

1985. 35 с. Деп. в УкрНИИТИ от 07.06.85 № 1861 Ук-85. 4. *Адомина А. И.* Связанные поперечными целями волноводы, заполненные слоями магнито-диэлектриков//Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1988. 31, № 10. С. 1229—1235.  
5. *Агранович З. С., Марченко В. А., Шестопалов В. П.* Дифракция электромагнитных волн на плоских металлических решетках//Журн. техн. физики. 1962. 32, № 4. С. 381.394.

Поступила в редколлегию 12.10.90

### SUMMARY

We have used the Riemann-Hilbert problem to obtain an analytical solution for the boundary-value problem formulated. We have numerically investigated the influence of the parameters of the lattice and layers on anomalies in the integral characteristics of the field.

УДК 621.385.6

*Е. Н. ОДАРЕНКО*

### ДВУХМОДОВОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ГДИ С ЛОКАЛЬНОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Повышение тока пучка в генераторах типа оротрон — ГДИ приводит к сгущению спектра колебаний [1] и, как следствие, к конкуренции соседних мод открытого резонатора, имеющих близкие частоты. Изменяя условия возбуждения в резонаторе различных типов колебаний, можно управлять параметрами спектра выходного сигнала. В работе [2] описан генератор дифракционного излучения с магнитной вставкой, создающей неоднородность (фокусирующего поля. Пусковые характеристики такого генератора существенно зависят от расположения вставки по отношению к пятну поля рабочей моды на нижнем зеркале открытого резонатора. Таким образом, можно предположить, что условия самовозбуждения конкретного типа колебаний при фиксированном положении магнитной неоднородности в значительной мере определяются его амплитудным распределением в пространстве взаимодействия.

В данной работе рассматривается влияние локальной неоднородности фокусирующего магнитного поля на условия одновременного возбуждения двух мод с различной пространственной структурой поля. Огибающие полей этих колебаний вдоль пространства взаимодействия описываются функциями Гаусса-Эрмита:

$$f_i(\xi) = A_i H_i \left( \frac{\xi - 0,5}{\omega} \sqrt{2} \right) \exp \left[ - \left( \frac{\xi - 0,5}{\omega} \right)^2 \right]; \quad (1)$$

$$i = 0, 1; A_0 = 1/\sqrt{\omega \sqrt{\pi/2}}; A_1 = A_0/\sqrt{2}.$$

Здесь  $\xi = y/L$  — нормированная на длину резонатора  $L$  поперечная координата,  $\omega$  — нормированный радиус действия продольной координаты,  $\omega_1$  — радиус действия поперечной координаты на нижнем зеркале резонатора,  $H_i$  — полиномы Эрмита  $i$ -го порядка.

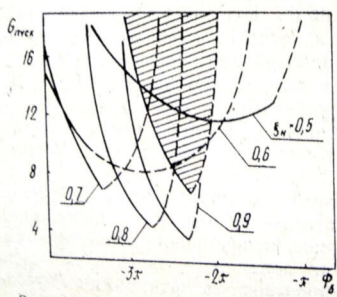
Зависимость компонент статического магнитного поля в области электронно-волнового взаимодействия можно представить следующим образом:

$$B_y = B_0 \left\{ 1 + h \exp \left[ - \left( \frac{\xi - \xi_H}{\omega_1} \right)^2 \right] \right\}; \quad (2, a)$$

$$B_z = 2B_0 h (\xi - \xi_H) \exp \left[ - \left( \frac{\xi - \xi_H}{\omega_1} \right)^2 \right] / \omega_1^2, \quad (2, b)$$

где  $B_0$  — невозмущенное значение индукции фокусирующего поля;  $h$  — параметр, характеризующий величину отклонения значения  $B_y$  от  $B_0$ ;  $\omega_1$  — нормированный на  $L$  размер области магнитной неоднородности;  $\xi_H$  — координата центра этой неоднородности. Отметим, что выражения (2) не удовлетворяют условию соленидальности магнитного поля (считается  $B_x = 0$ ). Однако это погрешности не вносит существенной погрешности в конечные результаты, поскольку зависимость  $B_y$  и  $B_z$  от поперечной координаты  $z$  можно пренебречь в области движения электронов.

