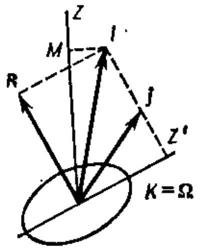
ловлен когерентным смешиванием нуклонных оболочечных конфигураций. Аксиальное ядро характеризуется внутр. электрич. квадрупольным моментом Q_0, т. е. квадрупольным моментом относительно собств. системы координат x', y', z', жёстко связанной с ядром (рис. 1). Вращение ядра приводит к усреднению зарядового эксцентриситета. Статич. квадрупольный момент Q ядра определяется как ср. значение этой величины $\hat{Q}$ в состоянии с макс. проекцией ($M=I$) полного угл. момента I ядра на выделенное в пространстве направление z (рис. 1):



$$Q=\frac{3K^2-I\,(I+1)}{(I+1)\,(2I+3)}Q_0. \quad (1)$$

Рис. 1. Схема связи угловых моментов в медленно вращающемся деформированном ядре: R — угловой момент коллективного вращения, J — суммарный угловой момент нуклонов, I — полный угловой момент.

Здесь K — проекция I на ось z', совпадающую с осью симметрии Д. я. Для основного состояния ядра $K=I$, поэтому:

$$Q=\frac{I\,(2I-1)}{(I+1)\,(2I+3)}\,Q_0. \quad (2)$$

Из (2) видно, что в состояниях с $I=0$ и $^1/_2$ $Q=0$, даже если $Q_0\neq 0$ (согласно квантовой механике, направление оси симметрии ядра в пространстве в этом случае равновероятно). Величина Q определяется из *сверхтонкой структуры* атомных спектров, а Q_0 — из сечений кулоновского возбуждения вращат. состояний или их времён жизни (последние измерения дают величину Q_0^2, знак Q_0 устанавливается по Q; см. *Кулоновское возбуждение ядра*).

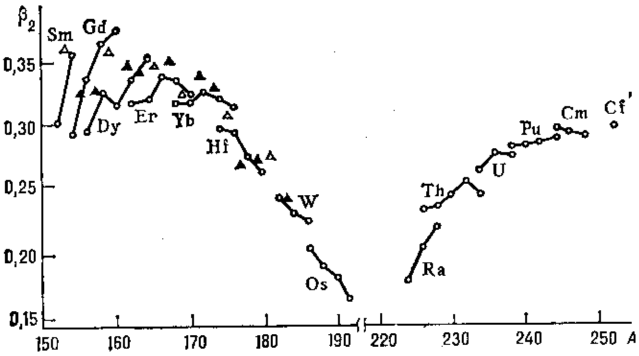


Рис. 2. Параметры β_2 квадрупольной деформации основных состояний ядер с $A>150$; ○ — чётно-чётные ядра, △ — нечётно-протонные ядра, ● — нечётно-нечётные ядра, ▲ — нечётно-нейтронные ядра.

Параметры деформации ядра определяются по величине Q_0 и зависят от распределения плотности ядерного вещества. В простейшем случае предполагается, что ядро — равномерно заряженный эллипсоид вращения с полуосями $a>b$. Плотность распределения нейтронов и протонов постоянна внутри эллипсоида и равна 0 вне его (модель ядра с резким краем). Размер ядра определяется среднеквадратичным радиусом $R_0=1{,}2A^{1/3}$ Ферми, а его форма выражением:

$$R\,(\theta)=R_0\,[1+\beta_2 Y_{20}\,(\theta,\ \varphi)], \quad (3)$$

где Y_{20} — сферич. ф-ция, β_2 наз. параметром квадрупольной деформации:

$$\beta_2=\left(\frac{16\pi}{45}\right)^{1/2}\frac{a-b}{R_0}=1{,}06\,\frac{a-b}{R_0}. \quad (4)$$

При малых деформациях:

$$Q_0=\frac{3e}{\sqrt{5\pi}}\,ZR_0^2\,\beta_2, \quad (5)$$

где e — элементарный заряд. Для больших деформаций β_2 в (5) следует заменить на $\beta_2(1+0{,}16\beta_2+0{,}20\beta_2^2)$. Для Д. я. 4-й и 5-й групп $\beta_2\sim 0{,}2-0{,}3$ (рис. 2), что согласуется с оценкой $\beta_2\sim A^{-1/3}$ [отношение числа нуклонов вне заполненных оболочек ($A^{2/3}$) к A]. Ядра с нечётным A и нечётно-нечётные ядра имеют примерно такую же равновесную деформацию, как и соседние чётно-чётные ядра.

Др. определение параметра квадрупольной деформации δ:

$$\delta=\frac{a-b}{R_0}+\frac{1}{6}\left(\frac{a-b}{R_0}\right)^2+\dots. \quad (6)$$

Для него Q_0 пропорц. δ при любой величине деформации. Соотношение между δ и β имеет вид:

$$\delta=0{,}95\beta_2\,(1-0{,}48\beta_2). \quad (7)$$

Деформации высших порядков. Кроме квадрупольной деформации, играющей гл. роль, Д. я. обладают аксиальными деформациями высш. порядков. Форма ядра, имеющего квадрупольную и гексадекапольную (4-го порядка) деформации, даётся выражением:

$$R\,(\theta)=R_0\,[1+\beta_2 Y_{20}\,(\theta,\ \varphi)+\beta_4 Y_{40}\,(\theta,\ \varphi)], \quad (8)$$

где β_4 — параметр гексадекапольной деформации (рис. 3). С учётом β_4 Q_0 для ядра с резкой границей описывается ф-лой (5), в к-рой β_2 следует заменить на $\beta_2(1+0{,}36\beta_2+0{,}96\beta_4)+0{,}33\beta_4^2$. Параметр гексадекапольной деформации β_4 для редкоземельных ядер меньше 0 и в 20—30 раз меньше β_2.

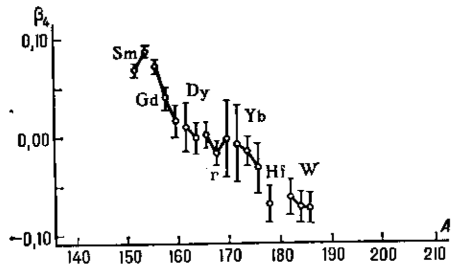


Рис. 3. Гексадекапольные деформации основных состояний ядер редкоземельных элементов; вертикальные линии — ошибки измерений.

Структура основных состояний. Д. я. обладают широким спектром коллективных и одночастичных движений, в к-рых проявляются как макроскопич. свойства ядра, так и оболочечные (квантовые) эффекты. Для описания одночастичного движения нуклонов в Д. я. используется несферич. ср. поле, представляющее собой аксиально-симметричный, квадрупольно-деформированный потенциал, учитывающий спин-орбитальное взаимодействие нуклонов. Наиб. распространён т. н. потенциал Нильссона — потенциал анизотропного гармонич. осциллятора. Потенциал Нильссона имеет бесконечную глубину, поэтому он плохо описывает движение нуклонов на границе и вне ядра. Ближе к реальному ср. полю ядра потенциал конечной глубины с размытым краем (потенциал Саксона — Вудса). Для нейтронной и протонной систем потенциалы поля несколько отличны.

Квантовые числа однонуклонного движения определяются симметрией ср. поля. Пространств. *чётность* π и проекция Ω полного угл. момента j нуклона на ось симметрии ядра z' являются интегралами движения. Состояние с данным Ω двукратно вырождено, т. к. орбиты, отличающиеся только знаком Ω, инвариантны относительно отражения времени. Следствием аксиальности деформации является равенство $\Omega=K$.