

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



6/ix-76

Б-91

P4 - 9726

3462/2-76

Г.Г.Бунатян

МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ И ГИРОМАГНИТНЫЕ ОТНОШЕНИЯ
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ

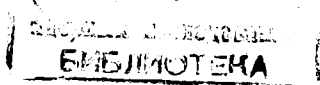
1976

P4 - 9726

Г.Г.Бунатян

**МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ И ГИРОМАГНИТНЫЕ ОТНОШЕНИЯ
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ**

Направлено в ЯФ



Введение

Компаунд-состояния атомных ядер характеризуются возбуждением большого числа степеней свободы. Примером таких состояний могут служить нейтронные резонансы. Для определения средних характеристик компаунд-состояний можно использовать термодинамическое описание^{/1/}, вводя температуру T , соответствующую энергии возбуждения U . Получаемые при этом результаты относятся не к отдельным состояниям ядра, но представляют собой усредненную характеристику совокупности состояний, различия между энергиями которых U гораздо меньше температуры T . Такой статистический подход разумно применять для изучения коллективных по своей природе моментов инерции \mathcal{I} и коллективных гиромагнитных отношений g . \mathcal{I} характеризует коллективное движение всех нуклонов, а g - коллективные магнитные свойства ядра. \mathcal{I} и g определяются размерами и формой ядра, распределением плотности, одночастичным спектром, взаимодействием нуклонов, температурой T в состоянии с энергией возбуждения U . \mathcal{I} чувствительны к энергиям парных корреляций $\Delta_n(T)$, $\Delta_p(T)$, а изучение g дает возможность судить и об относительной сверхтекучести нейтронной и протонной систем. Для основных состояний деформированных ядер \mathcal{I} и g подробно изучались как экспериментально, так и теоретически^{/2-5/}. О величинах $\mathcal{I}(T)$ компаунд-состояний

можно получить сведения, изучая плотность этих состояний. В квазиклассическом приближении $\mathcal{F}(T)$ вычислялись для деформированных ядер в работах /6-9/; для сферических ядер в работе /9/ получены численные результаты. Непосредственное измерение коллективных гиромагнитных отношений для ряда нейтронных резонансов редкоземельных элементов было выполнено в работах /10/. Такие эксперименты дают возможность получить новые сведения о свойствах компаунд-состояний. В квазиклассическом приближении эти гиромагнитные отношения рассматривались в сообщении /11/, где были получены оценки средних значений g и их возможных флуктуаций. В настоящей работе на основе термодинамического описания вычисляются средние значения моментов инерции и коллективных g -факторов компаунд-состояний с малыми спинами I различных деформированных ядер; расчеты выполнены без использования квазиклассического приближения. Изучена зависимость \mathcal{F} и g от температуры T , характеризующей компаунд-состояния при их термодинамическом описании, и от энергии парных корреляций $\Delta_n(T)$, $\Delta_p(T)$. Обсуждаются возможные следствия, к которым привело бы изменение свойств ядра в возбужденных состояниях по сравнению с основным состоянием, например, изменение размера и формы ядра, спаривательного взаимодействия, и т.п.

Метод вычисления \mathcal{F} и g

1. Среднее значение некоторой величины Q , характеризующей систему в состоянии с температурой T , можно выразить через матрицу плотности в данном состоянии $\rho(T, \vec{r}, \vec{r}')$ или одночастичную функцию Грина $G(T, \epsilon, \vec{r}, \vec{r}')$ подобно тому, как это делается для основного состояния:

$$\langle Q \rangle = \int [Q\rho(T, \vec{r}, \vec{r}')]_{\vec{r}=\vec{r}'} d\vec{r} = \iint \frac{d\epsilon}{2\pi i} QG(T, \epsilon, \vec{r}, \vec{r}')|_{\vec{r}=\vec{r}'} d\vec{r}. \quad /1/$$

Здесь используются одночастичные термодинамические усредненные функции Грина G и F /12/ при наличии в системе парных корреляций. При температуре $T \ll \epsilon_F$ функции G и F можно записать в представлении одночастичных функций ϕ_λ вблизи границы Ферми в ядре вполне аналогично тому, как это делается при $T = 0$ /13/.

$$G_{\lambda_1\lambda_2}(T, \epsilon) = G_{\lambda_1}^a(T, \epsilon)\delta_{\lambda_1\lambda_2} + G_{\lambda_1\lambda_2}^R(T, \epsilon),$$

$$G_{\lambda}^a(\epsilon) = \frac{u_{\lambda}^2(1-n_{\lambda})a}{\epsilon - E_{\lambda} + i\delta} + \frac{v_{\lambda}^2 n_{\lambda} a}{\epsilon + E_{\lambda} + i\delta} + \frac{v_{\lambda}^2(1-n_{\lambda})a}{\epsilon + E_{\lambda} - i\delta} + \frac{u_{\lambda}^2 n_{\lambda} a}{\epsilon - E_{\lambda} - i\delta},$$

$$F_{\lambda}(\epsilon) = -u_{\lambda}v_{\lambda}a \left[\frac{1-n_{\lambda}}{\epsilon - E_{\lambda} + i\delta} - \frac{n_{\lambda}}{\epsilon + E_{\lambda} + i\delta} - \frac{1-n_{\lambda}}{\epsilon + E_{\lambda} - i\delta} + \frac{n_{\lambda}}{\epsilon - E_{\lambda} - i\delta} \right],$$

$$E_{\lambda}^2(T) = (\epsilon_{\lambda} - \epsilon_F(T))^2 + \Lambda^2(T), \quad n_{\lambda}(T) = (1 + e^{-E_{\lambda}/T})^{-1},$$

$$u_{\lambda}^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\epsilon_{\lambda} - \epsilon_F(T)}{E_{\lambda}(T)} \right], \quad v_{\lambda}^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\epsilon_{\lambda} - \epsilon_F(T)}{E_{\lambda}(T)} \right], \quad /2/$$

где G^a - полюсная, а G^R - регулярная у поверхности Ферми часть функции Грина. Вычеты a в полюсах G^a

связаны со значением собственнoэнергетической части Σ при $\epsilon \sim \epsilon_F^{1/3}$. Температура T , характеризующая возбужденные состояния, выражается обычно через энергию возбуждения U и одночастичный спектр ядра ϵ_λ . Соответствующие формулы использованы в работах /14-16/.

$$U = \sum_{\lambda} \left\{ \epsilon'_\lambda \left(1 - \frac{\epsilon'_\lambda - \epsilon'_F(T)}{E'_\lambda(T)} (1 - 2n'_\lambda(T)) - \epsilon_\lambda \left(1 - \frac{\epsilon_\lambda - \epsilon_F(0)}{E_\lambda(0)} \right) - \frac{\Delta'^2(T)}{2E'_\lambda(T)} (1 - 2n'_\lambda(T)) + \frac{\Delta^2(0)}{2E_\lambda(0)} \right) \right\} \quad /3/$$

Здесь ϵ_λ, Δ относятся к основному состоянию ядра, а $\epsilon'_\lambda, \Delta'$ - к возбужденному; они могут быть различны, как это будет обсуждаться в следующем разделе.

В предположении, что взаимодействие в канале частица-частица, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа, описывается для нейтронов и протонов константами G_n и G_p , входящие в формулы /2/, /3/ энергии спаривания $\Delta_n(T)$, $\Delta_p(T)$ и энергии Ферми $\epsilon_F^n(T)$, $\epsilon_F^p(T)$ определяются уравнениями

$$1 = \frac{G_\nu}{2} \sum_{\lambda} \frac{1 - 2n_\lambda^\nu(T)}{E_\lambda^\nu(T)}, \quad N, Z = \sum_{\lambda} \left(1 - \frac{\epsilon_\lambda^\nu - \epsilon_F^\nu(T)}{E_\lambda^\nu(T)} (1 - 2n_\lambda^\nu(T)) \right),$$

($\nu = n, p$).

/4/

2. В компаунд-состояниях спин I , момент инерции \mathcal{F} , магнитный момент μ не являются одночастичными, но имеют коллективную природу. Особенно ясно это для компаунд-состояний четно-четных ядер. Свойства таких состояний, например спин, нельзя объяснить, рас-

сматривая одну или несколько квазичастиц сверх замкнутого остова. Это относится и к компаунд-состояниям нечетных ядер, поскольку нечетной частице нельзя приписать определенное состояние λ_0 , как это делается для основного состояния. Свойства компаунд-состояния определяются не каким-либо одночастичным состоянием /или несколькими состояниями/, но коллективным состоянием всего ядра.

