НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ МГТУ ИМ. Н. Э. БАУМАНА

НАУКА и ОБРАЗОВАНИЕ

Эл № ФС77 - 48211. Государственная регистрация №0421200025. ISSN 1994-0408

электронный научно-технический журнал

Анализ дисперсионных характеристик погонных параметров элементарных отрезков сверхширокополосных балансных печатных щелевых антенн бегущей волны

04, апрель 2013

DOI: 10.7463/0413.0548171

Виленский А. Р., Чернышев С. Л.

УДК. 621.396.677

Россия, МГТУ им. Н.Э. Баумана

chernshv@bmstu.ru

Введение

Сверхширокополосные (СШП) печатные щелевые антенны бегущей волны (ПЩАБВ) в настоящее время широко применяются как в качестве одиночных направленных излучателей, так и в составе антенных решёток разнообразных СШП радиоэлектронных систем. Распространённым типом ПЩАБВ являются так называемые балансные ПЩАБВ, например балансные антенны Вивальди [1, 2]. В таких антеннах электромагнитная энергия излучаемой прямой бегущей волны концентрируется в основном в области щелевого зазора, формируемого двумя слоями металлизации несущей диэлектрической подложки. В связи с тем, что обычно ПЩАБВ применяются для излучения сверхкоротких СШП импульсов, актуально рассматривать вопрос об искажении формы излучаемого сигнала внутри структуры антенны. Одним из основных источников таких искажений служит дисперсия погонных характеристик элементарных отрезков ПЩАБВ, рассматриваемой с позиции теории плавных нерегулярных линий передач (НЛП). Электродинамический анализ линий передач (ЛП) с неоднородным диэлектрическим заполнением свидетельствует о том, что в общем случае в таких ЛП могут распространяться только гибридные волны [3]. Гибридные волны обладают дисперсией постоянной распространения и характеристического сопротивления.

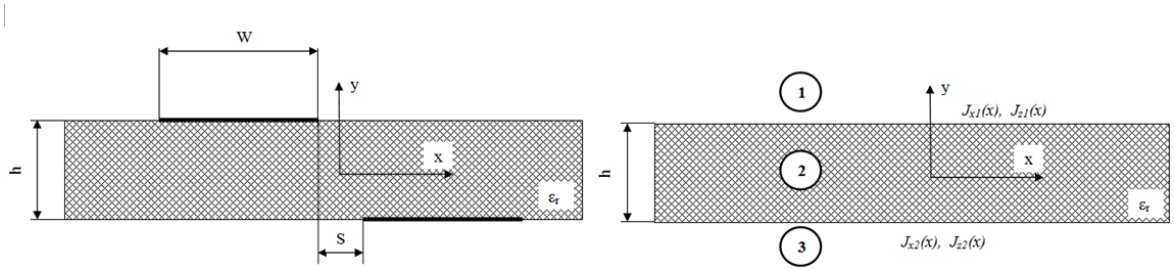
В настоящей работе проведён электродинамический анализ дисперсионных характеристик погонных параметров отрезков ЛП балансных ПЩАБВ различных конфигураций. Дисперсионные уравнения получены сведением исходной системы интегральных уравнений, связывающей токи и напряженности электрического поля в

поперечном сечении ЛП, к однородной системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) при помощи спектрального метода Галёркина [4]. Для отыскания компонент двумерной тензорной функции Грина используется метод спектральных иммитансов [5]. Требование равенства нулю определителя системы позволяет отыскать значение постоянной распространения, которая затем используется для вычисления распределения напряженностей электромагнитного поля (ЭМП) в поперечном сечении ЛП и расчёта волнового сопротивления. Следует отметить, что спектральный метод Галёркина ранее применялся для анализа классических щелевых ЛП, результаты могут быть найдены в работах [6, 7].

