

СЕПАРАБЕЛИЗОВАННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СКИРМА И ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

Н. Н. Арсеньев¹, А. П. Северюхин²

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Исследована точность исключения спurious состояния в распределении силы $E1$ -переходов в приближении случайных фаз с сепарабелизованными силами Скирма.

Accuracy of the elimination of the spurious state from the $E1$ -transition strength distribution is studied within the random phase approximation with separabelized Skyrme forces.

PACS: 21.60.Jz, 24.30.Cz, 27.50.+e, 27.60.+j, 27.80.+w

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы появились новые экспериментальные данные [1–4] о пигми-резонансах в нейтроноизбыточных ядрах. Они стимулируют развитие теоретических исследований. Одним из основных подходов при описании вибрационных возбуждений является приближение случайных фаз (ПСФ). Учет ангармоничности вибрационных состояний ведет к появлению связи между однофононными и более сложными конфигурациями. Использование простых сепарабельных сил в рамках квазичастично-фононной модели (КФМ) [5] позволяет успешно описывать многие свойства стабильных ядер. Однако в рамках КФМ имеются трудности при исследовании ядер, удаленных от линии β -стабильности, из-за необходимости экстраполяции параметров гамильтониана в плохо изученную область. По этой причине более предпочтительными являются самосогласованные микроскопические подходы, использующие для расчетов среднего поля и остаточного взаимодействия одни и те же эффективные нуклон-нуклонные силы [6]. Следует отметить, что вычисления с такими силами громоздки, особенно для ядер с незамкнутыми оболочками. В то же время вычисления с простыми сепарабелизованными силами часто дают близкие результаты. В работах [7–10] объединены достоинства КФМ и самосогласованных моделей с силами Скирма. В рамках такого подхода удалось описать

¹E-mail: arsenev@theor.jinr.ru

²E-mail: sever@theor.jinr.ru

и свойства низколежащих состояний, и характеристики гигантских мультипольных резонансов в сферических ядрах [7–12].

Представляется полезным применить этот подход к исследованию свойств пигми-резонансов. Одной из проблем, которую необходимо решить, является проблема исключения духового состояния, так как оно может существенно исказить характеристики пигми-резонанса. В настоящей работе мы анализируем точность исключения духового состояния в распределении силы $E1$ -переходов в области пигми-резонансов как в дважды магических ядрах, так и в ядрах с незамкнутыми оболочками. Расчеты выполнены в однофононном приближении. В качестве примера исследованы энергии и величины $B(E1)$ дипольных состояний в $^{100,124,130,132}\text{Sn}$ и ^{208}Pb .

1. МЕТОД

Детальное изложение нашего подхода можно найти в работах [7, 8, 10]. Среднее поле определяется путем решения уравнений Хартри–Фока (ХФ) с силами Скирма. Спаривание трактуется в приближении Бардина–Купера–Шриффера (БКШ). Одночастичный континуум учитывается при помощи диагонализации гамильтониана ХФ на базисе собственных функций гармонического осциллятора [13]. Остаточное взаимодействие в частично-дырочном канале и канале частица–частица можно получить как вторые производные функционала плотности энергии по нормальной и парной плотности нуклонов соответственно. Мы представляем частично-дырочное взаимодействие Скирма в форме сил Ландау–Мигдала и сохраняем только члены с $l = 0$. Выражения для F_0, G_0, F'_0, G'_0 приведены в работе [14]. Матричные элементы остаточного взаимодействия могут быть записаны в виде N сепарабельных членов [7, 8, 10].

Мы работаем в ПСФ, основное состояние является фононным вакуумом $|0\rangle$. Возбужденные однофононные состояния генерируются действием оператора рождения фононов на вакуум $|i\rangle = Q_{\lambda\mu i}^+|0\rangle$. Диагонализовав гамильтониан в пространстве однофононных состояний $|i\rangle$, можно получить систему линейных уравнений, решив которую найдем значения энергии и фононные амплитуды возбужденных состояний. Сепарабельный вид остаточного взаимодействия позволяет свести систему линейных уравнений к секулярному уравнению. При этом необходимо вычислить определитель матрицы, размерность которой не зависит от конфигурационного пространства [7, 8, 10]. Отметим, что в КФМ [5, 15] это секулярное уравнение имеет такой же вид, но в представленном подходе одночастичный спектр и параметры частично-дырочного взаимодействия рассчитываются с силами Скирма. Для учета сложных конфигураций волновые функции возбужденных состояний записываются в виде суперпозиции членов с различным числом фононных операторов, и соответствующие уравнения приведены в работе [9].

