

УДК 537.611:621.396

Г. Г. КАРАПЕТЯН

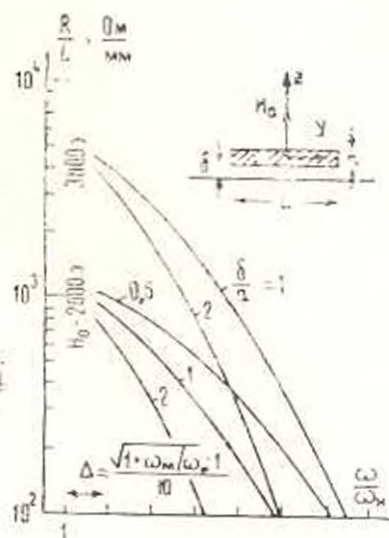
ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛНОВОДА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН ПОЛОСКОВОЙ АНТЕННОЙ

Одно из перспективных направлений в миниатюризации устройств аналоговой обработки СВЧ сигналов основано на применении магнито-статических спиновых волн (МСВ) в узких, шириной 0,1—1 мм ферри-товых пленках—волноводах МСВ [1]. В данной работе рассчитывается возбуждение волновода МСВ полосковой антенной, перпендикулярной волноводу и внешнему намагничивающему полю (рис. 1).

1. Сделаем допущения, выполняющиеся на СВЧ с большим запа-дом, которые упрощают решение задачи:

$$a \ll L \ll \lambda = \frac{2\pi c}{\omega}. \quad (1)$$

Рис. Частотные зависимости сопротивления излучения. $d = a$, $4\pi M_0 = 1750$ Г. На вставке — поперечное сечение волновода и полоско-вая антенна.



Действительно, из-за первого неравенства (1) достаточно исследо-вать поля лишь в средней по ширине части волновода, где внутреннее немагничивающее поле однородно. Вклад МСВ, распространяющихся вблизи боковых поверхностей, будет пренебрежимо малым. Второе не-равенство (1) позволяет считать ток постоянным по длине антенны, а поля в волновде — не зависящими от координаты y .

Таким образом, можно рассматривать упрощенную модель, где плоский слой феррита возбуждается полосковой антенной с равномер-ным распределением тока по длине. Подобная задача для антенны, ле-жащей на поверхности слоя, рассмотрена в [2]. Она сводится к реше-нию на ЭВМ системы алгебраических уравнений, число которых, одна-

ко, возрастает с уменьшением длины волны. Это обстоятельство позволяет получать аналитические зависимости лишь в длинноволновом приближении. Применим другую методику расчета и, когда антенна будет находиться на некотором расстоянии от слоя, получим зависимости, пригодные при произвольных длинах волны МСВ.

2. Представим магнитное поле МСВ в виде $H = \text{grad } \psi$. Кроме того, вне волновода существует и собственное магнитное поле антенны. Функция ψ внутри и вне волновода удовлетворяет соответственно уравнениям

$$\text{div}(\mu \text{ grad } \psi) = 0, \quad \nabla^2 \psi = 0, \quad (2)$$

где μ — тензор магнитной проницаемости феррита.

Решая (2) с соответствующими граничными условиями на поверхностях слоя, получаем выражение ψ в виде бесконечного ряда, описывающего объемные симметричные (по z) и антисимметричные моды МСВ внутри слоя и сопутствующие им поверхностные моды вне слоя. Полная мощность излучения равна

$$P = L \frac{2-I^2}{c^2} \frac{\omega}{1-\mu} \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_m^2 \frac{|s(k_m)|^2}{k_m a} \exp(-2k_m \tilde{z}). \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon_m = 1 + \exp(-k_m a + \pi m)$, $k_m = \sqrt{2 \arctg \nu + \pi m} a$, $\nu = 1/(1-\mu)$,

$$s(x) = \int_{-d/2}^{d/2} \sigma(t) \exp(-ixt) dt.$$

Для определения неизвестного распределения тока по ширине антенны $I\sigma(x)$ вычислим поле H_z на поверхности антенны, которое наводит в ней дополнительный ток $cH_z/4\pi$. Для $\sigma(x)$ получаем интегральное уравнение

$$\sigma(x) = \frac{1}{d} - \frac{1}{1-\mu} \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_m \frac{\exp(-2k_m \tilde{z})}{k_m a} \left[2\sigma(x) + \right. \\ \left. + ik_m \int_{-d/2}^{d/2} e^{ik_m |x-t|} \sigma(t) dt, \quad (4)$$

решение которого можно записать в виде последовательных приближений. Предположим, что антенна удалена от волновода на расстояние порядка его толщины. Тогда (3) упрощается, и для нахождения $\sigma(x)$ из (4) достаточно первое приближение. В результате, для сопротивления излучения получаем

$$R = L \frac{4\pi}{c^2} \frac{\omega}{1-\mu} \frac{\varepsilon_0^2}{k_0 a} \frac{|s(0)|^2}{s(0)^2} \exp(-2k_0 \tilde{z}), \quad (5)$$

где

$$|s(0)|^2 = 1 - 2\varepsilon \frac{\sin k_0 d}{k_0 d} + \varepsilon^2 \left(\frac{\sin k_0 d/2}{k_0 d/2} \right)^2, \quad \varepsilon = \frac{2\varepsilon_0}{1-\mu} \frac{\exp(-2k_0 \tilde{z})}{k_0 a},$$

$$|s(k_0)|^2 = \left(\frac{\sin k_0 d/2}{k_0 d/2} \right)^2 + \frac{x^2}{4} \left(1 + \frac{\sin k_0 d}{k_0 d} \right)^2 - \\ - x \frac{\sin k_0 d}{k_0 d} \left(1 + \frac{\sin k_0 d}{k_0 d} \right). \quad (6)$$

Относительная погрешность (5) мала: например, при $\delta = a$, $v = 1$ она менее 1%.

Если полагать ток равномерным по ширине антенны, то (5) упрощается. Расчеты показывают, что разница между ними меньше, чем упомянутые выше погрешности, что практически можно пользоваться упрощенной формулой. На нижних частотах ($k_0 d \ll 1$) это обусловлено однородностью МСВ по ширине антенны, а на высших ($k_0 d > 1$) — экспоненциальным уменьшением наведенного в антенне тока.

На рис. приведены частотные зависимости сопротивления излучения, вычисленные по формуле (5). В масштабе рисунка графики, построенные по упрощенной формуле, уже при $\delta \geq a/2$ неразличимы от основных. Начиная с частот $k_0 d \geq 1$ кривые резко спадают, что свидетельствует об эффективном подавлении сигналов на высоких частотах.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Новиков Г. М., Петрунькин Е. З. Экспериментальные исследования распространения МСВ в плоских волноводах // РЭ.—1984.—Т. 29, № 6.—С. 1691—1695.
2. Виссальтер Г. А., Михалин В. Н. Острижение и возбуждение прямой ОМСВ металлической полоской // РЭ.—1984.—Т. 29, № 7.—С. 1252—1260.

28. X. 1986.