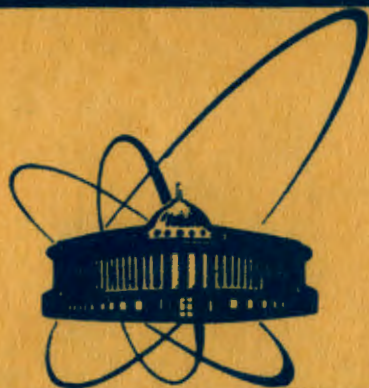


9/7-84



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

2.36/84

P4-83-723

В.Г.Соловьев, А.В.Сушков, Н.Ю.Ширикова

ОПИСАНИЕ ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы изучены гамов-теллеровские /ГТ/ и электрические спин-дипольные зарядово-обменные резонансы во многих ядрах ^{1-3/}. Обнаружены зарядово-обменные резонансы на деформированном ядре ¹⁶⁹Tm/см. ^{2, 3/}. Теоретическому изучению зарядово-обменных резонансов посвящено большое число работ ^{4-8/}. Много исследований связано с выяснением причин пропажи большей части силы зарядово-обменных состояний по сравнению со значениями, даваемыми соответствующими правилами сумм. Среди причин уменьшения силы рассматриваются фрагментации зарядово-обменных фононов из-за связи с $2p-2h$ конфигурациями ^{9-12/} и из-за смешивания с конфигурацией Δ -изобара - нуклонная дырка ^{8, 13-18/}.

В деформированных ядрах изучение ГТ резонанса было связано с вычислением силовых функций β -распада ^{17-19/}. При изучении гигантских мультипольных резонансов в деформированных ядрах в ^{20/} показано, что RPA-расчеты дают правильные значения их ширины. Учет $2p-2h$ конфигураций оказывает на них слабое влияние ^{21/}. Это обусловлено тем, что фрагментация одночастичного сферического базиса из-за деформации сильнее фрагментации, связанной с взаимодействием квазичастиц с фононами. Поэтому изучение зарядово-обменных резонансов в деформированных ядрах можно привести в рамках метода хаотических фаз. Первые результаты вычисления ГТ резонанса в деформированных ядрах получены в ^{19/} при изучении β -распада изотопов рубидия и в ^{22/} для ряда ядер редкоземельной области и области актинидов.

В настоящей работе в рамках квазичастично-фононной модели ядра ^{20, 23/} приведены формулы для описания методом RPA зарядово-обменных резонансов и даны результаты расчетов, относящиеся к ГТ резонансам и другим 1^+ состояниям. В разделе 2 введены зарядово-обменные фононы и получены секулярные уравнения в приближении хаотических фаз. В разделе 3 введены силовые функции для (p, p) и (n, p) переходов на четно-четных деформированных ядрах, рассмотрены правила сумм и даны детали численных расчетов. Раздел 4 посвящен обсуждению полученных результатов.

2. ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ ФОНОНЫ

Гамильтониан квазичастично-фононной модели ядра состоит из потенциала Саксона-Вудса, с помощью которого описывается среднее

поле ядра и взаимодействий, приводящих к спариванию. Он содержит также мультиполь-мультипольные и спин-мультиполь-спин-мультипольные изоскалярные и изовекторные взаимодействия. Общая характеристика гамильтониана модели для случая деформированных ядер приведена в ^{23,20/}. В данной работе ограничимся учетом взаимодействий в канале частица-дырка и пренебрежем взаимодействием в канале частица-частица.

Нейтрон-протонные пр мультипольные и спин-мультипольные фононы генерируются следующими частями взаимодействия:

$$\begin{aligned} & \kappa_1^\lambda (t_1^{(-)} t_2^{(+)} + t_1^{(+)} t_2^{(-)}) R_\lambda(r_1) R_\lambda(r_2) Y_{\lambda\mu}(\theta_1, \phi_1) Y_{\lambda-\mu}(\theta_2, \phi_2), \\ & \kappa_1^{L\lambda} (t_1^{(-)} t_2^{(+)} + t_1^{(+)} t_2^{(-)}) R_L(r_1) R_L(r_2) (\sigma Y_L(\theta_1, \phi_1))_{\lambda\mu} (\sigma Y_L(\theta_2, \phi_2))_{\lambda-\mu}, \end{aligned} \quad /1/$$

где $\kappa_1^\lambda \kappa_1^{L\lambda}$ - константы мультипольного и спин-мультиполь-спин-мультипольного изовекторного взаимодействий. Радиальная зависимость $R_\lambda(r_1)$ в данной работе взята в виде r_1^λ . Соответствующую часть гамильтониана запишем в виде

$$\begin{aligned} H_{coll}^{np} &= 2\kappa_1 \sum_{\rho\mu} \beta_{\lambda\rho\mu}^+ \beta_{\lambda\rho\mu}, \quad /2/ \\ \beta_{\lambda\rho\mu} &= \sum_{rs\rho'} \{ f_{rs} \delta_{\rho'}(K_p - K_n), \rho\mu a_{rp'}^+ a_{s\rho'} + \bar{f}_{rs} \delta_{\rho'}(K_p + K_n), \rho\mu \rho' a_{rp'}^+ a_{s\rho'} \}, \quad /3/ \end{aligned}$$

