

Численные результаты, приведенные на рис. 1, 2, получены при таких параметрах идеально проводящей решетки, когда рассеянное поле во всем диапазоне углов сканирования имеет лишь одну распространяющуюся гармонику, остальные затухают (кривые на рис. 1, 2 получены при  $\kappa=0,5$ ,  $l/h=2$ ,  $h/b=0,05$ ). Как показали численные эксперименты, наводимые токи при изменении угла  $\theta$  меняются мало (см. рис. 1, где кривая 1 построена при  $0=0^\circ$ ,  $2=50^\circ$ ,  $3=75^\circ$ ), поэтому зависимости  $|R_0|$  от  $\theta$  и  $|T_0|$  от  $\theta$  (рис. 2) имеют плавный характер, без аномалий. При рассматриваемой поляризации поля плоские волноводы конечной длины, образуемые элементами решетки, пропускают одну волноводную волну, соответствующую  $n=0$ , поэтому поле за решеткой значительно почти во всем диапазоне углов  $\theta$

Увеличение волнового параметра  $\kappa=b/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве, приводит к усложнению зависимости  $R_0$  и  $T_0$  от  $\theta$ . На рис. 3 приведены результаты расчетов для решетки из квадратных брусьев при  $\kappa=1,3$  ( $l/h=1$ ,  $h/b=0,05$ ). Для такой структуры зависимости коэффициентов  $R_0$  и  $T_0$  от  $\theta$  имеют более сложный характер, чем приведенные на рис. 1, появляются два критических угла  $\theta$  на интервалах ( $13^\circ$ ,  $14^\circ$ ) и ( $32^\circ$ ,  $33^\circ$ ), при переходе через которые изменяется распределение энергии поля по гармоникам. Как меняется распределение тока в окрестности критических параметров, показано на рис. 4, 5 (кривые построены при  $\kappa=1,3$ ,  $l/h=1$ ,  $h/b=0,65$ ). На рис. 4 при  $0=13^\circ$  (кривые 1, 3) и  $\theta=14^\circ$  (кривые 2, 4) приведены распределения токов для решеток из квадратных (кривые 1, 2) и круглых (кривые 3, 4) брусьев. Характер тока резко меняется не только при переходе через критические углы, но и существенно зависит от формы контура  $S$ . Этот же вывод подтверждается и приведенными на рис. 5 результатами численных расчетов токов при  $\theta=32^\circ$  (кривые 1, 3) и  $\theta=33^\circ$  (кривые 2, 4) для решеток из квадратных (кривые 1, 2) и круглых (кривые 3, 4) брусьев

## ЛИТЕРАТУРА

- Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. — Харьков. Гос. ун-т, 1973 — 288 с.
- Нефедов Е. И., Сивцов А. Н. Электродинамика периодических структур — М.: Наука, 1977 — 208 с.
- Казанский В. Б., Литвиненко Л. Н., Савенко Н. Г., Шестопалов В. П. — Укр. физ. журн., 1970, 15, № 10, с. 1619
- Казанский В. Б., Литвиненко Л. Н., Савенко Н. Г., Шестопалов В. П. — Укр. физ. журн., 1970, 15, № 11, с. 1800
- Масалов С. А., Сиренко Ю. К. — Укр. физ. журн., 1978, 23, № 9, с. 1439.
- Казанский В. Б. — Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 7, с. 1514
- Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов — М.: Мир, 1974. — 372 с.
- Галишникова Т. Н., Ильинский А. С. В кн. Вычислительные методы и программирование. — М.: Гос. ун-т, 1975, вып. 24, с. 235.
- Слепян Г. Я., Слепян А. Я. — Письма в ЖТФ, 1979, 5, № 21, с. 1316.

Московский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
10 января 1984 г.

УДК 621.372.413.621.372.8

## РЕЗОНАТОРЫ ФАБРИ—ПЕРО СО ЩЕЛЕВЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ СВЯЗИ

*В. Г. Павельев, Ш. Е. Цимлинг*

Несмотря на высокую селективность резонаторов Фабри—Перо задача дальнейшего разрежения спектра является для них достаточно важной. Одна из возможностей состоит в использовании связанных резонаторов в лазерных структурах селекции колебаний с помощью связанных резонаторов обеспечивается за счет частотной зависимости коэффициента отражения от внутреннего зеркала или как следствие частотной зависимости радиационных потерь [1]. В СВЧ диапазоне в структурах с открытыми двухзеркальными резонаторами в качестве элементов связи представляют интерес настроенные полуволновые щели, у которых сильно выражены радиационные потери

