= ЯДРА =

ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ ИЗОБАРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ И ПАРАМЕТРЫ ЛОКАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

© 2020 г. Ю. С. Лютостанский*

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия Поступила в редакцию 28.08.2019 г.; после доработки 28.08.2019 г.; принята к публикации 28.08.2019 г.

Три типа изобарических резонансов: гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и пигми (PR) резонансы исследуются в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем и в ее модельном приближении. Рассчитанные энергии GTR, AR и PR хорошо согласуются с экспериментальными данными. Параметры локальных изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействий Ландау—Мигдала определяются из сравнения рассчитанных энергий GTR, AR и PR с экспериментальными данными. Сравнение значений полученных параметров со значениями, полученными другими авторами из экспериментальных данных по зарядово-обменным реакциям, показало совпадение в пределах погрешностей для большинства случаев.

DOI: 10.31857/S0044002720010079

Статья посвящается светлой памяти Эдуарда Саперштейна

1. ВВЕДЕНИЕ

Зарядово-обменные изобарические состояния проявляются в соответствующих реакциях перезарядки, например, (ν , e), (p, n), (n, p), (³He, t), (t, ³He), (⁶Li, ⁶He) и др., или в β -переходах ядер, в том числе в процессах, связанных с β -распадом. Теоретическое изучение этих коллективных состояний началось с первых расчетов гигантского гамов-теллеровского резонанса (GTR)[1] и других коллективных состояний [2] задолго до их экспериментальных исследований в реакциях перезарядки [3, 4]. Ниже GTR расположен изобарический аналоговый резонанс (AR), а еще ниже так называемые пигми-резонансы (PR) [5], которые важны в реакциях перезарядки [6, 7] и в процессах, связанных с β -распадом [8].

Наиболее полные экспериментальные исследования зарядово-обменных возбуждений в девяти изотопах олова с A = 112-124 были проведены в [6], где исследовалась реакция перезарядки Sn(³He, t)Sb при энергии $E(^{3}\text{He}) = 200$ MэB. Энергии возбуждения (E_x), ширины (Γ) и сечения $d\sigma/d\Omega$ (мбн/ср) были измерены для гигантского гамов-теллеровского, аналогового и трех пигмирезонансов. Недавно были проведены исследования зарядово-обменных резонансов в реакции 132 Sn(p, n)¹³²Sb на дважды магическом очень

нейтронно-избыточном изотопе ¹³²Sn [9]. В этом эксперименте была также получена константа локального спин-изоспинового взаимодействия Ландау–Мигдала, которая сравнивается с настоящими расчетами.

В настоящей работе также анализируются параметры изоспин-изоспинового взаимодействия из сравнения расчетных значений с экспериментальными данными по энергиям аналоговых резонансов и аналогового-антианалогового (AR-AAR) расщеплений. Зарядово-обменные резонансы исследуются в настоящей работе в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем (ТКФС) [10] и в ее модельном варианте [11].

2. МЕТОД РАСЧЕТА

Изобарические резонансы и другие зарядовообменные возбуждения ядер описываются в микроскопической теории конечных ферми-систем системой уравнений для эффективного поля [10]:

$$V_{pn} = e_q V_{pn}^{\omega} + \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^{\omega} \rho_{p'n'}, \qquad (1)$$
$$V_{pn}^{h} = \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^{\omega} \rho_{p'n'}^{h},$$

где V_{pn} и V_{pn}^{h} — эффективные поля квазичастиц и дырок в ядре, V_{pn}^{ω} — внешнее зарядово-обменное поле. Система секулярных уравнений (1) решалась для разрешенных переходов с локальным нуклоннуклонным взаимодействием F^{ω} в форме Ландау— Мигдала [10]:

$$F^{\omega} = C_0 \left(f'_0 + g'_0 \left(\boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2 \right) \right) \left(\boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2 \right) \delta \left(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \right), \quad (2)$$

^{*}E-mail: lutostansky@yandex.ru

где $C_0 = (d\rho/d\varepsilon_{\rm F})^{-1} = 300$ МэВ фм³ (ρ — средняя плотность ядерной материи), f'_0 и g'_0 — параметры соответственно изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействия квазичастиц. Эти константы взаимодействия являются феноменологическими параметрами и, в данном случае, подбираются из сравнения с экспериментальными данными и из соображений симметрии (см. ниже).

