ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXV, № 4 РАДИОФИЗИКА 1982

УДК 621.372.8

ОТКРЫТЫЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР С ПРОДОЛЬНЫМИ КАНАВКАМИ НА СТЕНКЕ

В. С. Ергаков, М. А. Моисеев

Проведены оценки добротностей мод колебаний с большими азимутальными и малыми радиальными индексами в резонаторе, выполненном в виде слабонерегулярного волновода с аксиально-симметричным центральным поглощающим стержнем и с периодически расположенными по азимутальной координате продольными канавками на стенке. Определены поперечные индексы мод, при которых возможно значительное превышение добротности основной моды с азимутальным индексом, кратным числу канавок, над добротностями близких по собственной частоте колебаний.

Известно, что резонаторы, стенки которых выполнены в виде эшелеттов и гребенок, обладают рядом свойств, представляющих определенный интерес для практики [1, 2]. В связи с этим в настоящей работе рассматривается резонатор, являющийся отрезком слабонерегулярного волновода кругового сечения, с аксиально-симметричным центральным стержнем [3, 4], радиус которого меньше радиуса каустики основной моды, и с продольными канавками на стенке, имеющими глубину, равную одной вариации поля основной моды по радиусу. В таком резонаторе моды шепчущей галереи с азимутальными индексами, не кратными числу канавок, переизлучаются в объемные моды, энергия поля которых поглощается центральным стержнем. Резонансные моды шепчущей галереи с азимутальными индексами, кратными числу канавок, не переизлучаются в объемные моды и не поглощаются центральным стержнем, находящимся вне поля основной моды. Добротности мод с такими азимутальными индексами определяются только омическими и дифракционными потерями. Таким образом достигается существенное превышение добротности одной основной моды над добротностями других близких по собственным частотам мод.

Ввиду сложности задачи точного определения добротностей и собственных частот колебаний в резонаторе с канавками на стенке в настоящей работе вводится ряд ограничений, упрощающих расчеты и позволяющих получить количественные оценки с достаточной степенью точности при различных поперечных индексах мод и параметрах резонатора.

Уравнения свободных колебаний. Рассмотрим резонатор типа отрезка волновода, стенка которого выполнена в виде гребенчатой дифракционной решетки, содержащего центральный стержень из материала с комплексной диэлектрической проницаемостью. Поперечное сечение резонатора изображено на рис. 1. Уравнение поверхности резонатора запишем в цилиндрической системе координат следующим образом:

$$
\begin{gathered}
r = R_2, \quad \psi_{\text{н}j} \leqslant \psi \leqslant \psi_{\text{к}j}, \\
r = R_1, \quad \psi_{\text{к}j} \leqslant \psi \leqslant \psi_{\text{н}j+1}, \qquad (1) \\
R_1 \leqslant r \leqslant R_2, \quad \psi = \psi_{\text{н}j}, \quad \psi = \psi_{\text{к}j}.
\end{gathered}
$$

Здесь $\psi_{нj} = (j-1)2\pi/N$, $\psi_{кj} = \psi_{нj} + \pi/a$, j — номер канавки, N — число канавок, a — параметр, характеризующий ширину канавки, R_1 — радиальная координата выступа, R_2 — радиальная координата дна канавки.

Высокочастотное поле собственного колебания в резонаторе типа отрезка волновода, ограниченного с торцов слабыми неоднородностями, когда выполняется условие $L^2/\lambda R_2 \geqslant 1$ (L — длина одной продольной вариации поля), может быть записано в виде произведения двух функций:

$$\boldsymbol{E}(r, \psi, z) = \boldsymbol{E}(r, \psi) f(z),$$
$$\boldsymbol{H}(r, \psi, z) = \boldsymbol{H}(r, \psi) f(z). \qquad (2)$$

Здесь $f(z)$ — функция продольного распределения поля, определяемая уравнением неоднородной струны [3–5]. У наиболее высокодобротных колебаний, имеющих одну продольную вариацию поля, функции $f(z)$ одинаковы.

