такой перестройке О. р. при внесении внутрь малых локализов. вкраплений основан один из методов измерений распределения полей в О. р.

В прямоуг. О. р. поля имеют ячеистую структуру: любая высокая мода в них разбивается на «подмоды» типа TM_{111}, TE_{111}, или TE_{011}, как это показано на рис. 4. Низкие моды прямоуг. О. р. следует рассматривать в качестве элементарных. В технике довольно часто (но не всегда) О. р. используют в режиме одного колебания, обычно обладающего наинизшей собств. частотой.

Цилиндрический резонатор. С помощью плавных деформаций стенок О. р. можно проследить за топологически подобными изменениями структуры собств. мод.

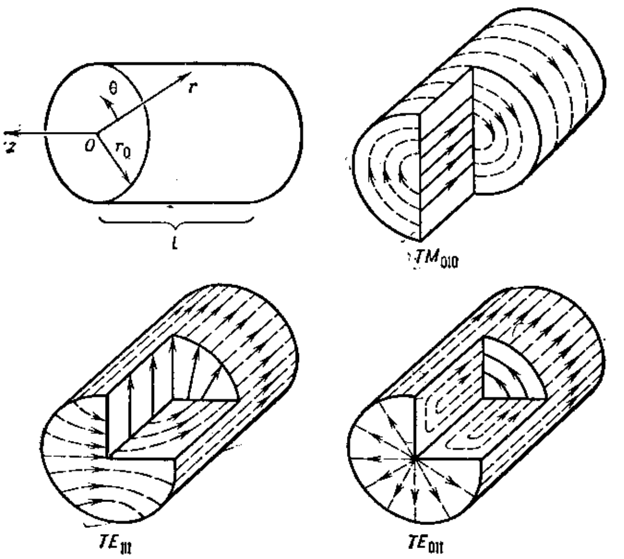

Рис. 5. Простейшие колебания (моды) в цилиндрическом объёмном резонаторе. Распределение электрического (сплошные линии) и магнитного (пунктир) полей.

Так, осн. мода TE_{110} прямоуг. резонатора преобразуется в моду типа TM_{010} цилиндрич. резонатора. Смена обозначений связана с тем, что в координатах θ, r, z (рис. 5) поле не зависит от координат θ и z. Строгие количеств. данные о частотном спектре и структуре собств. колебаний цилиндрич. (и любого другого) резонатора удаётся получить только из непосредств. решения краевой задачи (1): в цилиндре радиусом r_0 и высотой l при $l < 2{,}04r_0$ мин. частоту имеет мода TM_{010}, $\omega_{010} = 2{,}4\ c/r_0\sqrt{\varepsilon\mu}$; с ростом l происходит смена осн. колебания, им становится мода TE_{111} ($H_z \neq 0$, $H_r \neq 0$, $E_r \neq 0$, $E_\theta \neq 0$), $\omega_{111}^2 = c^2\varepsilon^{-1}\mu^{-1}[(1{,}84/r_0)^2 + (\pi/l)^2]$. Среди собств. колебаний цилиндрич. резонатора типа TE наиб. простой структурой обладает симметричная относительно оси z мода TE_{011} ($H_z \neq 0$, $H_r \neq 0$, $E_\theta \neq 0$), $\omega_{011}^2 = c^2\varepsilon^{-1}\mu^{-1}[(3{,}83/r_0)^2 + (\pi/l)^2]$. Хотя эта мода не является основной ($\omega_{111} < \omega_{011}$), её часто используют на практике благодаря более низким, чем у моды TE_{111}, потерям, связанным с неидеальностью стенок резонатора. Фигурирующие в ф-лах для собств. частот числа 1,84; 2,40; 3,38 являются корнями ф-ции Бесселя и её производных: $J_0'(1{,}84) = 0$, $J_0(2{,}40) = 0$, $J_1(3{,}83) = 0$.

На рис. 6 показана возможность последоват. трансформации цилиндрич. резонатора в резонатор клистронного типа с гантелеобразным аксиальным сечением, к-рый можно рассматривать как экранированный LC-контур, где конденсатор C и индуктивность L составляют единое целое.

