

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ НА ФРАГМЕНТАЦИЮ РЕЗОНАНСОВ

© 2022 г. Н. Г. Гончарова^{1)*}

Поступила в редакцию 07.06.2021 г.; после доработки 13.07.2021 г.; принята к публикации 13.07.2021 г.

Некоторые источники расщепления сечений возбуждения $E1$ -резонансов обсуждаются на примере оболочечных расчетов для ядра ^{16}O . Показано влияние величины поверхностного натяжения ядра на фрагментацию сечений возбуждения.

DOI: 10.31857/S0044002722010093

1. ВВЕДЕНИЕ

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными о структуре гигантских дипольных резонансов является критичным методом выявления сильных и слабых сторон теоретической модели. Среди микроскопических моделей атомных ядер многочастичная модель оболочек (ММО) является наиболее разработанной и широко применяемой. Этот метод описания возбужденных состояний ядер был предложен в [1].

Многочисленные расчеты как $E1$ -резонансов, так и резонансов высших спинов показали, что отклонение теоретических результатов от экспериментальной картины может быть весьма значительным.

Настоящая работа посвящена обсуждению фактора, определяющего большее или меньшее соответствие реальной структуры ядра предсказаниям оболочечной модели.

2. $E1$ -РЕЗОНАНС В ЯДРЕ ^{16}O

Впервые расчет в ММО был проведен для $E1$ -резонанса в ядре ^{16}O [2]. Система “базисных” конфигураций — т.е. виртуальных переходов, испытывающих “коллективизацию”, в этом случае была очень проста и состояла всего из пяти частично-дырочных конфигураций (что соответствует так называемой предельной модели оболочек, или Extreme Single Particle Shell Model, ESPSM). Выяснилось, что резонанс возникает за счет взаимодействия нескольких возможных (“виртуальных”) $1\hbar\omega$ -переходов. Полученные в [1,

2] результаты помогли понять природу наблюдаемого в фотовозбуждении этого ядра максимума, но не могли интерпретировать особенности структуры резонанса.

Экспериментальные исследования структуры эффективного сечения дипольного резонанса в ядре ^{16}O показали, что наблюдаемая фрагментация сечения сложнее, чем результаты расчетов в рамках “предельной” модели оболочек. Отклонения основных состояний ядер от “предельной” модели могут быть учтены в микроскопическом подходе, учитывающем разброс “дырочных” конфигураций по состояниям конечных ядер (версия Частица-Состояние Конечного Ядра, ЧСКЯ, или Particle-Core Coupling Shell Model, PCCSM) [3, 4]. В этой версии многочастичной модели оболочек волновые функции как основного, так и возбужденных состояний ядра строятся как произведения волновых функций конечного ядра и волновых функций нуклона:

$$|J_f T_f\rangle = \sum \alpha_f^{J' T', j} |(J' E' T')_{(A-1)} \times (n_f l_f j_f) : J_f T_f\rangle. \quad (1)$$

В число состояний конечного ядра $(A-1)$ в (1) должны быть включены все состояния, имеющие заметную генеалогическую связь с основным состоянием ядра-мишени:

$$|J_i T_i\rangle = \sum C_i^{J' T', j} |(J' E' T')_{(A-1)} \times (n_i l_i j_i) : J_i T_i\rangle. \quad (2)$$

Приближенная оценка генеалогических коэффициентов в (2) может быть выполнена на основе экспериментальных данных о спектроскопии прямых реакций подхвата нуклона на ядре-мишени.

Настоящая работа посвящена сравнению результатов расчета $E1$ -резонанса в ядре ^{16}O в двух версиях ММО — “предельной”, ESPSM, и

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

*E-mail: n.g.goncharova@gmail.com

РСССМ, а также анализу возможных источников отклонения основных состояний четно-четных ядер от предсказаний модели оболочек.

Спектроскопические факторы отделения нуклона от ^{16}O были получены из работы [5]. Сравнение спектроскопических факторов в обсуждаемых двух микроскопических моделях приведено в табл. 1.

Расчет характеристик гигантского резонанса проводился путем вычисления формфакторов возбуждения резонансных состояний при переданном ядру импульсе $q = E_\gamma$.

Сравнение результатов расчета сечений $E1$ -возбуждений в двух версиях модели оболочек дано на рис. 1 (ESPSM) и рис. 2 (РСССМ). Экспериментальные данные — результат анализа работы [6].

