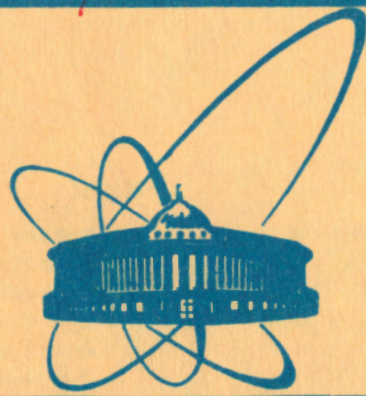


1564/82

5/IV-82



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P4-81-816

Л. А. Малов

**ФРАГМЕНТАЦИЯ ПРОСТЫХ КОНФИГУРАЦИЙ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ**

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что с увеличением энергии возбуждения плотность состояний атомных ядер резко увеличивается^{/1/}, а их структура значительно усложняется^{/2/}. Этим объясняется, что исследование различных физических характеристик сложных ядер при промежуточных и высоких энергиях возбуждения /т.е. при энергиях начиная с нескольких МэВ и до энергии связи нуклона V_N и несколько выше ее/ обычно проводится в рамках статистических подходов или феноменологически^{/3/}. Квазичастично-фононная модель ядра /КФМ/^{/4/} позволяет провести исследование свойств ядер при низкой энергии и в указанной энергетической области возбуждения в рамках единого микроскопического подхода.

Одним из наиболее интересных и важных физических процессов, который удается описать с помощью квазичастично-фононной модели ядра, является фрагментация, т.е. распределение силы простых конфигураций по сложным состояниям ядра в широком интервале энергии возбуждения^{/5-7/}. В последнее время это явление интенсивно изучается экспериментально^{/8,9/}. Роль указанного процесса оказывается важной для понимания свойств глубокосвязанных дырочных состояний.

Теоретическое исследование фрагментации в рамках КФМ удобно проводить с использованием метода силовых функций^{/5,10/}. Преимущество этого метода хорошо известны. Прежде всего он избавляет от необходимости решать сложные уравнения и позволяет непосредственно вычислять силовые функции, описывающие с необходимой математической точностью с усреднением в определенном энергетическом интервале наблюдаемые физические величины, не находя структуры каждого возбужденного состояния по отдельности. В методе силовых функций имеются соответствие между точностью используемой физической теории и точностью, с которой вычисляются физические характеристики, а также большая устойчивость к вариациям параметров модели. Особенно заметны преимущества этого метода при исследовании деформированных ядер, для которых размерность пространства базисных функций в реалистических расчетах достигает чрезвычайно большой величины. Необоснованное ограничение этого пространства во многих случаях может привести к неверным результатам и выводам. Метод силовых функций позволил провести для деформированных ядер в рамках КФМ исследование гигантских резонансов^{/11/}, спектроскопи-

ческих факторов и связанных с ними нейтронных силовых функций^{/5/}, радиационных силовых функций^{/12/}, была проверена гипотеза Акселя-Бринка о структуре гигантских резонансов, построенных на нижайших состояниях ядер^{/13/}.

В работах^{/5,6/} в однофононном приближении рассматривалась фрагментация одноквазичастичных компонент волновой функции в нечетных деформированных ядрах. Были выяснены основные закономерности фрагментации и проанализированы следствия влияния ее на некоторые физические величины. Наличие взаимодействия квазичастиц с фононами дает все основания полагать, что фрагментация простых компонент волновой функции является характерной особенностью сложных ядер. Поэтому теоретическое исследование этого процесса для различных компонент представляет несомненный интерес и является целью настоящей работы. Рассмотрение проведем по возможности в общем виде, применим для различных по сложности компонент, учитывая компоненты волновой функции, более сложные по структуре, чем в^{/5,6/}, т.е. многофононные конфигурации. Для определенности будем рассматривать в основном четно-четные деформированные ядра. Однако можно показать, что использование подходящих обозначений приводит к аналогичным соотношениям для нечетных ядер. Рассмотрение, конечно, справедливо и для сферических ядер, хотя необходимо учесть определенную специфику таких систем. Фрагментация отдельных компонент сферических ядер и физические следствия ее проявления с использованием сложных волновых функций исследовались в работах^{/14,15/}.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ КОМ

Волновую функцию произвольного возбужденного состояния с проекцией момента на ось симметрии K и четностью π , сложность которой ограничим учетом трехфононных конфигураций, для четно-четного деформированного ядра запишем в виде

$$\Psi_i^{\pi, K}(K^\pi) = \left\{ \sum_g C_i^g Q_g^+ + \sum_{G=(g_1 g_2)} D_i^G (Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+) \right\} G + \sum_{T=(g_1 g_2 g_3)} E_i^T (Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+ Q_{g_3}^+) T \Psi_0, \quad /1/$$

а для нечетного ядра /в двухфононном приближении/ в виде

$$\Psi_i^{\text{неч}}(K^\pi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma \rho} \left\{ \sum_{\rho} C_i^{\rho} a_{\rho\sigma}^+ + \sum_{G=(\nu g)} D_i^G (a_{\nu\sigma}^+ Q_g^+) \right\} G + \sum_{T=(\nu g_1 g_2)} E_i^T (a_{\nu\sigma}^+ Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+) T \Psi_0. \quad /2/$$

Здесь Ψ_0 , волновая функция основного состояния четно-четного остова, является фононным вакуумом; i - номер возбужденного состояния с данным значением K^π /чтобы не загромождать формулы, в дальнейшем, как правило, будем опускать написание этого индекса у коэффициентов волновой функции;/; Q_g^+ - оператор

рождения фонона g , $a_{\nu\sigma}^+$ - оператор рождения квазичастицы $\nu\sigma$ ($\sigma = \pm 1$). Коэффициенты C^g , C^g , D^G , E^T определяют вклад соответствующей компоненты волновой функции /1/ или /2/, нормированной, например, для четно-четного ядра условием

$$\sum_g (C^g)^2 + \sum_G (D^G)^2 + \sum_T (E^T)^2 = 1. \quad /3/$$

Выбор обозначений в /1/-/2/ определяется тем, чтобы записать в дальнейшем уравнения одинаковыми по форме как для четно-четных, так и для нечетных ядер.