1. Получение характеристического уравнения. Математическая постановка задачи

А. Описание полей в спектральной области

На рисунке 1,а показано поперечное сечение исследуемой ЛП. Далее будем называть такую ЛП двухполосковой. На рисунке толстыми линиями обозначена металлизация подложки, которую мы в дальнейшем будем считать бесконечно тонким идеально проводящим слоем. Диэлектрическая подложка имеет толщину h и относительную диэлектрическую проницаемость ε_r. Данная волноведущая структура являются открытой как в направлении оси x, так и в направлении оси y. Две границы раздела сред вакуум-диэлектрик имеют координаты $y = \pm h/2$ соответственно.



а) б)

Рисунок 1 – Поперечные сечения двухполосковой ЛП (а) и базовой слоистой структуры (б)

Рассмотрим базовую слоистую структуру – рисунок 1б. На границах раздела сред 1-2 и 2-3 в общем случае существуют произвольные распределения электрических поверхностных токов − $J_{x,z}(x,y)$, которые обозначены как $J_{x,z}(x,y=-h/2) = J_{x,z1}(x)$ и $J_{x,z}(x,y=h/2) = J_{x,z2}(x)$.

Рассматриваемое поперечное сечение будем считать сечением регулярной ЛП, в которой вдоль оси z распространяется электромагнитная волна, с постоянной распространения $\beta = \beta(f)$, где f − частота электромагнитного поля. Запишем однородные уравнения Гельмгольца для продольных составляющих векторов напряженности электрического и магнитного полей для каждой из подобластей в виде [8]:

$$\left.\begin{aligned}&\Delta_t E_{zi}(x,y)+k_{c\,i}^2\cdot E_{zi}(x,y)=0,\\&\Delta_t H_{zi}(x,y)+k_{c\,i}^2\cdot H_{zi}(x,y)=0,\end{aligned}\right\},\quad i=1,2,3, \tag{1}$$

где поперечный оператор $\Delta_t=\dfrac{\partial^2}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2}{\partial y^2}$, $k_{c\,i}^2=k_i^2-\beta^2$, $k_i=\omega\sqrt{\varepsilon_{a_i}\cdot\mu_0}$, $\varepsilon_{a_i}=\varepsilon_0\cdot\varepsilon_{r_i}$.

Поперечные компоненты поля в известном виде выражаются через продольные из уравнений Максвелла в дифференциальной форме [8].

Для рассматриваемой двумерной задачи поверхностные токи связаны с электрическим полем структуры через интегральный оператор, ядром которого является двумерная функция Грина многослойной среды [8]:

$$\left.\begin{aligned}&\int_{-\infty}^{\infty}\{Z_{xx11}(x-x')\cdot J_{x1}(x')+Z_{xx12}(x-x')\cdot J_{x2}(x')+Z_{xz11}(x-x')\cdot J_{z1}(x')+\\&Z_{xz12}(x-x')\cdot J_{z2}(x')\}dx'=E_x(x,y=h/2),\\&\int_{-\infty}^{\infty}\{Z_{xx21}(x-x')\cdot J_{x1}(x')+Z_{xx22}(x-x')\cdot J_{x2}(x')+Z_{xz21}(x-x')\cdot J_{z1}(x')+\\&Z_{xz22}(x-x')\cdot J_{z2}(x')\}dx'=E_x(x,y=-h/2),\\&\int_{-\infty}^{\infty}\{Z_{zx11}(x-x')\cdot J_{x1}(x')+Z_{zx12}(x-x')\cdot J_{x2}(x')+Z_{zz11}(x-x')\cdot J_{z1}(x')+\\&Z_{zz12}(x-x')\cdot J_{z2}(x')\}dx'=E_z(x,y=h/2),\\&\int_{-\infty}^{\infty}\{Z_{zx21}(x-x')\cdot J_{x1}(x')+Z_{zx22}(x-x')\cdot J_{x2}(x')+Z_{zz21}\cdot J_{z1}(x')\\&+Z_{zz22}(x-x')\cdot J_{z2}(x')\}dx'=E_z(x,y=-h/2),\end{aligned}\right\} \tag{2}$$

где $Z_{(q1q2)(ij)}(x)$ − компоненты двумерной функции Грина, связывающие *q1*-компоненту вектора поля на границе раздела *i* с *q2*-компонентой вектора поверхностного тока на границе *j*. Здесь для определённости границе раздела *y= h/2* присвоен номер *1*, границе *y = -h/2* – номер *2*.

