

## Радиационная силовая функция и пигми-дипольный резонанс в $^{208}\text{Pb}$ и $^{70}\text{Ni}$

О. И. Ачаковский<sup>+</sup>, С. П. Камерджиев<sup>\*1)</sup>, В. И. Целяев<sup>×</sup>

<sup>+</sup> Государственный научный центр Российской Федерации – Физико-энергетический институт им. Лейпунского, 249033 Обнинск, Россия

<sup>\*</sup> Национальный Исследовательский Центр “Курчатовский Институт”, 123182 Москва, Россия

<sup>×</sup> С.-Петербургский государственный университет, 199034 Россия, С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 27 июля 2016 г.

После переработки 9 августа 2016 г.

Пигми-дипольный резонанс и радиационная Е1 силовая функция в  $^{208}\text{Pb}$  рассчитаны в рамках недавно развитого для магических ядер полностью самосогласованного микроскопического подхода, в котором дополнительно к методу хаотических фаз учитывается квазичастично-фононное взаимодействие (связь с фононами). Для энергий больших, чем 5 МэВ, получено хорошее согласие с недавно пересмотренными экспериментальными данными группы Осло для радиационной силовой функции в  $^{208}\text{Pb}$  с отчетливым подтверждением необходимости учета эффекта связи с фононами. Сравнение результатов двух экспериментальных методов, использующих реакции ( $^3\text{He}$ ,  $^3\text{He}\gamma$ ) и ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ), позволило сделать некоторые предположения о физических свойствах измеренной радиационной силовой функции в  $^{208}\text{Pb}$ . Предсказаны радиационная силовая функция и пигми-дипольный резонанс в нейтронно-обогащенном ядре  $^{70}\text{Ni}$  в рамках частично самосогласованного подхода, в котором используются известные силы Скирма для расчетов среднего поля, эффективного взаимодействия между нуклонами и характеристик фононов.

DOI: 10.7868/S0370274X16180028

В последние десять лет большое внимание как в “чистой” ядерной физике низких энергий [1, 2], так и в теории и получении ядерных данных [3, 4] было привлечено к широкой области энергий возбуждений ядер вокруг энергии отделения нуклона, которая включает интервал от 2–3 до 10–14 МэВ. Это обусловлено новыми возможностями в технике эксперимента [1, 2], новыми теоретическими подходами, развитыми для изучения, как оказалось, весьма сложных и разнообразных явлений в этом энергетическом интервале [5–7] и современными, прежде всего астрофизическими, потребностями в ядерных данных [8]. В этой области находится хорошо известный пигми-дипольный резонанс (ПДР), который в стабильных ядрах исчерпывает 1–2 % энергетически взвешенного правила сумм (EWSR)<sup>2)</sup>, а в нейтронно-обогащенных ядрах, например  $^{68}\text{Ni}$ , может исчерпывать намного больше [9].

Для изучения гамма-переходов с высоковозбужденных состояний, например, с нейтронных резонан-

сов, и расчетов характеристик всех ядерных реакций с участием гамма-квантов, как правило, используют понятие радиационной силовой функции (РСФ), которая, по определению, включает переходы между возбужденными состояниями. Поскольку природа ядерных состояний в этой области очень сложна, используется гипотеза Бринка [10], согласно которой на каждом возбужденном состоянии можно построить гигантский дипольный резонанс (ГДР), включая его низкоэнергетическую часть, при этом его характеристики, кроме энергии, увеличенной на энергию возбужденного состояния, совпадают с характеристиками ГДР, построенного на основном состоянии. Тогда РСФ оказывается просто связанной с сечением фотопоглощения, где изучаются переходы только между основным и возбужденными состояниями.

