

## ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА УЗКИХ ВОЛНОВОДОВ МСВ

И.В. Васильев, С.И. Ковалев

Исследование узких волноводов МСВ [1-3] представляет интерес ввиду их возможного использования в качестве функциональных элементов интегральных схем СВЧ. Математические модели волноводящих структур (ВС) МСВ должны при этом строиться на основании решения соответствующих двумерных граничных задач, вытекающих из магнитоэлектрического приближения системы уравнений Максвелла, дополненной уравнениями движения магнитного момента, условиями непрерывности магнитного потенциала  $\psi$  и нормальной компоненты индукции на границах ферритовых пластин (ФП) конечной ширины и слоев диэлектрика. Необходимо также учесть неоднородности внутреннего эффективного поля подмагничивания  $\vec{H}_0$ .

Волновой процесс в многослойных, регулярных по оси  $y$  ВС МСВ, содержащих одну или несколько ФП, магнитные свойства которых зависят от поперечных координат  $x, z$ , описываются уравнением

$$\operatorname{div} \left\{ \vec{\mu}^{\leftrightarrow}(x, z) \nabla \psi \right\} = 0. \quad (1)$$

При отсутствии металлических экранов (рис. 1) потенциал должен удовлетворять граничным условиям  $\psi = 0 \Big|_{\substack{x = \pm \infty \\ z = \pm \infty}}$ , а компоненты тензора магнитной проницаемости  $\vec{\mu}^{\leftrightarrow}$  в малосигнальном безобменном приближении зависят от частоты и координат  $x, z$  в пределах ФП и описывают также скачкообразное изменение магнитных свойств ВС на их границах [2]. Полагаем далее, что магнитные потери в ФП пренебрежимо малы, а поле  $\vec{H}_0 = \vec{H}_0(x, z)$  ориентировано в плоскости  $xOz$ .

Для решения данной задачи применен метод конечных разностей (МКР), предполагающий разностную аппроксимацию оператора (1) в области поперечного сечения ВС, ограниченной контуром  $L$ , содержащим в себе все ФП [4]. Потребуем удовлетворения на  $L$  граничных условий

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \pm k \psi \Big|_{x = \pm L_x}, \quad (2)$$

$$\psi = 0 \Big|_{\substack{z = L_{z2} \\ z = -L_{z1}}}. \quad (3)$$

Смысл введенного в [4] условия (2) состоит в том, чтобы по возможности сузить область решения по  $x$ , не нарушая строгости формулировки задачи. Вводим в область решения двумерную сетку, шаг которой наряду с величинами  $L_x, L_{z1,2}$  выбирается так, чтобы

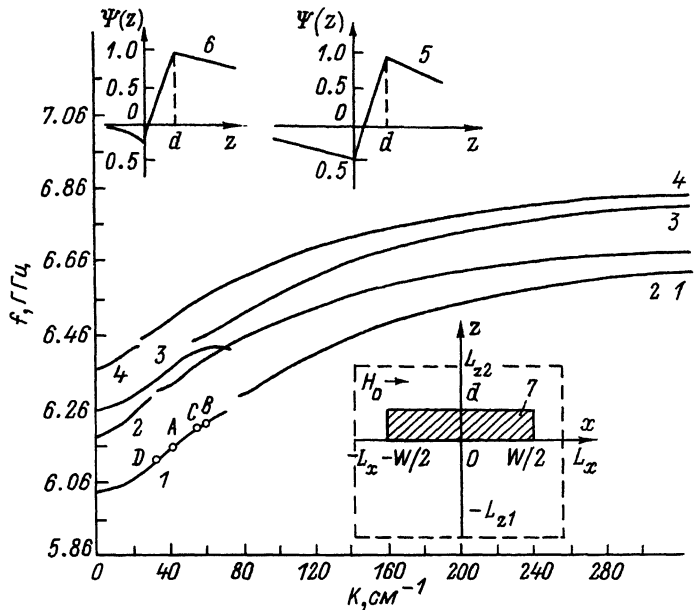


Рис. 1. Поперечное сечение исследуемого волновода и дисперсионные кривые низшей НМ и низшей четной (ЧМ) при учете поля  $H_0$  в виде (6) - кривые 1, 2; кривые 3, 4 - то же при  $H_0 = H_e - H_M = 1500$  Э. Кривые 5, 6 - распределение  $\Psi$  по  $z$  нечетной при  $f = 6.10$  ГГц,  $K = 14.5$  см $^{-1}$  и четной при  $f = 6.25$  ГГц,  $K = 9.7$  см $^{-1}$  мод, 7 - ФП.

