

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

5857/2-80

8/12-80
P4-80-509

А.В.Игнатюк, И.Н.Михайлов

ГИГАНТСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС
В БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

1980

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию свойств ядер, обладающих большим угловым моментом $I \approx 60-100\hbar$. Такой угловой момент приводит к существенной перестройке как формы, так и спектра возбуждений ядер^{/1/}. Для анализа наблюдаемых в экспериментах с тяжелыми ионами спектров каскадного девозбуждения быстровращающихся ядер необходимо знать не только характеристики состояний ираст-полосы, но и общие закономерности изменения спектральной интенсивности гамма-переходов над ираст-полосой. Известно, что в области малых угловых моментов спектральная интенсивность гамма-переходов определяется в первую очередь характеристиками гигантского дипольного резонанса /ГДР/ и, уже в меньшей степени, характеристиками коллективных квадрупольных возбуждений ядер^{/2/}. Поэтому в теоретическом плане важно проследить как обусловленное вращением изменение формы ядер, так и изменения свойств дипольных и квадрупольных возбуждений ядер. Характеристики гигантских квадрупольных резонансов во вращающемся ядре анализировались в работе^{/3/} на основе сравнительно простой модели самосогласованного анизотропного осцилляторного потенциала. В данной работе мы хотим в рамках аналогичного подхода рассмотреть свойства различных ветвей изовекторного гигантского дипольного резонанса в быстровращающихся ядрах.

§1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Изменения при вращении формы и инерциальных параметров ядер можно успешно моделировать на основе гамильтониана гармонического осциллятора с эффективными квадрупольными силами^{/4,5/}

$$H = \sum_{\nu=1}^A \left(\frac{\vec{p}_{\nu}^2}{2m} + \frac{m\omega_0^2}{2} r_{\nu}^2 \right) - \frac{\kappa}{2} \sum_{i,k=x,y,z} Q_{ik}^2 - \Omega L_x, \quad /1/$$

где $Q_{ik} = \sum_{\nu=1}^A q_{ik}(\nu)$ - тензор квадрупольного момента системы, $L_x = \sum_{\nu=1}^A l_x(\nu)$ - оператор поворота вокруг оси x и Ω - угловая скорость вращения. Примененные к гамильтониану /1/ условия согласования в приближении Хартри позволяют определить гамильтониан среднего поля

$$H_{av}(\Omega) = \sum_{\nu=1}^A h_{\nu}(\Omega),$$

$$h(\Omega) = \frac{p^2}{2m} + \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) - \Omega l_x. \quad /2/$$

и зависимость частот ω_i от частоты вращения Ω или от соответствующего углового момента $I = \langle \Omega | L_x | \Omega \rangle$ может быть получена на основе соотношений, рассмотренных в работе ^{15/}.

Следуя ^{14/}, собственные функции и собственные значения гамильтониана ^{2/} удобно определить из уравнения

$$[H_{av}, a_{\lambda}^{\pm}] = \omega_{\lambda} a_{\lambda}^{\pm} \quad /3/$$

для операторов рождения осцилляторных квантов a_{λ}^{\pm} , являющихся линейными комбинациями координат частиц r_i и сопряженных импульсов p_i . Уравнение ^{3/} соответствует линейному преобразованию:

$$\begin{pmatrix} x \\ p_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (2m\omega_x)^{-1/2} & (2m\omega_x)^{-1/2} \\ i(\frac{m\omega_x}{2})^{1/2} & -i(\frac{m\omega_x}{2})^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_x^+ \\ a_x^- \end{pmatrix}, \quad /4a/$$

$$\begin{pmatrix} y \\ z \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_+ & Y_+^* & Y_- & Y_-^* \\ Z_+ & Z_+^* & Z_- & Z_-^* \\ P_y^+ & P_y^{+*} & P_y^- & P_y^{-*} \\ P_z^+ & P_z^{+*} & P_z^- & P_z^{-*} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_+ \\ a_+^* \\ a_- \\ a_-^* \end{pmatrix}, \quad /4b/$$