Из приведенных результатов видно, что учет распределения дырочных состояний по уровням ядер с $A = 15$ дает возможность получить в теоретическом расчете близкую к эксперименту структуру сечения $E1$ -резонанса. В ESPSM (рис. 1) главный пик при $E = 22$ МэВ соответствует, в основном, конфигурации $|1p_{3/2}^{-1}1d_{5/2} : 1^{-}\rangle$. Примесь других конфигураций в волновую функцию этого пика меньше 7%. Сила перехода $1p_{3/2} \Rightarrow 1d_{3/2}$ сосредоточена в пике при $E = 24.4$ МэВ, однако сечение этого пика не соответствует экспериментальной картине. В версии РСССМ главный пик при $E = 22$ МэВ (рис. 2) является коллективным состоянием, в волновую функцию которого значительный вклад дают дипольные переходы, при которых ядро с $A = 15$ остается в возбужденных состояниях. Пик при $E = 23$ МэВ также является коллективным, главные конфигурации в его волновой функции соответствуют конечному ядру с $A = 15$ в состояниях с энергиями 6.3 и 9.9 МэВ. Пик при $E = 24.2$ МэВ с весом около 80% содержит конфигурации, соответствующие переходу $1p_{3/2} \Rightarrow 1d_{5/2}$, при котором ядро с $A = 15$ остается в возбужденном состоянии с энергией около 9 МэВ.

Таким образом, учет распределения “дырочных” состояний по уровням конечного ядра позволяет воспроизвести главные особенности фрагментации $E1$ -резонанса в ядре ^{16}O . (Однако проблема воспроизводства особенностей структуры области так называемого пигми-резонанса $/E < 20$ МэВ/ остается открытой.)

Приведенные выше результаты расчета $E1$ -резонанса в ядре ^{16}O выявляют хорошо известную проблему теории ядра: тот факт, что даже те ядра, которые по модели оболочек являются замкнутыми нуклонными системами, имеют существенные отклонения от модельных представлений. Одним из

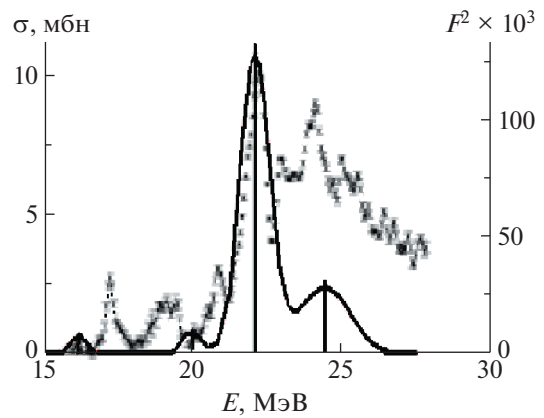


Рис. 1. $E1$ -резонанс в ядре ^{16}O . Столбики — результат расчета формфакторов в “предельной” модели оболочек; кривая — результат учета ширин распада. Экспериментальные данные [5].

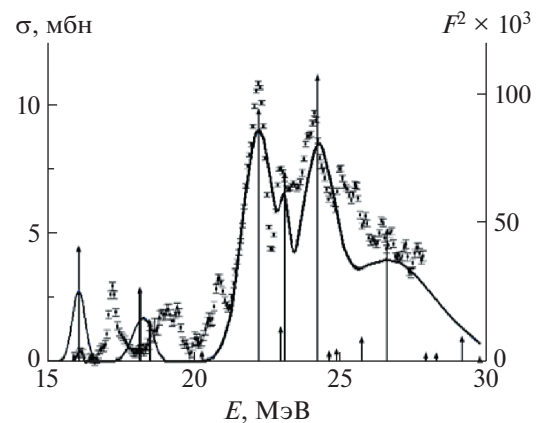


Рис. 2. $E1$ -резонанс в ядре ^{16}O . Столбики — результат расчета формфакторов в модели оболочек в версии РСССМ; кривая — результат учета ширин распада. Экспериментальные данные [5].

примеров такого отклонения является расщепление глубоких оболочек [7], проявляющееся, например, во фрагментации резонансов высших спинов. Адекватная количественная интерпретация этого расщепления пока отсутствует. Проявляющееся в результатах прямых реакций подхвата нуклона отклонение структуры ядра ^{16}O от модельных предсказаний также требует более глубокого понимания источников этого эффекта.