сводится к однородной системе линейных алгебраических уравнений

$$(AK^2 + BK + C)X = 0 \quad (4)$$

выбор не влиял на решение. В результате применения МКР задача с действительными ленточными матрицами А, В, С. Компонентами вектора  $X$  являются приближенные значения  $\Psi$  в узлах сетки. Квадратичная задача на собственные значения (4) решается относительно искомых волновых чисел  $k$  и отвечающих им векторов  $X$  методом обратных итераций, позволяющим в процессе вычислений оперативно контролировать распределение  $\Psi$ , обеспечивая этим идентификацию исследуемых волноводных мод [5].

С целью верификации метода, а также интерпретации результатов эксперимента [3], проведено математическое моделирование узкого волновода ( $W = 1$  мм,  $d = 0.046$  мм,  $4\pi M_0 = 1750$ , рис. 1), исследовавшегося в [3] при  $H_0 \parallel \vec{x}$ ,  $H_e = 1590$  Э. С целью наилучшей аппроксимации  $\Psi$  использовалась сетка с переменным шагом, сгущающаяся вблизи границ ФП; для обеспечения

точности аппроксимации  $\psi \sim 1$  % потребовалось ввести 39 шагов по  $x$  и 51 - по  $z$ , т.е. всего 1989 узлов.

Неоднородность  $\vec{H}_0$  учитывалась с использованием тензора размагничивающих факторов [6] при

$$\vec{H}_0 = \vec{H}_e + \vec{H}_M = \vec{H}_e - 4\pi M_0 \vec{N} \frac{\vec{H}_e}{|\vec{H}_e|}, \quad (5)$$

что возможно при  $|\vec{H}_e| \gg |\vec{H}_M|$ . Компоненты тензора  $\vec{N}$  зависят от координат и в нашем случае ( $\vec{H}_e \parallel x, -\infty \leq y \leq \infty$ ) поле  $\vec{H}_0$  может быть представлено в виде

$$\vec{H}_0(x, z) = \vec{x} \left\{ H_e - 2M_0 \left[ \operatorname{arctg} \frac{2d - z}{W - x} + \operatorname{arctg} \frac{z}{W - x} + \operatorname{arctg} \frac{2d - z}{W + x} + \operatorname{arctg} \frac{z}{W + x} \right] \right\}. \quad (6)$$

Анализ дисперсии данного волновода проводился как в области частот объемных мод (ОМСВ) неограниченной ВС, так и в спектре частот поверхностной моды (кривые 1, 2 рис. 1). Исследование волноводных мод, отличающихся числом полуволи распределения  $\psi$  по ширине ФП, в области ОМСВ показало, что частота отсечки первой нечетной моды (НМ) с графической точностью совпадает с нижней границей наблюдаемой в [3] полосы возбуждения низшей волноводной НМ, а верхняя граница расчетного спектра НМ, равная  $\approx 6.25$  ГГц, примерно совпадает с ее верхней границей. В полосе 6.23–6.3 ГГц, где наблюдались резонансные пики поглощения и пропускания, нами обнаружено наличие большого количества корней исследуемого численно дисперсионного уравнения, соответствующих высшим НМ, резонансное возбуждение которых и объясняет, по-видимому, изрезанность этой части экспериментальной АЧХ.

Установлено (рис. 1, кривые 5, 6), что исследуемые моды имеют сдвинутое к одной из поверхностей ФП распределение  $\psi$  по толщине ФП, причем нарушение симметрии возрастает с ростом  $K$ . Изменение знака  $\vec{H}_0$  приводит к смене поверхности, у которой локализуется поле, что указывает на наличие невзаимности ВС. Исходя из этого, значительное изменение экспериментальной АЧХ при смене знака  $\vec{H}_0$  можно объяснить перераспределением полей волноводных мод и ослаблением их связи с полосковыми антеннами.

В отличие от случая однородного  $\vec{H}_0$  [1] щель между спектрами частот волноводных мод в полосках ОМСВ и ПМСВ оказывается значительно более широкой. Верхняя часть ПМСВ - спектра низшей НМ, в которой величина  $df/dk \rightarrow 0$ , совпадает с участком быстрого спада соответствующей части АЧХ [3].