и явный вид выражений для коэффициентов преобразования ^{4/} можно найти в работе ^{15/}. В терминах операторов a_{λ}^{\pm} , a_{λ} гамильтониан ^{2/} записывается в виде

$$H_{av} = \sum_{\nu=1}^A \{ \omega_x ((a_x^+ a_x^-)_{\nu} + \frac{1}{2}) + \omega_+ ((a_+^+ a_+)_{\nu} + \frac{1}{2}) + \omega_- ((a_-^+ a_-)_{\nu} + \frac{1}{2}) \}. \quad /5/$$

Нормальные частоты ω_{\pm} определяются при этом соотношениями

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{\omega_y^2 + \omega_z^2}{2} + \Omega^2 \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_y^2 - \omega_z^2)^2 + 8\Omega^2(\omega_y^2 + \omega_z^2)}. \quad /6/$$

Простота гамильтониана /1/ позволяет аналитически решить уравнения для самосогласованного поля вращающейся системы ^{/4,5/}, а также проанализировать спектр квадрупольных возбуждений рассматриваемой системы с учетом коллективных эффектов ^{/3/}.

Чтобы генерировать ветвь изовекторных дипольных возбуждений, добавим к гамильтониану /1/ эффективное дипольное взаимодействие

$$H_{int} = \eta \sum_{i=x,y,z} \frac{m\omega^2}{2A} \left(\sum_{\nu=1}^A r_3(\nu) x_i(\nu) \right)^2, \quad /7/$$

где $r_3(\nu)$ - третья проекция изоспиновой матрицы Паули, $r = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$, и η - параметр, характеризующий изовекторную составляющую нейтронного и протонного среднего поля

$$V_{(n,p)}(\nu) = \frac{m}{2} \left(1 \mp \eta \frac{N-Z}{A} \right) \sum_{i=x,y,z} \omega_i^2 x_i^2(\nu). \quad /8/$$

Используемая параметризация дипольного взаимодействия /7/ непосредственно соответствует рецептам построения эффективных сил, восстанавливающих трансляционную инвариантность модельного гамильтониана ^{/8/}. Численное значение параметра η при этом лучше всего найти из описания экспериментальных данных по положению гигантского дипольного резонанса. Как показано в работе ^{/8/}, для осцилляторного потенциала такое описание соответствует величине $\eta = 3$.

Характеристики гигантского дипольного резонанса во вращающемся ядре можно найти, диагонализовав гамильтониан /1/ с эффективным взаимодействием /7/ в рамках стандартной процедуры приближения случайных фаз /ПСФ/. Однако для рассматриваемой задачи такую процедуру можно существенно упростить, если воспользоваться подобием линейного преобразования ^{/3,4/} и линейных преобразований ПСФ.

Запишем уравнения ПСФ для изовекторных дипольных мод в виде, аналогичном ^{/3/},

$$[H + H_{int}, D_{\lambda}^+] = \tilde{\omega}_{\lambda} D_{\lambda}^+, \quad /9/$$

где оператор рождения дипольного фотона имеет структуру

$$D_{\lambda}^+ = \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{\nu=1}^A r_3(\nu) \tilde{a}_{\lambda}^+(\nu). \quad /10/$$

Ограничиваясь точностью ПСФ, найдем компоненты коммутатора ^{/9/}:

$$\begin{aligned}
 & [\sum_{i=x,y,z} \frac{m\omega_i^2}{2} \sum_{\nu=1}^A x_i^2(\nu), D_\lambda^+] = \\
 & = \sum_{i=x,y,z} m\omega_i^2 [x_i, \tilde{a}_\lambda^+] \cdot \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{\nu=1}^A r_3(\nu) x_i(\nu), \quad /11a/
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} \eta [\sum_{i=x,y,z} \frac{m\omega_i^2}{2} \cdot \frac{1}{A} \cdot (\sum_{\nu=1}^A r_3(\nu) x_i(\nu))^2, D_\lambda^+] = \quad /11b/ \\
 & = \eta \sum_{i=x,y,z} m\omega_i^2 [x_i, \tilde{a}_\lambda^+] \cdot \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{\nu=1}^A r_3(\nu) x_i(\nu).
 \end{aligned}$$