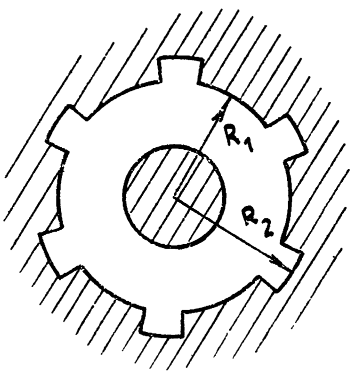

Рис. 1.

Необходимые для дальнейших расчетов азимутальную компоненту $\boldsymbol{E}(r, \psi)$ и продольную компоненту $\boldsymbol{H}(r, \psi)$ в области $r < R_1$ представим рядами Фурье:

$$E_\psi^{(1)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m G_m^{(1)}(r) e^{-im\psi},$$
$$H_z^{(1)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \Phi_m^{(1)}(r) e^{-im\psi}, \qquad (3)$$

где A_m — амплитудные коэффициенты,

$$G_m^{(1)} = (i/k\varepsilon)\, d\Phi_m^{(1)}/dr, \qquad (4)$$

$\varepsilon = 1$ вне стержня ($r > R_с$) и $\varepsilon = \varepsilon_с$ внутри стержня ($r < R_с$), $\varepsilon_с$ — комплексная диэлектрическая проницаемость материала стержня, $k = \omega/c$ — волновое число. Функции $\Phi_m^{(1)}(r)$, удовлетворяющие уравнению Бесселя и условию непрерывности E_ψ и H_z на поверхности стержня, в области $r > R_с$ имеют вид

$$\Phi_m^{(1)} = J_m(kr) + bN_m(kr); \qquad (5)$$

$$b = -\frac{\sqrt{\varepsilon_с}\, J_m\left(k\sqrt{\varepsilon_с} R_с\right) J'_m(kR_с) - J'_m\left(k\sqrt{\varepsilon_с} R_с\right) J_m(kR_с)}{\sqrt{\varepsilon_с}\, J_m\left(k\sqrt{\varepsilon_с} R_с\right) N'_m(kR_с) - J'_m\left(k\sqrt{\varepsilon_с} R_с\right) N_m(kR_с)}. \qquad (6)$$

Здесь $J_m(x)$, $N_m(x)$ — функции Бесселя и Неймана, $J'_m(x)$ и $N'_m(x)$ — производные $J_m(x)$ и $N_m(x)$ по аргументу.

Поле в канавках можно представить в виде разложения по собственным функциям канавок. Для первой канавки ($0 < \psi < \pi/a$)

$$E_\psi^{(2)} = \sum_{n=0}^{\infty} B_n G_n^{(2)}(r) \cos(na\psi),$$
$$H_z^{(2)} = \sum_{n=0}^{\infty} B_n \Phi_n^{(2)}(r) \cos(na\psi), \qquad (7)$$
$$G_n^{(2)} = (i/k)\, d\Phi_n^{(2)}/dr,$$

$$\Phi_n^{(2)} = J_{na}(kr) - N_{na}(kr)\,[J'_{na}(kR_2)/N'_{na}(kR_2)],$$

$J_{na}(x)$, $N_{na}(x)$ — функции Бесселя и Неймана na-порядка. Поля в других канавках записываются с учетом условия Флоке

$$E(r,\ \psi + 2\pi/N) = E(r,\ \psi)\exp(-\,i2\pi N^{-1}\Delta m),$$

где Δm — целое число.