Другим широко используемым приближением в этой области, особенно в теории и оценке ядерных данных, является использование феноменологического описания РСФ на основе различных модификаций лоренцевой зависимости сечений фотопоглощения [3, 4]. Однако в связи с необходимостью описания наблюдаемых структур в РСФ, как в ГДР, так и в ПДР, и невозможностью использования феноме-

<sup>1)</sup>e-mail: kaev@obninsk.com

<sup>2)</sup>Мы используем общепринятые аббревиатуры, в том числе английские, часто не объясняя детально их смысл.

нологического описания сечения фотопоглощения в нестабильных и нейтронно-обогащенных ядрах, в руководствах по ядерным данным [3, 4], кроме феноменологических РСФ, стали использоваться микроскопические РСФ, рассчитанные в рамках самосогласованного подхода для среднего поля в методе Хартри–Фока–Боголюбова и квазичастичного метода хаотических фаз (HFB+QRPA)[8].

В наших работах [11–14] было показано, что дополнительно к структурам от эффектов QRPA для описания структур РСФ необходимо учитывать связь одночастичных степеней свободы с коллективными фононными степенями (связь с фононами). Расчеты выполнялись для многих полумагических изотопов Sn и Ni в рамках самосогласованной версии обобщенной теории конечных ферми-систем в квазичастичном приближении временной блокировки ОТКФС(КПВБ) (ETFFS(QTBA)) [15, 16] (далее просто QTBA), которая учитывает дискретизованный одночастичный спектр, эффекты как QRPA, так и связи с фононами, и использует известные силы Скирма SLy4 [17] для расчетов среднего поля, эффективного взаимодействия между нуклонами и характеристик фононов. Микроскопически рассчитанная РСФ была использована для расчетов таких важнейших радиационных характеристик ядерных реакций, как сечения радиационного захвата нейтронов, спектров захватных гамма-лучей, средних радиационных ширин нейтронных резонансов. Было найдено хорошее согласие с имеющимся экспериментом для РСФ и остальных характеристик при условии учета связи с фононами, в том числе для РСФ почти для всей области ПДР в изотопах Sn [13]. Следует отметить, что на необходимость учета квазичастично-фононного взаимодействия для описания сечений фотопоглощения указывалось во многих работах, использующих (несамосогласованные) варианты квазичастично-фононной модели (КФМ) [18].

Совсем недавно в работах [6, 7] был развит более последовательный, чем использованный нами ранее вариант QTBA, полностью самосогласованный микроскопический подход для расчета ЕЛ возбуждений в магических ядрах. Одновременно с этим экспериментальная группа из Осло пересмотрела свои результаты измерений РСФ для  $^{208}\text{Pb}$  [19], так что авторы отказались от части их результатов при  $E < 4$  МэВ и заметно улучшили статистику [20]. Следует также отметить, что  $^{208}\text{Pb}$ , как и все другие дважды-магические ядра, имеют существенную специфику, вызванную спецификой их одночастичного и коллективного (фононного) спектров, которая плохо соот-

носится с используемыми сглаженными феноменологическими лоренцевскими аппроксимациями. По этим причинам представляет большой интерес рассчитать РСФ для  $^{208}\text{Pb}$  в рамках указанного новейшего микроскопического подхода и сравнить с этими улучшенными экспериментальными данными, т.е. применить этот подход в теории ядерных данных. Это является первой задачей настоящей работы.

В последние годы большой интерес вызывают ядра с ПДР с энергией, большей энергии отделения нейтрона, т.е. находящимся фактически в области ГДР (см. [1]). В нейтронно-обогащенном нестабильном ядре  $^{68}\text{Ni}$  он был впервые измерен в работе [9], где было получено, что ПДР находится в интервале 7–13 МэВ, имеет максимум при энергии 11 МэВ (энергия отделения нейтрона  $S_n = 7.8$  МэВ) и исчерпывает примерно 5 % EWSR. Следующим на очереди стоит  $^{70}\text{Ni}$  ( $S_n = 7.3$  МэВ), в измерении как РСФ, так и ПДР которого заинтересованы экспериментальные группы. В наших QTBA расчетах [12] было получено разумное согласие с указанными результатами для ПДР в  $^{68}\text{Ni}$ , и был также предсказан ПДР в  $^{72}\text{Ni}$  со средней энергией 12.4 МэВ в интервале (8–14) МэВ и 14.7 % (QRPA), 25.7 % (QTBA) исчерпывания EWSR. Поэтому представляет интерес рассчитать РСФ в полу-магическом ядре  $^{70}\text{Ni}$  в рамках вышеуказанного метода QTBA. Это является второй задачей настоящей работы.

