

ПАРАМЕТРЫ НЕРЕЗОНАНСНЫХ ЩЕЛЕЙ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Ю. В. Шубарин, Л. П. Яцук

ВВЕДЕНИЕ

При создании линейных многощелевых антенн заданное амплитудно-фазовое распределение вдоль линейки нередко формируют путем вариации длины щелей. Для расчета такой антенны прежде всего необходимо знать параметры одиночных щелей: коэффициенты излучения, отражения и передачи. Эти параметры подробно изучены для резонансных щелей. Расчет же их для случая произвольно расположенной нерезонансной щели в известной нам открытой литературе отсутствует.

Настоящее сообщение посвящено нахождению параметров узкой прямоугольной нерезонансной щели, произвольно расположенной на широкой стенке прямоугольного волновода, возбуждаемого волной H_{10} .

Возбуждение волновода нерезонансной щелью

Рассмотрим полубесконечный прямоугольный волновод, в широкой стенке которого под углом θ к продольной оси прорезана узкая щель длиной $2l$ и шириной d . Пусть размеры поперечного сечения волновода таковы, что в нем может распространяться только волна типа H_{10} . Падающая на щель волна возбуждает ее, в результате чего между краями щели возникает напряжение U . Введем в рассмотрение плотность магнитного тока вдоль щели и будем считать его источником возбуждаемых щелью вторичных волн, которые распространяются в сторону положительных и отрицательных значений оси z (рис. 1).

Комплексные амплитуды этих волн можно записать в выбранной системе координат следующим образом:

$$\begin{aligned} E_{1y} &= \left\{ \begin{array}{l} \dot{A} \\ \dot{B} \end{array} \right\} \cos \frac{\pi x}{a} e^{\pm i\gamma z}; \\ H_{1x} &= \frac{\pm E_{1y}}{W_{10}}; \\ H_{1z} &= \left\{ \begin{array}{l} \dot{A} \\ \dot{B} \end{array} \right\} \frac{1}{iW_{10}} \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda_{кр}} \sin \frac{\pi x}{a} \cdot e^{\pm i\gamma z}, \end{aligned} \quad (1)$$

где \dot{A} и \dot{B} — комплексные амплитуды электрического поля волн, возбуждаемых слева и справа от щели на оси волновода в сечении центра щели; знак «—» соответствует волне, распространяющейся в сторону $z > 0$, знак «+» — в сторону $z < 0$.

Амплитуды \dot{A} и \dot{B} можно найти методом вспомогательных источников, основанным на лемме Лоренца [1]:

$$\nabla \{[\vec{E}_1, \vec{H}_2] - [\vec{E}_2, \vec{H}_1]\} = (\vec{j}_1^e \vec{E}_2 - \vec{j}_2^e \vec{E}_1) - (\vec{j}_1^m \vec{H}_2 - \vec{j}_2^m \vec{H}_1), \quad (2)$$

где \vec{E}_1, \vec{H}_1 и \vec{E}_2, \vec{H}_2 — не зависящие друг от друга поля одной и той же частоты;

\vec{j}_1^e, \vec{j}_1^m и \vec{j}_2^e, \vec{j}_2^m — векторы плотности электрических и магнитных токов, возбуждающих эти поля.

Считаем, что источником искомого поля \vec{E}_1, \vec{H}_1 является \vec{j}_1^m , а все

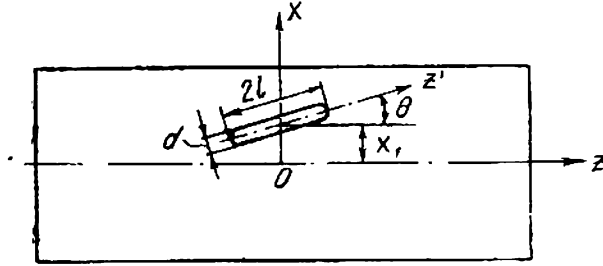


Рис. 1.

