

УДК 537.874

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ LM -ВОЛН НА ВКЛЮЧЕНИИ В Т-ОБРАЗНОМ СОЧЛЕНЕНИИ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ МЕТОДОМ ТЕОРЕМЫ ГРИНА

С. Н. Шульга, О. В. Багацкая, Хе Ши

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, Харьков, Украина, 61022.

E-mail: sergeyshulga@yandex.ua

Поступила в редакцию 21 апреля 2014 г.

В работе получено строгое решение двумерной задачи рассеяния на произвольном идеально проводящем включении, расположенном в области взаимодействия Т-образного сочленения прямоугольных волноводов. Для решения используется метод, основанный на применении теоремы Грина, который обобщается путем использования весовых функций, удовлетворяющих как уравнению Гельмгольца, так и граничным условиям на поверхности идеально проводящего рассеивателя. Проанализированы причины возникновения и методы устранения ложных резонансов, возникающих в ходе решения. Представлены иллюстративные результаты для прямоугольного металлического включения. Метод может быть использован для оптимизации работы волноводных соединений.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: LM -волны, теорема Грина, матрица рассеяния, Т-образное сочленение волноводов, ложный резонанс.

У роботі отримано строгий розв'язок двовимірної задачі розсіювання на довільному ідеально провідному включенні, яке розташовано в області взаємодії Т-подібного з'єднання прямокутних хвилеводів. Для розв'язання застосовується метод, що базується на використанні теореми Гріна, який узагальнюється шляхом застосування вагових функцій, що задовольняють як рівнянню Гельмгольца, так і граничним умовам на поверхні ідеально провідного розсіювача. Проаналізовано причини виникнення і методи усунення помилкових резонансів, які виникають у ході рішення. Представлено ілюстративні результати для прямокутного металевого включення. Метод може бути застосований для оптимізації роботи хвилевідних з'єднань.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: LM -хвилі, теорема Гріна, матриця розсіювання, Т-подібне з'єднання хвилеводів, помилковий резонанс.

A rigorous method for solving 2D scattering by an arbitrary perfectly conducting inclusion located in the region of a rectangular waveguide T-junction is presented. This method is developed from the approach based on the Green's theorem. The latter is generalized using special weighting functions satisfying simultaneously the wave equation and the boundary conditions on the scatterer surface. The causes of false resonances arising in the course of solution and elimination methods for them are analyzed. The proposed method is illustrated by results obtained for a thick septum located inside the interaction region. Such approach can be applied for optimization of waveguide junctions.

KEY WORDS: LM -waves, Green's theorem, scattering matrix, T-junction of waveguides, spurious resonance.

ВВЕДЕНИЕ

Т-образное соединение двух волноводов является важным элементов волноводных трактов, которое может выступать одним из ключевых блоков различных устройств, к примеру, делителей мощности, фильтров, мультиплексоров. Наличие обширных приложений обуславливают необходимость разработки методов исследования таких структур.

В работе представлено строгое решение двумерной задачи рассеяния электромагнитных волн на идеально проводящем включении произвольной формы, расположенном внутри Т-образной области взаимодействия двух прямоугольных волноводов. Исследуемая структура представлена на рис. 1. Область взаимодействия ограничена отрезками L_0, L_1, L_2 и L_3 , поверхность включения L_S . Такая модель может использоваться для оптимизации передающих свойств волноводных соединений с использованием стержней или диафрагм.

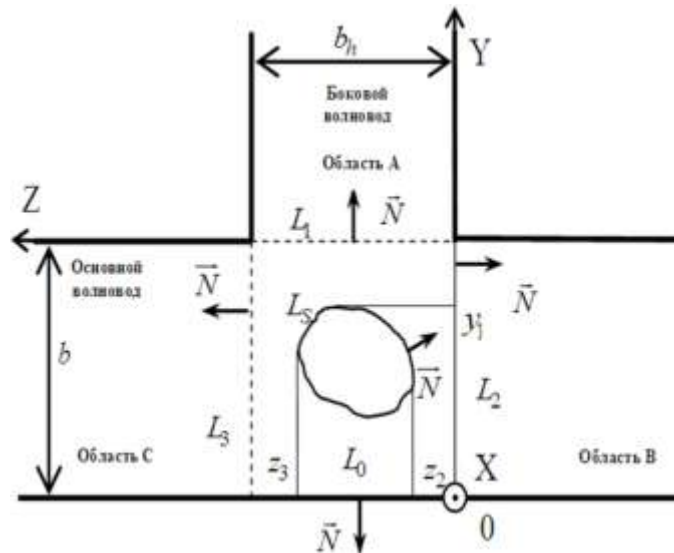


Рис. 1. Геометрия структуры.