В приближении временной блокировки (“*time blocking approximation*” – ТВА), развитом для магических ядер в работах [6, 7], самосогласованно учитываются спин-орбитальные и кулоновские силы как на уровне RPA, так и на уровне ТВА. Поэтому вопрос о правильном исключении “духового”  $1^-$ -состояния, который принципиально важен для Е1 возбуждений, решен здесь автоматически. Кроме того, в этом подходе развит новый метод учета одночастичного континуума в RPA и в ТВА, который дает лучшие результаты по сравнению с ранее использованным методом дискретизации.

Чтобы проверить правильность нового подхода, на рис. 1 показано сечение фотопоглощения для  $^{208}\text{Pb}$  во всей области энергий, рассчитанное с силами SV-m56k6. Параметры этих сил были получены в работе [22] с целью одновременного описания в рамках ТВА энергий центроидов ГДР в легких ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ) и тяжелых ( $^{208}\text{Pb}$ ) магических ядрах. Получено хорошее согласие с экспериментом для ГДР, точнее в области энергий выше энергии отделения нейтрона ( $S_n = 7.37$  МэВ). При меньших энергиях виден пик ПДР. При этом получено разумное согласие с экспериментом для случая ТВА для интеграль-

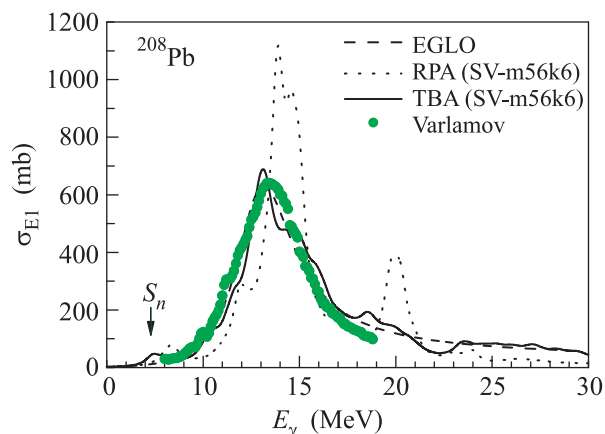


Рис. 1. (Цветной онлайн) Сечения фотопоглощения для  $^{208}\text{Pb}$ . Точечная кривая – RPA, сплошная – TBA (полный микроскопический расчет [7] с учетом связи с фононами). Эксперимент: [21]

ных характеристик [7]. Заметное различие результатов для случаев RPA и TBA указывает, как и следовало ожидать, на большую количественную роль связи с фононами в теории гигантских резонансов (см. также [15]).

На рис. 2 показана РСФ для  $^{208}\text{Pb}$  в области ПДР, рассчитанная (согласно гипотезе Бринка) в рамках

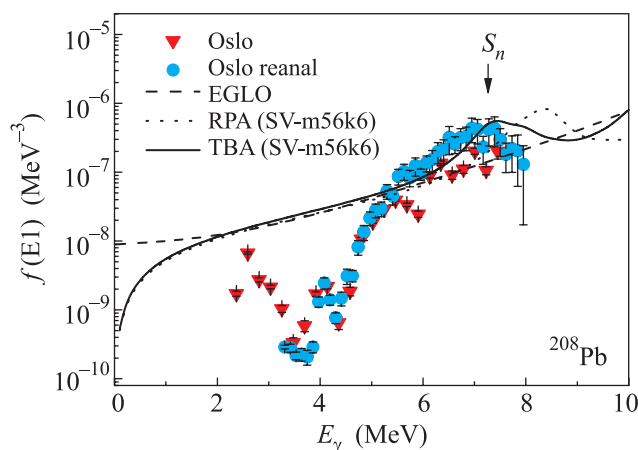


Рис. 2. (Цветной онлайн) Радиационная E1 силовая функция для  $^{208}\text{Pb}$ , рассчитанная с сечениями фотопоглощения, показанными на рис. 1. Точки – RPA, сплошная кривая – TBA. Эксперимент: красные треугольники [19], синие кружки – пересмотренные данные группы Осло [20]

