110016

Понятие радиационной силовой функции (РСФ) было введено для описания гамма-переходов с высоковозбужденных состояний в широкой области энергий вблизи энергии отделения нейтронов [1]. Эта величина необходима для расчета всех характеристик радиационных процессов в ядрах, в частности сечений радиационного захвата нейтрона, который является одной из важнейших реакций в процессах нуклеосинтеза, и в расчетах ядерных и термоядерных реакторов. Как правило, используется обобщенная РСФ, которая включает и переходы между возбужденными состояниями. В этом случае использование РСФ в расчетах сечений радиационных процессов основано на применении гипотезы Бринка–Акселя [2, 3]. Согласно последней гигантский дипольный резонанс (ГДР) может быть построен на любом возбужденном состоянии и его свойства не зависят от природы этого состояния. Если принять данную гипотезу, которая в настоящее время является общепризнанным приближением и считается в основном оправданной, то РСФ просто связана с сечением фо-

топоглощения (см. ниже) и проблематикой так называемого пигми-дипольного резонанса (ПДР), см. [4].

В последние годы как в “чистой” ядерной физике, так и среди специалистов по ядерным данным проявляется огромный интерес к проблемам ПДР [5–7]. Этот резонанс находится в области низкоэнергетического хвоста ГДР, т.е. в широкой области вблизи энергии отделения нуклона. Хотя обычно он исчерпывает 1–2% правила сумм Томаса–Райхе–Куна, его роль в радиационных ядерных процессах очень значительна [8]. Следует также подчеркнуть, что в ядрах с малой энергией отделения нейтрона (меньшей 3–4 МэВ) характеристики ПДР сильно меняются и, следовательно, феноменологические систематики, построенные на данных, полученных для стабильных ядер с обычной энергией отделения в области 8 МэВ, не годятся. В этом смысле феноменологическое описание не имеет предсказательной силы. Поэтому активно развивались самосогласованные микроскопические подходы. Они имеют значительно большую предсказательную силу и претендуют на описание как основных, так и возбужденных состояний всех ядер, кроме самых легких, с помо-

¹⁾e-mail: kaev@obninsk.com

пью относительно небольшого (порядка 10) набора универсальных параметров, описывающих либо силы Скирма, либо сам энергетический функционал [5, 6, 8].

Существует другой важный аспект этой проблемы, связанный с потребностью в ядерных данных как для астрофизики, так и для ядерных реакторов. В этой области для описания РСФ, как правило, используются феноменологические подходы, основанные на различных модификациях лоренцевской кривой для ГДР. Однако, как уже указывалось в справочнике Reference Input Parameters Library RIPL-2 [9], такой подход не описывает наблюдаемые структуры в РСФ и ГДР в нейтронно-обогащенных ядрах. Поэтому начиная с 2006 г., в RIPL-2 и современных кодах по расчету ядерных реакций типа EMPIRE и TALYS, кроме феноменологических РСФ, используются микроскопические РСФ, рассчитанные в рамках самосогласованного подхода для среднего поля в методе Хартри–Фока–Боголюбова и квазичастичного метода хаотических фаз (HFB+QRPA) [8, 9]²⁾. Такой подход вполне естественен, поскольку он подразумевает использование одночастичной схемы уровней ядра и, следовательно, учитывает индивидуальные свойства каждого ядра, в том числе экзотических ядер, для которых, как правило, нет возможностей для построения феноменологических подходов. Однако, как будет видно ниже, HFB+QRPA-подход необходим, но недостаточен.

Недавние экспериментальные данные как для стабильных, так и для нестабильных ядер подтверждают необходимость микроскопического подхода и показывают отчетливые структуры в РСФ [10–12] и в сечениях фотопоглощения [13–15] в широкой области энергий вблизи энергии отделения нейтрона. Одним из известных методов является “метод Осло” [10], который позволяет измерять РСФ в области от 1–2 МэВ до энергии отделения нейтрона. В работе [10] наблюдались структуры в РСФ для 6 четно-четных и нечетных изотопов Sn в области энергий около 8–9 МэВ. Как оказалось, они не описываются ни в рамках стандартного феноменологического подхода [10], ни в микроскопическом HFB+QRPA-подходе [11]. Чтобы объяснить эксперимент, авторы обеих работ “вручную” вводили структуру в этой области энергий с силой 1–2% правила сумм Томаса–Рейхе–Куна, дополнительную по сравнению с лоренцевским описанием [10] или с HFB+QRPA [11]. Эта дополнительная сила может быть обусловлена либо

эффектом связи с фононами, т.е. выходом за рамки HFB+QRPA-подхода, который исследуется в настоящей работе, либо вкладом M1-резонанса. Можно, однако, полагать, что вклад последнего не является значительным.

