К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПОТЕРЬ В СВЯЗАННЫХ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРАХ

В. М. Бакуменко

Харьков

Для селекции продольных типов колебаний в открытых системах находят применение связанные резонаторы, особенностью которых являются дополнительные потери, вызванные отличием собственных функций парциальных резонаторов. Широкое распространение получил селектор, состоящий из двух резонаторов, связанных наклонной делительной пластиной [1, 2] (рис. 1), который также можно рассматривать как интерферометр Майкельсона, дополненный зеркалом. Написав уравнения для лучевых амплитуд пучков парциальных резонаторов, получим уравнение для определения собственных функций и соответствующих собственных значений для нахождения резонансных частот и потерь такого резонатора. Как показано в работах [3, 4], в отличие от двухзеркального резонатора последнее в общем случае не приводится к хорошо изученному уравнению типа Фредгольма второго рода и может быть решено только численными методами.

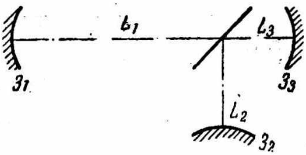

Рис. 1. Общий вид связанного резонатора.

В данной работе для определения потерь связанных резонаторов сделаны следующие упрощающие предположения:

1) дифракционные потери равны сумме дифракционных потерь парциальных резонаторов;

2) функции распределения полей [5] парциальных резонаторов при наличии связи остаются такими же, как и для несвязанных резонаторов;

3) волна, падающая из одного парциального резонатора на другой, возбуждает в нем волну с коэффициентом связи $C = c_{m\bar{m}} c_{n\bar{n}}$, где $C_{m\bar{m}}$ и $C_{n\bar{n}}$ определяются в предположении бесконечных апертур и в случае прямоугольных координат имеют вид [5]

$$c_{m\bar{m}} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_m \psi^*_{\bar{m}} dx, \tag{1}$$

$$c_{n\bar{n}} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_n \psi^*_{\bar{n}} dy, \tag{2}$$

где m, n — индексы поперечных волн, относящиеся к резонатору $З_1З_3$ (рис. 1), а $\bar{m}$, $\bar{n}$ — к резонатору $З_2З_3$.

Применяя теорию длинных линий с учетом сделанных выше предположений, можно получить следующее выражение для потерь селектора L при наличии рассогласования:

$$L = 1 - |R_c|^2, \tag{3}$$

где

$$|R_c|^2 = \frac{(1 - r_4^2)^2 r_3^2 \left[\left(1 - r_4'^2 r_2 r_3\right)^2 + 4 r'^2 r_2 r_3 \sin^2\theta_2 \right]}{\left(1 - r_4^2 r_2 r_3\right)^2 + 4 r_4^2 r_2 r_3 \sin^2\theta_2}; \tag{4}$$

r_i — модуль коэффициента отражения i-го зеркала;

$$r_4'^2 = r_4^2 (1 - C^2); \tag{5}$$

$$\Theta_2 = k (L_2 + L_3) - (m + n + 1) \arccos g_{25} - \varphi_2; \tag{6}$$

$$g_{23} = \sqrt{\left(1 - \frac{L_2 + L_3}{R_2}\right)\left(1 - \frac{L_2 + L_3}{R_3}\right)}; \qquad (7)$$

k — волновое число;

φ_2 — дифракционная поправка фазы резонатора $З_2З_3$; [6, 7]

L, R_i — длина и радиус кривизны i-го плеча.

