

ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНАЯ КРЕСТООБРАЗНАЯ ЩЕЛЬ В СТЕНКЕ КВАДРАТНОГО ВОЛНОВОДА

Ю. В. Шубарин, В. И. Чеботарев

Введение

Для излучения поля с эллиптической и, в частности, с круговой поляризацией используют крестообразную щель, прорезанную в широкой стенке прямоугольного волновода, возбуждаемого волной H_{10} . Такой излучатель состоит из двух ортогональных прямоугольных пересекающихся щелей, центр которых располагают обычно в точке, близкой к точке круговой поляризации магнитного вектора поля внутри волновода [1], [2].

Существенным недостатком такого типа излучателя является трудность регулирования поляризации излучаемого поля на фиксированной частоте. Этот недостаток устраняется применением волноводов других форм поперечного сечения (например, квадратного волновода), в которых могут распространяться волны магнитного типа с ортогональными плоскостями поляризации.

В квадратном волноводе при выбранных соответствующим образом длине волны и

ширине стенки волновода возможно распространение волн типа H_{01} и H_{10} с ортогональными плоскостями поляризации. Эти волны можно возбудить, например, посредством запитывающего устройства в виде перехода от прямоугольного волновода, в котором возбуждается волна H_{10} , к квадратному волноводу, либо с помощью наклонного возбуждающего штыря.

Рассмотрим крестообразную щель, состоящую из поперечной и продольной одинаковых прямоугольных щелей, точка пересечения которых расположена по середине стенки волновода (рис. 1).

Легко заметить, что поперечную щель возбуждает только поперечная составляющая поля волны H_{01} , а продольную — продольная составляющая

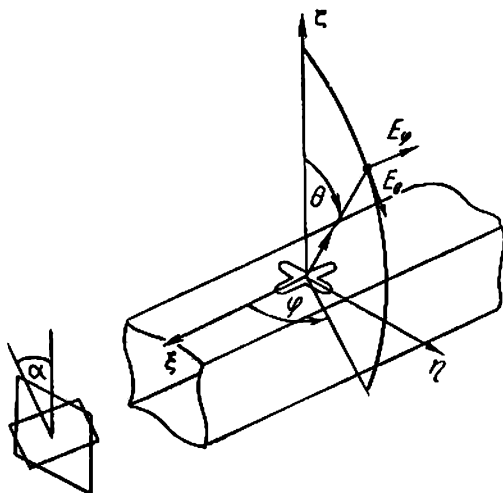


Рис. 1.

щая поля волны H_{01} . При этом очевидно, что синфазные в волноводе волны H_{10} и H_{01} возбуждают щели со сдвигом фазы на $\frac{\pi}{2}$ и поле, излучаемое щелью вдоль нормали в стенке волновода, эллиптически поляризовано, а при одинаковых напряжениях на щелях поле поляризовано по кругу. Изменяя отношение амплитуд волн H_{01} и H_{10} и сдвиг по фазе между ними, можно не только на фиксированной частоте регулировать поляризацию поля, излучаемого вдоль нормали, но и получать поле с любой заданной, в частности, круговой поляризацией в желаемом направлении.

Антенну на квадратном волноводе можно использовать также в качестве приемной антенны, принимающей обе ортогональные линейно-поляризованные компоненты поля.

Целью работы, излагаемой в данном сообщении, является исследование зависимости поляризационной диаграммы крестообразного щелевого излучателя в стенке квадратного волновода от поворота плоскости поляризации в запитывающем устройстве, частоты и размеров излучателя.

Поляризационная диаграмма продольно-поперечной крестообразной щели в стенке квадратного волновода

Для записи поля, излучаемого щелью, используем связанные с ней прямоугольную систему координат ξ, η, ζ и сферическую θ, φ, R (рис. 1). В качестве поляризационной диаграммы удобно рассматривать зависимость от направления отношения комплексных амплитуд ортогональных линейно-поляризованных компонент электрического вектора поля в дальней зоне

$$\dot{p} = \frac{\dot{E}_\varphi}{E_\theta}. \quad (1)$$

Электрический вектор поля продольно-поперечной щели в дальней зоне можно найти с помощью векторизованного интеграла Кирхгофа [3]:

$$\vec{E} = \frac{ik\psi(R)}{4\pi} \int_S \left\{ \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} [\vec{R}^0 [\vec{R}^0 \vec{j}^s] + [\vec{R}^0 \vec{j}^m]] e^{ikr_s} \vec{R}^0 ds, \quad (2)$$

где $\psi(R) = \frac{e^{-ikR}}{R}$ — функция сферической волны,

\vec{R}^0 — единичный вектор направления на точку наблюдения,

\vec{r}_s — радиус-вектор из начала сферической системы координат до элемента площади щели, S — площадь продольно-поперечной щели.