Выражения (2) фактически определяют решение задачи отыскания полей через свёртку распределения токов с функцией Грина. В связи с этим удобно перейти в спектральную область, воспользовавшись преобразованием Фурье по координате *x* в виде:

$$\hat{f}(\alpha)=\int_{-\infty}^{\infty}f(\mathrm{x})\cdot \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\alpha\cdot x}dx, \tag{3}$$

где через $\hat{f}(\alpha)$ обозначено преобразование Фурье оригинала *f(x)*.

Тогда, используя свойства преобразование Фурье от свёртки двух функций, выражения (2) могут быть переписаны в спектральной области в виде:

$$\left.\begin{aligned}
&\hat{Z}_{xx11}(\alpha)\cdot\hat{J}_{x1}(\alpha)+\hat{Z}_{xx12}(\alpha)\cdot\hat{J}_{x2}(\alpha)+\hat{Z}_{xz11}(\alpha)\cdot\hat{J}_{z1}(\alpha)+\\
&\hat{Z}_{xz12}(\alpha)\cdot\hat{J}_{z2}(\alpha)=\hat{E}_x(\alpha,y=h/2),\\
&\hat{Z}_{xx21}(\alpha)\cdot\hat{J}_{x1}(\alpha)+\hat{Z}_{xx22}(\alpha)\cdot\hat{J}_{x2}(\alpha)+\hat{Z}_{xz21}(\alpha)\cdot\hat{J}_{z1}(\alpha)+\\
&\hat{Z}_{xz22}(\alpha)\cdot\hat{J}_{z2}(\alpha)=\hat{E}_x(\alpha,y=-h/2),\\
&\hat{Z}_{zx11}(\alpha)\cdot\hat{J}_{x1}(\alpha)+\hat{Z}_{zx12}(\alpha)\cdot\hat{J}_{x2}(\alpha)+\hat{Z}_{zz11}(\alpha)\cdot\hat{J}_{z1}(\alpha)+\\
&\hat{Z}_{zz12}(\alpha)\cdot\hat{J}_{z2}(\alpha)=\hat{E}_z(\alpha,y=h/2),\\
&\hat{Z}_{zx21}(\alpha)\cdot\hat{J}_{x1}(\alpha)+\hat{Z}_{zx22}(\alpha)\cdot\hat{J}_{x2}(\alpha)+\hat{Z}_{zz21}(\alpha)\cdot\hat{J}_{z1}(\alpha)+\\
&\hat{Z}_{zz22}(\alpha)\cdot\hat{J}_{z2}(\alpha)=\hat{E}_z(\alpha,y=-h/2),
\end{aligned}\right\}\qquad(4)$$

где символ "^" обозначает преобразование Фурье исходной функции.

Переходя в (1) в спектральную область, можно записать решения полученных уравнений в виде:

$$\hat{E}_{zi}(\alpha,y)=k_{ci}^2\cdot\hat{\Phi}_i^e(\alpha,y)\ ,\qquad \hat{H}_{zi}(\alpha,y)=k_{ci}^2\cdot\hat{\Phi}_i^h(\alpha,y)\ ,\qquad(5)$$

где скалярные функции $\hat{\Phi}_i^e(\alpha,y)$ и $\hat{\Phi}_i^h(\alpha,y)$ определяются следующим образом:

