

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



K-978

P4 - 9697

3079/2-76

Г.Кырчев, Л.А.Малов, В.О.Нестеренко,

В.Г.Соловьев

ОПИСАНИЕ ГИГАНТСКОГО КВАДРУПОЛЬНОГО
РЕЗОНАНСА В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1976

P4 - 9697

Г.Кырчев, Л.А.Малов, В.О.Нестеренко,
В.Г.Соловьев

ОПИСАНИЕ ГИГАНТСКОГО КВАДРУПОЛЬНОГО
РЕЗОНАНСА В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в "Physics Letters"

Используем разработанный нами аппарат для расчетов фононов и учета взаимодействия квазичастиц с фононами /1/ для вычисления силовых функций E2-переходов в деформированных ядрах в энергетическом интервале от нуля до 35 МэВ.

Секулярные уравнения для описания однофононных состояний с константами квадруполь-квадрупольных взаимодействий $\kappa_{nn}^{(2)} = \kappa_{pp}^{(2)} \neq \kappa_{np}^{(2)}$ /см. /2/ / легко переписать с использованием изоскалярной $\kappa_0^{(2)}$ и изовекторной $\kappa_1^{(2)}$ констант

$$(\kappa_0^{(2)} + \kappa_1^{(2)})(X_n^i + X_p^i) - 4\kappa_0^{(2)}\kappa_1^{(2)}X_n^i X_p^i = 1, \quad /1/$$

где

$$X_n^i = 2 \sum_{ss'} \frac{\tilde{f}(s, s') f(s, s') u_{ss'}^2 (\epsilon(s) + \epsilon(s'))}{(\epsilon(s) + \epsilon(s'))^2 - \omega_i^2},$$

$$\tilde{f}(s, s') = f(s, s') - \frac{\Gamma_n^i(s)}{\gamma_n^i} \delta_{ss'}.$$

Здесь ω_i - энергия однофононного состояния, $f(s, s')$ - матричный элемент от квадрупольного оператора, добавка к $f(s, s')$ относится к $K^\pi = 0^+$ - состояниям, γ_n^i , $\Gamma_n^i(s)$ определены в /1/, $\epsilon(s)$ - квазичастичная энергия, $u_{ss'} = u_s v_{s'} + u_{s'} v_s$, u_s , v_s - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова. Сходные уравнения используются для вычисления характеристик гигантских резонансов в сферических ядрах /3/.

Вместо вычисления для каждого состояния i приведенных вероятностей $E2$ - переходов

$$B(E2; 0^+ 0 \rightarrow I_i^{\pi_i} K_i) = (00 \lambda \mu | I_i K_i)^2 M^2(\omega_i) \quad /2/$$

и суммирования их в определенном энергетическом интервале используем метод непосредственного вычисления усредненных характеристик. Введем силовую функцию

$$b(E2, \omega) = (00 \lambda \mu | I K)^2 \sum_i M^2(\omega_i) \rho(\omega - \omega_i), \quad /3/$$

$$\int_{\omega}^{\omega + \Delta\omega} b(E2, \omega') d\omega' \approx \sum_i \Delta\omega B(E2; 0^+ 0 \rightarrow I_i^{\pi_i} K_i), \quad /4/$$

где

$$\rho(\omega - \omega_i) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\omega - \omega_i)^2 + (\Delta/2)^2}. \quad /5/$$

Энергетический интервал усреднения Δ является свободным параметром. Следуя ^{4,5/}, представим функцию /3/ через контурный интеграл, содержащий в качестве полюсов корни уравнения /1/, затем перейдем к интегралам по контурам, охватывающим полюса $z = \omega \pm i\Delta/2$, и в результате расчетов получим

$$b(E2, \omega) = (00 \lambda \mu | I K)^2 \frac{2 - \delta_{K0} e^2}{\pi} \times \quad /6/$$

$$\times \text{Im} \left\{ \frac{(1 + e_p^{(2)})^2 X_p + (e_n^{(2)})^2 X_n - X_n X_p (\kappa_0^{(2)} (1 + e_p^{(2)} - e_n^{(2)})^2 + \kappa_1^{(2)} (1 + e_p^{(2)} + e_n^{(2)}))}{1 - (\kappa_0^{(2)} + \kappa_1^{(2)}) (X_n + X_p) + 4 \kappa_0^{(2)} \kappa_1^{(2)} X_n X_p} \right\}, \quad \omega = \omega + i\Delta/2$$

где $e_n^{(2)}, e_p^{(2)}$ - эффективные заряды. В численных расчетах параметры потенциала Саксона-Вудса и константы взаимодействия возьмем такие же, как в ^{6/}.

Силовые функции $b(E2, \omega)$ для $E2$ - переходов на состояния с $I^\pi = 2^+$ и $K = 0, 1, 2$ в ^{238U} и ^{154Sm} представлены на рис. 1.