В рамках определенного варианта КФМ /4,5/ для энергий возбужденных состояний и коэффициентов волновой функции /1/ получается однородная система линейных уравнений размерности $(g+G+T)^{16}$:

$$\begin{cases} (\omega_g - \eta)C^g - \sum_G U_{gG} D^G = 0, \\ (\omega_G - \eta)D^G - \sum_g U_{gG} C^g - \sum_T U_{GT} E^T = 0, \\ (\omega_T - \eta)E^T - \sum_G U_{GT} D^G = 0. \end{cases} \quad /4/$$

Здесь U_{gG} и U_{GT} - матричные элементы, определяемые взаимодействием квазичастиц с фононами, ω_g - энергии однофононных, а ω_G и ω_T - двух- и трехфононных полюсов.

Для сравнения приведем соответствующую систему уравнений для нечетных ядер /5/:

$$\begin{cases} (\epsilon_\rho - \eta)C^\rho - \sum_G \Gamma_{\rho G} D^G = 0, \\ (p_G - \eta)D^G - \sum_\rho \Gamma_{\rho G} C^\rho - \sum_T \Gamma_{GT} E^T = 0, \\ (p_T - \eta)E^T - \sum_G \Gamma_{GT} D^G = 0. \end{cases} \quad /5/$$

Матричные элементы $\Gamma_{\rho G}$ и Γ_{GT} определяются взаимодействием квазичастиц с фононами, ϵ_ρ - энергии квазичастичных полюсов, p_G и p_T - полюса квазичастица плюс один и квазичастица плюс два фонона. Очевидно, что /4/ и /5/ отличаются лишь обозначениями, поэтому в дальнейшем все математические преобразования будем проводить для /4/ и лишь конечные результаты представим отдельно в обозначениях, принятых для четно-четных или нечетных ядер.

Заметим, что системы уравнений /4/-/5/ имеют специальный вид, поскольку $U_{gg} = U_{GG} = U_{TT} = 0$ и $\Gamma_{\rho\rho} = \Gamma_{GG} = \Gamma_{TT} = 0$, что соответствует специальному выбору базисных состояний, являющихся

собственными состояниями гамильтониана, в котором пренебрегается взаимодействием между конфигурациями, различающимися по сложности /т.е. для КФМ - приближение невзаимодействующих фононов в четно-четных и невзаимодействующих квазичастиц в нечетных ядрах/17/. Предварительное решение задачи на собственные значения и собственные функции для такого гамильтониана /особенно для сепарабельных сил/ обычно не представляет трудностей и может быть сделано численно. Кроме того, в /4/-/5/ $U_{gT} \approx 0$ и $\Gamma_{pT} \approx 0$. Это является следствием довольно общего предположения о двухчастичном характере остаточных сил, в результате чего отсутствует взаимодействие между конфигурациями, различающимися по сложности более чем на один фонон /или две квазичастицы/.

3. ЗАПИСЬ ОДНОРОДНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ /4/ ДЛЯ ПЕРЕМЕННЫХ РАЗЛИЧНЫХ ПОДПРОСТРАНСТВ

Обратимся к решению однородной системы линейных уравнений /4/, используя некоторые ее особенности. Известно, что условием существования нетривиального решения однородной системы является равенство нулю ее определителя, который в данном случае имеет клеточный /блочный/ вид

$$g_{GT} \Delta \equiv \sigma \Delta \equiv \begin{vmatrix} \omega_g - \eta & | & -U_{gG} & | & 0 \\ \hline -U_{gG} & | & \omega_G - \eta & | & -U_{GT} \\ \hline 0 & | & -U_{GT} & | & \omega_T - \eta \end{vmatrix} = 0 \quad /6/$$

и соответствует разбиению полного пространства $\sigma = g+G+T$ на подпространства размерности g , G и T . Размерность системы /4/ для деформированных ядер в реалистических расчетах чрезвычайно велика / $10^4 - 10^6$ /, и поэтому работа с соответствующими матрицами вида /6/ представляет значительные трудности. Если же учесть структуру /4/, то можно обычным исключением неизвестных привести эту систему к системе линейных уравнений для D^G размерности G /в G -подпространстве/:

$$\sum_{G'} [(\omega_G - \eta) \delta_{GG'} - \sum_g \frac{U_{gG} U_{gG'}}{\omega_g - \eta} - \sum_T \frac{U_{TG} U_{TG'}}{\omega_T - \eta}] D^{G'} \equiv \sum_{G'} [(\omega_G - \eta) \delta_{GG'} - K_{GG'}] D^{G'} = 0, \quad /7/$$

или к системе размерности $t = g+T$ /в t -подпространстве/:

$$\sum_{t'} [(\omega_t - \eta) \delta_{tt'} - \sum_G \frac{U_{tG} U_{t'G}}{\omega_G - \eta}] C^{t'} \equiv \sum_{t'} [(\omega_t - \eta) \delta_{tt'} - K_{tt'}] C^{t'} = 0, \quad /8/$$

где введены обозначения

$$\{g, T\} \equiv \{t\}; \quad \{C^g, E^T\} \equiv \{C^t\}, \quad /9/$$

$\delta_{tt'}$ - символ Кронекера.
 Определители этих систем

$${}_G \Delta \equiv |\Delta_{GG'}| \equiv |(\omega_G - \eta)\delta_{GG'} - K_{GG'}|, \quad /10/$$

$${}_t \Delta \equiv |\Delta_{tt'}| \equiv |(\omega_t - \eta)\delta_{tt'} - K_{tt'}| \quad /11/$$

можно выразить через определитель /6/:

$${}_G \Delta = {}_t \Delta \cdot \prod_t (\omega_t - \eta) = {}_t \Delta \cdot \prod_G (\omega_G - \eta), \quad /12/$$

откуда видно, что равенство нулю всех определителей /12/ дает одно и то же секулярное уравнение /6/.