Предлагаемый подход основывается на методе теоремы Грина, который ранее успешно использовался для решения задач в полноразмерной области взаимодействия прямоугольных волноводов в отсутствие включения [1, 2]. Характерной особенностью предлагаемого подхода, позволяющей учесть наличие в области взаимодействия идеально проводящего включения, является то, что весовые функции выбираются тождественно удовлетворяющими как однородному уравнению Гельмгольца, так и граничным условиям на поверхности включения в области волноводного соединения. Для этого система весовых функций определяется с помощью решения трех вспомогательных задач рассеяния на включении в закороченных волноводах. В результате получаем систему алгебраических уравнений относительно амплитуд рассеянных полей в каждом из ответвлений волноводного сочленения. Отметим, что метод трех закороток [2, 3] дает решение поставленной задачи в одномодовом режиме, в то время как метод, основанный на применении теоремы Грина [4], позволяет определить матрицу рассеяния для произвольного количества волноводных мод. Кроме того, использование теоремы Грина исключает необходимость поиска разложения поля в области включения и требует только знания поля на ее границах.

Таким образом, в статье представлено дальнейшее развитие метода функции Грина на случай, когда область взаимодействия Т-образного сочленения двух разноразмерных прямоугольных волноводов нагружена E -плоскостным идеально проводящим включением.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Для определенности ограничимся рассмотрением E -плоскостного соединения двух прямоугольных волноводов, решение будем проводить для LM -волн [5]. Кроме того, временную зависимость выберем в виде $\exp(-i\omega t)$. Для этого типа волн компонента электрического поля $E_x(x, y, z)$ имеет вид

$$E_x(x, y, z) = \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) W(y, z),$$

а остальные проекции поля записываются следующим образом:

$$E_y(\vec{R}) = -\frac{\pi m / a}{k^2 - \pi m / a} \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \partial_y W(y, z),$$

$$E_z(\vec{R}) = -\frac{\pi m / a}{k^2 - \pi m / a} \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \partial_z W(y, z),$$

$$\begin{aligned} H_x(\vec{R}) &= 0, \\ H_y(\vec{R}) &= -\frac{i\omega}{k^2 - \pi m / a} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \partial_z W(y, z), \\ H_z(\vec{R}) &= \frac{i\omega}{k^2 - \pi m / a} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \partial_y W(y, z), \end{aligned}$$

где a - общий размер двух волноводов, а модальный индекс $m = 0, 1, 2, \dots$ фиксирован. Функция $W(y, z)$ удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$(\Delta_{y,z} + K^2)W(y, z) = 0, \quad (1)$$

а также нулевым граничным условиям на идеально проводящих стенках волновода и на контуре L_s , ограничивающем рассеиватель S . Здесь $K = [k^2 - (\pi m / a)^2]^{1/2}$ - эффективное волновое число, k - волновое число в среде заполнения волноводов. В регулярных областях $A (y > b)$, $B (z < 0)$ и $C (z > b_h)$ функции $W(y, z)$ представляются в виде:

$$\begin{aligned} W^A &= \sum_{n=1}^{+\infty} A_n^{in} \exp[-i\eta_n(y-b)] + A_n^{sc} \exp[i\eta_n(y-b)] \sin\left(\frac{\pi n}{b_h} z\right), \\ W^B &= \sum_{n=1}^{+\infty} B_n^{in} \exp[i\beta_n z] + B_n^{sc} \exp[-i\beta_n z] \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right), \\ W^C &= \sum_{n=1}^{+\infty} C_n^{in} \exp[-i\beta_n(z-b_h)] + C_n^{sc} \exp[i\beta_n(z-b_h)] \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right), \end{aligned} \quad (2)$$

где A_n^{in} , B_n^{in} , C_n^{in} и A_n^{sc} , B_n^{sc} , C_n^{sc} - амплитудные коэффициенты падающих и рассеянных волн, а величины $\eta_n = [K^2 - (\pi n / b_h)^2]^{1/2}$ и $\beta_n = [K^2 - (\pi n / b)^2]^{1/2}$ - продольные волновые числа соответствующих волноводов.

Определению подлежат элементы матрицы рассеяния **SIJ** ($\mathbf{I}, \mathbf{J} = \mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}$), которая задается следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}^{sc} &= \mathbf{SAA} \cdot \mathbf{A}^{in} + \mathbf{SAB} \cdot \mathbf{B}^{in} + \mathbf{SAC} \cdot \mathbf{C}^{in}, \\ \mathbf{B}^{sc} &= \mathbf{SBA} \cdot \mathbf{A}^{in} + \mathbf{SBB} \cdot \mathbf{B}^{in} + \mathbf{SBC} \cdot \mathbf{C}^{in}, \\ \mathbf{C}^{sc} &= \mathbf{SCA} \cdot \mathbf{A}^{in} + \mathbf{SCB} \cdot \mathbf{B}^{in} + \mathbf{SCC} \cdot \mathbf{C}^{in}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь введены вектор-столбцы амплитуд падающих и рассеянных волн $\mathbf{A}^{in} = \{A_n^{in}\}$, $\mathbf{B}^{in} = \{B_n^{in}\}$, $\mathbf{C}^{in} = \{C_n^{in}\}$; $\mathbf{A}^{sc} = \{A_n^{sc}\}$, $\mathbf{B}^{sc} = \{B_n^{sc}\}$, $\mathbf{C}^{sc} = \{C_n^{sc}\}$.