прочие источники равны нулю. В качестве вспомогательного поля \vec{E}_2, \vec{H}_2 выбираем поле волны H_{10} единичной амплитуды. Интегрируя лемму Лоренца по замкнутому объему, ограниченному боковыми стенками волновода со щелью и двумя поперечными сечениями по разные стороны от нее, находим амплитуды волн, возбуждаемых щелью слева и справа:

$$\dot{A} = \frac{W_{10}}{S_d} \int_{S_{щ}} \vec{j}_1^m \vec{H}_2^+ dS = \frac{W_{10} j_n^m}{S_d} \int_{S_{щ}} j(z') H_{2z}^- dS; \quad (3)$$

$$\dot{B} = \frac{W_{10}}{S_d} \int_{S_{щ}} \vec{j}_1^m \vec{H}_2^- dS = \frac{W_{10} j_n^m}{S_d} \int_{S_{щ}} f(z') H_{2z}^- dS, \quad (4)$$

где индексы «+» и «-» соответствуют распространению вспомогательной волны в сторону $z > 0$ и $z < 0$;

z' — координата, отсчитываемая вдоль щели от центрального сечения;

$f(z') = j^m/j_n^m$ — распределение магнитного тока вдоль щели;

j_n^m — значение магнитного тока в пучности;

W_{10} — волновое сопротивление волновода;

S_d — площадь поперечного сечения волновода.

Интегрирование ведется по площади щели. Ограничимся рассмотрением щелей длиной $2l \ll \frac{\lambda}{2}$. Поскольку магнитный ток обращается в нуль на краях щели, а в некотором среднем сечении имеет максимум, распределение вдоль него можно аппроксимировать синусоидой

$$f(z') \approx \cos \frac{\pi z'}{2l}. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (3) и (4), получим в результате интегрирования амплитуды волн \dot{A} и \dot{B} в таком виде:

$$\dot{A} = -\frac{j_n^m}{S_d} (\alpha + i\beta) = \frac{j_n^m}{S_d} \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \cdot e^{i(\pi + \varphi)}; \quad (6a)$$

$$\dot{B} = \frac{j_n^m}{S_d} (\alpha - i\beta) = \frac{j_n^m}{S_d} \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \cdot e^{-i\varphi}, \quad (6b)$$

где

$$\alpha = \frac{2ld}{\pi} \left\{ |F(l\xi) + F(l\eta)| \sin \theta + |F(l\xi) - F(l\eta)| \frac{\lambda_g}{\lambda_{кр}} \cos \theta \right\} \cos \frac{\pi x_1}{a}; \quad (7)$$

$$\beta = \frac{2ld}{\pi} \left\{ |F(l\xi) - F(l\eta)| \sin \theta + |F(l\xi) + F(l\eta)| \frac{\lambda_g}{\lambda_{кр}} \cos \theta \right\} \sin \frac{\pi x_1}{a};$$

$$F(l\xi) = \frac{\cos l\xi}{1 - \left(\frac{2}{\pi} l\xi\right)^2}; \quad (8)$$

$$F(l\eta) = \frac{\cos l\eta}{1 - \left(\frac{2}{\pi} l\eta\right)^2};$$

$$\xi = \frac{\pi}{a} \sin \theta - \gamma \cos \theta; \quad (9)$$

$$\eta = -\frac{\pi}{a} \sin \theta - \gamma \cos \theta;$$

a — размер широкой стенки волновода;
 γ — постоянная распространения волны H_{10} в волноводе;
 x_1 — смещение щели от оси широкой стенки;
 $\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\beta}{\alpha}$.

Для нахождения коэффициентов отражения и передачи щели необходимо знать отношения комплексных амплитуд, возбужденных щелью волн \dot{A} и \dot{B} , к амплитуде падающей волны E_0 . Для этого в выражениях (6) надо определить абсолютное значение плотности магнитного тока и его фазу по отношению к возбуждающему полю E_0 . Модуль плотности магнитного тока $|j^m|$ можно получить из уравнения баланса мощности, если известен $\operatorname{arg} j_n^m$. Поэтому прежде всего найдем $\operatorname{arg} j_n^m$.