Сшивая электрические и магнитные поля (3) и (7) на поверхности $r = R_1$, с учетом равенства нулю $E_\psi^{(1)}$ на металле и полноты системы функций $\exp(im\psi)$ на периоде расположения канавок и функций $\cos(na\psi)$ на раскрыве канавки, находим

$$A_m = \frac{N}{2\pi\overline{G}_m^{(1)}}\sum_{n=0}^{\infty} B_n\overline{G}_n^{(2)}\int\limits_0^{\psi_{k1}} e^{im\psi}\cos(na\psi)\,d\psi,$$

$$B_n = \frac{2a}{\pi\overline{\Phi}_n^{(2)}(1+\delta_{0n})}\sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m\overline{\Phi}_m^{(1)}\int\limits_0^{\psi_{k1}} e^{-im\psi}\cos(na\psi)\,d\psi. \tag{8}$$

Здесь $\overline{G}_m^{(1,2)}$, $\overline{\Phi}_m^{(1,2)}$ — значения $G_m^{(1,2)}$, $\Phi_m^{(1,2)}$ при $r = R_1$; δ_{0n} — символ Кронекера.

Из (8) получаем систему уравнений, определяющую амплитудные коэффициенты и собственные частоты колебаний:

$$\overline{G}_m^{(1)}A_m = \sum_{m'=-\infty}^{\infty} k_{mm'}A_{m'},$$

$$k_{mm'} = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{\overline{G}_n^{(2)}}{\overline{\Phi}_n^{(2)}}\,k_{mm'n}\,\overline{\Phi}_{m'}^{(1)}, \tag{9}$$

$$k_{mm'n} = \frac{aNmm'\,[e^{im\pi/a}-(-1)^n]\,[e^{-im'\pi/a}-(-1)^n]}{\pi^2(1+\delta_{0n})(m^2-n^2a^2)(m'^2-n^2a^2)}.$$

Коэффициенты $k_{mm'}$ отличны от нуля при индексах m и m', удовлетворяющих соотношению

$$m' = m - lN, \tag{10}$$

где l — целое число.

Анализ системы уравнений (9) для резонатора с произвольными параметрами может быть проведен только численными методами. В случае малого числа $(N \ll kR_{1,2})$ нерезонансных по глубине $\left(\left|\overline{G}_n^{(2)}/\overline{\Phi}_n^{(2)}\right| \lesssim 1+n\right)$ достаточно узких $(a \gtrsim kR_{1,2})$ канавок можно выделить малый параметр N/a и получить решение системы уравнений (9) методом последовательных приближений [2]. При $N/a \ll 1$ в резонаторе имеются пространственные гармоники с индексами m_s, для которых коэффициенты $\left|\overline{G}_{m_s}^{(1)}\right| \ll \left|\overline{\Phi}_{m_s}^{(1)}\right|$. Поля этих гармоник находятся вне стержня и имеют структуру $(\Phi_{m_s}^{(1)}(r) \approx J_{m_s}(kr))$, близкую к структуре поля мод $H_{m_s p_s}$ резонатора без канавок. Зависимость $\overline{G}_{m_s}^{(1)}$ от частоты колебаний ω можно представить первым членом разложения $\overline{G}_{m_s}^{(1)}$ в ряд по степеням δ_s:

$$\overline{G}_{m_s}^{(1)} = [(\nu_s^2 - m_s^2)/i\,2\nu_s]\,J_{m_s}(\nu_s)\,\delta_s, \tag{11}$$

$$\delta_s = 2(\omega-\omega_s)/\omega_s - i/Q_s,$$

где ω_s и Q_s — собственная частота и добротность моды $H_{m_s p_s}$ резонатора без канавок, ν_s — корень уравнения $J'_{m_s}(x) = 0$.

Модули $\overline{G}^{(1)}_{\overline{m}}$ других пространственных гармоник (с индексом $\overline{m}$) удовлетворяют условию $|\overline{G}^{(1)}_{\overline{m}}| \gg |\overline{\Phi}^{(1)}_{\overline{m}}|$. Амплитудные коэффициенты таких гармоник в первом приближении пропорциональны малому параметру N/a и могут быть выражены через амплитудные коэффициенты гармоник с индексами m_s:

$$A_{\overline{m}} = \left(1/\overline{G}^{(1)}_{\overline{m}}\right) \sum_{m} k_{\overline{m}m_s} A_{m_s}. \tag{12}$$