Введем в рассмотрение \tilde{W} - решение уравнения (1) в неоднородной области, удовлетворяющее нулевым граничным условиям на идеально проводящих поверхностях:

$$\tilde{W}|_{L_s} = 0; \quad \tilde{W}|_{L_0} = 0. \quad (4)$$

С помощью теоремы Грина (второй формулы Грина) [6] преобразуем уравнение Гельмгольца внутри неоднородной области в интегральное уравнение по поверхностям, ограничивающим эту область, $L = L_0 + L_1 + L_2 + L_3 + L_s$,

$$\int_L dL \left(\tilde{W} \frac{\partial W}{\partial N} - W \frac{\partial \tilde{W}}{\partial N} \right) = 0.$$

Здесь $\partial / \partial N$ нормальная производная к поверхности L , а W - как и ранее, неизвестное решение уравнения (1) в неоднородной области. С учетом граничных условий (4) на идеально проводящих поверхностях L_0 и L_S последнее выражение примет вид

$$\int_{L_1+L_2+L_3} dL \left(\tilde{W} \frac{\partial W}{\partial N} - W \frac{\partial \tilde{W}}{\partial N} \right) = 0. \quad (5)$$

Далее конкретизируем модель и будем рассматривать рассеиватель в форме прямоугольной ступеньки. В качестве \tilde{W} последовательно возьмем решения трех вспомогательных задач для главного и бокового волноводов, приведенных ниже.

Сформулируем вспомогательные задачи. Рассмотрим первую вспомогательную структуру, представляющую собой главный волновод, содержащий прямоугольный рассеиватель S (рис. 2а).

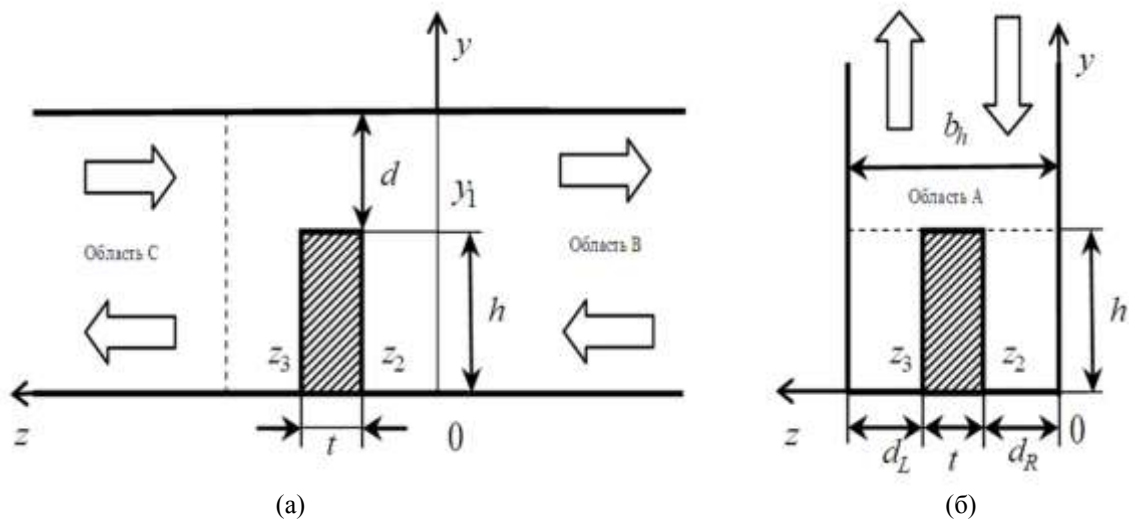


Рис. 2. Геометрия вспомогательных структур.

