

УДК 621.396.87

## ПРОДОЛЬНАЯ ЩЕЛЬ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СЛОЕМ, ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ ШИРОКИМ СТЕНКАМ

А.А. Ляховский

Харьковский национальный университет имени В.Н.Каразина,  
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина  
E-mail: Andrey.A.Lyakhovsky@univer.kharkov.ua  
Поступила в редакцию 25 сентября 2009 г.

Решена задача об излучении продольной щели, прорезанной в широкой стенке прямоугольного волновода с трехслойным диэлектрическим заполнением, параллельным широким стенкам волновода. Задача возбуждения решена модифицированным методом собственных волн, обеспечивающим сходимость решения. В качестве собственных волн использованы волны  $LM$ - и  $LE$ - типа. Представление поля в области источника включает также потенциальные функции. Исследованы элементы матрицы рассеяния и резонансные свойства щели. Рассчитанные коэффициенты матрицы рассеяния хорошо согласуются с экспериментальными данными.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** щель, микроволны, волновод, диэлектрик, проводимость, коэффициенты матрицы рассеяния

Розв'язано задачу про випромінювання поздовжньої щілини, що прорізна в широкій стінці прямокутного хвилеводу з тришаровим діелектричним заповненням, розташованим паралельно широким стінкам хвилеводу. Задачу збудження розв'язано модифікованим методом власних хвиль, що забезпечує збіжність розв'язку. У якості власних хвиль використані хвилі  $LM$ - та  $LE$ - типу. Представлення поля в області джерела включає також потенціальні функції. Досліджено елементи матриці розсіяння та резонансні властивості щілини. Розрахункові коефіцієнти матриці розсіяння добре узгоджуються з експериментальними даними.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** щілина, мікрохвилі, хвилевід, діелектрик, провідність, коефіцієнти матриці розсіяння

The problem of a longitudinal slot radiation is cut in wide wall of rectangular waveguide with three-layer dielectric filling which parallel to wide wall of a waveguide was solved. The excitation problem is solved with modified eigen waves method. As eigen waves of the  $LM$ - and  $LE$ - modes are chosen. The field in the source region includes the potential functions as well. The scattering parameters and resonance properties of slot are investigated. The scattering parameters calculated are in a good agreement with experimental data.

**KEY WORDS:** slot, microwaves, waveguide, dielectric, admittance, scattering parameters

Щели в стенках волноводов находят широкое применение в качестве элементов связи и одиночных элементарных излучателей волноводно-щелевых решеток [1–4].

В [5,6] показана возможность управления энергетическими параметрами (коэффициентами излучения, отражения, прохождения) поперечной щели в волноводе с диэлектрическим слоем, параллельным его широким стенкам. Частичное заполнение волновода диэлектриком позволяет замедлять волну в волноводе, а также путем изменения толщины, диэлектрической проницаемости и положения слоя управлять величиной мощности, передаваемой щелью в смежный электродинамический объем.

Продольная щель, прорезанная в широкой стенке волновода, обладает лучшими характеристиками по сравнению с поперечной щелью. В частности, она допускает дополнительную возможность управления ее характеристиками излучения путем выбора ее смещения относительно узкой стенки волновода. Расположением продольных щелей в шахматном порядке на расстоянии половины длины волны в волноводе при замедлении волны удается устранить интерференционные максимумы высших порядков в диаграмме направленности в широком диапазоне частот.

Целью настоящей статьи является: исследование резонансных свойств и коэффициентов матрицы рассеяния продольной щели в прямоугольном волноводе с диэлектрическим слоем, расположенным параллельно его широким стенкам.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим продольную щель, прорезанную в широкой стенке прямоугольного волновода сечением  $a \times b$  с трехслойным диэлектрическим заполнением, параллельным широким стенкам (рис. 1). В волноводе по оси  $y$  выделим три области с ширинами  $b_1$ ,  $b_2$  и  $b_3$  с относительными диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ ,  $\varepsilon_3$  соответственно.

Стенки волновода идеально проводящие, потери в диэлектрике отсутствуют. Собственными волнами такого волновода являются  $LE$ - и  $LM$ -волны [7], порождаемые магнитным и электрическим векторами Герца, направленными перпендикулярно границам областей:

$$\vec{\Pi}^m = \vec{y}^0 \vec{\Pi}_y^m,$$

$$\vec{\Pi}^e = \vec{y}^0 \vec{\Pi}_y^e.$$

Волновод возбуждается основной волной  $LM_{10}$  единичной амплитуды, распространяющейся вдоль положительного направления оси  $z$ . Исследуемая продольная щель длиной  $L$ , шириной  $d$  прорезана над первой областью на расстояниях  $x_0$  от узкой стенки и  $z_0$  от начала координат, соответственно.