$$\left.\begin{aligned}
&\hat{\Phi}_1^e(\alpha,y)=A_1^e(\alpha)\cdot e^{-\gamma_1\cdot(y-h/2)}, && y\geq h/2\\
&\hat{\Phi}_2^e(\alpha,y)=A_2^e(\alpha)\cdot sh(\gamma_2\cdot y)+B_2^e(\alpha)\cdot ch(\gamma_2\cdot y), && -h/2\leq y\leq h/2\\
&\hat{\Phi}_3^e(\alpha,y)=A_3^e(\alpha)\cdot e^{\gamma_3\cdot(y+h/2)}, && y\leq -h/2\\
&\hat{\Phi}_1^h(\alpha,y)=A_1^h(\alpha)\cdot e^{-\gamma_1\cdot(y-h/2)}, && y\geq h/2\\
&\hat{\Phi}_2^h(\alpha,y)=A_2^h(\alpha)\cdot sh(\gamma_2\cdot y)+B_2^h(\alpha)\cdot ch(\gamma_2\cdot y), && -h/2\leq y\leq h/2\\
&\hat{\Phi}_3^h(\alpha,y)=A_3^h(\alpha)\cdot e^{\gamma_3\cdot(y+h/2)}, && y\leq -h/2
\end{aligned}\right\}\qquad(6)$$

где $\gamma_i^2=\alpha^2+\beta^2-k_i^2$.

Неизвестные коэффициенты $A_1^e(\alpha)\ldots A_3^h(\alpha)$ определяются из граничных условий на границах раздела 1 и 2:

Граница $y = -h/2$:

$$\left.\begin{array}{l}\hat{E}_{z2}(\alpha, y=-h/2)=\hat{E}_{z3}(\alpha, y=-h/2),\ \hat{H}_{x2}(\alpha, y=-h/2)-\hat{H}_{x3}(\alpha, y=-h/2)=-\hat{J}_{z2}(\alpha),\\ \hat{E}_{x2}(\alpha, y=-h/2)=\hat{E}_{x3}(\alpha, y=-h/2),\ \hat{H}_{z2}(\alpha, y=-h/2)-\hat{H}_{z3}(\alpha, y=-h/2)=\hat{J}_{x2}(\alpha),\end{array}\right\}\text{(7а)}$$

Граница $y = h/2$:

$$\left.\begin{array}{l}\hat{E}_{z1}(\alpha, y=h/2)=\hat{E}_{z2}(\alpha, y=h/2),\ \hat{H}_{z1}(\alpha, y=h/2)-\hat{H}_{z2}(\alpha, y=h/2)=\hat{J}_{x1}(\alpha),\\ \hat{E}_{x1}(\alpha, y=h/2)=\hat{E}_{x2}(\alpha, y=h/2),\ \hat{H}_{x1}(\alpha, y=h/2)-\hat{H}_{x2}(\alpha, y=h/2)=-\hat{J}_{z1}(\alpha).\end{array}\right\}\text{(7б)}$$

Таким образом, при известном значении β возможно отыскать ЭМП структуры. Для получения дисперсионного уравнения нам понадобятся спектральные выражения для компонент функции Грина.

Б. Получение компонент функции Грина

В общем случае компоненты функции Грина могут быть найдены при использовании граничных условий (7). Однако такой подход оказывается вычислительно ёмким. Удобно воспользоваться методом спектральных иммитансов для отыскания искомых выражений [5].

$$\left.\begin{array}{l}\hat{Z}_{xx11}=\sin^2(\theta)\cdot\hat{Z}_{11}^{e}+\cos^2(\theta)\cdot\hat{Z}_{11}^{h},\ \hat{Z}_{xx12}=\sin^2(\theta)\cdot\hat{Z}_{12}^{e}+\cos^2(\theta)\cdot\hat{Z}_{12}^{h},\\ \hat{Z}_{xz11}=\sin(\theta)\cdot\cos(\theta)\cdot(\hat{Z}_{11}^{e}-\hat{Z}_{11}^{h}),\ \hat{Z}_{xz12}=\sin(\theta)\cdot\cos(\theta)\cdot(\hat{Z}_{12}^{e}-\hat{Z}_{12}^{h}),\\ \hat{Z}_{zz11}=\sin^2(\theta)\cdot\hat{Z}_{11}^{h}+\cos^2(\theta)\cdot\hat{Z}_{11}^{e},\ \hat{Z}_{zz12}=\sin^2(\theta)\cdot\hat{Z}_{12}^{h}+\cos^2(\theta)\cdot\hat{Z}_{12}^{e},\end{array}\right\}\quad(8)$$

где $\cos(\theta)=\dfrac{\beta}{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}}$.

