

УДК 621 396 677

ЩЕЛИ В ВОЛНОВОДЕ СО СЛОИСТЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

Л. П. Яцук, В. А. Катрич

Решена задача возбуждения бесконечного волновода со слоистым диэлектриком заданным магнитным током. Полученное решение использовано для расчета коэффициентов матрицы рассеяния узкой продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода со слоем диэлектрика, параллельным узкой стенке. Получено хорошее совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей коэффициента излучения щели от длины волны и других параметров системы.

Одним из основных этапов в процессе нахождения коэффициентов матрицы рассеяния волноводно-щелевых излучателей является решение задачи возбуждения волновода щелью. Возбужденное щелью магнитное поле необходимо знать для формулировки интегрального уравнения относительно неизвестного электрического поля на щели или определения внутренней проводимости щели [1], если распределение поля вдоль нее аппроксимируется простой функцией.

Найдем магнитное поле, возбужденное узкой продольной щелью в волноводе с частичным диэлектрическим заполнением, а также ее внутреннюю проводимость в приближении заданного магнитного тока на щели. Предполагается, что собственные волны рассматриваемого волновода известны. В основу решения положим метод, разработанный Вайнштейном [2], в соответствии с которым магнитное поле \mathbf{H} , возбужденное щелью, представляется с помощью векторных функций, описывающих поля собственных волн:

$$\mathbf{H} = \sum_s [C_s \mathbf{H}_s(\omega) + C_{-s} \mathbf{H}_{-s}(\omega)] - \mathbf{z}^0 (j_z^M / i\omega\mu). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{H}_{\pm s}(\omega)$ — векторные функции, описывающие магнитные поля нормальных типов волн на частоте ω , $C_{\pm s}$ — коэффициенты при этих функциях, смысл которых определен в [2], j_z^M — продольная компонента вектора объемной плотности магнитного тока, μ — магнитная проницаемость, \mathbf{z}^0 — орт в направлении продольной оси волновода z .

Судя по внешнему виду, выражение (1) удобно для определения искомого поля. Однако ему присущи свои недостатки. Дело в том, что внесуммарный член содержит объемную плотность тока, которая связана с поверхностной плотностью $\mathbf{j}_{\text{пов}}^M = [\mathbf{e}_n, \mathbf{n}]$ наличием множителя в виде дельта-функции, обращающегося в бесконечность на поверхности щели. Вследствие этого и ряд, который должен скомпенсировать эту бесконечность в точках, принадлежащих щели, расходится. В результате выражение (1) оказывается непригодным для непосредственного определения с его помощью магнитного поля на поверхности щели. С целью исключения из выражения (1) расходящихся членов преобразуем его, пользуясь методом улучшения сходимости аналогичных рядов, разработанным в [3]. В отличие от работы [3], в нашем случае источником электромагнитного поля является не электрический, а магнитный ток j^M , величина которого, по условию задачи, не зависит от

частоты. Как следует из уравнения непрерывности, при стремлении частоты к нулю плотность фиктивных магнитных зарядов, связанных с током \mathbf{j}^m , стремится к бесконечности, а с нею — с той же скоростью и магнитное поле. Амплитуда электрического поля от частоты не зависит.

Аналогично [3], введем квазистатические поля $\hat{\mathbf{E}}$ и $\hat{\mathbf{H}}$ следующим образом:

$$\hat{\mathbf{E}} = \lim_{\tilde{\omega} \rightarrow 0} \mathbf{E}(\tilde{\omega}); \quad (2)$$

$$\hat{\mathbf{H}} = \lim_{\tilde{\omega} \rightarrow 0} (\tilde{\omega}/\omega) \mathbf{H}(\tilde{\omega}), \quad (3)$$

где $\tilde{\omega}$ — некоторая формально введенная переменная частота.

Совершая в уравнениях Максвелла, записанных на частоте $\tilde{\omega}$ и умноженных на $\tilde{\omega}/\omega$, предельный переход $\tilde{\omega} \rightarrow 0$, находим, что поля $\hat{\mathbf{E}}$ и $\hat{\mathbf{H}}$ удовлетворяют уравнениям квазистатики, соответствующим пренебрежению в уравнениях Максвелла электрическим током смещения.