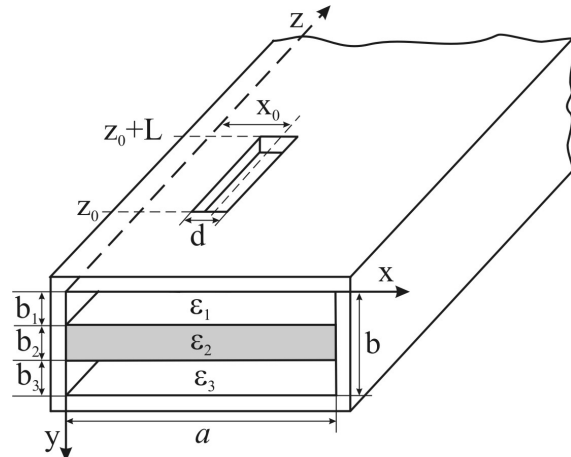


Рис. 1. Геометрия задачи

Ставится задача расчета энергетических характеристик (коэффициентов отражения, прохождения, излучения) рассматриваемой щели, исследования влияния на них параметров диэлектрического заполнения волновода, определение резонансной длины щели.

## РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Определение элементов матрицы рассеяния волноводно-щелевых излучателей проводится на основе [1].

Электрическое поле на щели представляется в виде набора базисных функций (гармоник):

$$\vec{e}_{щ} = \sum_{q=1}^Q V_q \vec{e}_q, \quad (1)$$

где  $\vec{e}_q = \vec{x}^0 \sin \frac{q\pi}{L}(z - z_0)$ ;  $V_q$  – амплитудные коэффициенты, подлежащие определению;  $Q$  – количество гармоник, необходимое для адекватного описания электрического поля на щели. Распределение электрического поля поперек щели полагаем постоянным ( $d/L \leq 0.1$ ).

Задача определения  $\vec{e}_{щ}$  сводится к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно неизвестных амплитудных коэффициентов  $V_q$ :

$$\begin{cases} \sum_{q=1}^Q V_q (Y_{pq}^i + Y_{pq}^v \delta_{pq}) + V_q Y_{pq}^v = F_p, \\ V_q Y_{pq}^v + \sum_{q=1}^Q V_q (Y_{pq}^e + Y_{pq}^v \delta_{pq}) = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $Y_{pq}^i$  – внутренние собственные ( $p = q$ ) и взаимные ( $p \neq q$ ) проводимости продольной щели в волноводе;  $Y_{pq}^v$  – собственная ( $p = q$ ) и взаимная ( $p \neq q$ ) проводимости резонатора, образованного полостью щели в стенке волновода [8];  $Y_{pq}^e$  – внешние собственная ( $p = q$ ) и взаимная ( $p \neq q$ ) частичные проводимости щели по пространственным гармоникам с номерами  $p$  и  $q$  [9];  $F_p$  – магнитодвижущая сила на продольной щели.

Для решения системы (2) необходимо знать внутреннюю проводимость  $Y_{pq}^i$ . Для этого надо решить задачу возбуждения такого волновода продольным магнитным током, эквивалентным электрическому полю на щели:

$$\vec{J}^m = [\vec{n}, \vec{e}_{щ}], \quad (3)$$

где  $\vec{n}$  – орт внешней нормали к широкой стенке волновода.

Трудность решения задачи возбуждения заключается в том, что необходимо определять поле в области расположения источника. Задача решается модифицированным методом собственных волн с представлением рассеянных полей в виде разложения в ряд по собственным волнам  $LE$  - и  $LM$  - типа и потенциальным функциям волновода с трехслойным диэлектрическим заполнением. Магнитное поле  $\vec{H}^i(\vec{e}_{1q})$ , возбуждаемое продольной щелью в области источника, представляется в виде комбинации полей собственных волн и внесуммарного слагаемого [10]:

$$\vec{H}(\vec{e}_{щ}) = \sum_{s=1}^{\infty} C_s^+ \vec{H}_s^+ + \sum_{s=1}^{\infty} C_s^- \vec{H}_s^- - \frac{\vec{z}^0}{i\omega\mu_a} J_z^m \quad (4)$$

Здесь  $\omega$  – круговая частота,  $\mu_a$  – абсолютная магнитная проницаемость среды,  $J_z^m$  – проекция на ось  $z$  вектора плотности магнитного тока  $\vec{J}^m$ .