Таким образом, представляется необходимым количественно проанализировать роль микроскопического эффекта связи с фононами для РСФ в стабильных и нестабильных ядрах с целью выяснения его вклада в различные характеристики, описывающие радиационные процессы в ядрах, и по возможности сравнить полученный результат с имеющимися экспериментальными данными. Необходимо отметить, что связь с фононами также учитывается в хорошо известной квазичастично-фононной модели [16, 15] и в релятивистской QTBA (RQTBA) [17]. Эти модели, включая используемую в настоящей работе, обсуждаются в обзоре [5].

В настоящей работе анализ выполняется для нескольких четно-четных изотопов Sn и Ni. Расчеты РСФ осуществляются в рамках самосогласованной версии обобщенной теории конечных ферми-систем в квазичастичном приближении временной блокировки ОТКФС(КПВБ) (ETFFS(QTBA)) [18, 19] (далее просто QTBA), которая учитывает дискретизованный одночастичный спектр, эффекты как QRPA, так и связи с фононами и использует известные силы Скирма SLy4 [20] для расчетов среднего поля, эффективного взаимодействия между нуклонами и характеристик фононов (подробнее см. [21]). Микроскопически рассчитанная РСФ используется нами в коде EMPIRE 3.1 для расчета сечений радиационного захвата нейтронов и средней радиационной ширины в четно-четных составных ядрах.

Во всех расчетах в рамках ОТКФС использовалась силовая функция $S(\omega) = \frac{dB[E(M)L]}{d\omega}$, которая связана с сечением E1-фотопоглощения: $\sigma(\omega) = 4.022\omega S(\omega)$, где ω берется в МэВ, S – в $\text{фм}^2 \cdot \text{МэВ}^{-1}$, σ – в мбн. В таком случае, если верна гипотеза Бринка–Акселя, РСФ выражается через $S(\omega)$ следующим образом:

$$f(E1) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \frac{\sigma(\omega)}{\omega} = 3.487 \cdot 10^{-7} S(\omega), \quad (1)$$

где S берется в $\text{фм}^2 \cdot \text{МэВ}^{-1}$, $f(E1)$ – в МэВ^{-3} .

В работе [21] рассчитывались E1 силовые функции $S(\omega)$ для пятнадцати четно-четных изотопов Sn с $A = 100–176$ с использованием самосогласованных вариантов HFB+QRPA и ОТКФС (КПВБ) с силами Скирма SLy4. Эти расчеты являлись весьма трудоемкими, поскольку самосогласованно рассчитывались среднее поле, фононы и эффективные силы, ко-

²⁾Мы используем общепринятые, в том числе английские, аббревиатуры, часто не объясняя детально их смысла.

торые входят в расчет фононов и уравнения QTBA (подробнее см. [21]). Для сравнения с экспериментальными данными [10, 11] мы использовали силовые функции из [21] для $^{116,120,124}\text{Sn}$, для которых они имеются. Все расчеты силовой функции $S(\omega)$ для изотопов Sn и Ni выполнялись с величиной параметра сглаживания 200 кэВ, которая представляется наиболее разумной исходя из опыта многочисленных расчетов сечения фотопоглощения [18, 21].

На рис. 1 показаны РСФ для ^{120}Sn , рассчитанные по программе EMPIRE 3.1 для шести име-

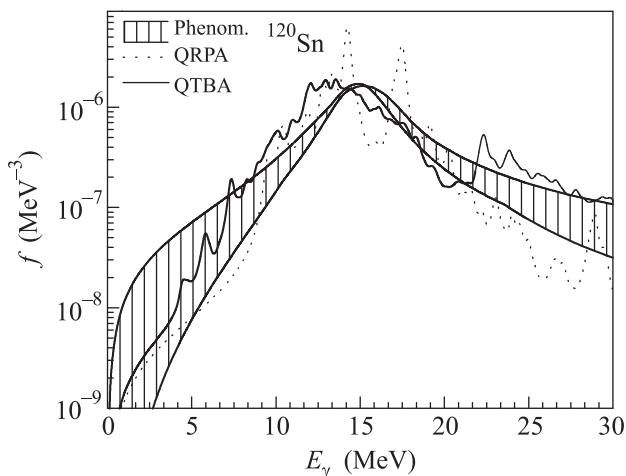


Рис. 1. Радиационные E1 силовые функции для ^{120}Sn . В заштрихованной области содержатся 6 бесструктурных феноменологических вариантов РСФ, основанных на различных модификациях лоренцевой кривой для ГДР [9]. Пунктир – QRPA, сплошная кривая – QTBA (полный микроскопический расчет с учетом связи с фононами)

ющихся в RIPL2 [9] феноменологических моделей РСФ, и, для сравнения, наши микроскопические РСФ для вариантов QRPA и QTBA. На рис. 2 представлены РСФ для изотопов $^{116,120,124,132}\text{Sn}$, рассчитанные для трех вариантов РСФ: феноменологического Enhanced Generalized Lorentzian (EGLO) [9], микроскопических QRPA и QTBA в каждом ядре, а также имеющиеся экспериментальные данные для этих ядер. На рис. 3 показаны РСФ для нестабильных изотопов $^{68,72}\text{Ni}$ и, для сравнения, стабильного ^{58}Ni .