где $a_{rp'}$, $a_{s\rho'}$ - операторы поглощения протона и нейтрона,

$$\begin{aligned} f_{rs}^{\lambda\mu} &= \langle r\rho | R_\lambda(r) \bar{Y}_{\lambda\mu}(\theta, \phi) t^{(-)} | s\rho \rangle, \quad \bar{f}_{rs}^{\lambda\mu} = \langle r\rho | R_L(r) (\sigma \bar{Y}_L(\theta, \phi))_{\lambda\mu} t^{(-)} | s\rho \rangle, \\ \bar{f}_{rs}^{-\lambda\mu} &= \langle r\rho | R_\lambda(r) \bar{Y}_{\lambda\mu}(\theta, \phi) t^{(-)} | s-\rho \rangle, \quad \bar{f}_{rs}^{-L\lambda\mu} = \langle r\rho | R_L(r) (\sigma \bar{Y}_L(\theta, \phi))_{\lambda\mu} t^{(-)} | s-\rho \rangle, \\ \bar{Y}_{\lambda\mu} &= \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}} (Y_{\lambda\mu} + (-1)^\mu Y_{\lambda-\mu}), & \mu \neq 0 \\ Y_{\lambda 0}, & \mu = 0, \end{cases} \end{aligned}$$

$r\rho$ и $s\rho$ - квантовые числа одночастичных состояний протона и нейтрона, включающие проекцию углового момента на ось симметрии ядра K_p и K_n , $\rho = \pm 1$.

Проведем каноническое преобразование Боголюбова и введем, как в сферических ядрах ^{24/}, операторы пр-фононов

$$\begin{aligned} \Omega_g &= \sum_{rs} \{ \psi_{rs}^g A(rs, \mu\rho) - \phi_{rs}^g A^+(rs, \mu-\rho) + \\ & + \bar{\psi}_{rs}^g \bar{A}(rs, \mu\rho) - \bar{\phi}_{rs}^g \bar{A}^+(rs, \mu-\rho) \}, \quad /4/ \end{aligned}$$

где в соответствии с ^{25/}

$$A(rs, \mu\rho) = \sum_{\rho'} \delta_{\rho'}(K_p - K_n), \rho\mu \rho' a_{s-\rho'} a_{r\rho'},$$

$$\bar{A}(rs, \mu\rho) = \sum_{\rho'} \delta_{\rho'}(K_p + K_n), \rho\mu a_{r\rho'} a_{s\rho'},$$

$a_{r\rho}$ - оператор поглощения квазичастицы, $g = \lambda\mu i$ или $g = L\lambda\mu i$. В квазибозонном приближении операторы пр-фононов удовлетворяют соотношению

$$[\Omega_g \rho' \Omega_{g\rho'}^+] = \delta_{\rho\rho'} \{ \sum_{rs} (\psi_{rs}^g \psi_{rs}^{g'} - \phi_{rs}^g \phi_{rs}^{g'} + \bar{\psi}_{rs}^g \bar{\psi}_{rs}^{g'} - \bar{\phi}_{rs}^g \bar{\phi}_{rs}^{g'}) \} = \delta_{gg'} \delta_{\rho\rho'}. \quad /5/$$

В однофононном приближении для описания зарядово-обменных резонансов берется следующая часть гамильтониана модели

$$\begin{aligned} H_v^{np} &= \sum_{s\rho} \epsilon(s) a_{s\rho}^+ a_{s\rho} + \sum_{r\rho} \epsilon(r) a_{r\rho}^+ a_{r\rho} + 2 \sum_{g\rho} \kappa_1 \times \\ & \times \{ [\sum_{rs} (f_{rs}^g (\psi_{rs}^g u_r v_s + \phi_{rs}^g v_r u_s) + \bar{f}_{rs}^g (\bar{\psi}_{rs}^g u_r v_s + \bar{\phi}_{rs}^g v_r u_s))]^2 + \\ & + [\sum_{rs} (\bar{f}_{rs}^g (\psi_{rs}^g v_r u_s + \phi_{rs}^g u_r v_s) + \bar{f}_{rs}^g (\bar{\psi}_{rs}^g v_r u_s + \bar{\phi}_{rs}^g u_r v_s))]^2 \} \Omega_{g\rho}^+ \Omega_{g\rho}. \quad /6/ \end{aligned}$$