Приведем еще некоторые соотношения между определителями, образованными из элементов матрицы системы /4/ в G- и t-пространствах /7/-/8/, которые в ряде случаев оказываются полезными для расчетов.

Многие соотношения, полученные ниже, очень компактно записываются через определители окаймленных матриц, являющихся частным случаем клеточных. Так, пусть мы имеем квадратную матрицу ${}_n A$ размерности n:

$${}_n A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nn} \end{pmatrix} \equiv (a_{ij}), \quad /13/$$

тогда матрица вида

$${}_{n+1} B = \begin{pmatrix} b & | & x_1 & x_2 & \dots & x_n \\ - & - & - & - & \dots & - \\ y_1 & | & & & & \\ y_2 & | & & & & \\ \vdots & | & & & & \\ y_n & | & & & & \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} b & | & x_i \\ - & - & - \\ y_j & | & {}_n A \\ - & - & - \end{pmatrix} \quad /14/$$

размерности n+1 называется окаймленной, а соответствующий определитель $|{}_{n+1} B|$ - окаймленным определителем. В частности, алгебраическое дополнение ${}_n A_{ij}$ элемента a_{ij} матрицы /13/ можно записать как окаймленный определитель

$${}_n A_{ij} = \begin{vmatrix} 0 & | & -\delta_{ii'} \\ - & - & - \\ \delta_{jj'} & | & (a_{i'j'}) \end{vmatrix} \equiv \begin{vmatrix} 0 & | & -\delta_{ii'} \\ - & - & - \\ \delta_{jj'} & | & {}_n A \end{vmatrix} \quad /15/$$

4. РЕШЕНИЕ ОДНОРОДНОЙ СИСТЕМЫ В РАЗЛИЧНЫХ ПОДПРОСТРАНСТВАХ ПЕРЕМЕННЫХ И СВЯЗЬ МЕЖДУ НИМИ

Решение однородной системы уравнений обычно ищется относительно какого-либо одного неизвестного, в данном случае это может быть произвольный ненулевой коэффициент волновой функции /1/ / C^G , D^G или E^T / . Определим, например, все переменные /4/, нормируя их на C^t . Обозначим

$$D^G / C^t \equiv D_t^G, \quad C^r / C^t \equiv C_t^r \quad /16/$$

и выделим в пространстве $\{t\}$ одно произвольное состояние t , x обозначив остальные через r /т.е. $\{t\} \equiv \{t, r\}$ / . Тогда получим, решая /8/ и используя /15/,

$$C_t^r = \frac{{}_t A_{tr}}{{}_t A_{tt}} = \frac{1}{r \Delta} \begin{vmatrix} 0 & | & -\delta_{rt'} \\ \hline \delta_{tt''} & | & (\Delta_{t't''}) \end{vmatrix} \quad /17/$$

и /после некоторых преобразований, учитывая /4//

$$D_t^G = \frac{1}{r \Delta} \begin{vmatrix} 0 & | & U_{t'G} \\ \hline \delta_{tt''} & | & (\Delta_{t't''} - \eta) \end{vmatrix} \quad /18/$$

Путем несложных преобразований можно показать, что секулярное уравнение, определяющее собственные значения системы /8/, имеет вид

$$F_t = \omega_t - \eta - \sum_G U_{tG} D_t^G = \frac{{}_t \Delta}{r \Delta} = 0. \quad /19/$$

Производная от /19/ непосредственно определяет нормировочный коэффициент C^t волновой функции /1/ /5,10/:

$$-\frac{\partial F_t}{\partial \eta} = (C^t)^{-2} \quad /20/$$

Тем самым /17/-/20/ определяют в подпространстве t все коэффициенты /1/, т.е. собственную функцию системы /4/. Те же самые величины в подпространстве G /из /7// имеют вид:

$$C_t^r = \frac{1}{\binom{r}{G} \Delta} \begin{vmatrix} \delta_{rr} & -\frac{U_{rG'}}{\omega_r - \eta} \\ U_{tG''} & (\Delta_{G'G''}) \end{vmatrix}, \quad /21/$$

$$D_t^G = \frac{1}{\binom{r}{G} \Delta} \begin{vmatrix} 0 & -\delta_{GG'} \\ U_{tG''} & (\Delta_{G'G''}) \end{vmatrix}, \quad /22/$$

$$F_t = (\omega_t - \eta) \frac{G \Delta}{\binom{r}{G} \Delta}. \quad /23/$$

Определитель $\binom{r}{G} \Delta$ отличается от $G \Delta$ /10/ тем, что у его элементов $\binom{r}{K} K_{GG'}$ /7/ отсутствуют слагаемые, соответствующие фиксированному индексу t . Можно показать, что

$$\binom{r}{G} \Delta = \begin{vmatrix} 1 & -\frac{U_{tG'}}{\omega_t - \eta} \\ U_{tG''} & (\Delta_{G'G''}) \end{vmatrix}. \quad /24/$$

Решая однородную систему /4/ относительно D^G и вводя соответственно обозначения:

$$\{G\} \equiv \{G, J\}; \quad D^J / D^G \equiv D_G^J; \quad C^t / D^G \equiv C_G^t. \quad /25/$$