Для вычисления моментов инерции и коллективных гиромангнитных отношений необходимо найти изменение матрицы плотности системы $\delta\rho = \rho_I - \rho_0$, возникающее при переходе от состояния со спином 0 к состоянию со спином I , что эквивалентно переходу во вращающуюся систему координат. Возникающее при этом внешнее поле, действующее на систему,

$$V^0 = -(\vec{I}\vec{\Omega}) = -I_x \Omega_x - I_z \Omega_z, \quad /5/$$

где параметр $\vec{\Omega}$ - угловая скорость вращающейся системы координат. Ось z направлена по оси симметрии ядра. Средние значения проекций момента на оси x и z равны

$$\langle I_x \rangle = \int I_x \delta\rho d\vec{r} = R, \quad \langle I_z \rangle = \int I_z \delta\rho d\vec{r} = K, \quad /6/$$

где $\delta\rho$ - изменение матрицы плотности, вызванное полем /5/; этим определяется $\vec{\Omega}$. Моменты инерции относительно оси x и относительно оси z , \mathcal{F}_\perp и \mathcal{F}_\parallel , находим из соотношений

$$\mathcal{F}_\perp = \langle I_x \rangle / \Omega_x, \quad \mathcal{F}_\parallel = \langle I_z \rangle / \Omega_z. \quad /7/$$

Среднее значение магнитного момента деформированного ядра в состоянии с $\langle I_z \rangle = K, \langle I_x \rangle = R$ можно представить в виде

$$\langle \vec{\mu} \rangle = \int \vec{\mu} \delta \rho d\vec{r} = g_z \vec{K} + g_R \vec{R},$$

$$\mu_i = \mu_i^p + \mu_i^n, \quad \mu_i^p = j_i^p + (\gamma_p - 1/2)\sigma_i, \quad (i = x, z)$$

$$\mu_i^n = \gamma_n \sigma_i, \quad \gamma_p = 2,8, \quad \gamma_n = -1,9. \quad /8/$$

Магнитные моменты записаны в ядерных магнетонах. Здесь введены гиромагнитные отношения g_R и g_z . После обычного усреднения находим g в состоянии с полным спином I и проекцией $\langle I_z \rangle = K$:

$$g = g_R + \frac{K^2}{I(I+1)}(g_z - g_R). \quad /9/$$

В компаунд-состояниях, например нейтронных резонансах, проекция спина на ось z может не иметь определенного значения. В этом случае следует усреднить $g(I, K)$ /9/ по всем возможным значениям K . В дальнейшем, как и в /11/, мы ограничимся изучением состояний с малыми моментами, так что

$$(\vec{\Omega} \vec{I})/T \ll 1. \quad /10/$$

Тогда для усредненного по $\langle I_z \rangle = K$ гиромагнитного отношения /11/ получим

$$g = \frac{2}{3}g_R + \frac{1}{3}g_z. \quad /11/$$

3. Так как мы изучаем лишь состояния с малыми моментами I , V^0 можно рассматривать как малое возмущение. Аналогично случаю $T=0$ /13/ найдем изменение матрицы плотности, вызванное слабым внешним полем V^0 .

$$\delta \rho_{\lambda_1 \lambda_2}^{\nu} = a \tilde{\mathcal{E}}_{\lambda_1 \lambda_2}^{\nu} (T) V_{\lambda_1 \lambda_2}^{\nu} + a \tilde{\mathcal{M}}_{\lambda_1 \lambda_2}^{\nu} (T) d_{\lambda_1 \lambda_2}^{\nu} (T),$$

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{E}}_{\lambda_1 \lambda_2}^{\nu} (T) &= \frac{1}{a^2} \int \frac{d\epsilon}{2\pi i} (\tilde{G}_{\lambda_2}^a G_{\lambda_1}^a + \tilde{F}_{\lambda_2} F_{\lambda_1}) = \\ &= \frac{n_{\lambda_1} + \tilde{n}_{\lambda_2} - 1}{\tilde{E}_{\lambda_2} + E_{\lambda_1}} (u_{\lambda_1} \tilde{v}_{\lambda_2} - \tilde{u}_{\lambda_2} v_{\lambda_1})^2 + \end{aligned}$$

$$+ \frac{\tilde{n}_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}}{\tilde{E}_{\lambda_2} - E_{\lambda_1}} (\tilde{u}_{\lambda_2} v_{\lambda_1} + \tilde{v}_{\lambda_2} u_{\lambda_1})^2, \quad /12/$$

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{M}}_{\lambda_1 \lambda_2}^{\nu} (T) &= \frac{1}{a^2} \int \frac{d\epsilon}{2\pi i} (F_{\lambda_1} \tilde{G}_{\lambda_2}^a - G_{\lambda_1}^a \tilde{F}_{\lambda_2}) = \\ &= \frac{\Delta(\epsilon_{\lambda_1} - \tilde{\epsilon}_{\lambda_2})}{2E_{\lambda_1} \tilde{E}_{\lambda_2}} \left\{ \frac{1 - n_{\lambda_1} - \tilde{n}_{\lambda_2}}{\tilde{E}_{\lambda_2} - E_{\lambda_1}} + \frac{\tilde{n}_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}}{\tilde{E}_{\lambda_2} - E_{\lambda_1}} \right\}. \end{aligned}$$

\tilde{G} , \tilde{F} относятся к возмущенной системе, а G , F - к исходной. Величина d^{ν} в /12/ представляет собой изменение парных корреляций Δ_{ν} во внешнем поле V^0 . Эффективное поле V определяется уравнением

$$V_{\lambda_1 \lambda_2}^{\nu} [I_i] = V_{\lambda_1 \lambda_2}^{0\nu} + (\lambda_1 \lambda_2 | F^{\nu\nu'} | \lambda \lambda') \mathcal{E}_{\lambda \lambda'}^{\nu\nu'} V_{\lambda \lambda'}^{\nu\nu'} [I_i] \quad /13/$$

аналогично случаю $T=0$ /13/. Здесь

$$F = \left(\frac{p_F M}{\pi^2} \right)^{-1} (f + g \vec{\sigma} \cdot \vec{\sigma}' + \vec{\tau} \cdot \vec{\tau}' + g' (\vec{\sigma} \cdot \vec{\sigma}') (\vec{\tau} \cdot \vec{\tau}')) - \quad /13/$$

неприводимая амплитуда рассеяния квазичастиц у поверхности Ферми /13/. В том же приближении, в котором Δ_{ν} определяется уравнениями /4/, для d^{ν} найдем:

$$d_{\lambda_1 \lambda_2}^\nu = (\epsilon_{\lambda_2}^\nu - \epsilon_{\lambda_1}^\nu) V_{\lambda_1 \lambda_2}^\nu \mathcal{F}^\nu, \quad /14/$$

$$\mathcal{F}^\nu = (4 \sum_{\lambda_1 \lambda_2} (\epsilon_{\lambda_1}^\nu - \epsilon_{\lambda_2}^\nu) \mathfrak{M}_{\lambda_1 \lambda_2}^\nu |V_{\lambda_1 \lambda_2}^\nu|^2) \times$$

$$\times (\sum_{\lambda_1 \lambda_2} \mathfrak{M}_{\lambda_1 \lambda_2}^\nu (\epsilon_{\lambda_1}^\nu - \epsilon_{\lambda_2}^\nu)^2 |V_{\lambda_1 \lambda_2}^\nu|^2)^{-1},$$

$$\mathfrak{M}_{\lambda_1 \lambda_2}^\nu = \frac{1}{E_{\lambda_1}^\nu E_{\lambda_2}^\nu} \left[\frac{(\epsilon_{\lambda_1}^\nu - \epsilon_{\lambda_2}^\nu)^2 + 2(\epsilon_{\lambda_2}^\nu - \epsilon_{\lambda_1}^\nu)(n_{\lambda_2}^\nu \epsilon_{\lambda_1}^\nu - n_{\lambda_1}^\nu \epsilon_{\lambda_2}^\nu)}{E_{\lambda_1}^\nu + E_{\lambda_2}^\nu} + \right.$$

$$\left. + \frac{2(n_{\lambda_2}^\nu - n_{\lambda_1}^\nu)(E_{\lambda_1}^\nu E_{\lambda_2}^\nu - \epsilon_{\lambda_1}^\nu \epsilon_{\lambda_2}^\nu - \Delta_\nu^2)}{E_{\lambda_2}^\nu - E_{\lambda_1}^\nu} \right].$$