Рассмотрим систему двух резонаторов Фабри—Перо, связанных через щель (рис. 1). В связанной системе спектр содержит синфазные и противофазные нормальные колебания. Покажем, что при использовании полуволновых щелей связи имеет место дискриминация синфазных колебаний и несвязанных колебаний отдельных резонаторов, обусловленная наличием сильного электрического поля на щелевых элементах связи. Поэтому добротными оказываются только противофазные колебания системы, имеющие редкий спектр. Расчет добротности усложняется из-за необходимости учета

нерезонансного фона, содержащегося в спектре открытых резонаторов. Соответствующие радиационные потери резонаторов могут быть оценены в предположении, что излучение щелей происходит непосредственно в открытое пространство. Согласно [2], мощность излучения резонансной полости через щель

$$P = (1/2\mu) \operatorname{Re} \int_0^L U(\tau) B^\dagger(\tau) d\tau. \quad (1)$$

Здесь  $\tau$  — координата вдоль щели,  $U(\tau)$  и  $B(\tau)$  — соответственно комплексные амплитуды напряжения на щели и магнитная индукция на месте щели, закрытой металлом,  $L$  — длина щели.

Для открытого резонатора часть излучаемой щелью энергии возвращается в резонансную моду. Эту величину, однако, можно считать малой ввиду явного различия диаграммы направленности одиночной полуволновой щели и распределения поля собственного колебания. Если система состоит из двух связанных резонаторов (рис. 1), а щель прорезана в общем зеркале, то она излучает в обе стороны, и величину  $P$  в (1) следует удвоить. При малой длине щели по сравнению с размерами зеркал и основных (по поперечным индексам) колебаниях магнитное поле на щели можно считать постоянным:

$$P = (L/\mu) |\bar{U}| |B|, \quad (2)$$

где  $\bar{U}$  — комплексная амплитуда среднего напряжения на щели. Величину  $\bar{U}$  можно найти, используя вычисленное в [3] эквивалентное сопротивление связанный системы при настроенной щели связи. По определению эквивалентное сопротивление резонатора, отнесенное к щели связи [3],

$$Z = \bar{U}^2 Q / \omega N, \quad (3)$$

где  $Q$ ,  $N$  — соответственно добротность и норма собственного колебания, приближенно равная запасенной энергии  $W$ . Учитывая, что  $Q = \omega W / P_p$ , получим с учетом (3)

$$Z = \frac{\bar{U}^2}{P_p} \approx \frac{1}{2} \frac{|\bar{U}|^2}{P} = \frac{1}{2} \frac{\mu^2 \omega W}{L^2 |B|^2 Q}. \quad (4)$$

Здесь  $P_p$  — суммарная мощность потерь резонатора, которую можно положить равной мощности  $P$  излучения щели.

Согласно формуле (16) из [3] эквивалентное сопротивление  $Z$  системы для одиночной настроенной щели связи ширины  $d$  (рис. 1)

$$Z = 4Q [\pi^2 c \varepsilon \ln(2L/d)]^{-1}. \quad (5)$$

Отметим, что, используя (3), легко привести (5) к виду

$$C \bar{U}^2 / 2 = W, \quad (6)$$

где  $C = \varepsilon \pi (\lambda/4) \ln(2L/d)$  — эквивалентная емкость щелевого контура. Таким образом, смысл формулы (5) сводится к равенству средних энергий, запасаемых в щелевом и открытом резонаторах. Приравнивая (4) и (5), находим искомую добротность

$$Q = \left( \frac{c \varepsilon \pi^2 \mu^2 \omega W}{8L^2 |B|^2} \ln \frac{2L}{d} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Полагая  $W = |B|^2 \Omega / 2\mu$ , где  $\Omega$  — эффективный объем системы, получаем для полуволновой щели связи

$$Q = \left( \frac{\pi^3 \Omega}{2\lambda^3} \ln \frac{\lambda}{d} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

У резонаторов с круглыми зеркалами  $\Omega = \pi D^2 l / 2$  ( $D$ ,  $l$  — соответственно диаметр зеркал и расстояние между ними)

$$Q = \frac{\pi^2}{2} \left( \frac{l D^2}{\lambda^3} \ln \frac{\lambda}{d} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Добротность системы рис. 1 при расстроенных резонаторах с резонансной щелью связи примерно такая же. Величина  $Q$  из (8) иллюстрируется следующим примером:  $\lambda = 4$  мм,  $D = 35$  мм,  $d = 0,2$  мм,  $l = 30$  мм,  $Q = 200$ .

