

## ЛИТЕРАТУРА

И. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург и Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн, Гостехиздат, М., 1953.

Поступила в редакцию  
22 апреля 1958 г.

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ СМЕШАННОГО ТИПА В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ

А. С. Смирнова

Как известно [1,2,3], вдоль диэлектрической пластинки, расположенной между металлическими плоскостями, могут распространяться поверхностные (по отношению к диэлектрику) электромагнитные волны. Если пластины изготовлены из малопоглощающего диэлектрика, потери в таких линиях передачи могут оказаться меньше, чем потери в обычных волноводах. Ниже рассматривается распространение поверхностных волн в одном из вариантов систем подобного типа, диэлектрическое заполнение которого выполнено в виде двух пластин, разделенных воздушным зазором (рис. 1).

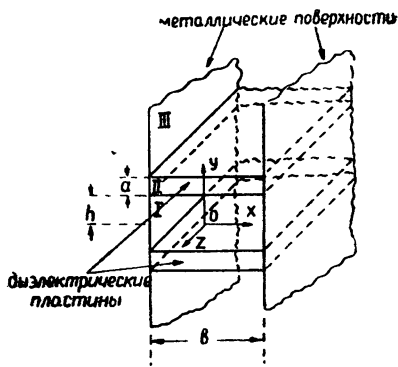


Рис. 1

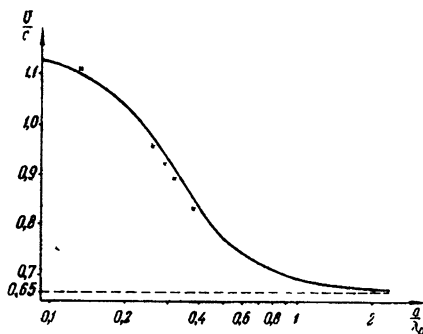


Рис. 2.

В простейшей волне смешанного типа (т. е. имеющей продольные по отношению к направлению распространения  $z$  составляющие магнитного  $H_z$  и электрического  $E_z$  полей) поля могут быть записаны в виде:

$$E_x = -F_1 k_0 \frac{\pi}{b} \sin\left(\frac{\pi}{b} x\right) \text{sh}(k_0 y);$$

$$E_y = F_1 (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 + k_0^2) \cos\left(\frac{\pi}{b} x\right) \text{ch}(k_0 y);$$

$$E_z = -j F_1 \alpha k_0 \cos\left(\frac{\pi}{b} x\right) \text{sh}(k_0 y);$$

$$H_x = -F_1 \omega \epsilon_0 \alpha \cos\left(\frac{\pi}{b} x\right) \text{ch}(k_0 y);$$

$$H_y = 0;$$

$$H_z = -j F_1 \omega \epsilon_0 \frac{\pi}{b} \sin\left(\frac{\pi}{b} x\right) \text{ch}(k_0 y);$$

Область I

$$\left. \begin{aligned} E_x &= F_2 k \frac{\pi}{b} \sin\left(\frac{\pi}{b} x\right) \sin(ky + \varphi), \\ E_y &= F_2 (\omega^2 \varepsilon_1 \mu_0 - k^2) \cos\left(\frac{\pi}{b} x\right) \cos(ky + \varphi); \\ E_z &= j F_2 \alpha k \cos\left(\frac{\pi}{b} x\right) \sin(ky + \varphi); \\ H_x &= -F_2 \omega \varepsilon_1 \alpha \cos\left(\frac{\pi}{b} x\right) \cos(ky + \varphi); \\ H_y &= 0; \\ H_z &= -j F_2 \omega \varepsilon_1 \frac{\pi}{b} \sin\left(\frac{\pi}{b} x\right) \cos(ky + \varphi), \end{aligned} \right\} \text{Область II}$$

$$\left. \begin{aligned} E_x &= F_3 k_0 \frac{\pi}{b} \sin\left(\frac{\pi}{b} x\right) e^{-k_0 y}; \\ E_y &= F_3 (\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 + k_0^2) \cos\left(\frac{\pi}{b} x\right) e^{-k_0 y}; \\ E_z &= j F_3 \alpha k_0 \cos\left(\frac{\pi}{b} x\right) e^{-k_0 y}; \\ H_x &= -F_3 \omega \varepsilon_0 \alpha \cos\left(\frac{\pi}{b} x\right) e^{-k_0 y}; \\ H_y &= 0; \\ H_z &= -j F_3 \omega \varepsilon_0 \frac{\pi}{b} \sin\left(\frac{\pi}{b} x\right) e^{-k_0 y}, \end{aligned} \right\} \text{Область III}$$

где  $\varepsilon_1^* = \varepsilon_1 (1 - j \operatorname{tg} \delta)$  — диэлектрическая проницаемость пластинки;  $a$  — толщина пластинки;  $b$  и  $2h$  — расстояния между металлическими плоскостями и между пластинками соответственно. Соотношения (1) определяют поля  $E$  и  $H$  в сечении  $z = \operatorname{const}$  в некоторый момент времени  $t$ ;  $E$  и  $H$  зависят от  $z$  и  $t$  по закону  $e^{i\omega t - i\Gamma z}$ , где

$$\Gamma^2 \equiv (\alpha + j\beta_v)^2 = k_0^2 + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2, \quad (2)$$

$\alpha$  — фазовая постоянная,  $\beta_v$  — коэффициент затухания волны. Из граничных условий на поверхности диэлектрика получаем уравнения для определения постоянных  $k_0$ ,  $k$  и  $\varphi$

$$\operatorname{tg}(k_0 h) = \frac{k' k_0 \varepsilon' \operatorname{tg}(ka) - 1}{k_0 \varepsilon' / k \operatorname{tg}(ka) + 1}; \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{k_0 \varepsilon' - k \operatorname{tg}(ka)}{k + k_0 \varepsilon' \operatorname{tg}(ka)}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon' = \varepsilon_1 / \varepsilon_0$  и  $d = h + a$ . Из (2) и (3) можно найти  $k$  и  $k_0$ , а затем — длину волны в системе

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\alpha} = \frac{2\pi}{\sqrt{k_0^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2}} = \frac{2\pi}{\sqrt{-k^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 \varepsilon' - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2}} \quad (4)$$

( $\lambda_0$  — длина волны в свободном пространстве).