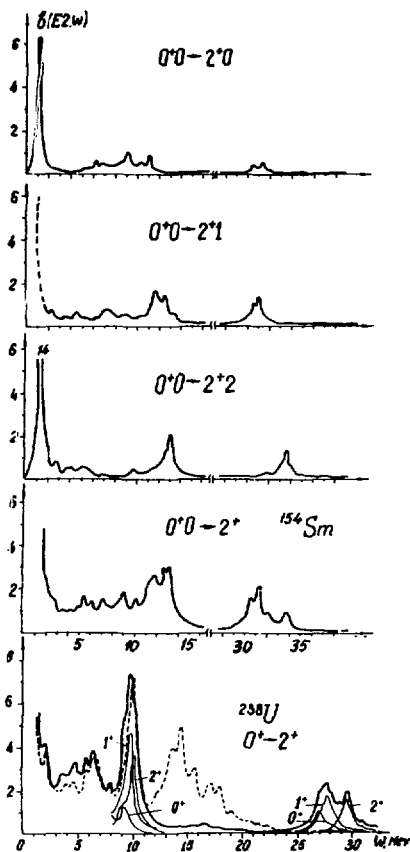


Рис. 1. Силовые функции $b(E2, \omega)$ / с.р.с. / МэВ/в ^{154}Sm / для ^{238}U они изображены тонкими линиями/ для переходов на состояния $1^\pi K = 2^+0, 2^+1, 2^+2$ и суммарная величина для переходов на состояния $1^\pi = 2^+$. Штриховой линией дана для ^{238}U суммарная величина $b(E2, \omega)$ с $\kappa_1^{(2)} = 0$.

Константа $\kappa_0^{(2)}$ выбрана так, чтобы получить правильное описание низколежащих состояний, $\kappa_1^{(2)}/\kappa_0^{(2)} = -3,5^{+3/}$; $\epsilon_n^{(2)} = \epsilon_p^{(2)} = 0$, $\Lambda = 0,4$ МэВ. На рис. 1 дана величина $b(E2, \omega)$ для ^{238}U , рассчитанная с $\kappa_1^{(2)} = 0$. Из этого рисунка видно, что введение $\kappa_1^{(2)}$ приводит не только к возникновению изовекторного резонанса, но и к сужению изоскалярного резонанса.

В деформированных ядрах гигантские квадрупольные резонансы состоят из смеси компонент с $K = 0, 1$ и 2 . Положения максимумов резонансов с $K = 0, 1, 2$ не совпадают /см. рис. 1/, и это приводит к уширению изоскалярного и изовекторного резонансов в деформированных ядрах по сравнению со сферическими ядрами, что согласуется с экспериментальными данными /7,8/. Заметим, что рассчитанная нами ширина изоскалярного квадрупольного резонанса в ^{154}Sm несколько меньше, чем дает эксперимент /8,9/. В таблице приведены расчеты энергетически взвешенного правила сумм (EWSR); из нее видно, что вклад всех K является значительным и их нужно учитывать одновременно. Отметим, что рассчитанное нами положение изоскалярных максимумов с $K = 0, 1, 2$ существенно отличается от результатов расчетов в /8/ для ^{154}Sm и качественно согласуется с результатами расчетов в /10/ для ^{160}Dy .

Из рис. 1 видно, что изоскалярный квадрупольный резонанс расположен при энергии 10 МэВ в ^{238}U и 12-13 МэВ в ^{154}Sm , что находится в согласии с соответствующими экспериментальными данными /8,9,11/. Из таблицы видно, что область изоскалярного резонанса исчерпывает ~25% модельного EWSR. Изовекторный квадрупольный резонанс расположен при энергии 29-31 МэВ в ^{238}U и 31-33 МэВ в ^{154}Sm и дает вклад в модельное EWSR, равный ~42%. Положение изовекторного резонанса определяется величиной $\kappa_1^{(2)}$; если положить $\kappa_1^{(2)} = -2\kappa_0^{(2)}$, то в ^{154}Sm изовекторный резонанс будет расположен при энергии ~27 МэВ и в ^{238}U - при 24 МэВ. Следует отметить, что энергетическая область от 14 до 25-28 МэВ вносит в EWSR вклад около 10%. Отметим, что безмодельное EWSR дает величину 530 одночаст.ед. МэВ для ^{154}Sm и 580 одночаст.ед. МэВ для ^{238}U . Из таб-