нового микроскопического метода [6, 7]. Результаты сравниваются со старыми [19] и с недавно пересмотренными экспериментальными результатами группы Осло [20], описание этих экспериментов можно найти в [19]. Получено, что новые экспериментальные

данные значительно лучше, чем ранее, согласуются с теорией при  $E > 5$  МэВ. Это означает, во-первых, важную роль связи с фононами, во-вторых, как и следовало ожидать, для магического ядра более выраженную структуру РСФ по сравнению с полумагическими ядрами [12, 13]. Результаты  $(\gamma, \gamma')$  экспериментов [23], в которых измерялись переходы между основным и возбужденными  $1^-$ -состояниями, начинающимися при  $E > 4.84$  МэВ, показывают, что  $1^-$ -состояний с  $E < 4.84$  МэВ нет. Этот результат нетрудно понять, поскольку в  $^{208}\text{Pb}$  отсутствуют одночастичные и двухфононные состояния при  $E < 5$  МэВ.

Расхождение наших расчетов с экспериментальными данными в области ниже 5 МэВ объясняется использованным нами относительно большим параметром энергетического усреднения, равным 400 кэВ. Этот параметр обычно вводится с целью усредненного учета эффектов связи с теми сложными конфигурациями, которые не включены явным образом в модель, и был выбран нами из условия наилучшего описания данных в области ГДР в TBA. Использование параметра усреднения, зависящего от энергии и уменьшающегося до нуля при  $E < 5$  МэВ, дает практически нулевые значения сечения фотопоглощения в этой области как в RPA, так и в TBA. По-видимому, переходы, наблюдаемые в [20] при  $E < 4.84$  МэВ – это переходы между возбужденными состояниями. В эту область могут входить и M1 переходы между возбужденными состояниями. Что касается их количественного объяснения, то они могут быть рассчитаны в рамках совершенно другого метода *shell model*, однако для  $^{208}\text{Pb}$  такие расчеты пока не реальны из-за численных проблем. Следует также отметить большое различие между двумя экспериментальными методами, т.к. в обработке результатов группы Осло может содержаться дополнительная неопределенность, связанная с низкой плотностью уровней в  $^{208}\text{Pb}$  при  $E < S_n$ .

На рис. 3 мы сравниваем улучшенные экспериментальные данные для РСФ [20], в которых в реакциях  $(^3\text{He}, ^3\text{He}\gamma)$  измерялись E1 переходы как между основным и возбужденными, так и между возбужденными состояниями, и экспериментальные  $(\gamma, \gamma')$  данные [23], где измерялись E1 переходы только между основным и возбужденными, пересчитанные нами для РСФ. При этом, как и в методе КФМ, использовался метод силовой функции [18] с тремя параметрами усреднения 50, 100 и 200 кэВ. Как видно, улучшенные экспериментальные данные для РСФ в области энергий (5.5–7.5) МэВ заметно больше, чем

