

уотером, О. Бором и Б. Моттelsonом (J. Rainwater, A. Bohr, B. 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 β 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 β 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 (¹⁵²Dy) с большими угл. моментами $I \sim 40-60$ (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·см². 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 (β -полоса с $K=0$ и γ -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 ²³⁵U). Отд. полосы прослежены до весьма высоких значений угл. момента $I \sim 25-30$. Значит. деформацию, а также вращат. спектры имеют нек-рые относительно лёгкие ядра (напр., ²⁰Ne, ²⁴Mg). При изменении параметра деформации ядра β меняется структура оболочек. При больших β ($a_1 : a_2 = 2 : 1$) одночастичные орбиты группируются в оболочки иначе, чем при нормальных деформациях, появляются новые магич. числа. Ядра, близкие к магическим (напр., ¹⁵²Dy), 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 β 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. выгодность двум нуклонам на орбите $n l j$ образовать пару со скомпенсир. 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.

Подробнее 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 Δ между сверхтекучим и нормальным состоянием ядерного вещества. Она определяется энергией разрушения куперовской пары и составляет в тяжёлых ядрах ~ 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 β 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 достаточном 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 ($I \leq 20-30$), возбуждаемых в реакциях с тяжёлыми ионами, наблюдалось немонотонное изменение J при возрастании I (обратный загиб). В районе значений I при возрастании I (о б р а т н ы й загиб). В районе значений I_B ($\sim 12-16$) увеличение угл. момента I приводит не к увеличению угл. скорости вращения ω , 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 α -частиц, дейтронов (d), тритонов (t) и др. Напр., ¹²C = 3 α , ¹⁶O = 4 α , ⁶Li = $\alpha + d$, ⁷Li = $\alpha + t$ 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-