Итак: 1) в отличие от феноменологических подходов (см. рис. 1) во всех ядрах имеются структуры, обусловленные как эффектами QRPA, так и эффектами связи с фононами. При этом отличие QTBA от QRPA, т.е. вклад связи с фононами, становится заметным при энергиях $E \lesssim 10$ МэВ. Точнее, структуры при энергии $E \lesssim 10$ МэВ обусловлены толь-

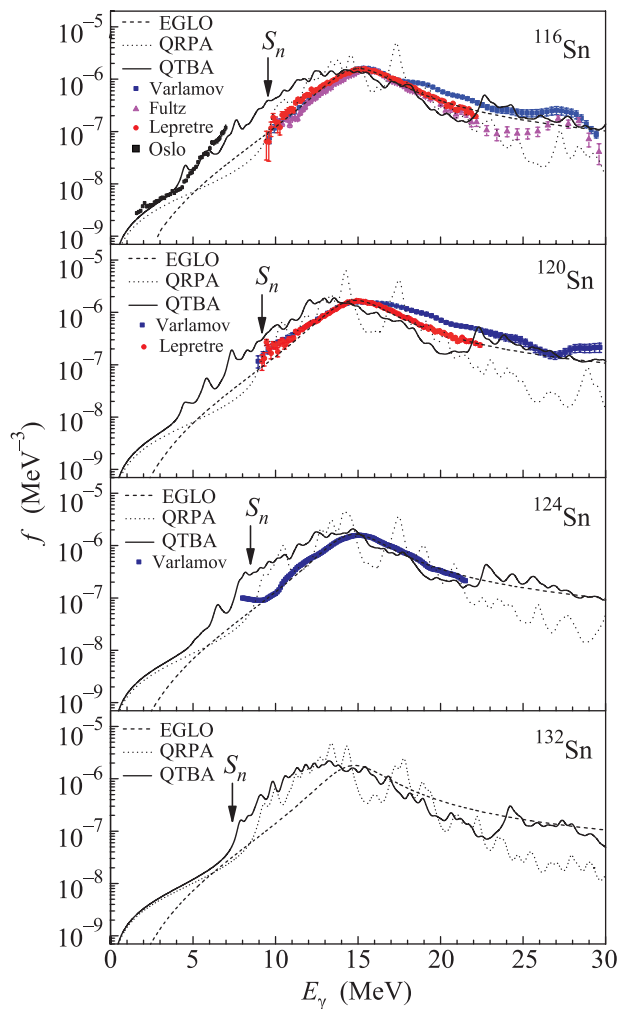


Рис. 2. Радиационные E1 силовые функции для трех изотопов Sn. Штриховые линии – феноменологический вариант EGLO [9]. Пунктир – QRPA, сплошная линия – QTBA (полный микроскопический расчет). Стрелкой показаны энергии отделения нейтронов. Экспериментальные данные взяты из [22–25]

ко эффектом связи с фононами. Это соответствует упомянутым результатам экспериментов [10]; 2) для РСФ в ^{116}Sn в области энергии до порога получено разумное согласие с экспериментом [10]; 3) в дважды магическом ядре ^{132}Sn в нашем подходе структуры РСФ до энергии отделения нейтрона отсутствуют, что объясняется спецификой одночастичного и фоннных спектров в нем; 4) как и следовало ожидать, в целом получено согласие кривых EGLO с экспериментальными данными при энергиях выше порога, поскольку феноменология EGLO подбиралась по соответствующим экспериментам. Как видно из рис. 2, наши расчеты в области энергий ГДР согласуются с экспериментом хуже, чем в энергетической области