получаем все необходимые величины в t - и G -подпространствах:

$$C_G^t = \frac{1}{\binom{J}{t} \Delta} \begin{vmatrix} 0 & -\delta_{tt'} \\ U_{t''G} & (\Delta_{t't''}) \end{vmatrix} = \frac{1}{J \Delta} \begin{vmatrix} 0 & -\frac{U_{G't}}{\omega - \eta} \\ \delta_{GG''} & (\Delta_{G'G''}) \end{vmatrix}, \quad /26/$$

$$D_G^J = \frac{1}{\binom{J}{t} \Delta} \begin{vmatrix} \delta_{JG} & -\frac{U_{tJ'}}{\omega_J - \eta} \\ U_{t''G} & (\Delta_{t't''}) \end{vmatrix} = \frac{G^A_{GJ}}{G^A_{GG}} = \frac{1}{J \Delta} \begin{vmatrix} 0 & -\delta_{JG'} \\ \delta_{GG''} & (\Delta_{G'G''}) \end{vmatrix}, \quad /27/$$

$$F_G = \omega_G - \eta - \sum_t U_{tG} C_G^t = (\omega_G - \eta) \frac{t \Delta}{\binom{J}{t} \Delta} = \frac{G \Delta}{J \Delta} = 0, \quad /28/$$

$$\left| \begin{array}{c} 0 \\ \vdots \\ \sum \frac{a_{G_1} U_{tG_1}}{\omega_{G_1} - \eta} \\ \vdots \\ b_{t_1} \end{array} \right| \cdot \Pi_G(\omega_G - \eta) = \left| \begin{array}{c} 0 \\ \vdots \\ -a_{G_1} \\ \vdots \\ \sum_{t_1} \frac{b_{t_1} U_{t_1 G_1}}{\omega_{t_1} - \eta} \\ \vdots \end{array} \right| \Pi_t(\omega_t - \eta). \quad /37/$$

5. ФРАГМЕНТАЦИЯ РАЗЛИЧНЫХ КОМПОНЕНТ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ В МНОГОФОНОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Используя /19/, /20/, /23/, /28/, /29/, несложно получить силовую функцию для квадрата произвольного коэффициента волновой функции /1/, усредняя^{5,10/} с функцией Лоренца

$$\rho(\eta - \eta_i) = \frac{\Delta}{2\pi} \frac{1}{(\eta - \eta_i)^2 + (\Delta/2)^2}, \quad /38/$$

где Δ - параметр усреднения:

$$\Phi_C(\eta) \equiv \sum_i \rho(\eta - \eta_i) (C^G(\eta_i))^2 = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left(\frac{r \Delta(z)}{t \Delta(z)} \right) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left(\frac{r \Delta(z)}{(\omega_g - z)_G \Delta(z)} \right), \quad /39/$$

$$\Phi_D(\eta) \equiv \sum_i \rho(\eta - \eta_i) (D^G(\eta_i))^2 = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left(\frac{j \Delta(z)}{G \Delta(z)} \right) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left(\frac{j \Delta(z)}{(\omega_g - z)_t \Delta(z)} \right), \quad /40/$$

$$\Phi_E(\eta) \equiv \sum_i \rho(\eta - \eta_i) (E^T(\eta_i))^2 = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left(\frac{\tau \Delta(z)}{t \Delta(z)} \right) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left(\frac{\tau \Delta(z)}{(\omega_T - z)_G \Delta(z)} \right), \quad /41/$$

Здесь для определенности явно указано, что коэффициенты C^G , D^G и E^T волновой функции /1/ вычисляются для собственных значений η_i - системы, и отмечена функциональная зависимость силовых функций от энергии η или $z = \eta + i \Delta/2$. Формулы /39/-/41/ позволяют рассчитать в многофононном приближении фрагментацию одно-, двух- и трехфононных компонент волновой функции /1/ или одноквазичастичных компонент волновой функции квазичастица плюс один фонон, квазичастица плюс два фона волновой функции /2/.

Из числа перечисленных величин до настоящего времени для деформированных ядер подробно исследована лишь фрагментация одноквазичастичных компонент в однофононном приближении^{5,6/} и менее подробно - фрагментация однофононных состояний в четно-четных ядрах в двухфононном приближении^{18/}. Фрагментация более сложных компонент и использование для расчетов более