Коммутатор оператора рождения фотона D_λ^+ с гамильтонианом взаимодействия в /11б/ оказывается, таким образом, пропорциональным коммутатору D_λ^+ с оператором среднего поля, /11а/, и, следовательно, мы можем записать

$$[H + H_{int}, D_\lambda^+] = [\tilde{H}_{av}, D_\lambda^+], \quad /12/$$

где

$$\tilde{H}_{av} = \sum_{\nu=1}^A \left\{ \frac{\vec{p}_\nu^2}{2m} + (1+\eta) \sum_{i=x,y,z} \omega_i^2 x_i^2(\nu) \right\} - \Omega L_x. \quad /13/$$

Соответственно, выражения для собственных векторов и нормальных частот уравнения /9/ будут определяться соотношениями /4/, /6/, если в последних сделать замену $\omega_i \rightarrow \sqrt{1+\eta} \omega_i$.

Таким образом, для спектра частот гигантского дипольного резонанса во вращающемся ядре получим соотношения

$$\begin{aligned}
 \tilde{\omega}_x &= \sqrt{1+\eta} \omega_x, \\
 \tilde{\omega}_\pm^2 &= (1+\eta) \frac{\omega_y^2 + \omega_z^2}{2} + \Omega^2 \pm \sqrt{(1+\eta)^2 (\omega_y^2 - \omega_z^2)^2 + 8\Omega^2 (1+\eta) (\omega_y^2 + \omega_z^2)}. /14/
 \end{aligned}$$

Внутренние матричные элементы дипольных переходов в ПСФ определяются выражениями

$$\left[\sum_{\nu=1}^A r_3(\nu) \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} D_\lambda^+ \right]_{\text{ПСФ}} = A^{1/2} \begin{pmatrix} \tilde{X} \\ \tilde{Y}_\pm \\ \tilde{Z}_\pm \end{pmatrix}, \quad /15/$$

и вероятности электромагнитных переходов, разряжающих состояния гигантского дипольного резонанса (λ, I) в состояния иррадиационной полосы ($\mu, I-\mu$), — соотношениями

$$\begin{aligned} |\tilde{X}_\lambda^\mu|^2 &= |\langle \mu | \hat{M}(1, -\mu) D_\lambda^+ | \mu \rangle|^2 = \\ &= |\langle \hat{M}(1, -\mu), D_\lambda^+ \rangle_{\text{псф}}|^2. \end{aligned} \quad /16/$$

Здесь

$$\hat{M}(1, \mu) = \left\{ \begin{array}{ll} \sum_{\nu=1}^A r_3(\nu) \mathbf{x}(\nu), & \mu = 0 \\ \mp \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\nu=1}^A r_3(\nu) (y(\nu) \pm iz(\nu)), & \mu = \pm 1 \end{array} \right\} \quad /17/$$

— сферические компоненты вектора дипольного момента ядра в системе осей, где ось квантования совпадает с осью вращения. Используя результаты работы /5/ для коэффициентов преобразования /4/, легко написать явный вид соотношений для амплитуд переходов $|\tilde{X}_\lambda^\mu|^2$:

$$|\tilde{X}_\lambda^0|^2 = (2m\omega_x \sqrt{1+\eta})^{-1} \quad \text{для} \quad \lambda = x \quad /18/$$

$$|\tilde{X}_\lambda^{\pm 1}|^2 = |\tilde{Y}_\lambda \pm i\tilde{Z}_\lambda|^2 = \lambda \frac{\omega_\lambda^2 - \omega_z^2 + \Omega^2/(1+\eta)}{2m\omega_\lambda \sqrt{1+\eta} (\omega_\lambda^2 - \omega_z^2)} \times \quad /19/$$

$$\times \left| 1 \pm \frac{2\Omega\omega_\lambda / \sqrt{1+\eta}}{\omega_\lambda^2 - \omega_z^2 + \Omega^2/(1+\eta)} \right| \quad \text{для} \quad \lambda = \pm.$$

§2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При выключенном вращении ($\Omega = 0$) соотношения /14/ определяют частоты изовекторных дипольных колебаний аксиально-деформированного ядра. Такие колебания можно классифицировать обычным образом по величине проекции на ось симметрии углового момента рассматриваемой моды. Для продольной $K^{\pi=0^-}$ и поперечной $K^{\pi=1^-}$ моды дипольных колебаний в этом случае будем иметь соотношения