Учтем, что в (2) вектор плотности эквивалентного поверхностного электрического тока $\vec{j}^s = 0$, а вектор плотности эквивалентного поверхностного магнитного тока

$$\vec{j}^m = \vec{\xi}^0 \frac{\dot{U}_1(\xi)}{d} + \vec{\eta}^0 \frac{\dot{U}_2(\eta)}{d}, \quad (3)$$

где $\dot{U}_1(\xi)$ и $\dot{U}_2(\eta)$ — комплексные амплитуды напряжений между краями продольной и поперечной щелей;

d — ширина щелей;

$\vec{\xi}^0$ и $\vec{\eta}^0$ — единичные векторы вдоль осей ξ и η .

Если длина щелей равна или меньше половины длины волны ($2l \leq \lambda/2$), а ширина — значительно меньше длины волны ($d \ll l$), то распределение напряжений вдоль щелей можно приближенно принять подчиняющимся синусоидальному закону:

$$\begin{aligned}\dot{U}_1(\xi) &\approx \dot{U}_{1m} \cos \frac{\pi}{2} \frac{\xi}{l}; \\ \dot{U}_2(\eta) &\approx \dot{U}_{2m} \cos \frac{\pi}{2} \frac{\eta}{l},\end{aligned}\quad (4)$$

где \dot{U}_{1m} и \dot{U}_{2m} — комплексные амплитуды напряжений в середине щелей.

Подставляя (3) и (4) в (2) и интегрируя по поверхности затягивающей щели, получим выражение для электрического вектора поля в дальней зоне:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \frac{i\psi(R)}{\pi} \frac{2l}{\lambda} \left\{ \vec{\theta}^0 \left[\frac{\dot{U}_{1m} \sin \varphi \cos \left(\pi \frac{2l}{\lambda} \cos \varphi \sin \theta \right)}{1 - 4 \left(\frac{2l}{\lambda} \right)^2 \cos^2 \varphi \sin^2 \theta} - \frac{\dot{U}_{2m} \cos \varphi \cos \left[\left(\pi \frac{2l}{\lambda} \right) \sin \varphi \sin \theta \right]}{1 - 4 \left(\frac{2l}{\lambda} \right)^2 \sin^2 \varphi \sin^2 \theta} \right] + \right. \\ &\left. + \vec{\varphi}^0 \left[\frac{\dot{U}_{1m} \cos \varphi \cos \theta \cos \left(\pi \frac{2l}{\lambda} \cos \varphi \sin \theta \right)}{1 - 4 \left(\frac{2l}{\lambda} \right)^2 \cos^2 \varphi \sin^2 \theta} + \frac{\dot{U}_{2m} \sin \varphi \cos \theta \cos \left(\pi \frac{2l}{\lambda} \sin \varphi \sin \theta \right)}{1 - 4 \left(\frac{2l}{\lambda} \right)^2 \sin^2 \varphi \sin^2 \theta} \right] \right\}. \quad (5)\end{aligned}$$

Используя (5), поляризационную диаграмму (1) можно представить в виде

$$\dot{p} = \frac{A + B \frac{\dot{U}_{2m}}{\dot{U}_{1m}}}{C + D \frac{\dot{U}_{2m}}{\dot{U}_{1m}}}, \quad (6)$$

где A, B, C, D — функции угловых координат точки наблюдения:

$$\begin{aligned}A &= \cos \varphi \cos \theta \cos \left(\pi \frac{2l}{\lambda} \cos \varphi \sin \theta \right) \left[1 - 4 \left(\frac{2l}{\lambda} \right)^2 \sin^2 \varphi \sin^2 \theta \right]; \\ B &= \sin \varphi \cos \theta \cos \left(\pi \frac{2l}{\lambda} \sin \varphi \sin \theta \right) \left[1 - 4 \left(\frac{2l}{\lambda} \right)^2 \cos^2 \varphi \sin^2 \theta \right]; \\ C &= \sin \varphi \cos \left(\pi \frac{2l}{\lambda} \cos \varphi \sin \theta \right) \left[1 - 4 \left(\frac{2l}{\lambda} \right)^2 \sin^2 \varphi \sin^2 \theta \right]; \\ D &= \cos \varphi \cos \left(\pi \frac{2l}{\lambda} \sin \varphi \sin \theta \right) \left[1 - 4 \left(\frac{2l}{\lambda} \right)^2 \cos^2 \varphi \sin^2 \theta \right].\end{aligned}\quad (7)$$