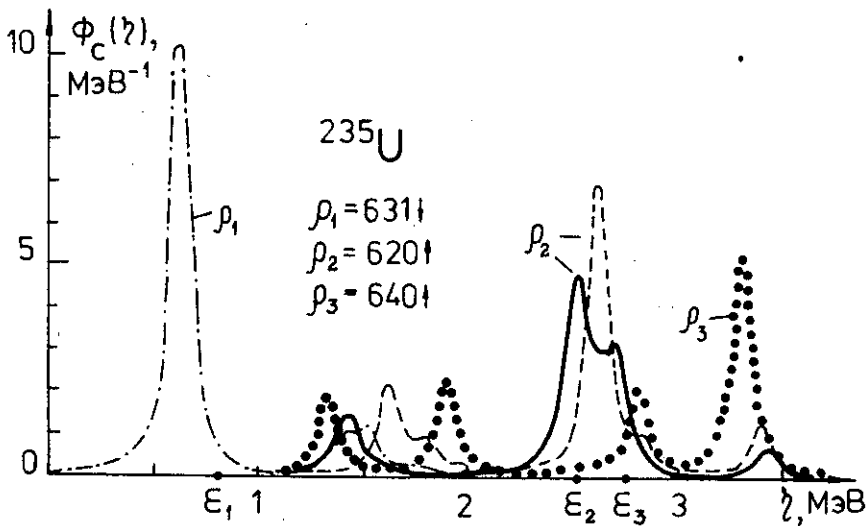
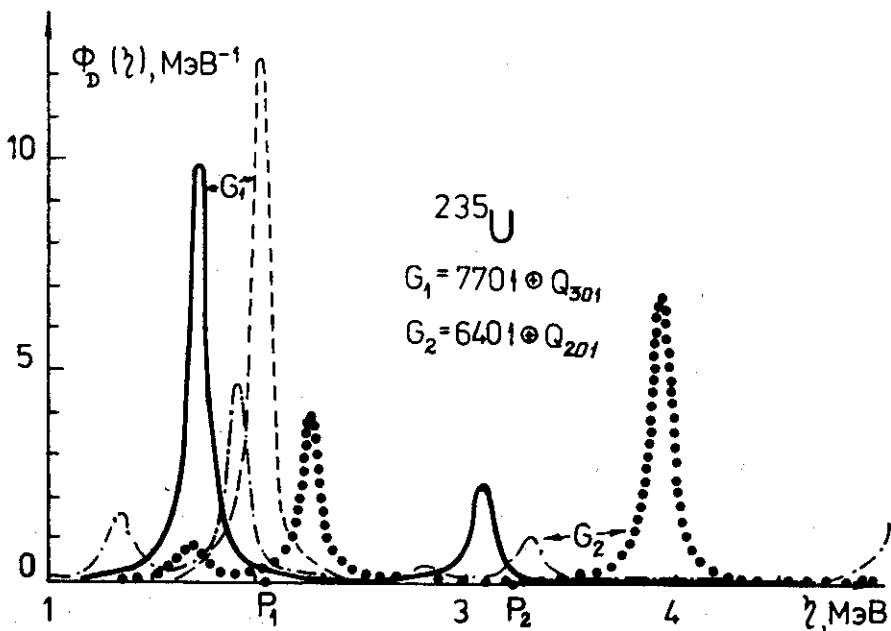


Рис.1. Фрагментация одноквазичастичных состояний, рассчитанная в однофононном /пунктир/ и двухфононном приближениях. На оси абсцисс указаны полюса ϵ_p .



сложных волновых функций /по многофононности учитываемых конфигураций/, несомненно, является интересной, принципиально важной, хотя и технически трудной задачей. На рис.1 и 2 представлены некоторые результаты такого рода исследований. На рис.1 приведены результаты расчета фрагментации одноквазичастичных компонент $(CP)^2$ волновых функций /2/ в ^{235}U . Для одной из компонент $\rho = 620 \uparrow$ /квантовые числа ρ даны в обозначениях Нильссона/ с целью сравнения рассчитана и приведена на рисунке фрагментация в однофононном приближении, т.е. с более простой волновой функцией, отличающейся от /2/ отсутствием компонент квазичастица плюс два фона /все $E^T \approx 0$ /. Несмотря на методический характер расчета /в данном случае одночастичный базис потенциала Вудса-Саксона для ядер области актиноидов/11/ был очень ограничен по числу учитываемых уровней среднего поля/, можно отметить, что учет более сложных конфигураций приводит к усилению фрагментации. Еще в большей степени этот вывод справедлив для фрагментации компонент квазичастица плюс фотон $(D\nu g)^2$ /2/, что видно из рис.2.

В некоторых случаях может представить интерес силовая функция суммы квадратов компонент квазичастица плюс фотон волновой функции /2/, которая позволит исследовать фрагментацию входных состояний, образующихся в нечетных деформированных ядрах:

$$\Phi_{\nu}(\eta) = \sum_i \left(\sum_g D^{\nu g}(\eta_i) \right)^2 \rho(\eta - \eta_i) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{1}{\nu g \Delta} \left| \begin{array}{c} 0 \quad | \quad -\delta_{\nu\nu'} \\ \hline \delta_{\nu\nu''} \quad | \quad (\Delta_{(\nu'g)(\nu''g)}(z)) \end{array} \right| =$$

$$= \frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{1}{t \Delta} \left| \begin{array}{c} \sum_g \frac{1}{\rho_{\nu g} - z} \quad | \quad -\sum \frac{\Gamma_{t(\nu g)}}{\rho_{\nu g} - z} \\ \hline \sum_g \frac{\Gamma_{t'(\nu g)}}{\rho_{\nu g} - z} \quad | \quad (\Delta_{tt'}(z)) \end{array} \right| \quad /42/$$

Рис.2. Фрагментация состояний квазичастица плюс фотон, рассчитанная в однофононном /пунктир и точки/ и двухфононном /сплошная кривая и штрих-пунктир/ приближениях. На оси абсцисс указаны полюса ρ_g .

6. ФРАГМЕНТАЦИЯ ДВУХКВАЗИЧАСТИЧНЫХ КОМПОНЕНТ

Рассмотрим немного подробнее вопрос о фрагментации двухквaziчастичных компонент волновой функции четно-четного ядра, записанной в однофоновом приближении /4,17/:

$$\Psi_i(K^\pi) = Q_g^+ \Psi_0 = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{\nu\nu'} \psi_{\nu\nu'}^g \sum_{\sigma} \sigma a_{\nu-\sigma}^+ a_{\nu\sigma}^+ - \phi_{\nu\nu'}^g \sum_{\sigma} \sigma a_{\nu\sigma} a_{\nu-\sigma} \Psi_0, /43/$$