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}(0^-) &= \sqrt{1+\eta} \omega_z = \sqrt{1+\eta} \omega_0 \left(1 - \frac{4}{3}\delta\right)^{1/2}, \\ \tilde{\omega}(1^-) &= \sqrt{1+\eta} \omega_x = \sqrt{1+\eta} \omega_0 \left(1 + \frac{2}{3}\delta\right)^{1/2}, \end{aligned} \quad /20/$$

в которых для описания осцилляторных частот мы использовали нильссоновский параметр деформации δ . Квадраты внутренних матричных элементов при $\Omega = 0$ будут определять приведенную вероятность дипольных переходов в соответствующие состояния

$$B(E1, 0 \rightarrow K^\pi) = \frac{q}{2\pi \bar{\omega}(K^\pi)} \cdot \frac{2}{1 + \delta_{K,0}}, \quad /21/$$

где $q_1 = 3A(e\hbar)^2/16\pi$ - естественная для данной модели единица измерения вероятности переходов.

Соотношения, отличающиеся от /20/ и /21/ лишь способом параметризации констант изовекторных дипольных сил, уже обсуждались в работе /7/. Полученные в рамках простой осцилляторной модели оценки расщепления гигантского дипольного резонанса в деформированных ядрах находятся в достаточно хорошем согласии с экспериментальными данными по сечениям фотопоглощения /8/.

При $\Omega \neq 0$ возникает дополнительное расщепление частот поперечных дипольных колебаний и сдвиг частоты продольных колебаний. Соответствующие возбуждения во вращающемся ядре можно классифицировать по значению сигнатуры /8/, т.е. фазы, приобретаемой фононным оператором в результате преобразования, описывающего поворот среднего поля на угол π вокруг оси вращения. В рамках данной модели сигнатура является точным квантовым числом. Возбуждениям положительной сигнатуры отвечает оператор D_x^+ , а моды отрицательной сигнатуры генерируются операторами D_x^\pm . Форма вращающегося ядра в области $0 < \Omega < \Omega_{cr}$ не обладает аксиальной симметрией, если при $\Omega = 0$ деформация поля $\delta \neq 0$. Дополнительное квантовое число $\lambda = \pm 1$, различающее возбуждения отрицательной сигнатуры, появляется при $\Omega \geq \Omega_{cr}$, когда ядро приобретает аксиально сплюснутую форму с осью поля, совпадающей с осью вращения. Различным значениям λ , которые мы определили согласно обозначениям работы /5/, соответствует проекция углового момента фонона на ось вращения, равная $\mu = \mp 1$.

Найденная в рамках рассмотренной модели зависимость энергии ГДР от частоты вращения представлена на рис.1. Энергия указана в единицах "осцилляторной частоты" $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{3} \sum_1 \omega_1^2}$,

и пунктирные линии соответствуют ядру, имеющему сферическую форму при $\Omega = 0$, тогда как сплошные линии рассчитаны для ядра с начальной деформацией $\delta = 0,25$ при $\Omega = 0$. На вставке к рисунку показан годограф изменения деформации ядра в процессе вращения. Детальное обсуждение этих изменений содержится в работе /3/. Отметим, что изменения энергии различных ветвей ГДР при вращении оказываются существенно менее выраженными, чем для мод гигантского квадрупольного резонанса /см. рис.4 работы /3/ /.

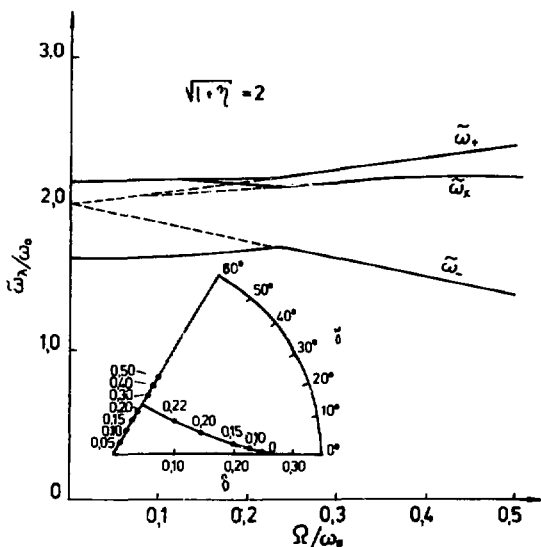


Рис. 1. Зависимость энергии возбуждения мод ГДР $\tilde{\omega}_\lambda$ ($\lambda = x, +, -$) от угловой частоты вращения Ω . Осцилляторные частоты $\omega_i^2 = \omega_0^2 \left(1 - \frac{4}{3} \delta \cos\left(\gamma + \frac{2\pi}{3} \cdot i\right)\right)$ ($i=1,2,3$)