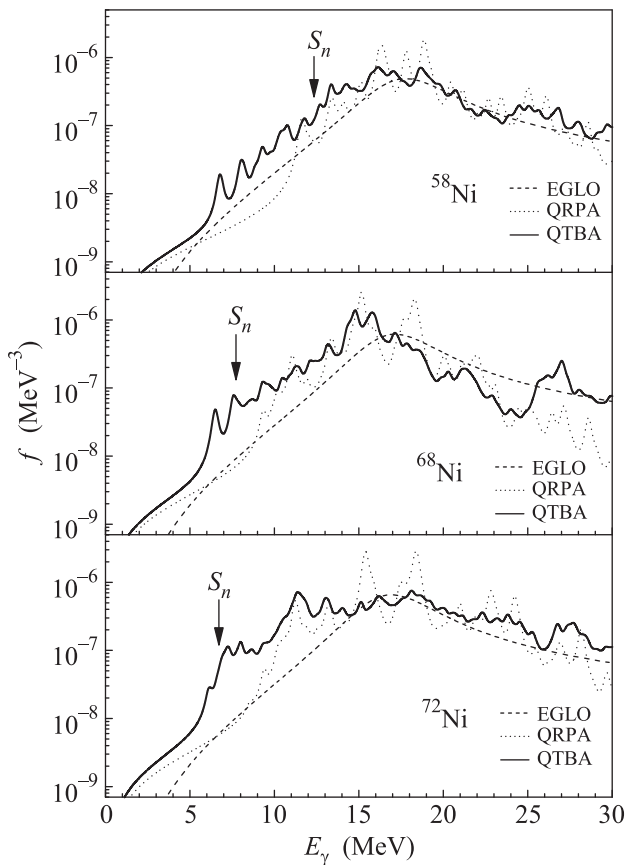


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для трех изотопов Ni

до энергии связи для ^{116}Sn . Одна из главных причин этого состоит в том, что при энергиях, больших энергии отделения нуклона, параметр сглаживания должен зависеть от энергии. Однако, как показано в [26], все интегральные характеристики, включая важнейшую из них, ширину ГДР, удовлетворительно описывают экспериментальные данные с используемым нами параметром 200 кэВ.

В последние годы нестабильное ядро ^{68}Ni (период полураспада 29 с) привлекает повышенный интерес экспериментаторов и теоретиков в связи с проблемами ПДР [4–6]. Пигми-дипольный резонанс в этом ядре был измерен в сложных экспериментах по его кулоновскому возбуждению ядрами золота с энергией 600 МэВ/нуклон [13]. Получены неожиданные результаты: ПДР находится в интервале 7–13 МэВ, имеет максимум при энергии 11 МэВ и исчерпывает примерно 5 % энергетически взвешенного правила сумм. Энергия отделения нейтрона равна 7.8 МэВ, т.е. ПДР в данном ядре находится заметно выше порога вылета нейтрона. Недавно эти результаты были подтверждены в [14]. Похожая ситуация должна иметь место и в ^{72}Ni . Предсказания для этого яд-

ра представляют интерес из-за возможности выполнения соответствующих экспериментов. Результаты расчетов для ПДР в обоих ядрах и, для сравнения, в стабильном ^{58}Ni представлены в табл. 1, а для ПДР в ^{72}Ni – на рис. 4.

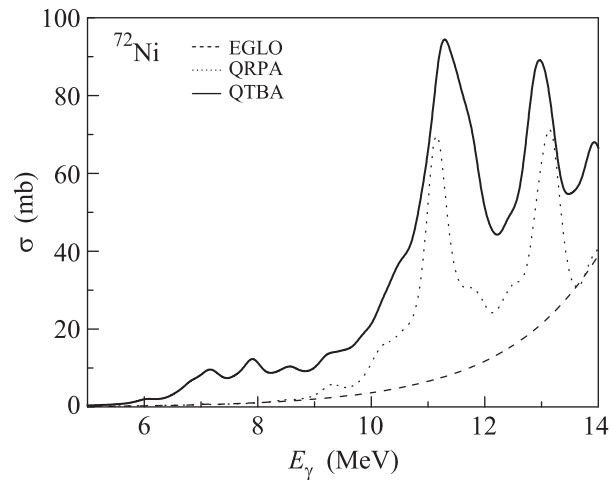


Рис. 4. Сечение E1-фотопоглощения для ^{72}Ni

Результаты, приведенные в табл. 1, получены с использованием обычной при обработке эксперимента процедуры аппроксимации резонансных кривых функцией Лоренца: три параметра этой функции находились из условия совпадения с тремя энергетическими моментами, $m_k = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE E^k S(E)$, где E_{\min} и E_{\max} – начало и конец рассматриваемого энергетического интервала³⁾. Для ^{68}Ni нами получено вполне разумное описание наблюдаемых интегральных характеристик в интервале энергий 0–30 МэВ. В наблюдаемом интервале 7–13 МэВ в рамках QRPA получены хорошее согласие с экспериментом для средней энергии ПДР $E = 11$ МэВ и удовлетворительное описание исчерпывания правила сумм 4.85 % (эксперимент [14] дает 4.1(1.9) %). Учет связи с фонами не меняет величину средней энергии $\langle E \rangle$, но заметно увеличивает процент исчерпывания правила сумм (до 8.7 %, подробнее см. [4]). Следует отметить, что феноменологический вариант EGLO не дает структур в РСФ. Мы привели этот расчет только для единообразного сравнения с микроскопическими моделями.

Такого же типа расчеты ПДР в ^{68}Ni были выполнены в рамках варианта релятивистского КПВБ

³⁾К сожалению, это обстоятельство не было отмечено в нашей работе [4], т.е. расчеты интегральных характеристик для ^{68}Ni выполнялись не по формулам, приведенным в [4]. Однако пересчет результатов табл. 1 по формулам в [4] дал очень близкие результаты.