4. Согласно соотношениям /6/, /7/ и /12/-/14/ для моментов инерции получаем

$$\mathcal{F}_\perp = - \sum_{\lambda_1 \lambda_2 \nu} (I_x)_{\lambda_1 \lambda_2} \mathcal{Q}_{\lambda_1 \lambda_2}^\nu V_{\lambda_1 \lambda_2}^\nu [I_x] + \quad /15/$$

$$+ \sum_{\lambda_1 \lambda_2 \nu} (I_x)_{\lambda_1 \lambda_2} (\epsilon_{\lambda_1}^\nu - \epsilon_{\lambda_2}^\nu) \mathfrak{M}_{\lambda_1 \lambda_2}^\nu V_{\lambda_1 \lambda_2}^\nu [I_x] \mathcal{F}^\nu,$$

$$\mathcal{F}_{||} = \sum_{\lambda \nu} V_{\lambda \lambda}^\nu [I_z] \delta \rho_{\lambda \lambda}^\nu [I_z] = \quad /16/$$

$$= T^{-1} \sum_{\lambda \nu} (I_z)_{\lambda \lambda} n_\lambda^\nu (1 - n_\lambda^\nu) V_{\lambda \lambda}^\nu [I_z].$$

Эффективное поле $V^\nu [I_z]$ в /16/ удовлетворяет уравнению /13/, где в сумме по $\lambda \lambda'$ отсутствуют члены с $\lambda = \lambda'$, поэтому $V_{\lambda \lambda}^\nu [I_z] = (I_z)_{\lambda \lambda}$. Диагональная часть изменения матрицы плотности $\delta \rho_{\lambda \lambda}^\nu$ в /16/ содержит $V_{\lambda \lambda}^\nu$, определяемое уравнением /13/, где сумма по $\lambda \lambda'$ включает и диагональные члены, $\lambda = \lambda'$. Амплитуда \mathcal{F} имеет вид /13 /, т.е. в нее не включены из-за их малости спин-орбитальные поправки $\Gamma^{sl} /13,17/$. Тогда из соображений симметрии

$$V_{\lambda \lambda} [I_z] = (I_z)_{\lambda \lambda}, \quad /17/$$

хотя при $T \neq 0$ $\mathcal{Q}_{\lambda \lambda} \neq 0$; отсюда получаем /16/. Эффективное поле $V[I_x]$ в /14/, /15/ представим в виде

$$V[I_x] = V[\ell_x] + V[\sigma_x]/2. \quad /18/$$

Уравнение для $V[\ell_x]$ содержит лишь малую величину f_1 -коэффициент при первой гармонике в разложении амплитуды \mathcal{F} по полиномам Лежандра, зависящим от угла между импульсами частиц^{/13/}. Поэтому

$$V_{\lambda_1 \lambda_2} [\ell_x] \approx (\ell_x)_{\lambda_1 \lambda_2}. \quad /19/$$

Определив из /13/ эффективное поле $V[\sigma_i]$, находим $V[I_x]$ и, согласно /14/, /15/, \mathcal{F}_\perp .

5. Аналогично моментам инерции, для введенных соотношением /8/ гиромагнитных отношений g_R и g_z находим

$$g_z = \mathcal{F}_{||}^{-1} T^{-1} \sum_{\lambda \nu i} V_{\lambda \lambda}^\nu [\mu_i^\nu] n_\lambda^\nu (1 - n_\lambda^\nu) (I_z)_{\lambda \lambda}^\nu, \quad /20/$$

$$g_R = \mathcal{F}_\perp^{-1} \left\{ \sum_{\lambda_1 \lambda_2 \nu i} (\mu_i^\nu)_{\lambda_1 \lambda_2} (1 - \delta_{\lambda_1 \lambda_2}) \times \right.$$

$$\times (-\mathcal{Q}_{\lambda_1 \lambda_2}^\nu + (\epsilon_{\lambda_1}^\nu - \epsilon_{\lambda_2}^\nu) \mathfrak{M}_{\lambda_2 \lambda_1}^\nu \mathcal{F}^\nu) \times$$

$$\left. \times (j_x + V[\sigma_x]/2 - \sigma_x/2)_{\lambda_1 \lambda_2} \right\}.$$

Входящие сюда эффективные поля $V[\mu_i^\nu]$, учитывая /17/-/19/, перепишем в виде

$$V_{\lambda \lambda} [\mu_z^p] = (I_z)_{\lambda \lambda} + (\gamma_p - 1/2) V_{\lambda \lambda}^\nu [\sigma_z^p],$$

$$V'_{\lambda\lambda} [\mu_z^n] = \gamma_n V'_{\lambda\lambda} [\sigma_z^n],$$

$$V'_{\lambda\lambda} [\mu_x^{p,n}] = \gamma_{p,n} V'_{\lambda\lambda} [\sigma_x^{p,n}]. \quad /21/$$

Как показано в /17/, для деформированных ядер решение уравнений для спиновых полей $V[\sigma_i]$ в квазиклассическом приближении можно представить в виде $V[\sigma_i] \approx \tau_i \sigma_i$; практически к таким же результатам приводит численное решение уравнений для $V[\sigma_i]$. В следующем разделе мы обсудим результаты вычисления моментов инерции и коллективных гиромагнитных отношений компаунд-состояний деформированных ядер.

6. При наличии у ядра в возбужденном состоянии проекции K спина на ось z его энергия содержит член, пропорциональный $K^2/8, 9/$.

$$E_K = K^2 / 2\tilde{\mathcal{F}}_{||}, \quad /22/$$

где введен момент инерции $\tilde{\mathcal{F}}_{||}$, для которого нетрудно получить в приближении малых моментов

$$\tilde{\mathcal{F}}_{||} = T^{-2} \sum_{\lambda, \nu} (I_z)_{\lambda\lambda}^2 (\epsilon_{\lambda}^{\nu} - \epsilon_F^{\nu}(T))^2 (E_{\lambda}^{\nu}(T))^{-1} \times \\ \times n_{\lambda}^{\nu}(T) (1 - n_{\lambda}^{\nu}(T)) (1 - 2n_{\lambda}^{\nu}(T)). \quad /23/$$

Этот момент, очевидно, отличается от $\mathcal{F}_{||}$, введенного согласно /16/. В /23/ мы пренебрегли изменением Δ от наличия спина. Как мы увидим, $\mathcal{F}_{||}$ и $\tilde{\mathcal{F}}_{||}$ существенно отличаются при небольших температурах. При больших температурах, когда справедливо квазиклассическое приближение, $\tilde{\mathcal{F}}_{||} = \mathcal{F}_{||}$, что можно непосредственно получить из /16/ и /23/, заменяя суммы интег-

ралами и вводя среднюю плотность уровней у границы Ферми.

Всю вращательную энергию представим в виде

$$E_{IK} = \frac{I(I+1)}{2\mathcal{F}_{\perp}} + K^2 \left(\frac{1}{2\tilde{\mathcal{F}}_{||}} - \frac{1}{2\mathcal{F}_{\perp}} \right). \quad /24/$$

Компаунд-состояния могут не иметь определенного значения K , поэтому для получения среднего значения E_I этих состояний при температуре T следует усреднить /24/ по всем возможным K аналогично вычислению среднего g /11/.

$$E_I = \frac{I(I+1)}{2} \left(\frac{2}{3\mathcal{F}_{\perp}} + \frac{1}{3\tilde{\mathcal{F}}_{||}} \right) = \frac{I(I+1)}{2\mathcal{F}_E}. \quad /25/$$

В следующем разделе мы приведем результаты вычислений $\tilde{\mathcal{F}}_{||}$, \mathcal{F}_E для деформированных ядер. Как уже отмечалось, вращательная энергия для малых моментов $I \leq 10$ мала, $E_I \ll U$, $E_I < T$ - температуры, соответствующей рассматриваемой энергии возбуждения U . Поэтому при вычислении температуры T учет E_I является несущественным и можно пользоваться соотношением /3/.