Суммирование в (12) ведется только по гармоникам m_s. После подстановки (12), (11) в уравнения (9) для пространственных гармоник m_s получаем систему уравнений

$$A_{m_s}\delta_s = \sum_{s'} g_{ss'} A_{m'_s}; \tag{13}$$

$$g_{ss'} = \frac{i\,2\nu_s}{\left(\nu_s^2 - m_s^2\right) J_{m_s}(\nu_s)} \left(k_{m_s m'_s} + \sum_{\overline{m}} \frac{k_{m_s\overline{m}} k_{\overline{m}m'_s}}{\overline{G}^{(1)}_{\overline{m}}} \right). \tag{14}$$

Таким образом, при $N/a \ll 1$ каждое собственное колебание представляется в виде связанных высокодобротных мод $H_{m_s p_s}$ резонатора без канавок с близкими собственными частотами. Влияние пространственных гармоник с индексами $\overline{m}$ учитывается в коэффициентах связи $g_{ss'}$.

Проанализируем систему уравнений (13) применительно к резонатору с поглощающим стержнем, радиус которого R_c меньше радиуса каустики $R^* = |m/k|$ моды $H_{m_0 p_0}$ с азимутальным индексом m_0, кратным числу канавок N, и радиальным индексом $p_0 = 1$, но достаточно близок к радиусу каустики мод с $p_s = 2$. Будем также считать, что комплексная диэлектрическая проницаемость стержня выбрана такой, что коэффициент отражения волн, распространяющихся в направлении, близком к радиальному, примерно равен нулю. При таких параметрах стержня в резонаторе с канавками пространственные гармоники с малыми азимутальными индексами, радиусы каустик которых меньше радиуса стержня, описываются функциями $\Phi^{(1)}_{\overline{m}}(r) \approx H^{(1)}_{\overline{m}}(kr)$, где $H^{(1)}_{\overline{m}}(kr)$ — функции Ханкеля первого рода. Их коэффициенты $\overline{G}^{(1)}_{\overline{m}}$ удовлетворяют условию $|\overline{G}^{(1)}_{\overline{m}}| \gg |\overline{\Phi}^{(1)}_{\overline{m}}|$.

Собственные колебания с радиальными индексами $p_s \geqslant 2$ являются низкодобротными вследствие потерь в стержне, поэтому рассмотрим только колебания, образованные связанными модами $H_{m_s p_s}$ с $p_s = p_0 = 1$ и собственными частотами, находящимися вблизи собственной частоты моды $H_{m_0 p_0}$. Азимутальные индексы этих мод, как следует из (10), определяются равенствами $(s = 1:2)$

$$m_{1,2} = \pm m_0 + \Delta m,$$

где Δm — целое число порядка единицы. Собственные колебания, образованные пространственными гармониками с индексами m_s, включают в себя и гармоники с индексами, удовлетворяющими условию

$$|m| = |m_s| \pm lN.$$

Однако в рассматриваемом резонаторе при достаточно большом $N \gg |\Delta m|$ эти гармоники относятся к гармоникам $\overline{m}$, для которых

$|\overline{G}^{(1)}_{\overline{m}}| \gg |\overline{\Phi}^{(1)}_{\overline{m}}|$, и учитываются коэффициентами $k_{m_s \overline{m}}$ в (14). Для пространственных гармоник с $|\overline{m}| \leqslant |m_s| - N$ соотношение $|\overline{G}^{(1)}_{\overline{m}}| \gg |\overline{\Phi}^{(1)}_{\overline{m}}|$ следует из (4) при $\Phi^{(1)}_{\overline{m}}(r) \approx H^{(1)}_{\overline{m}}(kr)$. Для гармоник с индексами $|\overline{m}| \geqslant m_s + N$, имеющих $\Phi^{(1)}_{\overline{m}}(r) \approx J_{\overline{m}}(kr)$, неравенство $|\overline{G}^{(1)}_{\overline{m}}| \gg |\overline{\Phi}^{(1)}_{\overline{m}}|$ выполняется, так как собственные частоты соответствующих этим гармоникам мод $H_{\overline{m}\,\overline{p}}$ находятся вне полосы связи с модами $H_{m_s p_s}$. Гармоники с индексами $|\overline{m}| \geqslant |m_s| + N$ могут иметь собственные частоты, близкие к собственным частотам мод $H_{m_s p_s}$ лишь при $p_s \geqslant 2$.