Амплитуды  $C_s^{\pm}$   $LE$  - и  $LM$  - волн с номером  $s$ , возбужденных щелью, определяются выражениями:

$$C_s^+ = -\frac{1}{N_s} \int_{x_0 - \frac{d}{2}}^{x_0 + \frac{d}{2}} \int_z [\vec{e}_{щ}, \vec{H}_s^-] d\vec{s}, \quad (4a)$$

$$C_s^- = -\frac{1}{N_s} \int_{x_0 - \frac{d}{2}}^{x_0 + \frac{d}{2}} \int_z [\vec{e}_{щ}, \vec{H}_s^+] d\vec{s}, \quad (4б)$$

где  $N_s$  – нормирующий множитель для  $LE$  - и  $LM$  - волн,  $\vec{H}_s^{\mp}$  – вектор магнитного поля волны единичной амплитуды. Поля и амплитуды  $C_s^{\pm}$  в выражении (4) со знаками “+” и “-” в верхнем индексе описывают волны, распространяющиеся в сторону  $z > 0$  (знак “+”) и  $z < 0$  (знак “-”).

Для определения амплитуд  $C_{rn}^{\pm}$  используем составляющие  $H_z$  волн  $LE$  - и  $LM$  - типа прямоугольного волновода с частичным диэлектрическим заполнением в области 1:

$$H_{z1,mr}^{\pm LE} = \mp i\gamma_{mr}^{LE} \alpha_{1,r}^{LE} \cos \kappa_m x \cos \alpha_{1,r}^{LE} y e^{\mp i\gamma_{mr}^{LE} z}, \quad (5a)$$

$$H_{z1,mr}^{\pm LM} = -i\omega \varepsilon_1 \kappa_m \cos \kappa_m x \cos \alpha_{1,r}^{LM} y e^{\mp i\gamma_{mr}^{LM} z}. \quad (5б)$$

В (5) использованы следующие обозначения:  $\kappa_m = \frac{m\pi}{a}$ ;  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число свободного пространства;  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве;  $\gamma_{mr}^{LE,LM}$  – продольное волновое число волновода с трехслойным диэлектрическим заполнением, которое определяется из дисперсионных уравнений для  $LE$  - и  $LM$  - волн;  $\alpha_{1,r} = \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \gamma_{mr}^2 - \kappa_m^2}$  – поперечное волновое число слоя с номером 1;  $r$  – номер корня.

После определения амплитуд  $C_s^{\pm}$  и подстановки их в (2) находим составляющую поля  $H_z$ , возбуждаемую в области расположения источника:

$$\vec{H}_{z1,mr}^{LE} = -\frac{(\gamma_{mr}^{LE})^2 (\alpha_{1,r}^{LE})^2 \cos^2 \alpha_{1,r}^{LE} y}{N_{mr}^{LE}} \cos \kappa_m x_0 \frac{\sin \kappa_m \frac{d}{2}}{\kappa_m \frac{d}{2}} \cos \kappa_m x F^T(z),$$

$$\bar{H}_{z1,mr}^{LM} = \frac{\omega^2 \varepsilon_1^2 \kappa_m^2 \cos^2 \alpha_{1,mr}^{LM} y}{N_{mr}^{LM}} \cos \kappa_m x_0 \frac{\sin \kappa_m \frac{d}{2}}{\kappa_m \frac{d}{2}} \cos \kappa_m x F^T(z),$$

$$\text{где } F^T(z) = \frac{2i\gamma_{mr}^T \sin \frac{q\pi}{L}(z-z_0) + \frac{q\pi}{L} e^{-i\gamma_{mr}^T(z-z_0)} - (-1)^q \frac{q\pi}{L} e^{i\gamma_{mr}^T(z-z_0-L)}}{\left(\frac{q\pi}{L}\right)^2 - (\gamma_{mr}^T)^2}.$$

Здесь  $\gamma_{rn}^T$  - продольные волновые числа для  $LE$ -,  $LM$ - волн (индекс  $T$  принимает значения  $LE$ ,  $LM$ );  $N_{mr}^{LE}$ ,  $N_{mr}^{LM}$  - нормирующие множители для  $LE$ -,  $LM$ - волн.

