

Н. Н. ГОРОБЕЦ, д-р физ.-мат. наук,  
М. В. НЕСТЕРЕНКО, В. А. ПЕТЛЕНКО, канд. физ.-мат. наук

### ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ТОНКИМ РЕЗОНАНСНЫМ ВИБРАТОРОМ В КВАДРАТНОМ ВОЛНОВОДЕ

Для преобразования линейно поляризованных волн в волну с круговой поляризацией в квадратных, круглых или коаксиальных волноводах обычно применяют волноводно-диэлектрические поляризаторы [1; 2]. Однако минимальные продольные размеры поляризатора реализуются при использовании одиночного вибратора, помещенного в диагонали квадратного волновода (или под углом  $45^\circ$  относительно вектора электрического поля волны основного типа круглого волновода).

В работе решена задача о преобразовании линейно поляризованной волны  $H_{10}$  в эллиптически поляризованную тонким резонансным вибратором в квадратном волноводе.

Пусть на вибратор, расположенный под некоторым углом к диагонали поперечного сечения квадратного волновода, падает основная волна, а в волноводе могут распространяться только  $H_{10}$  и  $H_{01}$  моды колебаний ( $\sqrt{2a} < \lambda < 2a, a = b$ ). Тогда электрические компоненты поля рассеяния имеют вид [3]

$$E_x^{\text{расс}}(y, z) = -\frac{4\pi k^2 \cos \varphi}{\omega a^2 \gamma} \sin \frac{\pi}{a} y e^{-i\gamma|z|} \int_{-L}^L J(s) \sin \frac{\pi}{a} (y_0 + s \sin \varphi) ds; \quad (1)$$

$$E_y^{\text{расс}}(x, z) = -\frac{4\pi k^2 \sin \varphi}{\omega a^2 \gamma} \sin \frac{\pi}{a} x e^{-i\gamma|z|} \int_{-L}^L J(s) \sin \frac{\pi}{a} (x_0 + s \cos \varphi) ds,$$

где  $J(s)$  — наведенный ток [4];  $\gamma = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$ ;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $s$  — местная координата, связанная с вибратором радиуса  $r$  и длиной  $2L$ .

Поляризационные характеристики определяются величиной прошедшего поля в центре волновода

$$E_x^{\text{пр}}\left(\frac{a}{2}, z\right) = \alpha E_0 \frac{2\pi i \sin 2\varphi e^{-i\gamma|z|} (y_0)}{a^2 \gamma k \left[1 - \left(\frac{\pi}{ka} \cos \varphi\right)^2\right] [\sin 2kL + \alpha W_0(kr, 2k)]}; \quad (2)$$

$$E_y^{\text{пр}}\left(\frac{a}{2}, z\right) = E_0 e^{-i\gamma|z|} + \alpha E_0 \frac{4\pi i \sin^2 \varphi e^{-i\gamma|z|} (x_0)}{a^2 \gamma k \left[1 - \left(\frac{\pi}{ak} \cos \varphi\right)^2\right] [\sin 2kL + \alpha W_0(kr, 2kL)]},$$

где  $E_0$  — амплитуда падающей волны,  $\alpha = 1/2 \ln(r/2L)$ ;

$$I(y_0) = \frac{1}{1 - \left(\frac{\pi}{ka} \cos \varphi\right)^2} \left\{ \sin \frac{\pi}{a} (x_0 - L \cos \varphi) \left[ \sin \frac{\pi}{a} (y_0 + L \sin \varphi) - \right. \right. \\ \left. \left. - \sin \frac{\pi}{a} (y_0 - L \sin \varphi) \cos 2kL - \frac{\pi}{ka} \sin \varphi \sin 2kL \cos \frac{\pi}{a} (y_0 - L \sin \varphi) \right] + \right. \\ \left. + \sin \frac{\pi}{a} (x_0 + L \cos \varphi) \left[ \sin \frac{\pi}{a} (y_0 - L \sin \varphi) - \right. \right. \\ \left. \left. - \sin \frac{\pi}{a} (y_0 + L \sin \varphi) \cos 2kL + \frac{\pi}{ka} \sin \varphi \sin 2kL \cos \frac{\pi}{a} (y_0 + L \sin \varphi) \right] \right\} + \\ + \sin 2kL \left[ \frac{\sin \frac{\pi L (\cos \varphi + \sin \varphi)}{a} \cos \frac{\pi (x_0 + y_0)}{a}}{\frac{\pi}{ka} (\cos \varphi + \sin \varphi)} - \right. \\ \left. - \frac{\sin \frac{\pi L (\cos \varphi - \sin \varphi)}{a} \cos \frac{\pi (x_0 - y_0)}{a}}{\frac{\pi}{ka} (\cos \varphi - \sin \varphi)} \right]; \quad (3)$$

$$I(x_0) = \frac{1}{1 - \left(\frac{\pi}{ka} \cos \varphi\right)^2} \left[ \cos \frac{2\pi L \cos \varphi}{a} - \cos 2kL \times \right. \\ \left. \times \left( 1 - \cos \frac{2\pi L \cos \varphi}{a} \cos \frac{2\pi x_0}{a} \right) - \cos \frac{2\pi x_0}{a} + \right. \\ \left. + \frac{\pi}{ka} \cos \varphi \sin 2kL \sin \frac{2\pi L \cos \varphi}{a} \cos \frac{2\pi x_0}{a} \right] + \\ + \sin 2kL \left[ \frac{\sin \frac{2\pi L \cos \varphi}{a} \cos \frac{2\pi x_0}{a}}{\frac{2\pi}{ka} \cos \varphi} - kL \right],$$

