

3/IX-79

3431/2-79



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

СЗ41а
И-265

P4 - 12398

А.В.Игнатюк, И.Н.Михайлов, Х.Л.Молина,
Р.Г.Назмитдинов, К.Поморски

ФОРМА НАГРЕТЫХ БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР
(Модель)

1979

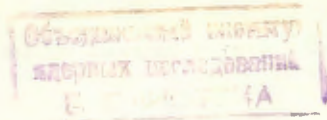
P4 - 12398

А.В.Игнатюк,¹ И.Н.Михайлов, Х.Л.Молина,
Р.Г.Назмитдинов, К.Поморски²

ФОРМА НАГРЕТЫХ БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР
(Модель)

¹ Физико-энергетический институт, Обнинск, СССР.

² Университет им. М.Склодовской-Кюри, Люблин, Польша.



Игнатюк А.В. и др.

P4 - 12398

Форма нагретых быстровращающихся ядер. /Модель/

Сформулирована модель для изучения формы нагретых быстровращающихся ядер, в которой объединены макроскопические /жидкая капля/ и квантовые микроскопические /оболочечная поправка/ эффекты. Как жидкокапельная часть энергии, так и оболочечная поправка учитываются стандартным образом. Проведены систематические расчеты различных термодинамических потенциалов /функции Раусса-Гиббса F_R , функции Гиббса F , энергии E / для ядер редкоземельной области с $60 \leq Z \leq 76$ и $90 \leq N \leq 108$ в диапазоне частот вращения $0 \leq \omega \leq 1$ МэВ и температур $0 \leq t \leq 2$ МэВ. Расчеты показали хорошее согласие в предсказании равновесных параметров формы для вращающихся ядер с результатами других исследований в экстремальных случаях нулевой и предельной /2 МэВ/ температур.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Ignatyuk A.V. et al.

P4 - 12398

The model is formulated for studying the shape of fast rotating heated nuclei. Within the model the macroscopic effects (liquid drop) and the microscopic effects (shell correction) are taken into account in a standard way. The systematic calculations of the thermodynamic potentials (the Gibbs-Routhian function F_R , the Gibbs function F , the energy E) have been performed for the rare-earth nuclei with $60 \leq Z \leq 76$, $90 \leq N \leq 108$ in the interval of the frequency of rotation $0 \leq \omega \leq 1$ MeV and of the temperature $0 \leq t \leq 2$ MeV. The results are in a good agreement with the earlier investigations which had been done for the extreme cases of cold and of very hot ($t \geq 2$ MeV) nuclei.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

Введение

В последнее десятилетие весьма интенсивно развиваются исследования высокоспиновых состояний ядер^{/1,2/}. Такие состояния с угловыми моментами до $60\hbar$, $80\hbar$ обычно образуются в реакциях с тяжелыми ионами, и на начальном этапе продукты реакций имеют значительную энергию возбуждения, распределенную по многим степеням свободы^{/2/}. Поэтому анализ экспериментов требует знания основных факторов, определяющих эволюцию продуктов рассматриваемой реакции в процессе девозбуждения. Наиболее важными из этих факторов являются параметры, характеризующие форму самосогласованного ядерного поля, а также энергию деформации ядра и его инерционные свойства. При статистическом описании ширины различных каналов распада необходимо также знать для соответствующих каналов плотность уровней возбужденного остаточного ядра. Несмотря на существование серии работ^{/3-6/}, посвященных теоретическим исследованиям формы быстровращающихся ядер, до сих пор остается открытым ряд важных вопросов о поведении указанных выше характеристик ядер при различных энергиях возбуждения.