Учет членов, связанных с пионной модой, приводит к эффективной перенормировке константы g'_0 [12]:

$$g'_{0 \ \mathsf{s}\mathsf{d}} = g'_0 - \Delta g'_\pi,\tag{3}$$

где $\Delta g'_{\pi}$ — поправка к g'_{0} , учитывающая влияние пионной моды, связанной, в основном, с высоколежащей Δ -изобарой. В квазиклассическом приближении для переходов с $\Delta n = 0$, где Δn изменение главного квантового числа, к которым относится ГТР, $\Delta g'_{\pi} \approx 0$ и эффективная константа g'_{0} близка к локальной. Согласно расчетам с учетом пионной моды [12] эти эффекты оказывают влияние на состояния, лежащие существенно выше ГТР.

Используемая здесь параметризация эффективного взаимодействия Ландау-Мигдала с помощью констант f'_0 и g'_0 является довольно упрощенной, однако такой подход позволяет относительно просто рассчитать характеристики изобарических состояний. Ранее в [12] из сравнения рассчитанных и экспериментальных значений энергий GTR и AR было получено $f'_0 = 1.35$ и $g'_0 =$ = 1.22, причем для f'_0 подтвердилось значение, полученное из анализа энергетического расщепления изобарического аналогового и антианалогового состояний [13]. С этими параметрами взаимодействия были рассчитаны энергии коллективных изобарических возбуждений в рамках решения vравнений ТКФС (1). На рис. 1 представлены полученные с использованием квазиклассического усреднения сумм по одночастичным конфигурациям зависимости энергий коллективных изобарических возбуждений, деленные на среднюю энергию спин-орбитального расщепления — E_{ls} [14, 15], от безразмерного параметра $x = \Delta E/E_{ls} \sim (N - M)$ -Z)/A [$\Delta E = (4/3)\varepsilon_{\rm F}(N-Z)/A$, $\varepsilon_{\rm F} \approx 40$ M₃B]. Из рис. 1 видно, что при больших значениях изотопического параметра $x \sim (N - Z)/A$, т.е. в тяжелых или сильно нейтронно-избыточных ядрах, энергии GTR и AR сближаются, и наклоны соответствующих линий становятся примерно одинаковыми. Это свидетельствует о близости констант f'_0 и g'_0 и восстановлении вигнеровской SU(4)суперсимметрии [15].

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 83 № 1 2020



Рис. 1. Зависимости энергий коллективных изобарических возбуждений, деленные на среднюю энергию спин-орбитального расщепления — E_{ls} [14, 15], от безразмерного параметра $x = \Delta E/E_{ls} \sim (N - Z)/A$ [$\Delta E = (4/3)\varepsilon_{\rm F}(N - Z)/A$, $\varepsilon_{\rm F} \approx 40$ MэB]. GTR и AR — гамов-теллеровский и аналоговый резонансы, PR1 и PR2 — пигми-резонансы, AAR — изобарическое антианалоговое состояние.

3. ПАРАМЕТРЫ ЛОКАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Интерес к параметрам изобарических возбуждений особенно проявляется в последнее время в связи с их наблюдением в зарядово-обменных реакциях на экзотических сильно нейтронноизбыточных ядрах и попытками их расчетов в микроскопических подходах (см., например, [9]). При этом параметры изоспин-изоспинового и спинизоспинового взаимодействия играют определяющую роль, так как от них напрямую зависят энергии гамов-теллеровского и аналогового резонансов (см. рис. 1).

Энергия аналогового резонанса линейно зависит от параметра изоспин-изоспинового возбуждения $f'_0(2)$, определяющего наклон в зависимости

$$E_{\rm AR} = f_0' \Delta E = f_0' \times \frac{4}{3} \varepsilon_{\rm F} \frac{N - Z}{A}, \qquad (4)$$
$$\varepsilon_{\rm F} \approx 40 \text{ M} \circ \text{B}.$$

Такая линейная зависимость E_{AR} от изотопического параметра (N - Z)/A получается в расчетах с использованием ТКФС-теории [13] и такая же зависимость наблюдается в эксперименте, как видно из рис. 2 для четных изотопов олова. Как видно из рис. 2, недавно измеренный экстремальный изотоп ¹³²Sn [9] прекрасно ложится на эту зависимость.



Рис. 2. Зависимость энергии аналогового резонанса от параметра $\Delta E = (4/3)\varepsilon_{\rm F} (N-Z)/A$, $\varepsilon_{\rm F} \approx 40$ МэВ для четно-четных изотопов олова. Точки: \blacksquare — экспериментальные данные, о — расчеты по ТКФС.

