

Ираст-изомеры. Неколлективные В. с. я. наз. ираст-изомерами из-за их большого времени жизни (см. *Изомерия ядерная*). Они открыты в 1977. Коллективное вращение в ираст-изомерах полностью отсутствует, и весь угл. момент образован выстроенными в одном направлении угл. моментами j нуклонов. Они наблюдаются в сферич. ядрах с числом нейтронов N или протонов Z , несколько превышающим магич. числа (50, 82, 126). Именно в этих ядрах имеются нуклонные орбиты с большими угл. моментами, с участием к-рых образуются одночастичные возбуждения с выстроенным угл. моментом. Так, в *нейтронно-дефицитных ядрах* редкоземельных элементов с $82 \leq N \leq 86$, $Z \leq 68$ в образовании ираст-изомеров участвуют подболочки $f_{7/2}$, $h_{9/2}$, $i_{13/2}$ для нейтронов и $h_{11/2}$ для протонов.

Ираст-изомеры изучались с помощью измерения дискретного γ -спектра. В сферич. ядрах из-за отсутствия интенсивных $E2$ -переходов в ираст-области $E1$ -переходы эффективно «охлаждают» составное ядро в направлении ираст-полосы и заселяют её уровни при $I \sim 40$. Это позволяет наблюдать дискретные γ -линии для более высоких I , чем в деформированных ядрах.

Энергии переходов между уровнями ираст-изомеров группируются в области $\mathcal{E} \sim 700 \pm 200$ кэВ. Время жизни ираст-изомеров изменяется в пределах от неск. до 500 нс. Эти факты подтверждают одночастичную природу ираст-изомеров и объясняются особенностями оболочечной структуры ядра. В ср. энергия ираст-изомеров $\mathcal{E} = \sum \mathcal{E}_v$ (\mathcal{E}_v — энергии одночастичных возбуждений) пропорц. I^2 , т. к. из-за принципа Паули $\sum \mathcal{E}_v$ за-

висит от числа одночастичных возбуждений квадратично, а I — линейно. Коэф. пропорциональности в зависимости $\mathcal{E} \sim I^2$ на 10–15% превышает момент инерции твёрдой сферы, имеющей размеры ядра. Поэтому с точностью до оболочечных флуктуаций (\sim сотен кэВ) энергии ираст-изомеров описываются той же ф-лой, что и энергия вращения деформированного ядра:

$$\mathcal{E} = \sum_v \mathcal{E}_v = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J}. \quad (6)$$

Так, для деформированного ядра ^{152}Dy $J/\hbar^2 = 71$ МэВ $^{-1}$, а для сферич. ^{154}Er $J/\hbar^2 = 70$ МэВ $^{-1}$ (рис. 3). Однако приближённая зависимость (6) связана не с вращением ядра, а со свойством системы фермионов.

Измерение квадрупольных моментов и гироманг. отношений ираст-изомеров позволяет установить их многочастичную конфигурацию. Квадрупольный момент, растущий с увеличением I , отвечает параметру деформации $\beta_2 = 0,1-0,2$ (см. *Деформированные ядра*). Возможно, что ядро в этом случае имеет сплюснутую форму с осью симметрии в направлении выстраивания угл. момента, к-рая получается в результате выстраивания одночастичных орбит.

Мн. ядра имеют ираст-уровни, занимающие промежуточное положение между неколлективными и чисто вращат. состояниями. Пример — ядро ^{158}Er , у к-рого вклад одночастичного движения в ираст-состояние с $I^{\pi} = 40^+$ составляет 50%. При больших I и \mathcal{E} в ираст-области сферических и деформированных ядер не

обнаружено изомерных состояний с временами жизни $\tau \sim$ нс. Это указывает на неаксиальную форму ядра в ираст-состояниях при $I > 40$.

Лит.: Павличенков И. М., Аномалии вращательных спектров деформированных атомных ядер, «УФН», 1981, т. 133, с. 193. И. М. Павличенков.