Оставшиеся функции в (8) могут быть найдены в работе [5].

В. Применение спектрального метода Галёркина

Принимая во внимание центральную симметрию задачи, справедливы следующие выражения:

$$\left.\begin{array}{l}J_{x2}(x)=J_{x1}(-x),\\ J_{z2}(x)=-J_{z1}(-x).\end{array}\right\}\quad(9)$$

Таким образом, исходная система уравнений может быть сокращена вдвое. Далее, в соответствии с методом Галёркина, зададимся аппроксимационными выражениями для компонент поверхностных токов, например, на границе раздела 1:

$$\left.\begin{aligned} J_{x1}(x) &\cong \sum_{i=1}^{N_x} a_i^x \cdot J_i^x(x), \\ J_{z1}(x) &\cong \sum_{i=1}^{N_z} a_i^z \cdot J_i^z(x), \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

где $J_i^{x,z}(x)$ – базисные функции разложения компонент токов, $a_i^{x,z}$ - неизвестные коэффициенты разложения, N_x и N_z – количества базисных функция для представления каждой из компонент тока соответственно.

Переходя в спектральную область в (12), получаем:

$$\left.\begin{aligned} \hat{J}_{x1}(\alpha) &\cong \sum_{i=1}^{N_x} a_i^x \cdot \hat{J}_i^x(\alpha), \\ \hat{J}_{z1}(\alpha) &\cong \sum_{i=1}^{N_z} a_i^z \cdot \hat{J}_i^z(\alpha). \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

Требуя в соответствии с методом Галёркина равенства нулю скалярного произведения невязки системы с каждой из базисных функций, получаем СЛАУ относительно коэффициентов разложения:

$$\begin{bmatrix} [P] & [Q] \\ [R] & [S] \end{bmatrix} \cdot \vec{A} = \vec{0}, \tag{12}$$

где однородность системы (12) следует из теоремы Парсеваля, а элементы блочной матрицы и компоненты векторов определяются следующим образом

$$\left.\begin{aligned} P_{i,j} &= \int_{-\infty}^{\infty} [\hat{Z}_{xx11}(\alpha) \cdot \hat{J}_j^x(\alpha) + \hat{Z}_{xx12}(\alpha) \cdot \hat{J}_j^x(-\alpha)] \cdot \hat{J}_i^x(\alpha) d\alpha, \quad i = 1 \ldots N_x, j = 1 \ldots N_x, \\ Q_{i,j} &= \int_{-\infty}^{\infty} [\hat{Z}_{xz11}(\alpha) \cdot \hat{J}_j^z(\alpha) - \hat{Z}_{xz12}(\alpha) \cdot \hat{J}_j^z(-\alpha)] \cdot \hat{J}_i^x(\alpha) d\alpha, \quad i = 1 \ldots N_x, j = \\ 1 \ldots N_z, R_{i,j} &= \int_{-\infty}^{\infty} [\hat{Z}_{zx11}(\alpha) \cdot \hat{J}_j^x(\alpha) + \hat{Z}_{zx12}(\alpha) \cdot \hat{J}_j^x(-\alpha)] \cdot \hat{J}_i^z(\alpha) d\alpha, \quad i = 1 \ldots N_z, j = 1 \ldots N_x, \\ S_{i,j} &= \int_{-\infty}^{\infty} [\hat{Z}_{zz11}(\alpha) \cdot \hat{J}_j^z(\alpha) - \hat{Z}_{zz12}(\alpha) \cdot \hat{J}_j^z(-\alpha)] \cdot \hat{J}_i^z(\alpha) d\alpha, \quad i = 1 \ldots N_z, j = 1 \ldots N_z, \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

$$\vec{A} = [a_1^x \ldots a_{N_x}^x, a_1^z \ldots a_{N_z}^z]^T,$$

К дисперсионному уравнению относительно β_0 переходим, требуя равенства нулю определителя системы (12).

$$\det \begin{bmatrix} [P] & [Q] \\ [R] & [S] \end{bmatrix} = 0 \Bigg|_{\beta=\beta_0}. \tag{14}$$