В качестве запитывающего устройства можно использовать переход от прямоугольного волновода с волной H_{10} к квадратному и применить заворачиватели, обеспечивающие начальные сдвиги фаз ψ_1 и ψ_2 волн H_{10} и H_{01} в квадратном волноводе относительно волны H_{10} в прямо-

угольном. Тогда комплексные амплитуды напряжений на щелях записываем следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{U}_{1m} &= \dot{K}_1 E_{10m} = \dot{K}_1 E_0 \sin \alpha e^{i\psi_1}; \\ \dot{U}_{2m} &= \dot{K}_2 E_{01m} = \dot{K}_2 E_0 \cos \alpha e^{i\psi_2}, \end{aligned} \quad (8)$$

где \dot{K}_1 и \dot{K}_2 — комплексные коэффициенты возбуждения щелей;
 \dot{E}_{10m} и \dot{E}_{01m} — комплексные амплитуды электрического вектора волны H_{10} и H_{01} на оси квадратного волновода;
 E_0 — амплитуда электрического вектора на оси прямоугольного волновода;
 α — угол между плоскостью поляризации в запитывающем устройстве и направлением на центр щелей в квадратном волноводе.

Подставляя выражения (8) в поляризационную диаграмму (6), получим

$$\dot{p} = \frac{A + B \frac{|\dot{K}_2|}{|\dot{K}_1|} \operatorname{ctg} \alpha e^{i\psi}}{C - D \frac{|\dot{K}_2|}{|\dot{K}_1|} \operatorname{ctg} \alpha e^{i\psi}}, \quad (9)$$

где

$$\psi = \psi_2 - \psi_1 + \operatorname{arg} \frac{\dot{K}_2}{\dot{K}_1}. \quad (10)$$

Поляризационную диаграмму можно использовать для определения связи между α , ψ и направлением, вдоль которого распространяющаяся волна поляризована по кругу. Для этого необходимо положить

$$\dot{p} = \pm i. \quad (11)$$

Это выражение, определяющее функциональную связь между α и ψ с одной стороны, θ и φ — с другой, равносильно системе двух трансцендентных уравнений.

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \dot{p} &= AC + (BC - AD) \frac{|\dot{K}_2|}{|\dot{K}_1|} \operatorname{ctg} \alpha \cos \psi - BD \left(\frac{|\dot{K}_2|}{|\dot{K}_1|} \right)^2 \operatorname{ctg} \alpha = 0, \\ \operatorname{Im} \dot{p} &= \frac{(BC + AD) \frac{|\dot{K}_2|}{|\dot{K}_1|} \operatorname{ctg} \alpha \sin \psi}{C^2 - 2CD \frac{|\dot{K}_2|}{|\dot{K}_1|} \operatorname{ctg} \alpha \cos \psi + D^2 \left(\frac{|\dot{K}_2|}{|\dot{K}_1|} \right)^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha} = \pm 1. \end{aligned} \quad (12)$$

Комплексные амплитуды напряжений в середине каждой щели, а следовательно, и коэффициенты возбуждения щелей можно найти, используя выражения, полученные в [4].

Рассмотрим случай резонансных полуволновых щелей ($2l = \lambda/2$). Амплитуда напряжения в середине продольной щели

$$\dot{U}_1 = \frac{-i\lambda_{\text{кр}} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\lambda_g}\right) \dot{E}_{10m}}{\pi g_2 Z_0 + \frac{4}{\pi} \frac{\lambda_g}{\lambda} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\lambda_g}\right)} = \dot{K}_1 E_{10m} = |\dot{K}_1| E_{01m} e^{-i\frac{\pi}{2}}. \quad (13)$$

Амплитуда напряжения в середине поперечной щели

$$\dot{U}_2 = \frac{\lambda_d \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right) E_{01m}}{\pi g_2 Z_0 + \frac{4}{\pi} \frac{\lambda_g^3}{\lambda \lambda_{кр}^2} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)} = K_2 E_{01m}. \tag{14}$$

Здесь λ и λ_g — длина волн в свободном пространстве и в квадратном волноводе, $\lambda_{кр}$ — критическая длина волны, g_2 — внешняя проводимость излучения щели, Z_0 — волновое сопротивление свободного пространства.