где амплитуды

$$\psi_{\nu\nu'}^g = \frac{1}{\sqrt{2Y_g}} y_p^g \frac{f_{\nu\nu'}^g u_{\nu\nu'}}{\epsilon_{\nu\nu'} - \omega_g} \quad \text{и} \quad \phi_{\nu\nu'}^g = \frac{1}{\sqrt{2Y_g}} y_p^g \frac{f_{\nu\nu'}^g u_{\nu\nu'}}{\epsilon_{\nu\nu'} + \omega_g} \quad /44/$$

определяют вклад двухквaziчастичной компоненты в нормировку

/43/ $\sum_{(\nu\nu')} [(\psi_{\nu\nu'}^g)^2 - (\phi_{\nu\nu'}^g)^2] \equiv \sum_{(\nu\nu')} (d_{\nu\nu'}^g)^2 = 1$. Силовую функцию квадрата амплитуды $(d_{\nu\nu'}^g)^2$ можно записать в виде

$$S_d(\omega) \equiv \sum_i \rho(\omega - \omega_i) (d_{\nu\nu'}^g)^2 = \frac{8(f_{\nu\nu'}^g)^2 u_{\nu\nu'}^2 \epsilon_{\nu\nu'}}{\pi} \text{Im} \frac{z \kappa_0^{(\lambda\mu)} + \kappa_1^{(\lambda\mu)} - 4\kappa_0^{(\lambda\mu)} \kappa_1^{(\lambda\mu)} X^p(z)}{(\epsilon_{\nu\nu'}^2 - z^2)^2 F(z)} + \frac{2}{\pi} \text{Im} \frac{z}{\epsilon_{\nu\nu'}^2 - z^2} \quad /45/$$

Здесь $z = \omega + i\Delta/2$, а остальные обозначения понятны из /4,17/. Фрагментация двухквaziчастичных компонент /45/ позволяет определить спектроскопические факторы реакции передачи нуклона, нейтронные силовые функции и другие характеристики для четно-четных ядер. Эти вопросы заслуживают специального, более подробного рассмотрения, что будет сделано в другой работе. Остановимся здесь на интересной возможности сравнить приближение хаотических фаз (RPA) с приближением Тамма-Данкова /ТД/ для ядерных состояний в широкой области энергий возбуждения. Известно, что для низколежащих состояний четно-четных деформированных ядер приближение ТД не является достаточно точным /7,19/. Численным критерием этого могут служить довольно большие величины амплитуд $\phi_{\nu\nu'}^g$ /сравнимые с $\psi_{\nu\nu'}^g$ / /волновых функций нижайших вибрационных состояний /20/, рассчитанные в приближении RPA /в приближении ТД $\phi_{\nu\nu'}^g \equiv 0$ /. Для высоколежащих состояний отношение $\phi_{\nu\nu'}^g / \psi_{\nu\nu'}^g = (\epsilon_{\nu\nu'} - \omega_g) / (\epsilon_{\nu\nu'} + \omega_g)$ становится малой величиной, т.е. $\phi_{\nu\nu'}^g \rightarrow 0$. Вычислив силовую функцию $(\phi_{\nu\nu'}^g)^2$ в зависимости от энергии возбуждения:

$$S_\phi(\omega) = \sum_i \rho(\omega - \omega_i) (\phi_{\nu\nu'}^g)^2 = \frac{8(f_{\nu\nu'}^g)^2 u_{\nu\nu'}^2 \epsilon_{\nu\nu'}}{\pi} \text{Im} \frac{\kappa_0^{(\lambda\mu)} + \kappa_1^{(\lambda\mu)} - 4\kappa_0^{(\lambda\mu)} \kappa_1^{(\lambda\mu)} X^p(z)}{(\epsilon_{\nu\nu'} + z)^2 F(z)} + \frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{1}{\epsilon_{\nu\nu'} + z} \quad /46/$$

можно определить, с какой точностью результаты расчетов в приближениях ТД и RPA совпадают в произвольном энергетическом интервале. Такое исследование имеет практический интерес, поскольку численные расчеты в приближении ТД технически проще.

7. ФРАГМЕНТАЦИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Фрагментация отдельных компонент волновой функции /1/, /2/ или /43/, даваемая /39/-/41/ и /45/-/46/, представляет значительный интерес для понимания структуры ядра при промежуточных и высоких энергиях возбуждения, однако нельзя не признать методического характера таких исследований. Крупным достоинством метода силовых функций, делающим его важным инструментом физических исследований, является возможность рассматривать непосредственно фрагментацию различных физических величин или характеристик сложных ядер, извлекаемых из эксперимента.

Так, в работах /5,21/ в однофононном приближении рассматривалась фрагментация спектроскопических факторов в нечетных деформированных ядрах, которую можно получить из сечений прямых реакций передачи нуклона, и были вычислены нейтронные силовые функции для ядер редкоземельной и трансурановой областей. Результаты расчетов неплохо описывают экспериментальные данные. Приведем более общее выражение для силовой функции спектроскопического фактора нечетного деформированного ядра, справедливое и в двухфононном приближении /в обозначениях /6/ /:

$$S_{\ell I}^{\rho K}(\eta) = \sum_i \rho(\eta - \eta_i) \left| \sum_{\rho} a_{\ell I}^{\rho K} u_{\rho} C^{\rho} \right|^2 = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \frac{1}{\Delta} \left| \begin{array}{c|c} 0 & -a_{\ell I}^{\rho K} u_{\rho} \\ \hline a_{\ell I}^{\rho K} u_{\rho} & (\Delta_{\rho\rho}(z)) \end{array} \right| \quad /47/$$

$$= \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \frac{1}{\Delta} \left| \begin{array}{c|c} \sum_{\rho} \frac{(a_{\ell I}^{\rho K} u_{\rho})^2}{\epsilon_{\rho} - z} & - \sum_{\rho} \frac{a_{\ell I}^{\rho K} u_{\rho} \Gamma_{\rho G}}{\epsilon_{\rho} - z} \\ \hline \sum_{\rho} \frac{a_{\ell I}^{\rho K} u_{\rho} \Gamma_{\rho G'}}{\epsilon_{\rho} - z} & \Delta_{GG'}(z) \end{array} \right|$$

Легко понять, что для силовых функций произвольных физических величин /в том числе сечений различных процессов/ можно написать выражения аналогичного вида.