Расчеты *E*_{AR} для большого количества (38) ядер позволили применить линейную интерполяцию при фитировании расхождений расчетных и экспериментальных данных и получить итоговое значение

$$f_0' = 1.351 \pm 0.027,\tag{5}$$

которое мало отличается от значения, полученного ранее $f'_0 = 1.35 [12, 13]$.

Спин-изоспиновое взаимодействие определяется сложнее, чем рассмотренное изоспинизоспиновое. Так, в обзоре Э.Е. Саперштейна и С.В. Толоконникова [16] рассматриваются различные виды взаимодействий, включающих спинизоспиновые компоненты, в том числе и тензорное взаимодействие. Эти компоненты имеют локальный характер и могут сильно влиять на низколежащие состояния так же, как и запрещенные переходы [17]. В настоящей работе, как и в [9], параметры изоспин-зависящих взаимодействий извлекаются из сравнения расчетных и экспериментальных данных по наиболее коллективным зарядовообменным изобарическим резонансам, на которые запрещенные переходы, тензорное взаимодействие и другие слабые процессы оказывают слабое влияние, но их необходимо учитывать в расчетах периодов полураспада и процессов, связанных с *β*-распадом [18]. Влияние пионной моды с виртуальным высоколежащим резонансом согласно (3) также можно считать незначительным, как было показано в эксперименте [9].

Энергии гигантского гамов-теллеровского резонанса определяют параметр g'_0 локального спинизоспинового взаимодействия в форме Ландау—



Рис. 3. Зависимость энергии гамов-теллеровского резонанса от параметра ΔE для четно-четных изотопов олова. Обозначения те же, что и на рис. 2.

Мигдала (2). На рис. З представлена зависимость энергий GTR от параметра $\Delta E = (4/3)\varepsilon_{\rm F}(N - Z)/A$ для четных изотопов олова. Видно, что эта зависимость приближается к прямой линии для тяжелых изотопов с большими значениями $\Delta E \sim (N - Z)/A$, как и на рис. 1. Это позволяет применять линейное фитирование при определении параметра g'_0 и рассчитывать поправки $\Delta g'_0$.

Полученные параметры $g' = g'_0/2$ для 21 ядра представлены на рис. 4 в зависимости от изотопического параметра (N - Z)/A. Здесь представлено значение $g'_0/2$, которое используется в других теоретических подходах. Таким образом, из сравнения ТКФС-расчетов с экспериментальными данными по энергиям GTR получено:

$$g' = g'_0/2 = 0.607 \pm 0.024$$
 (6)
N $g'_0 = 1.214 \pm 0.048.$

Это близко к значению $g'_0 = 1.22$, полученному ранее.

На рис. 4 представлены также значения, полученные из обработки экспериментальных данных: 90 Zr — [19], 48 Ca — [20], 208 Pb — [21], 208 Pb — [22], 132 Sn — [9]. Наибольшие отклонения наблюдаются у ядер 48 Ca — [20] и 208 Pb — [22], хотя настоящие расчеты по этим ядрам близки к значению (6). Отметим, что энергия $E_{\rm GTR}$ нейтронно-избыточного ядра 48 Ca с единственным GT-переходом $1f_{5/2}-1f_{7/2}$ сильно зависит от спин-орбитального взаимодействия, которое определяется спин-зависящими силами, и это



Рис. 4. Зависимость параметра спин-изоспинового взаимодействия $g' = g'_0/2$ от изотопического параметра (N - Z)/A. Точки: квадраты — расчеты по ТКФС, кресты — экспериментальные данные. Линия — среднее расчетное значение $g' = 0.605 \pm 0.024$. Цифры — ссылки на публикации соответствующих экспериментальных данных [9, 19–22].

вносит дополнительные расхождения в несамосогласованные расчеты [16]. Для эксперимента [22] по ядру ²⁰⁸Pb отметим, что этот результат 1982 г. был перемерен в 2012 г. [21] и совпал с настоящими расчетами. Другие экспериментальные данные находятся в пределах погрешностей и соответствуют значению (6). Особенно отметим недавний эксперимент [9], показавший хорошее совпадение с настоящими ТКФС-расчетами (см. рис. 3 и 4).

