

Наличие „сильношумящих“ переходов связано, по-видимому, со структурными дефектами пленок или с особенностями технологического цикла. При практическом применении данных переходов необходимо производить отбор их по шумовым параметрам.

Выяснение природы составляющих НЧ шума и связь низкочастотных шумов с параметрами переходов требуют дальнейших тщательных измерений.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гудков А.Л., Куликов В.А., Лаптев В.Н., Матвеев Л.В., Махов В.И. – Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 9, с. 527–532.
- [2] Гудков А.Л., Лихарев К.К., Махов В.И. – Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, в. 23, с. 1423–1428.
- [3] Лихарев К.К., Ульрих Б.Т. Системы с джозефсоновскими контактами, М.: МГУ, 1978.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения
радиоволн АН СССР

Поступило в Редакцию
16 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

26 июля 1988 г.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ СПЕКТРА ЧАСТОТ ПЛОСКОГО ОТКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА ПРИ СТУПЕНЧАТОЙ ДЕФОРМАЦИИ ЗЕРКАЛ

А.М. Ф у р с о в, Ю.И. Л е о н о в,
Б.М. Б у л г а к о в

В настоящей работе получены теоретические результаты, показывающие, что при определенных условиях ступенчатая деформация зеркал, формирующих открытую колебательную систему, приводит к снижению уровня дифракционных потерь открытого резонатора (ОР). Исследованы также эффекты, связанные с межмодовым взаимодействием и преобразованием структуры полей компонент спектра ОР в процессе деформации зеркал.

Рассмотрим собственные колебания в плоском ОР, геометрия которого представлена на рис. 1, а. Строгое решение задачи, ориентированное на поиск собственных частот ОР вида $\alpha = \frac{\omega}{\lambda} = \alpha' - i\alpha''$ (α' – безразмерная частота, $\alpha'' > 0$ – декремент затухания), как функции безразмерной высоты ступени $\tilde{h} = l - b/a$, осуществляется с помощью предложенного в данной работе подхода, в основе которого лежат: метод обобщенной матрицы рассеяния [1] и волноводная концепция „удержания“ поля в объеме открытой колебательной системы [2].

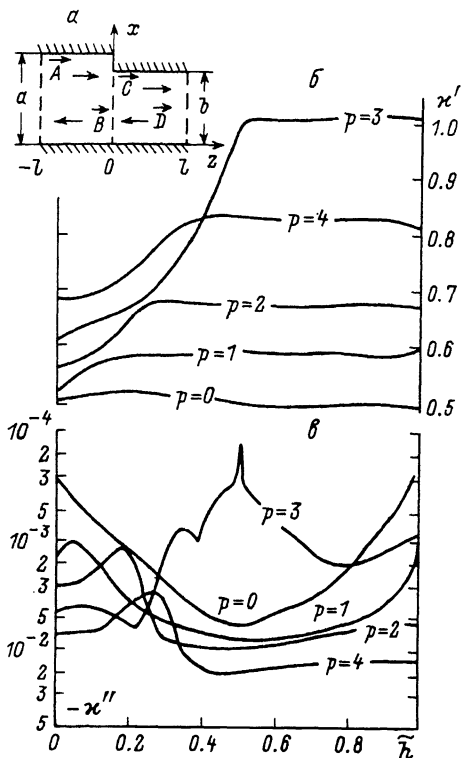


Рис. 1.

Представим, подобно [2], ОР в виде неоднородного в сечении $Z=0$ отрезка плоского волновода с открытыми концами. Тогда поле внутри него можно разложить по дискретному набору волноводных волн, распространяющихся в $\pm Z$ -направлениях [3]. Сопоставим каждой из неоднородностей, включая открытые концы волновода, матричные операторы, которые описывают трансформацию спектров волн на этих неоднородностях и находятся из решения вспомогательных задач дифракции. Явный вид матриц отражения $R^{(a)}$ и $R^{(b)}$ от открытых концов соответственно широкого и узкого волноводов получим, воспользовавшись результатами [1]. Элементы матриц $R^{(a \rightarrow a)}$, $T^{(a \rightarrow b)}$, $R^{(b \rightarrow b)}$ и $T^{(b \rightarrow a)}$, описывающих взаимное преобразование волн на ступени при отражении и прохождении стыка волноводов слева направо и справа налево соответственно, находим из решения граничной задачи путем сшивания тангенциальных H_y и E_x - компонент полей в сечении $Z=0$.