8. ВЛИЯНИЕ АНГАРМОНИЧНОСТИ НА ШИРИНЫ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ

Отметим, что форма записи различных силовых функций в виде оакймленных определителей является довольно общей и удобной

для численных расчетов, позволяя одновременно в некоторых случаях легче осознать их результаты. Проиллюстрируем это на примере расчетов приведенных вероятностей электромагнитных переходов в четно-четных деформированных ядрах с учетом ангармоничности /15,22/:

$$b(E\lambda, 0 \rightarrow \omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \frac{\left| \begin{array}{c|c} 0 & -L_g \\ \hline L_g & ((\omega_g - z)\delta_{gg} - K_{gg}) \end{array} \right|}{|(\omega_g - z)\delta_{gg} - K_{gg}|} \Big|_{z = \omega + i \frac{\Delta}{2}} \quad /48/$$

Здесь $K_{gg} = \sum_G \frac{U_{gG} U_{g'G}}{\omega_G - z}$, $L_g^2 = B(E\lambda, 0 \rightarrow \omega_g)$ - приведенная вероятность

электромагнитного перехода, вычисленная в однофононном приближении. Казалось бы, из-за сильной фрагментации отдельных однофононных состояний /22/ следует ожидать увеличения ширины гигантских резонансов после учета ангармоничности. Однако непосредственные расчеты /18,22/ противоречат такому представлению.

В чем же причина незначительного различия между силовой функцией вероятности фотовозбуждения гигантских резонансов в деформированных ядрах, рассчитанной в двухфононном приближении, и этой величиной, полученной в однофононном приближении? Из вида /48/ можно заключить, что влияние двухфононных конфигураций на величину силовой функции будет существенным при наличии корреляции по абсолютным величинам между L_g и поляризационным оператором $K_{gg}(z)$, т.е. матричными элементами U_{gG} , определяющими взаимодействие данного фонона g с двухфононными состояниями G . Это видно особенно ясно, если в /48/ пренебречь недиагональными элементами матрицы K_{gg} , малыми по сравнению с K_{gg} . Тогда

$$b(E\lambda, 0 \rightarrow \omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \sum_g \frac{L_g^2}{\omega_g - z - K_{gg}} = \frac{1}{\pi} \sum_g \frac{L_g^2 (\Delta/2 + \operatorname{Im} K_{gg})}{(\omega_g - \omega - \operatorname{Re} K_{gg})^2 + (\Delta/2 + \operatorname{Im} K_{gg})^2},$$

т.е. имеет вид суммы функций Лоренца с ширинами

$$\Gamma_g(\omega) = (\Delta + 2 \operatorname{Im} K_{gg}) = \Delta \left(1 + \sum_G \frac{U_{gG}^2}{(\omega_g - \omega)^2 + (\Delta/2)^2} \right). \quad /50/$$

Путем несложных преобразований можно получить приближенную оценку величины $\Gamma_g(\omega)$ /50/ для эквидистантного распределения двухфононных полюсов на энергетическом интервале E при постоянстве матричных элементов $U_{gG}^2 \approx U_g^2$:

$$\Gamma_g(\omega) \approx \Delta + 2\pi \sum_G U_{gG}^2 / E. \quad /51/$$

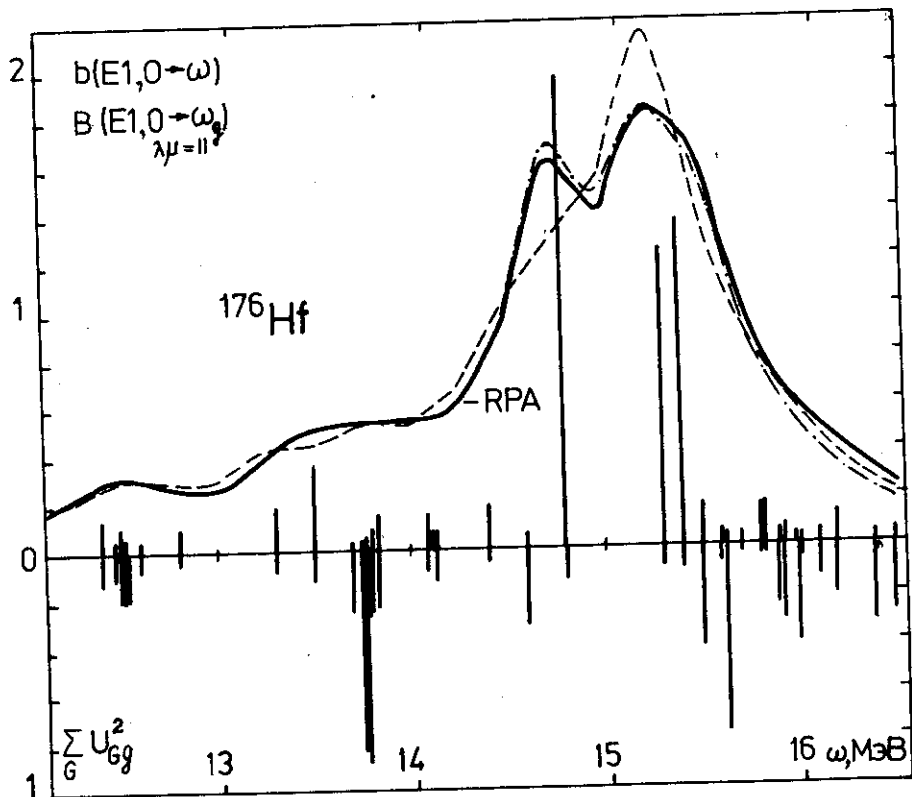


Рис. 3. Силовая функция $b(E1, 0 \rightarrow \omega)$, рассчитанная в приближении RPA и двухфононном приближении с учетом взаимодействия 29 /пунктир/ и 16 /штрих-пунктир/ однофононных состояний. Вертикальные отрезки соответствуют величинам $B(E1, 0 \rightarrow \omega_g)$ и $\sum_g U_{Gg}^2$ для состояний g фононного базиса. Шкала по оси ординат - в произвольных единицах.