согласованы с квадрупольными изоскалярными силами, причем при $\Omega = 0$, $\delta_0 = 0,25$ /см. работы /3, 4/ /. На годографе в нижней части рисунка сплошными жирными точками отмечены значения параметров равновесной деформации в зависимости от Ω/ω_0 /величины Ω/ω_0 указаны рядом с точками/. На годографе указаны также значения δ и Ω/ω_0 для предельных точек линий годографа в области неаксиальных фигур, соответствующие меньшим значениям параметра деформации δ_0 .

Зависимость приведенных вероятностей переходов от частоты вращения показана на рис.2. Правила отбора состояний по сигнатуре

$$(-1)^I \sigma = 1 \quad /22/$$

запрещают дипольные переходы $\lambda = x \rightarrow yz$ с изменением углового момента. Таким образом, величина парциальной суммы

$$\sum_{\lambda} \omega_{\lambda} |\langle \text{уг} | \hat{\mathcal{M}}(\mathbf{E}1, \mu=0) | \lambda \rangle|^2 = \quad /23/$$

$$= \tilde{\omega}_{\mathbf{x}} |\langle \hat{\mathcal{M}}(\mathbf{E}1, 0), D_{\mathbf{x}}^{\pm} \rangle|^2 = \frac{q_1}{2m}$$

полностью определяет интегральные характеристики переходов без изменения спина состояния. При вращении вокруг оси симметрии возможны являющиеся лишь переходы ($\lambda = \pm, I \mp 1 \rightarrow \text{уг}, I$), т.е. изменяющие угловой момент на +1 или -1 в зависимости от начального состояния λ . Приведенная вероятность таких переходов одинакова при всех спинах /см. рис.2/, если заселенность состояний с $\lambda = \pm$ одинакова. В случае коллективного вращения, т.е. в области $\Omega < \Omega_{\text{кр}}$, разрешены оба типа дипольных пере-

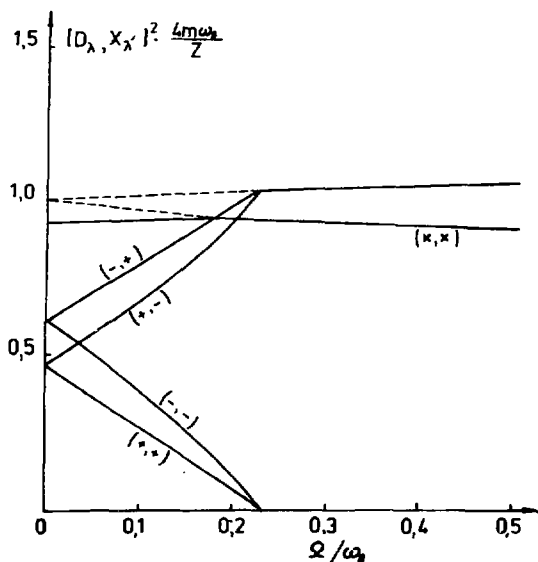


Рис.2. Приведенные вероятности дипольных переходов $V(\mathbf{E}1, \lambda I_i \rightarrow \text{уг} I_f)$ для переходов из состояний ГДР в ирраст-состояния при различных значениях $\mu = I_i - I_f$. Приведенные вероятности даны в единицах q_1 . Первый символ в скобке рядом с кривой обозначает тип состояния ГДР ($\lambda = x, +, -$), второй индекс соответствует $\mu=0$ для $\lambda = x$ и $\mu = \pm 1$ для $\lambda = \pm$.