Таблица 1

Интегральные характеристики ПДР в $^{58,68,72}\text{Ni}$

Ядро	Интервал, МэВ	EGLO		QRPA		QTBA	
		E , МэВ	%	E , МэВ	%	E , МэВ	%
^{58}Ni	8–14	11.3	2.4	13.3	6	14.0	11.7
^{68}Ni	7–13	11.3	3.1	11.0	4.9	10.8	8.7
^{72}Ni	8–14	11.3	3.4	12.4	14.7	12.4	25.7

с учетом двухфонных конфигураций (RQTBA2) [27]. В них, по словам авторов, было получено разумное согласие с экспериментом для ПДР [13]. Отличие этого метода от нашего состоит в использовании для расчета среднего поля релятивистского подхода и, что представляется более интересным, в учете двухфонных конфигураций. Последнее свойство является естественным развитием ОТКФС (КПВБ), в котором учитывались только сложные конфигурации вида “фонон \otimes 2 квазичастицы”. Как видно из таблицы, мы получили столь же разумное описание эксперимента [13], как и в RQTBA2 [27], в то время как в обычном RQTBA, в котором учитывались те же конфигурации, что и в ОТКФС (КПВБ), расхождения с экспериментом весьма велики [27]. По-видимому, это объясняется различием использованных одночастичных схем.

Для нестабильного ядра ^{72}Ni (период полураспада 1.57 с) мы получили большой двугорбый максимум (см. рис. 4). Поэтому мы использовали интервал 8–14 МэВ, равный по величине интервалу для ^{68}Ni . Как видно из табл. 1, величина средней энергии 12.4 МэВ не меняется при учете связи с фонами, но процент исчерпывания правила сумм увеличивается от большого значения 14.7% до очень большого значения 25.7%. Во всех изотопах Ni получен небольшой вклад эффекта связи с фонами в величину средней энергии и его большой вклад в сечение фотопоглощения для области энергий, меньших 14 МэВ.

Большой интерес представляют расчеты и сравнение с имеющимися экспериментальными данными для радиационных характеристик ядер с нашими двумя микроскопическими РСФ: QRPA и QTBA. Очевидно, что структурность кривых РСФ будет по-разному проявляться в различных радиационных характеристиках. Чтобы исследовать это, мы использовали известную программу для расчета сечений ядерных реакций EMPIRE 3.1, вставив в нее наши микроскопические РСФ, и рассчитали сечения радиационного захвата нейтронов с образованием составных ядер $^{116,120,124}\text{Sn}$. Отметим, что такие же расчеты для ^{144}Nd выполнялись в [28] с програм-

мой GNESH. На рис. 5 приведены результаты наших расчетов для сечений реакций $^{115}\text{Sn}(n, \gamma)^{116}\text{Sn}$

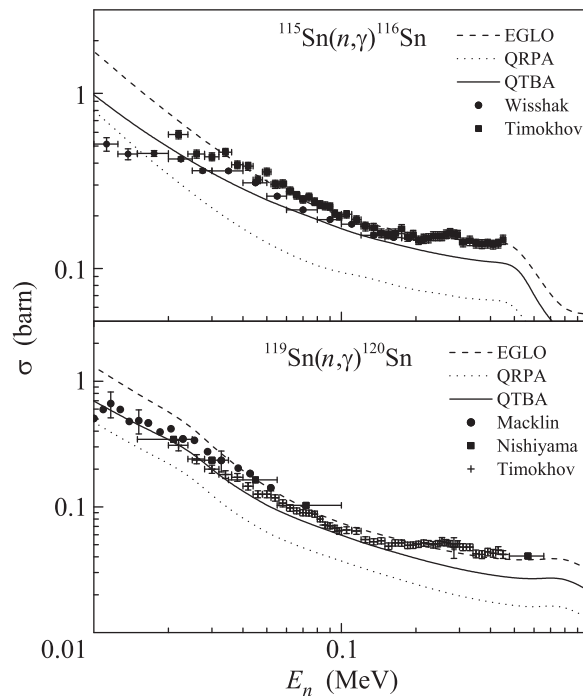


Рис. 5. Сечения радиационного захвата нейтронов в реакциях $^{115}\text{Sn}(n, \gamma)^{116}\text{Sn}$ и $^{119}\text{Sn}(n, \gamma)^{120}\text{Sn}$. Экспериментальные данные взяты из [29–32]

и $^{119}\text{Sn}(n, \gamma)^{120}\text{Sn}$, в которых использовалась модель для плотности уровней GSM [9]. Необходимо отметить, что в этих расчетах есть некоторая неопределенность, связанная с необходимостью выбора модели для плотности уровней, которая входит в выражение для сечения как одна из основных характеристик ядра. Мы использовали феноменологическую модель GSM [9], в которой учитывается вибрационное усиление плотности уровней, т.е. связь с фонами в плотности уровней. Как видно из рис. 5, во-первых, получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными для реакции $^{115}\text{Sn}(n, \gamma)^{116}\text{Sn}$ и, во-вторых, для обеих реакций результаты нашего окончательного расчета QTBA заметно ближе к ре-