После отыскания β_0 можно положить a_1^x = 1 А/м. Затем в матрице (12) выделяется базисный минор порядка N_x+N_z-1 и рассчитываются оставшиеся коэффициенты. Далее по найденному распределению поверхностных токов рассчитываются спектральные распределения компонент ЭМП структуры. Наконец, отыскав распределения ЭМП, можно переходить к вычислению характеристического сопротивления двухполосковой ЛП:

$$Z_0 = \frac{2 \cdot P_\Sigma}{I_z^{\,2}}, \quad \text{где } I_z = \int_{-\infty}^{\infty} J_{z1}(x)dx = \hat{J}_{z1}(0), \tag{15}$$

P_Σ - активная мощность, переносимая волной через поперечное сечение ЛП.

Г. Базисные функции

Рассмотрим вопрос выбора типа и количества базисных функций. Для решения рассматриваемой задачи целесообразно пользоваться базисами полной области, функции которых компактно распределены в спектральной области [9]. Двухполосковая ЛП не обладает симметрией в распределении поверхностных токов по полоскам. В связи с этим используемый базис, вообще говоря, должен быть составлен из набора чётных и нечётных относительно центра полоска функций.

Из общефизических соображений в качестве априорных можно отметить только условия на рёбрах полосков:

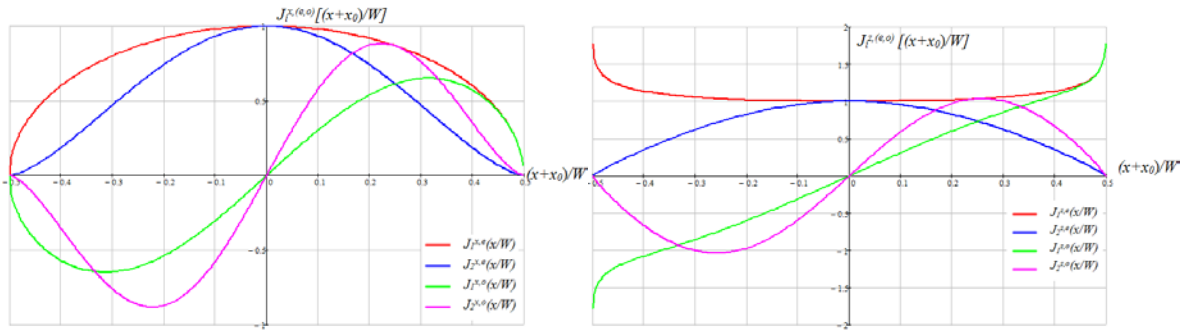
$$J_{x1}(-x_0 \pm W/2) = J_{x2}(x_0 \pm W/2) = 0, \; \left|J_{z1}(-x_0 \pm W/2)\right| = \left|J_{z2}(x_0 \pm W/2)\right| = \infty, \tag{16}$$

где $x_0 = (S + W)/2$.

Критерием отбора наиболее подходящей системы функций служило условие максимальной точности расчёта при минимальном размере системы. В результате вычислительным путём было найдено, что заданному критерию удовлетворяет система функций вида

$$
\left.
\begin{aligned}
&J_i^{x,e}(x)=\sqrt{1-\left(\frac{2\cdot(x+x_0)}{W}\right)^2}\cdot\cos\left\{\frac{\pi\cdot i\cdot(x+x_0)}{W}\right\}, \qquad i=0\ldots N_x^e-1,\\
&J_i^{x,o}(x)=\sqrt{1-\left(\frac{2\cdot(x+x_0)}{W}\right)^2}\cdot\sin\left\{\frac{\pi\cdot i\cdot(x+x_0)}{W}\right\}, \qquad i=1\ldots N_x^o,\\
&J_i^{z,e}(x)=\frac{\cos\left\{\frac{\pi\cdot i\cdot(x+x_0)}{W}\right\}}{\sqrt[m_z]{1-\left(\frac{2\cdot(x+x_0)}{W'}\right)^2}}, \quad i=0\ldots N_z^e-1,\\
&J_i^{z,o}(x)=\frac{\sin\left\{\frac{\pi\cdot i\cdot(x+x_0)}{W}\right\}}{\sqrt[m_z]{1-\left(\frac{2\cdot(x+x_0)}{W'}\right)^2}}, \quad i=1\ldots N_z^o,\ x\in[-x_0-W/2;-x_0+W/2],
\end{aligned}
\right\} \quad (17)
$$