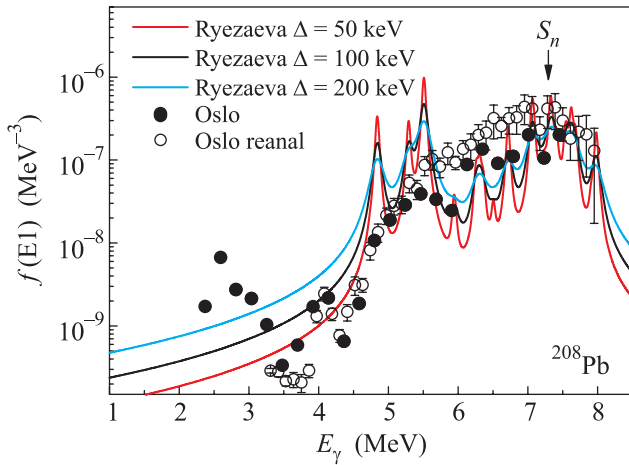


Рис. 3. (Цветной онлайн) Сравнение экспериментальных данных в реакциях ( ${}^3\text{He}, {}^3\text{He}\gamma$ ) и  $(\gamma, \gamma')$  для E1 РСФ в  ${}^{208}\text{Pb}$ . Эксперимент: точки [19], кружки – пересмотренные данные группы Осло [20]. Результаты  $(\gamma, \gamma')$  экспериментов [23] показаны с параметрами усреднения 50, 100 и 200 кэВ

во всех трех вариантах усреднения данных  $(\gamma, \gamma')$  экспериментов. У нас нет оснований сомневаться (в отличие от случая для  ${}^{120}\text{Sn}$  [2]) в потере силы ПДР для  ${}^{208}\text{Pb}$  в работе [23], поскольку эти результаты подтверждены другим экспериментальным методом (неупругое рассеяние протонов [24]). Поэтому можно думать, что в этой области энергий в методе Осло измеряются также переходы между возбужденными состояниями, суммарная величина которых может быть сравнимой с соответствующей величиной для переходов из основного в возбужденное состояние, полученной в [23].

ПДР в  ${}^{68}\text{Ni}$ ,  ${}^{70}\text{Ni}$  ранее рассчитывались в работах [25, 26], в рамках самосогласованного релятивистского QTBA с учетом вкладов двухфононных конфигураций (RQTBA2). Там были рассчитаны силовые функции  $S(E) = dB(E1)/dE$ , которые количественно сильно отличаются как от сечения фотопоглощения, так и от величины  $d\sigma/dE$ .

В наших расчетах для  ${}^{70}\text{Ni}$ , как и для  ${}^{68}\text{Ni}$ , мы использовали самосогласованную версию (нерелятивистского) QTBA, которая отличается от RQTBA в основном другим средним полем. На рис. 4 представлены наши расчеты сечения фотопоглощения в  ${}^{70}\text{Ni}$  в области ПДР, полученные для двух видов сил Скимра: SLy4, которые использовались нами ранее для  ${}^{68}\text{Ni}$  [11] (и было получено, как говорилось, разумное согласие с экспериментом [9]), а также для сил BSk17, которые успешно использовались в расчетах плотности уровней и