Расчеты энергии деформации быстровращающихся ядер, выполненные в рамках модели жидкой капли^{/3/}, соответствуют сильно нагретым ядрам, в которых оболочечные эффекты полностью отсутствуют. В то же время расчеты равновесных форм вращающихся ядер, проведенные на основе метода оболочечной поправки^{/4-6/}, соответствуют другому пределу - холодным ядрам, и такие расчеты характеризуют, строго говоря, лишь состояния ядер вдоль ираст-полосы. В области промежуточных энергий возбуждения теоретические исследования формы вращающихся ядер не проводились, так же как не проводилось последовательное рассмотрение статистических свойств быстровращающихся ядер. В программах, разработанных для анализа экспериментальных данных по различным каналам распада быстровращающихся ядер^{/7/}, плотность уровней и другие статистические характеристики возбужденных ядер оцениваются обычно на основе простейшей модели ферми-газа^{/8/}. Однако, как показало изучение плотности нейтронных резонансов и функций возбуждения различных реакций при малых значениях углового момента^{/9,10/},

такая модель слишком примитивна, чтобы претендовать на взаимосогласованное количественное описание свойств вращающихся ядер в широком диапазоне энергий возбуждения.

В данной работе мы хотим объединить идеи, использовавшиеся ранее при рассмотрении формы быстровращающихся холодных ядер, с одной стороны, и описании статистических свойств возбужденных ядер в области малых угловых моментов - с другой. В рамках такого подхода можно исследовать изменение с ростом энергии возбуждения над ираст-полосой, влияния оболочечных эффектов на основные характеристики быстровращающихся ядер. Полученные результаты позволяют проследить эволюцию в процессе охлаждения /девозбуждения/ свойств составных ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами. Рассмотрены следующие характеристики быстровращающихся возбужденных ядер:

- а/ параметры квадрупольной деформации среднего поля
- б/ инерционные параметры нагретых ядер
- в/ энергия деформации нагретых ядер
- г/ параметры плотности уровней, определяющие термодинамические свойства вращающихся ядер.

Для упрощения модели мы не будем анализировать парные корреляции сверхпроводящего типа, роль которых существенна только в области достаточно низких температур $t \leq 0,6$ МэВ, и угловых моментов $I \leq 25 \div 30$. Мы также не будем останавливаться на рассмотрении когерентных вибрационных возбуждений быстровращающихся нагретых ядер. Такие эффекты требуют специального изучения^{/11/}, и их количественное описание мы наеемся обсудить в последующих работах.

Материал статьи построен следующим образом. В первом параграфе рассмотрены основные соотношения статистического подхода, сформулированы приближения модели, используемой для конкретных расчетов, и кратко описана процедура соответствующих вычислений. Во втором параграфе представлены основные результаты проведенных расчетов и обсуждено их соответствие эквивалентным расчетам других авторов в холодных быстровращающихся ядрах. В следующей статье будут рассмотрены главные физические выводы о свойствах возбужденных быстровращающихся ядер, которые можно сделать на основе проведенных расчетов. Некоторые предварительные результаты исследований сообщались ранее в работе^{/12/}.

§1. Основные соотношения используемой модели

Изменение параметров среднего поля холодного ядра с ростом углового момента изучалось в работах^{/4-6/} в рамках подхода, комбинирующего представления модели принудительного вращения

и метода оболочечной поправки. Такое рассмотрение связано со следующими приближениями:

1. Предполагается, что вращение ядра можно рассматривать квазиклассически. Модель принудительного вращения достаточно хорошо работает даже при небольших значениях углового момента^{/13/}, и это является весьма сильным аргументом в пользу применимости такой модели для высоких спинов.

2. Предполагается, что энергия деформации вращающегося ядра может быть найдена в виде суммы энергии модели жидкой капли и оболочечной поправки^{/4-6/}. При этом доминирующая компонента энергии деформации, плавно меняющаяся от ядра к ядру, определяется моделью равномерно заряженной жидкой капли с геометрическими характеристиками, совпадающими с подобными характеристиками ядерного потенциала. Неявно подразумевается также, что коэффициент поверхностного натяжения не зависит от углового момента. Все эти приближения, по-видимому, достаточно хороши уже для ядер с $A \geq 40$.

