

таких перепадов является изменение темп-ры вдоль свободной поверхности (термокапиллярная К.), другая возможная причина — присутствие в жидкости поверхностно-активной примеси с изменяющейся концентрацией. Интенсивность капиллярной К. довольно мала. В обычных условиях она, как правило, не является существенной на фоне вынужденной или свободной К. Однако в космич. технике, в условиях свободного полёта за пределами атмосферы, когда интенсивность свободной К. становится весьма значительной из-за невесомости, именно благодаря капиллярной К. в сосудах с жидкостью могут возникать слабые конвективные движения, к-рые (как и свободноконвективные движения, порождаемые микрогравитацией) существенно затрудняют практич. реализацию условий невесомости.

Н. А. Анфимов.

**КОНВЕРСИ ТРУБКИ**, то же, что *разрядные трубки*.  
**КОНВЕРСИОННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ**, электроны, испускаемые атомом в результате электромагнитного перехода возбуждённого ат. ядра в состояние с меньшей энергией, когда избыток энергии ядро отдаёт одному из ат. электронов (см. *Конверсия внутренняя*).

**КОНВЕРСИЯ ВНУТРЕННЯЯ** (от лат. *conversio* — изменение) — явление, при к-ром энергия, высвобождаемая при эл.-магн. переходе возбуждённого атомного ядра с энергией  $\epsilon_n$  в состояние с меньшей энергией  $\epsilon_k$ , передаётся в результате эл.-магн. взаимодействия одному из электронов, к-рый покидает атом (конверсионный электрон). Его кинетич. энергия  $T = \hbar\omega - \epsilon_k - \epsilon_{св}$ , где  $\hbar\omega = \epsilon_n - \epsilon_k$  — энергия ядерного перехода, т. е. разность энергий начального и конечного состояний ядра,  $\epsilon_{св}$  — энергия связи электрона в атоме (небольшая доля энергии — сотые или тысячные доли % — передаётся конечному атому вследствие эффекта отдачи). Электроны могут быть выбиты с разл. оболочек атома, и, соответственно, различают  $K$ -,  $L$ -,  $M$ - и т. д. конверсию.

Отношение вероятности  $K$ . в. к вероятности перехода с испусканием  $\gamma$ -кванта наз. к о э ф. к о н в е р с и и. Коэф.  $K$ . в. возрастает с уменьшением энергии перехода  $\hbar\omega$ , ростом его мультипольности  $L$  и заряда ядра  $Z$  (в первом приближении  $\propto Z^3$ ). В зависимости от этих параметров коэф.  $K$ . в. может меняться в широких пределах от  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  до величин  $\gg 1$ . Коэф. конверсии слабо (с точностью до 1—0,1%) зависит от структуры ядра. Это происходит оттого, что длины волны конверсионного электрона и  $\gamma$ -излучения почти всегда во много раз больше размеров ядра.

Особый случай — переход ядра между состояниями  $0^- \rightarrow 0^+$  (в обшем случае  $I^\pi$ , где  $I$  — полный угл. момент ядра,  $\pi$  — чётность), напр. в ядрах  $^{16}\text{O}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ . В этом случае переход с испусканием одного  $\gamma$ -кванта строго запрещён правилами отбора по угл. моменту (угл. момент  $\gamma$ -кванта не может быть равен 0) и снятие возбуждения ядра идёт либо путём  $K$ . в., или же излучением одновременно двух  $\gamma$ -квантов с суммарной энергией  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \epsilon_n - \epsilon_k$  (см. *Гамма-излучение*).

Величина коэф.  $K$ . в. вычисляется методами квантовой электродинамики (в широком диапазоне  $\hbar\omega$  значения  $L$ ,  $Z$  табулированы). Сравнение измеренных коэф.  $K$ . в. с рассчитанными — один из основных методов определения мультипольностей переходов, спинов и чётностей ядерных состояний.

При энергиях переходов  $\hbar\omega$ , превышающих удвоенную энергию покоя электрона ( $\hbar\omega \gg 2mc^2 = 1,022$  МэВ,  $m$  — масса электрона), может происходить образование электрон-позитронных пар (п а р н а я к о н в е р с и я), вероятность к-рой в отличие от  $K$ . в. на электронах атома растёт с ростом энергии  $\hbar\omega$  и падает с увеличением мультипольности перехода  $L$ . Спектры электронов и позитронов непрерывные, причём суммарная кинетич. энергия электрона и позитрона равна  $\hbar\omega - 2mc^2$  (см. *Рождение пар*).