Для расчетов использовались соотношения, полученные в [3] на основе двумерной линейной теории. Значения независимых параметров следующие:  $\omega = 0,25$ ;  $\omega_1 = 0, 2$ ;  $h = -0,3$ . Постоянное магнитное поле  $B_0$  полагалось достаточно большим, чтобы можно было пренебречь динамическими смещениями траекторий электронов. Величина  $h$  выбрана таким образом, чтобы электронный пучок почти полностью оседал на замсистему в пределах магнитной неоднородности.



Зоны двухмодового возбуждения при различных значениях координаты центра магнитной неоднородности.

На рисунке представлены зависимости параметра  $G_{0i}$  [4], пропорционального пусковому току, от параметра пространственного рассинхронизма между пучком и медленной волной замсистемы  $\Phi_0 = \frac{100}{1 - v_0/v}$ , где  $v_0$  — начальная скорость электронов,  $v$  — фазовая скорость медленной волны. Заштрихованная область

соответствует двухмодовому возбуждению при однородном фокусирующем поле ( $h=0$ ), сплошные линии — моде с  $i=0$ , штриховые — моде с  $i=1$ . Справа от точки пересечения сплошной и штриховой кривых пусковой ток нижней моды меньше, чем

у моды с  $i=1$ , слева — наоборот, высшая мода имеет более низкий пусковой ток. Зависимости построены только для  $\xi_n \geq 0,5$ , так как при  $\xi_n \geq 0,5$  для получения двухмодового возбуждения требуются чрезмерно большие рабочие токи.

Как видно из графиков, изменение значения  $\xi_n$  существенно влияет на ширину области двухмодового возбуждения (по параметру  $\Phi_b$ ) и на минимальное значение параметра  $G$ , при котором такое возбуждение возможно. Наибольшая ширина области двухмодового возбуждения соответствует случаю, когда центр магнитной неоднородности расположен в окрестности середины пространства взаимодействия, т. е. в пределах пятна поля низшей моды. Заметим, что при  $\xi_n = 0,5$  пусковой ток колебания с  $i=1$  ниже, чем у основной моды почти во всей области их совместного возбуждения. Это объясняется тем, что при данном значении  $\xi_n$  происходит полное оседание электронного пучка в максимуме поля низшей моды, что приводит к значительному сокращению эффективной длины пространства взаимодействия. Для высшей моды это сокращение не такое значительное, поскольку токооседание отмечается в области, где амплитуда ее поля практически равна нулю (1). Увеличение  $\xi_n$  сопровождается сначала смещением зоны двухмодового возбуждения в сторону больших по модулю значений  $\Phi_b$ , а затем — в сторону меньших. Таким образом, соответствующим выбором значений  $\Phi_b$  и  $\xi_n$  можно добиваться различных соотношений между инкрементами нарастания конкурирующих типов колебаний открытого резонатора.

Проведенные исследования показали, что введением локальной магнитной неоднородности можно изменять условия двухмодового возбуждения резонансного генератора и осуществлять необходимую селекцию типов колебаний.

**Список литературы:** 1. Воробьев Г. С., Цвык А. И. Экспериментальное исследование гистерезисных явлений в ГДИ//Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1982. № 9. С. 1060—1066. 2. Балаклицкий И. М., Воробьев Г. С., Цвык А. И., Шестопалов В. П. Увеличение эффективности работы генераторов дифракционного излучения с магнитной фокусировкой//Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника 1977. № 10. С. 93—96. 3. Одаренко Е. Н., Шматько А. А. Теория электронных СВЧ приборов 0-типа с различным распределением магнитоэлектрического поля. Ч. II. Пусковые характеристики генератора при наклонном фокусирующем магнитном поле. X., 1989. 26 с. Деп. в ВИНТИ 17.01.90. № 314-B90. 4. Вавриш Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А. Теория резонансных генераторов с длительным взаимодействием. X., 1978. 60 с. Препринт АН УССР. Физ.-техн. ин-т низких температур.

Поступила в редколлегию 04.10.90

## SUMMARY

The effect of the localized magnetic nonuniformity situation on the two-mode excitation conditions is investigated. The rf field amplitude distributions of the modes are represented by the Gauss-Hermite functions.