При этом функцию $\hat{\mathbf{H}}$ можно определить в виде

$$\hat{\mathbf{H}} = \text{grad } \varphi, \quad (4)$$

где скалярный потенциал φ удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\Delta \varphi = - (1/i\omega\mu) (\partial j_u^m / \partial u) \quad (5)$$

при однородных граничных условиях Неймана на идеально проводящей поверхности. Здесь, u — координата вдоль оси щели.

Подчеркнем, что уравнение (5) относительно функции φ не зависит от диэлектрической проницаемости ϵ среды в волноводе. Это значит, что квазистатическое поле в волноводе с диэлектриком совпадает с квазистатическим полем, возбужденным щелью в полом волноводе, и поэтому решение уравнения (5), а следовательно, и нахождение векторной функции $\hat{\mathbf{H}}$ не представляют принципиальных трудностей. С другой стороны, возбужденное щелью квазистатическое поле $\hat{\mathbf{H}}$ можно определить, выполняя предельный переход (3) в выражении (1). При этом получаем:

$$\hat{\mathbf{H}} = \sum_s \lim_{\tilde{\omega} \rightarrow 0} (\tilde{\omega}/\omega) [\tilde{C}_s H_s(\tilde{\omega}) + \tilde{C}_{-s} H_{-s}(\tilde{\omega})] - z^0 (j_z^m / i\omega\mu). \quad (6)$$

Видим, что внесуммарные слагаемые в выражениях (1) и (6) тождественно равны друг другу. Их можно исключить, вычитая эти выражения одно из другого. При этом искомое поле \mathbf{H} получаем в следующем виде:

$$\mathbf{H} = \sum_s [C_s H_s(\omega) + C_{-s} H_{-s}(\omega) - \lim_{\tilde{\omega} \rightarrow 0} (\tilde{\omega}/\omega) [\tilde{C}_s H_s(\tilde{\omega}) + \tilde{C}_{-s} H_{-s}(\tilde{\omega})]] + \hat{\mathbf{H}}. \quad (7)$$

Фигурирующий здесь разностный ряд является сходящимся. Квазистатическое поле $\hat{\mathbf{H}}$ определяется в соответствии с (4) и (5). Таким образом, выражение (7) для поля \mathbf{H} , возбужденного щелью в слоистом

волноводе, становится пригодным для записи интегрального уравнения относительно электрического поля на щели $e_{щ}$ или определения внутренней проводимости щели, если поле $e_{щ}$ аппроксимируется заданной функцией.

Магнитное поле (7) было использовано для определения собственной внутренней проводимости Y^i продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода со слоем диэлектрика, параллельным его узкой стенке (рис. 1). При этом распределение поля $e_{щ}$ вдоль оси щели аппроксимировалось полуволной синусоиды, а поперек щели полагалось постоянным.

Приведем полученное выражение для внутренней проводимости щели Y^i , представив его в виде суммы трех слагаемых: проводимостей $Y^i(\omega)$ и $\tilde{Y}^i(\omega)$, порождаемых суммами в выражениях (1) и (6) для полей H и \hat{H} , и проводимости \hat{Y}^i , обусловленной полным квазистатическим полем \hat{H} :

$$Y^i = Y^i(\omega) - Y^i(\tilde{\omega}) + \hat{Y}^i. \quad (8)$$

В случае, когда щель расположена в области III (рис. 1), выражение для проводимости $Y^i(\omega)$ имеет вид

$$Y^i(\omega) = 2il \sum_s \left\{ \cos^2 \left[\frac{k_{x3}^h (d + 2x_0 - 2a)}{2} \right] \left[\frac{\sin(k_{x3}^h d/2)}{k_{x3}^h d/2} \right]^2 \times \right. \\ \times \frac{\Pi^{h2}}{N_{|s|}^h} k_z^{h3} k_{x3}^{h2} F^h + \cos^2 \left[\frac{k_{x3}^e (d + 2x_0 - 2a)}{2} \right] \left[\frac{\sin(k_{x3}^e d/2)}{k_{x3}^e d/2} \right]^2 \times \\ \left. \times \frac{\Pi^{e2}}{N_{|s|}^e} \frac{k^2}{(120\pi)^2} k_z^e k_y^2 F^e \right\}. \quad (9)$$

