

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

У298/83

22/8-83

P4-83-365

И.Н.Михайлов, Р.Г.Назмитдинов*, С.Цвек

ФОРМА И СПЕКТР γ -КВАНТОВ
БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР

Направлено в журнал
"Ядерная физика"

* НИИФ Ташкентского государственного университета

1983

Анализ экспериментальных данных, которые были получены при изучении высокоспиновых состояний атомных ядер с угловыми моментами до 60-80h, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами и имеющих значительную энергию возбуждения, требует знания основных факторов, которые определяют эволюцию продуктов реакции в процессе девозбуждения. Наиболее важным из этих факторов являются параметры, характеризующие форму самосогласованного ядерного поля, энергию деформации, инерционные свойства, а также плотность уровней возбужденного остаточного ядра. Несомненно, что определяющим среди всех факторов является то, насколько хорошо мы определим самосогласованное ядерное поле вращающегося возбужденного ядра.

Объединяя идеи, использовавшиеся ранее при описании свойств холодных вращающихся ядер, с одной стороны, и при описании статистических свойств возбужденных ядер в области малых угловых моментов - с другой, мы надеемся проследить основные закономерности эволюции свойств быстровращающихся ядер в процессе девозбуждения. Для упрощения модели мы не будем учитывать парные корреляции сверхпроводящего типа, роль которых существенна при угловых моментах $1 \leq 25-30h$ и в области низких температур $T \leq 0,6$ МэВ/.

Будут рассмотрены следующие характеристики быстровращающихся ядер:

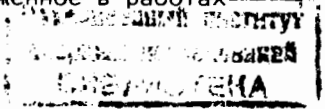
- а/ параметры квадрупольной и гексадекапольной деформаций среднего поля,
- б/ энергия деформации холодных и нагретых ядер,
- в/ инерционные параметры,
- г/ спектр γ -квантов быстровращающегося ядра.

Пункты а/-в/ рассматривались в работе /1/ на основе потенциала Нильссона для ядер деформированной области с $150 < A < 190$. Анализ, представленный ниже, проводится с помощью потенциала Вудса-Саксона для ряда ядер переходной области, статическая деформация которых при $I=0$ относительно мала.

§1. ФОРМА БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР

1. Основные положения

Изучение формы холодных вращающихся ядер на основе модели принудительного вращения с использованием метода оболочечных поправок Струтинского, предложенное в работах /2-4/, основано на следующих предположениях:



1/ вращение ядра можно рассматривать квазиклассически в рамках кренкинг-модели;

2/ доминирующая компонента энергии деформации, плавно меняющаяся от ядра к ядру, может быть вычислена в рамках модели жидкой капли с параметрами, взятыми для невращающегося ядра. Часть энергии деформации, определяемая оболочечной структурой ядра, может быть вычислена в рамках метода Струтинского;

3/ геометрические параметры среднего поля / R_0 - радиус ядра, параметр диффузности и др. / не зависят от углового момента.

Следует ожидать, что сформулированные предположения применимы к описанию не только состояний ираст-полосы, но и состояний, возбужденных над ней. Если энергия возбуждения достаточно велика, то такие состояния можно рассматривать как многочастичные конфигурации по отношению к ираст-полосе и для описания их усредненных характеристик использовать статистический подход.

В рамках статистического описания макросостояние определяется величиной физических переменных, усредненных по большому числу микросостояний возбужденного ядра, и средняя величина соответствующего оператора может быть представлена в виде

$$\langle \hat{O} \rangle = \text{Sp} \{ \hat{O} \exp(-\hat{H}/t) \} / \text{Sp} \{ \exp(-\hat{H}/t) \}, \quad /1/$$

где \hat{H} - гамильтониан рассматриваемой системы и t - температура возбужденного /нагретого/ ядра.

В приближении самосогласованного поля многочастичный гамильтониан \hat{H} заменяют соответствующим образом выбранным одночастичным гамильтонианом. Для вращающегося ядра последний представляем как сумму одночастичных операторов Раусса:

$$R_{O.ч.} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}(r) - \omega \hat{j}_x. \quad /2/$$

В наших расчетах среднее поле $V(r)$ аппроксимируем потенциалом Вудса-Саксона, параметры которого более подробно описаны ниже.

При учете температурного усреднения выражение для функции Раусса вращающегося ядра можно записать в виде /1/

$$R(\beta, \gamma; \omega, t) = E_{ж.к.}(\beta, \gamma; \omega = t=0) + \sum_{i=1}^{\infty} \epsilon_i(\beta, \gamma, \omega) \bar{n}_i(t) - \sum_{i=1}^{\infty} \epsilon_i(\beta, \gamma, \omega = 0) \bar{n}_i(t=0). \quad /3/$$

Здесь $E_{ж.к.}$ - энергия невращающегося ядра в модели жидкой капли, ϵ_i - энергии одночастичных состояний, определенные как собственные значения оператора Раусса /2/:

$$\hat{R}_{O.ч.}(\beta, \gamma, \omega) \Phi_i = \epsilon_i(\beta, \gamma, \omega) \Phi_i. \quad /4/$$