Здесь u_r, v_r - коэффициенты преобразования Боголюбова, $\epsilon(r)$ - квазичастичная энергия. Введем волновую функцию однофононного состояния нечетно-нечетного ядра

$$\Omega_{g\rho}^+ \Psi_0, \quad /7/$$

где Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра, удовлетворяющая условию $\Omega_{g\rho} \Psi_0 = 0$. Секулярное уравнение для нахождения энергии Ω_g пр-фононов в приближении хаотических фаз получим в виде

$$\mathcal{F}(\Omega_g) = (1 - \kappa_1 X_1^g)(1 - \kappa_1 X_2^g) - (\kappa_1 X_{12}^g)^2 = 0, \quad /8/$$

$$X_1^g = \sum_{rs} 4(f_{rs}^g + \bar{f}_{rs}^g) \left(\frac{u_r^2 v_s^2}{\epsilon(rs) - \Omega_g} + \frac{v_r^2 u_s^2}{\epsilon(rs) + \Omega_g} \right), \quad /9/$$

$$X_2^g = \sum_{rs} 4(\bar{f}_{rs}^g + f_{rs}^g) \left(\frac{v_r^2 u_s^2}{\epsilon(rs) - \Omega_g} + \frac{u_r^2 v_s^2}{\epsilon(rs) + \Omega_g} \right), \quad /9'/$$

$$X_{12}^g = \sum_{rs} 4(f_{rs}^g + \bar{f}_{rs}^g) \left(\frac{1}{\epsilon(rs) - \Omega_g} + \frac{1}{\epsilon(rs) + \Omega_g} \right) u_r v_s v_r u_s, \quad /9''/$$

$$\epsilon(rs) = \epsilon(r) + \epsilon(s).$$

Используя /5/, найдем

$$\psi_{rs}^g = \left\{ \frac{1 - \kappa_1 X_2^g}{2\kappa_1 (-\partial \mathcal{F} / \partial \Omega)} \right\}^{1/2} \frac{4\kappa_1 f_{rs}}{\epsilon(rs) - \Omega_g} \left(u_r v_s + \frac{\kappa_1 X_{12}^g}{1 - \kappa_1 X_2^g} v_r u_s \right), \quad /10/$$

$$\phi_{rs}^g = \left\{ \frac{1 - \kappa_1 X_2^g}{2\kappa_1 (-\partial\mathcal{F}/\partial\Omega)|_{\Omega=\Omega_g}} \right\}^{1/2} \frac{4\kappa_1 f_{rs}}{\epsilon(rs) + \Omega_g} (v_r u_s + \frac{\kappa_1 X_{12}^g}{1 - \kappa_1 X_2^g} u_r v_s). \quad /10^*/$$

При замене f_{rs} на \bar{f}_{rs} в /10/, /10^*/ получим выражения для $\bar{\psi}_{rs}^g$ и $\bar{\phi}_{rs}^g$.

Обсудим особенности решений секулярных уравнений /8/. Если исключить спаривание и перейти к приближению Тамма-Данкова, то уравнение /8/ распадается на два. Одно относится к ядру $\{Z_0+1, N_0=1\}$, другое к ядру $\{Z_0-1, N_0+1\}$, где $\{Z_0, N_0\}$ характеризует четно-четное исходное ядро. Из-за спаривания и корреляций в основном состоянии, т.е. $\phi_{rs}^g \neq 0$, к волновым функциям состояний, относящимся к ядру $\{Z_0+1, N_0-1\}$, примешиваются компоненты, относящиеся к ядру $\{Z_0-1, N_0+1\}$ и наоборот. Как будет показано далее, эти примеси невелики. Существенно, что имеется одно секулярное уравнение /8/, часть решений которого относится к ядру $\{Z_0+1, N_0-1\}$, другая часть к ядру $\{Z_0-1, N_0+1\}$.

3. СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ (p, n) И (n, p) ПЕРЕХОДОВ И ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

При изучении зарядово-обменных состояний вводятся /см. /3'/ силы переходов. В приближении хаотических фаз силы (p, n) и (n, p) переходов запишем так:

$$B(p, n; g) = (2 - \delta_{\mu 0}) \sum_{rs} \{ f_{rs} (u_r v_s \psi_{rs}^g + v_r u_s \phi_{rs}^g) + \bar{f}_{rs} (u_r v_s \bar{\psi}_{rs}^g + v_r u_s \bar{\phi}_{rs}^g) \}, \quad /11/$$

$$B(n, p; g) = (2 - \delta_{\mu 0}) \sum_{rs} \{ f_{rs} (v_r u_s \psi_{rs}^g + u_r v_s \phi_{rs}^g) + \bar{f}_{rs} (v_r u_s \bar{\psi}_{rs}^g + u_r v_s \bar{\phi}_{rs}^g) \} \quad /12/$$