График зависимости  $\Lambda / \lambda_0 = v/c$  от  $a / \lambda_0$  приведен на рис. 2.

Коэффициент затухания, обусловленного потерями в диэлектрике, согласно (3), равен ( $\alpha_0 = 2\pi / \lambda_0$ ):

$$\beta_v \equiv \frac{-\alpha_0^2 \varepsilon' \operatorname{tg} \delta}{2\alpha} \frac{\frac{2ak}{\sin(2ak)} - 1 - \frac{2k^2}{\varepsilon' \alpha_0^2} + \frac{2 - 4k_0^3 \varepsilon' \operatorname{th}(k_0 h) \alpha_0^{-2}}{1 - (k_0 \varepsilon' / k)^2 \operatorname{th} k_0 h}}{\frac{2ak}{\sin(2ak)} - 1 + \frac{k^2}{k_0^2} + \frac{2 + 2\varepsilon'^2 \operatorname{th}(k_0 h)}{1 - (k_0 \varepsilon' / k)^2 \operatorname{th}(k_0 h)} + kh} \times$$

$$\left[ \frac{k}{k_0} + \varepsilon' \operatorname{tg}(ka) \right] \left[ 1 - \operatorname{th}(k_0 h) \right].$$

Зависимость  $\beta_v$  от длины волны в слоистой структуре изображена на рис. 3 ( $a = 8$  мм;  $b = 29,5$  мм;  $h = 15$  мм;  $\varepsilon' = 2,5$ ;  $\operatorname{tg} \delta = 5 \cdot 10^{-4}$ ). На этом же рисунке приведены для сравнения потери в диэлектрической пластинке [3], при толщине диэлектрической пластинки  $2a$ . Из рисунка видно, что потери в слоистой структуре (сплошная линия) значительно меньше потерь в мостике (пунктирная линия), так как в первой системе часть энергии передается по воздушному зазору.

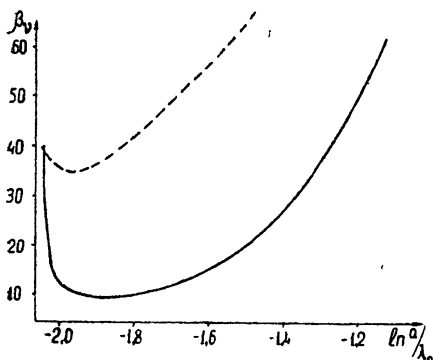


Рис. 3.

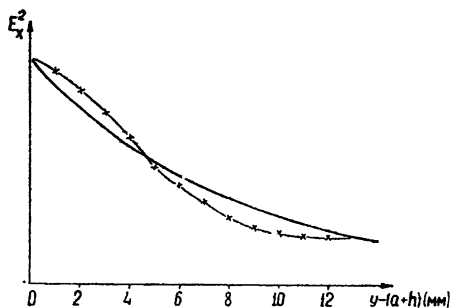


Рис. 4.

Экспериментальная проверка зависимости фазовой скорости от толщины пластины (см. рис. 2), а также распределения поля  $E_x(y)$  в области III (см. рис. 4), обнаруживает удовлетворительное согласие с теоретическими данными ( $\lambda_0 = 30,7$  мм),  $b = 29,5$  мм,  $h = 15$  мм,  $l = 460$  мм,  $\varepsilon' = 2,5$ ). Некоторое смещение кривых обусловлено как погрешностями измерений, так и небольшим отличием фазовой скорости волны в системе с боковыми стенками конечной высоты, в которой проводились измерения, от идеальной системы, где боковые стенки неограничены в направлении  $y$ . Рассмотренная в настоящем сообщении система может быть использована как для канализации электромагнитной энергии, так и для возбуждения антенны поверхностной волны [4], в силу того, что фазовая скорость волны в ней сильно зависит от толщины и положения диэлектрического слоя.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Н. Н. Малову за указание темы работы и внимательное руководство при её выполнении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. К а д е н, Archiv Elektr. Ubertr., 6, 8 (1952).
2. Н. Н. М а л о в, Радиотехника и электроника, 2, 1289 (1957)
3. F. I. T i s c h e r, Archiv Elektr. Ubertr., 7, 12 (1953).
4. С. Р а м о, Дж У и н н е р и, Поля и волны в современной радиотехнике, Гостехиздат, М.—Л., 1950
5. I. D. L a w s o n, Proc. IRE, 44, 1 (1956).

Московский педагогический институт  
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию  
25 ноября 1957 г.

#### О ПРИМЕНЕНИИ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СПЕКТРОВ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Ю С Константинов

Автодинная методика широко применяется в экспериментах по ядерному магнитному резонансу (ЯМР) благодаря хорошей чувствительности, широкодиапазонности и относительной простоте [1]. До недавнего времени считалось, что амплитудная модуляция автодина, возникающая при прохождении через резонанс, воспроизводит сигнал