Здесь индексы « h » и « e » соответствуют случаям LE - и LH - волн, $2l, d$ — длина и ширина щели, x_0 — расстояние от щели до узкой стенки волновода,

$$F^{h(e)} = \frac{1}{(\pi/2l)^2 - k_z^{h(e)2}} \left[1 + \frac{2 \cos(k_z^{h(e)} l) \exp(-ik_z^{h(e)} l)}{[1 - (2k_z^{h(e)} l/\pi)^2] ik_z^{h(e)} l} \right],$$

$$N_{|s|}^{h(e)} = \begin{Bmatrix} \mu_1 \\ \epsilon_1 \end{Bmatrix} \frac{\omega k_z^{h(e)} (k^2 - k_{x1}^{h(e)2})}{2 - \delta_{0n}} b \left[g + \begin{Bmatrix} -1 \\ +1 \end{Bmatrix} \frac{\sin 2k_{x1}^{h(e)} g}{2k_{x1}^{h(e)}} \right] + \\ + \begin{Bmatrix} \mu_2 \\ \epsilon_2 \end{Bmatrix} \frac{\omega k_z^{h(e)} (k^2 - k_{x2}^{h(e)2})}{2 - \delta_{0n}} b \left\{ A^{h(e)2} \left[D - g + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \begin{Bmatrix} -1 \\ +1 \end{Bmatrix} \frac{\sin 2k_{x2}^{h(e)} D - \sin 2k_{x2}^{h(e)} g}{2k_{x2}^{h(e)}} \right] - A^{h(e)} B^{h(e)} \frac{\cos 2k_{x2}^{h(e)} D - \cos 2k_{x2}^{h(e)} g}{2k_{x2}^{h(e)}} \right\} +$$

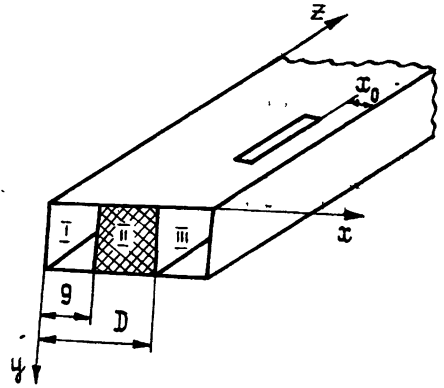


Рис. 1.

$$+ B^{h(e)2} \left[D - g - \frac{\sin 2k_{x2}^{h(e)} D - \sin 2k_{x2}^{h(e)} g}{2k_{x2}^{h(e)}} \right] +$$

$$+ \frac{\mu_3}{\varepsilon_3} \Pi^{h(e)2} \frac{k_z^{h(e)} (k^2 - k_{x3}^{h(e)2})}{2 - \delta_{0n}} b \left[a - D + \begin{Bmatrix} -1 \\ +1 \end{Bmatrix} \frac{\sin 2k_{x3}^{h(e)} (a - D)}{2k_{x3}^{h(e)}} \right],$$

где амплитудные коэффициенты $A^{h(e)}$, $B^{h(e)}$ и $\Pi^{h(e)}$ определяются из условий непрерывности компонент поля E_y и H_z на границе области I—II и II—III [4] и имеют следующий вид:

$$A^{h(e)} = \frac{k_{x1}^{h(e)}}{k_{x2}^{h(e)}} \left\{ \begin{array}{l} -\cos k_{x1}^h g \\ \sin k_{x1}^e g \end{array} \right\} \sin k_{x2}^{h(e)} g + \left\{ \begin{array}{l} (\mu_1/\mu_2) \sin k_{x1}^h g \\ (-\varepsilon_1/\varepsilon_2) \cos k_{x1}^e g \end{array} \right\} \cos k_{x2}^{h(e)} g,$$

$$B^{h(e)} = \left\{ \begin{array}{l} (\mu_1/\mu_2) \sin k_{x1}^h g \\ (\varepsilon_1/\varepsilon_2) \cos k_{x1}^e g \end{array} \right\} \sin k_{x2}^{h(e)} g + \frac{k_{x1}^{h(e)}}{k_{x2}^{h(e)}} \left\{ \begin{array}{l} \cos k_{x1}^h g \\ -\sin k_{x1}^e g \end{array} \right\} \cos k_{x2}^{h(e)} g,$$