или, используя секулярное уравнение /8/, получим

$$B(p, n; g) = (2 - \delta_{\mu 0}) \frac{1 - \kappa_1 X_2^g}{2\kappa_1 (-\partial\mathcal{F}/\partial\Omega)|_{\Omega=\Omega_g}} \equiv \frac{P_{pn}(\Omega_g)}{(\partial\mathcal{F}/\partial\Omega)|_{\Omega=\Omega_g}}, \quad /11^*/$$

$$B(n, p; g) = (2 - \delta_{\mu 0}) \frac{1 - \kappa_1 X_1^g}{2\kappa_1 (-\partial\mathcal{F}/\partial\Omega)|_{\Omega=\Omega_g}} \equiv \frac{P_{np}(\Omega_g)}{(\partial\mathcal{F}/\partial\Omega)|_{\Omega=\Omega_g}}. \quad /12^*/$$

Найдем силовые функции (p, n) и (n, p) переходов, пользуясь процедурой, разработанной в /23, 20/. Преимущество ее состоит в том, что необходимые величины вычисляются без нахождения решений РРА уравнений /8/, количество которых в случае деформированных ядер велико. Силовую функцию запишем в виде

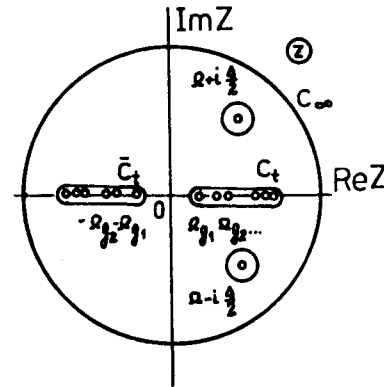


Рис.1. Контур интегрирования в комплексной плоскости z.

$$b(p, n; \Omega) = \sum_g B(p, n; g) \rho(\Omega - \Omega_g), \quad \text{где} \quad /13/$$

$$\rho(\Omega - \Omega_g) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\Omega - \Omega_g)^2 + (\Delta/2)^2}, \quad /14/$$

Δ - энергетический интервал усреднения, который в наших расчетах будет равен $\Delta = 0,5$ МэВ.

Силовую функцию /13/ запишем в виде контурного интеграла

$$b(p, n; \Omega) = \frac{\Delta}{2\pi} \sum_g \frac{P_{pn}(\Omega_g)}{(\partial\mathcal{F}/\partial\Omega)|_{\Omega=\Omega_g}} \cdot \frac{1}{(\Omega - \Omega_g)^2 + (\Delta/2)^2} = \frac{\Delta}{2\pi} \frac{1}{2\pi i} \oint_{C_t} \frac{P_{pn}(z)}{\mathcal{F}(z)} \cdot \frac{dz}{(\Omega - z)^2 + (\Delta/2)^2}. \quad /15/$$

Контур интегрирования показан на рис.1. Подынтегральная функция в точках $z = \pm \Omega_g$ и $z = \Omega \pm i\Delta/2$ имеет полюса первого порядка, интеграл по бесконечному контуру равен нулю. Поэтому $b(p, n; \Omega) =$

$$= \oint_{C_t} = \oint_{C_\infty} = - \oint_{C_1+C_2} - \oint_{\bar{C}_t}$$

Интеграл

$$\oint_{\bar{C}_t} = \frac{\Delta}{2\pi} \sum_g \frac{P_{pn}(\Omega_g)}{(\partial\mathcal{F}/\partial\Omega)|_{\Omega=\Omega_g}} \cdot \frac{1}{(\Omega + \Omega_g)^2 + (\Delta/2)^2}$$

для $\Omega > 0$ монотонно убывает как Ω^{-2} и при больших значениях Ω , т.е. при энергии гигантских резонансов им можно пренебречь.

Вычисляя интеграл по контурам C_1 и C_2 , получим

$$b(p, n; \Omega) \equiv - \int_{C_1+C_2} = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left\{ \frac{P_{pn}(\Omega + i\Delta/2)}{\mathcal{F}(\Omega + i\Delta/2)} \right\} = \frac{1}{\pi} (2 - \delta_{\mu 0}) \operatorname{Im} \left\{ \frac{1 - \kappa_1 X_2(\Omega + i\Delta/2)}{2\kappa_1 \mathcal{F}(\Omega + i\Delta/2)} \right\}, \quad /16/$$

$$b(n, p; \Omega) = \frac{1}{\pi} (2 - \delta_{\mu 0}) \operatorname{Im} \left\{ \frac{1 - \kappa_1 X_1(\Omega + i\Delta/2)}{2\kappa_1 \mathcal{F}(\Omega + i\Delta/2)} \right\}. \quad /17/$$

Введем полную силу (p, n) и (n, p) переходов

$$S(p, n) = \int_0^{\infty} b(pn; \Omega) d\Omega \equiv S_-, \quad S(n, p) = \int_0^{\infty} b(np; \Omega) d\Omega \equiv S_+.$$

При изучении зарядово-обменных резонансов используются правила сумм. Для ГТ резонансов имеется безмодельное правило сумм

$$S(p, n) - S(n, p) = S_-^{\ell=0} - S_+^{\ell=0} = 3(N - Z). \quad /18/$$

В наших расчетах правило сумм для ГТ резонанса выполняется на /97-99%.