В силу того, что самосогласование в нашем подходе нарушено из-за приближенного учета скоростных членов частично-дырочного взаимодействия, необходимо исключить духовое состояние, обусловленное движением ядра как целого. Примесь духового состояния может присутствовать как компонент в каждой из волновых функций возбужденных состояний. В представленном подходе [8, 11] для изучения свойств гигантских дипольных резонансов (ГДР) был применен хорошо известный метод восстановления трансляционной инвариантности, который заключается в введении эффективных нейтронного $e_{\text{eff}}^n = -\frac{Z}{A}e$ и протонного $e_{\text{eff}}^p = \frac{N}{A}e$ зарядов [16]. Приведенная вероятность электриче-

ского дипольного перехода имеет вид

$$B(E1; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 1_i^-) = \left| e_{\text{eff}}^n \langle i | \hat{M}^n | 0 \rangle + e_{\text{eff}}^p \langle i | \hat{M}^p | 0 \rangle \right|^2, \quad (1)$$

где $\hat{M}^n = \sum_i^N r_i Y_{1\mu}(\hat{r}_i)$, $\hat{M}^p = \sum_i^Z r_i Y_{1\mu}(\hat{r}_i)$.

Применим ли этот метод для исследования низкоэнергетической области распределения силы $E1$ -переходов? Ответу на этот вопрос и посвящена данная работа. Мы воспользуемся процедурой ортогонализации духового состояния всем физическим состояниям [17, 18]. Волновую функцию духового состояния, отвечающего движению центра масс, представим в виде

$$|s\rangle = \hat{s} |0\rangle, \quad (2)$$

где $\hat{s} = \hat{M}^p + \hat{M}^n$. Можно построить базис, который ортогонален духовому состоянию:

$$|\tilde{i}\rangle = \mathcal{N}_i (|i\rangle - \alpha_i |s\rangle), \quad (3)$$

где \mathcal{N}_i — нормировочный коэффициент, а α_i находим из условия

$$\langle \tilde{i} | s \rangle = 0. \quad (4)$$

Легко показать, что приведенная вероятность перехода между основным и возбужденным состояниями $|\tilde{i}\rangle$ равна

$$B(E1; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 1_i^-) = \left| e \sum_{i'} Z_{ii'} \langle i' | \hat{M}^p | 0 \rangle \right|^2, \quad (5)$$

$$Z_{ii'} = \mathcal{N}_i \left(\delta_{ii'} - \frac{\langle s | i' \rangle \langle i | s \rangle}{\langle s | s \rangle} \right). \quad (6)$$

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В качестве примера рассмотрим распределение приведенных вероятностей $E1$ -переходов в $^{100,124,130,132}\text{Sn}$ и ^{208}Pb . В расчетах использовалась параметризация сил Скирма SLy4 [19]. Одним из условий при выборе параметров SLy4 было описание свойств нейтронной материи, поэтому эта параметризация так популярна для описания свойств ядер с избытком нейтронов. Парные корреляции учитывались в приближении БКШ. Параметры константного спаривательного взаимодействия фиксировались так, чтобы воспроизвести экспериментальные значения разности масс соседних ядер [20]. Мы пренебрегли остаточным взаимодействием в канале частица–частица, так как его влияние на распределение силы $E1$ -переходов мало.

Начнем обсуждение с ^{208}Pb . $E1$ -силовая функция показана на рис. 1,

$$b(E1; \omega) = \sum_i B(E1; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 1_i^-) \rho(\omega - E_{1_i^-}). \quad (7)$$

При усреднении бралась лоренцевская функция с параметром размазки $\Delta = 1$ МэВ [5].
Рассчитанные энергии центроидов ГДР

$$E_c = \frac{\sum_i E_{1_i^-} B(E1; 0_{gs}^+ \rightarrow 1_i^-)}{\sum_i B(E1; 0_{gs}^+ \rightarrow 1_i^-)} \quad (8)$$