Раскладывая внесуммарное слагаемое в ряд по потенциальным функциям [11], определяем обусловленное им поле  $H_z$ :

$$-\frac{1}{i\omega\mu_a} \bar{J}_z^m = -\frac{2-\delta_{0n}}{i\omega\mu_a b} \frac{1}{\Lambda_{mr}^P} \cos \kappa_m x_0 \frac{\sin \kappa_m \frac{d}{2}}{\kappa_m \frac{d}{2}} \cos \alpha_{1,r}^P y \cos \kappa_m x \sin \frac{q\pi}{L}(z-z_0)$$

Внутренние собственная и взаимная частичные проводимости  $Y_{pq}^i$  определяются выражением:

$$Y_{pq}^i = - \int_{S_{щ}} [\bar{e}_p, \bar{H}(\bar{e}_q)] \bar{n} ds,$$

где  $\bar{H}(\bar{e}_q)$  - поле, возбуждаемое в области расположения щели  $q$ -той гармоникой.

С учетом представления магнитного поля в области источника в виде (4) полная частичная собственная внутренняя проводимость определяется следующим образом:

$$Y_{pqmr}^i = \sum_{m=0}^M \sum_{r=1}^R Y_{pqmr}^{iLE} + \sum_{m=1}^M \sum_{r=0}^R Y_{pqmr}^{iLM} + \sum_{m=0}^M \sum_{r=0}^R Y_{pqmr}^{iP}. \quad (6)$$

Магнитодвижущая сила (МДС), обусловленная волной основного типа  $LM_{10}$ , равна:

$$F_p^\pm = \int_{S_{щ}} [\bar{e}_p, \bar{H}_{z,10}^{\pm LM}] \bar{n} ds.$$

Здесь: “+” и “-” в верхнем индексе описывают распространение основной волны в сторону  $z > 0$  (знак “+”) и  $z < 0$  (знак “-”);  $\bar{e}_p$  - пробная функция распределения электрического поля вдоль щели.

Выражение для МДС имеет вид:

$$F_p^\pm = -i\omega\varepsilon_1 \cos \frac{\pi}{a} x_0 \frac{\sin \frac{\pi d}{2a}}{\frac{\pi d}{2a}} \frac{\frac{p\pi}{L}}{\left(\frac{p\pi}{L}\right)^2 - (\gamma_{10}^{LM})^2} \left(1 - (-1)^p e^{\mp i\gamma_{10}^{LM} L}\right) e^{\mp i\gamma_{10}^{LM} z_0}.$$

Подставив найденные из (4)-(5) рассеянные поля в области источника в (1), получаем выражения для частичной собственной внутренней проводимости, обусловленные  $LE$ - и  $LM$ - волнами с номером  $mr$ , в виде:

$$Y_{pqmr}^{iLE} = \frac{(\gamma_{mr}^{LE})^2 (\alpha_{1,r}^{LE})^2}{N_{mr}^{LE}} \cos^2 \kappa_m x_0 \left( \frac{\sin \kappa_m \frac{d}{2}}{\kappa_m \frac{d}{2}} \right)^2 \frac{I^{LE}(z)}{\kappa_q^2 - (\gamma_{mr}^{LE})^2}, \quad (7)$$

$$Y_{pqmr}^{iLM} = -\frac{(\omega\kappa_m\varepsilon_1)^2}{N_{mr}^{LM}} \cos^2 \kappa_m x_0 \left( \frac{\sin \kappa_m \frac{d}{2}}{\kappa_m \frac{d}{2}} \right)^2 \frac{I^{LM}(z)}{\kappa_q^2 - (\gamma_{mr}^{LM})^2}, \quad (8)$$

$$\text{где } I^T(z) = i\gamma_{mr}^T L \delta_{pq} + \frac{\kappa_q \kappa_p (1 + (-1)^{q+p} - e^{-i\gamma_{mr}^T L} ((-1)^q + (-1)^p))}{\kappa_p^2 - (\gamma_{mr}^T)^2}.$$

Частичная собственная внутренняя проводимость, обусловленная учетом потенциальных полей в области источника, имеет вид:

$$Y_{pqmr}^{iP} = \frac{(2 - \delta_{0n})}{i\omega\mu_0 b} \frac{1}{\Lambda_{mr}^P} \cos^2 \kappa_m x_0 \left( \frac{\sin \kappa_m \frac{d}{2}}{\kappa_m \frac{d}{2}} \right)^2 \frac{L}{2} \delta_{pq}, \quad (9)$$

где  $\delta_{0n}$  – символ Кронекера;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная константа;  $\Lambda_{mr}^P$  – нормирующий множитель для потенциальной функции.

Решив СЛАУ, находим неизвестные амплитудные коэффициенты  $V_q$ . Эти коэффициенты позволяют, согласно [1], определить элементы матрицы рассеяния щели.

Коэффициент отражения:

$$\Gamma_1 = -\frac{1}{N_{10}^{LM}} \sum_{q=1}^Q V_q F^+.$$

Коэффициент прохождения:

$$\Gamma_{12} = 1 - \frac{1}{N_{10}^{LM}} \sum_{q=1}^Q V_q F^-.$$

Коэффициент излучения, определяющий какую долю падающей мощности излучает щель, находим из уравнения баланса мощности:

$$|S_\Sigma|^2 = 1 - |\Gamma_1|^2 - |\Gamma_{12}|^2. \quad (10)$$

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Характеристики продольной щели, прорезанной, как показано на рис.1, в верхней широкой стенке волновода со слоем диэлектрика исследовались при условии существования в нем распространяющейся волны только основного  $LM_{10}$  типа. Как известно [7], положение диэлектрического слоя, его толщина и диэлектрическая проницаемость влияют на дисперсионные свойства волновода. Поэтому предварительно были исследованы диапазон частот одномодового режима работы волновода и замедление в нем основной волны  $\lambda/\lambda_g$  в зависимости от положения диэлектрической пластины. Рассматривались варианты трехслойного заполнения волновода диэлектриком при  $\varepsilon_2 > 1$  и  $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$ , а также двухслойного – когда диэлектрический слой прилегает к одной из широких стенок:  $\varepsilon_1 > 1$ ;  $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 1$  и  $\varepsilon_3 > 1$ ;  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$ . Заполнение (частичное или полное) волновода диэлектриком понижает критические частоты всех типов волн в нем. В зависимости от размера диэлектрической пластины, ее положения и диэлектрической проницаемости понижение критических частот разных типов волн происходит по-разному. Так, например, при двухслойном заполнении волновода ближайшей к основной волне  $TM_{10}$  является волна  $TM_{20}$ . Смещение диэлектрической пластины (при ее толщине  $t \approx 0.4b$  и  $2 < \varepsilon \leq 10$ ) от широкой стенки волновода немного повышает критическую частоту волны  $LM_{10}$ , и более существенно понижает критическую частоту ближайшего высшего типа. В случае трехслойного заполнения второй распространяющейся волной становится волна типа  $LE_{01}$ . Причем при  $\varepsilon \geq 5$  и  $t \approx 0.4b$  волна типа  $LE_{01}$  становится распространяющейся при более низкой частоте, чем волна  $LM_{20}$  даже при зазорах между пластиной и широкой стенкой волновода в доли миллиметра. При  $\varepsilon = 2$  такое наблюдается только в случае симметричного расположения пластины в волноводе. Фазовая скорость основной волны  $LM_{10}$  сильнее всего уменьшается в случае двухслойного заполнения волновода.

Для проверки адекватности разработанной математической модели были проведены численные и экспериментальные исследования характеристик продольной щели на основе прямоугольного волновода с размером  $a \times b = 23 \times 10$  мм. В эксперименте использовались диэлектрические пластины с материала фторопласт-4. При этом в расчетах относительная диэлектрическая проницаемость слоя полагалась равной  $\varepsilon_2 = 2$ .

На рис.2 представлены расчетные и экспериментальные частотные зависимости коэффициентов отражения  $|\Gamma_1|^2$  и прохождения  $|\Gamma_{12}|^2$  по мощности щели ( $L = 13$  мм,  $x_0 = 2.5$  мм) при разных положениях в волноводе диэлектрической пластины толщиной  $b_2 = 4.1$  мм. Здесь пунктирными линиями

показаны расчетные данные, которые получены при аппроксимации поля на щели десятью базисными функциями, сплошными линиями – зависимости, рассчитанные при аппроксимации поля на щели одной базисной функцией, а точками – результаты измерений с помощью волноводного панорамного измерителя КСВН и затухания. Слабое отличие зависимостей, полученных с учетом десяти и одной базисных функций, подтверждает то, что при расчете характеристик щели в волноводе с частичным диэлектрическим заполнением, в окрестности ее резонансной частоты, можно использовать полуволновую аппроксимацию поля на щели. Видно, что расчетные зависимости коэффициентов отражения  $|\Gamma_1|^2$  и прохождения  $|\Gamma_{12}|^2$  по мощности точно передают ход экспериментальных зависимостей при зазорах между широкой стенкой волновода, в которой прорезана щель, и диэлектрической пластиной  $b_1=0.5$  мм и 1 мм. Увеличение различий между расчетной и экспериментальной зависимостями коэффициента отражения при зазоре  $b_1=4.9$  мм вызвано, во-первых, тем, что с уменьшением уровня сигнала увеличиваются погрешности измерителя КСВН, во-вторых, уровнем согласования собственно волновода, заполненного диэлектрическим слоем ( $\text{КСВН} \leq 1.12$ ).

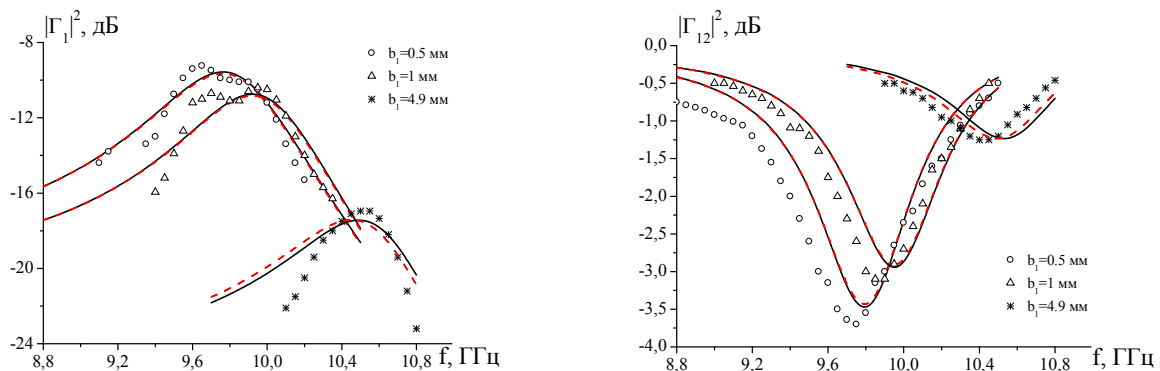


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициентов отражения  $|\Gamma_1|^2$  и прохождения  $|\Gamma_{12}|^2$  щели

Следует отметить, что результаты расчета правильно передают смещение экстремумов коэффициентов отражения  $|\Gamma_1|^2$  и прохождения  $|\Gamma_{12}|^2$  по частоте, а также уменьшение их значений при увеличении зазора  $b_1$  между широкой стенкой волновода, в которой прорезана щель, и диэлектрической пластиной. Положения экстремумов в приведенных расчетных зависимостях смещаются по частоте относительно их экспериментальных значений в сторону более высоких частот примерно на 0.5%. Различия представленных данных по уровню коэффициентов отражения  $|\Gamma_1|^2$  и прохождения  $|\Gamma_{12}|^2$  не превышают пределов допустимых погрешностей измерения ослабления панорамным измерителем КСВН.

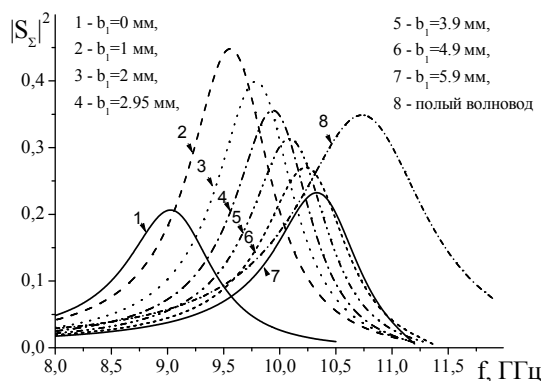


Рис. 3. Частотные зависимости коэффициента излучения щели при разных положениях слоя диэлектрика  $\epsilon_2=2$ ,  $b_2=4.1$  мм

Расчетные частотные зависимости коэффициента излучения  $|S_\Sigma|^2$  рассматриваемой щели при разных положениях слоя диэлектрика по высоте волновода показаны на рис. 3. Из приведенных данных видно, что с приближением диэлектрического слоя к стенке, в которой прорезана щель, резонансная частота щели существенно уменьшается по сравнению со щелью в полном волноводе (кривая 8). Когда диэлектрический слой примыкает к стенке волновода со щелью (кривая – 1) максимальное значение коэффициента излучения равно 0.209 при  $\text{КСВН}=1.23$ . Если между слоем диэлектрика и стенкой волновода появляется воздушный зазор, то наблюдается резкое увеличение коэффициента излучения (кривая 2). При этом увеличивается и коэффициент отражения. По мере удаления диэлектрической пластины от

стенки со щелью максимальные значения  $|S_{\Sigma}|^2$  уменьшаются. При размещении диэлектрической пластины у дальней от щели стенки волновода наличие зазора слабее влияет на энергетические параметры щели (кривые 6, 7). Поэтому если диэлектрический слой не плотно прилегает к стенке, то лучше располагать его у дальней от щели стенки волновода. Рассмотренные зависимости максимумов коэффициента излучения от частоты обусловлены эффектом концентрации поля в слое диэлектрика.

Кроме энергетических характеристик важным параметром щелевых излучателей есть их резонансная длина. На рис.4 сплошной линией представлена расчетная зависимость от частоты резонансной длины продольной щели, прорезанной на расстоянии  $x_0=2.5$  мм от узкой стенки волновода. Слой диэлектрика толщиной  $b_2=5.9$  мм находился на расстоянии  $b_1=0.5$  мм от широкой стенки волновода, в которой прорезана щель. Экспериментально для фиксированных длин щели:  $L=12, 13, 14, 16$  мм, определялась резонансная частота, на которой коэффициент отражения по мощности  $|\Gamma_1|^2$  достигал максимального значения, а коэффициент прохождения по мощности  $|\Gamma_{12}|^2$  – минимального значения. Результаты экспериментальных исследований на рис. 4 показаны точками. Из приведенных результатов видно, что расчетная зависимость правильно передает изменение резонансной длины щели от частоты. Отличие расчетных значений резонансных частот при фиксированных длинах щели:  $L=12, 13, 14, 16$  мм, от экспериментальных значений не превышает погрешности установки частоты измерителя КСВН.

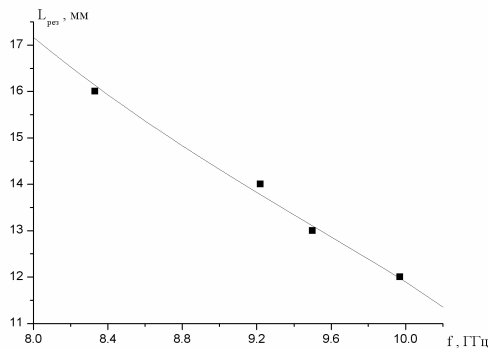


Рис. 4. Частотная зависимость резонансной длины щели при  $\epsilon_2=2$ ,  $b_2=5.9$  мм,  $b_1=0.5$  мм

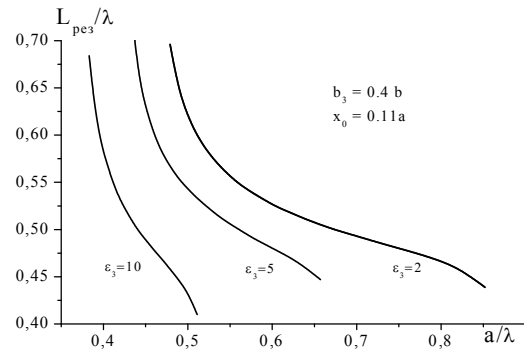


Рис.5. Частотная зависимость резонансной длины продольной щели при  $\epsilon_2=2,5,10$ ;  $b_2=5.9$  мм,  $b_1=0.1$  мм

Особенностью диэлектрического слоя ( $\epsilon_2=2$ ,  $t \leq 0.6b$ ) является то, что его положение слабо изменяет диапазон одномодового режима волновода. Поэтому все данные, представленные на рис. 2-4 соответствуют возбуждению слоистого волновода волной основного типа  $LM_{10}$ . В рассмотренной полосе частот при таком заполнении волновода замедление основной волны изменялось в интервале значений  $1.08 \geq \lambda/\lambda_g \geq 0.85$ . В волноводно-щелевых решетках для устранения интерференционных максимумов высших порядков при отклонении луча от нормали желательно, чтобы замедление основной волны находилось в интервале значений  $1.5 \geq \lambda/\lambda_g > 1.0$ . Чтобы получить замедление основной волны  $\lambda/\lambda_g > 1$  необходимо использовать слой диэлектрика с  $\epsilon > 2$ . На рис. 5 представлены частотные зависимости электрические длины резонансной щели  $L_{рез}/\lambda$  при разных значениях диэлектрической проницаемости слоя фиксированной толщины  $b_3 = 0.4b$ , примыкающего к дальней относительно щели широкой стенке волновода с соотношением сторон  $b/a=0.23$ . При этом в случае  $\epsilon_3=5$   $\lambda/\lambda_g \leq 1.28$ , а в случае  $\epsilon_3=10$   $\lambda/\lambda_g \leq 1.67$ . При каждом из заданных значений  $\epsilon$  слоя диэлектрика электрические длины резонансной щели здесь приведены в пределах одномодового диапазона волновода. Как видно из рис.5, увеличение диэлектрической проницаемости слоя приводит к следующему: уменьшается электрическая длина резонансной щели, но увеличивается ее зависимость от частоты, что указывает на уменьшение рабочей полосы щели. Одномодовый диапазон волновода смещается в область более низких частот, что позволяет уменьшить поперечный размер волновода.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решена задача возбуждения продольной щели в прямоугольном волноводе со слоем диэлектрика, параллельным его широким стенкам. Сходимость решения задачи достигнута за счет представления рассеянного поля в области источника в виде разложения в ряд по собственным  $LM$  и  $LE$  волнам и потенциальным функциям волновода с частичным диэлектрическим заполнением. Исследованы элементы матрицы рассеяния и резонансные свойства щели. Достоверность расчетных характеристик продольной щели подтверждена экспериментальными результатами. Выявлены следующие закономерности. При удалении слоя диэлектрика от стенки со щелью из-за концентрации поля в нем уменьшается коэффициент излучения щели. При двухслойном заполнении волновода неплотный контакт слоя диэлектрика со стенкой, в которой прорезана щель, приводит к более существенному изменению коэффициента излучения и согласования щели, чем в случае, когда диэлектрический слой примыкает к дальней от щели стенке. С увеличением замедления основной волны  $LM_{10}$  за счет увеличения  $\varepsilon$  и толщины слоя диэлектрика рабочую полосу частот щели можно сместить в область более низких частот. Разработанная математическая модель и полученные результаты могут использоваться при разработке волноводно-щелевых решеток, в том числе с частотным сканированием луча.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Основы теории антенн. – М.: Дрофа – 2007. – 491с.
2. Устройства СВЧ и антенны. Проектирование фазированных антенных решеток./ Под ред. В.И. Воскресенского – М.: Радиотехника. – 2003. – 624с.
3. Кашин А.В. Методы проектирования и исследования волноводно-щелевых антенных решеток/Антенны. – 2006. – вып. 3. – 60с.
4. Sierra-Castaner M., Vera-Isassa M., Sierra-Perez M., Fernandez-Jambrina J.L. Double-Beam Parallel-Plate Slot Antenna/ IEEE Trans. Antennas Propag. – 2005.– Vol.53, N.3. – P. 977 – 984.
5. Яцук Л.П. Физические свойства поперечных щелей в прямоугольном волноводе, заполненном слоистым диэлектриком // Радиотехника: Республ. межвед. научн.-техн. сб. – 1997. –вып. 104. –С.12-20.
6. Блинова Н.К., Ляховский А.А., Яцук Л.П. Поперечная щель в волноводе с диэлектрической замедляющей системой // Радиофизика и радиоастрономия. – 2008. Т.13, №3. – С.85-91.
7. Егоров Ю.В. Частично заполненные прямоугольные волноводы.- М.: Сов. радио, 1967.-216с.
8. Жиронкина А.В., Яцук Л.П., Катрич В.А. Сдвоенная щель как элемент связи электродинамических объемов // Радиотехника (Москва). – 1993. – №1. – С.56–63.
9. Яцук Л.П. Взаимная проводимость произвольно ориентированных щелей в бесконечном плоском идеально проводящем экране // Радиотехника.–Всеукр. межвед. науч.-техн. сб., 1997, вып. 102.- С. 41-46.
10. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны.- М.: Радио и связь, 1988. –440с.
11. Яцук Л.П. Потенциальные функции в задаче возбуждения волновода с трехслойным диэлектриком продольным магнитным током // Радиофизика и электроника: Сб. науч. тр. - Харьков: ИРЭ НАН Украины.– 2001. – № 2-3. – С. 212–217.