Обсудим некоторые особенности выражений $V(p, n; g)$ и $V(n, p; g)$. Как видно из /11/, к (p, n) переходу (член $f_{rs} u_r v_s \psi_{rs}^g$) примешан (n, p) переход (член $f_{rs} v_r u_s \phi_{rs}^g$). Такая же примесь имеется к (n, p) переходу. Этих примесей нет в расчетах по методу Тамма-Данкова при отсутствии спаривания. Оценку примесей проведем так: положим $\kappa_1 = 0$, тогда примеси отсутствуют, а $V(pn, g)$ и $V(np; g)$ равны сумме всех матричных элементов с соответствующими коэффициентами преобразования Боголюбова. В наших расчетах величина $S(n, p)$ в 35-170 раз меньше $S(p, n)$. Если положить $\kappa_1 = 0$, то разность $S(p, n) - S(n, p)$ изменяется не более, чем на 0,5%, $S(p, n) - S(n, p)$ на /2-4%. Так как величина $S(n, p)$ значительно меньше $S(p, n)$, то она изменяется на /30-50%. Поэтому можно сделать вывод о том, что для (p, n) переходов примеси играют малую роль.

Параметры потенциала Саксона-Вудса и константы спаривания в наших расчетах взяты такими же, как в /20/. Расчеты выполнены для зон с $A = 155, 165$ и 239 с указанными в /20/ параметрами равновесной деформации β_2^0 и β_4^0 . Учитывается наибольшее возможное число одноквазичастичных уровней, например, для ^{168}Er 108 нейтронных и 133 протонных уровней, лежащих в интервале энергий от -40 до 35 МэВ. Изовекторные константы для ГТ сил получены из сравнения наших расчетов с экспериментальными данными на ^{169}Tm

и эмпирической кривой положения ГТ резонанса, приведенными в /2/. В наших расчетах $\kappa_1^{\ell=0} = 17/A$ МэВ, значение этой константы в 1,4 раза меньше, чем в /3/ из-за учета большого числа одночастичных состояний. Если провести расчеты с одночастичными состояниями, лежащими в области от -35 до 10 МэВ, то тому же положению максимума резонанса будет соответствовать $\kappa_1^{\ell=0} = 23/A$ МэВ.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Расчеты гамов-теллеровского резонанса выполнены для большого числа ядер в зонах $A = 155, 165$ /редкоземельная область/ и 240 /область актинидов/.

Результаты вычислений (p, n) и (n, p) силовых функций для возбуждения 1^+ -состояний приведены в табл.1, 2 и на рис. 2, 3. Энергия отсчитывается от основного состояния ядра-мишени. Для (p, n) переходов с возбуждением ГТ резонанса в распределении силы выделены низкоэнергетическая часть, область максимума и высокоэнергетическая часть. Сила ГТ резонанса распределена в интервале 5-40 МэВ, 1% силы находится при энергии 50 МэВ. Типичные примеры распределения силы ГТ резонанса даны на рис.2 и 3. Центроиды энергии \bar{E}_{1+0} и \bar{E}_{1+1} для состояний с $K=0,1$ и \bar{E} для их суммы, полученные при интегрировании по низкоэнергетической области и области максимума, даны в табл.1. В ней приведены также проценты исчерпывания полной силы (p, n) переходов в трех энергетических областях. ГТ резонанс имеет максимум при энергии 18-20 МэВ. В области максимума, равной для зон $A = 165$ и 239 5-6 МэВ, исчерпано /60-70% полной силы (p, n) перехода. Для зоны $A = 155$ максимум расщеплен на два-три пика и локализован в энергетическом интервале 8 МэВ. Максимум силы для переходов на $1^+K = 1^+0$ состояния лежит выше на 0,1-0,3 МэВ по сравнению с переходами на 1^+1 состояния, что показано на рис.2. Силы (p, n) переходов на низкоэнергетические состояния, частично наблюдаемые в β -распаде, составляют около 20%. Центриод энергии этой части равен 10 МэВ для ядер редкоземельной области и 12 МэВ для области актинидов. Разность между центриодом низкоэнергетической области и максимумом ГТ резонанса равна 8 МэВ. Она практически одна и та же для всех рассчитанных нами ядер.