3. Привлекаются конкретные предположения о явном виде функциональной зависимости самосогласованного ядерного потенциала. На практике его обычно аппроксимируют деформированным осцилляторным потенциалом Нильссона^{/4,5/} или деформированным потенциалом Вудса-Саксона^{/6/}. Предполагается, что при изменении углового момента изменяются только параметры, определяющие форму потенциала.

Перечисленные приближения широко используются при рассмотрении состояний ираст-полосы. Хотя имеется ряд подтверждений их справедливости^{/13/}, несомненно, что окончательная проверка каждого из предположений может быть сделана только при получении соответствующих экспериментальных данных. Тем не менее, следует ожидать, что сформулированные предположения применимы не только к ираст-полосе, но и к состояниям, возбужденным 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 удобно представить в виде суммы одночастичных операторов Раусса

$$R_{\text{p.p.}} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + V(r) - \omega j_x \quad /2/$$

где, в соответствии с приведенными выше приближениями, мы будем использовать среднее поле $V(r)$ в форме, предложенной в работе /4/ :

$$V(r) = V_{\text{H.O.}} + V_{\text{corr.}}$$

$$V_{\text{H.O.}} = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \rho^2 \left[1 - \frac{2}{3} \epsilon \sqrt{\frac{4}{5}} \pi \cos \gamma Y_{20} + \frac{2}{3} \sqrt{\frac{4}{5}} \pi \epsilon \sqrt{\frac{1}{2}} \sin \gamma (Y_{22} + Y_{2-2}) \right]$$

$$V_{\text{corr}} = -\kappa \hbar^2 \omega_0 \{ 2\vec{l}\vec{s} + \mu [\vec{l}^2 - N(N+3)] \}.$$

Потенциал гармонического осциллятора $V_{\text{H.O.}}$ зависит от двух параметров квадрупольной деформации ϵ и γ , которые и определяют форму в рассматриваемой модели. Корректировочный член V_{corr} введен в потенциал $V(r)$ для улучшения описания момента инерции ядра. Его вид был получен на основе достаточно общих аргументов Моттельсоном /см. обсуждение в работе /5/, и в работе /14/ в рамках конкретных расчетов было показано, что для потенциала /3/ момент инерции, усредненный в соответствии с процедурой метода оболочечной поправки, достаточно близко совпадает с твердотельным моментом инерции ядра эквивалентной формы. Параметры κ и μ в потенциале V_{corr} подобраны таким образом, чтобы воспроизвести для деформированных ядер редкоземельной области экспериментальную последовательность одночастичных состояний /14/. Осцилляторная частота при этом найдена равной $\hbar \omega_0 = 42A^{-1/3} [1 \pm (N-Z)/3A]$ МэВ, где верхний знак соответствует нейтронному потенциалу и нижний - протонному.

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

$$R(\epsilon, \gamma; \omega, t) = E_{\text{LD}}(\epsilon, \gamma; \omega = 0) + \sum_{i=1}^{\infty} \overline{\mathcal{E}_i(\epsilon, \gamma, \omega)} \bar{n}_i(t) - \sum_{i=1}^{\infty} \overline{\mathcal{E}_i(\epsilon, \gamma, \omega = 0)} \bar{n}_i(t=0). \quad /4/$$

Здесь E_{LD} - энергия невращающегося ядра в модели жидкой капли, \mathcal{E}_i - энергии одночастичных состояний, определенные как собственные значения оператора Раусса /2/

$$R_{\text{s.p.}}(\epsilon, \gamma, \omega) \phi_i = \mathcal{E}_i(\epsilon, \gamma, \omega) \phi_i \quad /5/$$

Числа заполнения одночастичных состояний в нагретом ядре определены как

$$\bar{n}_i(t) = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\mathcal{E}_i(\epsilon, \gamma, \omega) - \lambda}{t} \right] \right\}^{-1} \quad /6/$$

