

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Wade, T. Collins, R. Stern, IRE Trans., MTT-10, 611 (1962).
2. W. Wade, R. Stern, T. Collins, IEEE Trans., MTT-13, 1 (1965).
3. Л. И. Кошкин, Т. А. Дунаева-Митлина, В. М. Митлин, Т. З. Спиркина, Уч. зап. Куйбышевского пединститута, вып. 67, 140 (1969).
4. А. Л. Микаэлян, Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах, Госэнергоиздат, М—Л, 1963.

Куйбышевский государственный педагогический институт

Поступила в редакцию 16 июня 1969 г.

УДК 621.372.4

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАССОГЛАСОВАНИЯ ПЛЕЧ СВЯЗАННОГО РЕЗОНАТОРА НА ЕГО СВОЙСТВА

В. С. Авербах

Исследованию связанных резонаторов с наклонной делительной пластиной (рис. 1) посвящено значительное число работ [1-6], но в них рассмотрен случай, когда собственные функции парциальных резонаторов, образованных плечами 1—3 и 2—3, на пластине одинаковы. В данной заметке обсуждается влияние пространственного рассогласования (несовпадения функций) на свойства связанного резонатора*.

Систему уравнений резонатора с ленточными зеркалами, диафрагмированного в месте расположения пластины, можно привести к следующему виду [4]:

$$\psi_1(x) \exp [j2k(L_1 + L_3)] = t^2 \hat{K}_1 \psi_2(x_1) - r^2 \exp [j2k(L_1 - L_2) + j\varphi] \hat{K}_2 \psi_2(x_1), \quad (1)$$

$$\psi_2(x_1) = \hat{K}_3 \psi_1(x_1),$$

где ψ_2 и ψ_1 — распределения амплитуд в пучке, падающем на пластину и идущем от нее в плече 3, а r и t — соответственно коэффициенты отражения и прохождения пластины по амплитуде. Оператор

$$\hat{K}_i \psi(x) = \sqrt{\frac{j}{2\pi}} \int_{-V\bar{c}_i}^{V\bar{c}_i} \exp(jxx_1) \exp[-jg_i(x^2 + x_1^2)/2] \psi(x_1) dx_1 \quad (2)$$

даст преобразование распределения лучевой амплитуды при распространении в i -м плече от пластины до зеркала и обратно. В формуле (2) приняты следующие обозначения: $c_i = k' a^2/2L_i(1 - L_i/R_i)$, $2a$ — размер диафрагмы и $g_i = 1 - 2L_i/R_i$.

Неизвестными в уравнении (1) являются собственные функции ψ и собственные частоты $k = k' + jk''$. Основная трудность его решения заключается в невозможности выделения быстро осциллирующего по k множителя в левую часть уравнения, что не позволяет привести его к хорошо изученному уравнению Фредгольма второго рода. С другой стороны, наличие быстро осциллирующих множителей позволяет не принимать во внимание слабую зависимость операторов \hat{K}_i от k' .

При совпадении мод парциальных резонаторов уравнение (1) переходит в характеристическое уравнение для k . Потери всех типов колебаний оказываются различными и повторяются с периодом $\Delta k = \pi/(L_2 + L_3)$, значительно превышающем расстояние $\pi/(L_1 + L_3)$ между соседними продольными порядками спектра [4]*. Минимумы потерь для различных поперечных мод сдвинуты по частоте [1, 4] и, следовательно, спектр связанного резонатора без селекции этих мод не разрежен.

* Рассмотрен случай, когда два низкодобротных парциальных резонатора сильно связаны через делительную пластину

** Обычно $(L_2 + L_3)/(L_1 + L_3) \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ [1, 3].

В случае пространственного рассогласования уравнение (1) может быть решено только численными методами*. Приведем некоторые результаты расчетов, выполненных методом итераций на ЭВМ, иллюстрирующие ряд новых свойств связанного резонатора с диафрагмированным пучком при рассогласовании плеч.