Результаты вычислений и их обсуждение

1. При проведении всех расчетов использовались одночастичные энергии ϵ_{λ} и волновые функции ϕ_{λ} деформированных ядер из работ /18, 19/, где подробно описан одночастичный потенциал Вудса-Саксона и метод получения ϕ_{λ} и ϵ_{λ} *.

* Автор считает своим приятным долгом поблагодарить Ф.А.Гареева, С.П.Иванову, Л.И.Ширикову за предоставление программы, вычисляющей ϕ_{λ} и ϵ_{λ} деформированных ядер.

$\mathcal{F}(T)$ и $g(T)$ существенно зависят от $\Delta_n(T)$, $\Delta_p(T)$, определяемых уравнениями /4/. При решении этих уравнений мы использовали спаривательные константы G_n и G_p , полученные из анализа разностей масс соседних ядер /20, 21/; для всех ядер брались значения, приведенные в табл. 2 работы /20/, причем суммирование в первом уравнении /4/ для $\Delta_v(T)$ проводилось по всем состояниям дискретного и квазидискретного спектра /18, 19/ до энергии +10 МэВ, как и в /20/. Мы также проводили расчеты, учитывая иное число уровней, например, суммируя по состояниям $\epsilon_\lambda \leq 0$, или от $\epsilon_\lambda \geq -20$ МэВ до $\epsilon_\lambda \leq +5$ МэВ, используя при этом соответствующие значения G_n , G_p , рекомендуемые в /20/. Для $T \neq 0$ результаты практически не отличаются, если они совпадали при $T = 0$.

2. Результаты расчетов для редкоземельных элементов представлены на рис. 1 и 2, причем на рис. 1 величины \mathcal{F} , g , Δ изображены в зависимости от температуры T , а на рис. 2 - от энергии возбуждения U , что дает возможность показать зависимость всех величин от T и U для различных областей изменения T, U . Связь T и U для различных ядер также представлена на рис. 1. Из рис. 1.7 видно, что температурам $T \approx 0,5 \div 0,6$ МэВ соответствуют заметно отличающиеся энергии возбуждения U для различных ядер

Для моментов инерции \mathcal{F}_\perp и гиромагнитных отношений g_R при $T = U = 0$ наши результаты по существу совпадают с полученными в /5, 22, 23/. Начальные участки всех кривых на рисунках, соответствующие малым температурам $T \leq 0,2$ МэВ, представляют лишь чисто методические результаты вычисления $\mathcal{F}(T)$, $g(T)$, $\Delta(T)$, так как при таких малых энергиях возбуждения термодинамическое описание, очевидно, неприменимо. С ростом T мо-

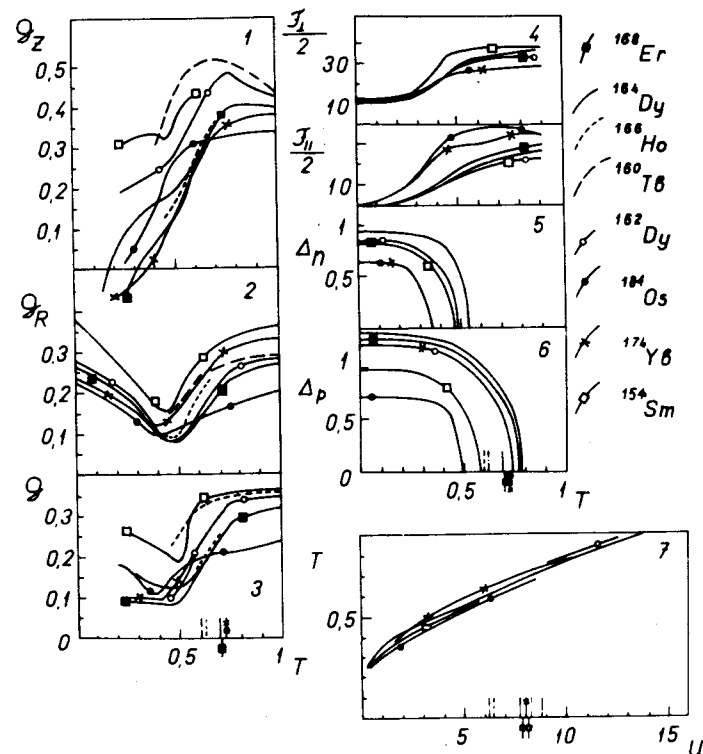


Рис. 1. Зависимость g -факторов, моментов инерции \mathcal{F} и парных корреляций Δ_n , Δ_p от температуры и связь температуры T с энергией возбуждения U для редкоземельных элементов. U , T , Δ_p , Δ_n даны в МэВ; \mathcal{F}_\perp , \mathcal{F}_\parallel - в h^2 /МэВ. Справа показано, каким ядрам соответствуют кривые на рисунках. С помощью тех же обозначений на горизонтальных осях рисунка отмечены энергии связи нейтрона U_n в соответствующих ядрах.

менты инерции возрастают, причем квазиклассическое их значение достигается лишь при температуре $T \sim 2 \div 3$ МэВ, что соответствует $U \sim 50 \div 100$ МэВ. Для $T \sim 0,6 \div 0,7$ МэВ $\mathcal{F}_\perp(T)$, $\mathcal{F}_\parallel(T)$ могут несколько превосходить предельные квазиклассические значения. Поведение

$\mathcal{F}_\perp(T), \mathcal{F}_\parallel(T)$ определяется для каждого ядра зависимостью от T чисел заполнения $n_\lambda^\nu(T)$ и спаривания $\Delta_n(T), \Delta_p(T)$. При $U \approx U_n$ $\Delta_n = 0$ для всех редкоземельных элементов.

Для некоторых ядер, например ^{168}Er , ^{154}Sm , также и $\Delta_p(U_n) = 0$, однако для многих ядер $\Delta_p(U_n)$, хотя и заметно меньше $\Delta_p(0)$, но все же $\Delta_p(U_n) \approx 0,5 \div 0,7 \text{ МэВ}$.

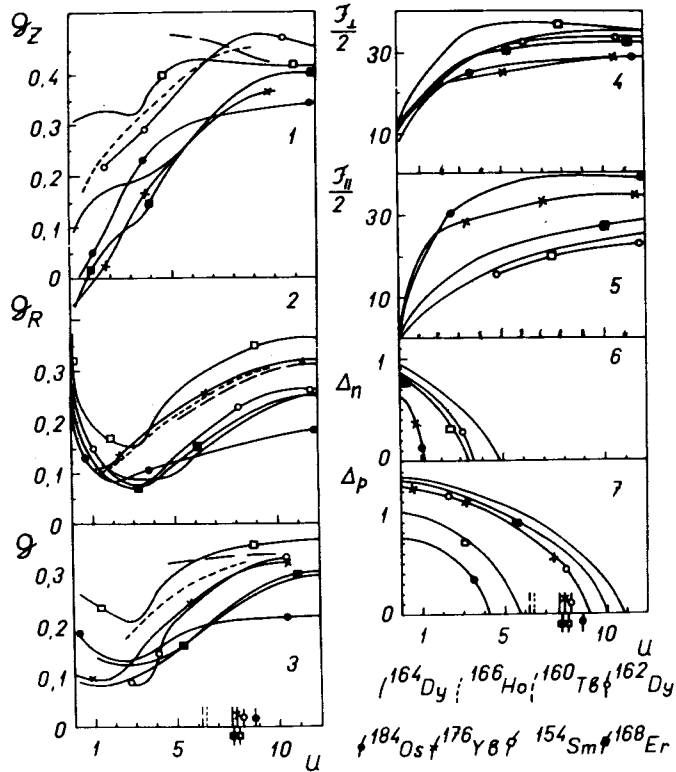


Рис. 2. Зависимость g -факторов, моментов инерции \mathcal{F} и парных корреляций Δ_n, Δ_p от энергии возбуждения U для редкоземельных элементов; обозначения аналогичны использованным на рис. 1.

3. Сложная зависимость гиромангнитных отношений $g_z(T), g_R(T), g(T)$ от T связана с зависимостью от T величин $\Delta_n(T)$ и $\Delta_p(T)$. Как показывают расчеты, квазиклассическое значение g -факторов $g \approx Z/A \approx 0,4$ достигается лишь при $T \sim 2 \div 3 \text{ МэВ}$, т.е. $U \sim 50 \div 100 \text{ МэВ}$.