Числа заполнения одночастичных состояний в нагретом ядре определены как

$$\bar{n}_i(t) = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\epsilon_i(\beta, \gamma, \omega) - \lambda}{t} \right] \right\}^{-1}, \quad /5/$$

где химический потенциал λ для протонов и нейтронов связан с соответствующим числом частиц уравнением

$$N_Z = \sum_i \bar{n}_i. \quad /6/$$

В последнем слагаемом соотношения /4/ черта обозначает усреднение по методу оболочечной поправки. Процедура /4/ является корректной при условии, что выбранный потенциал обеспечивает выполнение условия

$$\sum_i \epsilon_i(\beta, \gamma, \omega, t=0) - \sum_i \epsilon_i(\beta, \gamma, \omega = t=0) = -\frac{1}{2} \omega^2 J_{T.T.}(\beta, \gamma), \quad /7/$$

то есть приблизительное равенство гладкой части энергии вращения для холодного ядра и твердотельной энергии вращения для данного ядра при той же деформации.

Энтропия нагретого ядра S и его энергия возбуждения U над ираст-полосой определяются соотношением

$$S = \sum_i \left[\frac{\epsilon_i(\beta, \gamma, \omega) - \lambda}{t} \bar{n}_i(t) - \ln(1 - \bar{n}_i(t)) \right]. \quad /8/$$

$$U = \sum_i \epsilon_i(\beta, \gamma, \omega) [\bar{n}_i(t) - \bar{n}_i(t=0)], \quad /9/$$

а соответствующий рассматриваемой частоте вращения ω угловой момент в рамках кренкинг-модели определен как

$$I = \sum_i j_{ii}^x \bar{n}_i(t). \quad /10/$$

где одночастичные матричные элементы j_{ii}^x вычислены с помощью волновых функций ϕ_i из /4/.

При описании свойств возбужденных /нагретых/ ядер можно работать с различными термодинамическими потенциалами, определенными в пространстве соответствующих термодинамических переменных. Наиболее удобными являются следующие потенциалы:

а/ функция Гиббса-Раусса

$$F_R(N, \omega, t) = R(N, \omega, t) - tS, \quad /11/$$

б/ функция Гиббса, или свободная энергия,

$$F(N, I, t) = F_R(N, \omega, t) + \omega I, \quad /12/$$

в/ энергия при фиксированной энтропии

$$E(N, S, I) = F(N, I, t) + tS = E(N, S = 0, I) + U(N, I), \quad /13/$$

где $E(N, 0, I)$ - энергия ираст-полосы и $U(N, I)$ - энергия возбуждения над ираст-полосой при фиксированном I .

Выбор соответствующего термодинамического потенциала определяется природой рассматриваемой задачи. Естественно, что при описании равновесных характеристик нагретых ядер все перечисленные потенциалы эквивалентны и равновесную форму среднего поля нагретого ядра можно найти из условия экстремума любого из них.

В качестве одночастичного гамильтониана среднего поля ядра используем потенциал Вудса-Саксона, который имеет вид:

$$V^{(n)}(\vec{r}; \beta) = V_{Ц}^{(n)}(\vec{r}; \beta) + V_{\ell_s}^{(n)}(\vec{r}; \beta), \quad /14а/$$

$$V^{(p)}(\vec{r}; \beta) = V_{Ц}^{(p)}(\vec{r}; \beta) + V_{\ell_s}^{(p)}(\vec{r}; \beta) + V_{кул.}(\vec{r}; \beta). \quad /14б/$$

Здесь $V_{Ц}$ - центральная часть потенциала среднего поля, V_{ℓ_s} - спин-орбитальный потенциал, а $V_{кул.}$ - кулоновский потенциал равномерно заряженного тела, ограниченного ядерной поверхностью. Центральный потенциал задаем в виде

$$V_{Ц}(\vec{r}; \beta) = -V_0 f(\vec{r}; \beta). \quad /15/$$

В этой формуле V_0 - глубина потенциальной ямы, а f - функция, зависящая от формы ядра и координаты точки внутри ядра,

$$f(\vec{r}; \beta) = 1 / (1 + \exp(s(\vec{r}; \beta)/a)), \quad /16/$$

где по определению $s(\vec{r}; \beta)$ - расстояние точки \vec{r} от ядерной поверхности; a - параметр, описывающий размытость потенциала на поверхности ядра, β - набор параметров деформации ($\beta \equiv \{\beta_2, \beta_4, \gamma\}$). Для квадрупольной деформации принята параметризация Бора

$$\beta_{20} = \beta_2 \cos \gamma, \quad /17/$$

$$\beta_{22} = \beta_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_2 \sin \gamma,$$

где угол γ описывает отклонение от аксиальной симметрии. Предположено, что гексадекапольная степень свободы не нарушает сим-

метрии квадрупольной деформации; другими словами, при переходе от $\gamma = 0^\circ$ к $\gamma = \pi \times 60^\circ$ ($\pi = \pm 1, \pm 2, \pm 3$) квадрупольная и гексадекапольная степени свободы имеют одни и те же оси симметрии. Это приводит к трем независимым видам параметризации гексадекапольной степени свободы, одна из которых, используемая в данной работе, имеет вид

$$\alpha_{40} = \frac{\beta_4}{6} (5 \cos^2 \gamma + 1),$$

$$\alpha_{42} = \alpha_{4-2} = \frac{\beta_4}{6} \sqrt{\frac{15}{2}} \sin 2\gamma, \quad /18/$$

$$\alpha_{44} = \alpha_{4-4} = \frac{\beta_4}{6} \sqrt{\frac{35}{2}} \sin^2 \gamma,$$