где индексы «*e*» и «*o*» обозначают чётные (even) и нечётные (odd) базисные функции соответственно; $N_x^{o,e}$, $N_z^{o,e}$ – количества чётных и нечётных базисных функций для *x*- и *z*-компонент тока соответственно. Преобразования Фурье от выражений (17) отыскиваются численно. На рисунках 2а, 2б приведены графики первых четырёх базисных функций для *x*- и *z*-компонент тока соответственно.



а) б)

Рисунок 2 - Графическое представление первых четырёх базисных функций x-компоненты тока (а), z- компоненты (б)

2. Результаты расчёта

В качестве примера рассмотрим ЛП, для которых *S/W*>0.02. В балансных ПЩАБВ таким конфигурациям соответствуют области, из которых начинает формироваться излучение. При относительно высоких *S/W* распределение токов по полоскам имеет слабую асимметрию, поэтому вычислительным путём было найдено, что при $N_x^{o,e}=N_z^{o,e}=1$, m_z = 8 ошибка вычисления β не превышает 2,5 %, а ошибка вычисления

Z_0 меньше 5 %. Разработанный вычислительный алгоритм был протестирован на подложках с низкими (случай антенн) и высокими (трактовые устройства) ε_r. Результаты расчёта коэффициента укорочения длины волны приведены на рисунках 3 - 5. Параметрами кривых служат значение диэлектрической проницаемости подложки ε_r, нормированная толщина подложки h/λ и нормированная ширина полоска W/λ. Стартовая точка на оси абсцисс S/λ в каждом случае соответствует значению $2{\cdot}h/\lambda$. Аналогичные зависимости для характеристического сопротивления двухполосковой ЛП продемонстрированы на рисунках 6 - 8.

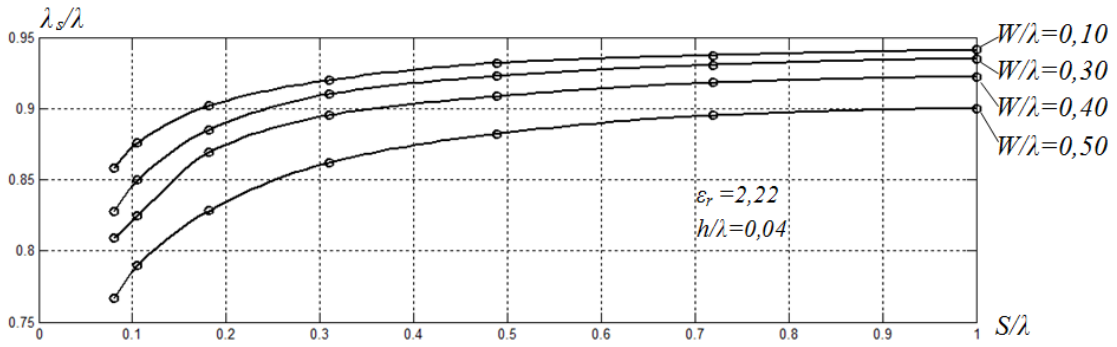


Рисунок 3 – Зависимость коэффициента укорочения от нормированного ширины зазора S/λ; ε_r = 2,22, h/λ = 0,04