Отсюда следует, что величины $\sum_g U_{Gg}^2$ могут служить характеристикой ширины фрагментации силы L_g^2 однофононных состояний по двухфононным. При наличии корреляции между L_g^2 и $\sum_g U_{Gg}^2$ силовая функция /48/-/49/ отличалась бы от ее однофононного приближения. Однако эти величины являются матричными элементами от независимых операторов, и, следовательно, нельзя ожидать их корреляции. Рис. 3 на частном примере подтверждает, что наи-

более коллективизированным фононам /с большими L_g^2 /, дающим основной вклад в силовую функцию, соответствуют, как правило, малые величины $\sum U_{g\alpha}^2$, что приводит к слабой фрагментации этих фононов. И в результате даже значительная фрагментация большого числа слабо коллективизированных фононов не в состоянии заметно изменить общую картину энергетического распределения гигантского резонанса, полученную в однофононном приближении. Таким образом, становится понятным вывод^{/18,22/} о слабом влиянии ангармоничности на ширину гигантских резонансов в деформированных ядрах. Физически это является следствием известного факта, что основное распределение силы резонансов уже произошло из-за деформации ядра и ангармоничность может внести лишь малую поправку. Для сферических ядер аналогичного вывода о слабом влиянии ангармоничности сделать нельзя из-за малого числа однофононных конфигураций и связанной с этим большой вероятностью флуктуаций величин $U_{g\alpha}^2$ /которая, вообще говоря, не исключена и для деформированных ядер/.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, КФМ позволяет провести детальные исследования фрагментации произвольных компонент волновой функции атомных ядер в широком интервале энергии возбуждения. Однако в рамках простейших ограничений модели /пренебрежение влиянием принципа Паули, отбрасывание высших конфигураций/ приемлемая точность обеспечивается лишь при расчете фрагментации мало-квазичастичных компонент. К тому же в настоящее время наиболее достоверные сведения можно получить из экспериментов /анализируя, например, сечения реакций передачи одного или двух нуклонов/ только для фрагментации малоквазичастичных компонент. Эти факторы определяют дальнейшую направленность наиболее актуальных исследований этой проблемы.

Систематические численные расчеты фрагментации простых компонент волновых функций и физических характеристик деформированных ядер с широким одночастичным базисом и сложными волновыми функциями представляют, на наш взгляд, значительный интерес для понимания свойств высоковозбужденных состояний ядер. Однако они встречают пока на своем пути трудности, связанные с необходимостью вычислять определители большой размерности и ограниченными возможностями ЭВМ. Первые результаты таких расчетов и всевозможные пути преодоления некоторых из этих сложностей обсуждались в^{/12,13,17,22/}. Указанные исследования фрагментации будут полезны для расчета нейтронных силовых функций, при рассмотрении электромагнитных переходов

между сложными состояниями, при анализе различных каналов распада гигантских резонансов и других ядерных реакций.

В заключение благодарю А.И.Вдовина, В.О.Нестеренко и В.Г.Соловьева за полезные обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вдовин А.И. и др. ЭЧАЯ, 1976, 7, с.952.
2. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1972, 3, с.770.
3. Lynn J.E. The Theory of Neutron Resonance Reaction. Oxford, Clarendon Press, 1968; Престон М. Физика ядра. "Мир", М., 1964.
4. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.580/860/.
5. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, A270, p.87.
6. Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЯФ, 1976, 23, с.53.
7. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1980, A342, p.261.
8. Sakai M., Kubo K.I. Nucl.Phys., 1972, A185, p.217; Gales S. et al. Phys.Rev.C, 1978, 18, p.2475.
9. Siemssen R.H. В кн.: Труды Международной конференции по избранному вопросу структуры ядра. ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1976, т.2, с.106.
10. Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-81-228, Дубна, 1981.
11. Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.301.
12. Китипова В. ОИЯИ, Р4-81-243, Дубна, 1981; ОИЯИ, Р4-81-650, Дубна, 1981.
13. Китипова В., Малов Л.А., Ширикова Н.Ю. Изв.АН СССР, сер. физ., 1980, 44, с.1915; 1981, 45, с.1923.
14. Soloviev V.G., Stoyanova O., Voronov V.V. Nucl.Phys., 1981, A370, p.13.
15. Стоянов Ч. Изв. АН СССР, сер.физ., 1981, 45, с.1820.
16. Кырчев Г., Соловьев В.Г. ТМФ, 1975, 22, с.244; Вдовин А.И., Кырчев Г., Стоянов Ч. ТМФ, 1974, 21, с.137.
17. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
18. Кырчев Г. ОИЯИ, Р4-80-357, Дубна, 1980.
19. Фогель П. Изв.АН СССР, сер.физ., 1966, 30, с.1095.
20. Железнова К.М. и др. ОИЯИ, Д-2157, Дубна, 1965.
21. Дуран Р., Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-11673, Дубна, 1978.
22. Кырчев Г., Малов Л.А. Изв.АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с.107.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1981 года.