Исследуемая структура формально получается из рис. 1, если полагать сегмент L_1 идеально проводящим. Пусть рассеиватель во вспомогательном волноводе возбуждается модой волны индекса $q = 1, 2, \dots$, падающей со стороны $z = -\infty$ (область В). В этом случае решение вне включения $\tilde{W}(y, z) \equiv \tilde{W}_q(y, z)$ запишется в виде

$$\tilde{W}(y, z) \equiv \tilde{W}_q(y, z) = \begin{cases} \tilde{W}_B^{in} + \tilde{W}_{BB}^{sc}, & z < z_2, \\ \tilde{W}_{CB}^{sc}, & z > z_3. \end{cases}$$

В последней формуле мы обозначили:

$$\begin{aligned} \tilde{W}_B^{in} &= \exp[i\beta_q(z - z_2)] \sin\left(\frac{\pi q}{b} y\right), & z < z_2, \\ \tilde{W}_{BB}^{sc} &= \sum_{s=0}^{+\infty} S\tilde{B}_{sq} \exp[-i\beta_s(z - z_2)] \sin\left(\frac{\pi s}{b} y\right), & z < z_2, \\ \tilde{W}_{CB}^{sc} &= \sum_{s=0}^{+\infty} S\tilde{C}_{sq} \exp[i\beta_s(z - z_3)] \sin\left(\frac{\pi s}{b} y\right), & z > z_3. \end{aligned} \quad (6)$$

В качестве второй вспомогательной задачи рассмотрим тот же главный волновод, теперь предположив, что q -ая мода указанного волновода падает со стороны $z = +\infty$ (рис. 2а). Решение для $\tilde{W}(y, z) \equiv \tilde{W}C_q(y, z)$ вне включения будут выглядеть так:

$$\tilde{W}(y, z) \equiv \tilde{W}C_q(y, z) = \begin{cases} \tilde{W}_C^{in} + \tilde{W}_{CC}^{sc}, & z > z_3, \\ \tilde{W}_{BC}^{sc}, & z < z_2, \end{cases}$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{W}_C^{in} &= \exp[-i\beta_q(z - z_3)] \sin\left(\frac{\pi q}{b} y\right), & z > z_3, \\ \tilde{W}_{CC}^{sc} &= \sum_{s=1}^{+\infty} S\tilde{C}C_{sq} \exp[i\beta_s(z - z_3)] \sin\left(\frac{\pi s}{b} y\right), & z > z_3, \\ \tilde{W}_{BC}^{sc} &= \sum_{s=1}^{+\infty} S\tilde{B}C_{sq} \exp[-i\beta_s(z - z_2)] \sin\left(\frac{\pi s}{b} y\right), & z < z_2. \end{aligned} \quad (7)$$

Третья вспомогательная задача формулируется для структуры, которая формально получается из рис. 1, если сегменты L_2 и L_3 полагать идеально проводящими (рис. 2б). Пусть волна ($q = 1, 2, \dots$) падает со стороны $y = +\infty$. Решение $\tilde{W}(y, z) \equiv \tilde{W}A_q(y, z)$ запишем так:

$$\tilde{W}(y, z) \equiv \tilde{W}A_q(y, z) = \begin{cases} \tilde{W}_A^{in} + \tilde{W}_{AA}^{sc}, & y > y_1, \\ \tilde{W}, & 0 < y < y_1. \end{cases}$$

Здесь

$$\begin{aligned} \tilde{W}_A^{in} &= \exp[-i\eta_q(y - y_1)] \sin\left(\frac{\pi q}{b_h} z\right), & y > y_1, \\ \tilde{W}_{AA}^{sc} &= \sum_{s=1}^{+\infty} S\tilde{A}A_{sq} \exp[i\eta_s(y - y_1)] \sin\left(\frac{\pi s}{b_h} z\right), & y > y_1. \end{aligned} \quad (8)$$

В формулах (6), (7) и (8) $\tilde{\mathbf{S}}\mathbf{I}\mathbf{J}$ ($\mathbf{I}, \mathbf{J} = \mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}$) - элементы соответствующих матриц рассеяния, которые определяются в ходе решения вспомогательных задач.

Коэффициенты рассеяния и решения вспомогательных задач $\tilde{W}A_q$, $\tilde{W}B_q$, $\tilde{W}C_q$ могут быть получены различными способами, например, с применением метода модового согласования [7], метода поверхностных интегральных уравнений [8], метода моментов [9, 10]. Нами использовался метод модового согласования в частичных областях с учетом соответствующих граничных условий. Решение этих задач известно в литературе, например [7, 11].

Далее последовательно подставляем в формулу Грина (5) вместо \tilde{W} найденные весовые функции $\tilde{W}A_q(y, z)$, $\tilde{W}B_q(y, z)$, $\tilde{W}C_q(y, z)$ и учитываем при этом явный вид (2) для $W(y, z)$ в каждой из областей, а также равенство нулю W и \tilde{W} на идеально проводящих поверхностях. В результате получаем прямые формулы для амплитуд рассеяния A_n^{sc} , B_n^{sc} , C_n^{sc} :

$$\begin{aligned} A_q^{sc} &= \sum_{n=1}^{+\infty} [RA_{qn} \cdot A_n^{in} + RB_{qn} \cdot (B_n^{in} + B_n^{sc}) + RC_{qn} \cdot (C_n^{in} + C_n^{sc})], \\ B_q^{sc} &= \sum_{n=1}^{+\infty} [PA_{qn} \cdot (A_n^{in} + A_n^{sc}) + PB_{qn} \cdot B_n^{in} + PC_{qn} \cdot C_n^{in}], \\ C_q^{sc} &= \sum_{n=1}^{+\infty} [QA_{qn} \cdot (A_n^{in} + A_n^{sc}) + QB_{qn} \cdot B_n^{in} + QC_{qn} \cdot C_n^{in}], \end{aligned} \quad (9)$$