где β_4 - константа, определяющая величину гексадекапольной деформации. Потенциал спин-орбитального взаимодействия выбран в стандартном виде:

$$V_{\ell_s}(\vec{r}; \beta) = \alpha \lambda \left(\frac{\hbar}{2Mc}\right)^2 (\vec{V}_{Ц}(\vec{r}; \beta) (\vec{\sigma} \times \vec{p})). \quad /19/$$

Для параметров среднего поля R_0 , a , V_0 , λ взяты модифицированные параметры Госта /см. работу /5'/.

2. Результаты расчета

Мы провели расчеты формы быстровращающихся ядер из переходной области с $Z \approx 56$ и $N \approx 70$ с помощью термодинамических потенциалов при $t = 0,2$ МэВ. Энергия возбуждения, соответствующая данной температуре, $U \leq 0,5$ МэВ, - мала, поэтому мы считаем, что полученные результаты достаточно надежны в описании поведения ядер на ираст-линии. С другой стороны, такая малая температура заметно сглаживает осцилляции оболочечной энергии и улучшает условия применимости используемой нами схемы расчета.

На рис.1 приведены карты свободной энергии ^{118}Te . Ядро является достаточно мягким относительно неаксиальной деформации. Анализ жидкокапельной компоненты энергии деформации ^{118}Te /см. рис.2/ показывает, что увеличение аксиальной деформации β_2 с ростом углового момента обусловлено ослаблением оболочечных эффектов. Аналогичный результат был получен в работе /6/. Однако при высоких спинах ($I \geq 50 \hbar$) жесткость жидкокапельной компоненты является незначительной и именно оболочечная поправка определяет значительную трехосность ядра ($\gamma \sim -30^\circ$).

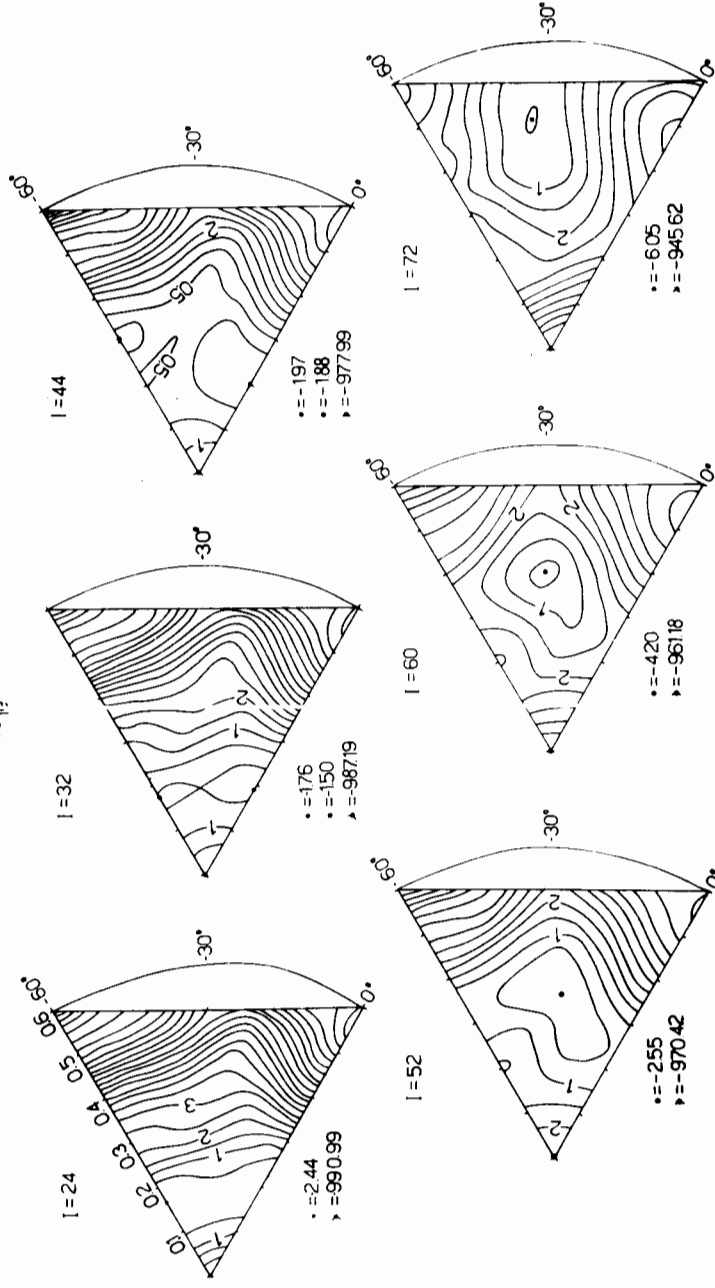


Рис.1. Карты эквипотенциальных поверхностей функции Гиббса $F(\beta; \gamma; I; t)$ при различных значениях углового момента I и температуре $t = 0,2 \text{ МэВ}$ $^{118}\text{Tl}_2$. Точки соответствуют минимуму свободной энергии $F_{\text{мин}} = F(\beta = \gamma = 0) + \Delta F(\beta, \gamma)$ мин. / соответствующие значения $F(0,0)$ и $\Delta F_{\text{мин}}$ указаны под каждой картой/. Цифры на линиях с постоянным значением функции F определяют масштаб изменения данной функции, например, линия с цифрой 2 соответствует значению $F = F_{\text{мин}} + 2 \text{ МэВ}$.