ходов ($\lambda = \pm, I \rightarrow \gamma, I \pm 1$), и изменения приведенной вероятности таких переходов с частотой вращения показаны на рис. 2 сплошными кривыми. Энергетически взвешенное правило сумм для этих переходов определяется двумя слагаемыми, суммарная величина которых остается практически той же, что и в случае переходов без изменения спина /23/.

Как уже отмечалось в работах /4.5/, использующих гамильтониан /1/, простая параметризация изоскалярной компоненты двухчастичных взаимодействий квадрупольными силами позволяет проводить лишь качественный анализ изменений формы быстровращающихся ядер. В плане количественного описания зависимости параметров деформации самосогласованного среднего поля от частоты вращения обсуждаемая модель представляется слишком примитивной. В частности, заметные изменения формы ядра в данной модели происходят при слишком больших угловых моментах. Более реалистичными в этом отношении являются оценки ротационной деформируемости ядер в рамках модели жидкой капли /9/. Поэтому для описания формы вращающегося ядра и связи углового момента с частотой вращения можно воспользоваться предсказаниями последней модели, а соответствующие этой частоте вращения характеристики ГДР определить на основе рассмотренных выше соотношений. Примеры такого построения спектра ГДР и вероятностей переходов, разряжающих эти возбуждения, показаны на рис. 3 для сравнительно легкого ядра ($A=40$) и на рис. 4 для тяжелого ядра ($A=170$). Кривые на этих рисунках эквивалентны пунктирным линиям рис. 1 и 2, характеризующим вращение сплюснутого ядра вокруг оси симметрии. Более реалистичский расчет деформации несколько ускоряет изменения параметров ГДР с частотой вращения, но все качественные аспекты поведения характеристик ГДР при этом, естественно, сохраняются.

Данные о зависимости свойств ГДР от углового момента представляют непосредственный интерес для анализа спектров гамма-квантов, излучаемых из быстровращающегося ядра до прихода на ираст-линию. Имеющуюся в области малых угловых моментов экспериментальную информацию о спектральной интенсивности дипольных электрических гамма-переходов в высоковозбужденных ядрах обычно представляют в виде приведенных силовых функций $k_{E1}(\omega_\gamma)$, которые, в свою очередь, можно связать с сечением дипольного фотопоглощения $\sigma_\gamma(\omega_\gamma)^{1/2}$. При этом прямые экспериментальные данные о силовых функциях для гамма-переходов с энергией $\omega_\gamma \approx 5 \div 7$ МэВ оказываются в хорошем соответствии с величинами, полученными на основе экстраполяции лоренцевой зависимости наблюдаемого в сечениях фотопоглощения ГДР /2/. При анализе гамма-переходов в быстровращающихся ядрах параметризация $k_{E1}(\omega_\gamma)$, построенная для малых угловых моментов, переносится на всю

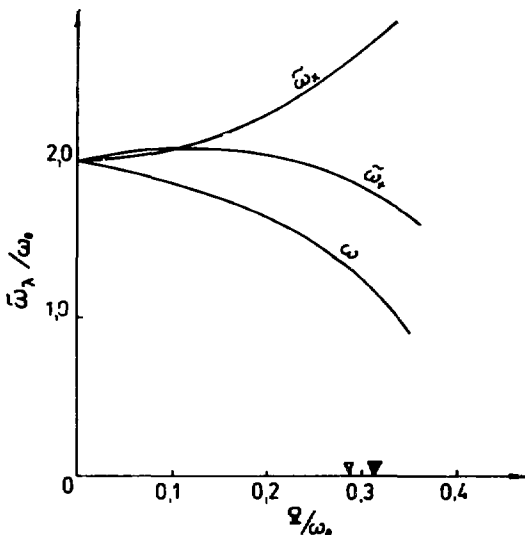


Рис. 3а. Зависимость энергии мод ГДР $\bar{\omega}_\lambda$ от Ω / ω_0 в ядре $A = 40$ на дорожке бета-стабильности. Осцилляторные частоты $\omega_\lambda^2 = \omega_0^2(1 + \frac{4}{3}\delta)$, $\omega_y^2 = \omega_0^2(1 - \frac{2}{3}\delta)$ согласованы с эксцентриситетом ядра $e = [\delta / (2 + \frac{2}{3}\delta)]^{1/2}$, рассчитанным в модели жидкой капли в приближении эллипсоидальными деформациями ^{/14/} ($e^2 = 1 - a_1^2/a_2^2$). На оси абсцисс отмечено значение Ω / ω_0 , при котором исчезает стабильность сфероидальных фигур равновесия в модели жидкой капли (∇), а также значение Ω / ω_0 , при котором обращается в нуль энергия нижней из мод гигантского квадрупольного резонанса, найденная в приближении случайной фазы ^{/3/} (∇).

