



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2680 / 2-81

1/6-81

P4-81-141

В.Китипова, Л.А.Малов, Н.Ю.Ширикова

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИПОТЕЗЫ АКСЕЛЯ-БРИНКА
ДЛЯ $E\lambda$ -ПЕРЕХОДОВ
($\lambda \geq 1$) В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в "Изв. АН СССР, сер. физ."
и на 31-е Совещание по ядерной спектроскопии
и структуре атомного ядра /Самарканд, 1981/

1981

В работе^{/1/} было исследовано выполнение гипотезы Акселя-Бринка^{/2/} о сходстве формы гигантских резонансов, построенных на основном и возбужденных состояниях деформированных ядер. Рассмотрение проводилось в рамках квазичастично-фононной модели ядра^{/3/} с учетом эффектов ангармоничности^{/4-5/}. Расчеты были проведены для дипольного электрического резонанса в ¹⁵⁶Gd и ¹⁷⁶Hf. Показано, что гипотеза Акселя-Бринка выполняется в деформированных четно-четных ядрах для E1-переходов на низколежащие состояния, близкие по структуре к однофононным.

В настоящей работе проверяется выполнение указанной гипотезы, сформулированной в обобщенном виде для произвольных Eλ-переходов. Такое исследование представляет определенный интерес, поскольку квадрупольные и октупольные состояния, в отличие от дипольных, распределены в более широком энергетическом интервале, и соответствующие Eλ-резонансы имеют сложную структуру^{/6/}. Поэтому выполнение обобщенной гипотезы Акселя-Бринка заранее не очевидно.

Полученные в работе^{/1/} выражения для силовых функций приведенных вероятностей электрических переходов $b_{i \rightarrow f}(E\lambda, \eta)$ применимы для Eλ-переходов произвольной мультипольности. С точностью до квадрата коэффициента Клебша-Гордона они совпадают с величинами силовых функций:

$$P_{i \rightarrow 0^+}(E\lambda, \eta) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \frac{\left| \begin{array}{c} 0 \quad i \quad Lg' \\ \hline Lg \quad i \quad |(\omega_g - z) \delta_{gg'} - K_{gg'}| \\ \hline (\omega_g - z) \delta_{gg'} - K_{gg'} \end{array} \right|}{\left| (\omega_g - z) \delta_{gg'} - K_{gg'} \right|} \Bigg|_{z = \eta + i \frac{\Delta}{2}} \quad /1/$$

$$P_{i \rightarrow f_0}(E\lambda, \eta) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \frac{\left| \begin{array}{c} -K_{00} \quad i \quad -K_{0g'_i} \\ \hline -K_{g_i 0} \quad i \quad |(\omega_{g_i} - z) \delta_{g_i g'_i} - K_{g_i g'_i}| \\ \hline (\omega_{g_i} - z) \delta_{g_i g'_i} - K_{g_i g'_i} \end{array} \right|}{\left| (\omega_{g_i} - z) \delta_{g_i g'_i} - K_{g_i g'_i} \right|} \Bigg|_{z = \eta + i \frac{\Delta}{2}} \quad /2/$$

Здесь i, f_0 - начальное и конечное состояния четно-четного ядра, описываемые волновыми функциями с учетом двухфононных компонент /0+ - основное состояние этого ядра, η - энергия возбуждения/:



$$\Psi_i = \left\{ \sum_{g_1} C_{g_1}^i Q_{g_1}^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{g_1 g_2} D_{g_1 g_2}^i Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+ \right\} \Psi_0, \quad /3/$$

где $C_{g_1}^i$ и $D_{g_1 g_2}^i$ - амплитуды однофононных и двухфононных компонент, $Q_{g_1}^+$ - оператор рождения фонана $g \equiv \lambda \mu j$ с энергией ω_g , j - номер фонана мультипольности $\lambda \mu$, Ψ_0 - фононный вакуум. Остальные обозначения и явный вид величин L_g и $K_{gg'}$ в /1/ и /2/ даны в работе /1/. При выводе /1/ и /2/ проводилось усреднение /3-6/ по начальным i состояниям ядра с функцией Лоренца $\rho(\eta - \eta_i) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_i)^2 + (\Delta/2)^2}$, где Δ - параметр усреднения.