и экспериментальные данные [2, 21] приведены в таблице. Результаты расчетов с учетом ортогонализации (3) показаны сплошными линиями на рисунках (колонка I в таблице), расчетов с эффективными зарядами (1) — пунктирными линиями (колонка II в таблице). Штриховые линии (колонка III в таблице) соответствуют расчетам по формуле

$$B(E1; 0_{gs}^+ \rightarrow 1_i^-) = \left| e \langle i | \hat{M}^P | 0 \rangle \right|^2, \quad (9)$$

когда духовое состояние не исключено. Как видно из рис. 1, восстановление трансляционной инвариантности приводит к заметному перераспределению дипольной силы. Это сказывается даже на интегральных характеристиках (см. таблицу). Из рис. 1 можно заключить, что результаты расчетов с эффективными зарядами очень близки к результатам, полученным с учетом ортогонализации (3). Видно, что корректный учет движения центра масс существен для правильного описания низкоэнергетической области. В интервале энергий до 9 МэВ наш расчет с учетом ортогонализации (3) (с эффективными зарядами) дает $\sum B(E1) = 2,2 e^2 \cdot \text{фм}^2$ ($1,9 e^2 \cdot \text{фм}^2$), а расчет по формуле (9) — $\sum B(E1) = 0,4 e^2 \cdot \text{фм}^2$. Отметим, что в рамках КФМ удастся описать характеристики ГДР и свойства пигми-резонанса в ^{208}Pb с учетом влияния двух- и трехфононных конфигураций [22].

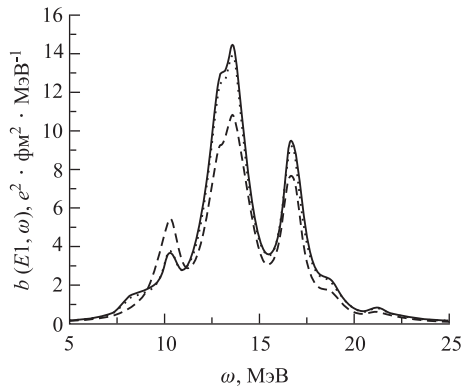


Рис. 1. $E1$ -силовая функция для ^{208}Pb . Сплошная линия — расчет, учитывающий ортогонализацию духового состояния всем физическим состояниям; штриховая — расчет без ортогонализации; пунктирная — расчет с эффективными зарядами. Весовая функция — лоренцевская функция с параметром усреднения $\Delta = 1$ МэВ

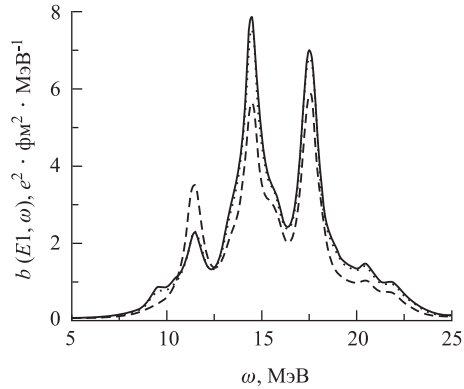
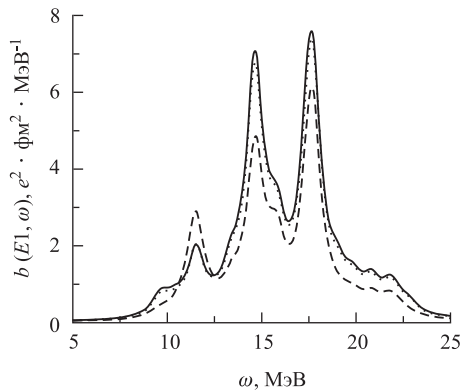
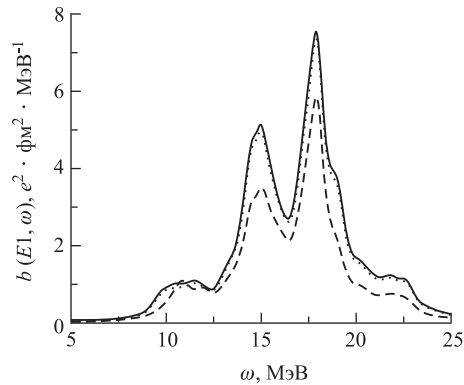