Как видно из рис. 1 и 2, при $U \approx U_n$ расчет дает для различных ядер заметно различные значения g / например, для ^{184}Os $g \approx 0,15$, а для ^{154}Sm $g \approx 0,35$, которые могут существенно отличаться от квазиклассического значения $Z/A \approx 0,4$. Если ввести \bar{g} , усредненное по рассматриваемым редкоземельным элементам, то получим $\bar{g} = 0,27$, что заметно меньше квазиклассического значения $Z/A \approx 0,4$. В работах /10/ по измерениям g -факторов 11 нейтронных резонансов было найдено $\bar{g} \approx 0,34 \pm 0,22$. Обратим внимание на существенно различное поведение g_z и g_R . При $U \approx U_n$ для всех ядер g_R заметно меньше g_z , например, для ^{168}Er $g_z - g_R = 0,16$, а для ^{162}Dy $g_z - g_R = 0,24$, что сравнимо с g . При термодинамическом описании определяются среднеквадратичные отклонения $\sqrt{(\Delta g)^2}, \sqrt{(\Delta \mathcal{F})^2}$ величин g, \mathcal{F} от их найденных средних значений, обусловленные среднеквадратичными флуктуациями функции распределения нуклонов $\sqrt{(\Delta n)^2}$ при температуре T . Оценки /11/ $\sqrt{(\Delta n)^2}$ при $U \approx U_n$ дают $\sqrt{(\Delta g)^2} \approx 0,3$. Среднее значение g /11/ получено усреднением по К² /11/. При этом наличие $\sqrt{(\Delta K^2)^2} \approx 1/3$ служит причиной /11/ отклонения g от среднего значения /11/, $\sqrt{(\Delta g)^2} \approx |g_z - g_R| / 3 \approx 0,1$, где использована величина разности $|g_z - g_R|$ по рис. 1, 2. В /10/ для $\sqrt{(\Delta g)^2}$ из экспериментальных данных получена оценка $\sqrt{(\Delta g)^2} \approx 0,51 \pm 0,18$. Среди измеренных в работах /10/ g -факторов были найдены 1 или 2 случая $g \leq 0$. Эти экспериментальные данные не противоречат нашим результатам. Учитывая величину $\sqrt{(\Delta g)^2}$, можно ожидать, хотя и с малой вероятностью, наличия $g \leq 0$ для отдельных со-

стояний при $U \approx U_n$. Дальнейшие экспериментальные исследования g -факторов компаунд-состояний дадут возможность провести более полное сравнение теоретических и экспериментальных результатов и проверить правомерность термодинамического подхода для описания характеристик компаунд-состояний.

4. Мы провели также вычисление моментов инерции и g -факторов актинидов: результаты этих расчетов представлены на рис. 3. Каждой энергии U для всех этих ядер соответствует одна температура T , поэтому мы приводим на одном рисунке зависимость от T и U . Из рис. 3.8 и 3.9 видно, что для актинидов Δ_n и Δ_p обращаются в нуль при $U \approx U_n$. Изменение $\Delta(U)$ от значений $\Delta(U) \approx \Delta(0)$ до нуля происходит на интервале U всего лишь $\sim 1 \div 1,5$ МэВ; Δ_n обращается в нуль при энергии $U_C \approx 2 \div 3$ МэВ. Вычисленные нами $\mathcal{F}_\perp(0)$, рис. 3.4, совпадают с полученными в [4], но отличаются от \mathcal{F}_\perp , найденных в [24, 25, 26], так как в этих работах используются Δ_n, Δ_p , отличные от полученных нами из уравнений [3] с G_n, G_p из [20]. С ростом температуры $\mathcal{F}_\perp(T), \mathcal{F}_\parallel(T)$ быстро растут, так как при небольшой энергии возбуждения $U \approx 3$ МэВ $\mathcal{F}_\perp(U)$ вдвое превосходит $\mathcal{F}_\perp(0)$ основного состояния.

Для рассмотренных ядер $\mathcal{F}_\perp(U)$ ведут себя примерно одинаково, а $\mathcal{F}_\parallel(U)$ существенно различны. На рис. 3.6 и 3.7 мы привели \mathcal{F}_\parallel и \mathcal{F}_E [22/-/25/], характеризующие вращательную энергию компаунд-состояния. Как видно из рис. 3.4 и 3.7, для $U \geq 3$ МэВ $\mathcal{F}_E \approx \mathcal{F}_\perp$. При $U \approx 2 \div 3$ МэВ $\mathcal{F}_E(U)$ примерно вдвое превосходит $\mathcal{F}_\perp(0)$, поэтому вращательная энергия компаунд-состояния со спином 1 существенно отличается от вращательной энергии ядра при $T=0$ с тем же I . На рис. 3.1, 3.2 и 3.3 представлены g -факторы. При $U \approx U_n$ $g \approx 0,25 \div 0,35$, что несколько меньше квазиклассического значения $Z/A \approx 0,4$, которое

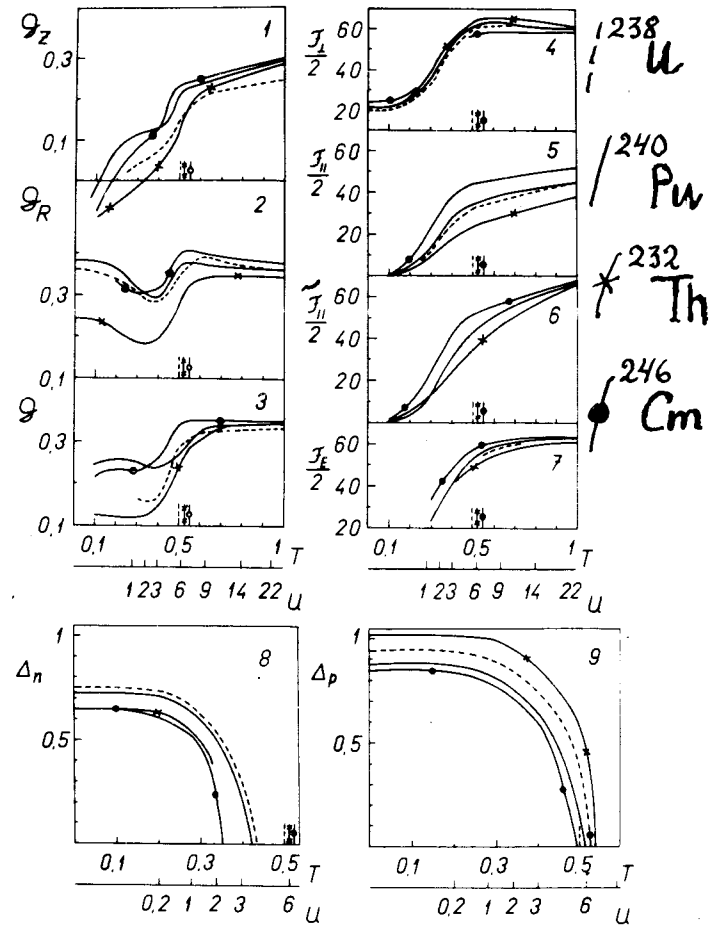


Рис. 3. Зависимость g -факторов, моментов инерции и парных корреляций Δ_n, Δ_p от энергии возбуждения U и температуры T для актинидов; T, U, Δ_n, Δ_p даны в МэВ; $\mathcal{F}_\perp, \mathcal{F}_\parallel, \mathcal{F}_E$ - в $h^2/\text{МэВ}$. Справа указано, каким ядрам соответствуют кривые на рисунках. С помощью тех же обозначений на горизонтальных осях отмечены энергии связи нейтрона U_n для соответствующих ядер.