Сдвиг фазы между магнитным током в центре щели и полем, возбуждающим щель

С использованием теоремы взаимности можно показать [2], что при возбуждении вибратора полем падающей волны электродвижущая сила, наводимая этим полем на клеммах вибратора, выражается формулой

$$\dot{E}^m = \int_L E_\zeta(\zeta) f(\zeta) d\zeta, \quad (10)$$

где L — длина вибратора;

ζ — координата, отсчитываемая вдоль оси вибратора;

E_ζ — проекция на ось вибратора электрического вектора падающего поля;

$f(z)$ — амплитудно-фазовое распределение электрического тока вдоль вибратора в режиме передачи, отнесенное к клеммному сечению.

Проведя рассуждения, аналогичные тем, которые были использованы при выводе (10), находим, что магнитодвижущая сила \dot{E}^m , наводимая в некотором сечении z' щели магнитным полем падающей волны, определяется выражением

$$\dot{E}^m = \int_{-l}^l H_z(z') f(z') dz', \quad (11)$$

где H_z — проекция на ось щели магнитного вектора возбуждающего поля; $f(z')$ — амплитудно-фазовое распределение магнитного тока, отнесенное к рассматриваемому сечению.

Магнитный ток \dot{I}^m свяжем с магнитодвижущей силой обычным соотношением

$$\dot{I}^m = \frac{\dot{E}^m}{Z^m}, \quad (12)$$

где Z^m — магнитное сопротивление.

Таким образом, в случае узкой щели

$$\arg j_n^m = \arg \dot{E}^m - \arg Z^m.$$

В соответствии с принципом двойственности сдвиг фазы между магнитным током и магнитодвижущей силой в центральном сечении щели равен сдвигу фазы между электродвижущей силой и электрическим током на клеммах симметричного вибратора, одинаковой со щелью электрической длины. Этот сдвиг фазы определяется аргументом входного сопротивления вибратора ($\arg Z^e = \psi$), и его нетрудно рассчитать по имеющимся в литературе формулам [2]. Следовательно,

$$\arg Z^m = \arg Z^e = \psi \quad (13)$$

$$\arg j_n^m = \arg \dot{E}^m - \psi.$$

Полагая, что щель возбуждается полем волны H_{10} , распространяющейся в сторону положительных z , а распределение $f(z')$ подчиняется закону, определенному формулой (5), имеем:

$$\arg \dot{E}^m = \arg \left[\int_{-l}^l f(z^1) H_{z^1}^+(z^1) dz^1 \right]. \quad (14)$$

В случае узкой щели, когда интегрирование по площади щели заменяется интегрированием по ее длине, интеграл в (14) с точностью до вещественного постоянного множителя совпадает с интегралом в выражении (4а). Как видно из (6а), аргумент этого интеграла

$$\arg \dot{E}^m = \pi + \varphi. \quad (15)$$

Таким образом, из (13) с учетом (15) следует, что фаза магнитного тока в центре щели сдвинута по отношению к возбуждающему полю на угол

$$\arg j_n^m = (\pi + \varphi) - \psi. \quad (16)$$

Параметры нерезонансной щели

Для вычисления параметров нерезонансной щели необходимо знать абсолютное значение магнитного тока $|j_n^m|$ в центре щели. Найдем его, составляя баланс мощности:

$$P_{\text{пад}} = P_{\text{отр}} + P_{\text{изл}} + P_{\text{прох}}, \quad (17)$$

где $P_{\text{пад}}$, $P_{\text{отр}}$, $P_{\text{изл}}$, $P_{\text{прох}}$ — соответственно мощности падающей, отраженной, излученной во внешнее пространство и проходящей дальше по волноводу волн.

Учитывая, что $|j_n^m| = \frac{|\dot{U}_n|}{d}$, где \dot{U}_n — амплитуда напряжения на щели в пучности тока, получим из уравнения (17):

$$|\dot{U}_n| = \frac{E_0}{W_{10} d G_{\Sigma}} \cdot \frac{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \cos \psi}{1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{G_{\Sigma} W_{10} d^2 S_d}}, \quad (18)$$

где G_{Σ} — проводимость излучения щели.