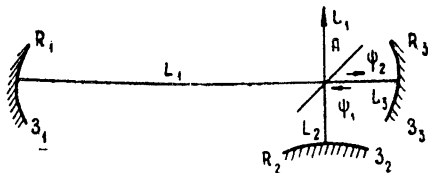


Рис. 1. Общий вид связанного резонатора: L_1 и R_1 —длины плеч и радиусы кривизны, P —делительная пластина.

В качестве исходной согласованной системы был выбран резонатор со следующими параметрами**: $l^2 = 0,75$; $(L_2 + L_3)/(L_1 + L_3) = 0,2$; $g_1 = -0,44$; $g_{2c} = 1,13$; $g_3 = 0,84$, $c_1 = 6,0$, $c_2 = 13,8$; $c_3 = 16,0$. Рассогласование вводилось изменением кривизны 2-го зеркала, т. е. параметров g_2 и c_2 . При заданном g_2 подбиралась фаза φ таким образом, чтобы одно из основных колебаний TEM_{0q_0} имело минимальное ослабление $\exp[-2k''(L_1 + L_3)]^{***}$. Затем для получившейся величины $\varphi = \varphi_m$ находились потери соседних с выделенным основным колебаний TEM_{0q} ($q = q_0 \pm 1$), а также ближайших поперечных колебаний TEM_{1q} с продольным индексом q_0 и $q_0 \pm 1$. Соответствующие результаты приведены на рис. 2, где $\Delta g = g_2 - g_{2c}$ — отличие g_2 от согласованного

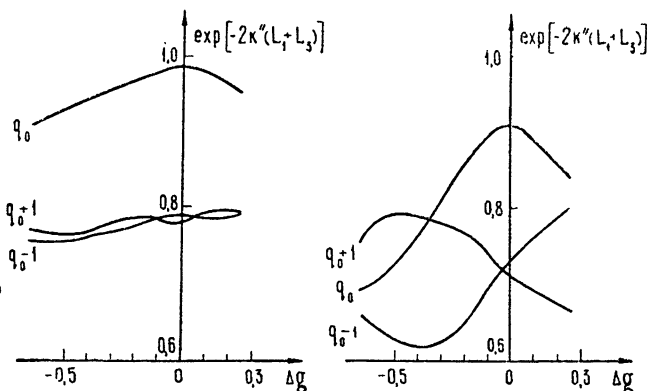


Рис. 2. Изменение ослабления TEM_{0q} —(а) и TEM_{1q} —(б) колебаний ($q = q_0$ и $q_0 \pm 1$) при пространственном рассогласовании; $\Delta g = g_2 - g_{2c}$ —отличие $g_2 = 1 - 2L_2/R_2$ от согласованного значения.

значения. Пространственное рассогласование приводит к увеличению ослабления выделяемого колебания****; потери соседних основных мод почти не изменяются, так что продольная селекция ухудшается. Потери несимметричного колебания также увеличиваются, причем более сильно, чем у основного. Разность ослаблений основной и ближайшей поперечной моды при рассогласовании растет, достигая максимума при $\Delta g = -0,35$. Отметим еще, что распределения полей соседних TEM_{0q} колебаний различны. При $\Delta g = -0,65$ отношение сечений пучков $TEM_{0(q_0+1)}$ и TEM_{0q_0} колебаний (на уровне 0,5) равно 1,7. Интересно, что возрастание потерь при $q = q_0 + 1$ сопровождается изменением амплитудного, а при $q = q_0 - 1$ — в основном фазового распределений.

* Отметим, что в уравнении связанного резонатора с двумерными зеркалами, записанном в декартовых координатах, переменные, если пространственное рассогласование происходит по обеим координатам, не разделяются.

** Основной резонатор, образованный плечами 1—3, — симметричный с параметром неконфокальности $[1 - (L_1 + L_3)/R_1, 3] = 0,2$, кривизна 2-го выпуклого зеркала подбиралась по формулам согласования [4].

*** Изменение φ эквивалентно изменению длины плеча 2— L_2 в пределах $\lambda/2$, примененному на практике при настройке резонатора на определенный тип колебаний.