достигается при $T \approx 2$ МэВ / $U \approx 100$ МэВ/. При этих же температурах принимают квазиклассические значения и моменты инерции $\mathcal{F}_\perp, \mathcal{F}_\parallel$ и $\mathcal{F}_E = \mathcal{F}_\parallel$. В настоящее время

отсутствуют экспериментальные данные о g -факторах как основных состояний /т.е. $g_R(0)$ для вращательных состояний/, так и компаунд-состояний актинидов. В работе /27/ лишь измерены отношения g_R для изотопов U; было найдено, что $g_R [^{234}\text{U}] : g_R [^{236}\text{U}] : g_R [^{238}\text{U}] = 1 : /0,98 \pm 0,06/ : /0,94 \pm 0,9/$. Такой же результат получа-

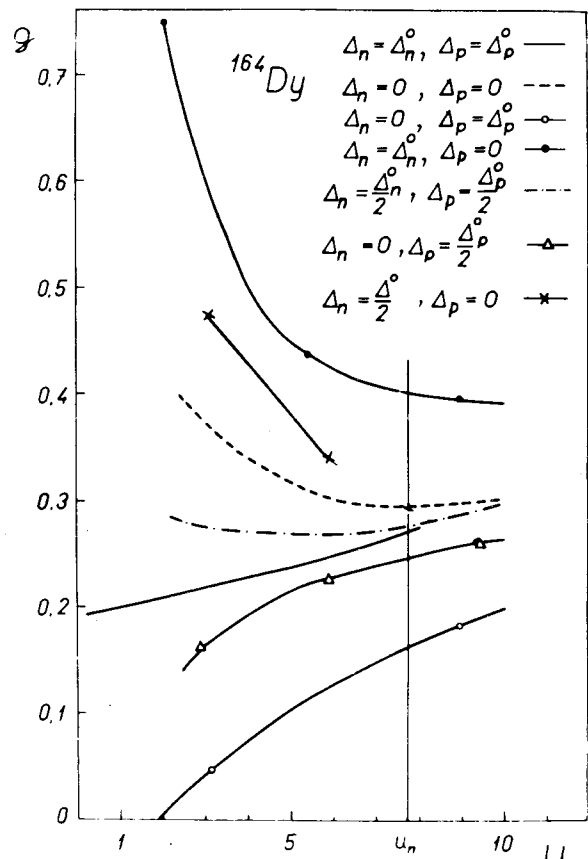


Рис. 4. Зависимость g -факторов от Δ_n, Δ_p для ^{164}Dy . Справа наверху указано, каким значениям Δ_n, Δ_p соответствуют кривые на рисунке. Энергия возбуждения U дана в МэВ. Вертикальная черта соответствует энергии связи нейтрона.

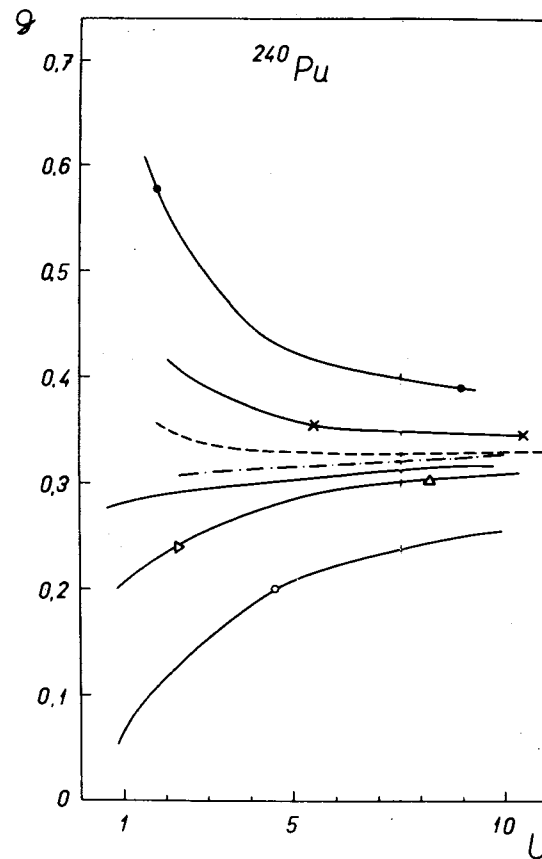


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для ^{240}Pu .

ется и в наших расчетах. Из сравнения рис. 2 с рис. 3 можно заключить, что поведение g -факторов лантанидов и актинидов заметно различно. У актинидов g -факторы различных ядер меньше отличаются при $U \sim U_n$, чем у лантанидов. Получение экспериментальных данных даст возможность проверить правомерность использованного метода вычисления \mathcal{F}, g .

6. Во всех расчетах мы находим $\Delta_v(T)$ по формулам /4/. При этом получаются термодинамически усреднен-

ные по многим состояниям $\Delta_\nu(T)$. Для отдельных нейтронных резонансов /или групп резонансов/ Δ могут различаться, вследствие чего g -факторы могут быть также существенно различными. Поэтому представляет интерес изучить зависимость g -факторов от значений Δ_n, Δ_p . На рис. 4 и 5 эта зависимость показана на примере ядер $^{164}\text{Dy}, ^{240}\text{Pu}$. Каждая кривая соответствует определенным Δ_n, Δ_p , одним и тем же для всех U . Мы рассматриваем разные возможности, меняя Δ_ν от $\Delta_\nu(0)$ до 0 при данном U . Как видно из рис. 4, 5, при изменении Δ_n, Δ_p в указанных пределах g меняется от $\sim 0,15$ до $0,4$ для $U \sim U_n$, это может приводить к разбросу значений $g \sim 0,2$, т.е. не превосходящему обсуждавшиеся выше. Получение в экспериментах малых g , ($< 0,2$), могло бы свидетельствовать о том, что $\Delta_n \approx 0$, а $\Delta_p \approx \Delta_p(0)$.

7. На рис. 7-9 представлены результаты расчетов, демонстрирующие на примере ядер $^{164}\text{Dy}, ^{240}\text{Pu}$ зависимость всех изучаемых величин от входящих в расчеты параметров. Рис. 6, 7 представляют связь энергии возбуждения U с температурой T для различных рассматриваемых ниже вариантов расчетов \mathcal{F}, g, Δ для ядер $^{164}\text{Dy}, ^{240}\text{Pu}$.

Зависимость \mathcal{F}_\perp, g от учета изменения Δ из-за наличия спина, т.е. от d , видна из рис. 8, 9, где расчеты с $d=0$ изображены сплошной кривой, а с учетом d - штрихованной. При $T=0$ они отличаются на 20% для \mathcal{F}_\perp и 10% для g ; с ростом T различие уменьшается, и при $\Delta_\nu=0$ они совпадают. Следовательно, учет изменения Δ не меняет существенно результатов.

При значениях спаривательных констант G_n, G_p из /20/ мы получаем, как и в /4, 5, 22, 23/ $\mathcal{F}_\perp(0)$, заметно меньшие экспериментально наблюдаемых. Для получения совпадающих с экспериментом \mathcal{F}_\perp надо для ^{164}Dy положить $G_n A = 17, G_p A = 21$, а для ^{240}Pu - $G_n A = 16,5, G_p A = 22$.

Рис. 6. Связь температуры T с энергией возбуждения U для ^{164}Dy , полученная в различных предположениях. T и U даны в МэВ, вертикальная черта соответствует энергии связи нейтрона U_n . Сплошная кривая — соответствует расчетам с равновесной деформацией и G_n, G_p из /20/, штрих-пунктирная кривая — получена

с меньшими G_n, G_p /см. текст/. Кривая \blacksquare получена при $\beta_{20} = 0,2; \beta_{40} = 0$ и равновесными G_n, G_p , а кривая \square - при тех же β , но с G_n, G_p , найденными из /26/. Кривая \bullet получена при $\beta_{20} = 0,03, \beta_{40} = 0$ и равновесных G_n, G_p , а кривая \circ - при тех же β , но с G_n, G_p , найденными из /26/. Кривая \times соответствует $\beta_{20} = 0,28, \beta_{40} = 0$ и равновесным G_n, G_p .