Расчеты силовых функций /1/-/2/ выполнены для квадрупольных ($\lambda=2$) и октупольных ($\lambda=3$) переходов в ^{176}Hf . Параметры среднего поля, константы парного и мультиполь-мультипольного взаимодействий, а также эффективные заряды взяты теми же, что и в /1/. Из всех фононов каждой мультипольности учитывались только наиболее коллективные, поскольку именно они прежде всего определяют поведение силовой функции в областях гигантских резонансов, интересующих нас в данном случае. Возможности используемой ЭВМ позволяли учитывать до 30 фононов каждой мультипольности, которые давали от 70 до 98,5% вклада в полную энергетически взвешенную сумму для всех фононов, полученных в приближении RPA /6/.

На рис.1 представлены результаты расчетов силовой функции E2-переходов на основное состояние 0^+ и возбужденные низколежащие состояния с $I^\pi K = 2^+2$ и 3^-0 , рассчитанная энергия которых равна 1,27 и 1,7 МэВ, соответственно. Оба эти состояния по структуре близки к однофононным. Главная компонента их волновых функций /3/ - нижайший квадрупольный Q_{221} для первого и октупольный Q_{301} фонов для второго состояния составляют 88% и 98%, соответственно. Поскольку энергетическая зависимость силовых функций /1/ и /2/, согласно гипотезе Акселя-Бринка, определяется в основном энергией перехода η_{tr} между начальным и конечным состояниями, а не энергией возбуждения этих состояний, то при сравнении результатов расчетов по /1/ и /2/ будем исследовать зависимость этих величин от $\eta_{tr} = \eta - \eta_{i_0}$, где η_{i_0} - энергия конечного состояния /для перехода в основное состояние, описываемого /1//, $\eta_{i_0} = \eta_{0^+} = 0$. Силовая функция $P_{i \rightarrow 0^+}(E2, \eta)$ E2-переходов на основное состояние была рассчитана как в приближении RPA /6/, так и с учетом ангармоничности по формуле /1/. Таким образом, на рис.1 можно сравнить силовые функции для одной из проекций ($K=1$) гигантского E2-резонанса, построенного на основном состоянии 0^+ и на возбуж-

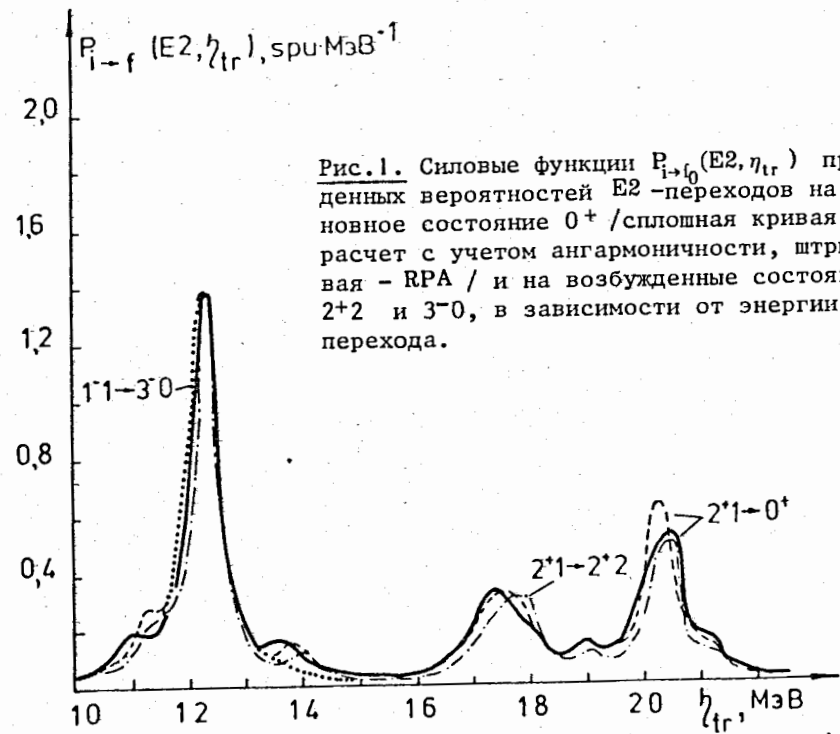


Рис.1. Силовые функции $P_{i \rightarrow f_0}(E2, \eta_{tr})$ приведенных вероятностей E2-переходов на основное состояние 0^+ /сплошная кривая - расчет с учетом ангармоничности, штриховая - RPA / и на возбужденные состояния 2^+2 и 3^-0 , в зависимости от энергии перехода.