Таким образом, в резонаторе с канавками и поглощающим стержнем собственные колебания приближенно можно рассматривать как две связанные моды $H_{m_s p_s}$ и описывать их двумя уравнениями (13). Из условия нетривиальности решения системы из двух уравнений (13) вытекает уравнение для определения комплексной собственной частоты ω

$$(\delta_1 - g_{11})(\delta_2 - g_{22}) = g_{12} g_{21}. \tag{15}$$

Рассмотрим случай, когда ширина канавок равна протяженности одной вариации поля в азимутальном направлении, т. е. $a = m_0$, а глубина канавок определяется соотношением $R_2 - R_1 = (\overline{\nu}_0 - \nu_0)/k_0$, где ν_0, $\overline{\nu}_0$ — корни уравнения $J'_{m_0}(x) = 0$ с номерами, соответственно равными p_0 и $\overline{p}_0 > p_0$, $k_0 = \omega_0/c$, ω_0 — собственная частота $H_{m_0 p_0}$ моды в резонаторе без канавок. В этом случае входящие в выражения (9) коэффициенты $k_{m_s \overline{m}1}$ малы по сравнению с $k_{m_s \overline{m}0}$ вследствие того, что при частоте колебаний, равной собственной частоте $H_{m_0 p_0}$ моды, они удовлетворяют условию $\overline{G}^{(2)}_1 = 0$. Коэффициенты $k_{m_s \overline{m}n}$ при $n > 1$ с возрастанием n убывают приблизительно как n^{-4}. Поэтому в выражениях (9) можно ограничиться учетом только составляющих с индексами $n = 0$. Тогда из (14), (9) после суммирования по $\overline{m}$ получаем с точностью до величин второго порядка малости выражения для коэффициентов связи мод $H_{m_s p_s}$ с одинаковыми радиальными индексами ($p_s = p_0$):

$$g_{ss} = -g_{12,21} = g = N\tau(i\tau - 1)/4\, t_{p_0} m_0^{4/3},$$
$$\tau = \overline{G}^{(2)}_0 / i\,\overline{\Phi}^{(2)}_0 = \operatorname{tg}[k_0(R_2 - R_1)]. \tag{16}$$

В (16) учтено, что корень производной функции Бесселя ν определяется при $|m| \gg p$ асимптотическим выражением $\nu = |m| + |m/2|^{1/3} t_p$, где t_p — корень уравнения $v'(-t) = 0$, $v'(-t)$ — производная функции Эйри [6, 7].

Добротности собственных колебаний. Из (15), (16) следует, что добротности и собственные частоты колебаний, образованных связанными модами с одинаковыми радиальными индексами, равны

$$Q^{(j)} = (Q_0^{-1} + \gamma^{(j)''})^{-1}, \quad \omega^{(j)} = \omega_0(1 + \gamma^{(j)'}/2),$$
$$\gamma^{(j)} = g \mp \sqrt{g^2 + (2\Delta m/m_0)^2}, \tag{17}$$

где $\gamma^{(j)'}$ и $\gamma^{(j)''}$ — действительная и мнимая составляющие $\gamma^{(j)}$ ($j = 1; 2$), Q_0 — добротность моды $H_{m_0 p_0}$ в резонаторе без канавок.