Лит.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 3—4, М., 1969; см. также лит. при ст. *Гамма-излучение*.

**КОНДЕНСАТОР ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ** (от лат. *condensator*, букв. — тот, кто уплотняет, сгущает) — устройство, предназначенное для получения нужных величин электрич. ёмкости и способное накапливать и отдавать (перераспределять) электрич. заряды. К. э. применяются в электрич. цепях (сосредоточенные ёмкости), электроэнергетике (компенсаторы реактивной мощности), импульсных генераторах напряжения, в измерит. цепях (измерит. конденсаторы и ёмкостные датчики).

К. э. состоит из двух (иногда более) проводящих тел (обкладок), разделённых диэлектриком. Как правило, расстояние между обкладками, равное толщине диэлектрика, мало по сравнению с линейными размерами обкладок. Поэтому электр. поле, возникающее при подключении обкладок к источнику с напряжением  $U$ , практически полностью сосредоточено между обкладками. При этом частичные собственные ёмкости электрические обкладок пренебрежимо малы по сравнению с их частичной взаимной ёмкостью, к-рая в этом приближении примерно равна ёмкости К. э. Численно ёмкость  $C$  К. э. равна заряду  $q$  одной из обкладок при напряжении, равном единице:  $C = q/U$ . Энергия, запасённая заряженным до пост. напряжения  $U$  К. э., равна  $W = CU^2/2$ . Ёмкость К. э. зависит от абс. диэлектрич. проницаемости диэлектрика  $\epsilon$ , формы и геом. размеров. Ёмкость плоского К. э., представляющего собой две металлич. плоские параллельные пластины, разделённые диэлектриком, равна  $C = \epsilon S/d$  (в СИ), где  $S$  — площадь обкладки,  $d$  — расстояние между обкладками (толщина диэлектрика). Кроме ёмкости К. э. обладает активным сопротивлением  $R$  и индуктивностью  $L$ . Поэтому полное сопротивление К. э. синусоидальному току с круговой частотой  $\omega$  равно (см. *Импеданс*)

$$z = \sqrt{R^2 + [\omega L - (1/\omega C)]^2}$$

и выше резонансной частоты  $\omega_{рез} = (LC)^{-1/2}$  носит активно-индуктивный характер. Как правило, К. э. используются на частотах, значительно меньших резонансной, на к-рых его индуктивностью обычно пренебрегают. Активное сопротивление К. э. зависит от уд. сопротивления диэлектрика, материала обкладок и выводов, формы и размеров К. э., частоты и темп-ры, индуктивность — в основном от формы и размеров К. э.

При подключении обкладок к источнику пост. напряжения К. э. заряжается до напряжения  $U$  источника. Ток, продолжающий течь через К. э. после его зарядки, наз. током утечки. Он равен  $I_y = U/R_{из}$ , где  $R_{из}$  — сопротивление изоляции, дающее осн. вклад в активное сопротивление К. э.

В цепи синусоидального напряжения ток через К. э. опережает по фазе напряжение на угол, близкий к  $90^\circ$ , и может быть представлен в виде суммы двух составляющих: реактивной (ёмкостной) составляющей тока (опережающей по фазе напряжение на  $90^\circ$ ) и активной составляющей тока (совпадающей по фазе с напряжением). Отношение амплитуд или действующих значений этих составляющих определяет тангенс угла диэлектрич. потерь  $\text{tg } \delta$  К. э.:  $\text{tg } \delta = I_a/I_p$ , где  $I_a$  и  $I_p$  — действующие значения активной и реактивной составляющих тока через К. э. Угол  $\delta$  дополняет сдвиг фаз между током и напряжением К. э. до  $90^\circ$ . Реактивная мощность К. э.  $Q = \omega C U^2$ . Мощность тепловых потерь энергии в К. э.  $P_a = \omega C U^2 \text{tg } \delta$ . Любая К. э. при достаточном увеличении напряжения пробивается (происходит разряд между обкладками). Пробивное напряжение определяется электрич. прочностью диэлектрика К. э. в конкретных условиях эксплуатации.

При изготовлении К. э. используется неск. базовых конструкций (рис. ). В простейшем случае это плоский К. э. — две плоские металлич. обкладки, разделённые диэлектриком (а), или плоский многопластинчатый К. э., содержащий  $n$  обкладок, соединённых параллельно (б). Эти две конструкции чаще применяются в К. э. с неорганич. диэлектриками. Кроме них в керамич. К. э. используются ещё две конструкции — цилиндрич.