**** При $\varphi = \varphi_m$ потери TEM_{0q_0} колебания в согласованном связанном резонаторе равны потерям TEM_{0q} колебаний в таком же образом диафрагмированном двухзеркальном резонаторе, образованном плечами 1—3, без делительной пластины.

Таким образом, пространственное рассогласование мод парциальных резонаторов приводит к появлению ряда новых эффектов. Так, дискриминация типов колебаний по продольному индексу ухудшается, поперечные распределения амплитуд колебаний зависят не только от поперечных, но и от продольных индексов. Аналогичные явления должны наблюдаться и в других типах связанных резонаторов.

Учет пространственного рассогласования необходим для оценок допустимых отклонений радиусов кривизны зеркал от согласованных значений по заданному уровню дополнительных потерь

ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Smith, IEEE J., QE-1, 343 (1965).
2. P. W. Smith, IEEE J., QE-2, 666 (1966).
3. W. W. Rigrod, A. M. Johnson, IEEE J., QE-3, 644 (1967).
4. В. С. Авербах, С. Н. Власов, В. И. Таланов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 9—10, 1333 (1968).
5. J. Курка, Hochfrequenztechnik und Elektroakustik, 77, 104 (1968).
6. В. Ю. Петрунькин, М. Г. Высоккий, Р. И. Окунев, ЖТФ, 38, 1983 (1968).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
15 июля 1969 г.

УДК 621.385.64

ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА В МАГНЕТРОННОМ ДИОДЕ ПРИ СИЛЬНО ЗАКРИТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

В. А. Бербасов, Л. М. Грошкова

Как показывают эксперименты [1—3], в магнетронном диоде статическое состояние пространственного заряда с полной отсечкой, когда электронное облако, прилегающее к катоду, резко ограничено критическим радиусом Хэлла r_{0x} , а в области от r_{0x} до анода пространственный заряд отсутствует, в действительности не осуществляется. Протекание анодного тока при магнитных полях, больших критического [4—8], говорит о том, что во всем междуэлектродном пространстве магнетронного диода имеется пространственный заряд. Поле этого заряда в сильно закритическом режиме (отношение магнитного поля к критическому $B/B_{кр}$ порядка 1,5 и более) должно существенно влиять на регулярное электронное облако, смещая его границу r_0 в сторону катода*. Представляет интерес экспериментально измерить распределение потенциала φ магнетронного диода в сильно закритическом режиме и проанализировать его связь с пространственным зарядом, находящимся выше границы регулярного электронного облака.

В настоящей работе измерено распределение потенциала в магнетронном диоде при $B/B_{кр} \geq 1,45$. Измерения проведены методом зонда с электронно-лучевым индикатором. Этот метод подробно описан в [9]. Его достоинство состоит в том, что он не вносит существенных искажений в исследуемую систему и обеспечивает высокую точность измерений: относительная погрешность не превышает 3%. Конструкция использованной экспериментальной лампы с системой перемещения зонда в вакууме и электронно-оптического индикатором аналогична описанной в [9]. Магнетрон имеет оксидный синтерированный катод диаметром 12 мм и сплошной анод диаметром 30 мм. Длина электродов составляет 45 мм. Диаметр зонда равен 0,1 мм.

Типичные результаты измерений представлены на рис. 1 для режима магнетронного диода $\varphi_a = 590$ в, $B = 190$ гс при $B/B_{кр} = 1,47$. Здесь крестиками нанесены точки экспериментальной кривой распределения потенциала (кривая 1). На том же рисунке нанесена кривая распределения, рассчитанная для аналитического бриллюэновского состояния**, а также отмечена граница электронного облака r_{0x} , справа от кото-

* Будем называть границей регулярного электронного облака поверхность, до которой могут долететь электроны, покидающие катод с нулевыми начальными скоростями, под действием статических полей.

** Как показано в работах [9, 10], распределение потенциала в верхней части регулярного облака близко к бриллюэновскому,