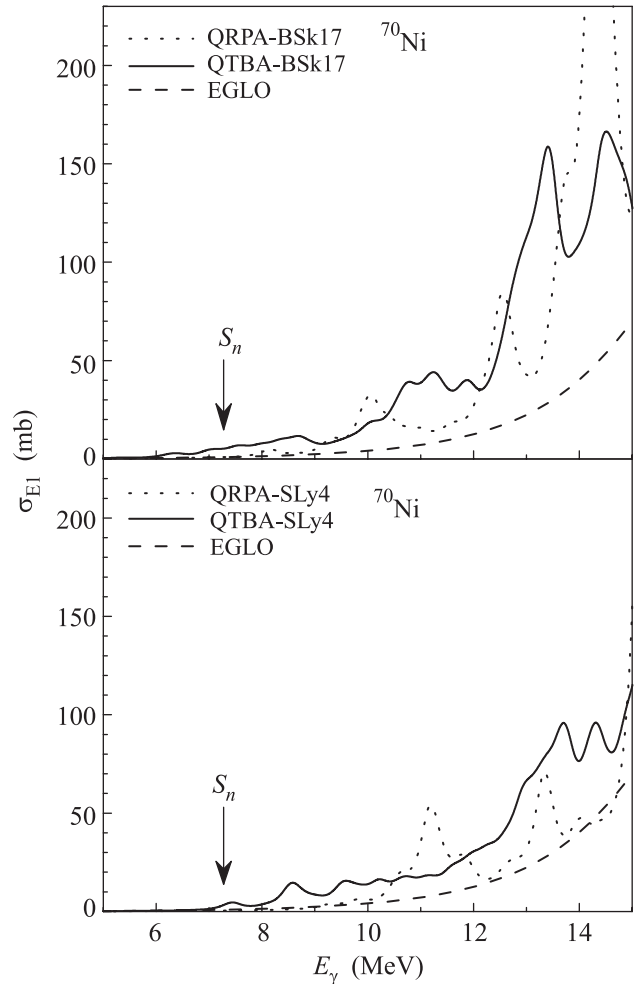


Рис. 4. Сечения фотопоглощения для  ${}^{70}\text{Ni}$ , рассчитанные с силами Скимра BSk17 и SLy4

сечений фотопоглощения [8]. Поскольку в разных экспериментах могут измеряться независимо сечения фотопоглощения или РСФ, на рис. 5 мы представляем также результаты расчетов для РСФ.

Необходимым и первым шагом в анализе сечений фотопоглощений является анализ интегральных характеристик. Поэтому в табл. 1 мы приводим интегральные характеристики, рассчитанные по формулам с использованием техники моментов (см. [11]) для обоих вариантов сил в двух интервалах энергий величиной 6 МэВ, одинаковых с интервалом, в котором наблюдался ПДР в  ${}^{68}\text{Ni}$ . Для сравнения с феноменологическим подходом приводятся аналогичные результаты, полученные с известной феноменологической версией РСФ (EGLO – “enhanced generalized lorentzian”). Соответствующие результаты с EGLO показаны и на рис. 4, 5. Мы получили:

1) как видно на этих рисунках, вариант с EGLO не содержит структур до энергии 14.5 МэВ, тогда как

Таблица 1. Интегральные характеристики для  $^{70}\text{Ni}$  (средние энергии  $\langle E \rangle$ , дисперсия  $D$ , истощение правила сумм)

	QRPA SLy4	QTBA SLy4	QRPA BSk17	QTBA BSk17	EGLO
Интервал 12–30 МэВ					
$\langle E \rangle$ , МэВ	17.89	17.91	17.29	17.91	18.61
$D$ , МэВ	3.216	4.117	3.47	4.171	3.842
EWSR, %	130.4	118.8	145.3	137.4	92.3
Интервал 8–14 МэВ					
$\langle E \rangle$ , МэВ	12.08	12.06	12.28	12.19	12.27
$D$ , МэВ	1.285	1.632	1.508	1.486	1.463
EWSR, %	12.76	18.31	20.59	27.74	6.71
Интервал 7.3–13.3 МэВ					
$\langle E \rangle$ , МэВ	11.57	11.30	11.46	11.49	11.54
$D$ , МэВ	1.135	1.624	1.401	1.561	1.477
EWSR, %	9.35	12.60	12.68	19.48	4.50