а функция собственного поля вибратора

$$W_0(kr, 2kL) = 2\pi \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{abk_2} e^{-k_2 r} \times \\ \times \left\{ \left[ \sin(k_x x_0 + k_y y_0) \cos k_1 L - \cos 2\varphi \sin(k_x x_0 - k_y y_0) \cos k_2 L + \right. \right. \\ \left. \left. + \sin \varphi \cos \varphi \sin(k_x x_0 - k_y y_0) \frac{k_2 k_3}{k^2 - k_2^2} (\cos k_2 L - \cos kL) \right] \times \right.$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[ \sin(k_x x_0 + k_y y_0) \sin kL \frac{k \sin kL \cos k_1 L - k_1 \cos kL \sin k_1 L}{k^2 - k_1^2} + \right. \\
& \left. + \cos(k_x x_0 + k_y y_0) \cos kL \frac{k \cos kL \sin k_1 L - k_1 \sin kL \cos k_1 L}{k^2 - k_1^2} \right] + \\
& \left[ \sin(k_x x_0 - k_y y_0) \cos k_2 L - \cos 2\varphi \sin(k_x x_0 + k_y y_0) \cos k_1 L + \right. \\
& \left. + \sin \varphi \cos \varphi \sin(k_x x_0 + k_y y_0) \frac{k_1 k_4}{k^2 - k_1^2} (\cos k_1 L - \cos kL) \right] \times \\
& \times \left[ \sin(k_x x_0 - k_y y_0) \sin kL \frac{k \sin kL \cos k_2 L - k_2 \cos kL \sin k_2 L}{k^2 - k_2^2} + \right. \\
& \left. + \cos(k_x x_0 - k_y y_0) \cos kL \frac{k \cos kL \sin k_2 L - k_2 \sin kL \cos k_2 L}{k^2 - k_2^2} \right] \Bigg\},
\end{aligned} \quad (4)$$

в которой  $k_1 = k_x \cos \varphi + k_y \sin \varphi$ ;  $k_2 = k_x \cos \varphi - k_y \sin \varphi$ ;  $k_3 = k_x \sin \varphi + k_y \cos \varphi$ ;  $k_4 = k_x \sin \varphi - k_y \cos \varphi$ , отличается от аналогичной функции в работе [4] более полным учетом суммарных переотражений от стенок при расположении вибратора вблизи диагонали квадратного волновода.

Вводя поляризационное отношение

$$p = \frac{E_x^{\text{нр}}\left(\frac{a}{2}, z\right)}{E_y^{\text{нр}}\left(\frac{a}{2}, z\right)} = |p| e^{i\psi}, \quad (5)$$

коэффициент эллиптичности  $r_p$  и угол ориентации поляризационного эллипса  $\beta_p$  представляем следующим образом [5]:

$$r_p = \text{tg} \frac{\arcsin \frac{2|p| \sin \psi}{|p|^2 + 1}}{2}, \quad |r_p| \leq 1;$$

$$\beta_p = \frac{1}{2} \text{arctg} \frac{2|p| \cos \psi}{|p|^2 - 1}, \quad 0 \leq \beta_p < \pi. \quad (6)$$

Определим также энергетические характеристики

$$\eta_{10} = \frac{E_y^{\text{отр}}}{E_y^{\text{пад}}} = \alpha \frac{4\pi i \sin^2 \varphi e^{2i\gamma z} J(x_0)}{a^2 \gamma k \left[ 1 - \left( \frac{\pi}{ka} \cos \varphi \right)^2 \right] [\sin 2kL + \alpha W_0(kr, 2kL)]} \quad (7)$$

— коэффициент отражения  $H_{10}$  волны по полю и коэффициент преобразования волны  $H_{01}$  по мощности

$$|\eta_{01}|^2 = \frac{P_{01}^{\text{отр}}}{P_{10}^{\text{пад}}} = \alpha \frac{2\pi \sin 2\varphi l(y_0)}{a^2 \gamma k \left[ 1 - \left( \frac{\pi}{ka} \cos \varphi \right)^2 \right] [\sin 2kL + \alpha W_0(kr, 2kL)]}^2, \quad (8)$$

где  $P$  — мощность, переносимая соответствующей волной.