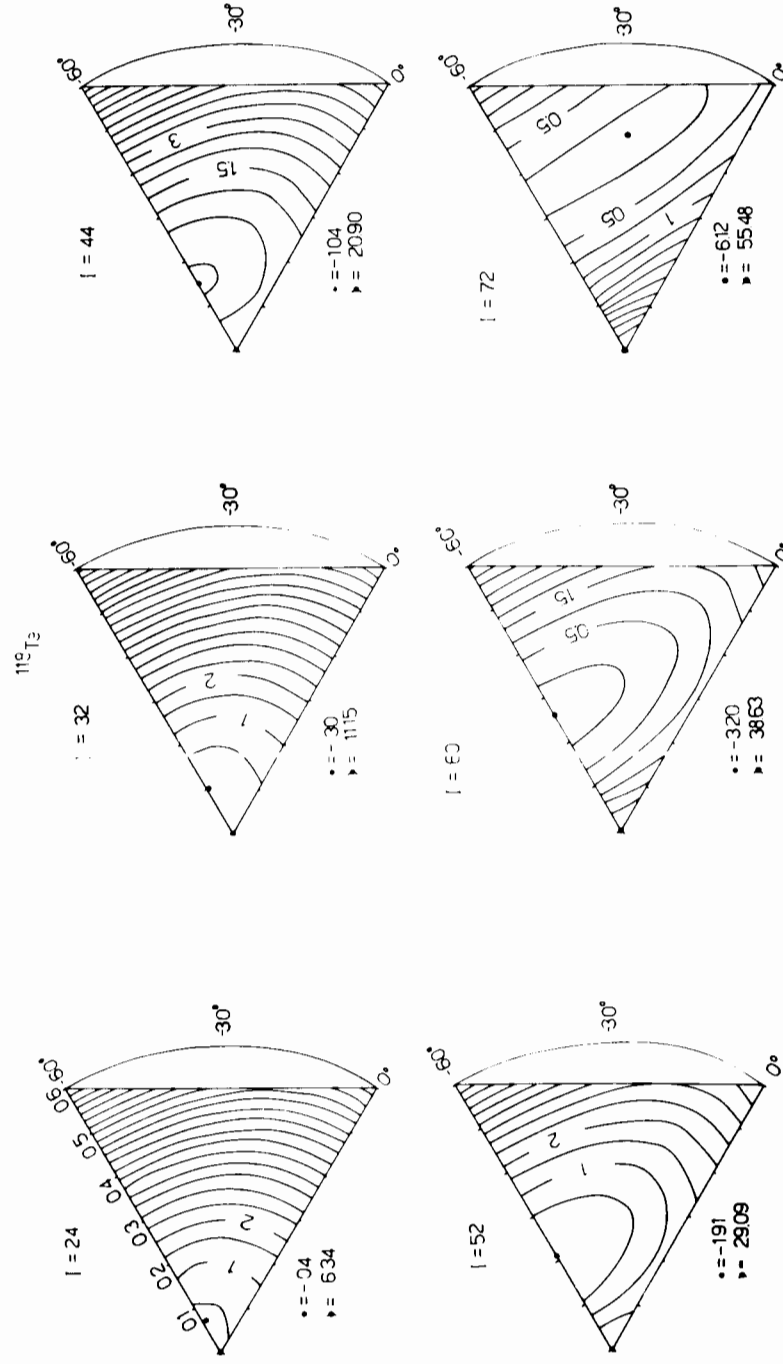


Рис.2. Карты эквипотенциальных поверхностей $^{118}\text{Tl}_2$ при различных значениях I . Пояснение к рисунку такое же, как и к рис.1.

Ираст-линию ^{118}Te можно представить как пересечение трех полос /см. рис.3/. При малых угловых моментах, когда оболочечная компонента энергии деформации является определяющей при выборе параметров равновесной деформации вращающегося ядра, ^{118}Te характеризуется аксиально-сплюснутыми формами, что типично для магических ядер /число протонов у ^{118}Te близко к магическому с $Z = 50$ /. В этом случае энергия деформации невращающегося ядра имеет достаточно ярко выраженный минимум для аксиально-сплюснутых форм / $\gamma = +60^\circ$ /. При $I > 30\hbar$ оболочечные эффекты обуславливают предпочтительность аксиально-вытянутых форм ($\gamma \approx 0^\circ$), которые соответствуют второй полосе на рис.3. Третья полоса соответствует неаксиальным формам, которые характеризуют ^{118}Te при высоких спинах ($I > 44\hbar$). Аналогичные предсказания для эволюции формы ^{118}Te при вращении получены на основе потенциала Нильссона /7/.

