

уотером, О. Бором и Б. Моттelsonом (J. Rainwater, A. Bohr, V. R. Mottelson). Согласно этой модели, ядра в указанных выше областях имеют форму эллипсоида вращения с полуосями

$$a_1 = \left(1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta\right) R, \quad a_2 = \left(1 - \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \beta\right) R,$$

где параметр деформации  $\beta$  характеризует степень несферичности ядра. Он определяет значения статических квадрупольных моментов ядер, вероятности эл.-магн. E2-переходов между вращат. уровнями и значения момента инерции ядра (см. *Деформированные ядра*). Согласно данным эксперимента, величина  $\beta$  у большинства деформированных ядер находится в пределах 0,1—0,3 (нормальная деформация). С помощью ядерных реакций с тяжёлыми ионами обнаружены возбуждённые вращат. состояния у нек-рых ядер ( $^{152}\text{Dy}$ ) с большими угл. моментами  $I \sim 40\text{—}60$  (*высокоспиновые состояния ядер*), к-рые характеризуются чрезвычайно большой деформацией, когда отношение полуошей ядра  $a_1 : a_2 = 2 : 1$  или 3 : 2 (супердеформир. полосы). Нек-рые деформир. ядра (изотопы Os, Pt) не имеют осевой симметрии. Их низшие уровни представляют собою вращат. состояния асимметричного волчка (модель неаксиального ротатора Давыдова—Филиппова). Масштаб вращат. энергий ( $\hbar^2/2J \approx 100$  кэВ) в тяжёлых деформир. ядрах таков, что момент инерции ядра в состояниях с нормальной деформацией  $J \sim 10^{-27}$  г·см<sup>2</sup>. Он в 2—3 раза меньше момента инерции твёрдого эллипсоида соответствующей формы. Это означает, что не вся масса ядра участвует во вращат. движении. В супердеформир. полосах момент инерции близок к твердотельному.

Внутр. структура деформир. ядер описывается моделью оболочек с деформир. потенциалом  $V_{\text{об}}(r)$  (модель Нильсона). Изучение зависимости энергии одночастичных орбит нуклонов от деформации в этой модели показывает, что в нек-рых областях периодич. системы элементов ядер энергетически выгодно быть не сферическими, а деформированными. Величина деформации, предсказываемая теорией, в целом согласуется с экспериментом. На базе колебательных возбуждений деформир. ядра (см. *Колебательные возбуждения ядер*) возникают новые вращат. полосы ( $\beta$ -полоса с  $K=0$  и  $\gamma$ -полоса с  $K=2$ ). Перестройка заполнения одночастичных орбит в деформир. потенциале порождает возбуждённые вращат. полосы. В результате в спектрах ряда ядер можно выделить значит. число вращат. полос (до 9 в ядре  $^{235}\text{U}$ ). Отд. полосы прослежены до весьма высоких значений угл. момента  $I \sim 25\text{—}30$ . Значит, деформацию, а также вращат. спектры имеют нек-рые относительно лёгкие ядра (напр.,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ). При изменении параметра деформации ядра  $\beta$  меняется структура оболочек. При больших  $\beta$  ( $a_1 : a_2 = 2 : 1$ ) одночастичные орбиты группируются в оболочки иначе, чем при нормальных деформациях, появляются новые магич. числа. Ядра, близкие к магическим (напр.,  $^{152}\text{Dy}$ ), с такой деформацией относительно устойчивы и могут порождать вращат. полосы. Они были обнаружены экспериментально в виде супердеформир. полос.

Структура вращат. спектров реальных ядер отклоняется от идеального вращат. закона (5) за счёт центробежных эффектов (увеличение момента инерции ядра при возрастании вращат. момента), а также за счёт *Кориолиса сил* и др. неадиабатич. поправок. Связь движения отд. нуклонов с вращением ядра как целого сказывается на структуре вращат. состояний нечётных ядер уже при небольших значениях  $\beta$  и  $K$ , приводя к тому, что их энергии вместо (5) описываются ф-лой

$$\mathcal{E} = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) + a(-1)^{I+1/2}(I+1/2) \delta_{K, 1/2}].$$

Здесь  $\delta_{K, 1/2} = 0$  при  $K \neq 1/2$  и  $\delta_{K, 1/2} = 1$  при  $K = 1/2$ , константа  $a$  — эмпирически подбираемый «параметр развязывания», характеризующий связь угл. момента нуклона и вращат. момента ядра.