где $q = 1, 2, \dots$, а матричные коэффициенты имеют вид:

$$\begin{aligned}
RA_{qn} &= \frac{\exp[i\eta_q(b-y_1)]}{\eta_q} \eta_n \exp[i\eta_n(b-y_1)] \cdot SAA_{nq}, \\
RB_{qn} &= -\frac{b^2}{2b_h i} GWAB(q, n), \\
GWAB(q, n) &= \frac{2 \exp[i\eta_q(b-y_1)]}{\eta_q b^2} \int_0^b dy \left. \frac{\partial \tilde{W}A_q(y, z)}{\partial z} \right|_{z=0} \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right) \\
RC_{qn} &= \frac{b^2}{2b_h i} GWAC(q, n), \\
GWAC(q, n) &= \frac{2 \exp[i\eta_q(b-y_1)]}{\eta_q b^2} \int_0^b dy \left. \frac{\partial \tilde{W}A_q(y, z)}{\partial z} \right|_{z=b_h} \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right), \\
PA_{qn} &= \frac{b_h^2}{2bi} GWB(q, n), \\
GWB(q, n) &= \frac{2 \exp[i\beta_q z_2]}{\beta_q b_h^2} \int_0^{b_h} dz \left. \frac{\partial \tilde{W}B_q(y, z)}{\partial y} \right|_{y=b} \sin\left(\frac{\pi n}{b_h} z\right), \\
PB_{qn} &= \frac{\exp[i\beta_q z_2]}{\beta_q} \beta_n \exp[i\beta_n z_2] \cdot SBB_{nq}, \\
PC_{qn} &= \frac{\exp[i\beta_q z_2]}{\beta_q} \beta_n \exp[i\beta_n(b_h - z_3)] \cdot SCB_{nq}, \\
QA_{qn} &= \frac{b_h^2}{2bi} GWC(q, n), \\
WC(q, n) &= \frac{2 \exp[i\beta_q(b_h - z_3)]}{\beta_q b_h^2} \int_0^{b_h} dz \left. \frac{\partial \tilde{W}C_q(y, z)}{\partial y} \right|_{y=b} \sin\left(\frac{\pi n}{b_h} z\right), \\
QB_{qn} &= \frac{\exp[i\beta_q(b_h - z_3)]}{\beta_q} \beta_n \exp[i\beta_n z_2] \cdot SBC_{nq}, \\
QC_{qn} &= \frac{\exp[i\beta_q(b_h - z_3)]}{\beta_q} \beta_n \exp[i\beta_n(b_h - z_3)] \cdot SCC_{nq}.
\end{aligned}$$

Интегралы в правых частях указанных выше выражений могут быть вычислены аналитически, если известны $\tilde{W}A_q$, $\tilde{W}B_q$, $\tilde{W}C_q$.

Получим систему линейных алгебраических уравнений для амплитуд рассеянного поля в боковом волноводе, выразив один ряд неизвестных через другой, а именно, $\{B_n^{sc}\}$ и $\{C_n^{sc}\}$ через $\{A_n^{sc}\}$. В результате получим систему уравнений относительно $\mathbf{A}^{sc} = \{A_n^{sc}\}$, которая в матричной форме имеет вид:

$$(\mathbf{I} - \mathbf{D}) \cdot \mathbf{A}^{sc} = \mathbf{U}\mathbf{A} \cdot \mathbf{A}^{in} + \mathbf{U}\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}^{in} + \mathbf{U}\mathbf{C} \cdot \mathbf{C}^{in}. \quad (10)$$

Здесь \mathbf{I} единичная матрица, остальные матрицы, входящие в (10), определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
\mathbf{D} &= \mathbf{RB} \cdot \mathbf{PA} + \mathbf{RC} \cdot \mathbf{QA}, \\
\mathbf{UA} &= \mathbf{RA} + \mathbf{RB} \cdot \mathbf{PA} + \mathbf{RC} \cdot \mathbf{QA}, \\
\mathbf{UB} &= \mathbf{RB} + \mathbf{RB} \cdot \mathbf{PB} + \mathbf{RC} \cdot \mathbf{QB}, \\
\mathbf{UC} &= \mathbf{RC} + \mathbf{RB} \cdot \mathbf{PC} + \mathbf{RC} \cdot \mathbf{QC}.
\end{aligned}$$