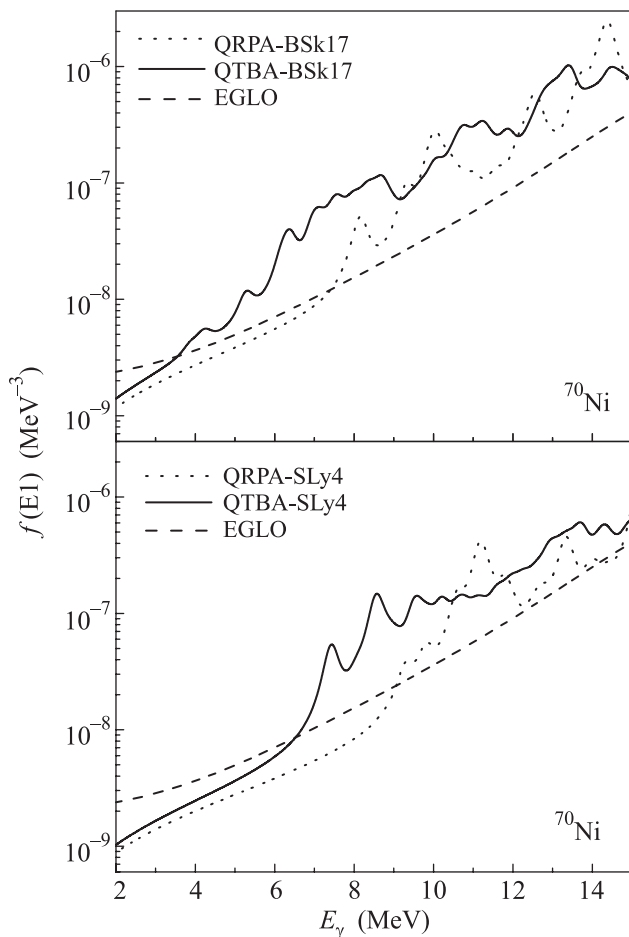


Рис. 5. Радиационные силовые функции в  $^{70}\text{Ni}$ , рассчитанные с силами Скирма BSk17 и SLy4

микроскопический подход дает заметные структуры при  $E > S_n$  как в QRPA, так и в QTBA, которые увеличивают процент истощения EWSR по сравнению с вариантом с EGLO;

2) средние значения  $\langle E \rangle$  остаются почти неизменными для всех трех вариантов QRPA, QTBA и EGLO;

3) роль связи с фононами в величине  $D$ , играющей роль ширины, в интервалах 6 МэВ проявляется мало для сил BSk17, больше для SLy4 и заметнее, как и следовало ожидать, для большого интервала (12–30) МэВ, в котором находится почти весь ГДР;

4) количественный вклад эффекта связи с фононами, т.е. отличие QRPA от QTBA, является наибольшим для величин истощения EWSR.

Таким образом, для интервала (8–14) МэВ мы получили  $\langle E \rangle = 12.1–12.3$  МэВ, а для интервала (7.3–13.3) МэВ  $\langle E \rangle = 11.3–11.5$  МэВ. Величина EWSR с учетом связи с фононами составляет 18.31 и 27.74% для двух сил в первом интервале и 12.7 и 19.5% для этих же сил во втором интервале.

В заключение, в работе использовались два самосогласованных микроскопических подхода с учетом эффектов QRPA и связи с фононами – TBA и QTBA для магических и полумагических ядер, соответственно. Каждый из них содержит известный небольшой набор параметров сил Скирма, которые использовались для расчетов среднего поля, эффективного взаимодействия между нуклонами и характеристик фононов. Такое качество подхода обеспечивает значительную предсказательную силу теории, что принципиально важно для астрофизических целей и нестабильных ядер. Поэтому можно надеяться, что наши предсказания свойств нестабильного  $^{70}\text{Ni}$  являются достаточно надежными и будут подтверждены, по крайней мере, частично, в будущих экспериментах, что также позволит получить аргументы в пользу определенных сил Скирма. Сравнение с пересмотренными экспериментальными данными для  $^{208}\text{Pb}$  показало лучшее, чем раньше, согла-

сией с теорией и подтвердило полезность полностью самосогласованного подхода [6, 7] для дважды магических ядер.

Авторы благодарны профессорам С. Си́ем, М. Гутторсмен, А. Ларсен, доктору Т. Ренгстром из группы Осло, доктору О. Виланду (Миланский университет) за обсуждение результатов работы. Работа поддержана грантом Российского научного фонда (проект # 16-12-10155).