денных с $I^\pi K = 3^-0$ и 2^+2 . Из этого рисунка видно, что все кривые очень близки между собой по форме. Такой результат подтверждает выводы /1,5/ о сравнительно слабом влиянии ангармоничности на величину и форму силовой функции в области гигантского резонанса. Кроме того, из этого примера видно, что гипотеза Акселя-Бринка выполняется с хорошей точностью для квадрупольного гигантского резонанса, как для изоскалярной, так и для изовекторной его ветви.

Рис.2 демонстрирует результаты расчетов силовой функции E3-переходов для одной из проекций октупольного резонанса ($K=0$), построенного на основном состоянии ядра ^{176}Hf и его возбужденном состоянии 2^+0 . Из рисунка видно, что гипотеза Акселя-Бринка выполняется с хорошей точностью и для октупольных резонансов. Что же касается влияния ангармоничности, то учет ее приводит в области энергии возбуждения 17-20 МэВ к некоторому изменению структуры резонанса и сдвигам отдельных состояний на 200-300 кэВ по сравнению с энергиями, рассчитанными в приближении RPA. Выполнение гипотезы Акселя-Бринка для дипольного резонанса в четно-четных деформированных ядрах, как

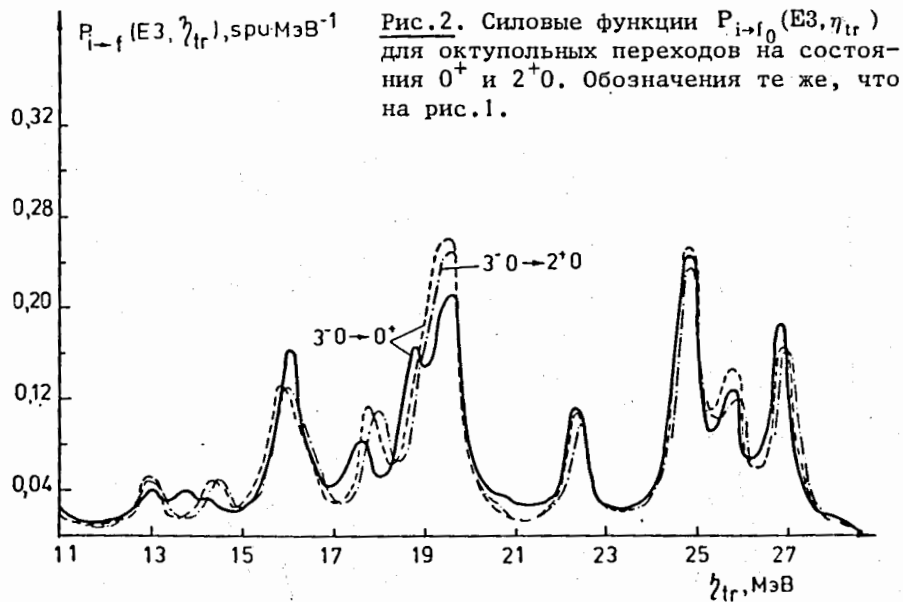


Рис.2. Силовые функции $P_{i \rightarrow f}(E3, \eta_{tr})$ для октупольных переходов на состояния 0^+ и 2^+ . Обозначения те же, что на рис.1.

уже отмечалось, исследовано в работе /1/. Для ^{176}Hf были проанализированы E1-переходы на нижайшее состояние 2^+ , близкое по структуре к однофононному. Интересно сравнить эти результаты с E1-переходами на более сложное низколежащее состояние. Например, состояние 2^+ этого ядра с энергией 1,5 МэВ имеет более сложную структуру: вклад наибольших компонент Q_{202} , Q_{203} и Q_{201} его волновой функции вида /3/ составляет 82,9; 8,2 и 7,3%, соответственно. На рис.3 приведена силовая функция E1-перехода из состояний $(1^-1)_i$ на состояние $(2^+0)_f$. Сравнение ее с силовой функцией E1-перехода на состояние $(2^+2)_f$, рассчитанной в /1/, показывает, что изменение низколежащего состояния и некоторое усложнение его структуры слабо влияют на силовую функцию E1-перехода.

Таким образом, из приведенных результатов расчетов и из /1/ можно сделать вывод о том, что гипотеза Акселя-Бринка с хорошей точностью выполняется в деформированных четно-четных ядрах для электрических переходов различной мультипольности ($\lambda = 1, 2, 3$) на низколежащие состояния, близкие по структуре к однофононным.