Рассмотрим сначала собственные колебания, образованные связанными модами $H_{m_0 p_0}$ и $H_{-m_0 p_0}$ ($\Delta m = 0$). Один (основной) тип колебаний имеет добротность и собственную частоту, равные добротности и собственной частоте мод $H_{m_0 p_0}$ и $H_{-m_0 p_0}$ в резонаторе без канавок

($j = 1$, $\gamma^{(1)} = 0$). Распределение поля этого колебания по азимутальной координате соответствует распределению поля стоячей волны. Другой тип колебаний ($j = 2$, $\gamma^{(2)} = 2g$), также представляющий собой стоячую в азимутальном направлении волну с распределением поля, сдвинутым на четверть длины волны, имеет добротность $Q^{(2)} = (Q^{-1}_0 + 2g'')^{-1}$, где g'' — мнимая составляющая g. Добротность $Q^{(2)}$ уменьшается с ростом числа канавок N и модуля параметра τ. Собственная частота $\omega^{(2)}$ в зависимости от знака τ может быть как больше, так и меньше ω_0.

Число канавок, необходимое для достижения фиксированного превышения добротности основного типа колебаний $Q^{(1)} = Q_0$ над добротностью конкурирующих колебаний $Q^{(2)}$, растет при увеличении азимутального индекса m_0, пропорционально $m_0^{4/3}$.

Добротности и собственные частоты конкурирующих колебаний, образованных связанными модами с различными азимутальными индексами ($\Delta m \neq 0$), зависят не только от параметров N, τ, но и от $2\Delta m/m_0$ — относительной расстройки собственных частот мод $H_{m_1 p_0}$ и $H_{m_2 p_0}$.

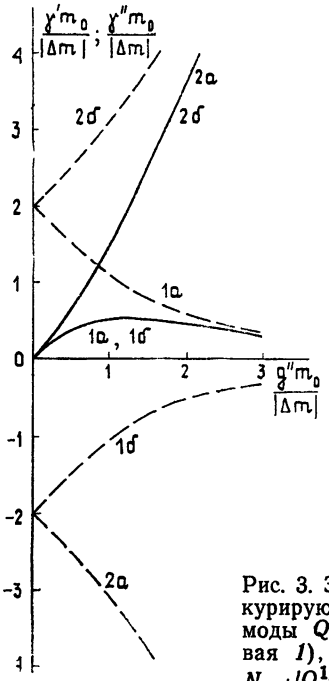

Рис. 2.

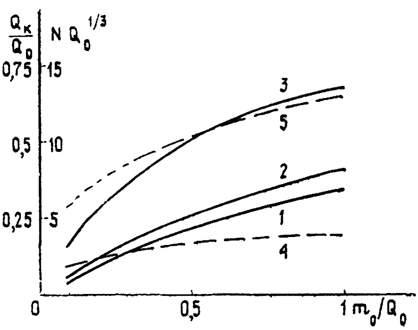

Рис. 3.

Рис. 2. Зависимости $\gamma^{(1,2)''}m_0/|\Delta m|$ (сплошные кривые *1*, *2*) и $\gamma^{(1,2)'}m_0/|\Delta m|$ (пунктирные кривые *1*, *2*) от $g''m_0/|\Delta m|$ при $\tau = 1$ (а) и $\tau = -1$ (б).

Рис. 3. Зависимости отношений добротностей конкурирующих мод $Q_к$ к добротности основной моды Q_0 при $|\tau| = 1$, $N = N_{opt}$, $\Delta m = 0$ (кривая *1*), $|\Delta m| = 1$ (кривые *2*, *3*) и отношения $N_{opt}/Q_0^{1/3}$ при $p_0 = 1$ (кривая *4*) и $p_0 = 2$ (кривая *5*) от m_0/Q_0.