Средние радиационные ширины для s -нейтронов. Экспериментальные данные для ^{120}Sn и ^{62}Ni взяты из [35]. Для остальных ядер систематика взята из [34]

	^{116}Sn	^{120}Sn	^{124}Sn	^{132}Sn	^{58}Ni	^{62}Ni	^{68}Ni	^{72}Ni
$2\pi \frac{\Gamma_\gamma}{D_0}$								
EGLO	$7.99 \cdot 10^{-3}$	$5.77 \cdot 10^{-3}$	$4.77 \cdot 10^{-3}$	$6.52 \cdot 10^{-4}$	$7.04 \cdot 10^{-3}$	$2.51 \cdot 10^{-3}$	$1.04 \cdot 10^{-4}$	$5.08 \cdot 10^{-5}$
QRPA	$3.33 \cdot 10^{-3}$	$2.50 \cdot 10^{-3}$	$2.13 \cdot 10^{-3}$	$2.18 \cdot 10^{-4}$	$2.30 \cdot 10^{-3}$	$1.97 \cdot 10^{-3}$	$4.73 \cdot 10^{-5}$	$1.33 \cdot 10^{-5}$
QTBA	$5.13 \cdot 10^{-3}$	$3.59 \cdot 10^{-3}$	$2.67 \cdot 10^{-3}$	$2.43 \cdot 10^{-4}$	$7.33 \cdot 10^{-3}$	$4.33 \cdot 10^{-3}$	$2.46 \cdot 10^{-4}$	$2.45 \cdot 10^{-5}$
Систем.	$11.73 \cdot 10^{-3}$	$6.98 \cdot 10^{-3}$	$9.84 \cdot 10^{-3}$	$1.39 \cdot 10^{-4}$	$17.0 \cdot 10^{-3}$	$5.98 \cdot 10^{-3}$	$2.64 \cdot 10^{-4}$	$5.08 \cdot 10^{-5}$
Γ_γ , МэВ								
EGLO	72.9	55.1	49.9	398	1096	794	166	134
QRPA	30.4	23.8	22.3	133	358	623	75.4	83.9
QTBA	46.8	67.43	27.9	148	1142	1373	392	154.4
Экс./Сист.	107	100 ± 16	103	85	2650	2000 ± 300	420	320

результатам с феноменологическим EGLO, чем QRPA. Для реакции $^{119}\text{Sn}(n, \gamma)^{120}\text{Sn}$ согласие для QTBA хуже, но отличие от QRPA остается значительным.

Средние радиационные ширины Γ_γ нейтронных резонансов, для которых имеется большой экспериментальный материал [33–35], являются важнейшей интегральной характеристикой интенсивности гамма-распада высоковозбужденных состояний ядер. Эти характеристики необходимы для расчета сечений радиационного захвата нейтронов и других реакций с участием гамма-квантов. В табл. 2 приведены значения Γ_γ для E1-переходов и s -нейтронов в рассмотренных нами ядрах, полученные в EMPIRE 3.1. Расчеты выполнены с нашими микроскопическими РСФ в рамках подходов QRPA и QTBA и с моделью GSM [9] для плотности уровней, которая обсуждалась выше. Мы обнаружили, что связь с фонами существенно (в 2–4 раза) увеличивает значения Γ_γ (кроме ^{124}Sn , в котором такое увеличение мало), что улучшает согласие с экспериментом [35] или систематикой [34]. Удовлетворительное согласие с экспериментом для ^{120}Sn и ^{62}Ni [35], по-видимому, означает, что вклад M1-переходов здесь мал. Для остальных изотопов Ni наши расчеты лучше согласуются с систематикой, чем это дает феноменологический вариант EGLO. Примерно та же картина имеет место и для широко используемых величин $2\pi \frac{\Gamma_\gamma}{D_0}$, где D_0 – среднее расстояние между уровнями составного ядра.

В настоящей работе изучалось применение современной микроскопической теории ядерной структуры для расчетов радиационных ядерных процессов при энергиях возбуждения ядра в широкой области вблизи энергии отделения нейтрона. Расчеты выполнялись с помощью программы для сечений ядерных

реакций EMPIRE 3.1, в которой использовались микроскопические РСФ, полученные с учетом (QTBA) и без учета (QRPA) связи с фонами. Наши микроскопические расчеты выполнялись в рамках ОТКФС (КПВБ) (или кратко QTBA) с использованием хорошо известных сил Скирма SLy4.