Из (13) и (14) видно, что аргумент коэффициента возбуждения поперечной щели \dot{K}_2 равен 0, а продольной щели $\dot{K}_1 = \left(-\frac{\pi}{2}\right)$.

Отношение модулей коэффициентов возбуждения, входящее в поляризационную диаграмму (9), в рассматриваемом случае запишется в виде:

$$\frac{|\dot{K}_2|}{|\dot{K}_1|} = \frac{\left[\frac{\pi^2 g_2 Z_0}{4} + \frac{\lambda_g}{\lambda} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\lambda_g}\right)\right] \frac{\lambda_g}{\lambda_{кр}} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)}{\left[\frac{\pi^2 g_2 Z_0}{4} - \frac{\lambda_g}{\lambda} \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_{кр}}\right)^2 \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)\right] \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\lambda_g}\right)}. \tag{15}$$

Аргумент отношения коэффициентов возбуждения $\psi = \arg \frac{\dot{K}_2}{\dot{K}_1} = \frac{\pi}{2}$, т. е. в случае синфазных волн H_{10} и H_{01} щели возбуждается со сдвигом фаз, равным $\frac{\pi}{2}$, и излучаемое крестообразной щелью поле эллиптически поляризовано.

Система уравнений (12) в некоторых частных случаях легко решается аналитически. Нетрудно заметить, что для получения круговой поляризации ($\rho = \pm i$) в плоскостях $\varphi = 0$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$ под углом θ разность фаз должна быть равна $\psi = \frac{\pi}{2}$. Решениями уравнения в этих случаях будут:

$$\alpha = \arctg \frac{\frac{|\dot{K}_2|}{|\dot{K}_1|} \cos \theta}{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)} \text{ для } \varphi = 0, \tag{16}$$

$$\alpha = \arctg \frac{\frac{|\dot{K}_2|}{|\dot{K}_1|} \cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\cos \theta} \text{ для } \varphi = \frac{\pi}{2}. \tag{17}$$

Полученные зависимости (16) и (17) были рассчитаны для одного значения частоты $f = 8,83 \text{ Гц}$ (рис. 2, пунктирная кривая).

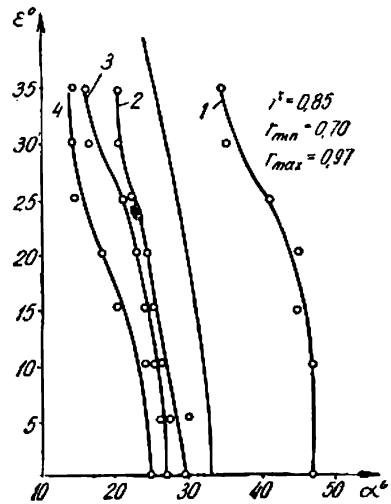


Рис. 2.

Используя выражение для электрического вектора в дальней зоне (5), находим зависимость коэффициента эллиптичности поля, излучаемого вдоль нормали к стенке волновода от угла поворота плоскости поляризации в запитывающем устройстве относительно направления на центр щелей:

$$r = \begin{cases} \frac{|\dot{K}_2|}{|\dot{K}_1|} \operatorname{ctg} \alpha & \text{для } |\dot{U}_{2m}| < |\dot{U}_{1m}| \\ \frac{|\dot{K}_1|}{|\dot{K}_2|} \operatorname{tg} \alpha & \text{для } |\dot{U}_{1m}| < |\dot{U}_{2m}|. \end{cases} \quad (18)$$

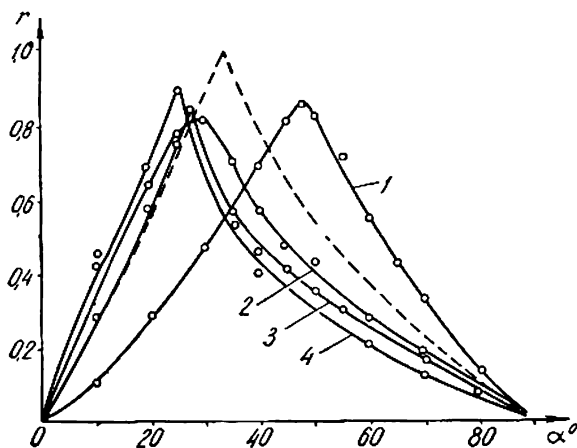


Рис. 3.