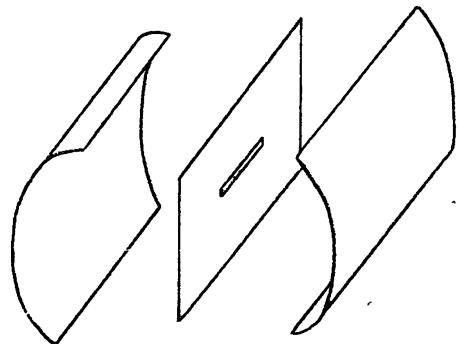


Рис. 1.

При отсутствии излучения из щелей добротность резонатора практически является чисто омической и составляет величину порядка  $10^4$ . Таким образом, радиационные потери, обусловленные излучением настроенных щелей связи, приводят к существенному подавлению синфазных колебаний, добротность которых по сравнению с противофазными снижается примерно на два порядка. Если собственные частоты парциальных резонаторов различны, то радиационная добротность резонаторов понижается практически в такой же степени, как и при связанных синфазных колебаниях.

Разрежение спектра достигается при настройке парциальных резонаторов на моды с одинаковыми собственными частотами и различными продольными индексами (например, моды  $TE_{00q_1}$  и  $TE_{00q_2}$ , где числа  $q_1$  и  $q_2$  — взаимно простые). При наличии резонансных щелей связи единственными высокодобротными колебаниями оказываются противофазные нормальные колебания связанной системы, образующие при указанном выборе  $q_1$  и  $q_2$  весьма редкий спектр. Как следует из результатов измерений (методику см., например, в [3]), для системы с одной щелью связи (размеры приведены выше) проведенная оценка удовлетворительно согласуется с экспериментом. Разрежение спектра имеет место в полосе частот  $|\Delta\omega/\omega|=0,02$ , которая может быть расширена путем использования нескольких щелей связи, имеющих разную длину.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Авербах В. С., Власов С. Н., Таланов В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1967, 10, № 9—10, с. 1333.
2. Фельд В. Н. Основы теории щелевых антенн. — М.: Сов. радио, 1948.
3. Битюрин Ю. А., Павельев В. Г., Цимринг Ш. Е. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1970, 16, № 3, с. 47.

Горьковский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
5 июля 1983 г.,  
после доработки  
4 июля 1984 г.

УДК 538.3

## УЧЕТ ОСОБЕННОСТИ НА РЕБРЕ ПРИ РАСЧЕТЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЭКРАНИРОВАННЫХ ЩЕЛЕВЫХ ЛИНИЙ

*A. M. Лерер, Ю. А. Отмахов*

1. Учет особенностей на металлическом ребре широко используется при расчете параметров волноводов со сложной формой поперечного сечения [1, 2], микрополосковых, щелевых и волноводно-щелевых линий [3—6]. Методом частичных областей задача сводится к решению интегральных или интегродифференциальных уравнений или их систем относительно неизвестных электрических полей, или токов на общей границе частичных областей. Эти уравнения решаются методом Галеркина, в котором базисными функциями являются взвешенные полиномы Чебышева, учитывающие особенность поведения электромагнитного поля на металлическом ребре. Так, например, для экранированной щелевой линии (ЭЩЛ) (рис. 1а) решение относительно тангенциальных составляющих электрического поля на щели ищется в виде

$$E_x(x) = \sum_{j=0}^{M-1} X_j \frac{T_{2j}(x/l)}{\sqrt{1 - (x/l)^2}}, \quad E_z(x) = \sum_{j=0}^{M-2} Z_j U_{2j+1}(x/l) \sqrt{1 - (x/l)^2}, \quad (1)$$

где  $X_j$  и  $Z_j$  — неизвестные коэффициенты,  $T_j$ ,  $U_j$  — полиномы Чебышева. Использование представления (1) позволяет получить решение с высокой точностью при небольшом числе  $M$  для линий с  $l/L \ll 1$ . Однако  $M$  увеличивается при увеличении  $l/L$  из-за того, что функции (1) неправильно описывают поведение электрического поля в этом случае.

Этого недостатка можно избежать, если в качестве весовой функции в (1) вместо  $1/\sqrt{1 - x^2}$  использовать электростатическую функцию, полученную в [7] при решении задачи рассеяния на волноводной диафрагме. Эта функция правильно описывает особенность поведения поля в обоих предельных случаях ( $l/L \ll 1$  и  $l/L \sim 1$ ). Эффективность ее применения в задаче расчета параметров ЭЩЛ показана в [8].

Будем искать решение для поля на щели в виде

$$E_x(x) = \sum_{j=0}^{M-1} X_j \frac{T_{j'}[t(x)/a]}{\sqrt{a^2 - [t(x)]^2}} t'(x); \quad (2)$$