Хотя предсказание количественных параметров отклонения структуры четно-четного ядра от модельных представлений пока не представляется возможным, указанием на большую или меньшую подверженность ядра таким отклонениям является величина коэффициента поверхностного натяжения ядра. Сравнение результатов анализа отклонений структуры четно-четных ядер от предсказаний модели оболочек показывает, что эти отклонения

Таблица 1. Спектроскопические факторы подхвата нуклона по данным [4] и в “предельной” модели оболочек

$E(^{15}\text{N})$	0	5.271	5.299	6.324	7.155	7.301	7.566	9.15	9.93	
J^P	1/2 ⁻	5/2 ⁺	1/2 ⁺	3/2 ⁻	5/2 ⁺	3/2 ⁺	7/2 ⁺	3/2 ⁻	3/2 ⁻	
$S(p, d)$ [5]	1.8	0.11	0.02	2.6	0.02	0.02	0.03	0.04	0.18	$\Sigma = 4.82$
$S(p, d)$, ESPSM	2			4						$\Sigma = 6$

минимальны у ядер с высокими значениями коэффициента σ . (Следует отметить, что влияние конкуренции поверхностного натяжения и кулоновских сил на образование формы ядра выявлено было уже при создании капельной модели ядра [8].)

3. ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

Многолетние исследования вероятностей переходов $2^+ \rightarrow 0^+$ в четно-четных ядрах позволили дать оценку величин среднеквадратичных деформаций этих ядер и, на этой основе, величин их жесткостей. Связь жесткости с величиной поверхностного натяжения, установленная работами Оге Бора, открыла возможность расчета коэффициентов поверхностного натяжения σ четно-четных ядер. Жесткость C четно-четного ядра относительно квадрупольных колебаний связана с величиной коэффициента σ поверхностного натяжения ядра [9]:

$$C = 4R^2\sigma - \frac{3Z^2e^2}{10\pi R}. \quad (3)$$

В теории коллективных колебаний доказана связь жесткости C в основном состоянии с энергией низшего 2^+ -уровня четно-четного ядра и его среднеквадратичной деформацией β :

$$C = \frac{5E(2^+)}{2\beta^2}. \quad (4)$$

Обоснование расчетов жесткостей и коэффициентов σ дано в работе [10]. Полученные там результаты указывают на очень высокую зависимость этой величины от оболочечной структуры ядра. Особенно ярко эта зависимость проявляется в случае легких ядер (рис. 3).

Низкие значения поверхностного натяжения характерны для деформированных ядер. В области тяжелых ядер — это так называемые редкие земли — $152 \leq A < 198$ ($\sigma < 1.8$ МэВ/Фм²). Среди легких четно-четных ядер с $A < 30$ (рис. 3) низкая величина коэффициента поверхностного натяжения присуща ^{24}Mg , т.е. деформированному в основном состоянии ядру с четко выраженной “вращательной полосой” над основным состоянием.

Расчет $E1$ -резонанса для этого ядра [3], проведенный на основе версии модели оболочек PCSSM, привел к удовлетворительному объяснению особенностей структуры сечения возбуждения. Среди легких четно-четных ядер ($A \leq 48$) максимальными значениями поверхностного натяжения обладают два изотопа кальция: ^{40}Ca ($\sigma \approx 14$ МэВ/Фм²) и ^{48}Ca ($\sigma \approx 18$ МэВ/Фм²).

Ядро ^{48}Ca обладает максимальным значением коэффициента σ не только среди всех легких ядер, но и среди всех ядер за исключением четных изотопов свинца, в которых он достигает максимума ($\sigma(^{208}\text{Pb}) \approx 29$ МэВ/Фм², $\sigma(^{210}\text{Pb}) \approx 34$ МэВ/Фм²). Исследование резонансов в изотопах кальция [11] показало, что использование предсказаний “предельной” модели оболочек о структуре основных состояний этих ядер приводит к вполне удовлетворительному описанию $E1$ -резонансов. (Однако интерпретация структуры $M4$ - и $M6$ -резонансов требует учета расщепления глубоких оболочек.) Оболочечная структура ^{48}Ca соответствует заполнению нейтронных подоболочек $(1d_{3/2})^4(1f_{7/2})^8$. Последовательное заполнение внешних нейтронных оболочек характерно и для ряда более тяжелых ядер с высокими значениями коэффициентов поверхностного натяжения, например, ^{90}Zr , ^{96}Zr , ^{208}Pb , ^{210}Pb . Такая структура внешних оболочек проявляется в превышении нейтронного радиуса R_n над протонным R_p . Например, в эксперименте по исследованию рассеяния поляризованных электронов на ядре ^{208}Pb [12] разность этих радиусов оценивается как $R_n - R_p = 0.283 \pm 0.071$ Фм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тот факт, что использование “предельной” модели оболочек в случае ^{16}O не дает реалистического описания структуры гигантского дипольного резонанса, является следствием сравнительно низкого поверхностного натяжения в этом ядре. Поверхностное натяжение в ядре ^{16}O в 3–4 раза ниже, чем у ^{48}Ca или ^{40}Ca . Интересно, что коэффициент σ ядра ^{14}C выше, чем у ^{16}O , т.е. добавление двух протонов в подоболочку $1p_{3/2}$ не увеличивает, а уменьшает поверхностное натяжение.