В случае резонансной щели входное сопротивление соответствующего щели вибратора становится чисто активным ($\psi = 0$, $\cos \psi = 1$). В результате формула (18) принимает вид

$$\dot{U}_n|_{\text{рез}} = \frac{E_0}{d W_{10} G_{\Sigma}} \cdot \frac{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{1 + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{G_{\Sigma} W_{10} d^2 S_d}}. \quad (19)$$

Выражение (19) при соответствующей замене обозначений совпадает с результатом, полученным для резонансной щели И. Е. Вешниковой и Г. А. Евстроповым [3].

Найдем теперь с учетом (6а,б), (16) и (18) коэффициенты матрицы рассеивания четырехполюсника, эквивалентного щели: коэффициенты отражения слева S_{11} и справа S_{22} , а также коэффициент передачи S_{12} :

$$S_{11} = S_{22} = \frac{\dot{A}}{E_0} = \frac{\rho \cos \psi}{1 + \rho} e^{i(2\sigma - \psi)}, \quad (20)$$

где

$$\rho = \frac{\alpha^2 + \beta^2}{d^2 S_d W_{10} G_{\Sigma}}; \quad (21)$$

$$S_{12} = \frac{\dot{E}_0 + \dot{B}}{E_0} = \sqrt{1 - 2|S_{11}| \cos \psi + |S_{11}|^2} e^{i\Delta}, \quad (22)$$

где

$$\Delta = \arctg \frac{|S_{11}| \sin \psi}{1 - |S_{11}| \cos \psi}. \quad (23)$$

Коэффициент излучения по мощности

$$|S_{\Sigma}|^2 = \frac{P_{\text{изл}}}{P_{\text{пад}}} = \frac{|\dot{U}_n|^2 G_{\Sigma}}{P_{\text{пад}}} = \frac{2\rho \cos^2 \psi}{(1 + \rho)^2}. \quad (24)$$

В частных случаях продольной и поперечной щелей в волноводе структура формул (20), (22) и (24) не меняется. При этом значительно упрощается выражение (21) для ρ .

Так, если рассматривается продольная щель ($\theta = 0$), то

$$\begin{aligned} \alpha &= 0; \\ \rho &= \frac{\beta^2}{d^2 S_d W_{10} G_\Sigma}; \\ \beta &= \frac{4ld}{\pi} F(\gamma l) \frac{\lambda_d}{\lambda_{кр}} \sin \frac{\pi x_1}{a}; \\ \varphi &= \frac{\pi}{2}. \end{aligned} \quad (25)$$

В случае поперечной щели, прорезанной симметрично относительно продольной оси волновода ($\theta = 90^\circ$; $x_1 = 0$), оказывается, что

$$\begin{aligned} \beta &= 0; \\ \rho &= \frac{\alpha^2}{d^2 S_d W_{10} G_\Sigma}; \\ \alpha &= \frac{4ld}{\pi} F\left(\frac{\pi l}{a}\right); \quad \varphi = 0^\circ. \end{aligned} \quad (26)$$

Сравнение расчетных и экспериментальных данных

По формулам (20)—(24) рассчитаны в зависимости от длины щели коэффициенты отражения и излучения для двух случаев: продольной (рис. 2) и поперечной (рис. 3) щелей, прорезанных в широкой стенке прямоугольного волновода. Сечение волновода 23×10 мм², длина волны $\lambda = 32$ мм. Центр продольной щели смещен относительно продольной оси широкой стенки на расстояние $x_1 = 9$ мм, поперечная щель прорезана симметрично ($x_1 = 0$). Аргумент сопротивления эквивалентного щели вибратора рассчитан в приближении длинной линии.

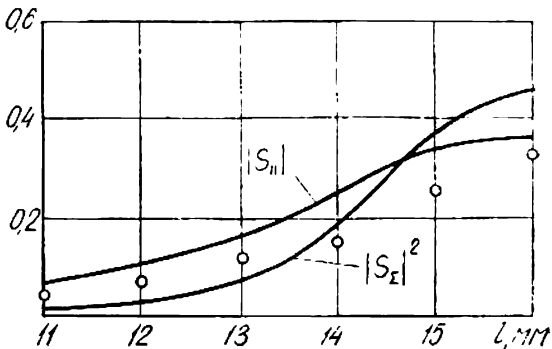


Рис. 2.