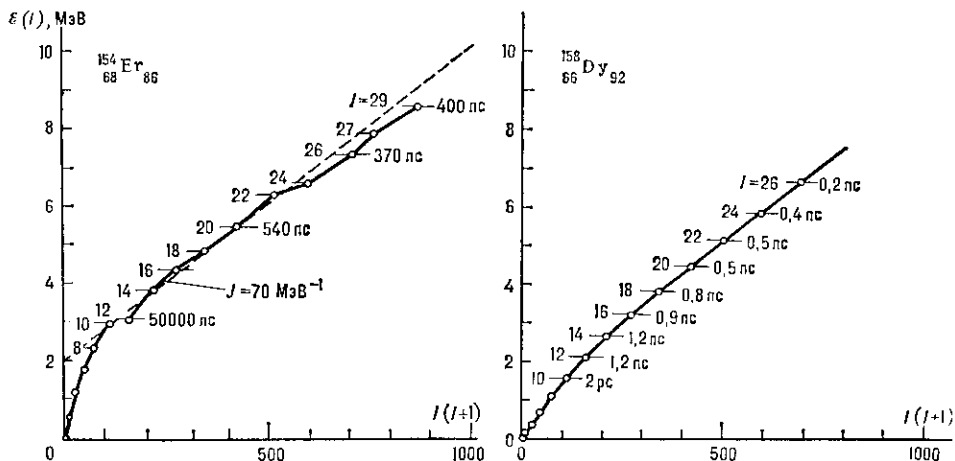


Рис. 3. Ираст-состояния сферического и деформированного ядра. Цифры указывают время жизни уровней.

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — характеристика $\sigma(\omega)$ проводников (металлов, полупроводников и др.), посредством к-рой задаётся линейная связь между плотностью тока j и напряжённостью приложенного перем. электрич. поля частоты ω [$E = E_0 \cdot \exp(-i\omega t)$]

$$j(\omega) = \sigma(\omega) E(\omega). \quad (1)$$

Выражение (1) естеств. образом обобщает *Ома закон*. Оно справедливо в локальном пределе, когда т. н. эффективная длина $l_{\text{эф}}$ свободного пробега носителей заряда (для определённости электронов) ограничена:

$$l_{\text{эф}} = \left| \frac{l}{1 - i\omega\tau} \right| \ll \delta. \quad (2)$$

Здесь δ — характерный размер, на к-ром изменяется поле E , $l = vt$ — длина свободного пробега электрона, v — ср. скорость электронов (в металлах и вырожденных полупроводниках $v \sim 10^7-10^8$ см/с, в обычных полупроводниках v — скорость теплового движения), τ — время между столкновениями (время релаксации) электронов. Обычно τ лежит в пределах $10^{-9}-10^{-13}$ с и зависит от темп-ры и чистоты проводника и, кроме того, может изменяться с частотой.

В изотропных средах В. п. определяется (по порядку величины) соотношением:

$$\sigma(\omega) \approx \frac{\omega_{\text{пл}}^2}{4\pi} \cdot \frac{\tau}{1 - i\omega\tau}. \quad (3)$$

Здесь $\omega_{\text{пл}} = (4\pi ne^2/m^*)^{1/2}$ — плазменная частота электронов, n — их концентрация, m^* — эффективная масса электрона, e — его заряд. В анизотропных средах $\sigma(\omega)$ — тензор. При выполнении условия (2) описание В. п. возможно путём введения т. н. эффективной диэлектрич. проницаемости, учитывающей вклад электронов:

$$\epsilon_{\text{эф}} = \epsilon + 4\pi i\sigma(\omega)/\omega, \quad (4)$$

где ϵ — диэлектрич. проницаемость ионной решётки. Зависимость $\epsilon_{\text{эф}}$ от частоты (временная дисперсия $\epsilon_{\text{эф}}$) в электронных проводниках, в отличие от диэлектриков, проявляется, начиная с низких частот. Это — следствие наличия свободных носителей заряда, способных изменять свою энергию на сколь угодно малую величину