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для ^{132}Sn

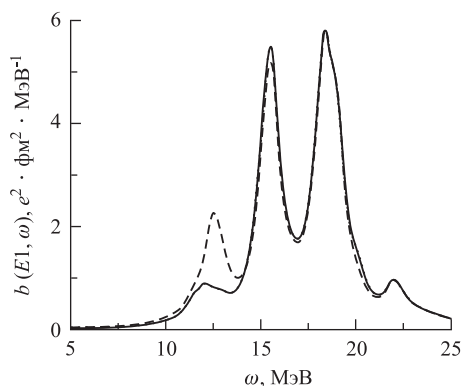
Значения энергии ГДР (см. подробности в тексте)

Ядро	E_c , МэВ			
	Теория			Эксперимент
	I	II	III	
^{100}Sn	17,5	17,5	17,2	
^{124}Sn	17,0	16,9	16,7	15,2
^{130}Sn	16,5	16,4	16,0	15,9
^{132}Sn	16,0	16,0	15,7	16,1
^{208}Pb	14,3	14,3	14,0	13,4

Обсудим распределение силы дипольных возбуждений в нейтроноизбыточном ядре ^{132}Sn . Свойства дипольных возбуждений в ^{132}Sn интенсивно изучались как экспериментально [2, 3], так и теоретически [12, 23–25]. Из таблицы видно, что наш расчет энергии ГДР согласуется с экспериментальными данными [2]. Экспериментально пигми-резонанс обнаружен при энергии 9,8 МэВ [2], что близко к результатам наших расчетов (рис. 2). Рис. 2 наглядно демонстрирует, что в расчетах ПСФ с нарушенной трансляционной инвариантностью духовое состояние присутствует в волновых функциях возбужденных состояний, и введение эффективных зарядов позволяет исключить духовое состояние в области низких энергий. Подтверждают этот вывод и интегральные характеристики. В интервале энергий до 11 МэВ интегральная дипольная сила ($\sum B(E1)$) равна $0,3 e^2 \cdot \text{фм}^2$, если не удалена примесь духового состояния. Расчеты с учетом ортогонализации (3), с эффективными зарядами дают интегральную дипольную силу 1,5 и $1,2 e^2 \cdot \text{фм}^2$ соответственно.

Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для ^{130}Sn Рис. 4. То же, что и на рис. 1, для ^{124}Sn

К такому же выводу можно прийти при изучении ядер, удаленных от заполненных оболочек. На рис. 3 и 4 приведены $E1$ -силовые функции для ^{130}Sn и ^{124}Sn соответственно. Отметим, что для ^{130}Sn исключение духового состояния приводит к появлению подструктур в районе 9,6 МэВ. Эксперимент дает значение энергии пигми-резонанса в ^{130}Sn 10,1 МэВ [2]. Рассмотрим $E1$ -силовую функцию для протоноизбыточного ядра

Рис. 5. То же, что и на рис. 1, для ^{100}Sn

^{100}Sn (рис. 5). Если не исключать влияние духового состояния, силовая функция будет иметь яркий пик в низкоэнергетическом хвосте ГДР при энергии 12,5 МэВ. Корректный учет движения центра масс заметно уменьшает этот пик. Таким образом, исключение духового состояния важно также для протоноизбыточных ядер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках приближения случайных фаз с сепарабельными силами Скирма исследованы распределения силы $E1$ -переходов для $^{100,124,130,132}\text{Sn}$ и ^{208}Pb . Рассчитанные энергии ГДР хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Метод исключения духового состояния с помощью введения эффективных зарядов и ортогонализация духового состояния всем физическим состояниям дает очень близкие результаты. Исключение духового состояния важно для описания дипольных возбуждений в низкоэнергетической области. В настоящее время исследуется влияние компонент духового состояния на ангармонические эффекты.

Авторы выражают глубокую благодарность профессору В. В. Воронову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Palit R. et al.* Dipole Excitations of Neutron-Proton Asymmetric Nuclei // Nucl. Phys. A. 2004. V. 731. P. 235–248.
2. *Adrich P. et al.* Evidence for Pygmy and Giant Dipole Resonances in ^{130}Sn and ^{132}Sn // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 132501-1–132501-4.
3. *Klimkiewicz A. et al.* Nuclear Symmetry Energy and Neutron Skins Derived from Pygmy Dipole Resonances // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 051603(R)-1–051603(R)-4.
4. *Özel B. et al.* Systematics of the Pygmy Dipole Resonance in Stable Tin Isotopes from Resonant Photon Scattering // Nucl. Phys. A. 2007. V. 788. P. 385c–388c.
5. *Соловьев В. Г.* Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.