область угловых моментов, обычно без каких-либо модификаций ^{/10/}. Результаты настоящей работы показывают, что в таком описании следовало бы учесть обусловленные вращением изменения сечения фотопоглощения. Это сечение можно записать в виде

$$\sigma_y(\omega_y) = 8\pi e^2 \sum_\lambda \omega_\lambda |\langle \pi | M(E1, \mu) | \lambda \rangle|^2 \frac{\omega_y \Gamma_\lambda}{[(\omega_\lambda^2 - \omega_y^2)^2 + \omega_y^2 \Gamma_\lambda^2]}, \quad /24/$$

где ω_λ и Γ_λ - энергия и ширина соответствующих ветвей ГДР. Соотношения ^{/14/}, ^{/18/} и ^{/19/} позволяют найти изменения энер-

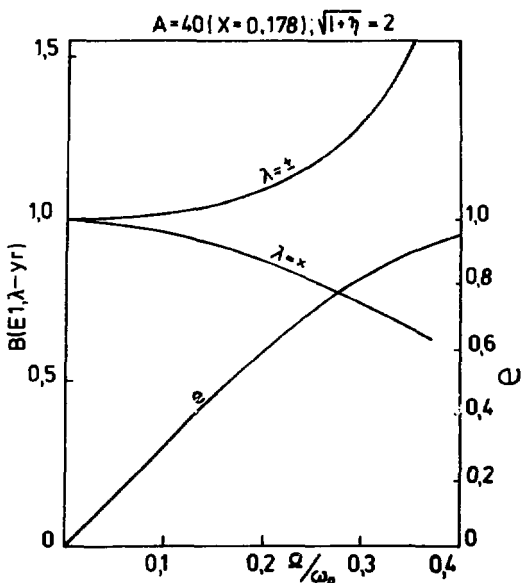


Рис. 3б. Приведенные вероятности переходов $V(E1, \lambda I \rightarrow y)$ для условий расчета, определенных в подписи к рис. 3а. $V(E1)$ -факторы даны в единицах q_1 .

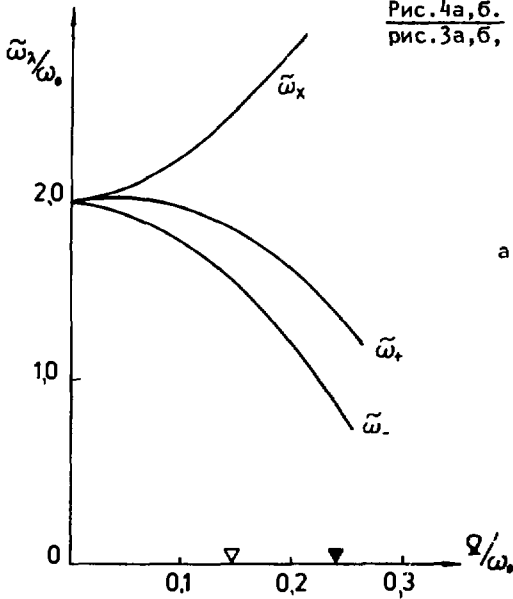
гий и приведенных вероятностей переходов для отдельных ветвей резонанса.

Построенная выше теория дипольных возбуждений быстро вращающихся ядер не рассматривает ширину резонансов. Для микроскопического описания ширины гигантских резонансов необходим выход за рамки ПСФ, и такая задача не получила еще удовлетворительного решения даже при отсутствии вращения. Качественную оценку ожидаемых во вращающемся ядре изменений ширины ГДР можно получить, однако, с помощью феноменологического рассмотрения, опирающегося на систематику экспериментальных данных по ширине ГДР. В частности, в работе^{11/} было показано, что зависимость ширины ГДР от их энергии можно аппроксимировать соотношением

$$\Gamma_{\lambda} = (0,026 \pm 0,005) \omega_{\lambda}^2. \quad /25/$$

Этим выражением целесообразно воспользоваться и для параметризации ширины ГДР во вращающемся ядре, учтя к нему соответствующий

Рис. 4а,б. То же, что и на рис. 3а,б, для $A = 170$.