Отметим интересный результат, полученный для ядра ^{130}Ba . При $I = 48\hbar$ /рис.4/ оболочечные эффекты приводят к появлению двух сравнимых по глубине минимумов на осях аксиально-сплюснутой / $\gamma = -60^\circ$, $\beta_2 = 0,2$ / и аксиально-вытянутой / $\gamma = 0^\circ$, $\beta_2 = 0,31$ / деформации. Нам кажется, что величина барьера между минимумами, равная 1 МэВ, позволяет интерпретировать эти состояния, как изомеры формы. При $I = 60\hbar$ величина барьера уменьшается до 0,5 МэВ, и при увеличении углового момента энергетически выгодными становятся аксиально-вытянутые формы.

В дальнейшем при $I > 70\hbar$ ядро приобретает трехосную деформацию, которая сохраняется до предельных угловых моментов в нашем варианте расчета ($I \leq 90\hbar$).

На рис.5 изображены графики зависимости положения минимума свободной энергии от величины углового момента /годографы/ для ядер ^{122}Te , 126 , 130 , ^{138}Ba , рассчитанные при $t = 0,2$ МэВ.

Расчеты показали, что изменение формы, вызванное вращением для ядер с незаполненной нейтронной оболочкой ($N \sim 70$) и числом протонов $Z \geq 56$, имеет характерные особенности, сходные с предсказаниями, сделанными в работе /1/ для ядер редкоземельной области ($150 < A < 190$). При умеренно больших угловых моментах, $I \sim 20-30\hbar$, энергетически выгодной является аксиально-вытянутая форма ($\gamma = 0^\circ$) с небольшой деформацией β_2 ($\beta_2 \sim 0,2$). Малая жесткость таких атомных ядер обуславливает неустойчивость формы относительно неаксиальной деформации при возрастании углового момента. Кроме того, вклад в энергию деформации оболочечных эффектов сравним при данных спинах с вкладом жидкокапельной компоненты энергии деформации. С увеличением углового момента предпочтительным становится вращение со сплюснутыми аксиальными формами ($\gamma = 60^\circ$) и небольшой деформацией ($\beta_2 \sim 0,15$). При достаточно сильном вращении, $I \approx 50-60\hbar$, ядро приобретает заметную трехосную деформацию ($\beta_2 = 0,4$; $\gamma \approx 15-20^\circ$).

Несколько по-иному ведут себя ядра с числом нейтронов, близким к магическому числу $N \sim 82$. При малых угловых моментах форма