$$\Pi^{h(e)} =$$

$$= \frac{k_{x1}^{h(e)} \left\{ \begin{array}{l} \mu_2 \cos k_{x1}^h g \sin k_{x2}^h (D - g) \\ \sin k_{x1}^e g \cos k_{x2}^e (D - g) \end{array} \right\} + k_{x2}^{h(e)} \left\{ \begin{array}{l} \mu_2 \sin k_{x1}^h g \cos k_{x2}^h (D - g) \\ (\varepsilon_1/\varepsilon_2) \cos k_{x1}^e g \sin k_{x2}^e (D - g) \end{array} \right\}}{\left\{ \begin{array}{l} \mu_3 k_{x2}^h \\ k_{x3}^e \end{array} \right\} \sin k_{x3}^{h(e)} (a - D)};$$

двойная запись в фигурных скобках означает, что верхние строки соответствуют LE -, а нижние LH - волнам; нижние индексы при k_x , ε и μ означают номер области I, II или III, в которой данная величина определена;

$$k_{x1(3)}^{h(e)} = \sqrt{k^2 - k_z^{h(e)2} - k_y^2}, \quad k_{x2}^{h(e)} = \sqrt{k^2 \varepsilon_2 \mu_2 - k_z^{h(e)2} - k_y^2}, \quad k_y = n\pi/b,$$

a , b — размеры широкой и узкой стенок волновода, $k_z^{h(e)}$ — продольное волновое число волны соответствующего типа, определяемое из решения дисперсионного уравнения для $LE(LH)$ -волны [4]; смысл обозначений g и D ясен из рис. 1, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в свободном пространстве.

Проводимость $\tilde{Y}^i(\omega)$ может быть получена непосредственно из выражения (9), если в последнем выполнить предельный переход:

$$\tilde{Y}^i(\tilde{\omega}) = \lim_{\tilde{\omega} \rightarrow 0} (\tilde{\omega}/\omega) Y^i(\tilde{\omega}). \quad (10)$$

Или, проще, эту же проводимость можно получить из модифицированного выражения для проводимости продольной щели в полом волноводе [3]

$$Y^i = \frac{l}{i\omega\mu} \sum_m \sum_n \frac{(2 - \delta_{0m})(2 - \delta_{0n})}{ab} \left[\frac{\sin(m\pi d/2a)}{(m\pi d/2a)} \right]^2 \times$$

$$\times \cos^2 \left[\frac{m\pi}{a} \left(x_0 + \frac{d}{2} \right) \right] \left\{ W - \frac{x_{mn}^2}{(\pi/2l)^2 - \gamma_{mn}^2} \times \right.$$

$$\left. \times \left[1 + \frac{2}{i\gamma_{mn}l} \frac{\cos \gamma_{mn}l}{1 - ((2l/j\pi) \gamma_{mn})^2} e^{-i\gamma_{mn}l} \right] \right\}, \quad (11)$$

полагая в нем $k=0$ и $W=0$. Здесь $\gamma_{mn}^2 = k^2 - \alpha_{mn}^2$, $\alpha_{mn}^2 = (m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2$, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, δ_{0m} , δ_{0n} — символы Кронекера.

Проводимость \hat{Y}^i можно определить, если воспользоваться выражением (11), в котором W полагается равным единице, и выполнить в нем предельный переход, аналогичный переходу в (10). Это эквивалентно тому, что в выражении (11) принимается $k=0$, $W=1$.

Выражение (8) с учетом (9)—(11) пригодно для определения величины собственной внутренней проводимости продольной щели в волноводе с диэлектрическим слоем, необходимой для расчета коэффициентов ее матрицы рассеяния.

Результаты расчета коэффициента излучения от длины волны $|S_{\Sigma}|^2(\lambda)$ для щели длиной 16 мм, шириной 1,5 мм, расположенной на расстоянии $x_0=1$ мм от узкой стенки волновода сечением 23×10 мм² и излучающей в свободное пространство, приведены на рис. 2.