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

$$\frac{N}{Z} = \sum_i \bar{n}_i \quad /7/$$

В последнем слагаемом соотношения /4/ черта обозначает усреднение по методу оболочечной поправки, при этом частота вращения и температура в данном слагаемом принимались равными нулю. Такая процедура является прямым следствием корректного описания используемым модельным гамильтонианом /3/ усредненной величины момента инерции. Т.е. в отличие от потенциалов, рассматривавшихся в работах /4,5/, в нашей модели не возникает необходимости перенормировки усредненного момента инерции. Действительно, если выполняется условие

$$\overline{\sum_i^A \mathcal{E}_i(\epsilon, \gamma, \omega)} - \overline{\sum_i^A \mathcal{E}_i(\epsilon, \gamma, \omega = 0)} = \frac{1}{2} \omega^2 J_{\text{rig}}(\epsilon, \gamma) \quad /8/$$

где J_{rig} - твердотельное значение момента инерции для заданной формы ядра, то при нулевой температуре соотношение /4/ можно переписать в виде

$$R(\epsilon, \gamma; \omega) = E_{LD}(\epsilon, \gamma, \omega=0) - \frac{1}{2} J_{rig}(\epsilon, \gamma) \omega^2 + \delta S(\epsilon, \gamma; \omega). \quad /9/$$

Оболочечная поправка в этом выражении определена как

$$\delta S(\epsilon, \gamma, \omega) = \sum_{i=1}^A \xi_i(\epsilon, \gamma, \omega) - \sum_{i=1}^A \xi_i(\epsilon, \gamma; \omega). \quad /10/$$

Именно такое определение функции Раусса /9/ использовалось в работе /5/ для изучения вращения холодных ядер.

Эквивалентность выражений /4/ и /9/ показывает, что вычисление функции Раусса /4/ в нагретом ядре основано на тех же, перечисленных в начале параграфа, предположениях, что и проводившиеся ранее расчеты для холодных ядер. Применимость соответствующих приближений при температуре, отличной от нуля, не может быть хуже, чем в холодном ядре, так как нагревание всегда способствует ослаблению квантовых эффектов и усилению квазиклассических.

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

$$S = \sum_i \left[\frac{\xi_i(\epsilon, \gamma, \omega)}{t} \bar{n}_i(t) - \ln(1 - \bar{n}_i(t)) \right] \quad /11/$$

$$U = \sum_i \xi_i(\epsilon, \gamma, \omega) [\bar{n}_i(t) - \bar{n}_i(t=0)], \quad /12/$$

а соответствующий рассматриваемой частоте вращения ω угловой момент I

$$I = \sum_i j_{ii}^x \bar{n}_i(t), \quad /13/$$

где одночастичные матричные элементы j_{ii}^x вычислены с помощью волновых функций ϕ_i из /5/. Величина энтропии непосредственно определяет плотность возбужденных состояний вращающегося ядра $\rho(U, I)$

$$\rho(U, I) = \exp(S) / (2\pi)^2 \left[\det \frac{d^2(t^{-1}U - S)}{d\alpha_i d\alpha_j} \right]^{-1/2}. \quad /14/$$

где в знаменателе стоит детерминант четвертого порядка по переменным $\alpha_i = \lambda_Z, \lambda_N, \omega$ и $1/t$. В приближении однородного спектра одночастичных состояний соотношение /14/ переходит в известную формулу для плотности возбужденных состояний модели ферми-газа /8/.

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

$$F_R(N, \omega, t) = R(N, \omega, t) - tS, \quad /15/$$

б/ функция Гиббса или свободная энергия

$$F(N, I, t) = F_R(N, \omega, t) + \omega I, \quad /16/$$

в/ энергия при фиксированной энтропии

$$E(N, S, I) = F(N, t, I) + tS = E(N, S=0, I) + U(N, I),$$

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.