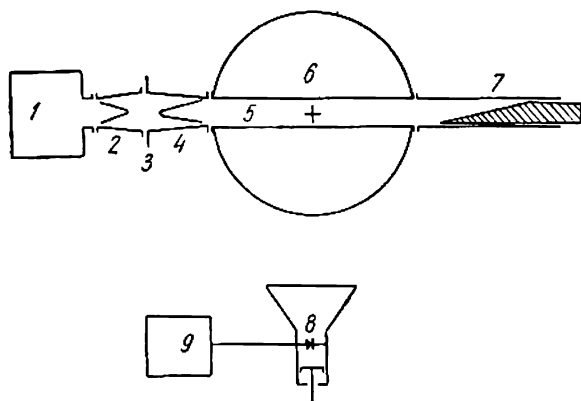


Рис. 4.

Эта зависимость для $f = 8,83$ ГГц построена на рис. 3 (штриховая кривая) и очень удобна для экспериментальной проверки.

Экспериментальное исследование продольно-поперечной щели в стенке квадратного волновода

Рассчитанные по формулам (16) и (18) зависимости отклонения направления с круговой поляризацией и коэффициента эллиптичности от угла поворота плоскости поляризации в запитывающем устройстве были проверены экспериментально для резонансных и более коротких щелей.

Блок-схема установки (рис. 4) состояла из клистронного генератора трехсантиметрового диапазона волн 1, переходов с прямоугольного на круглый 2 и с круглого на квадратный волновод 4, квадратный волновод с крестообразной щелью 5, металлического экрана 6,

поглощающей нагрузки 7, приемной антенны 8 и измерительного усилителя 9. На стыке переходов 2 и 4, составляющих запитывающее устройство, имелось вращающееся соединение, снабженное лимбом 3 для отсчета угла поворота плоскости поляризации в квадратном волноводе.

Было исследовано несколько антенных секций на квадратном волноводе со щелями различной длины. Каждая из секций представляла собой отрезок квадратного волновода длиной 200 мм и сечением 19×19 мм

с продольно-поперечной крестообразной щелью, прорезанной на оси стенки волновода. Длины щелей приведены в таблице

№ секции	1	2	3	4	5	6	7
Длина щелей (мм)	16	15	14	13	12	11	10

В качестве согласованной нагрузки применялся квадратный волновод с диэлектрическим вкладышем, покрытым поглощающим слоем и имеющим форму конуса.

Результаты измерений зависимости коэффициента эллиптичности поля, излучаемого вдоль нормали к плоскости щели от угла поворота плоскости поляризации внутри волновода (рис. 3), показывают, что в случае коротких щелей экспериментальные точки близки к теоретической кривой. При длине щели, близкой к резонансной, характер кривой сохраняется, но максимум смещается в сторону больших α .

Измерены также углы отклонения от нормали направления с поляризацией, близкой к круговой, и значения коэффициентов эллиптичности в этих направлениях. Зависимость угла отклонения направления с максимальным коэффициентом эллиптичности от поворота плоскости поляризации внутри волновода представлена на рис. 2. По характеру эти зависимости близки к теоретической (штриховая кривая). Экспериментальные точки для резонансной щели лежат правее, а для коротких щелей — левее теоретической кривой. Значения максимальных коэффициентов эллиптичности при отклонении лежат в пределах от 0,75 до 0,95.

Теоретическое и экспериментальное исследования подтверждают возможность и простоту регулировки поляризации поля, излучаемого крестообразной щелью путем поворота плоскости поляризации волны основного типа, возбуждающей квадратный волновод.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. H. Watson. Resonant slots. „JEE“, 1946, v. 93, part IIIA, № 4, p. 747—777.
2. A. J. Simmons. Circularly polarized slot radiation. IRE Trans. on Antennas and Propagat., AP—5, № 1, 1957, p. 31—36.
3. Ю. В. Шубарин. Антенны сверхвысоких частот, Харьков, изд. ХГУ, 1960.
4. Я. Н. Фельд, Л. С. Бененсон. Антенно-фидерные устройства, ч. 2, М., изд. ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1959.