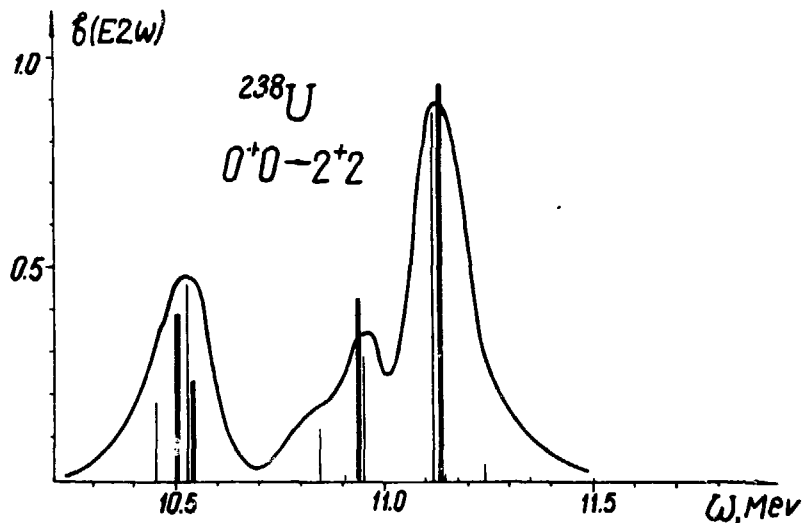


Рис. 2. Фрагментация однофононных состояний в районе изоскалярного квадрупольного резонанса в ^{238}U . Обозначения: толстые линии - $B(E2)$ - величины в однофононном приближении, тонкие линии - их фрагментация, сплошная линия - силовая функция $b(E2, \omega)$, рассчитанная с учетом фрагментации и $\Delta = 0,1$ МэВ.

лицы видно, что исчерпано безмодельное EWSR для ^{154}Sm - на 90%, для ^{238}U - на 98%. Это свидетельствует о том, что в наших расчетах учтена практически вся необходимая часть конфигурационного пространства.

При вычислении характеристик гигантских резонансов необходимо учитывать фрагментацию однофононных состояний. На ширины гигантских резонансов должна оказывать влияние примесь к однофононной компоненте двухфононных компонент, состоящих из низколежащего и высоколежащего коллективных фононов. Для демонстрации этого эффекта воспользуемся весьма ограниченной программой, используемой в ^{12/} для вычисления ангармонических эффектов в низколежащих состояниях. Из рис. 2 видно, что взаимодействие квазичастиц с фононами приводит к фрагментации однофононных состояний и тем самым к уширению гигантских резонансов. Здесь продемонстрировано весьма заниженное влияние этого эффекта, который необходимо учитывать при вычислении энергий, ширин и тонкой структуры гигантских резонансов.

Литература

1. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. М., Наука, 1971.
2. V.G.Soloviev. Nucl. Phys., 69, 1 /1965/.
3. D.R.Bes, R.A.Brogia, B.S.Nilsson. Phys.Rev., 16C, 1 /1975/;
И.Н.Борзов, С.П.Камерджиев. Препринт ФЭИ-580 /1975/.
4. A.Bohr, B.R.Mottelson. Nuclear Structure, vol. 1 (Benjamin, New York, 1969).
5. В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ, Е4-8847, Дубна, 1975.
Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ, Р4-9652, Дубна, 1976.
6. F.A.Gareev, S.P.Ivanova, L.A.Malov, V.G.Soloviev. Nucl. Phys., A171, 134 /1971/.
Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. ЭЧАЯ, 4, 357 /1973/.
7. A.Schwierczinski et al. Phys.Lett., 55B, 171 /1975/.
8. T.Kishimoto et al. Phys.Rev.Lett., 35, 552 /1975/.
9. D.Horen et al. Phys.Rev., C11, 1247 /1975/.
10. D.Zawischa, J.Speth. Phys.Lett., 56B, 225 /1975/,
D.Zawischa, J.Speth. Phys.Rev.Lett., 36, 843 /1976/.

11. M.V.Lewis, D.J.Horen. *Phys.Rev.*, C10, 1099 /1974/.
 12. Г.Кырчев, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 39, 2015 /1975/.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 апреля 1976 года.

Таблица

Величины $\sum_i B(E2, \omega_i) \omega_i$ (в одночастичных ед. МэВ)
в ^{154}Sm и ^{238}U .

| К ^π | $\sum_i B(E2, \omega_i) \omega_i$ (одночаст.ед. МэВ) | | | |
|-------------------------|--|-----|------------------|-----|
| | ^{154}Sm | | ^{238}U | |
| | величина | % | величина | % |
| 0 ⁺ | 97 | 21 | 115 | 20 |
| 1 ⁺ | 207 | 43 | 246 | 43 |
| 2 ⁺ | 170 | 36 | 207 | 37 |
| сумма для всех К | 474 | 100 | 568 | 100 |
| Энергетический интервал | | | | |
| 0-3 МэВ | 46 | 10 | 52 | 9 |
| 3-9 МэВ | 47 | 10 | 82 | 14 |
| 9-14 МэВ | 114 | 24 | 140 | 25 |
| 14-26 МэВ | 56 | 12 | 50 | 9 |
| 26-35 МэВ | 198 | 42 | 244 | 43 |