Еще одно уточнение параметра спин-изоспинового взаимодействия g'_0 получено из сравнения расчетов с экспериментальными данными по энергиям пигми-резонансов. На рис. 5 представлены энергии гамов-теллеровского (GTR) и пигми-1 (PR1) резонансов в зависимости от изотопического параметра $\Delta E \sim (N-Z)/A$. Экспериментальные данные по GTR и PR1 для сильно нейтронно-избыточного изотопа¹³² Sn получены недавно в реакции ¹³² Sn(p, n)¹³² Sb [9], а данные по более легким изотопам были опубликованы много раньше [6]. Микроскопические расчеты по TK Φ C для этих ядер [5] с $g'_0 = 1.22$ показывают хорошее совпаде-

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 83 № 1 2020



Рис. 5. Зависимость энергий гамов-теллеровского и пигми-1 резонансов от параметра $\Delta E = (4/3)\varepsilon_{\rm F} (N - Z)/A$, $\varepsilon_{\rm F} \approx 40$ МэВ для четно-четных изотопов олова. Точки: кресты — экспериментальные данные, кружки — расчеты по ТКФС.

ние с экспериментальными данными и подтверждают правильность выбраного значения параметра g'_0 . Для изотопа ¹³²Sn расчеты проведены по той же ТКФС-методике и с тем же значением параметра g'_0 , но расхождения с экспериментальными данными получились несколько бо́льшими, чем у более легких изотопов олова. Эти расхождения не могут быть скомпенсированы корректированием параметра g'_0 , и расчеты по ¹³²Sn только подтверждают правильность выбранного значения этого параметра.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Три типа изобарических резонансов: гигантский гамов-теллеровский, аналоговый и пигмирезонансы исследуются в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем и в ее модельном приближении. Рассчитанные энергии GTR, AR и PR хорошо согласуются с экспериментальными данными. Параметры локального изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействий Ландау-Мигдала определяются из сравнения рассчитанных энергий GTR, AR и PR с экспериментальными данными. Полученные значения констант локального взаимодействия Ландау-Мигдала совпадают в пределах погрешностей со значениями, полученными ранее и используемыми в предыдущих расчетах. Сравнение значений полученных параметров со значениями, полученными другими авторами из экспериментальных данных по зарядово-обменным реакциям, показало совпадение в пределах погрешностей для большинства случаев. К полученным значениям параметров f'_0 и g'_0 с погрешностями в 2% и 4% соответственно надо добавить неопределенность $\sim 5\%$, возникающую в самосогласованном описании изоспиновых возбуждений при включении различных взаимодействий [И.Н. Борзов, частное сообщение].

Параметр g'_0 локального спин-изоспинового взаимодействия в форме Ландау-Мигдала (2) исследовался с целью анализа возможности проявления *π*-мезонной моды в зарядово-обменных взаимодействиях, как это делалось в работе [9]. Анализ полученного значения параметра g₀ для изотопа ¹³² Sn подтвердил предыдущие результаты, полученные из сравнения предыдущих микроскопических ТКФС-расчетов с экспериментальными данными по энергиям GTR для 20 атомных ядер и не выявил никаких проявлений *π*-мезонной моды в зарядово-обменных возбуждениях гамовтеллеровского типа. До сих пор неясным остается вопрос с quenching-эффектом [23], недобором в правиле сумм для гамов-теллеровских возбуждений.

Наблюдающееся сближение энергий гигантского гамов-теллеровского и аналогового резонансов в тяжелых ядрах и близость значений параметров изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействий свидетельствуют о востановлении вигнеровской *SU*(4)-суперсимметрии в тяжелых атомных ядрах [11, 24].

В заключение этой статьи необходимо отметить основополагающий вклад Э.Е. Саперштейна в теорию конечных ферми-систем и особенно в часть, связанную с описанием взаимодействия квазичастиц (см., например, обзор [16]). Эти работы проводились совместно с В.А. Ходелем и С.А. Фаянсом под руководством А.Б. Мигдала. Самосогласованная ТКФС [25] развивалась параллельно методу Хартри-Фока, и эта теория кратко изложена во втором издании книги А.Б. Мигдала [10].

В те далекие годы автор настоящей статьи занимался расчетами зарядово-обменных возбуждений атомных ядер и широко использовал эти новые достижения в самосогласованной ТКФС. С Эдуардом Саперштейном я познакомился еще в 1968 г., будучи студентом-дипломником, и с тех пор я испытываю глубокое уважение к нему как к великому физику и замечательному человеку.