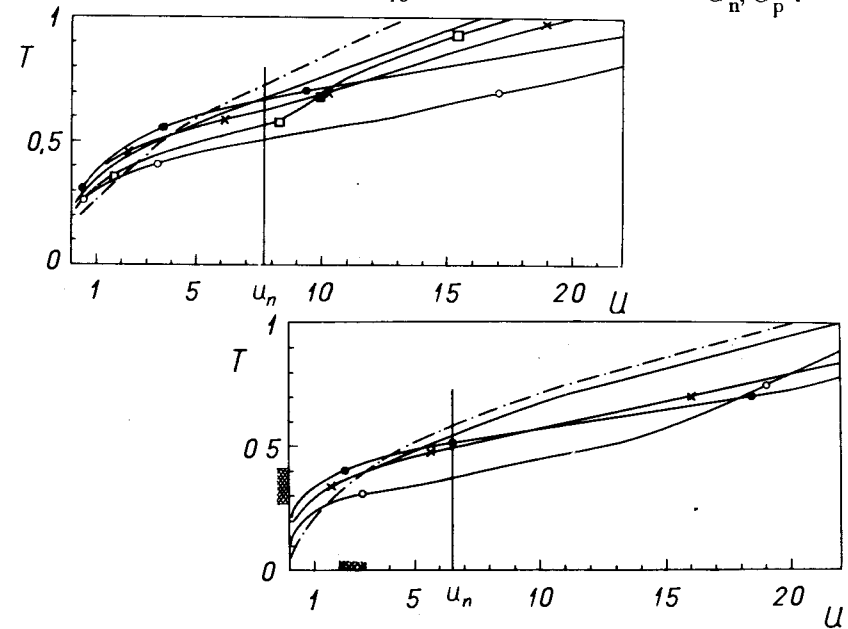


Рис. 7. Связь температуры T с энергией возбуждения U для ^{240}Pu , полученная в различных предположениях. T и U даны в МэВ, вертикальная черта соответствует энергии связи нейтрона U_n . Сплошная кривая — соответствует расчетам с равновесной деформацией и G_n, G_p из /20/, штрих-пунктирная кривая — получена с меньшими G_n, G_p /см. текст/. Кривая \blacksquare получена при $\beta_{20} = 0,02, \beta_{40} = 0$ и равновесных G_n, G_p , а кривая \square - при тех же β , но с G_n, G_p , найденными из /26/. Кривая \times соответствует $\beta_{20} = -0,28; \beta_{40} = 0$ и равновесным G_n, G_p .

Результаты расчетов с такими G_n, G_p изображены штрих-пунктирной кривой на *рис. 6-9*. Так как эти G_n, G_p заметно меньше, чем G_n, G_p из /20/, Δ_n, Δ_p обращаются в нуль при меньших T , что видно из *рис. 8.6; 8.7 и 9.4; 9.8*. Моменты инерции и g -факторы при $U \approx U_n$ различаются для этих двух вариантов G очень слабо.

Для ^{240}Pu представляет интерес область энергий $U \sim 2 \div 3$ МэВ, т.е. $T \sim 0,3 \div 0,4$ МэВ; эти интервалы энергий и температур заштрихованы на *рис. 7 и 9*. Именно при таких энергиях возбуждения были найдены /28/ состояния с моментом инерции вдвое большим, чем в основном состоянии. Это связывается /24, 25, 26/ с увеличением деформации в таких состояниях по сравнению с деформацией основного при условии, что ядро остается "холодным". Как видно из *рис. 9*, определяющие вращательную энергию моменты инерции $\mathcal{I}_\perp(T)$ и $\mathcal{I}_E(T)$ "нагретого" ядра при $U \approx 3$ МэВ превосходят вдвое $\mathcal{I}_\perp(0)$ основного состояния при сохранении в возбужденном состоянии равновесной деформации основного. Это уже отмечалось при обсуждении *рис. 3*.

8. Теперь рассмотрим зависимость Δ, \mathcal{I} и g от деформации ядра, что представляет интерес, так как деформация компаунд-состояния может, вообще говоря, отличаться от деформации основного состояния. На *рис. 6-9* приведены результаты таких расчетов для $^{164}\text{Dy}, ^{240}\text{Pu}$.

Обсуждая расчеты для неравновесных деформаций, необходимо отметить, что параметры одночастичного потенциала, определяющего $\phi_\lambda, \epsilon_\lambda$ /18, 19/, известны лишь для равновесных деформаций. Как выполнить их экстраполяцию для деформаций, отличных от равновесной, неизвестно. Мы сохраняли все параметры одночастичного потенциала, меняя лишь β и сохраняя объем

ядра /18, 19/. При больших отклонениях β от равновесного, например, при $\beta_{20} \sim 0,6 \div 0,8$, это нельзя считать удовлетворительным даже приближенно.

Для зависимости спаривательных констант G_n, G_p от деформации в работах /20, 21/ предложена полученная из анализа масс ядер формула:

$$G_\nu A = g_\nu + g'_\nu \beta_{20}^2 A^{5/3} \quad /26/$$

Положив для ^{164}Dy $g_n = 16,7; g_p = 19,5; g'_n = 0,0065; g'_p = 0,016$ и для ^{240}Pu $g_n = 15,4; g_p = 18; g'_n = 0,006; g'_p = 0,0148$, получаем приведенные в *табл. 2* работы /20/ значения G_n, G_p этих ядер. Проводя расчеты для неравновесных β , мы либо используем G_n, G_p , полученные из /26/, либо полагаем, что G_ν не зависят от β , и используем G_n, G_p , взятые при равновесных деформациях. Результаты для этих двух случаев получаются совершенно различными, как это видно из *рис. 6-9*. На этих рисунках все величины приведены как функции температуры. Связь энергии возбуждения U , приводящей к "нагреванию" ядра, с температурой T представлена для рассматриваемых случаев на *рис. 6, 7*. Формулу /3/, связывающую U с T , следует для таких расчетов рассматривать, разумеется, лишь очень условно. Из *рис. 6, 7* видно, что данной температуре T для разных вариантов соответствуют различные U . Очень сильно отличаются зависимости $\Delta_\nu(T)$ и $\mathcal{I}(T)$ от температуры T /см. *рис. 8 и 9*, \mathcal{I}_\perp могут отличаться в несколько раз. Для деформаций, меньших равновесной, моменты инерции "нагретых" ядер оказываются больше моментов инерции для равновесной деформации, особенно при G_n, G_p из /26/, как видно из *рис. 8.6, 8.7 и 9.4, 9.8*. Это объясняется видом одночастичного спектра при этих деформациях и зависимостью Δ_n, Δ_p от T . Наличие большого момента инерции не обязательно связано с большой де-

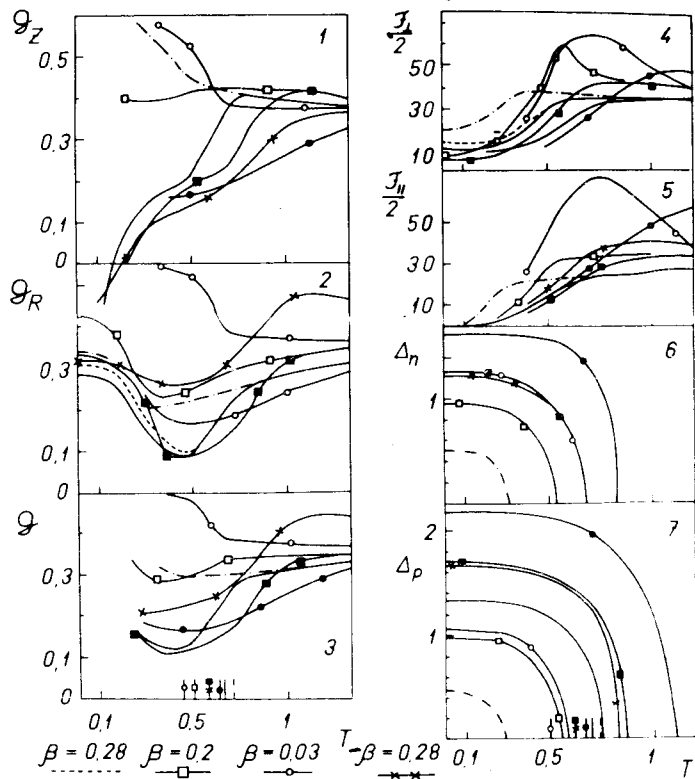


Рис. 8. g -факторы, моменты инерции \mathcal{J} , энергии парных корреляций Δ_n , Δ_p для ^{164}Dy , полученные в различных предположениях. T , Δ_n , Δ_p даны в МэВ, \mathcal{J}_\perp , \mathcal{J}_\parallel - в $\hbar^2/\text{МэВ}$. Все обозначения кривых те же, что и на рис. 6. С помощью тех же обозначений на горизонтальных осях отмечены температуры, соответствующие энергиям связи нейтрона для различных вариантов.