Центроиды энергии \bar{E}_{1+0} , \bar{E}_{1+1} и \bar{E} для (n, p) переходов и отношения полных сил (n, p) и (p, n) переходов даны в табл.2. Сила (n, p) перехода довольно равномерно распределена в области 2-35 МэВ, что продемонстрировано на рис.2 и 3. В распределении силы имеются пики при энергиях 5-8 МэВ, 10-15 МэВ и 25-30 МэВ. Для ядер редкоземельной области, как это видно из рис.2, хорошо выделен только нижний пик. С ростом A максимум силовой функции перемещается в сторону больших энергий, а полная сила $S(n, p)$ уменьшается. Величина $S(n, p)$ для актинидов примерно на 20% меньше, чем для редкоземельных ядер.

Таблица 1

Центроиды энергии ГТ резонанса и вклад силы (p, n) переходов в полную силу в трех энергетических областях

Ядро	$E < E_1^*$		$E_1^* < E < 22 \text{ МэВ}$				$E > 22 \text{ МэВ}$		
	\bar{E}	вклад %	\bar{E}_{1^+0}	вклад %	\bar{E}_{1^+1}	вклад %	\bar{E}	вклад %	
^{156}Gd	10,3	23,0	18,2	20,4	17,9	47,3	18,0	67,7	9,3
^{158}Gd	10,4	21,1	18,6	20,9	18,4	47,7	18,5	68,7	10,3
^{160}Gd	10,3	19,0	18,9	20,7	18,8	48,3	18,8	69,0	11,9
^{160}Dy	10,3	25,8	18,3	19,6	17,8	46,5	17,9	66,1	8,0
^{162}Dy	10,9	24,6	18,1	20,5	18,0	43,4	18,0	64,1	11,3
^{164}Dy	10,3	18,7	18,6	21,1	18,3	47,3	18,3	69,2	12,1
^{164}Er	10,7	27,0	17,0	20,0	17,0	42,2	17,4	61,6	10,6
^{166}Er	10,7	24,7	17,9	20,6	17,8	43,7	17,8	64,2	11,0
^{168}Er	9,2	22,6	18,4	21,1	18,3	44,7	18,3	65,8	11,6
^{168}Yb	10,6	29,9	17,2	19,2	17,0	41,2	17,1	60,4	9,7
^{236}U	12,3	20,8	19,8	20,7	19,7	43,6	19,8	64,1	15,1
^{238}U	12,3	19,6	20,2	20,6	20,1	43,5	20,2	64,2	16,2
^{238}Pu	12,2	23,2	19,4	20,1	19,2	43,0	19,2	63,2	13,5
^{240}Pu	12,2	21,5	19,7	20,5	19,6	43,6	19,6	64,2	14,3

* E_1 равно 14 МэВ для зоны A = 155, 15 МэВ для A = 165 и 17 МэВ для зоны A = 239

Таблица 2

Центроиды энергии 1^+ состояний, возбуждаемых в (n, p) реакции, и отношение полной силы (n, p) переходов к полной силе (p, n) переходов

Ядро	\bar{E}_{1^+0}	\bar{E}_{1^+1}	\bar{E}	$S(n,p)/S(p,n)$
^{156}Gd	10,9	12,9	12,1	0,025
^{158}Gd	11,0	13,4	12,4	0,019
^{160}Gd	11,4	14,3	13,1	0,015
^{160}Dy	10,5	11,7	11,2	0,027
^{162}Dy	11,0	12,6	12,0	0,019
^{164}Dy	11,8	13,8	13,0	0,015
^{164}Er	10,9	11,5	11,2	0,027
^{166}Er	11,2	12,2	11,8	0,020
^{168}Er	11,6	13,0	12,4	0,016
^{168}Yb	11,1	11,1	11,1	0,027
^{236}U	14,8	16,4	15,7	0,008
^{238}U	15,6	16,6	16,0	0,006
^{238}Pu	13,6	15,9	14,9	0,009
^{240}Pu	14,4	16,3	15,4	0,008