Воспользуемся (16), (17) для оценок при $|\tau| = 1$. Из зависимостей $\gamma^{(j)'}m_0/|\Delta m|$, $\gamma^{(j)''}m_0/|\Delta m|$ от $g''m_0/|\Delta m|$, приведенных на рис. 2, и соотношений (17) видно, что с ростом g'' (относительного числа канавок N/m_0) добротности низкодобротных ($j = 2$) колебаний монотонно уменьшаются, а высокодобротных ($j = 1$) имеют минимум при $g'' = |\Delta m/m_0|$, величина которого равна $Q^{(1)}_{min} = (Q_0^{-1} + |\Delta m/2m_0|)^{-1}$. С увеличением относительной расстройки собственных частот связанных мод $2\Delta m/m_0$ добротности $Q^{(1)}$ уменьшаются. Наибольшую добротность имеют колебания, образованные связанными модами, собственные частоты которых наиболее близки к собственной частоте рабочей моды ($|\Delta m| = 1$). При оптимальном числе канавок $N = N_{opt} = 4m_0^{1/3}t_{p_0}$, удовлетворяющем условию $g'' = 1/m_0$, добротность этих колебаний минимальна и равна $Q^{(1)} = (Q_0^{-1} + 1/2m_0)^{-1}$ (рис. 3, кривая *3*). В этом случае низкодобротные конкурирующие колебания с $|\Delta m| = 1$ имеют значительно меньшую добротность $Q^{(2)} = (Q_0^{-1} + 3/2m_0)^{-1}$ (рис. 3, кривая *2*), примерно равную добротности конкурирующих колебаний с азимутальными индексами основной моды $Q^{(2)} = (Q_0^{-1} + 2/m_0)^{-1}$ (рис. 3, кривая *1*).

Число канавок N_{opt}, обеспечивающее минимальную добротность наиболее опасной конкурирующей моды, растет с увеличением азимутального индекса основной моды пропорционально $m_0^{1/3}$ (рис. 3, кривая *4*).

Параметры поглощающего стержня. Аксиально-симметричный поглощающий стержень в резонаторе не должен приводить к существенным потерям энергии основного типа колебаний, образованного связанными модами $H_{m_0 p_0}$ и $H_{-m_0 p_0}$. Поэтому радиус стержня R_c должен быть значительно меньше радиуса каустики этих мод. Выбирая, например, R_c из условия $J_{m_0}(k_0 R_c) \leqslant 0{,}03 (J_{m_0})_{\max}$, получим

$$R_c \leqslant \left(m_0 - 2 m_0^{1/3}\right)/k_0. \tag{18}$$

Поглощение энергии пространственных гармоник с индексами $|\overline{m}| \leqslant m_0 - N$ обеспечивается в том случае, когда радиус каустики $R^* = |\overline{m}/k_0|$, где $\overline{m} = m_0 - N$, меньше радиуса стержня. Из неравенства $R^* \leqslant R_c$ и (18) вытекает ограничение на число канавок $N \geqslant 2m_0^{1/3}$.

Диэлектрическую проницаемость материала стержня оценим из условия равенства ширины одной вариации поля основной моды по радиусу $\Delta r \approx 3m_0^{1/3}/k_0$ и расстояния, на котором поле внутри стержня уменьшается в e раз. При такой проницаемости $\varepsilon_c \approx 1 - i(4m_0)^{-1/3}$ коэффициент отражения по мощности волны с азимутальным индексом $\overline{m} = m_0 - N$ от стержня радиуса $R_c = \overline{m}/k_0$ меньше 0,5. Коэффициент отражения для гармоник с $|\overline{m}| \leqslant m_0 - 2N$ близок к $(\varepsilon_c''/4)^2 \ll 1$. Омическая добротность основных колебаний, обусловленная поглощением в стержне, больше $10^3 m_0^{2/3}$.