формацией. "Нагретое" сферическое ядро имеет \mathcal{J} гораздо большее, чем ядро с равновесной деформацией $\beta \sim 0,2 \div 0,3$. Разумеется, при достижении квазиклассического предела при $T \sim 1 \div 2$ МэВ моменты инерции во всех случаях принимают твердотельные значения. Для рассмотренных нами различных деформаций и G_n , G_p

g -факторы принимают значения от $\sim 0,1$ до $\sim 0,4$. Большие, $0,4$, значения g получаются для малых деформаций

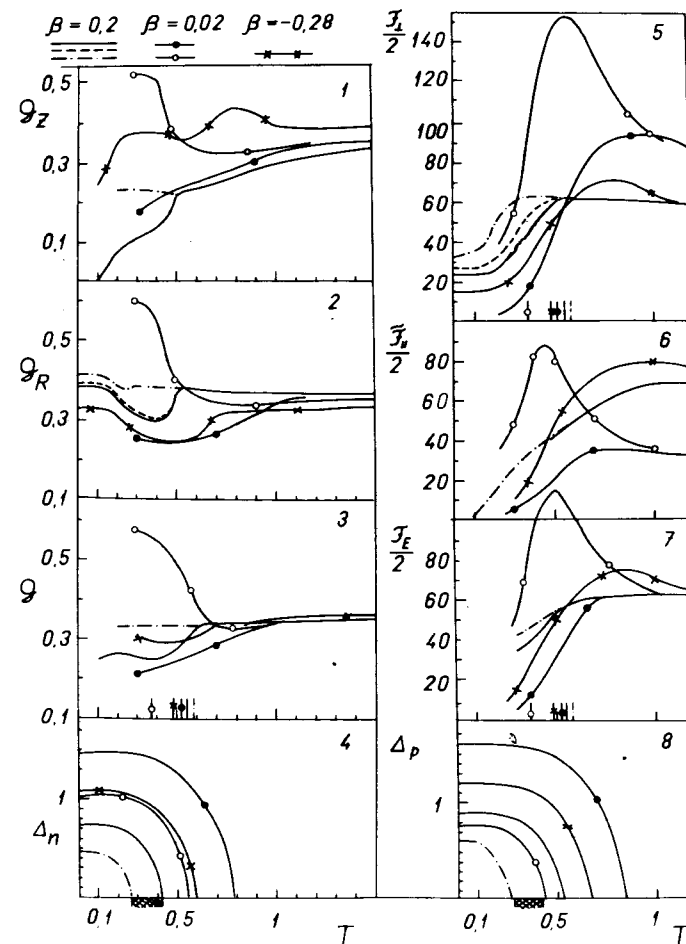


Рис. 9. g -факторы, моменты инерции \mathcal{J} и энергии парных корреляций Δ_n и Δ_p для ^{240}Pu , полученные в различных предположениях. T , Δ_n и Δ_p даны в МэВ; \mathcal{J}_\perp , \mathcal{J}_\parallel , \mathcal{J}_E - в $\hbar^2/\text{МэВ}$. Все обозначения кривых те же, что и на рис. 7. С помощью тех же обозначений на горизонтальных осях отмечены температуры, соответствующие энергиям связи нейтрона для различных вариантов.

и малых G_n, G_p из /26/; при равновесных G_n, G_p g оказываются для малых β малыми: $\sim 0,1$ для ^{164}Dy , $0,2$ для ^{240}Pu . Получение экспериментальных данных для g позволит сделать заключение о возможности существования компаунд-состояний со свойствами, отличными от свойств основного состояния.

9. Мы рассмотрели следствия, к которым приводит уменьшение деформации в компаунд-состоянии по сравнению с основным состоянием. При попытке изучать большие деформации, $\beta \sim 0,6$, возникает ряд существенных неопределенностей, как это уже упоминалось выше. Неизвестны параметры одночастичного потенциала при таких больших деформациях и значения G_n и G_p . Так, если для оценки G воспользоваться формулой /26/, то для ^{240}Pu при $\beta_{20} = 0,6$ получим $G_n A = 35$, $G_p A = 67$, тогда из /4/ найдем при $T = 0$ $\Lambda_n = 3,6$ МэВ, $\Lambda_p = 8$ МэВ.

При таких значениях Λ для $\beta = 0,6$ оказывается $\mathcal{F}_{\perp}(0) = 15h^2/\text{МэВ}$, т.е. меньше, чем в состоянии с $\beta = 0,2$. Если же полагать, как это сделано в /24, 25, 26/, что параметры потенциала не меняются при переходе от $\beta = 0,2$ к $\beta = 0,6$ и G_p практически не зависит от β , то \mathcal{F}_{\perp} при $T=0$ получается для $\beta = 0,6$ примерно вдвое больше, чем для $\beta_{20} \approx 0,2$. Однако такой расчет нельзя считать сколько-нибудь обоснованным. Какой-либо иной, чем /26/, зависимости G_p от β , правильно описывающей разности масс соседних ядер при различных деформациях, в настоящее время не получено. Нет корректного метода построения одночастичного потенциала для деформаций, сильно отличающихся от равновесной, и нахождения ϵ_{λ} и ϕ_{λ} при такой деформации. Поэтому для гипотетических состояний с аномально большой деформацией сколько-нибудь достоверные результаты в настоящее время получить невозможно.

Автор благодарен Ф.А.Гарееву, И.Н.Михайлову, Н.И.Пятову, В.И.Фурману за полезные дискуссии.

Литература

1. Г.Бете. Физика ядра. Часть II, Гостехиздат, 1948.
2. А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 37, 249 /1959/.
3. S. T. Belyaev. Selected Topics in Nuclear Theory, ed. F. Janouch (IAEA, Vienna, 1963); Nucl. Phys., 23, 322 /1961/.
4. S. G. Nilson and O. Prior. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 32, No. 16 /1961/.
5. O. Prior, F. Boehm, S. G. Nilson. Nucl. Phys., A110, 257 /1968/.
6. Ю. Т. Гринь, В. М. Струтинский. ЯФ, 1, 420 /1965/.
7. Ю. Т. Гринь. ЖЭТФ, 43, 1880 /1962/.
8. Т. Камтури. Progr. Theor. Phys., 31, 595 /1964/.
9. А. В. Игнатюк. ЯФ, 17, 502 /1973/.
10. В. П. Алфименков, Г. П. Жуков, Г. И. Зимин и др. ЯФ, 17, 13 /1973/; В. П. Алфименков, В. А. Вагов, В. Н. Замрий и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-8004, Дубна, 1974; Phys. Lett., 53B, 429 /1975/; В. П. Алфименков, Л. Ласонь, Ю. Д. Мареев и др. ОИЯИ, РЗ-9497, Дубна, 1976.
11. Г. Г. Буналян. ОИЯИ, Р4-8889, Дубна, 1975.
12. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. М. Халатников. ЖЭТФ, 35, 265 /1958/; А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике, Физматгиз, М., 1962.
13. А. Б. Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Наука, М., 1965.
14. M. Sano, S. Yamasaki. Prog. Theor. Phys., 29, 397 /1963/.
15. P. Decowski et al. Nucl. Phys., A110, 129 /1968/.
16. А. В. Игнатюк, И. Н. Шубин. ЯФ, 8, 1135 /1968/; ЯФ, 11, 1012 /1970/.
17. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ, 46, 1680 /1964/; А. В. Migdal. Nucl. Phys., 76, 441 /1966/.
18. Ф. А. Гареев, С. П. Иванова, В. Г. Соловьев, С. И. Федотов. ЭЧАЯ, 4, 357 /1973/.
19. F. A. Gareev, S. P. Ivanova, L. A. Malou, V. G. Soloviev. Nucl. Phys., A17, 133 /1971/.
20. А. И. Вдовин, А. Л. Комов, Л. А. Малов. ОИЯИ, Р4-5125, Дубна, 1970.
21. Е. П. Григорьев, В. Г. Соловьев. Структура чуждых деформированных ядер. Наука, М., 1974.

22. А.А.Кулиев, Н.И.Пятов. ЯФ, 20, 297 /1974/.
23. Д.Караджов, И.Н.Михайлов, Й.Пиперова. ОИЯИ, Р4-8013, Дубна, 1974.
24. M.Brack et al. Nucl.Phys., A234, 185 /1974/.
25. A.Sobiszewski et al. Nucl.Phys., A202, 274 /1973/.
26. I.Hamamoto. Phys.Lett., 56B, 431 /1975/.
27. R.D.Mecker et al. Nucl.Phys., A224, 429 /1974/.
28. H.J.Specht. Rev.Mod.Phys., 46, 773 /1974/.

*Рукопись поступила в издательский отдел
19 апреля 1976 года.*