

ного каркаса. Возбуждение ч.—д. приводит через взаимодействие с др. нуклонами к изменению ср. ядерного поля, к-рое самосогласованно создаёт восстанавливающую силу для колебаний. Перераспределение вещества в процессе колебания определяет инерционность каждой моды (эффективную массу фонона).

В силу оболочечной структуры возбуждения ч.—д. с определ. квантовых числами сосредоточены в узкой области энергий. Взаимодействие возбуждений ведёт к отделению коллективных мод, концентрирующих значит. часть всей интенсивности переходов ч.—д. и сдвинутых по энергии от суммы оболочечных энергий частицы и дырки.

Низкочастотные колебат. моды формируются нуклонами, взаимодействующими внутри внешних, не полностью заполненных оболочек и поляризуемыми остов (валентные нуклоны). При наличии в ядре парных коррелиций нуклонов сверхпроводящего типа (С. Т. Беляев, 1959) вместо возбуждения ч.—д. правильнее говорить о двухквасичастичных возбуждениях (разрыв куперовской пары, см. *Сверхтекучая ядра*). В результате коллективизации энергии квадрупольных фононов в неск. раз меньше энергий разрыва пары. При этом возникают новые моды — когерентные колебания конденсата нуклонных пар (парные вибрации; О. Бор, 1964).

Для коллективных мод, формируемых большим числом  $N$  простых (одночастичных) возбуждений ( $N \sim A^{2/3}$ ,  $A$  — полное число нуклонов ядра), вклад каждого простого возбуждения мал. Однако из-за когерентного сложения  $N$  вкладов амплитуда коллективного мультипольного перехода (напр., квадрупольного для  $2^+ -$  фононов) из основного в однофононное состояние усилена в  $\sqrt{N}$  раз по сравнению с одночастичным переходом, что даёт фактор усиления  $N$  для вероятностей переходов.

Т. к.  $N \gg 1$ , искажение каждого простого возбуждения из-за выделения коллективного движения мало. Поэтому повторным построением когерентных суперпозиций можно получить многофононные состояния. В этом приближении фононы независимы. Однако учёт влияния колебаний на движение нуклонов приводит к ангармонич. взаимодействию фононов между собой, с вращательными движениями ядер и с одночастичными возбуждениями. Существенно модифицируются спектры нечётных ядер; вследствие взаимодействия неспаренной частицы с колебаниями её уровни расщепляются в мультиплеты «частица + фонон».

К. в. я. играют важную роль в таких коллективных процессах, как деление или слияние ядер, где диссипация энергии осн. движения идёт через возбуждение колебат. мод промежуточной двухцентровой системы. Для деления ядер важно наличие октупольных мод вблизи седловой точки, влияющих на угл. распределение и массовую асимметрию осколков. Тонкие детали процесса деления определяются квазистационарными колебат. уровнями во втором потенц. минимуме, существующем на стадии сильного растяжения ядра. Есть указания на колебат. движение в возбуждённых (нагретых) ядрах и в быстро вращающихся ядрах.

Лит.: А й з е н б е р г И., Г р а й н е р В., Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления, пер. с англ., М., 1975; Б о р О., М о т т л и н г с о н В., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977; Ц и г л и н ю к Ю. М. и др., Квантовые эффекты в низкоэнергетическом фотоделиении тяжелых ядер, «УФН», 1984, т. 144, с. 3. В. Г. Зелевинский.

**КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ** — см. в ст. *Молекулярные спектры*.

**КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ КОНТУР** — электрич. цепь, содержащая индуктивность  $L$ , ёмкость  $C$  и сопротивление  $R$ , в к-рой могут возбуждаться электрич. колебания (рис. 1).

К. к. — электрич. осциллятор, один из осн. элементов радиотехн. систем. Различают линейные и нелиней-

ные К. к. В линейном К. к. его параметры  $L$ ,  $C$  и  $R$  не зависят от интенсивности колебаний и период колебаний не зависит от амплитуды (изохронность колебаний). При отсутствии потерь ( $R=0$ ) в линейном К. к. происходят свободные гармонические колебания с частотой  $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$  (ф-ла Томсона). Электрич. энергия колебаний сосредоточивается в ёмкости  $W_3 = q^2/2C$ , а магнитная — в катушке индуктивности  $W_M = Lq^2/2$ . Периодически с периодом  $\pi/\omega_0$  происходит

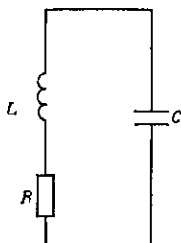


Рис. 1.

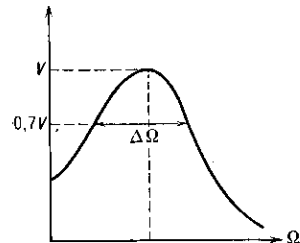


Рис. 2.

преобразование электрич. энергии в магнитную, а затем обратно, так что полная энергия системы

$$W(t) = W_3(t) + W_M(t) = \text{const} = W_3(t_0),$$

где  $t_0$  — нач. момент зарядки конденсатора,  $q$  — заряд на конденсаторе.

В реальных К. к. из-за наличия потерь при  $0 < R < 2\rho$  (где  $\rho = \sqrt{L/C}$ ) устанавливаются затухающие колебания с частотой  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$  и амплитудой, пропорциональной  $e^{-\delta t}$ , где  $\delta = R/2L$  — затухание контура. Качество К. к. характеризуется его добротностью  $Q = \rho/R = \omega_0/2\delta$ . При  $R > 2\rho$  в К. к. колебания отсутствуют и происходит аперриодич. процесс разряда конденсатора через катушку индуктивности.

При включении в линейный К. к. генератора с переменной эдс  $E = E_0 \cos \Omega t$  в нём устанавливаются вынужденные колебания с частотой  $\Omega$ . Напр., при последоват. включении эдс амплитуда колебаний напряжения  $V$  на конденсаторе, определяемая соотношением

$$V = \frac{\omega_0^2 E_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + 4\delta^2 \Omega^2}},$$

зависит не только от амплитуды внеш. эдс, но и от её частоты  $\Omega$ . Зависимость амплитуды колебаний в К. к. от  $\Omega$  наз. резонансной характеристикой  $Q$  контура (рис. 2). При  $\Omega = \omega_0$   $V$  принимает макс. значение, в  $Q$  раз превышающее амплитуду внеш. силы  $E_0$ . Величину  $\Delta\Omega = \omega/Q$  наз. полосой пропускания К. к. На резонансной характеристике — это область частот вблизи  $\omega_0$ , соответствующая значению амплитуды  $V \approx 0,7QE_0$ . Резонансные свойства К. к. позволяют выделить из множества колебаний те, частоты которых близки к  $\omega_0$ . Именно это свойство (избирательность) К. к. используется на практике.

Линейный К. к. описывается дифференц. ур-нием вида

$$\ddot{q} + 2\delta\dot{q} + \omega_0^2 q = E_0 \cos \Omega t,$$

т. е. является (при  $E_0=0$ ) системой с одной степенью свободы. Незатухающим колебаниям в К. к. без потерь ( $\delta=0$ ,  $E_0=0$ ) на фазовой плоскости ( $q, \dot{q}$ ) соответствуют замкнутые интегральные кривые линейного центра (рис. 3) — вложенные друг в друга эллипсы или, в частном случае, окружности.

В нелинейном К. к., когда заряд на конденсаторе  $q$  — нелинейная ф-ция напряжения или индуктивность катушки  $L$  — нелинейная ф-ция тока (напр., в случае конденсатора с сегнетоэлектриком и индуктивности