Добротность резонатора. Реальные О. р. отличаются от идеальных О. р. прежде всего наличием потерь (в среде, заполняющей полость, в экранирующих стенках, а также в местах ввода и вывода энергии). Если потери в заполняющей среде распределены однородно, то они не вносят изменений в структуру отд. компонент полей, но превращают чисто действительные собств. частоты в комплексные: $\omega \to \omega_д + i\omega_м$; соответствующие моды становятся затухающими: $e^{i\omega t} \to e^{i\omega_д t - \omega_м t}$. Декремент затухания $\omega_м$ определяется путём замены в (3) и (5) $\varepsilon \to \varepsilon_д - i\varepsilon_м$, $\mu \to \mu_д - i\mu_м$ и в случае малых потерь ($\varepsilon_м \ll \varepsilon_д$, $\mu_м \ll \mu_д$) равен $\omega_м = \omega_д\ (\varepsilon_м/\varepsilon_д + \mu_м/\mu_д)/2$. Поглощение в экранирующей оболочке, как правило, учитывают методом малых возмущений. Удобно использовать *Леонтовича граничное условие* для тангенциальных составляющих полей $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$, к-рое фактически лишь слегка модифицирует краевую задачу (1). По методу малых возмущений рассчитывают обычно и влияние устройств ввода-вывода эл.-магн. энергии, связывающих объёмный резонатор с внешними системами.

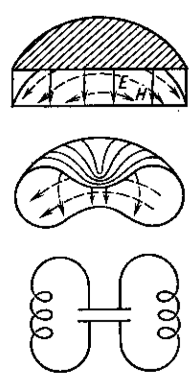

Рис. 6. Переход от цилиндрического резонатора с модой типа TM_{010} при плавной деформации стенок к резонатору клистронного типа, в котором электрическое (сплошные линии) и магнитное (пунктир) поля пространственно разделены (как в колебательном контуре).

По аналогии с LC-контурами качество О. р. часто характеризуют его д о б р о т н о с т ь ю Q. Добротность определяют либо по уширению резонансных линий, $Q = \omega/\Delta\omega = \omega_д/\omega_м$, либо как отношение запасённой в О. р. энергии W (средней за период колебаний $2\pi/\omega_д$) к мощности ср. потерь P: $Q = \omega_д W/P$. Последнее определение всегда требует уточнения, т. к. зависит от выбора «границ раздела» между областью, где энергия запасается, и областью, где она диссипируется.

В случае высокодобротных О. р. потери можно считать аддитивными и каждому их каналу поставить в соответствие свою (парциальную) добротность $Q_i \gg 1$. Так, добротность, связанная с поглощением в среде, равна $Q_1 = 2\ (\varepsilon_м/\varepsilon_д + \mu_м/\mu_д)^{-1}$, а добротность, связанная с поглощением в стенках, $Q_2 \sim V/S\delta$ (V — объём, S — поверхность полости, δ — толщина скин-слоя). Особую роль в теории О. р. играет добротность связи, или нагруженная добротность Q_3, определяющая потери на излучение вовне. В режиме оптимального резонансного возбуждения величина Q_3 равна половине суммарной добротности: $Q_3 = Q/2$ $(Q^{-1} = \sum_i Q_i^{-1})$.

Поскольку любой О. р. является многомодовым, то следует иметь в виду, что по мере уменьшения Q уширение резонансных линий может стать сравнимым с расстоянием между соседними собств. частотами, к-рые по существу уже перестают быть таковыми. При этом О. р. утрачивает свои избирательные (резонансные) свойства. Мин. значения добротностей, при к-рых ещё можно говорить о резонансных эффектах, $\sim$10. Обычно добротности О. р. характеризуются значительно более высокими числами; напр., на осн. колебаниях в СВЧ-диапазоне они достигают 10^3, а при применении сверхпроводящих экранов $\sim 10^6$—10^7.

Как уже отмечалось, О. р. чаще всего используют на низших собств. частотах. Однако иногда необходимо работать с высокими модами, избегая паразитного возбуждения других, «нерабочих» мод. С данной проблемой, к-рую наз. проблемой *селекции мод*, приходится сталкиваться, напр., в электронике СВЧ, где в интересах повышения мощности часто объём резонатора стараются делать большим по сравнению с λ^3.