Обнаружены точки близкого касания дисперсионных кривых низшей НМ и высших НМ на частотах 6.12–6.15 ГГц и 6.20–6.23 ГГц (точки А-Д на рис. 1), где на АЧХ также наблюдались пики за-

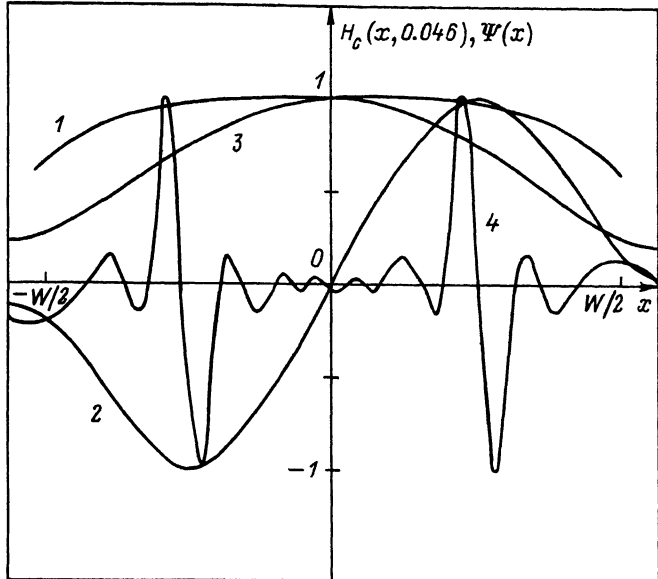


Рис. 2. Нормированные распределения по ширине волновода: 1 - поля  $\vec{H}_0(x, z = 0.046)$ ; 2 - нижней НМ при  $f = 6.10$  ГГц,  $K = 14.5$  см $^{-1}$ ; 3 - нижней ЧМ при  $f = 6.25$  ГГц,  $K = 9.7$  см $^{-1}$ ; 4 - высшей НМ (точка  $\mathcal{D}$ , рис. 1).

тухания. Точки А-С соответствуют участкам дисперсионных кривых высших НМ с разным числом полуволи  $\Psi$  по ширине ФП (А, В - 8 полуволи, С-4). Точка  $\mathcal{D}$  принадлежит моде, поле которой локализовано вблизи областей ФП с сильной неоднородностью  $\vec{H}_0$  (рис. 2, кривые 1, 4). Это указывает на возможность существования в узких волноводах МСВ (или создания неоднородным полем  $\vec{H}_e$  в ФП произвольной ширины), слабо связанных между собой волновых каналов. Детальное исследование свойств таких каналов требует учета нормальной компоненты поля  $\vec{H}_0$ , достигающей вблизи краев ФП значительной величины.

Проведены также исследования дисперсии низших НМ и ЧМ при однородном поле  $\vec{H}_0$ , величина которого уточнялась по формуле  $|\vec{H}_0| = H_e - H_m$ , где  $H_m = H_m(x, z)$ , формула (6). Сопоставление кривых 1, 2 и 3, 4 рис. 1 указывает на некорректность расчетов  $K$  без учета неоднородности  $\vec{H}_0$  при отношении  $W/d \approx 20$ .

Были исследованы также дисперсионные свойства низших НМ и ЧМ более узкого ( $W = 0.5$  мм) волновода. По сравнению со случаем  $W = 1$  мм уменьшается на величину 250 МГц нижняя частота спектра низшей НМ в полосе ОМСВ, а сам спектр расширяется примерно в 1.5 раза, становится более сильным влияние неоднородности  $\vec{H}_0$ .

Интересной особенностью узких волноводов является также линеаризация зависимости  $f(K)$  при учете неоднородности  $\vec{H}_0$  почти во всей полосе частот, соответствующей спектру ОМСВ.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] O'Keeffe T.W., Patterson R.W. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 9. P. 4886-4895.
- [2] Васильев И.В. В кн.: Теория и математическое моделирование ОИС СВЧ и КВЧ. Алма-Ата, 1989. Ч. 1. С. 125-132.
- [3] Каменецкий Е.О., Соловьев О.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 9. С. 20-25.
- [4] Ковалев С.И. // Дифференциальные уравнения. 1987. Т. 23. № 7. С. 1231-1240.
- [5] Васильев И.В., Ковалев С.И. В кн.: Взаимодействие электромагнитных волн с полупроводниковыми и полупроводниково-диэлектрическими структурами. Саратов, 1988. Ч. 3. С. 60-61.
- [6] Joseph R.J., Schlömann E. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. N 3. P. 1579-1589.

Поступило в Редакцию  
30 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 7

12 апреля 1990 г.

04; 09

© 1990

### О ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ВОЛН В ТОКАМАКАХ

И.В. Рельке, А.М. Рубенчик

При высокочастотном нагреве плазмы в тороидальных установках электромагнитная волна накачки возбуждается источником конечных размеров и потому хорошо локализована в пространстве. Порог параметрической неустойчивости при этом, как правило, обусловлен выносом колебаний из зоны накачки. Однако в тороидальных установках после обхода вокруг тора волна снова возвращается в зону накачки и величина порога может понизиться.

Наиболее проста постановка задачи при нелинейном нагреве плазмы, предложенной в [1]. В этом случае волна накачки заполняет все поперечное сечение установки. Поэтому ситуацию можно моделировать одномерной задачей.