

РАСЧЕТЫ $E1$ -РЕЗОНАНСА В ЯДРЕ ^{48}Ca В ПРИБЛИЖЕНИИ
" $1p1h + 2p2h + \text{КОНТИНУУМ}$ "*С.П.Камерджиев, Г.Я.Тертычный**Физико-энергетический институт
249020, Обнинск*

Поступила в редакцию 14 марта 1991 г.

Разработан метод и впервые выполнены микроскопические расчеты изовекторного $E1$ -резонанса, в которых учтены как сложные конфигурации, так и непрерывный одночастичный спектр. Получено хорошее описание $E1$ -резонанса в ^{48}Ca , в том числе его ширины.

Многочисленные расчеты мультипольных гигантских резонансов, выполненные в рамках различных вариантов метода хаотических фаз (RPA) показали, что этот подход объясняет, в основном, лишь две интегральные характеристики резонанса - среднюю энергию и полную интенсивность. Третья характеристика - ширина резонанса - не объясняется в рамках RPA. Общепризнано, что микроскопическая природа полной ширины гигантского резонанса обусловлена двумя причинами: связью учитываемых в RPA частично-дырочных ($1p1h$) конфигураций с более сложными ("спредовая" ширина Γ^\dagger) и распадом возбужденных состояний в непрерывный спектр (Γ^\dagger). Эти соображения хорошо известны, поэтому вопросы одновременного учета $1p1h$, сложных, прежде всего $2p2h$ -конфигураций и одночастичного континуума (ОК) в микроскопической теории гигантских резонансов обсуждаются в литературе уже более 20 лет ¹.

¹) В разработке подхода принимали участие также Ткачев В.Н. и Целяев В.И. ³⁶.

Однако сложности решения этой задачи столь велики, что до сих пор для средних и тяжелых ядер не существует последовательных микроскопических расчетов в приближении "1p1h + 2p2h- континуум". Ясно, что необходимо развитие приближенных методов учета как 2p2h-конфигураций, так и ОК и объединение их в едином подходе. Это и сделано в настоящей работе, в которой мы также представляем первые результаты расчета E1-резонанса в ядре ^{48}Ca , выполненные в рамках этого подхода¹⁾

Основная идея учета 2p2h-конфигураций заключается в последовательном использовании в рамках формализма функций Грина параметра малости (амплитуды рождения фонона g), в рассмотрении "1p1h \otimes фонон"-конфигураций вместо 2p2h и учете в расчетах небольшого числа наиболее коллективизированных фононов². В работах^{3,4} был сформулирован линейризованный вариант теории и получено уравнение для матрицы плотности (переходной плотности), в пропагаторе которого выполнено бесконечное суммирование графиков со вставкой и с поперечным фононом. Если при этом пренебречь 3p3h и более сложными конфигурациями, то удастся получить относительно простое уравнение для пропагатора, которое приведено в⁴.

Интегральное уравнение для переходной плотности ρ , по форме совпадающее с соответствующим уравнением теории конечных ферми-систем (ТКФС), решалось в координатном представлении, что существенно облегчает вычислительные трудности. При построении обобщенного пропагатора A ⁴ нами был применен метод комбинированного (\vec{r}, λ) -представления, аналогичный использованному в⁶ для учета континуума в рамках ТКФС для ядер со спариванием:

$$A(\vec{r}, \vec{r}') = A_{\text{cont}}^{\text{RPA}}(\vec{r}, \vec{r}') + \sum_{1234} (A_{1234} - A_{12}^{\text{RPA}} \delta_{13} \delta_{24}) \varphi_1^*(\vec{r}) \varphi_2(\vec{r}) \varphi_3(\vec{r}') \varphi_4^*(\vec{r}').$$

Здесь $A_{\text{cont}}^{\text{RPA}}$ — 1p1h-пропагатор, который точно учитывает ОК и вычислялся методом, предложенным в⁷. Суммирование выполнялось по двум оболочкам ниже и двум оболочкам выше поверхности Ферми. Таким образом, в предлагаемом нами методе ОК полностью учтен в 1p1h-части пропагатора, а в 2p2h-части, которая содержится в A_{1234} , он учитывается приближенно путем включения квазистационарных состояний, имеющих в нашем базисе. Возможность такой аппроксимации определяется структурой пропагатора⁴. Использование такого способа включения континуума для нашего относительно простого метода учета 2p2h-конфигураций позволило получить реалистический алгоритм решения задачи без использования сепарабельного взаимодействия между нуклонами.

В расчетах учитывались три наиболее коллективизированных фононов, которые дают наибольший вклад в фрагментацию дипольных 1p1h-возбуждений в изучаемой области энергий: 2_1^+ , 3_1^- и 5_1^- . Они рассчитывались в рамках ТКФС. Все расчеты выполнены с одним и тем же набором силовых параметров ТКФС, взятым из других работ и проверенным в наших расчетах E1-резонанса в $^{40,48}\text{Ca}$ и ^{208}Pb , выполненных без учета ОК:

$$f_{ex} = -3,74, \quad f_{in} = -0,02, \quad f'_{ex} = 2,30, \quad f'_{in} = 0,76$$

$$g = 0,05, \quad g' = 0,96 \quad C_0 = 300,0 \text{ МэВ}\cdot\text{фм}^3.$$

За исключением f_{ex} , который был выбран из условия обращения в нуль энергии "духового" 1⁻состояния, параметры f брались из работы⁸. Подробнее о выборе параметров см. также в⁵. Чтобы имитировать влияние

неучтенных сложных конфигураций и энергетическое разрешение эксперимента, в расчетах использовался "параметр размазывания" $\Delta = 0,25$ МэВ. Необходимо подчеркнуть, что эта величина на порядок меньше глубины мнимой части соответствующего оптического потенциала и численно близка разрешению эксперимента.

