

РАСЧЕТЫ M1-ВОЗБУЖДЕНИЙ В  $^{40}\text{Ca}$  И  $^{48}\text{Ca}$ 

С.П.Камерджиев, В.Н.Ткачев

Свойства низколежащих M1-резонансов в  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{48}\text{Ca}$  рассчитываются в рамках микроскопической модели, учитывающей  $1p1h$ -конфигурации и сложные конфигурации вида – " $1p1h + \text{фонон}$ ". Получено хорошее согласие с экспериментом.

В последние годы очень широко обсуждаются вопросы структуры низколежащего M1- и гамов-теллеровского гигантских резонансов в ядрах. Физические проблемы, которые возникают в этой связи, имеют весьма общий характер. Это роль  $\Delta$ -изобары и одномезонного обмена, уточнение параметров спиновых и спин-изоспиновых сил, возможные эффекты других видов ядерных сил (спин-орбитальных, тензорных), влияние конфигураций более сложных, чем частично-дырочные ( $1p1h$ ), которые учитываются в обычном методе хаотических фаз<sup>1</sup>.

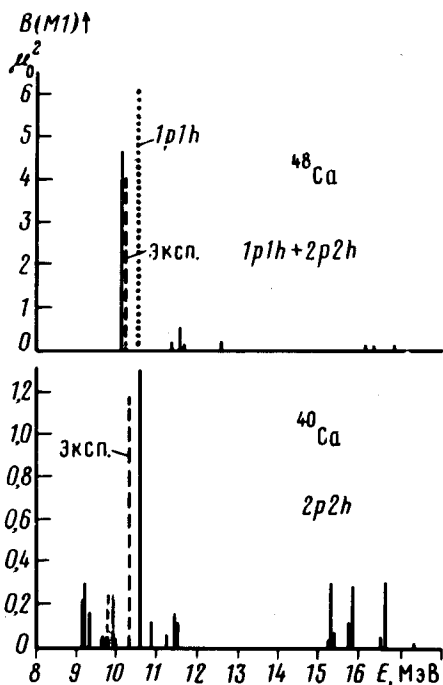
В связи с этими проблемами большой интерес представляет объяснение относительно недавно обнаруженных в ( $e, e'$ )-экспериментах сильных M1-переходов из основного в возбужденное  $1^+$ -состояние с энергией  $\sim 10$  МэВ в  $^{40}\text{Ca}$ <sup>2</sup> и  $^{48}\text{Ca}$ <sup>3</sup>). Эти переходы можно рассматривать как возбуждение по крайней мере части низколежащего M1-резонанса в указанных ядрах. Наибольший интерес вызывает M1-резонанс в  $^{40}\text{Ca}$ , так как в методе хаотических фаз для магического  $^{40}\text{Ca}$  низколежащий M1-резонанс существовать не может, в то время как в экспериментах наблюдается неожиданно сильный переход. Поэтому объяснение эффекта для  $^{40}\text{Ca}$  в первую очередь следует искать в учете сложных, в основном  $2p2h$ -конфигураций. Расчеты в<sup>2, 6</sup> весьма феноменологичны и слабо связаны с имеющейся теорией гигантских резонансов. Представляется необходимым исследовать влияние  $2p2h$ -конфигураций в единой схеме для обоих ядер. Такой подход дает хорошую возможность последовательного объяснения данных и проверки расчетного метода для ядер двух типов – тех, в которых в рамках обычного  $1p1h$ -подхода M1-резонанс возможен, и тех, в которых в этом подходе его нет. Представляет также интерес информация о степени магичности этих ядер, которую можно извлечь из этих расчетов.

В работе<sup>7</sup> была развита микроскопическая модель одновременного учета  $1p1h$ -конфигураций и конфигураций вида " $1p1h + \text{фонон}$ ", представляющая собой обобщение теорий конечных ферми-систем<sup>8</sup> на случай учета таких сложных конфигураций. В модели последовательно использовался метод функции Грина, а квазичастично-фононное взаимодействие в ядре интегрального уравнения для матрицы плотности учитывалась с точностью до квадрата амплитуды рождения низколежащих фононов, что вполне приемлемо для магических ядер. Важным обстоятельством (в том числе для объяснения M1-резонанса в наших расчетах) является одновременный учет двух типов графиков, осуществляющих учет конфигураций " $1p1h + \text{фонон}$ ": графиков со "вставками", отвечающих усложнению одночастичных функций Грина за счет смешивания с фононами, и графика с "поперечным" фононом, соответствующего учету нового (запаздывающего) взаимодействия, которое обусловлено обменом низколежащими фононами.

Обстоятельством, позволяющим осуществить расчет для  $^{40}\text{Ca}$  в отличие от большинства подходов такого же класса (т. е. использующих конфигурации " $1p1h + \text{фонон}$ ", подробнее см.<sup>7</sup>) является то, что в модели<sup>7</sup> уравнение для матрицы плотности сформулировано в обычном представлении одночастичных волновых функций и не используются фононы RPA в качестве входных состояний.