Решение системы уравнений (10) запишем в виде

$$\mathbf{A}^{\text{sc}} = (\mathbf{I} - \mathbf{D})^{-1} \cdot (\mathbf{UA} \cdot \mathbf{A}^{\text{in}} + \mathbf{UB} \cdot \mathbf{B}^{\text{in}} + \mathbf{UC} \cdot \mathbf{C}^{\text{in}}). \quad (11)$$

Сравнив полученное решение (11) с определением матрицы рассеяния (3), найдем выражения для элементов матрицы рассеяния в боковой волновод A ($y > b$):

$$\begin{aligned}
\mathbf{SAA} &= \mathbf{I} - \mathbf{D}^{-1} \cdot \mathbf{UA}, \\
\mathbf{SAB} &= \mathbf{I} - \mathbf{D}^{-1} \cdot \mathbf{UB}, \\
\mathbf{SAC} &= \mathbf{I} - \mathbf{D}^{-1} \cdot \mathbf{UC}.
\end{aligned} \quad (12)$$

Из прямых формул (9)-(12) получим элементы матрицы рассеяния основного волновода
- для рассеяния в область B главного волновода ($z < 0$)

$$\begin{aligned}
\mathbf{SBA} &= \mathbf{PA} \cdot \mathbf{I} - \mathbf{SAA}, \\
\mathbf{SBB} &= \mathbf{PB} - \mathbf{PA} \cdot \mathbf{SAB}, \\
\mathbf{SBC} &= \mathbf{PC} - \mathbf{PA} \cdot \mathbf{SAC},
\end{aligned}$$

- для рассеяния в область C главного волновода ($z > b_h$)

$$\begin{aligned}
\mathbf{SCA} &= \mathbf{QA} \cdot (\mathbf{I} - \mathbf{SAA}), \\
\mathbf{SCB} &= \mathbf{QB} - \mathbf{QA} \cdot \mathbf{SAB}, \\
\mathbf{SCC} &= \mathbf{QC} - \mathbf{QA} \cdot \mathbf{SAC}.
\end{aligned}$$

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим идеально проводящее включение в виде прямоугольной ступеньки толщины t и высоты h , расположенной области взаимодействия двух полых волноводов, для определенности, вдоль нижней стенки главного волновода (см. вставку к рис. 3.). Нас интересуют комплексные элементы матрицы рассеяния \mathbf{SIJ} ($\mathbf{I}, \mathbf{J} = \mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}$). Размеры волноводов выбраны следующими: $a = 8,64$ см, $b = b_h = a / 2$.

Как известно, в задачах рассеяния волн в волноводных разветвлениях, в которых используется метод частичных областей, в области связи волноводов при численных расчетах возникают так называемые ложные резонансы [12]. Вычисления показывают, что по частоте резонансы наблюдаются вблизи собственных частот частичных областей полости взаимодействия волноводов с включением. Так на рис. 3 на частоте ~ 5.6 ГГц (геометрические размеры включения $h = 0,3b$, $t = 0,1b_h$) наблюдается ложный резонанс на кривых модулей элементов матрицы рассеяния, который исчезает при корректном вычислении коэффициентов СЛАУ (9) [13] (см. рис. 4).

Рис. 5, 6 иллюстрируют частотные зависимости абсолютной величины комплексных коэффициентов отражения волны LM_{01} , падающей из области A волноводного соединения, для различных геометрических размеров включения (толщины и высоты). На этих рисунках ступенька расположена симметрично в области взаимодействия вдоль оси Oz .

На рис. 7, 8 представлены результаты сравнения параметров рассеяния для случаев симметричного (непрерывная линия) и асимметричного (пунктирная линия) расположения ступеньки в области взаимодействия, геометрические размеры включения $h = 0,5b$, $t = 0,2b_h$.

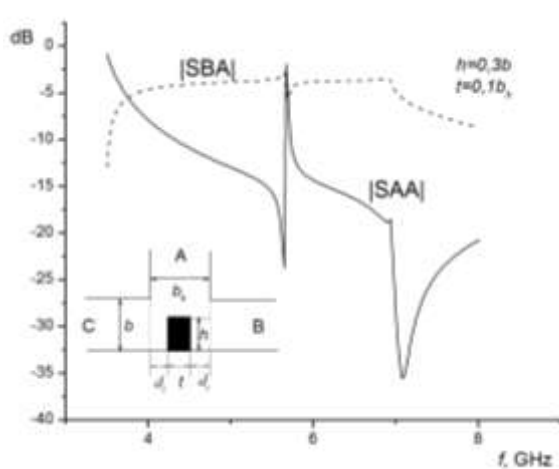


Рис. 3. Коэффициенты рассеяния при наличии ложного резонанса.