Как видно из рисунка и таблицы, ТКФС, уравнения которой совпадают с уравнениями RPA с эффективными силами, плохо описывает эксперимент. Одно лишь включение $1p1h$ ⊗ фонон-конфигураций приводит к сильному сдвигу центра резонанса и резкой его фрагментации с появлением дополнительных структур на правом склоне. Учет ОК, влияние которого растет с ростом энергии, приводит к их существенному усилению. В результате мы получили вполне удовлетворительное описание профиля резонансной кривой.

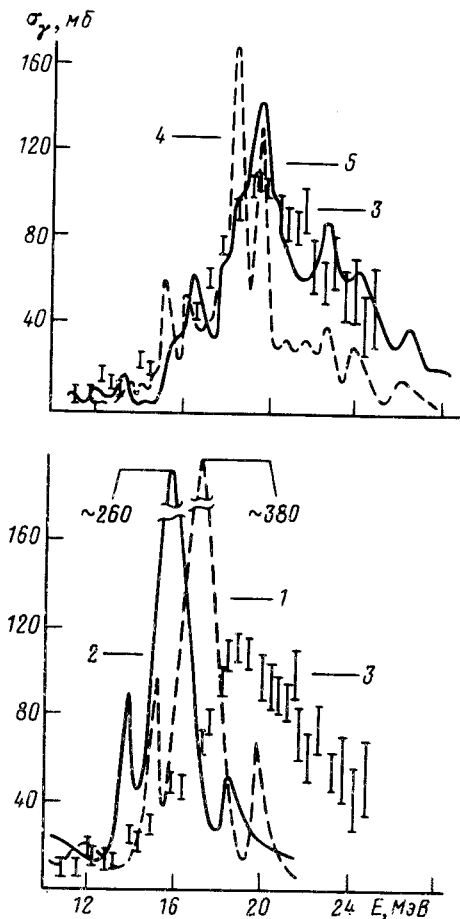


Рис. 1. Сечение дипольного фотопоглощения в ^{48}Ca : кривые 1 и 2 - расчет в рамках ТКФС (RPA) без учета и с учетом континуума, соответственно, кривые 4 и 5 - расчет, содержащий $1p1h$ - и $1p1h$ ⊗ фонон-конфигурации, без учета и с учетом континуума, соответственно, кривая 3 - эксперимент ⁹

Следуя обычной методике обработки эксперимента ⁹, мы построили лоренцианы, аппроксимирующие наши расчетные кривые. Как следует из таблицы, все интегральные характеристики резонанса, включая полную ширину, рассчитанные с учетом $2p2h$ -конфигурациями и ОК, хорошо согласуются с опытом.

Интегральные характеристики $E1$ -резонанса в ^{48}Ca

		σ_{max}	E	σ_{-1}	σ_0	Γ
		мб	МэВ	мб	мб МэВ	МэВ
Теория	$1p1h + ОК$	150,0	15,8	44,6	702,0	3,7
	$1p1h + 2p2h + ОК$	105,0	19,6	43,23	830,05	6,7
Эксперимент	$(\gamma, sn + sp)$	102,74	19,6	43,37	836,56	7,1

Полученные результаты позволяют надеяться, что, по крайней мере для ядер с $A \approx 50$, учет указанных $2p2h$ -конфигураций и одночастичного континуума достаточен для объяснения полных сечений фотопоглощения и характеристик $E1$ -резонанса. Представляет большой интерес анализ парциальных (γ, n) - и (γ, p) -реакций. Эта работа уже выполняется.

Авторы благодарят Целяева В.И. за полезные обсуждения.

Литература

1. Балашов В.В. Труды Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям. Дубна, 1967 - М.: Наука, 1967, т. 3, с. 307; Goeke K., Speth J. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1982, 32, 65.
2. Камерджиев С.П. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 532.
3. Камерджиев С.П., Целяев В.И. ЯФ, 1986, 44, 336.
4. Целяев В.И. ЯФ, 1989, 50, 1252.
5. Kamerdzhiiev S.P., Tkachev V.N. Z. Phys. A - Atomic Nuclei. 1989, 334, 19.
6. Платонов А.П., Саперштейн Э.Е. ЯФ, 1987, 46, 437.
7. Тертычный Г.Я. Препринт ФЭИ-1568, 1984; Борзов И.Н., Тертычный Г.Я. Укр. физ. журнал, 1990, 35, 1137.
8. Смирнов А., Толоконников С. и др. Препринт ИАЭ-4281/2, 1986.
9. O'Keefe G.J., Thompson M.N. et al. Nucl. Phys., A, 1987, 469, 239.