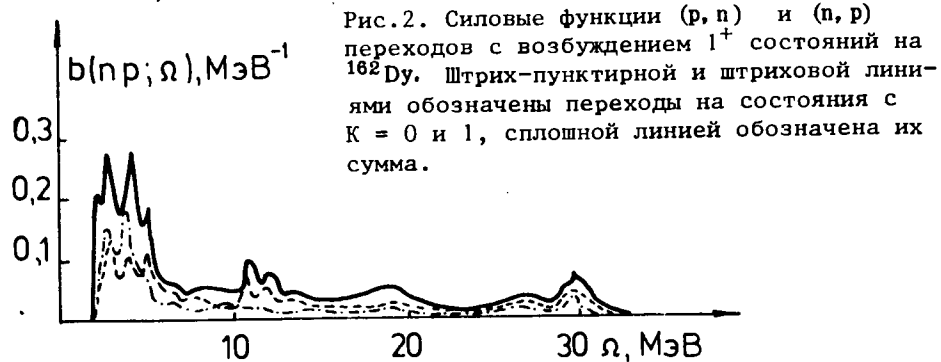
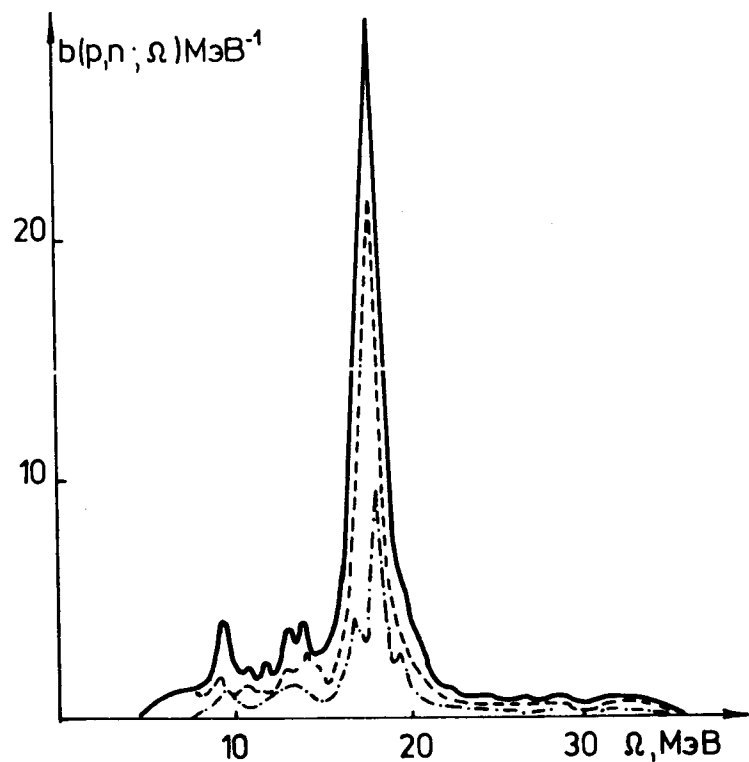


Рис.2. Силовые функции (p, n) и (n, p) переходов с возбуждением 1^+ состояний на ^{162}Dy . Штрих-пунктирной и штриховой линиями обозначены переходы на состояния с $K = 0$ и 1 , сплошной линией обозначена их сумма.



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено изучение зарядово-обменных резонансов в деформированных ядрах в рамках квазичастично-фононной модели ядра. Оно показало, что во всех деформированных ядрах должен наблюдаться ГТ резонанс при энергиях 18-20 МэВ с концентрацией примерно 60% силы в энергетическом интервале 5-6 МэВ. Отсутству-

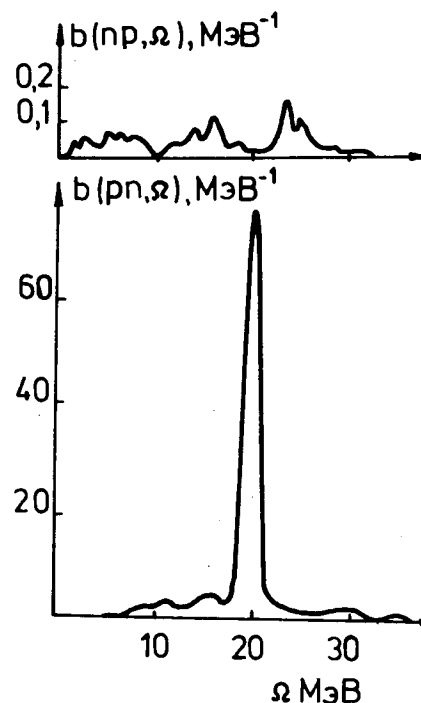


Рис.3. Силовые функции (p, n) и (n, p) переходов с возбуждением 1^+ состояний на ^{240}Pu .

ет расщепление ГТ резонанса с компонентами $K = 0$ и $K = 1$. Характеристики ГТ резонанса слабо зависят от A , и можно предположить, что они примерно такие же для других ядер в областях редких земель и актиноидов. Ввиду большой концентрации силы в узкой энергетической области ГТ резонанс может быть детально изучен экспериментально. Имеется низкоэнергетическая часть ГТ резонанса, содержащая /20-25% полной силы (p, n) перехода, часть из которого проявляется в β -распаде. Было бы интересно экспериментально изучить более детально эту часть ГТ резонанса, используя β -переходы на состояния с энергией возбуждения 5-10 МэВ. Отношение полных сил $S(np)/S(pn)$ уменьшается с ростом A от 0,03 до 0,01.