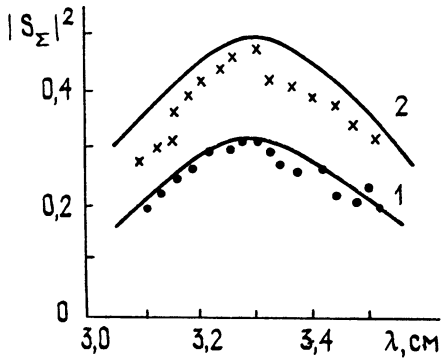


Рис. 2.

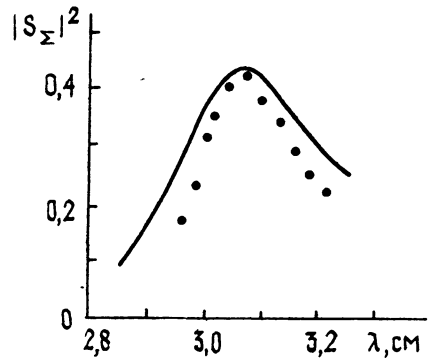


Рис. 3.

Кривая 1 соответствует случаю, когда слой диэлектрика шириной 6 мм с $\epsilon=2$ расположен симметрично относительно оси волновода ($g=8,5$ мм), кривая 2 — случаю, когда $g=14$ мм, т. е. диэлектрик находится вблизи щели. Здесь же кружками и символами «*» нанесены экспериментальные значения коэффициента излучения щели.

Случай, когда продольная щель такой же длины и ширины излучает в полый волновод сечением 23×10 мм², приведен на рис. 3. Здесь $\epsilon=2$, $g=10$ мм, толщина диэлектрического слоя 3 мм, удаление щели от боковой стенки — 1,75 мм.

Результаты расчетов показали, что, изменяя положение диэлектрического слоя в волноводе и значения ϵ , можно управлять как излучаемой щелью мощностью, так и ее частотными характеристиками. При этой зависимости $|S_{\Sigma}|^2(\lambda)$ для различных положений диэлектрического слоя в волноводе, степени заполнения волновода диэлектриком и значений ϵ носят сложный, заранее даже качественно трудно предсказуемый характер. Поэтому создание щелевых излучателей и элементов связи с необходимыми частотными и энергетическими характеристиками на базе волноводов со слоистым диэлектрическим заполнением требуют предварительных расчетов. При расчетах корни дисперсионного уравнения следует находить с высокой точностью для обеспечения хорошей сходимости ряда для внутренней проводимости. Достаточно хорошее согласование расчетных значений зависимостей $|S_{\Sigma}|^2(\lambda)$ с экспериментальными подтверждает правильность предлагаемого подхода к расчету электродинамических характеристик щелей в нагруженных волноводах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С. Антенно-фидерные устройства. — М.: ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1969, ч. II. — 551 С.
2. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. — М.: Сов. радио, 1957. — 581 С.
3. Солнцев В. А. — ЖТФ, 1968, 38, № 1, с. 100.
4. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. — М.: Сов. радио, 1967. — 216 С.
5. Яцук Л. П., Смирнова И. В. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1967, 10, № 4, с. 359.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
11 июля 1983 г.

SLOTS IN A WAVEGUIDE WITH A STRUCTURAL DIELECTRIC

L. P. Yatsuk, V. A. Katrich

The problem of excitation of an infinite waveguide with a structural dielectric by the given magnetic current has been solved. The received solution has been used for the calculation of the scattering parameters of a narrow longitudinal slot in the broad wall of a rectangular waveguide with a dielectric layer parallel to the narrow wall. A good agreement of the calculated and experimental slot radiation coefficient dependences upon the wave length and other system parameters has been received.

Аннотации депонированных статей

УДК 536.34

ПОТОК ЭНЕРГИИ ПАРЦИАЛЬНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ И ИНТЕГРАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Н. П. Романов

Приводится вывод общих выражений потока энергии электромагнитного поля, заданного в виде разложения по парциальным волнам — сферическим векторным волновым функциям, через сферическую поверхность. При облучении шара плоской волной получено выражение для относительной величины поглощенной энергии в сферической области внутри шара, в котором используются амплитуды парциальных волн внутреннего поля. Как частный случай получено выражение для фактора эффективности поглощения сферических частиц, а также формулы для относительной плотности поглощенной энергии в сферических слоях внутри шара (дифференциального сечения поглощения).

Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 5471—84. Деп. от 27 июля 1984 г.