Представленные ниже расчеты термодинамических потенциалов были проделаны для следующих диапазонов изменения параметров формы ядра, температур и частот вращения

$$0 \leq \epsilon \leq 0,6 \quad \text{для} \quad 0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$$

$$0 \leq \epsilon \leq 0,3 \quad \text{для} \quad -60^\circ \leq \gamma \leq 0^\circ$$

$$0 \leq t \leq 2 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad 0 \leq \omega \leq 1 \text{ МэВ}$$

Вычисленные на основе соотношений /4-13/, /15/ значения функций E , F , S и I были записаны на магнитной ленте в каждой точке по $\epsilon, \gamma, \omega, t$ для всех четно-четных ядер в области

$$60 \leq Z \leq 76$$

и

$$90 \leq Z \leq 108.$$

В последующем для построения двумерной поверхности интересующих нас термодинамических потенциалов использовалась численная интерполяция в пространстве (ϵ, γ, x) , где x - одна из функций I, E, S, F .

§2. Сравнение с результатами предыдущих расчетов

Целью данных расчетов является изучение эффектов, обусловленных совместным воздействием вращения и статистического возбуждения ядер. Сравнение с предыдущими расчетами позволяет указать характеристики, которые критически зависят от используемой модели или принятой процедуры расчета. Заключение относительно таких характеристик не могут быть достаточно надежными.

Как указано в §1, настоящие расчеты при $t=0$ отличаются от подобных вычислений, сделанных для холодных ядер /4-6/, предположениями об инерционных свойствах ядер. В работе /14/ показано, что спиновая зависимость сглаженной по Струтинскому оболочечной энергии, рассчитанной с помощью потенциала /3/, очень близка к той, которая ожидается в системе, момент инерции которой зависит от массового распределения, как и в твердом теле. Очевидно, что процедура ренормализации в работах /4-6/, заключающаяся в замене спиновой зависимости /или зависимости от угловой скорости/, сглаженной по Струтинскому оболочечной энергии кинетической энергией ядра, подобного вращающемуся твердому телу, дала бы идентичные результаты с данными расчетами, если бы сглаженный момент инерции был точно равен твердотельному. Анализ рисунков показывает, что близкое соответствие между различными расчетами действительно имеет место в обоих экстремальных случаях очень низких и очень высоких температур.

На рис.1 для ядер ^{152}Sm , ^{160}Yb и ^{180}Os изображены графики зависимости положения минимума свободной энергии от величины углового момента /годографы/, рассчитанные при $t = 0,2$ МэВ. Такой температуре соответствует энергия возбуждения $U < 1$ МэВ, влияние которой на форму ядра и распределение нуклонов можно не принимать во внимание. В то же время даже такая малая температура заметно сглаживает несущественные мелкие осцилляции оболочечной энергии и улучшает условие