После составления системы операторных уравнений относительно неизвестных векторов амплитуд волн A, B, C и D (рис. 1, а) и ее решения получим искомое дисперсионное уравнение, предназначенное для нахождения собственных частот α :

$$\det \{ \hat{I} - \hat{F} \hat{R} \hat{F}^{\wedge}(a) \hat{F}^{\wedge}(a) \hat{G} \hat{R} \hat{F}^{\wedge}(b) \hat{F}^{\wedge}(b) \} = 0, \quad (1)$$

где \hat{I} — единичная матрица, $\hat{F}^{\wedge}(a)$ и $\hat{F}^{\wedge}(b)$ — фазовые операторы, описывающие распространение волн в широкой и узкой частях волновода соответственно, \hat{F} и \hat{G} — матричные операторы, определяемые из двух систем уравнений:

$$\begin{aligned} [\hat{I} - \hat{R} \hat{F}^{\wedge}(b \rightarrow a) \hat{F}^{\wedge}(b) \hat{R} \hat{F}^{\wedge}(b) \hat{F}^{\wedge}(b)] \hat{F}^{\wedge} &= \hat{F}^{\wedge}(a \rightarrow b) \hat{F}^{\wedge}(a), \\ [\hat{I} - \hat{R} \hat{F}^{\wedge}(a \rightarrow a) \hat{F}^{\wedge}(a) \hat{R} \hat{F}^{\wedge}(a) \hat{F}^{\wedge}(a)] \hat{G}^{\wedge} &= \hat{F}^{\wedge}(b \rightarrow a) \hat{F}^{\wedge}(b). \end{aligned} \quad (2)$$

Поиск корней дисперсионного уравнения (1) осуществляется методом Мюллера [4] на ЭВМ БЭСМ-6.

Рассмотрим результаты расчета зависимостей резонансной частоты α' и декремента затухания α'' от $\tilde{h} \in (0,1)$ для случая $2L=5a$. Резонансная частота изменяется в пределах первой серии спектра ($0,5 < \alpha' < 1,0$).

При изменении \tilde{h} с малым шагом корни уравнения (1) группируются в соответствующие ветви (рис. 1, б, в). Обозначим типы колебаний деформированного ОР через $TEM_{\rho 1}$ ($\rho=0, 1, 2, 3, 4$), т.е. так же, как и соответствующие им компоненты спектра невозмущенного резонатора ($\tilde{h}=0$).

Обращает на себя внимание значительное различие в характере поведения зависимостей $\alpha'(\tilde{h})$ и $\alpha''(\tilde{h})$ основной ($\rho=0$) и всех остальных компонент спектра ОР. Объяснить это различие можно наличием межмодового взаимодействия между высшими типами колебаний в точках совпадения $\tilde{h}=0,12, 0,18, 0,26, 0,34, 0,5$, подтверждением чему являются: характерная форма ветвей ($\rho=1$ и 2 ; 3 и 4 ; 2 и 3), подобная графику Вина, а также α'' -образная конфигурация соответствующих кривых потерь $\alpha''(\tilde{h})$, означающая перекачку энергии от одной из взаимодействующих мод к другой [5].

Монотонный характер зависимости $\alpha''(\tilde{h})$ для основной моды TEM_{01} объясняется отсутствием ее взаимодействия с другими компонентами спектра ОР.

Рассмотрим фрагменты кривых $\alpha(\tilde{h})$, расположенные справа от точек совпадения (рис. 1, б). Анализ численных значений коэффициентов матриц рассеяния и топологии полей показывает, что резонансное поле ОР в этом случае практически полностью сосредоточено в широкой части резонатора, т.к. его узкая часть представляет собой запредельную область для волноводной волны TM_1 , в основном формирующей поле открытой колебательной системы. Этим объясняется слабая зависимость частоты взаимодействующих типов колебаний от высоты ступени при больших \tilde{h} .

Особый интерес представляет поведение TEM_{31} -моды. Из графика (рис. 1, б, ветвь $\rho=3$) видно, что с увеличением высоты ступени до значения $\tilde{h} \approx 0,5$ резонансная частота этого типа колебания круто нарастает и переходит во вторую серию спектра ($1,0 <$