Высокая степень выполнения этой гипотезы, полученная в настоящих расчетах и в /1/, видимо, частично, объясняется простой структурой нижайших состояний. Кроме того, результаты, возможно, изменятся, если усложнить волновую функцию /3/, добавив трехфонон-

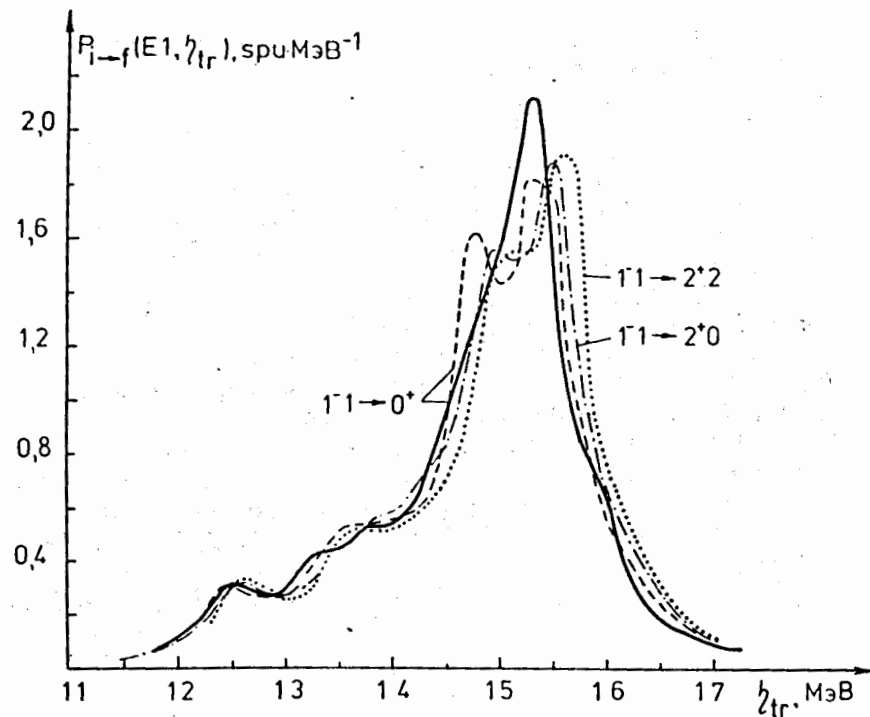


Рис.3. Силовые функции $P_{i \rightarrow f}(E1, \eta_{tr})$ для дипольных переходов на состояния 0^+ , 2^+ и 2^0 . Обозначения те же, что на рис.1.

ные конфигурации, которые приведут к дополнительной фрагментации ее двухфононных компонент и изменению силовой функции E1-перехода и, следовательно, к увеличению отклонения от гипотезы Акселя-Бринка.

Исследование данной гипотезы для переходов на высоколежащие состояния более сложной структуры представляет несомненный интерес, так как во многих работах эта гипотеза используется именно для таких состояний ядер. В этом случае, видимо, важен учет влияния принципа Паули /7/ и температурных эффектов /8/. Решение этой задачи для деформированных ядер представляет в настоящее время значительные трудности принципиального и технического характера.

В заключение авторы выражают благодарность В.Г.Соловьеву за полезные обсуждения и интерес к данной работе, а также благодарят А.И.Вдовина, В.В.Воронова, В.О.Нестеренко и Ю.П.Попова за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Китипова В., Малов Л.А., Ширикова Н.Ю. Изв.АН СССР, сер. физ., 1980, 44, с.1915.
2. Brink D.M. Ph. Doctoral Thesis, Oxford University, 1955; Axel P. Phys.Rev., 1962, 126, p.671; Bartholomew G.A. et al. Adv. in Nucl.Phys., 1973, 7, p.229; Bartholomew G.A., Khana F.C. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Proc. II Int. Symp. Neutr.Cap. Gamma-Ray Sp. and Rel.Top., Petten, 1974, p.119, Reactor Centr. Ned., Petten, Netherlands, 1975.
3. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, A270, p.87; Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.580.
4. Кырчев Г., Соловьев В.Г. ТМФ, 1975, 22, с.244.
5. Кырчев Г., Малов Л.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с.107; Кырчев Г. ОИЯИ, Р4-80-357, Дубна, 1980.
6. Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.301.
7. Соловьев В.Г. В сб.: Фундаментальные проблемы теоретической и математической физики: Международный симпозиум, Дубна, 23-27 авг., 1979 г. ОИЯИ, Д-12831, Дубна, 1979, с.424.
8. Базнат М.И., Игнатюк А.В., Пятов Н.И. ЯФ, 1979, 30, с.949.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 февраля 1981 года.