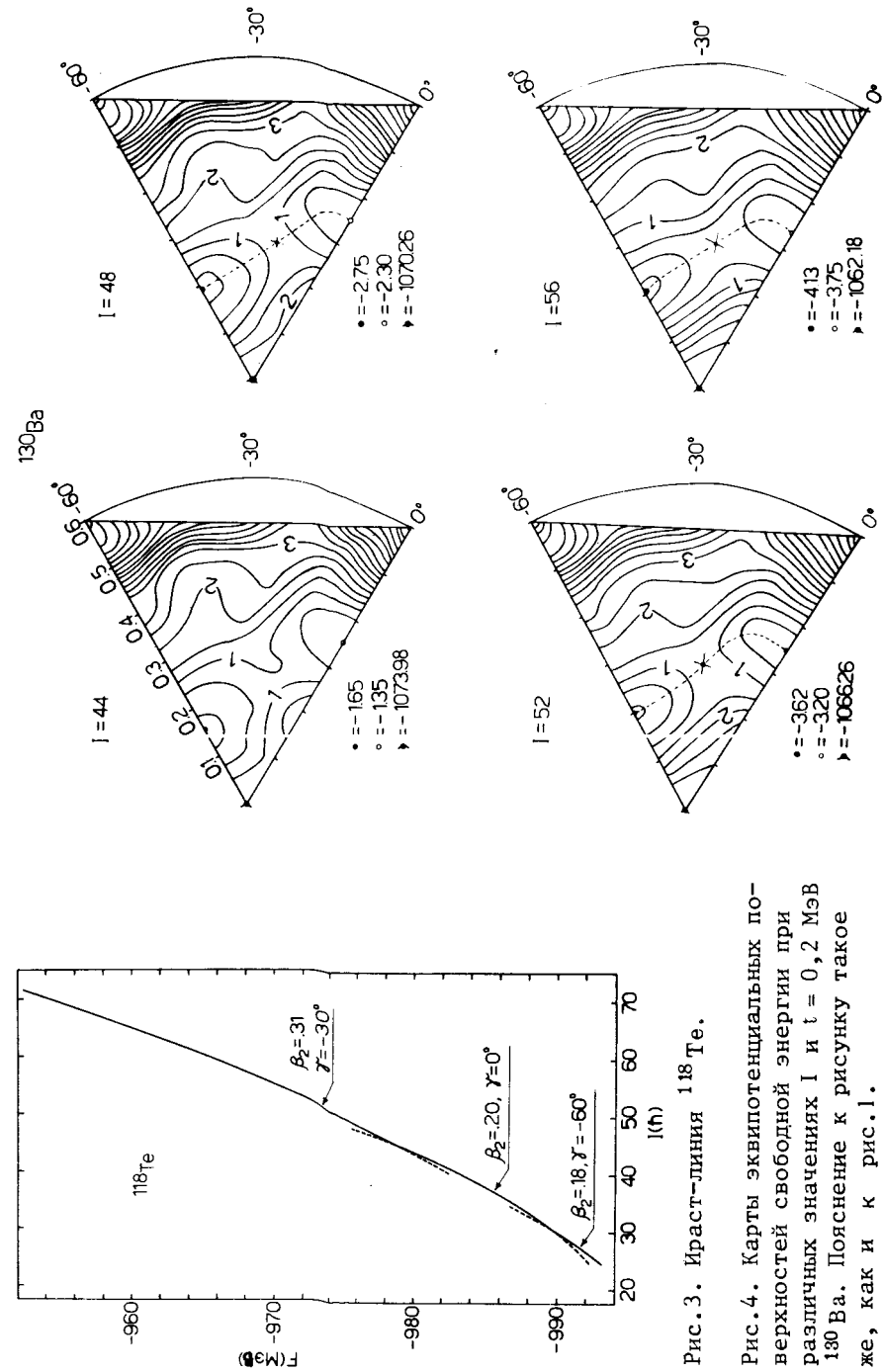


Рис.3. Ираст-линия ^{118}Te .

Рис.4. Карты эквипотенциальных по верхностей свободной энергии при различных значениях I и $t = 0,2$ МэВ ^{130}Ba . Пояснение к рисунку такое же, как и к рис.1.

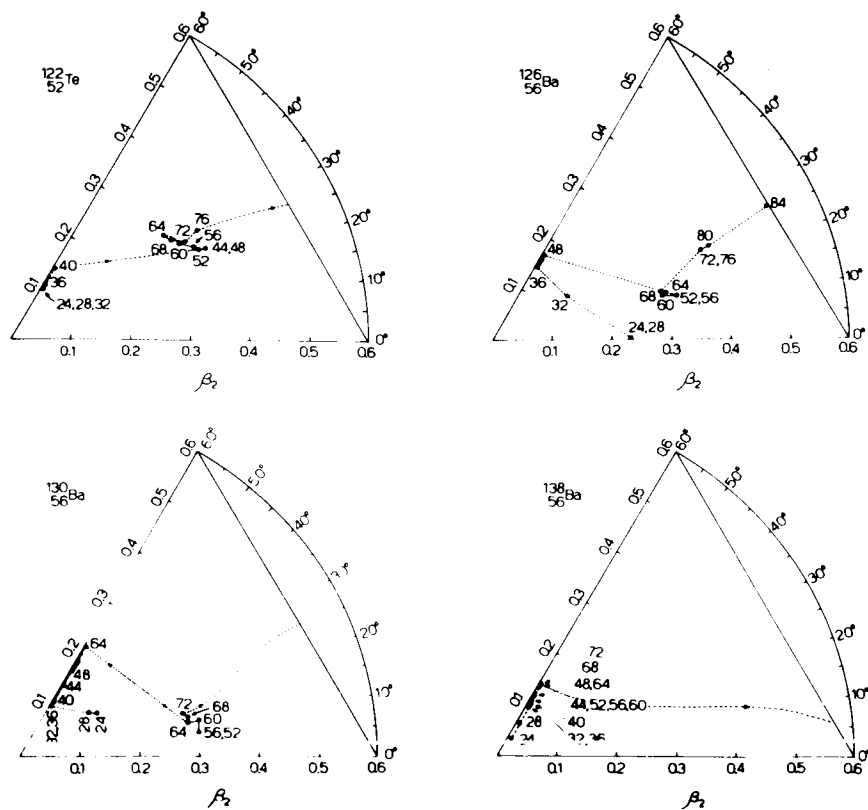


Рис.5. Годографы свободной энергии $F / \beta_2, \gamma; I, t = 0, 2$ МэВ/ для ядер $^{122}\text{Te}, ^{126}, ^{130}, ^{138}\text{Ba}$. Точки на годографах соответствуют минимуму свободной энергии при заданном значении углового момента, величина которого указана в каждой из точек.

ядер близка к сферической, которая затем эволюционирует в аксиально-сплюснутую с малой аксиальной деформацией ($\beta_2 \approx 0,12$). Такая форма оказывается достаточно выгодной до $I \approx 60-70 \hbar$. При этом наблюдается небольшой рост деформации β_2 . По достижении угловых моментов $I \approx 60-70 \hbar$ происходит резкий переход к вращению, характеризуемому аксиально-вытянутыми формами ($\gamma=0$). Деформация β_2 при этом возрастает до 0,6.

Увеличение энергии возбуждения над ираст-линией приводит к ослаблению оболочечных эффектов и соответственно к сглаживанию рельефов карт энергии деформации. Характерная температура, при которой оболочечная поправка перестает влиять на определение формы ядра, в нашем расчете получилась равной: $t = 1,1$ МэВ, что

находится в согласии с предыдущими расчетами, сделанными на основе модифицированного потенциала Нильссона^{1/}. По-видимому, характерная температура является универсальной величиной для потенциалов, которые правильно описывают распределение плотности одночастичных состояний в окрестности поверхности Ферми. Выше характерной температуры форма ядер определяется жидкокапельным режимом вращения. Отметим также, что включение гексадекапольной деформации в наши расчеты приводит к предпочтительности неаксиальных форм ядер при быстром вращении в отличие от результатов работы^{1/}, в которой при достаточно высоких спинах $I \approx 70-80 \hbar$ минимум энергии деформации отвечал аксиально-сплюснутым формам.