На рисунке, позиция  $a$ , приведены рассчитанные согласно

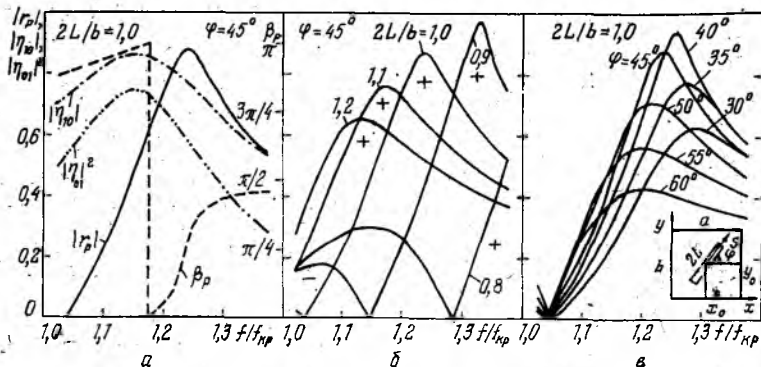


Рис. 1

(5) — (8) поляризационные и энергетические характеристики рассеяния  $H_{10}$  волны тонким вибратором фиксированной длины, расположенном в диагонали квадратного волновода, в диапазоне частот, допускающем распространение двух ортогональных типов колебаний —  $H_{10}$  и  $H_{01}$  ( $r/a=0,02$ ;  $x_0/a=y_0/b=0,5$ ;  $f_{кр}$  — критическая частота). Как видно, частотные зависимости коэффициентов отражения и преобразования носят резонансный характер, коэффициент эллиптичности близок к единице, а ориентация поляризационного эллипса изменяется в широких пределах.

Рассмотрим влияние некоторых параметров на коэффициент эллиптичности рассеянного поля. Уменьшение длины вибратора (рисунок, позиция  $б$ ) сильно сказывается на  $r_p$ , причем на определенных частотах наблюдается изменение направления вращения векторов поля на противоположное («+» → «-»), связанное с переходом через нуль разности фаз ортогональных компонент в резонансе. Увеличение длины вибратора понижает  $r_p$ , так как даже для  $|p|=1$  сдвиг фаз  $\varphi$  рассеянных полей значительно меньше  $\pi/2$ . Расчет для различных углов ориентации вибратора (рисунок, позиция  $в$ ) показывает, что максимальное значение  $|r_p|=0,95$  имеет место при  $\varphi=40^\circ$ , а не  $\varphi=45^\circ$ , как можно было ожидать. Объясняется это тем, что для  $\varphi=45^\circ$  поле рассеяния дает одинаковый вклад в  $E_x^{\text{нр}}$  и  $E_y^{\text{нр}}$ , но в последнем содержится также падающее поле, поэтому необходимое для круговой поляризации

равенство амплитуд  $|E_x^{np}| = |E_y^{np}|$  достигается отклонением оси вибратора от диагонали волновода в сторону углов, меньших  $45^\circ$ . Отметим, что смещение середины вибратора из центра волновода в горизонтальной ( $y_0/b=0,5$ ) и в вертикальной ( $x_0/a=0,5$ ) плоскостях слабо влияет на энергетические и поляризационные характеристики.

Таким образом, одиночный наклонный вибратор в квадратном волноводе позволяет преобразовать линейно поляризованную волну в практически кругополяризованную в узкой полосе частот, однако величина коэффициентов отражения и преобразования имеет довольно высокие значения.

**Список литературы:** 1. Бондаренко И. К., Дейнега Г. А., Маграчев З. В. Автоматизация измерений параметров СВЧ трактов. М., 1969. 304 с. 2. Цибилов К. Н., Витовцев А. Г. Расчет поляризатора СВЧ с диэлектрической пластинкой//Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1987. Т. 30, № 11. С. 69—71. 3. Петленко В. А., Хижняк Н. А. Рассеяние электромагнитных волн идеально проводящими телами в прямоугольном волноводе//Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 9. С. 1325—1331. 4. Петленко В. А., Нестеренко М. В. Распределение тока и резонанс стержневых проводников в прямоугольном волноводе//Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27, № 3. С. 356—362. 5. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн, М., 1979. 387 с.

Поступила в редколлегию 18.12.88

УДК 621.385

Н. Н. ЖДАНОВ, канд. техн. наук

### ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ С ТРАПЕЦЕИДАЛЬНЫМИ ЛАМЕЛЯМИ

Известно, что дисперсионные характеристики, в частности, взаимное положение полос пропускания, зависят от формы ламели гребенчатой замедляющей системы. Так, в работах [1; 2] показано, что при T-образной форме ламели гребенчатой замед-

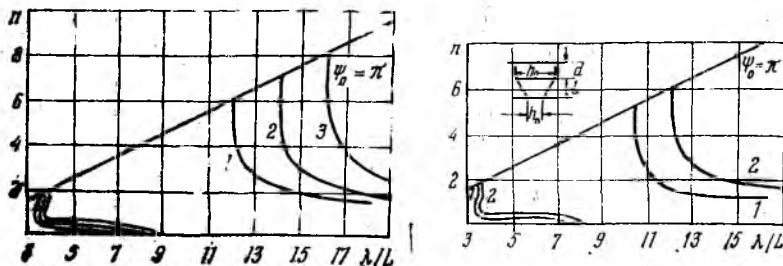


Рис. 1

ляющей системы основная полоса смещается в более длинноволновую область по отношению ко второй полосе, которая остается на месте, как и в случае прямоугольных ламелей.