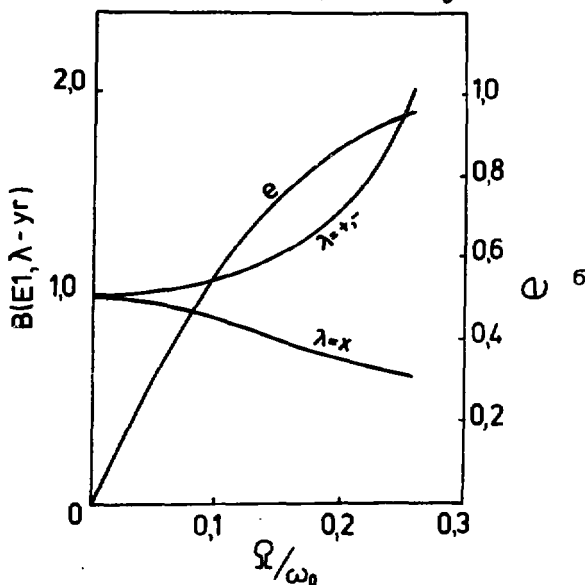


щие изменения энергии резонансов. Следует отметить, что функциональная зависимость формулы /25/ вытекает из весьма общего рассмотрения затухания высокочастотных когерентных возбуждений в системе взаимодействующих ферми-частиц /12/. Исходя из подобия природы гигантских резонансов в ядре и нулевого звука в ферми-жидкости, можно включить в феноменологическое описание также эффекты температурного уширения резонансов, отражающие различие сечений фотопоглощения в холодном и нагретом ядре /13/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренная в данной работе сравнительно простая модель позволяет проследить изменения свойств гигантского дипольного резонанса, вызванные вращением ядра. Так как дипольный резонанс играет определяющую роль в формировании спектральной интенсивности испарительной компоненты радиационных переходов в высоковозбужденных ядрах, то учет обсуждаемых в работе эффектов представляет интерес как для уточнения описания экспериментальных данных по электромагнитному де возбуждению быстровращающихся ядер, так и для дальнейшего развития теории высокоспиновых состояний ядер.

$$A = 170 (\chi = 0,618); \sqrt{1-\eta} = 2$$



ЛИТЕРАТУРА

1. Bohr A., Mottelson B. Proc. Int. Conf. on Nucl. Theory. Tokyo, 1977. NORDITA Preprint, 77/38, 1977.
2. Bartholomew G.A. et al. Adv. in Nucl. Phys., Plenum Press, N.Y., 1974, v.7, p.229.
3. Акбаров А. и др. ОИЯИ, Р4-12772, Дубна, 1979; Р4-80-187, Р4-80-218, Дубна, 1980.
4. Ripka G., Blaizot J., Kassis N. Heavy Ions High Spin States and Nuclear Structure. IAEA, Vienna, 1975, v.1, p.445.
5. Зелевинский В.Г. ЯФ, 1975, 22, с.1085.
6. Пятов Н.И. Материалы XI зимней школы ЛЯФ, Л., 1976, ч.1, с.151.
7. Suzuki T., Rowe D.J. Nucl. Phys., 1977, A289, p.461.
8. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1977, т.2, гл.6.
9. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. Ann. Phys., 1974, 82, p.557.
10. Andersen O. et al. Phys. Rev. Lett., 1979, 43, p.687.
11. Carlos P. et al. Nucl. Phys., 1974, A219, p.61.

12. Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. "Мир", М., 1967.
13. Блохин А.И., Игнатьюк А.В. Проблемы ядерной физики космических лучей. Изд. "Вища шксла", Харьков, 1978, вып.7, с.100.
14. Rosenkilde С. Journ. Math.Phys., 1967, 8, p.98.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июля 1980 года.