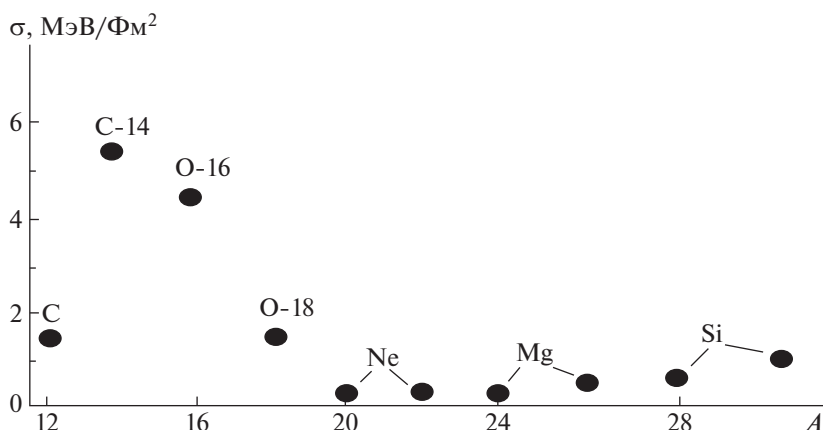


Рис. 3. Коэффициенты поверхностного натяжения легких ядер.

Анализ изменения поверхностного натяжения ядер при добавлении нуклонных пар [10] показал, что во всех остальных рассмотренных примерах (^{38}Ar – ^{40}Ca , ^{88}Sr – ^{90}Zr , ^{54}Fe – ^{56}Ni , ^{204}Hg – ^{206}Pb) добавление пары протонов к ядру с образованием замкнутой оболочки приводит к росту коэффициента σ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. E. Brown and M. Bolsterly, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 472 (1959).
2. J. P. Elliott and B. H. Flowers, *Proc. Roy. Soc. A* **242**, 57 (1957).
3. Н. Г. Гончарова, *ЯФ* **72**, 1803 (2009) [*Phys. At. Nucl.* **72**, 1745 (2009)].
4. Н. Г. Гончарова, А. П. Долгодворов, *ЯФ* **77**, 223 (2014) [*Phys. At. Nucl.* **77**, 200 (2014)].
5. M. A. Firestone, J. Jänecke, A. Dudek-Ellis, P. J. Ellis, and T. Engeland, *Nucl. Phys. A* **258**, 317 (1976).
6. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, *ЯФ* **67**, 2131 (2004) [*Phys. At. Nucl.* **67**, 2107 (2004)].
7. N. G. Goncharova, *Phys. At. Nucl.* **82**, 50 (2019).
8. C. F. v. Weizsäcker, *Z. Phys.* **96**, 431 (1935).
9. A. Bohr, *Dan. Mat. Fys. Medd.* **22**(14) (1952).
10. N. G. Goncharova, *Phys. Part. Nucl.* **50**, 532 (2019).
11. Н. Г. Гончарова, Ю. А. Скородумина, *Изв. РАН. Сер. физ.* **75**, 1636 (2011) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **75**, 1540 (2011)].
12. C. M. Tarbert, D. P. Watts, D. I. Glazier, P. Aguar, J. Ahrens, J. R. M. Annand, H. J. Arends, R. Beck, V. Bekrenev, B. Boillat, A. Braghieri, D. Branford, W. J. Briscoe, J. Brudvik, S. Cherepnaya, R. Codling, *et al.*, arXiv: 1311.0168v3 [nucl-ex].

IMPACT OF SURFACE TENSION ON RESONANCES' FRAGMENTATION

N. G. Goncharova¹⁾

¹⁾ Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University, Russia

Some sources of the splitting of $E1$ -resonance cross sections are discussed using shell model calculations for the ^{16}O nucleus. Influence of the value of surface tension of the nucleus on the fragmentation of excitation cross sections is shown.