Автор благодарен Э.Е. Саперштейну, И.Н. Борзову, В.Н. Тихонову и С.В. Толоконникову за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-02-00670.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, Письма в ЖЭТФ 15, 173 (1972) [JETP Lett. 15, 120 (1972)].
- 2. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, ЯФ **19**, 62 (1974) [Sov. J. Nucl. Phys. **19**, 33 (1974)].
- 3. R. R. Doering, A. Galonsky, D. M. Patterson, and G. F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. **35**, 1691 (1975).
- 4. A. Galonsky, R. R. Doering, D. M. Patterson, and H. W. Bertini, Phys. Rev. C 14, 748 (1976).
- 5. Ю. С. Лютостанский, Письма в ЖЭТФ 106, 9 (2017) [JETP Lett. 106, 7 (2017)].
- K. 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).
- Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, ЯФ 81, 515 (2018) [Phys. At. Nucl. 81, 540 (2018)].
- D. Verney, D. Testov, F. Ibrahim, Yu. Penionzhkevich, B. Roussiere, V. Smirnov, F. Didierjean, K. Flanagan, S. Franchoo, E. Kuznetsova, R. Li, B. Marsh, I. Matea, H. Pai, E. Sokol, I. Stefan, and D. Suzuki, Phys. Rev. C 95, 054320 (2017).

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 83 № 1 2020

- J. Yasuda, M. Sasano, R. G. T. Zegers, H. Baba, D. Bazin, W. Chao, M. Dozone, N. Fukuda, N. Inabe, T. Isobe, G. Jhang, D. Kameda, M. Kaneko, K. Kisamori, M. Kobayashi, N. Kobayashi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **121**, 132501 (2018).
- А. Б. Мигдал, Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2-е изд. (Наука, Москва, 1983) [А. В. Migdal, Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei (Intersci., New York, 1967, 1st ed.)].
- 11. Yu. S. Lutostansky, EPJ Web Conf. **194**, 02009 (2018).
- 12. Ю. С. Лютостанский, ЯФ 74, 1207 (2011) [Phys. At. Nucl. 74, 1176 (2011)].
- Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, ЯФ 16, 484 (1972) [Sov. J. Nucl. Phys. 16, 270 (1972)].
- Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. физ. 78, 556 (2014) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 78, 373 (2014)].
- Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, Письма в ЖЭТФ 102, 10 (2015) [JETP Lett. 102, 7 (2015)], arXiv: 1509.02014v1 [nucl-th].

- Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ 79, 703 (2016) [Phys. At. Nucl. 79, 1030 (2016)].
- 17. I. N. Borzov, Phys. At. Nucl. 79, 910 (2016).
- 18. I. N. Borzov, EPJ Web Conf. 107, 06002 (2016).
- T. Wakasa, M. Ichimura, and H. Sakai, Phys. Rev. C 72, 067303 (2005).
- 20. H. Liang, N. Van Giai, and J. Meng, Phys. Rev. Lett. **101**, 122502 (2008).
- T. Wakasa, M. Okamoto, M. Dozono, K. Hatanaka, M. Ichimura, S. Kuroita, Y. Maeda, H. Miyasako, T. Noro, T. Saito, Y. Sakemi, T. Yabe, and K. Yako, Phys. Rev. C 85, 064606 (2012).
- 22. T. Suzuki, Nucl. Phys. A 379, 110 (1982).
- 23. A. Arima, Nucl. Phys. A 649, 260 (1999).
- 24. Yu. S. Lutostansky, International Workshop "Infinite and Finite Nuclear Matter" (INFINUM), 20-22 March 2019, JINR BLTP.
- 25. V. A. Khodel and E. E. Saperstein, Phys. Rept. 92, 183 (1982).

CHARGE-EXCHANGE ISOBARIC RESONANCES AND LOCAL INTERACTION PARAMETERS

Yu. S. Lutostansky

National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

Three types of the charge-exchange isobaric resonances: giant Gamow–Teller (GTR), the analog (AR) and pygmy (PR) resonances are investigated using the microscopic theory of finite Fermi systems and its approximated model version. The calculated energies of GTR, AR, and PR's are in good agreement with the experimental data. The parameters of local Landau–Migdal isospin–isospin and spin–isospin interactions are defined from comparing the calculated energies of GTR, AR, and PR's with the experimental data. Comparison of the obtained values of the parameters with the values obtained by other authors from the experimental data on charge-exchange reactions showed a coincidence within the limits of error for most cases.