**Сверхтекучая модель ядра.** Парные корреляции сверхпроводящего типа возникают в ядре за счёт т.н. остаточного взаимодействия между нуклонами, той части реального нуклон-нуклонного взаимодействия, к-рая не включена в самосогласованный потенциал ср. поля  $V_{\text{об}}(r)$ . Эмпирически отмечалась энергетич. выгода для двух нуклонов на орбите  $nlj$  образовать пару со компенсир. спинами, т.е. с полным моментом  $I=0$ . Такая пара подобна куперовской паре электронов с противоположными импульсами в *сверхпроводнике*. Притяжение между нуклонами в указанных состояниях вблизи поверхности Ферми обуславливает *сверхтекучесть атомных ядер*.

Подробно сверхтекучая модель ядра разработана независимо С. Т. Беляевым и В. Г. Соловьёвым с помощью методов, аналогичных методам теории сверхпроводимости. Одним из проявлений сверхтекучести ядерного вещества может служить наличие энергетич. щели  $\Delta$  между сверхтекучим и нормальным состоянием ядерного вещества. Она определяется энергией разрушения куперовской пары и составляет в тяжёлых ядрах  $\sim 1$  МэВ. Со сверхтекучестью ядерного вещества связано также и отличие моментов инерции ядер от твердотельных значений. Сверхтекучая модель ядра удовлетворительно описывает моменты инерции ядер, изменение параметра деформации ядра  $\beta$  по мере заполнения валентной оболочки нуклонами. Сверхтекучесть ядерного вещества, приводящая к размытию ферми-поверхности, существенным образом сказывается на эл.-магн. переходах, вероятностях реакций одонуклонной (срыв, подхват) и двухнуклонной передачи (см. *Прямые ядерные реакции*).

Сверхтекучая модель предсказывает разрушение парных корреляций в ядре при достаточно больших спинах ( $I \gg 1$ ). Это явление, аналогичное разрушению сверхпроводимости сильным магн. полем, проявляется в скачкообразном возрастании момента инерции  $J$  в данной вращат. полосе при нек-ром критич. значении спина  $I_{\text{кр}} \sim 60$ . Отчётливо это пока не обнаружено, однако при изучении высокоспиновых состояний ядер ( $I \leq 20\text{—}30$ ), возбуждаемых в реакциях с тяжёлыми ионами, наблюдалось немонотонное изменение  $J$  при возрастании  $I$  (обратный загиб). В районе значений спина  $I_B$  ( $\sim 12\text{—}16$ ) увеличение угл. момента  $I$  приводит не к увеличению угл. скорости вращения  $\omega$ , а к её уменьшению вследствие того, что резко увеличивается момент инерции ядра  $J$ . Это изменение связано с тем, что вблизи точки  $I_B$  происходит пересечение основной вращат. полосы ядра ( $K=0^+$ ) с возбуждённой полосой, построенной на внутр. состоянии ядра, в к-ром одна из куперовских пар на нейтронной орбите  $h_{11/2}$  разрушается и спины этих двух нуклонов уже не компенсируют друг друга, а оба выстраиваются параллельно вращат. моменту. При этом меняется деформация ядра, увеличивается момент инерции, изменяются магн. характеристики ядра.

Разрушение пары обусловлено силами Кориолиса, эффект к-рых максимален для нуклонов в оболочках с большими моментами нуклонов  $j$ . Обнаружено выстраивание протонов на орбите  $h_{11/2}$  и нейтронов на орбите  $i_{13/2}$ . Выстраивание двух пар нуклонов приводит ко второму обратному загибу и т.д. Вопрос о характере сверхтекучести ядерного вещества в супердеформир. состояниях находится в стадии исследования.

**Другие модели ядра.** Наряду с осн. моделями ядра используются более специализир. модели. Кластерная модель трактует структуру нек-рых ядер как своего рода молекулу, состоящую из  $\alpha$ -частиц, дейтронов (d), *триптонов* (t) и др. Напр.,  $^{12}\text{C} = 3\alpha$ ,  $^{16}\text{O} = 4\alpha$ ,  $^6\text{Li} = \alpha + d$ ,  $^7\text{Li} = \alpha + t$  и т.д. (см. *Нуклонных ассоциаций модель*). *Статистическая модель ядра* описывает свойства и характеристики высоковозбуждённых состояний ядер, такие, как плотность уровней, темп-ра и т.п.

В модели взаимодействующих бозонов предполагается, что в низших состояниях чётно-чётного ядра нуклоны объединяются в S- и D-пары (с моментами 0 и 2), к-рые приближённо можно трактовать как идеальные s- и d-бозоны. Число этих бозонов равно половине числа валентных нуклонов. В этой модели спектр низших коллек-