1. D. Savran, T. Aumann, and A. Zilges, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **70**, 210 (2013).
2. A. M. Krumbholz, P. von Neumann-Cosel, T. Hashimoto et al. (Collaboration), *Phys. Lett. B* **744**, 7 (2015)
3. T. Belgya, O. Bersillon, R. Capote, T. Fukahori, G. Zhigang, S. Goriely, M. Herman, A. V. Ignatyuk, S. Kailas, A. Koning, P. Oblozinsky, V. Plujko and P. Young, *Handbook for Calculations of Nuclear Reaction Data, RIPL-2*, IAEA-TECDOC-1506, IAEA, Vienna (2006); <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>.
4. R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsky et al. (Collaboration), *Nuclear Data Sheets* **110**, 3107 (2009); <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3>.
5. N. Paar, D. Vretenar, E. Khan, and G. Colo, *Rep. Progr. Phys.* **70**, 691 (2007).
6. N. Lyutorovich, V. Tselyaev, J. Speth, S. Krewald, F. Grümmer, and P.-G. Reinhard, *Phys. Lett. B* **749**, 292 (2015).
7. V. Tselyaev, N. Lyutorovich, J. Speth, S. Krewald, and P.-G. Reinhard, [arXiv:1602.07518](https://arxiv.org/abs/1602.07518) (2016).
8. S. Goriely, E. Khan, and M. Samyn, *Nucl. Phys. A* **739**, 331 (2004).
9. O. Wieland, A. Bracco, F. Camera et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **102**, 092502 (2009).
10. D. Brink, Ph. D. thesis, Oxford University, 1955.
11. С. П. Камерджи́ев, А. В. Авдеенков, О. И. Ачаковский, *ЯФ* **77**, 1367 (2014) [*Phys. At. Nucl.* **77**(10) (2014)].
12. С. П. Камерджи́ев, О. И. Ачаковский, А. В. Авдеенков, *Письма в ЖЭТФ* **101**, 819 (2015).
13. O. Achakovskiy, A. Avdeenkov, S. Goriely, S. Kamerdzhiiev, and S. Krewald, *Phys. Rev. C* **91**, 034620 (2015).
14. O. Achakovskiy, A. Avdeenkov, and S. Kamerdzhiiev, *Proc. Intern. Seminar on Interaction of Nuclei with Nucleons*, ISINN22, Dubna, 27–30.05.2014, 207 (2015).
15. S. Kamerdzhiiev, J. Speth, and G. Tertychny, *Phys. Rept.* **393**, 1 (2004).
16. V. I. Tselyaev, *Phys. Rev. C* **75**, 024306 (2007).
17. E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, and R. Schaeffer, *Nucl. Phys. A* **635**, 231(1998).
18. В. Г. Соловьёв, *Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы*, Энергоатомиздат, М. (1989).
19. N. U. H. Syed, M. Guttormsen, F. Ingebretsen, A. C. Larsen, T. Lonroth, J. Rekstad, A. Schiller, S. Siem, and A. Voinov, *Phys. Rev. C* **79**, 024316 (2009).
20. S. Siem, M. S. Guttormsen, A. C. Larsen, and T. Renstrom, Private communication with the Oslo group.
21. V. V. Varlamov, N. N. Peskov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, *Vop. At. Nauki i Tekhn., Ser. Yadernye Konstanty*, 1–2 (2003).
22. N. Lyutorovich, V. I. Tselyaev, J. Speth, S. Krewald, F. Grümmer, and P.-G. Reinhard, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 092502 (2012).
23. N. Ryezayeva, T. Hartmann, Y. Kalmykov, H. Lenske, P. von Neumann-Cosel, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, A. Shevchenko, S. Volz, and J. Wambach, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 272502 (2002).
24. A. Tamii, P. von Neumann-Cosel, and I. Poltoratska, *Eur. Phys. J. A* **50**, 18 (2014).
25. E. Litvinova, P. Ring, and V. Tselyaev, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 022502 (2010).
26. E. Litvinova, P. Ring, and V. Tselyaev, *Phys. Rev. C* **88**, 044320 (2013).