Главный вывод работы состоит в том, что учет связи с фонами необходим. Во-первых, он требуется для объяснения дополнительных по сравнению с QRPA структур в РСФ. Во-вторых, количественный вклад этой связи в изученные нами величины (РСФ и средние радиационные ширины нейтронных резонансов Γ_γ), объясняет имеющиеся экспериментальные данные для РСФ в ^{116}Sn [10] и оказывается весьма значительным по сравнению с QRPA для Γ_γ , которые увеличиваются в 2–4 раза. При этом значения Γ_γ всегда увеличиваются в сторону согласия с экспериментом или систематикой, а для ядер ^{120}Sn и ^{62}Ni , для которых имеются экспериментальные данные, учет связи с фонами почти объясняет эксперимент. Все эти результаты получены впервые. Результаты для сечений радиационного захвата хорошо согласуются с экспериментом для составного ядра ^{116}Sn и удовлетворительно – для ^{120}Sn . Косвенным подтверждением необходимости учета эффекта связи с фонами является общая тенденция, заключающаяся в том, что результаты наших расчетов с его учетом в целом лучше соответствуют результатам с РСФ для известного феноменологического варианта EGLO, чем результаты расчетов без учета этой связи. Объяснены также экспериментальные данные для интегральных характеристик ПДР в нестабильном ^{68}Ni без какого-либо изменения параметров или теории. Предсказаны характеристики ПДР в ^{72}Ni , который должен находиться при энергии 12.4 МэВ и

исчерпывать очень большую долю (25.7%) правила сумм. Как видно из рис. 3 и 4, отличие феноменологического подхода от микроскопического становится особенно заметным для нейтронно-обогащенных ядер ^{68}Ni и ^{72}Ni .

Микроскопический подход не отрицает использования феноменологических вариантов для РСФ, которые “сглаживают” индивидуальные особенности ядер, но позволяет уточнить эти особенности и проверить целесообразность применения лоренцевских приближений для РСФ в разных ядрах для многих радиационных характеристик. Он учитывает индивидуальность каждого ядра через одночастичный спектр и, как мы видели, через спектр низколежащих коллективных возбуждений (фононов). Поэтому он позволяет объяснить специфику радиационных процессов в каждом ядре: различные “нерегулярные изменения” характеристик, получаемые при феноменологическом описании (см. [33]), в частности особенности, связанные с магичностью ядер, а также (в будущем) нечетно-четными эффектами, особенностями ядер “маг±2 частицы” и т.д. Наши результаты показывают необходимость учета эффектов связи с фононами в теории радиационных ядерных данных. Использование самосогласованного микроскопического подхода, который включает связь с фононами, особенно необходимо для расчетов характеристик нейтронно-обогащенных ядер и осколков деления. В последующих работах мы планируем значительно расширить число изучаемых ядер и, что более интересно, число характеристик ядерных реакций, например захватных спектров гамма-квантов, с учетом индивидуальных особенностей ядер.

1. G. A. Bartholomew, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **11**, 259 (1961).
2. D. Brink, *Ph. D. Thesis*, Oxford University (1955).
3. P. Axel, *Phys. Rev.* **126**, 671 (1962).
4. С. П. Камерджи́ев, А. В. Авдеенков, О. И. Ачаковский, *ЯФ* **77**, 1367 (2014) [*Phys. At. Nucl.* **77**, 1303 (2014)].
5. N. Paar, D. Vretenar, E. Khan, and G. Colo, *Rep. Progr. Phys.* **70**, 691 (2007).
6. А. Авдеенков, С. Камерджи́ев, *ЯФ* **72**, 1383 (2009) [*Phys. At. Nucl.* **72**, 1332 (2009)].
7. D. Savran, T. Aumann, and A. Zilges, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **70**, 210 (2013).
8. S. Goriely, E. Khan, and M. Samyn, *Nucl. Phys. A* **739**, 331 (2004).
9. <http://www.nds.iaea.or.at/RIPL-2> (2006).
10. H. K. Toft, A. C. Larsen, A. Buerger, M. Guttormsen, A. Görge, H. T. Nyhus, T. Renstrøm, S. Siem,