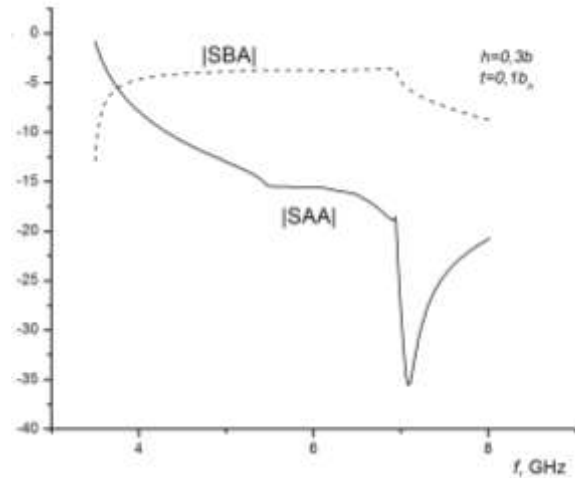


Рис. 4. Коэффициенты рассеяния после устранения ложного резонанса.

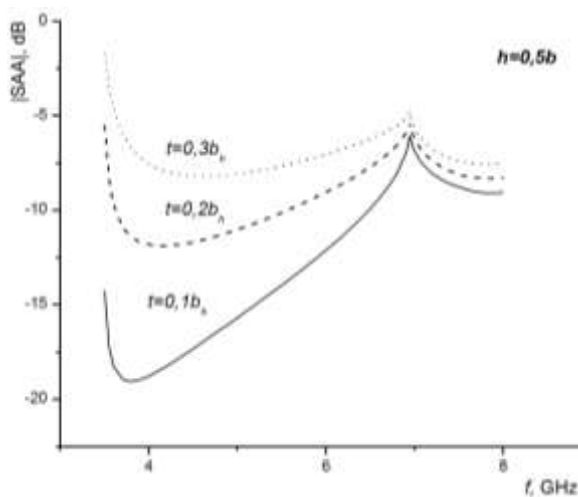


Рис. 5. Частотные зависимости коэффициентов рассеяния для различной толщины включения.

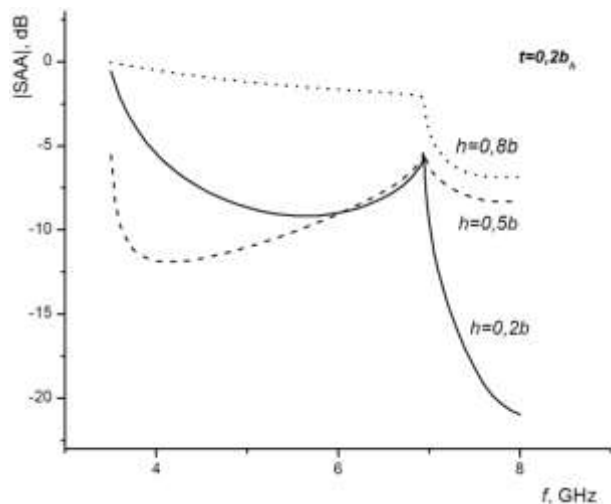


Рис. 6. Частотные зависимости коэффициентов рассеяния для различной высоты включения.

На всех рисунках четко прослеживается частота, при которой одномодовый режим переходит в двумодовый ($f \sim 7GHz$).

Приведенные результаты демонстрируют существенную зависимость характеристик рассеяния от геометрических размеров и местоположения ступеньки, что дает возможность добиваться требуемого распределения мощности между плечами волноводного устройства путем выбора его параметров.

Корректность полученных численных результатов контролировалась путем проверки баланса мощности в плечах волноводного соединения. Учет в рассмотрении 12 мод в исследуемой полосе частот позволял достичь точности порядка 10^{-8} . Используя предлагаемый метод, расчет 100 точек по частоте требовал менее секунды, а необходимый для вычислений объем памяти определялся памятью, занимаемой порядка 20 комплексных матриц 12×12 .

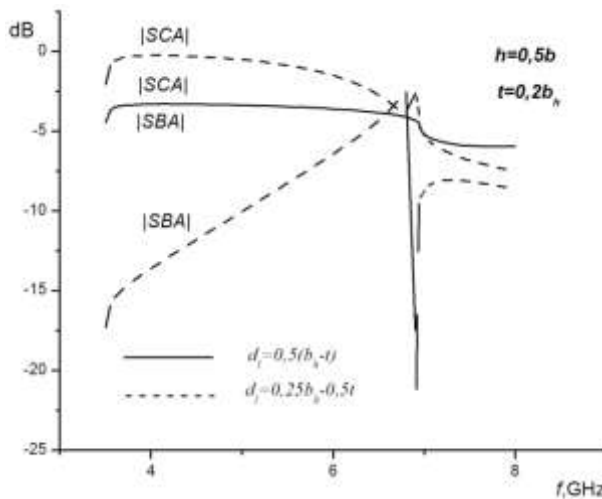


Рис. 7. Частотные зависимости коэффициентов рассеяния для симметричного и асимметричного расположения включения.