6. *Vautherin D., Brink D.M.* Hartree–Fock Calculations with Skyrme’s Interaction. I. Spherical Nuclei // *Phys. Rev. C.* 1972. V. 5. P. 626–647.
7. *Nguyen Van Giai, Stoyanov Ch., Voronov V.V.* Finite Rank Approximation for Random Phase Approximation Calculations with Skyrme Interactions: an Application to Ar Isotopes // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 57. P. 1204–1209.
8. *Severyukhin A.P. et al.* Quasiparticle Random Phase Approximation with Finite Rank Approximation for Skyrme Interactions // *Phys. Rev. C.* 2002. V. 66. P. 034304-1–034304-7.
9. *Severyukhin A.P., Voronov V.V., Nguyen Van Giai.* Effects of Phonon–Phonon Coupling on Low-Lying States in Neutron-Rich Sn Isotopes // *Eur. Phys. J. A.* 2004. V. 22. P. 397–403.
10. *Severyukhin A.P., Voronov V.V., Nguyen Van Giai.* Effects of the Particle–Particle Channel on Properties of Low-Lying Vibrational States // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 77. P. 024322-1–024322-8.
11. *Severyukhin A.P. et al.* Separable Skyrme Interactions and Quasiparticle RPA // *Phys. At. Nucl.* 2003. V. 66, No. 8. P. 1434–1438.
12. *Tarpanov D. et al.* Low-Lying Electric Dipole Transitions in Tin Isotopic Chain within the RPA Model // *Phys. At. Nucl.* 2007. V. 70, No. 8. P. 1447–1451.
13. *Blaizot J.P., Gogny D.* Theory of Elementary Excitations in Closed Shell Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1977. V. 284. P. 429–460.
14. *Nguyen Van Giai, Sagawa H.* Spin-Isospin and Pairing Properties of Modified Skyrme Interactions // *Phys. Lett. B.* 1981. V. 106. P. 379–382.
15. *Соловьев В. Г.* Уравнения квазичастично-фононной модели ядра с эффективными конечного ранга сепарабельными взаимодействиями // *ЯФ.* 1989. Т. 50, вып. 1. С. 40–51.
16. *Бор О., Моттельсон Б.* Структура атомного ядра. Т. 2. М.: Мир, 1977.
17. *Colò G. et al.* On Dipole Compression Modes in Nuclei // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 485. P. 362–366.
18. *Colò G.* The Compression Modes in Atomic Nuclei and Their Relevance for the Nuclear Equation of State // *ЭЧАЯ.* 2008. Т. 39, вып. 2. С. 557–595.
19. *Chabanat E. et al.* A Skyrme Parametrization from Subnuclear to Neutron Star Densities. Part II: Nuclei Far from Stabilities // *Nucl. Phys. A.* 1998. V. 635. P. 231–256.
20. *Audi G., Wapstra A.H.* The 1995 Update to the Atomic Mass Evaluation // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 595. P. 409–480.
21. *Veyssi re A. et al.* Photoneutron Cross Sections of ^{208}Pb and ^{197}Au // *Nucl. Phys. A.* 1970. V. 159. P. 561–576.
22. *Ryezayeva N. et al.* Nature of Low-Energy Dipole Strength in Nuclei: The Case of a Resonance at Particle Threshold in ^{208}Pb // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 272502-1–272502-4.
23. *Sarchi D., Bortignon P.F., Colò G.* Dipole States in Stable and Unstable Nuclei // *Phys. Lett. B.* 2004. V. 601. P. 27–33.
24. *Tsoneva N., Lenske H., Stoyanov Ch.* Probing the Nuclear Neutron Skin by Low-Energy Dipole Modes // *Phys. Lett. B.* 2004. V. 586. P. 213–218.
25. *Litvinova E. et al.* Relativistic Quasiparticle Time Blocking Approximation. II. Pygmy Dipole Resonance in Neutron-Rich Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 79. P. 054312-1–054312-12.