§2. РАСЧЕТ СПЕКТРА КВАДРУПОЛЬНЫХ γ -КВАНТОВ

Несмотря на сложный характер спектра γ -квантов, девозбуждающих быстровращающееся ядро, основные его закономерности можно объяснить исходя из эволюции формы. В данном параграфе на примере ядра ^{118}Te мы покажем, что нерегулярность в спектре испущенных γ -квантов при девозбуждении из состояний с высокими спинами^{8/} можно связать с изменением формы ядра при вращении. Предварительный анализ был проведен нами в работе^{9/}.

Мы предполагаем, что основной вклад в спектр γ -квантов дают квадрупольные переходы между состояниями, принадлежащими ираст-полосе или лежащими вблизи нее. Для расчета полного спектра γ -квантов необходимо, конечно, учитывать вклад статистических γ -квантов дипольной природы, а также квадрупольных γ -квантов, заселяющих ираст-полосу из высоковозбужденных состояний при высоких спинах. Однако эти вопросы представляют самостоятельный интерес и выходят за рамки данной работы.

Учитывая тот факт, что высокоспиновая часть спектра γ -квантов, девозбуждающих атомное ядро, ввиду большой плотности уровней имеет вид непрерывного спектра, мы при расчете будем усреднять интенсивность излучения γ -квантов $n_\gamma(E_\gamma)$ в некотором энергетическом интервале Δ вокруг E_γ/E_γ - энергия γ -кванта, уносимая из ядра/ с некоторым весом $\rho_\Delta(E_\gamma)$,

$$n_\gamma(E_\gamma) = \frac{I_{\text{макс.}}}{I_{\text{мин.}}} \sum n_\gamma(I) \rho_\Delta(E_\gamma - E(I)), \quad /20/$$

где суммирование идет по всем угловым моментам ираст-полосы с $I_{\text{мин.}} \approx 2 \hbar$ с шагом $\Delta I = 2 \hbar$ до $I_{\text{макс.}}$ / $I_{\text{макс.}}$ - предельный угловой момент, при котором ядро существует как целое/. Весовая функция должна быть нормирована так, чтобы

$$\int_0^\infty \rho_\Delta(E_\gamma - E) dE = 1. \quad /21/$$

Предполагая в качестве ρ_{Δ} функцию Лоренца, мы получаем

$$n_{\gamma}(E_{\gamma}) = \frac{\Delta}{2\pi} \sum_I \frac{I_{\text{макс.}} n_{\gamma}(I)}{(E_{\gamma} - E(I))^2 + (\frac{\Delta}{2})^2} \quad /22/$$

Определим функцию заселения ираст-полосы $g(I)$ ($\sum_I g(I)=1$) согласно формуле

$$g(I) = c \begin{cases} 2I+1, & I \leq I_{\text{макс.}}, \\ 0 & I > I_{\text{макс.}} \end{cases} \quad /23/$$

Тогда для числа переходов $n_{\gamma}(I)$ получим

$$n_{\gamma}(I) = c \sum_{I' \geq I} g(I') = \frac{(I_{\text{макс.}} + I + 1)(I_{\text{макс.}} - I + 2)}{(I_{\text{макс.}} + 1)(I_{\text{макс.}} + 2)} \quad /24/$$

Энергию перехода $E(I)$ между состояниями ираст-полосы можно связать с угловой скоростью вращения ω , соответствующей данному ираст-состоянию, а именно:

$$E(I) = 2\hbar\omega(I), \quad /25/$$

$$\omega(I) = \frac{I}{J}.$$

Расчитанный спектр γ -квантов для ^{118}Te показан на рис.6. Предельный угловой момент в формулах /23/, /24/ выбран равным $I = 72\hbar$, чтобы получить согласие с экспериментальными данными по множественности^{/8/}. Максимумы в $n_{\gamma}(E_{\gamma})$ появляются при спинах, соответствующих пересечению полос, отвечающих различным формам быстровращающегося ядра. Известно, что пересечение полос ведет к нерегулярности в зависимости момента инерции от угловой частоты вращения. Так как энергия перехода $E(I)$ пропорциональна угловой частоте вращения /ф./25/, а также см. рис.7/, то соответствующее увеличение /уменьшение/ момента инерции при изменении формы ядра приводит к появлению нерегулярности в интенсивности $n_{\gamma}(E_{\gamma})$. Увеличение момента инерции в окрестности пересечения полос приводит к появлению максимума в функции $n_{\gamma}(E_{\gamma})$.

Расчитанный спектр $n_{\gamma}(E_{\gamma})$ качественно воспроизводит экспериментальные данные^{/8/}. В эксперименте также наблюдаются два максимума, положение которых согласуется с расчетным. Учет парных корреляций при малых угловых моментах должен незначительно сдвинуть кривую $n_{\gamma}(E_{\gamma})$ в область больших E_{γ} , так как парные корреляции уменьшают момент инерции и соответственно γ -спектр становится более жестким.