$\alpha < 1.5$). Необычный характер поведения кривых $\alpha'(\tilde{h})$ и $\alpha''(\tilde{h})$ в интервале $0.25 < \tilde{h} < 0.48$ (рис. 1, б, в; $\rho=3$) объясняется особенностью распределения поля в ОР, которое сосредоточено в узкой перестраиваемой области $0 < z < l$ (рис. 2, а, случай $\tilde{h} = 0.42$). Малые потери энергии обеспечиваются значительной отражающей способностью как открытого конца узкой части ОР, так и ступени. Очевидная аппроксимация кривой $\alpha'(\tilde{h})$ ($\rho=3$) функцией $(1-\tilde{h})\alpha' \approx \text{const}$ в интервале $0.25 < \tilde{h} < 0.48$ свидетельствует о близости частот волноводной волны TM_1 к ее критическому значению. Снижение уровня дифракционных потерь моды TEM_{31} при $\tilde{h} \rightarrow 0.5$ обусловлено ростом величины коэффициента отражения волны TM_1 от ступени (рис. 2, б). Факт достижения высокой крутизны перестройки TEM_{31} моды при сохранении высокой добротности ОР представляет значительный интерес. Отметим также, что в окрестности точки $\tilde{h} = 0.5$ совпадают критические частоты волноводных волн: TM_1 — в узкой части ОР и TM_2 — в широкой. При высоте ступени $\tilde{h} = 0.5$ происходит полное преобразование этих волн друг в друга при переходе из узкой части ОР в широкую и наоборот. В результате возникает колебание, поле которого заполняет весь объем резонатора. Этому случаю соответствует появление локального минимума на кривой потерь $\rho=3$ (рис. 1, в) при изменении высоты ступени в интервале $0.48 < \tilde{h} < 0.5$.

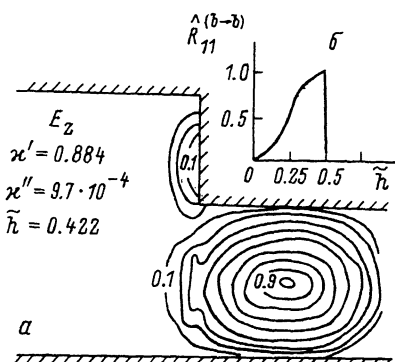


Рис. 2.

Таким образом, при резонансной высоте ступени происходит существенное изменение спектра колебаний: наряду с резким снижением уровня потерь TEM_{31} -моды наблюдается подавление других типов колебаний ОР.

Можно утверждать, что выявленные закономерности носят общий характер и справедливы для $\alpha > 1$. Подобные резонаторы со ступенчатыми неоднородностями могут быть использованы в прикладных целях.

Авторы выражают глубокую признательность Л.А. Рудю за полезные обсуждения работы.

Л и т е р а т у р а

[1] М и т т р а Р., Л и С. Аналитические методы теории волноводов, М.: Мир, 1974. с. 323.
 [2] В а й н ш т е й н Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы, М.: Сов. радио, 1966. с. 475.

- [3] Ш е с т о п а л о в В.П., Ш е р б а к В.В. — Изв. вузов, Радиофизика, 1968, т. 11, № 2, с. 296—305.
- [4] Л а н с Дж.Н. Численные методы для быстродействующих вычислительных машин, М.: ИЛ, 1962. с. 208.
- [5] Ш т е й н ш л е г е р В.В. Явления взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах, М.: Гос. изд. обор. пром., 1955. с. 144.

Институт радиофизики
и электроники АН УССР,
Харьков

Поступило в Редакцию
26 января 1988 г.
В окончательной редакции
29 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

26 июля 1988 г.

ВОЛНОВЫЕ ПУЧКИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А.В. В а ш к о в с к и й, А.В. С т а л ь м а х о в,
В.А. Т ю л ю к и н

Неоднородные поля подмагничивания привлекают внимание исследователей магнитостатических волн (МСВ) с точки зрения богатых возможностей управления свойствами МСВ. Однако практически все имеющиеся экспериментальные работы (см., например, [1—3]) посвящены исследованию только амплитудно-частотных характеристик и задержки МСВ-сигнала, прошедшего через ферритовую пленку с неоднородным подмагничиванием, причем магнитное поле плавно изменялось либо поперек, либо вдоль направления распространения волны.

В настоящем сообщении представлены первые экспериментальные результаты исследования распространения ограниченного волнового пучка поверхностной МСВ, сформированного планарным излучателем с конечной апертурой, когда в плоскости ферритовой пленки имеются локальные неоднородности постоянного магнитного поля.

В экспериментах использовались пленки железиттриевого граната (ЖИГ) в форме полудисков диаметром 76 мм. Пленка намагничивалась до насыщения касательно поверхности однородным магнитным полем H_0 электромагнита. Возбуждение поверхностной МСВ осуществлялось микрополосковым излучателем с апертурой 1 мм, расположенным на поверхности пленки ЖИГ вдоль направления H_0 (ось z). Неоднородности постоянного магнитного поля создавались путем помещения на пленку металлического стержня диаметром 350 мкм и длиной l , расположенного параллельно излучателю МСВ и на расстоянии $l = 5$ мм от него. Измерения напряженности внешнего магнитного поля вблизи поверхности пленки ЖИГ, в том числе в области стержня, помещенного в однородное поле H_0 , про-