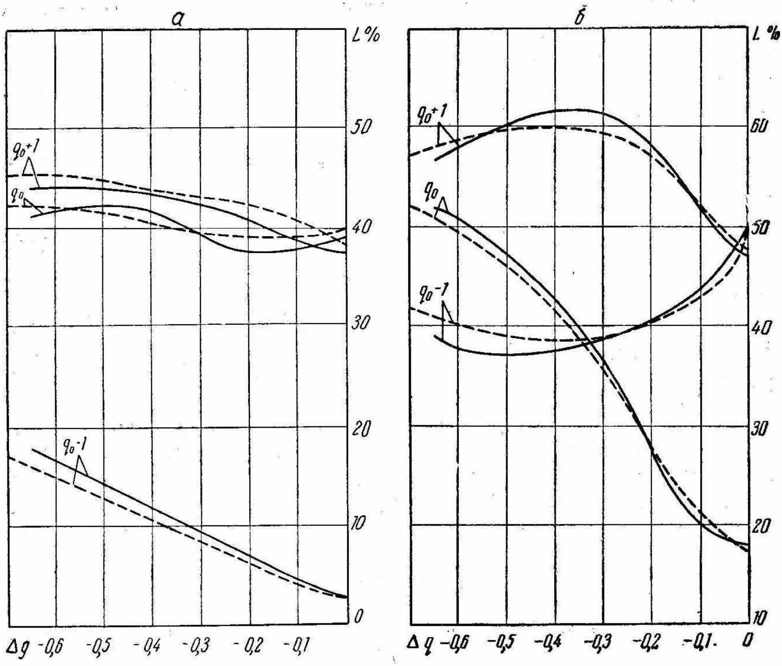

Рис. 2. Зависимость потерь TEM_{0q} и TEM_{1q} мод ($q = q_0$, $q_0 \pm 1$) от величины рассогласования Δg.

Для определения потерь мод, соседних с выделяемой, θ_2 можно выразить через параметры резонатора $З_1З_3$ в виде уравнения

$$\theta_2 = \left[\pi q - \frac{1}{2} \operatorname{arc\,tg} \varphi + (m + n + 1) \arccos g_{13} + \varphi_1\right] \frac{L_2 + L_3}{L_1 + L_3} - $$
$$- (m + n + 1) \arccos g_{23} - \varphi_2, \qquad (8)$$

где q — индекс продольной волны;

φ_1 — дифракционная поправка фазы резонатора $З_1З_3$;

$$g_{13} = \sqrt{\left(1 - \frac{L_1 + L_3}{R_1}\right)\left(1 - \frac{L_1 + L_3}{R_3}\right)}; \tag{9}$$

$$\varphi = \frac{\left(r_4^2 - r_4'^2\right) r_2 r_3 \sin 2\theta_2}{1 + r_4^2 r_4'^2 r_2 r_3 - \left(r_4^2 - r_4'^2\right)\cos 2\theta_2}. \tag{10}$$

Для сравнения с результатами работы [4], полученными численным решением интегрального уравнения связанных резонаторов, потери определялись в зависимости от параметра рассогласования Δg, взятого из той же работы и определяемого как

$$\Delta g = g_2 - g_{2c}, \tag{11}$$

где

$$g_2 = 1 - \frac{2L_2}{R_2}, \tag{12}$$

а g_{2c} — значение g_2 при согласовании.

Для каждого значения Δg фаза θ_2 подбиралась таким образом, чтобы потери TEM_{0q}-колебания были минимальными. На рис. 2 приведены зависимости потерь (штриховые линии) выбранной моды TEM_{0q} $(q = q_0)$ и соседних с ней мод $(q = q_0 \pm 1)$, а также TEM_{1q} мод $(q = q_0\ q_0 \pm 1)$ от величины Δg. Сравнение с результатами работы [4] (сплошные линии) показывает хорошее совпадение для мод с индексом $q = q_0$. Отличие потерь для остальных мод может быть вызвано различной коррекцией фазы θ_2 в каждой из работ.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Smith. Stabilized, Single-Frequency Output from a long laser Cavity. IEEE Journ. of Quant. El., vol. QE-1, № 8, Nov., 1965.
2. M. Di Domenico. Characteristics of a Single-Frequency Michelson Type He-Ne Gas Laser, IEEE Journ of Quant. El., vol. QE-2, № 8, Aug., 1966.
3. В. С. Авербах, С. Н. Власов, В. И. Таланов. Методы селекции типов колебаний в открытых квазиоптических системах, «Изв. вузов, Радиофизика», т. 10, № 9—10, 1967.
4. В. С. Авербах. К вопросу о влиянии пространственного рассогласования плеч связанного резонатора на его свойства. «Изв. вузов, Радиофизика», т. 13, № 5, 1970.
5. Х. Когельник. Коэффициенты связи и коэффициенты преобразования волн в оптических системах. Квазиоптика (пер. с английского). Изд-во «Мир», 1966.
6. Х. Когельник, Т. Ли. Резонаторы и световые пучки лазеров. ТИИЭР, т. 54, № 10, октябрь 1966.
7. Техника субмиллиметровых волн (под редакцией Р. А. Валитова). Изд-во «Советское радио», 1969.