Проведенные в работе оценки показывают, что в резонаторе с продольными канавками на стенке и с аксиально-симметричным поглощающим стержнем достигается превышение добротности основного типа колебаний с азимутальным индексом m_0, кратным числу канавок, над добротностями других колебаний с азимутальными индексами $m \neq m_0$. Максимальный азимутальный индекс m_0 основного типа колебаний с радиальным индексом $p_0 = 1$ ограничивается значением добротности $(m_0 \leqslant Q_0/2)$. При $p_0 = 2$ оптимальное число канавок, обеспечивающее превышение добротности основного колебания над добротностями конкурирующих колебаний, образованных связанными модами $H_{m_s p_s}$ с радиальными индексами $p_s = 2$ (рис. 3, кривая *5*), больше, чем в случае $p_0 = 1$ (рис. 3, кривая *4*), в три раза. Следует, однако, заметить, что в резонаторе с основным типом колебаний, имеющим $p_0 = 2$, могут появиться высокодобротные собственные колебания, образованные связанными модами с различными радиальными индексами ($p_s = 1, 2$). Эта особенность приводит к дополнительным ограничениям при выборе параметров резонатора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Косарев Е. Л. В сб.: Электроника больших мощностей.— М.: Наука, 1968, № 3, с. 93.
2. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А, Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. — Харьков: Гос. ун-т, 1973.
3. Власов С. Н., Жислин Г. М., Орлова И. М., Петелин М. И., Рогачева Г. Г.— Изв. вузов — Радиофизика, 1969, 12, № 8, с. 1236.
4. Нефедов Е. И.— Радиотехника и электроника, 1977, 22, № 9, с. 1769.

5. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами.— М: АН СССР, 1961.
6. Вайнштейн Л А. Открытые резонаторы и открытые волноводы.— М: Сов. радио, 1966.
7. Фок В. А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн.— М: Сов. радио, 1970

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
15 апреля 1981 г.

AN OPEN CYLINDRICAL RESONATOR WITH LONGITUDINAL DITCHES AT THE WALL

V. S. Ergakov, M. A. Moiseev

A resonator is considered of the type of a segment of weakly-unregular waveguide with an axially symmetrical central absorbing rod and with longitudinal ditches at the wall periodically located over the asimuth coordinate. Q-factor estimations are made for oscillations with large azimuth and small radial indices. Conditions are specified when a marked exceed is possible of the Q-factor of the basic mode with the azimuth index, multiple to the ditches number, above the Q-factors close to the natural oscillation frequency.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Товмасян Г. М. Радиоизлучение Галактики и внегалактических объектов.— М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982.— 20 л.

В книге излагаются результаты исследования нашей звездной системы — Галактики — и внегалактических объектов методами радиоастрономии. Именно эти методы позволили открыть совершенно новые объекты Вселенной — пульсары, квазары, радиогалактики, выявить структуру Галактики по распределению в ней нейтрального водорода, обнаружить существование различных межзвездных атомов и молекул, изучить остатки сверхновых звезд и т. д. В первой главе рассказывается о теоретических проблемах генерации радиоизлучения, во второй описываются галактические источники радиоизлучения и в третьей — внегалактические источники.

Книга для астрономов и физиков — научных работников, преподавателей, аспирантов, студентов старших курсов университетов. Представляет интерес для специалистов смежных наук.

Лазерная и когерентная спектроскопия: Пер. с англ./Под ред. Дж. Стейнфелда.— М.: Мир, 1982.— 39 л., ил.

В коллективной монографии, написанной группой американских специалистов, дается единая трактовка когерентных явлений и спектроскопии поглощения и рассеяния, объединяющая как оптическую (лазерное излучение), так и микроволновую (СВЧ-излучение) области спектра. Излагается современное состояние спектроскопии двойного резонанса, спектроскопии нестационарных явлений в микроволновой и инфракрасной областях спектра и т. д.

Монография предназначена для теоретиков и экспериментаторов, работающих в области лазерной спектроскопии, магнитного резонанса и химической физики.

Оптическая голография: В 2-х томах. Пер. с англ./Под ред. Х. Колфилда.— М.: Мир, 1982 — 44 л., ил.

Книга, написанная большим коллективом ведущих американских специалистов, охватывает все вопросы, связанные с теорией и различными аспектами практического использования оптической голографии, а также оптических методов обработки информации, включая обработку изображений и радиосигналов.

Энциклопедичность, наличие большого количества справочных и новейших данных делают книгу практическим руководством для широкого круга специалистов, применяющих голографические методы, физиков и инженеров, непосредственно занимающихся теорией и применениями голографии, а также оптическими методами обработки информации.