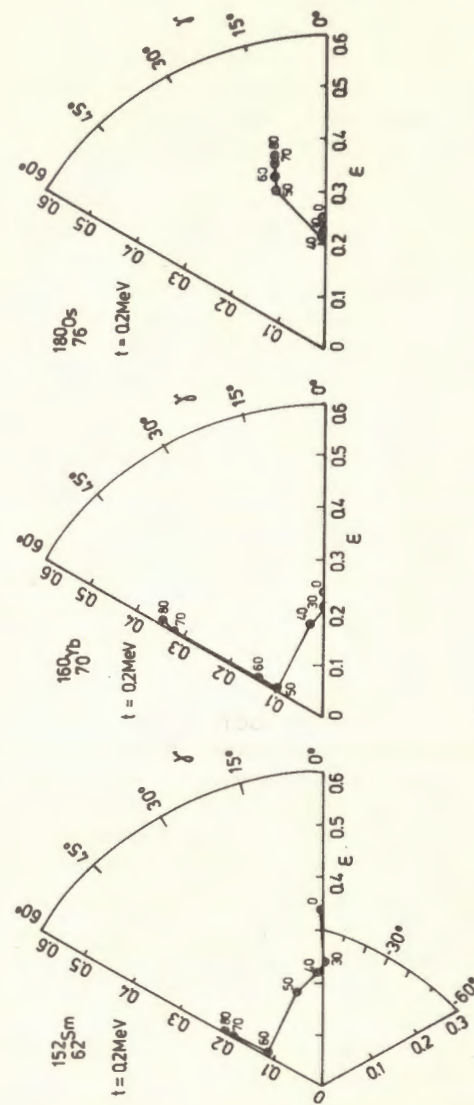


Рис.1. Годографы свободной энергии $F(\epsilon, \gamma)$ / $t = 0,2$ МэВ/ для ядер ^{152}Sm , ^{160}Yb , ^{180}Os . Точки на годографах соответствуют минимуму свободной энергии при заданном значении углового момента, величина которого указана рядом с каждой из точек.

применимости принятой процедуры интерполяции. Сравнение рис.1 с рис.19,21 работы /5/ показывает хорошее согласие между двумя различными схемами расчета. В частности, для ядра ^{152}Sm параметр неаксиальности мал и отрицателен при $0 \leq I \leq 30$ в обоих расчетах. Значения I , при которых равновесные параметры деформации оказываются на оси сплюснутой формой ($\gamma = \pi/3$), также находятся в хорошем согласии. Эти наблюдения подтверждаются также анализом поверхности энергии, которую мы обсудим позже /сравните рис.4, случай $t = 0,2$ МэВ с рис.15 работы /5/ /.

Рис.2 и 3 позволяют увидеть, как температура сглаживает оболочечные эффекты в функции $F_R(\epsilon, \gamma; \omega, t)$, а также в величине момента инерции $J = \langle \hat{J} \rangle / \omega$. При $\omega = 0$, когда температура велика, равновесная форма ядра становится сферической, и вращение ядра порождает сплюснутую деформацию с осью симметрии, направленной вдоль углового момента. Линии постоянных значений F_R при $t = 2$ МэВ ведут себя так, как ожидается в модели жидкой капли. Момент инерции /рис.3/ сильно осциллирует при низких температурах, но при самой высокой из рассматриваемых температур $t = 2$ МэВ он оказывается очень близким к предсказаниям модели жидкой капли. На сегменте рис.3, соответствующем $\omega = 0,4$ МэВ и $t = 2$ МэВ, нанесены линии постоянного значения функции

$$f(\epsilon, \gamma) = \frac{J_{\text{rig}}(\epsilon, \gamma)}{J_{\text{rig}}(0,0)} = (1 + \frac{2}{3}\epsilon \sin(\gamma + 30^\circ))(1 + \frac{8}{27}\epsilon^2). \quad /18/$$

характеризующей зависимость от деформации наибольшего из твердотельных моментов инерции однородного тела эквивалентной формы /13/. Стандартное отклонение вычисленного момента инерции от $J_{\text{rig}}(\epsilon, \gamma)$ при $t = 2$ МэВ не превышает 2% для всех значений ω . Твердотельные оценки для момента инерции

$$J_{\text{rig}} = \frac{2}{5} MR_0 A^{2/3} = 65 \text{ МэВ}^{-1} (R = 1,2 A^{1/3} \text{ фм}) \text{ очень близки к среднему значению отношения } J_{\text{calc.}}(\epsilon, \gamma) / f(\epsilon, \gamma) = 66 \text{ МэВ}^{-1}.$$

Надо сказать, что функция $J_{\text{calc.}}(\epsilon, \gamma) / f(\epsilon, \gamma)$ уменьшается на 3-4%, когда ϵ увеличивается от 0 до 0,6. Это может быть одной из причин, почему точка равновесной деформации ^{160}Yb при $t = 2$ МэВ, $I = 80$ все еще находится на аксиальной оси симметрии в противоположность расчетам, выполненным ранее в модели жидкой капли /3/. Другой более важной причиной такого поведения является пренебрежение иными, чем квадрупольная, деформациями, имеющее место в наших расчетах.