В заключение благодарим Л.А.Малова и В.А.Кузьмина за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bainum D.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.1751; Виноградов А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, с.233.
2. Horen D.J. et al. Phys.Lett., 1981, 99B, p.383.
3. Gaarde C. et al. Nucl.Phys., 1981, A369, p.258.
4. Krewald S. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p. 103; Osterfeld F. et al. Phys.Lett., 1981, 105B, p.257.
5. Auerbach N. et al. Phys.Lett., 1981, 106B, p.347; Auerbach N., Klein A. Nucl.Phys., 1983, A395, p.77.
6. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. ЭЧАЯ, 1981, 12, с.1324; Пятов Н.И., Фаянс С.А. ЭЧАЯ, 1983, 14, с.953.
7. Goeke K., Speth J. Ann.Rev.Nucl. Part.Sci., 1982, 32, p.65.
8. Bertsch G.F. Suppl.Prog.Theor.Phys., 1983, 74 and 75, p.115; Sagawa H., ibid., p.342; Suzuki T., ibid., p.319.

9. Fiegig H.R. et al. Nucl.Phys., 1982, A386, p.381.
10. Bertsch G.F. et al. Phys.Rev., 1982, C26, p.1323.
11. Bortignon P.F. et al. Preprint the Niels Bohr Institute, Copenhagen, 1983.
12. Соловьев В.Г. ОИЯИ, Е4-83-272, Дубна, 1983.
13. Delorme J. et al. Ann.Phys. /N.Y./, 1976, 102, p.273.
14. Bohr A., Mottelson B.R. Phys.Lett., 1981, 100B, p.10.
15. Suzuki T. et al. Phys. Lett., 1981, 107B, p. 9;
Brown V.R. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p. 658.
16. Suzuki T. et al. Phys.Lett., 1982, 116B, p.91; Knüpfer W.
et al. Phys.Lett., 1983, 122B, p.7.
17. Gabrakov S.I. et al. Phys.Lett., 1971, 36B, p.275.
18. Klapdor H.V. et al. Phys.Lett., 1978, 78B, p.20.
19. Krumlinde J. et al. Preprint LUNFD6/NFFK-7029, Lund, 1983;
Krumlinde J. Preprint LUNFD6/NFFK-7033, Lund, 1983.
20. Малов Л.А., Соловьев В.Г., ЭЧАЯ, 1980, 11, с.301.
21. Кырчев Г., Малов Л.А. Изв.АН СССР, сер.физ., 1979, 43,с.107.
22. Соловьев В.Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, с.151;
Соловьев В.Г. и др. ОИЯИ, Е4-83-319, Дубна, 1983.
23. Соловьев В.Г., ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810; Soloviev V.G. Nucleo-
nica, 1978, 23, p. 1149.
24. Кузьмин В.А., Соловьев В.Г. ЯФ, 1981, 35, с.620; Кузь-
мин В.А., Соловьев В.Г. ОИЯИ, Е4-81-430, Дубна, 1981.
25. Соловьев В.Г. ТМФ, 1982, 53, с.399; Соловьев В.Г. ОИЯИ,
Е4-81-825, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 октября 1983 года

Соловьев В.Г., Сушков А.В., Ширикова Н.Ю. P4-83-723
Описание зарядово-обменных резонансов в деформированных ядрах

В приближении хаотических фаз получены выражения для силовых функций (p, n) и (n, p) переходов с возбуждением зарядово-обменных резонансов на деформированных ядрах. Рассчитаны (p, n) и (n, p) переходы с возбуждением гамов-теллеровского /ГТ/ резонанса и других 1^+ состояний для ядер в областях $156 \leq A \leq 168$ и $236 \leq A \leq 240$. Показано, что во всех деформированных ядрах должен наблюдаться ГТ резонанс при энергии 18-20 МэВ с концентрацией /60-70/% силы в энергетическом интервале 5-6 МэВ. Отсутствует расщепление ГТ резонанса с компонентами $K = 0$ и $K = 1$. Характеристики ГТ резонанса слабо зависят от A . Имеется низкоэнергетическая часть ГТ резонанса, содержащая /20-25/% силы. Центроид этой части равен 10-12 МэВ. Полная сила (n, p) переходов в 35-170 раз меньше полной силы (p, n) переходов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu. P4-83-723
Description of Charge-Exchange Resonances in Deformed Nuclei

The (p, n) and (n, p) transition strength functions with charge-exchange resonances in deformed nuclei are calculated in RPA. The (p, n) and (n, p) transition with excitation of the Gamon-Teller (GT) resonances and other 1^+ states are calculated in nuclei in the $156 \leq A \leq 168$ and $236 \leq A \leq 240$ regions. It is shown that the GT resonance should be observed in all the deformed nuclei at 18-20 MeV for about /60-70/% concentration of strength in the energy range from 5 upto 6 MeV. The splitting of the GT resonances with the components $K = 0$ and $K = 1$ should not exist. There is a low-energy part of the GT resonance containing /20-25/% of the total strength. The centroid energy of this part is 10-12 MeV. The total (n, p) transition strength is 35-170 times as small as the total (p, n) transition strength.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой