

УДК 537.874

ДИФРАКЦИЯ H_{1m} ВОЛН В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ С АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

М. Е. Калиберда, С. А. Погарский

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, Харьков, 61077, пл. Свободы, 4
Поступила в редакцию 8 апреля 2010 г.

Рассматривается задача дифракции H_{1m} волн на системе кольцевых щелей во внутреннем полове проводнике коаксиального волновода с использованием операторного метода. Пространство внутри щели и между щелями заполнено диэлектриком. В качестве ключевой решена задача дифракции на обрыве полубесконечного круглого волновода, расположенного соосно внутри круглого волновода большего радиуса. Исследованы зависимости коэффициента прохождения и отражения волн конечноэлементной и полубесконечной периодической структуры от волнового числа и от периода следования неоднородностей.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: круглый волновод, коаксиальный волновод, метод вычетов.

Розглянуто задачу дифракції H_{1m} хвиль на системі кільцевих щілин у внутрішньому полуму провіднику коаксиального хвилеводу з використанням операторного методу. Простір всередині щілини та між щілинами заповнено діелектриком. У якості ключової розв'язано задачу дифракції на обриві напівнескінченного круглого хвилеводу, який розташовано співвісно всередині круглого хвилеводу більшого радіуса. Досліджено залежності коефіцієнта проходження та відбиття хвиль скінченноелементної та напівнескінченної періодичної структури від хвильового числа та періоду розташування щілин.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: круглий хвилевод, коаксіальний хвилевод, метод вичитів.

Diffraction problem of H_{1m} waves by the system of circular slots in a hollow inner conductor of a coaxial waveguide using the operator approach is considered. The space inside a slot and between the slots is filled by a dielectric material. The diffraction problem by the gap of a semiinfinite circular waveguide placed coaxially inside a circular waveguide of larger radius is solved as the key problem. Dependencies of the transmission and reflection coefficients of bounded and semiinfinite periodical structure versus wave number and period of slots displacement are analyzed.

KEY WORDS: circular waveguide, coaxial waveguide, residues-calculus technique.

ВВЕДЕНИЕ

Аксиально-симметричные структуры на основе круглых волноводов находят широкое применение в технике СВЧ [1-3]. Актуальным является вопрос взаимодействия аксиально-несимметричных волн типа E_{n1} - или H_{n1} - с различного рода неоднородностями. Это объясняется тем, что волна типа H_{11} является основной в круглом волноводе, но обладает свойством поляризационной неустойчивости.

Достаточно хорошо приспособленными для исследования неоднородностей в круглом волноводе являются методы сингулярных и гиперсингулярных интегральных уравнений [4, 5]. Идея этих методов заключается в сведении парных интегральных уравнений к системе сингулярных или гиперсингулярных интегральных уравнений с дополнительными условиями на конечном числе отрезков с использованием параметрических представлений интегральных операторов. Решение интегральных уравнений можно получить методом дискретных особенностей.

В работе [6] предложен подход, основанный на методе Галеркина, для исследования свойств несоосного сочленения круглых волноводов. Сочленение осуществляется при помощи тонких диафрагм. Электромагнитное поле у сочленения представляется в виде суммы собственных волн E - и H - типа в диафрагме. В работе [7] подход расширен на случай диафрагмы конечной толщины.

В работах [8, 9] рассмотрены вопросы дифракции на системе кольцевых щелей в полове внутреннем проводнике коаксиального волновода и на симметричных диафрагмах в коаксиальном волноводе. Задачи решены с использованием операторного метода [10].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим дифракцию волн H_{1m} - типа на структуре, представляющей собой последовательность отрезков круглого волновода, помещенных соосно в круглом волноводе большего диаметра с диэлектрическими вставками. Система координат и геометрия исследуемой структуры представлена на

рис.1. Стенки волноводов считаются идеально проводящими и бесконечно тонкими. Зависимость от времени примем в виде $e^{-i\omega t}$.

Для решения поставленной задачи будем использовать подход, предложенный в работах [8], [11], который состоит в том, что операторы рассеяния на системе препятствий определяются в несколько этапов. В начале методом вычетов решим задачу дифракции на полубесконечном круглом волноводе, расположенном соосно внутри круглого волновода большего радиуса (рис.2). Предполагается, что структура заполнена однородным изотропным диэлектриком. Далее, используя операторные уравнения, представленные в работе [8], определим операторы рассеяния одиночной щели, конечной, а также полубесконечной периодической последовательности щелей. Таким образом, ключевым моментом в данной работе является определение операторов рассеяния на стыке полубесконечных круглого и коаксиального волноводов.

СТЫК ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ КРУГЛОГО И КОАКСИАЛЬНОГО ВОЛНОВОДОВ

Рассмотрим структуру, схематическое изображение которой представлено на рис.2. В силу линейности задачи, рассеянное поле в каждой из областей можно представить в виде суперпозиции полей, возбужденных волнами, набегающими из области I с амплитудами $A_n^{H,0}$, $A_n^{E,0}$, из области II с амплитудами $B_n^{H,0}$, $B_n^{E,0}$, а также из области III с амплитудами $D_n^{H,0}$, $D_n^{E,0}$, $n=1,2,\dots$. Подставляя последовательно вместо амплитуды одной из падающих волн 1, а вместо других 0, получим элементы операторов рассеяния структуры.

Представим поперечные компоненты электрического поля при помощи скалярных потенциалов ψ_j^H , ψ_j^E [12]

$$\vec{E}_{\tau,j} = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \vec{e}_{j,n}^H(r, \varphi) Q_{j,n}^H(z) + \vec{e}_{j,n}^E(r, \varphi) Q_{j,n}^E(z) \right\},$$

где $\vec{e}_{j,n}^H(r, \varphi) = z \times \nabla_{\tau} \psi_{j,n}^H$, $\vec{e}_{j,n}^E(r, \varphi) = -\nabla_{\tau} \psi_{j,n}^E$ – базисные вектор-функции, соответствующие H_{1m} - и E_{1m} - волнам, индекс j соответствует номеру области I , II или III , ∇_{τ} – градиент по поперечным координатам относительно оси z . Остальные компоненты электрического и магнитного полей могут быть найдены из уравнений Максвелла. Скалярные потенциалы и функции $Q_{j,n}^H(z)$, $Q_{j,n}^E(z)$ могут быть записаны в виде:

$$\psi_{I,n}^H = G_1^H(\eta_n^1, r) \cos(\varphi), \quad \psi_{II,n}^H = J_1\left(\frac{\mu_n^1}{a} r\right) \cos(\varphi), \quad \psi_{III,n}^H = J_1\left(\frac{\mu_n^1}{b} r\right) \cos(\varphi),$$

$$\psi_{I,n}^E = G_1^E(\eta_n, r) \sin(\varphi), \quad \psi_{II,n}^E = J_1\left(\frac{\mu_n}{a} r\right) \sin(\varphi), \quad \psi_{III,n}^E = J_1\left(\frac{\mu_n}{b} r\right) \sin(\varphi),$$

$$Q_{I,n}^H = D_n^H \exp(-ik\gamma_n^{H,1} z) + D_n^{H,0} \exp(ik\gamma_n^{H,1} z),$$

$$Q_{II,n}^H = B_n^H \exp(-ik\gamma_n^{H,2} z) + B_n^{H,0} \exp(ik\gamma_n^{H,2} z),$$

$$Q_{III,n}^H = A_n^H \exp(-ik\gamma_n^{H,3} z) + A_n^{H,0} \exp(ik\gamma_n^{H,3} z),$$

$$Q_{I,n}^E = \gamma_n^{E,1} \left(-D_n^E \exp(-ik\gamma_n^{E,1} z) + D_n^{E,0} \exp(ik\gamma_n^{E,1} z) \right),$$

$$Q_{II,n}^E = \gamma_n^{E,2} \left(-B_n^E \exp(-ik\gamma_n^{E,2} z) + B_n^{E,0} \exp(ik\gamma_n^{E,2} z) \right),$$

$$Q_{III,n}^E = \gamma_n^{E,3} \left(-A_n^E \exp(-ik\gamma_n^{E,3} z) + A_n^{E,0} \exp(ik\gamma_n^{E,3} z) \right),$$

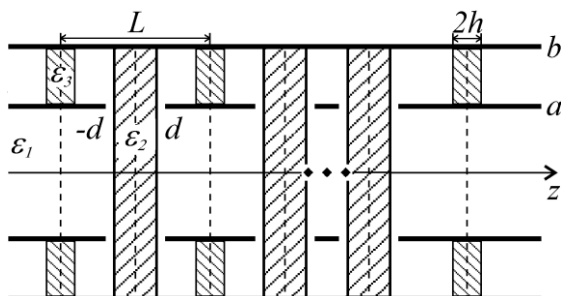


Рис.1. Геометрия исследуемой структуры.

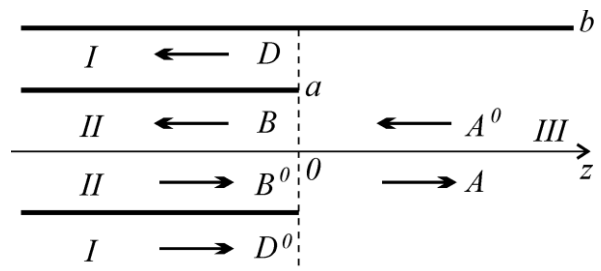


Рис.2. Стык круглого и коаксиального волноводов.

где $\gamma_n^{H,1} = \sqrt{1 - \left(\frac{\eta_n^1}{k}\right)^2}$, $\gamma_n^{H,2} = \sqrt{1 - \left(\frac{\mu_n^1}{ka}\right)^2}$, $\gamma_n^{H,3} = \sqrt{1 - \left(\frac{\mu_n^1}{kb}\right)^2}$, $\gamma_n^{E,1} = \sqrt{1 - \left(\frac{\eta_n}{k}\right)^2}$, $\gamma_n^{E,2} = \sqrt{1 - \left(\frac{\mu_n}{ka}\right)^2}$,
 $\gamma_n^{E,3} = \sqrt{1 - \left(\frac{\mu_n}{kb}\right)^2}$, $\text{Re } \gamma \geq 0$, $\text{Im } \gamma \geq 0$, μ_n – n -й корень уравнения $J_1(x) = 0$, μ_n^1 – n -й корень

уравнения $J_1'(x) = 0$, η_n – n -й корень уравнения $G_1^E(x, a) = 0$, η_n^1 – n -й корень уравнения $(G_1^H(x, r))_{r=a}' = 0$, $G_i^E(x, r) = \frac{J_i(xr)}{J_1(xb)} - \frac{Y_i(xr)}{Y_1(xb)}$, $G_i^H(x, r) = \frac{J_i(xr)}{J_1'(xb)} - \frac{Y_i(xr)}{Y_1'(xb)}$, $J_i(x)$, $Y_i(x)$ – функции Бесселя первого и второго рода порядка i .

Введем скалярное произведение двух вектор-функций \vec{A} и \vec{B} , зависящих от поперечных координат, на поверхности S при помощи скалярного интеграла

$$(\vec{A}, \vec{B}) = \iint_S \vec{A} \cdot \vec{B}^* ds,$$

где значок * означает комплексное сопряжение.

Неизвестные амплитуды A_n^E , A_n^H могут быть определены из бесконечной системы линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{L_{n,1}^{H,1} L_{m,2}^{H,1}}{\gamma_n^{H,3} - \gamma_m^{H,1}} A_n^H + \sum_{n=1}^{\infty} P_{n,m}^1 (\gamma_n^{E,3} \gamma_m^{H,1} - 1) (A_n^E - A_n^{E,0}) = 2F_m^{H,1} \gamma_m^{H,1} D_m^{H,0} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{L_{n,1}^{H,1} L_{m,2}^{H,1}}{\gamma_n^{H,3} + \gamma_m^{H,1}} A_n^{E,0}, \quad (1)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{L_{n,1}^{H,2} L_{m,2}^{H,2}}{\gamma_n^{H,3} - \gamma_m^{H,2}} A_n^H + \sum_{n=1}^{\infty} P_{n,m}^2 (\gamma_n^{E,3} \gamma_m^{H,2} - 1) (A_n^E - A_n^{E,0}) = 2F_m^{H,2} \gamma_m^{H,2} B_m^{H,0} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{L_{n,1}^{H,2} L_{m,2}^{H,2}}{\gamma_n^{H,3} + \gamma_m^{H,2}} A_n^{E,0}, \quad (2)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{L_{n,1}^{E,1} L_{m,2}^{E,1}}{\gamma_n^{E,3} - \gamma_m^{E,1}} A_n^E = 2F_m^{E,1} \gamma_m^{E,1} D_m^{E,0} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{L_{n,1}^{E,1} L_{m,2}^{E,1}}{\gamma_n^{E,3} + \gamma_m^{E,1}} A_n^{E,0}, \quad (3)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{L_{n,1}^{E,2} L_{m,2}^{E,2}}{\gamma_n^{E,3} - \gamma_m^{E,2}} A_n^E = 2F_m^{E,2} \gamma_m^{E,2} B_m^{E,0} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{L_{n,1}^{E,2} L_{m,2}^{E,2}}{\gamma_n^{E,3} + \gamma_m^{E,2}} A_n^{E,0}, \quad m=1, 2, \dots, \quad (4)$$

где $L_{n,i}^{j,k}$, $P_{n,m}^k$, $F_m^{j,k}$ – выражаются через интегралы от скалярных потенциалов. Индекс $j = E$ или H , $n, m = 1, 2, \dots$, $k = 1, 2$. В уравнениях (3), (4) учтено, что

$$(\vec{e}_{III,n}^H, \vec{e}_{I,m}^E) = (\vec{e}_{III,n}^H, \vec{e}_{II,m}^E) = 0.$$

Решать систему уравнений (1)-(4) можно поэтапно. Первоначально из уравнений (3), (4) методом вычетов [13] определить коэффициенты A_n^E , далее, из уравнений (1), (2) найти коэффициенты A_n^H , $n = 1, 2, \dots$.

В случае, если на исследуемую структуру падает она из волн $H_{1,n}$ - типа, то неизвестные амплитуды, используя метод вычетов, можно представить в виде:

$$A_n^H = \{L_{n,1}^{H,1}\}^{-1} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \text{res} f_m^3(\gamma_n^3) A_{m,n}^1 + \text{res} f_m^2(\gamma_n^3) B_m^1 + \text{res} f_{m-1}^1(\gamma_n^3) D_{m-1}^1 \right\},$$

$$B_n^H = L_{n,2,1}^{H,2,1} \left\{ 2F_n^{H,2} \gamma_n^{H,2} \right\}^{-1} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ f_m^3(-\gamma_n^2) A_{m,n}^1 + f_m^2(-\gamma_n^2) B_m^1 + f_{m-1}^1(-\gamma_n^2) D_{m-1}^1 \right\}, \quad (5)$$

$$D_n^H = L_{n,1,1}^{H,1,1} \left\{ 2F_n^{H,1} \gamma_n^{H,1} \right\}^{-1} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ f_m^3(-\gamma_n^1) A_{m,n}^1 + f_m^2(-\gamma_n^1) B_m^1 + f_{m-1}^1(-\gamma_n^1) D_{m-1}^1 \right\},$$

где $A_{m,n}^1 = L_{m,1}^{H,1} \frac{A_m^{H,0}}{\gamma_m^{H,3} + \gamma_n^{H,3}}$, $B_m^1 = \frac{2F_m^{H,2} \gamma_m^{H,2}}{L_m^{H,2,1}} B_m^{H,0}$, $D_m^1 = \frac{2F_m^{H,1} \gamma_m^{H,1}}{L_m^{H,1,1}} D_m^{H,0}$, $n, m = 1, 2, \dots$,

$$\begin{aligned}
f_m^i(x) = & -\Delta \exp \left\{ -ik \frac{x - \gamma_m^{H,i}}{\pi} \left(a \ln \left(\frac{b}{a} \right) + (b-a) \ln \left(\frac{b}{b-a} \right) + \frac{a}{m} \delta_{i,2} + \frac{b-a}{m} \delta_{i,1} \right) \right\} \\
& \times \prod_{\substack{n=1 \\ n \neq m \delta_{i,1}}}^{\infty} \frac{\gamma_n^{H,1} - x}{\gamma_n^{H,1} - \Delta \gamma_m^{H,i}} \exp \left\{ -\frac{b-a}{n\pi} ik(x - \Delta \gamma_m^{H,i}) \right\} \times \\
& \times \prod_{\substack{n=1 \\ n \neq m \delta_{i,2}}}^{\infty} \frac{\gamma_n^{H,2} - x}{\gamma_n^{H,2} - \Delta \gamma_m^{H,i}} \exp \left\{ \frac{-a}{n\pi} ik(x - \Delta \gamma_m^{H,i}) \right\} \prod_{n=1}^{\infty} \frac{\gamma_n^{H,3} - \Delta \gamma_m^{H,i}}{\gamma_n^{H,3} - x} \exp \left\{ \frac{b}{n\pi} ik(x - \Delta \gamma_m^{H,i}) \right\},
\end{aligned} \quad (6)$$

$\Delta = (-1)^{\delta_{i,3}}$, $\delta_{i,j}$ – символ Кронекера, $i, j = 1, 2, 3$, $\text{res}f(\gamma)$ – вычет функции $f(x)$ в точке γ . Используя теоремы Стокса и Остроградского-Гаусса, коэффициенты в формулах (5) можно выразить в явном виде:

$$\begin{aligned}
L_m^{H,1,1} &= -\frac{(\eta_m^1)^3 a^2 G_0(\eta_m^1, a)}{k^2 b^2}, \\
L_m^{H,2,1} &= \frac{(\mu_m^1)^2 J_1(\mu_m^1)}{k^2 ab}, \\
L_m^{H,1} = L_m^{H,2} &= \mu_m^1 J_1' \left(\frac{\mu_m^1 a}{b} \right), \\
F_m^{H,2} &= \frac{1}{2} \mu_m^1 \left\{ \mu_m^1 (J_1(\mu_m^1))^2 - J_0(\mu_m^1) J_1(\mu_m^1) \right\}.
\end{aligned}$$

Коэффициенты $F_m^{H,1}$ также могут быть представлены при помощи функций Бесселя, но их выражения слишком громоздки и поэтому здесь не приводятся.

Для определения свойств одиночной щели, представим ее в виде двух неоднородностей. Одна неоднородность совпадает с неоднородностью, показанной на рис.2, и сдвинута на расстояние d , которое является половиной ширины щели, в сторону отрицательных значений оси z , а другая – отображена симметрично относительно оси y и отстоит от этой оси на величину d . Предположим, что на щель набегает волна из области $z < 0$. Тогда прошедшее через всю щель поле равно полю внутри щели, распространяющемуся в положительном направлении оси z , которое прошло через край щели при $z = d$. Поле внутри щели, распространяющееся в положительном направлении оси z равно полю внутри щели, распространяющемуся в отрицательном направлении оси z , отраженному от края щели при $z = -d$. Продолжая данную процедуру, можно записать операторные уравнения, позволяющие определить амплитуды поля внутри одиночной щели и вне ее, а также операторные уравнения, определяющие поля в конечноэлементной и полубесконечной периодической структуре. Таким образом, найденные выражения (5), (6) позволяют осуществлять вычисление значений операторов рассеяния одной щели и систем щелей.

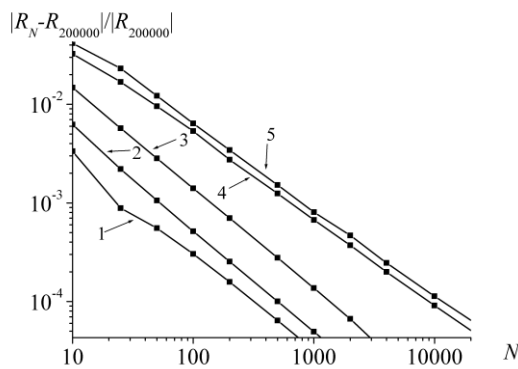


Рис.3. Точность вблизи резонансной частоты, H_{11} -волна. Кривая 1- одна щель, 2- две щели, 3- пять щелей, 4- пятьдесят щелей, 5- десять щелей.

Одним из важных моментов реализации предложенного алгоритма является исследование его сходимости. На точность определения операторов, в первую очередь, влияет представление бесконечных произведений в (6) конечными, то есть усечение бесконечных произведений. Проведем численное исследование сходимости приближенных операторов к точным. При численном исследовании доказательством сходимости может служить стремление к нулю погрешности полученного решения при увеличении порядка усечения. Обозначим N – порядок усечения произведений в (6), R_N – приближенное значение коэффициента отражения конечноэлементной структуры. На рис.3 представлены построенные в логарифмическом масштабе зависимости

относительной погрешности $|R_N - R_{200000}| / |R_{200000}|$ коэффициента отражения от N для структуры, состоящей из различного числа щелей, вблизи резонансной частоты при одномодовом режиме работы. Из рисунков видно, что для достижения относительной погрешности менее 10^{-2} достаточно выбирать 100 членов в произведениях в (15). Это полностью согласуется с оценками скорости сходимости произведений, приведенными в [14].

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

С использованием операторов прохождения и отражения одноэлементной и многоэлементной структуры, найденных при помощи построенного выше алгоритма, исследованы зависимости коэффициента прохождения и отражения от размеров щели и расстояния между щелями. На рис.4 представлена зависимость коэффициента прохождения H_{11} - волны круглого волновода от волнового числа для различной ширины диэлектрической шайбы в коаксиале. Потери во всех диэлектриках принимаются в виде $\varepsilon'' = 10^{-4}$, $\varepsilon_j = \varepsilon'_j + i\varepsilon''$, $j=1,2,3$. При таких диэлектриках и исследуемых значениях параметра kb в круглом волноводе меньшего радиуса распространяется только волна H_{11} , в круглом волноводе большего радиуса – волны H_{11} и H_{12} , а коаксиал является запредельным для магнитных волн высших типов при $kb < \eta_1^1 \approx 1.26$. Таким образом не происходит передачи энергии из круглого в коаксиальный волновод. Как видно из рисунка, увеличение ширины диэлектрических шайб в коаксиальном волноводе приводит к сдвигу зоны пропускания в сторону больших значений параметра kb и к увеличению ее ширины. Так, ширина зоны пропускания изменяется в пределах 8% -12%. Очевидно, что существует некоторая совокупность параметров структуры, при которых наблюдаются значительные осцилляции в зависимостях. Обычно, такие осцилляции наблюдаются при приближении частоты к критической частоте типов волн. Это объясняется интенсивным взаимодействием между сильно отражающими концами волноводов. При приближении волнового числа k к η_1^1/b наблюдаются такие осцилляции в зависимостях, вызванные возбуждением собственной волны коаксиального волновода.

На рис.5. представлена зависимость коэффициента прохождения H_{11} - волны круглого волновода от ширины щели для структуры, состоящей из двух щелей при различных диэлектриках, заполняющих щель. Использование в качестве диэлектрического заполнения веществ с относительно малым уровнем диссипативных потерь позволяет получать высокодобротные резонансы. Изменение значений диэлектрической проницаемости вещества, заполняющего щель, приводит к смещению зон квазипрозрачности вдоль оси d/b . Этот эффект может быть использован для определения диэлектрической проницаемости по изменению фазовых характеристик.

На рис.6 представлена зависимость коэффициента отражения H_{11} - волны коаксиального волновода от периода следования щелей для случая структуры, состоящей из десяти щелей и полубесконечной

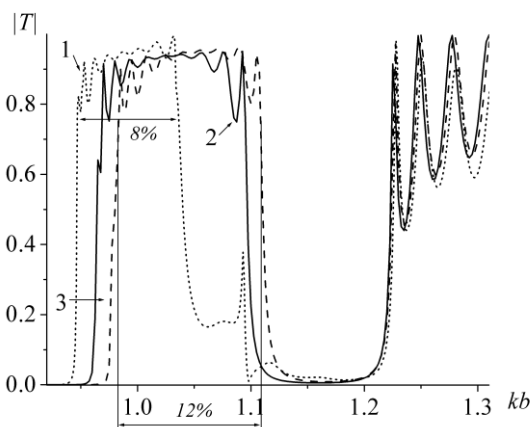


Рис.4. Зависимость коэффициента прохождения H_{11} - волны круглого волновода от волнового числа для структуры, состоящей из десяти щелей при $\varepsilon_1=11.2$; $\varepsilon_2=70$; $\varepsilon_3=1$; $L/b=1.2$; $d/b=0.1$. 1- $h/b=0.1$, 2- $h/b=0.3$, $h/b=0.449$.

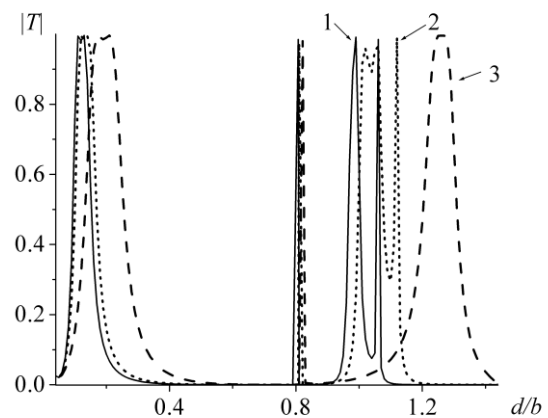


Рис.5. Зависимость коэффициента прохождения H_{11} - волны круглого волновода от ширины щели для структуры, состоящей из двух щелей; $kb=1$; $L/b=6.4$; $h/b=2$; $\varepsilon_1=11$. 1- $\varepsilon_2=1$, 2- $\varepsilon_2=2.4$, 3- $\varepsilon_2=6$.

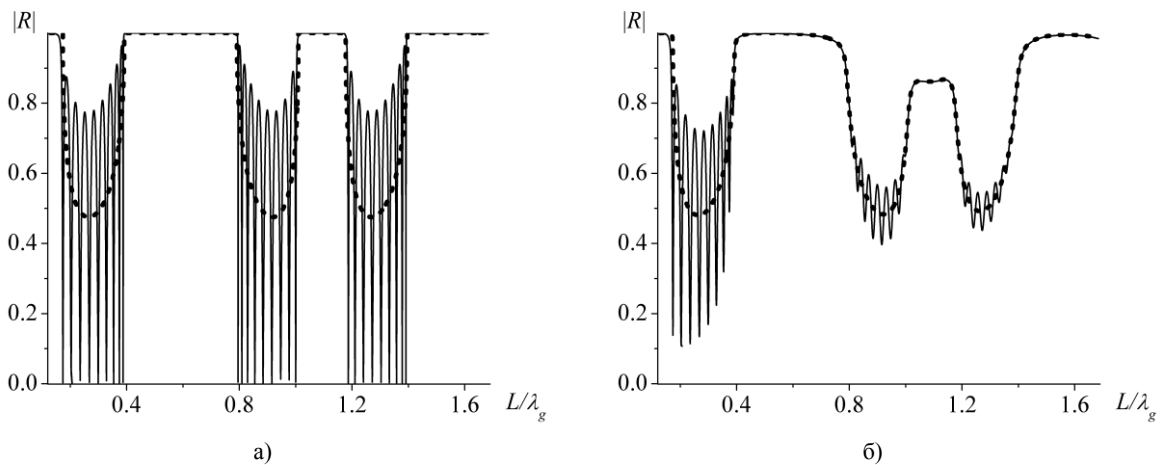


Рис.6. Зависимость коэффициента отражения H_{11} -волны коаксиального волновода от расстояния между щелями для структуры, состоящей из десяти щелей (сплошная кривая), и полубесконечной структуры (кривая из точек) при $kb=1.5$, $\varepsilon_1=1$, $\varepsilon_2=1$, $\varepsilon_3=2.4$, $h/b=0.1$, $d/b=0.2$.
а) $\varepsilon''=0$. б) $\varepsilon''=0.005$.

периодической структуры. В случае, если бы структура полностью была заполнена однородным диэлектриком, период был бы равен $L/\lambda_g \approx 0.5$ [8], где λ_g – длина волны в коаксиальном волноводе. Внесение же диэлектриков с различными диэлектрическими проницаемостями приводит к бипериодическим зависимостям с общим периодом $L/\lambda_g \approx 1$. На каждом отдельном периоде присутствует определенное число осцилляций (на единицу меньше, чем число неоднородностей). Внесение малых потерь в диэлектрик, заполняющий пространство волноводов, приводит к тому, что коэффициент отражения ограниченной структуры стремится к коэффициенту отражения полубесконечной структуры при росте значений параметра L/λ_g .

ВЫВОДЫ

В работе построено решение задачи дифракции H_{1m} - волн на конечной и полубесконечной периодической системе кольцевых щелей во внутреннем полове проводнике коаксиального волновода. Наличие диэлектрических шайб в коаксиальном волноводе приводит к многопериодическим зависимостям от расстояния между неоднородностями. Использование в качестве диэлектрического заполнения веществ с относительно малым уровнем диссипативных потерь позволяет получать высокодобротные резонансы. Таким образом, исследуемая структура может применяться в качестве частотно-селективного устройства и для определения параметров диэлектрика.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Земляков В.В., Заргано Г.Ф., Синявский Г.П. Трансформация мод при изгибах и вариациях диаметра круглых волноводов // Радиотехника и электроника.-2005.-Т50, №2.-С.180.
2. Вайслейб Ю. В. Дифракция электромагнитных волн на кольцевой щели во внутренней трубе коаксиального волновода // Радиотехника и электроника.-1975.-Т20, №7.-С. 1362-1368.
3. Qian C. Zhu, Williamson A. G., Neve M. J. Reactance of Posts in Circular Waveguide // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.-2007.-Vol. 55, № 8.-P. 1685-1688.
4. Gandel, Y.V. Steshenko, S.A. Zaginaylov, G.I. The method of singular integral equations in the eigenvalue analysis of a coaxial gyrotron with a corrugated insert // Antennas and Propagation Society International Symposium, 2003. IEEE.-2003.-Vol. 4.-P. 966-969.
5. Gandel Y. Kononenko O. Mathematical Model of Ohmic Losses in Coaxial Cavity Gyrotron with a Corrugated Insert // Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves and Workshop on Terahertz Technologies, 2007. MSMW '07. The Sixth International Kharkov Symposium on.-2007.-Vol.1-P. 292-294.
6. Scharstein R. W., Adams A. T. Galerkin Solution for the Thin Circular Iris in a TE_{11} -Mode Circular Waveguide // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.-1988.-Vol. 36, № 1. P.106-113.

7. Scharstein R. W., Adams A. T. Thick Circular Iris in a TE_{11} Mode Circular Waveguide // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.-1988.-Vol. 36, №11.-P.1529-1531.
8. Калиберда М.Е., Литвиненко Л.Н., Погарский С.А. Дифракция волн типа H_{0m} и E_{0m} на системе аксиально-симметричных неоднородностей в коаксиальном тракте // Радиотехника и электроника.-2010. Т. 55, №. 5-С. 539-545.
9. Chumachenko V. A., Pogarsky S. A. Electrical waves diffraction by bounded sequence of periodical irises in circular waveguide // Proceedings of the 27-th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, San Diego (USA).-2002.-P.285-286.
10. Литвиненко Л.М., Резник І. І., Литвиненко Д. Л. Дифракція хвиль на напівнескінченних періодичних структурах // Доповіді АН Української РСР.-1991.-№6.-С.62-66.
11. Калиберда М.Е., Литвиненко Л.Н., Погарский С.А. Операторный метод в задаче дифракции электромагнитных волн на плоских экранах// Радиотехника и электроника.-2009.-Т.54, №9.-С.1029-1036.
12. Marcuvitz N. Waveguide Handbook. New York: Peter Peregrinus Ltd.-1986.-423 p.
13. Hurd R. A., Gruenberg H. H -plane bifurcation of rectangular waveguides // Canadian Journal of Physics.-1954.-Vol. 32.-P. 694-701.
14. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. М.: Мир. Перевод с английского Плиса А. И. Под редакцией Вознесенского Г. В.-1974.-325 с.