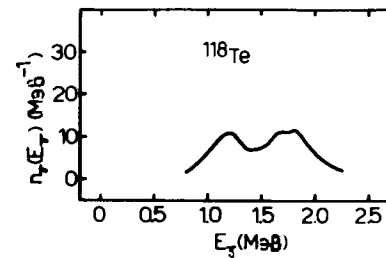


Рис.6. Спектр γ -квантов $n_{\gamma}(E_{\gamma})$ ^{118}Te как функция E_{γ} .

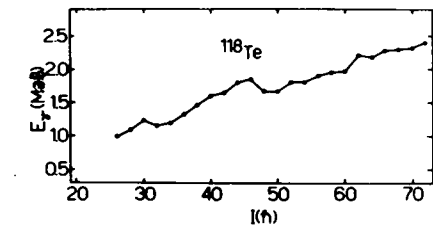


Рис.7. Зависимость энергии γ -квантов от углового момента ^{118}Te .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты, представленные в данной статье в рамках сравнительно простой модели^{/1/}, в которой объединены макроскопические /жидкая капля/ и квантовые микроскопические эффекты /оболочечная поправка/, показывают, что основные закономерности в эволюции формы быстровращающихся ядер сравнительно одинаково воспроизводятся как в случае потенциала Вудса-Саксона, так и в случае потенциала Нильссона. При малых температурах и небольших угловых моментах основные свойства ядер определяются оболочечной поправкой. Макроскопический режим в случае коллективного вращения появляется тогда, когда t или I или обе эти величины увеличиваются достаточно сильно. Характерная температура, при которой оболочечная поправка перестает влиять на определение формы ядер, как и в случае потенциала Нильссона, оказалась равной $t \approx 1-1,2$ МэВ, что говорит о ее универсальности для потенциалов, которые правильно передают распределение плотности одночастичных состояний в окрестности поверхности Ферми. Конкуренция между макроскопическими и микроскопическими компонентами полной энергии деформации делает ядра нестабильными по отношению к неаксиальной деформации, которая доминирует при высоких спинах и энергиях возбуждения. Отметим, что для ядер, не обладающих заметной статической деформацией при $I=0$ ($\beta_2 \leq 0,2$), несмотря на ослабление оболочечной поправки при высоких спинах ($I \geq 70\hbar, t=0$), малые ее вариации могут влиять на определение формы вследствие сглаживания рельефа жидкокапельной компоненты, хотя жесткость этих ядер относительно равновесной деформации сравнительно мала.

Переход от одной ираст-конфигурации к другой характеризуется изменением симметрии среднего поля и соответственно приводит к изменению инерционных свойств ядер, обуславливающих появление нерегулярностей в спектре γ -квантов, девозбуждающих ядро. Переход от оболочечного режима вращения, характерного для небольших спинов, к макроскопическому, сопровождающемуся увеличением момента инерции, должен проявляться в появлении максимума в спек-

ре у-квантов. Анализ у-спектров быстровращающихся ядер на основе знания эволюции формы позволяет надеяться понять основные закономерности при девозбуждении продуктов (HI, xn) -реакций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ignatyuk A.V. et al. Nucl.Phys., 1980, A346, p.191-215.
2. Neergard K., Pashkevich V.V., Frauendorf S. Nucl.Phys., 1976, A262, p.61.
3. Andersson G. et al. Nucl.Phys., 1976, A268, p.205.
4. Neergard K. et al. Nucl.Phys., 1977, A287, p.48.
5. Dudek J. et al. J.of Phys., 1979, G5, p.1359.
6. Коломиец В.М., Магнер А.Г., Струтинский В.М. ЯФ, 1979, 29, с.1478.
7. Pomorski K., Nerlo-Pomorska B. Z.Phys., 1977, A282, p.383.
8. Deleplangue M.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.629.
9. Cwiok S. et al. JINR, E4-81-637, Dubna, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июня 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Михайлов И.Н., Назмитдинов Р.Г., Цвек С. Р4-83-365
Форма и спектр γ -квантов быстро вращающихся ядер

В термодинамическом приближении модели принудительного вращения и метода оболочечных поправок Струтинского на основе потенциала Вудса-Саксона изучается эволюция формы быстро вращающихся ядер из переходной области с $Z \approx 56$ и $N \approx 70$. Проведен расчет интенсивности переходов γ -квантов из высокоспиновой области ядра ^{118}Te . Предполагается, что основной вклад в интенсивность γ -излучения дают γ -кванты квадрупольной природы. Результаты расчета согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Mikhailov I.N., Nazmitdinov R.G., Cwiok S. P4-83-365
Shape and Spectrum of γ -Quanta of Fast Rotating Nuclei

In the framework of the cranking model approximation and the method of Strutinsky with the aid of the Woods-Saxon potential the evolution of the shape of the fast rotating nuclei with $Z \approx 56$ and $N \approx 70$ is investigated. The γ -ray intensity of ^{118}Te from the high spin region is calculated. It is supposed that the main part of the γ -ray intensity is formed by the quadripole γ -rays. The results of calculations are in agreement with the experimental data.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983