Коэффициенты излучения и отражения растут с увеличением длины щели, достигая максимума при длине щели, равной половине длины волны. На характер кривых сильное влияние оказывает косинус аргумента входного сопротивления эквивалентного щели вибратора. Эффект укорочения волны в использованном приближении не учитывался. Однако его можно учесть, если рассчитывать аргумент входного сопротивления эквивалентного вибратора по более точным формулам.

Расчетная зависимость от длины щели сдвига фазы прошедшей волны Δ (рис. 4) имеет максимум при длине щели, отличающейся от резонансной приблизительно на 10% (1 — продольная щель, 2 — поперечная щель).

Экспериментально измерены коэффициенты отражения продольных и поперечных щелей на указанной выше частоте. С помощью измерительной линии определяли коэффициент стоячей волны, по величине которого рассчитывали модуль коэффициента отражения. Измерения прово-

дидлись на отдельных волноводных секциях с прорезанными в них щелями различной длины ($2l = 11,0; 12,0; 13,0; 14,0; 15,0; 16,0$ мм). В случае поперечной щели (рис. 3 — кружки) экспериментальные точки коэффициента отражения достаточно хорошо ложатся на расчетную кривую. В случае продольной щели (рис. 2 — кружки) расчет и эксперимент совпадают хуже. Это, по-видимому, объясняется не учтенным в расчете влиянием стенки волновода, вблизи которой прорезана щель.

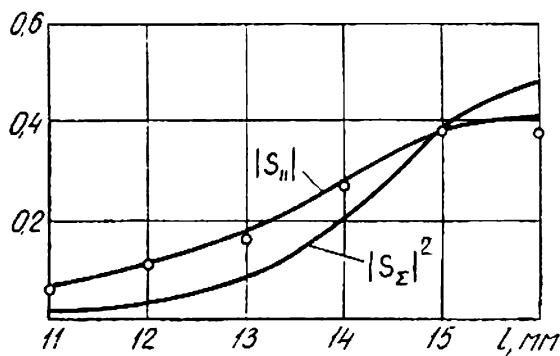


Рис. 3.

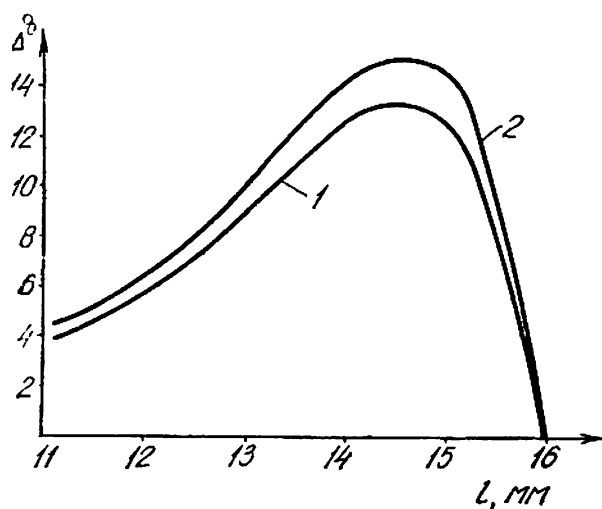


Рис. 4.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе теоремы взаимности и принципа двойственности выведены простые приближенные формулы для расчета коэффициентов излучения, отражения и передачи нерезонансных щелей, произвольно расположенных на широкой стенке прямоугольного волновода.

Экспериментальные результаты показали хорошее совпадение для $S_{||}$ с расчетом для поперечной щели и худшее — для продольной.

Полученные результаты можно использовать для расчета эквивалентной схемы более сложной, в частности крестообразной,

щели на широкой стенке волновода. Имевшиеся ранее в литературе данные [5] такой возможности не давали.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. З. Фрадин. Антенны сверхвысоких частот, М., изд-во «Сов. радио», 1957.
2. Г. З. Айзенберг. Коротковолновые антенны, М. Связьиздат, 1962.
3. И. Е. Вешнякова, Г. А. Евстропов «Вопросы радиоэлектроники», сер. XII, общетехническая, вып. 13, 1960, стр. 43—56.
4. А. А. Оliner. IRE Trans on Ant. and Prop., v. AP—5, № 1, January, 1957, pp. 4—20.