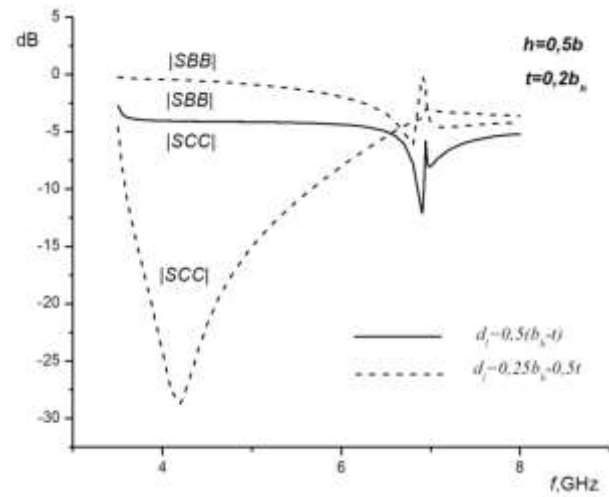


Рис. 8. Частотные зависимости коэффициентов рассеяния для симметричного и асимметричного расположения включения.

Полученные результаты сравнивались с аналогичными, полученными с помощью пакета *Ansoft HFSS*, точность которых порядка 10^{-2} - 10^{-3} , а необходимое для вычислений время составляло 30-50 секунд. В рассмотренных случаях наблюдалось совпадение результатов в пределах точности метода *HFSS*.

ВЫВОДЫ

В работе предложен строгий универсальный метод анализа *T*-образных волноводных соединений с металлическим включением произвольной формы в области взаимодействия. Исследуемая модель может быть использована для оптимизации рассеивающих свойств волноводных соединений, нагруженных штырями или диафрагмами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rud L. A. E-plane T-junction of Oversize Rectangular Waveguide / L. A. Rud // Radiophysics and Quantum. Electronics. –1985. – V. 28, No. 2. – P. 146151.
2. Рудь Л. А. Дифракция волн на Т-образном соединении прямоугольных волноводов в Н-плоскости / Л. А. Рудь // Радиотехника и электроника. – 1984. – Т. 29, № 9. – С. 17111719.
3. Ma Z. Efficient Full wave Analysis of a Waveguide T-junction with an Inductive Post / Z. Ma, E. Yamashita // IEICE Transactions on Electronics. – 1995. – V. E78-C, No. 8. – P. 11171124.
4. Шульга С. Н. Анализ прямоугольного изгиба двух прямоугольных волноводов с двумерным включением в области взаимодействия / С. Н. Шульга, О. В. Багацкая, Т. И. Васильева, Н. П. Жук // Радиотехника и электроника. – 2002. – Т. 47, № 11. – С. 1335-1339.
5. Левин Л. Теория волноводов / Л. Левин. – М. : Радио и связь, 1981. – 312 с.
6. Джексон Дж. Классическая электродинамика / Дж. Джексон. – М. : Мир, 1965. – 702 с.
7. Jiang Z. Mode-Matching Analysis of Waveguide T-Junction Loaded with an H-Plane Dielectric Slab / Z. Jiang, Z. Shen, X. Shan // Progress in Electromagnetics Research, PIER 36. – 2002. – P. 319335.
8. Reiter J. M. Rigorous Analysis of Arbitrarily shaped H- and E- Plane Discontinuities in Rectangular Waveguides by a Full-Wave Boundary Contour Mode-Matching Method / J. M. Reiter, F. Arndt // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1995. – V. MTT43, No. 4. – P. 796-801.
9. Levitan Y. Single Post Inductive Obstacle in Rectangular Waveguide / Y. Levitan, P. G. Li, A. T. Adams, G. Perini // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. –1983. – V. MTT31, No. 10. – P. 806-812.
10. Auda, H. Inductive Post and Diaphragms of Arbitrary Shape and Number in Rectangular Waveguide / H. Auda, R. F. Harrington // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1984. – V. MTT32, No. 6. – P. 606-612.
11. Миттра Р. Аналитические методы теории волноводов / Р. Миттра, С. Ли. – М. : Мир, 1974. – 327 с.
12. Кириленко А. А. Обобщение метода частичных областей на волноводные тройники с металлическими включениями во внутренней области / А. А. Кириленко, Д. Ю. Кулик, В. И. Ткаченко, С. Ф. Кулишенко // Радиофизика и электроника. Харьков: ИРЭ НАН Украины. – 2001. – Т. 6, №2. – С. 181-186.
13. Мизерник В. Н. О ложных резонансах в задачах дифракции волн на неоднородностях в волноводах / В. Н. Мизерник, А. А. Шматько // Вісник Харківського національного університету ім. В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика і електроніка". – 2010. – № 883, випуск 15. – С. 67-72.