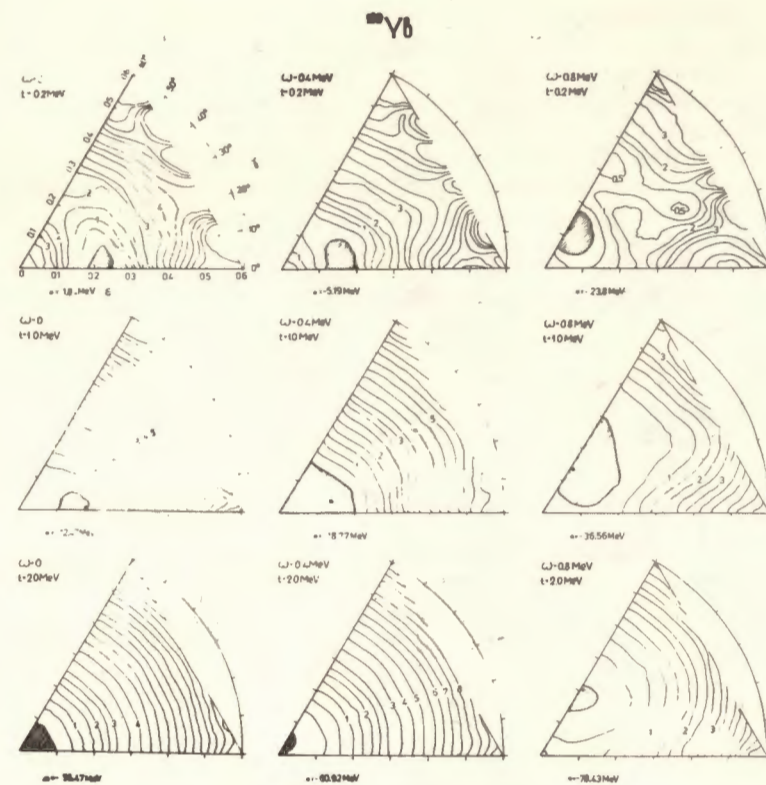


Рис.2. Карты эквипотенциальных поверхностей функции Раусса-Гиббса $F_R(\epsilon, \gamma)$ при различных значениях частоты вращения ω и температуры t ^{160}Yb . Точки на картах, окруженные заштрихованной областью, соответствуют при данном ω и t минимуму функции F_R , численное значение которой указано под каждой из карт. Цифры на линиях с постоянным значением функции F_R определяют масштаб изменений данной функции, например, линия с цифрой 2 соответствует значению $F_R = F_R^{\text{min}} + 2$ МэВ.