<sup>1</sup>) Более подробные ссылки на другие эксперименты, подтверждающие результаты в  $^{48}\text{Ca}$ , и теоретические работы, посвященные объяснению этих данных, см. например в<sup>4, 5</sup>. Ссылки на эксперименты и расчеты, основанные на многочастичной модели оболочек, для  $^{40}\text{Ca}$  представлены в<sup>2, 6</sup>.

В наших расчетах использовалась одночастичная схема, рассчитанная для потенциала Вудса — Саксона, параметры которого подгонялись так, чтобы объяснить имеющиеся экспериментальные одночастичные уровни в  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{48}\text{Ca}$ . Оба ядра предполагались дважды магическими. Учитывались по два наиболее низколежащих коллективных электрических фонов с параметрами, взятыми из эксперимента ( $E(3_1^-) = 3,74$ ;  $E(5_1^-) = 4,49$  МэВ;  $\beta(3_1^-) = 0,36$ ;  $\beta(5_1^-) = 0,10$  в  $^{40}\text{Ca}$  и  $E(2_1^+) = 3,83$ ;  $E(3_1^-) = 4,51$  МэВ;  $\beta(2_1^+) = 0,16$ ;  $\beta(3_1^-) = 0,17$  в  $^{48}\text{Ca}$ ). Параметры, которые описывают спиновое взаимодействие квазичастиц и величины локальных зарядов были взяты из расчетов<sup>10</sup>, выполненных в рамках теории конечных ферми-систем<sup>8</sup> и использующих подобную одночастичную схему:  $g = 0$ ,  $g' = 0$ ,  $8$ ,  $C = 360$  МэВ  $\cdot \Phi^3$ ,  $\xi_s = 0,1$ ;  $\xi_l = -0,03$ . Эффективный заряд фононов  $e'_q$  в данных расчетах не учитывался. Поправки к одночастичным энергиям, получающиеся в результате "очистки" феноменологических энергий от учитываемого смешивания с фононами, оказывают довольно заметное влияние в сторону улучшения согласия с экспериментом. Подробнее см.<sup>7, 11</sup>.



Низколежащий  $M1$ -резонанс в  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{40}\text{Ca}$ , рассчитанный с учетом сложных конфигураций "1p1h + фонов". Отложены только уровни с  $B(M1) \uparrow \geq 0,05 \mu_0^2$  для  $^{48}\text{Ca}$  и  $B(M1) \uparrow \geq 0,01 \mu_0^2$  для  $^{40}\text{Ca}$ . Пунктир — расчет для  $^{48}\text{Ca}$  по теории конечных ферми-систем

Как видно из рисунка, мы получили хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными в обоих ядрах. Расчеты предсказывают также большое количество малоинтенсивных  $1^+$ -уровней, измерение которых представляет значительный интерес, в особенности в области энергий, меньших энергии наблюдаемых интенсивных  $1^+$ -уровней. В  $^{40}\text{Ca}$  около 70% от  $\Sigma B(M1) \uparrow$  распределено по таким уровням. Рассчитанные суммарные значения  $\Sigma B(M1) = 4,3 \mu_0^2$  для  $^{40}\text{Ca}$  и  $5,9 \mu_0^2$  для  $^{48}\text{Ca}$  (метод хаотических фаз с теми же значениями параметров дает для  $^{48}\text{Ca}$   $B(M1) \uparrow = 6,1 \mu_0^2$ ).

Хотя в расчетах фактически не использовались новые или подгоночные параметры и получено хорошее согласие с экспериментом, представляет интерес изучение в рамках единообразной схемы неучтенных эффектов, о которых говорилось выше. Можно однако думать, что сложные конфигурации вида "1p1h + фонов" должны играть важную роль в объяснении свойств  $M1$ - и, по-видимому, гамов-теллеровских резонансов.

#### Литература

1. Вдовин А.И., Пономарев В.Ю. Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. М., 1982, с. 63; Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. там же, с. 182.
2. Gross W., Meuer D. et. al. Phys. Lett., 1979, 84 В, 296.

3. *Steffen W., Gräf H.D. et al.* Phys. Lett., 1980, **95B**, 23.
4. *Knüpfer W., Metsch B.C., Richter A.* Phys. Lett., 1983, **129B**, 375.
5. *McGrory J.B., Wildenthal B.H.* Phys. Lett., 1981, **103B**, 173.
6. *Brown B.A., Horen D.J. et al.* Phys. Lett., 1983, **127B**, 151.
7. *Камерджиев С.П.* ЯФ, 1983, **38**, 316.
8. *Мигдал А.Б.* Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
9. Nuclear Data Sheets, 1978, **24**, №2; *Endt P.M., Van Der Leun C.*, Nucl. Phys., 1978, **A 310**, №1, 2.
10. *Борзов И.Н., Фаянс С.А.* Тезисы докладов XXXII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1982, с. 174.
11. *Камерджиев С.П., Ткачев В.Н.* Изв. АН СССР, сер. Физ. 1984, **48**, 97.

Поступила в редакцию  
24 апреля 1984 г.

---