- G. M. Tveten, and A. Voinov, *Phys. Rev. C* **83**, 044320 (2011).
11. H. Utsunomiya, S. Goriely, M. Kamuta, H. Akimune, T. Kondo, O. Itoh, C. Iwamoto, T. Yamagata, H. Toyokawa, Y.-W. Lui, H. Harada, F. Kitatani, S. Goko, S. Hilaire, and A. J. Koning, *Phys. Rev. C* **84**, 055805 (2011).
12. А. М. Суховой, В. И. Фурман, В. А. Хитров, *ЯФ* **71**, 1009 (2008) [*Phys. At. Nucl.* **71**, 1009 (2008)].
13. O. Wieland, A. Bracco, F. Camera, G. Benzoni, N. Blasi, S. Brambilla, F. C. L. Crespi, S. Leoni, B. Million, R. Nicolini, A. Maj, P. Bednarczyk, J. Grebosz, M. Kmiecik, W. Meczynski, J. Styczen, T. Aumann, A. Banu, T. Beck, F. Becker, L. Caceres, P. Doornenbal, H. Emling, J. Gerl, H. Geissel, M. Gorska, O. Kavatsyuk, M. Kavatsyuk, I. Kojouharov, N. Kurz, R. Lozeva, N. Saito, T. Saito, H. Schaffner, H. J. Wollersheim, J. Jolie, P. Reiter, N. Warr, G. deAngelis, A. Gadea, D. Napoli, S. Lenzi, S. Lunardi, D. Balabanski, G. LoBianco, C. Petrache, A. Saltarelli, M. Castoldi, A. Zucchiatti, J. Walker, and A. Bürger, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 092502 (2009).
14. D. M. Rossi, P. Adrich, F. Aksouth, H. Alvarez-Pol, T. Aumann, J. Benlliure, M. Bühmer, K. Boretzky, E. Casarejos, M. Chartier, A. Chatillon, D. Cortina-Gil, U. Datta Pramanik, H. Emling, O. Ershova, B. Fernandez-Dominguez, H. Geissel, M. Gorska, M. Heil, H. Johansson, A. Junghans, O. Kiselev, A. Klimkiewicz, J. V. Kratz, N. Kurz, M. Labiche, T. Le. Bleis, R. Lemmon, Yu. A. Litvinov, K. Mahata, P. Maierbeck, A. Movsesyan, T. Nilsson, C. Nociforo, R. Palit, S. Paschalis, R. Plag, R. Reifarth, H. Simon, K. Stimmerer, A. Wagner, W. Walus, H. Weick, and M. Winkler, *J. Phys. Conf. Ser.* **420**, 012072 (2013); arXiv:1209.1024 (2012).
15. R. Schwengler, R. Massarczyk, G. Rusev, N. Tsoneva, D. Bemmerer, R. Beyer, R. Hannaske, A. R. Junghans, J. H. Kelley, E. Kwan, H. Lenske, M. Marta, R. Raut, K. D. Schilling, A. Tonchev, W. Tornow, and A. Wagner, *Phys. Rev. C* **87**, 024306 (2013).
16. В. Г. Соловьёв, *Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы*, Энергоатомиздат, М. (1989).
17. E. Litvinova, P. Ring, and D. Vretenar, *Phys. Lett. B* **647**, 111 (2007).
18. S. Kamerdzhiev, J. Speth, and G. Tertychny, *Phys. Rept.* **393**, 1 (2004).
19. V. Tselyaev, *Phys. Rev. C* **75**, 024306 (2007).
20. E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, and R. Schaeffer, *Nucl. Phys. A* **635**, 231 (1998).
21. A. Avdeenkov, S. Goriely, S. Kamerdzhiev, and S. Krewald, *Phys. Rev. C* **83**, 064316 (2011).
22. V. V. Varlamov, N. N. Peskov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, *Vop. At. Nauki i Tekhn., Ser. Yadernye Konstanty* **1,2** (2003).

23. S. C. Fultz, B. L. Berman, J. T. Coldwell, R. L. Bramblett, and M. A. Kelly, *Phys. Rev.* **186**, 1255 (1969).
24. A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. De Miniac, A. Veyssiére, and K. Kernbach, *Nucl. Phys. A* **219**, 39 (1974).
25. H. K. Toft, A. C. Larsen, U. Agvaanluvsan, A. Berger, M. Guttormsen, G. E. Mitchell, H. T. Nyhus, A. Schiller, S. Siem, N. U. H. Syed, and A. Voinov, *Phys. Rev. C* **81**, 064311(2010).
26. O. Achakovskiy, A. Avdeenkoy, and S. Kamerdzhiyev, *Proc. Intern. Seminar on Interaction of Nuclei with Nucleons*, ISINN22, Dubna, 27-30.05.2014.
27. E. Litvinova, P. Ring, and V. Tselyaev, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 022502 (2010).
28. A. Avdeenkoy, S. Goriely, S. Kamerdzhiyev, and G. Terychny, *AIP Conf. Proc.* **1090**, 149 (2009).
29. K. Wisshak, F. Voss, Ch. Theis, F. Käppeler, K. Guber, L. Kazakov, N. Kornilov, and G. Reffo, *Phys. Rev. C* **54**, 1454 (1996).
30. V. M. Timokhov, M. V. Bokhovko, M. V. Isakov, L. E. Kazakov, V. N. Kononov, G. N. Manturov, E. D. Poletaev, and V. G. Pronyaev, *Rept: Fiz.-Energ Institut, Obninsk Reports, # 1921* (1988).
31. R. L. Macklin, T. Inada, and J. H. Gibbons, *Washington AEC Office Reports, # 1041* (1962), p. 30.
32. J. Nishiyama, M. Igashira, T. Ohsaki, G. Kim, and W. C. Chung, *J. Nucl. Sci. Technol. (Tokyo)* **45**, 352 (2008).
33. Т. С. Беланова, А. В. Игнатюк, А. Б. Пащенко, В. И. Пляскин, *Радиационный захват нейтронов. Справочник*, Энергоатомиздат, М. (1986).
34. <https://www-nds.iaea.org/ripl/> (1998).
35. S. F. Mughabghab, *Atlas of Neutron Resonances, Resonance Parameters and Thermal Cross Sections Z=1-100*, Elsevier, Amsterdam (2006).