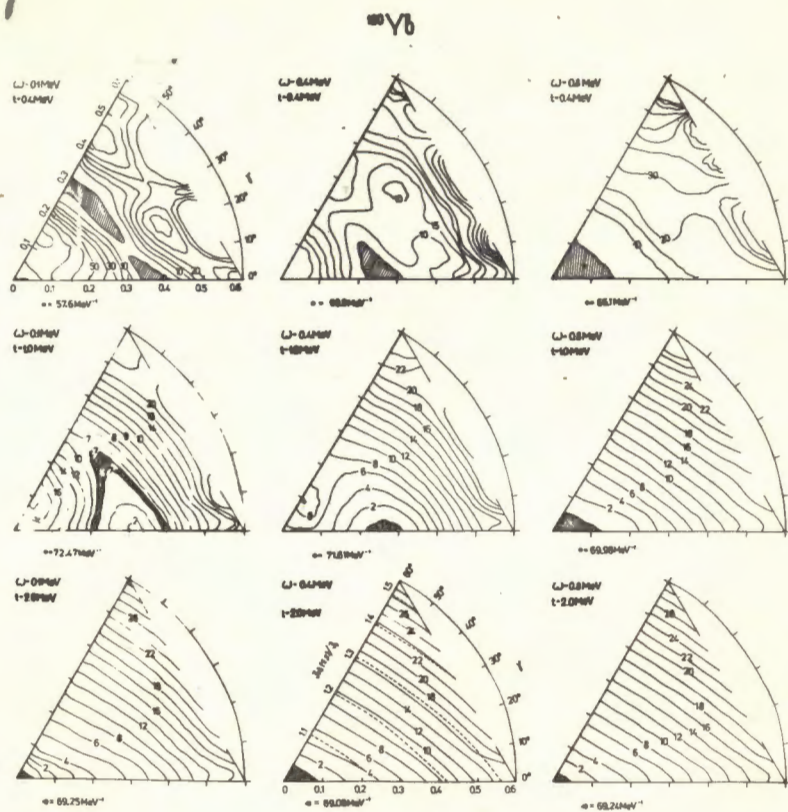


Рис.3. Карты эквипотенциальных поверхностей динамического момента инерции $J(\epsilon, \gamma) = \frac{\langle J \rangle}{\Omega} \quad {}^{160}\text{Yb}$ при различных ω и t . Точки, окруженные заштрихованной областью, соответствуют минимуму функции $J(\epsilon, \gamma)$, значение которой указано под каждой из карт. Масштаб изменений функции J указан на картах. На карте, соответствующей $\omega = 0,4$ МэВ и $t = 2$ МэВ, пунктирными линиями даны значения функции $f(\epsilon, \gamma) = \frac{J_{\text{rig}}(\epsilon, \gamma)}{J_{\text{rig}}(0, 0)}$.

На основе проведенных сравнений мы можем утверждать, что результаты наших расчетов как для холодных, так и для сильно нагретых ядер находятся в хорошем согласии с предыдущими теоретическими исследованиями, относящимися к быстровращающимся ядрам. Это имеет место, по крайней мере, для тех угловых моментов, которые не являются критическими для деления, где становятся важными деформации более высокой мультипольности. Поэтому описанную выше модель можно считать достаточно надежной для изучения формы вращающихся ядер в промежуточной области энергии возбуждения.

Литература

1. Bohr A., Mottelson B. Proceed. Intern. Conf. on Nuclear Theory (Tokyo, 1977); Nordita preprint, Nordita-77/38, 1977.
2. Lieder R.M., Ryde H. Advances in Nuclear Physics, eds. E. Vogt and M. Baranger, v.10 (1977).
3. Cohen S., et al. Ann. Phys., 1974, 82, p.552.
4. Neergård K., et al. Nucl. Phys., 1976, A262, p.61.
5. Andersson G. et al. Nucl. Phys., 1976, A268, p.205.
6. Neergård K. et al. Nucl. Phys., 1977, A287, p.48.
7. Grover J.R., Gilat J. Phys. Rev., 1967, 157, p.82. Lonroth T. University of Helsinki, HU-P-A45, Finland, 1977.
8. Gilbert A., Cameron A. Can. J. Phys., 1965, 43, p.1446. Baba H. Nucl. Phys., 1970, A159, p.625.
9. Вдовин А.И. и др. ЭЧАЯ, т.7, в.4 /1976/.
10. Ignatyuk A.V. Nuclear Theory in Neutron Data Evolution. In Proc. Intern. Meet. in Triest, December, 1975, IAEA, Vienna, 1976, v.1, p.223.
11. Игнатьюк А.В., Михайлов И.Н. ОИЯИ, Р4-12072, Дубна, 1979.
12. Ignatyuk A.V. et al. Phys. Lett., (1978), 76B, p.543.
13. Bohr A., Mottelson B. Nuclear Structure, vol.2 (Benjamin, New York, 1974).
14. Rozmey P., Pomorski K. Nucleonica, 1977, 22, 301.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 1979 года