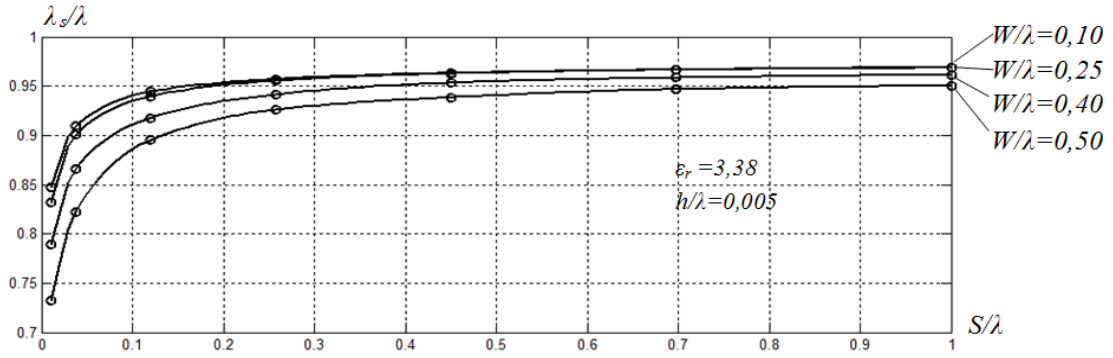


Рисунок 4 – Зависимость коэффициента укорочения от нормированного ширины зазора S/λ; ε_r = 3,38, h/λ = 0,005

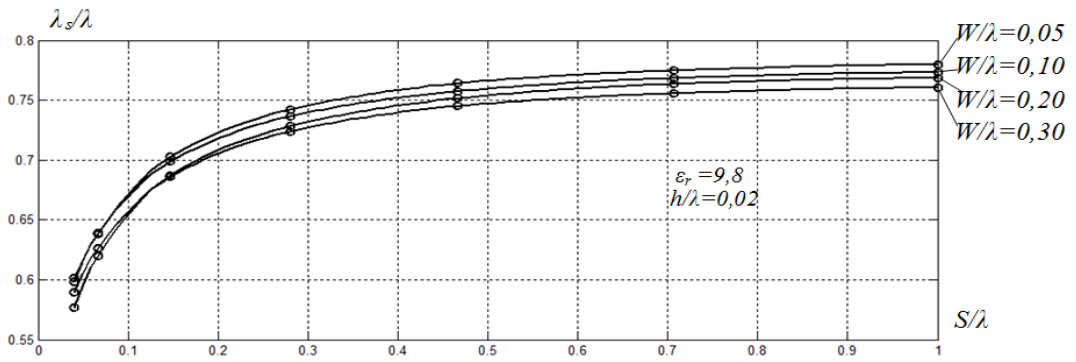


Рисунок 5 – Зависимость коэффициента укорочения от нормированного ширины зазора S/λ; ε_r = 9,8, h/λ = 0,02

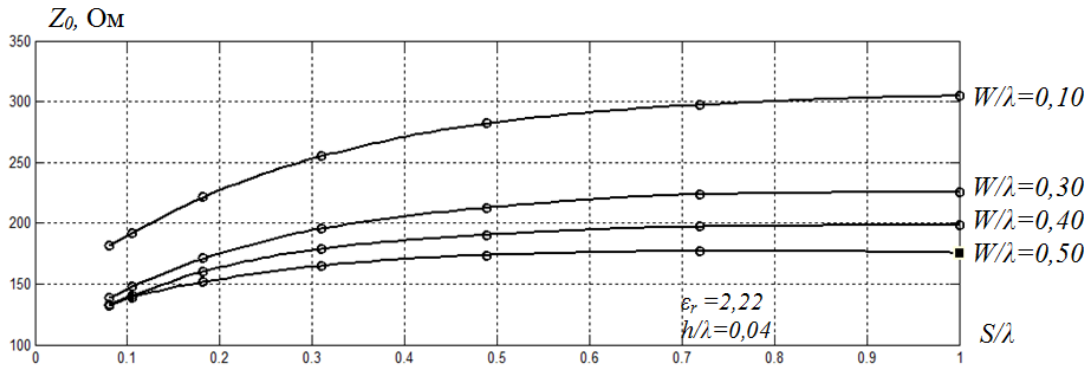


Рисунок 6 – Зависимость волнового сопротивления от нормированного ширины зазора S/λ; ε_r = 2,22, h/λ = 0,04

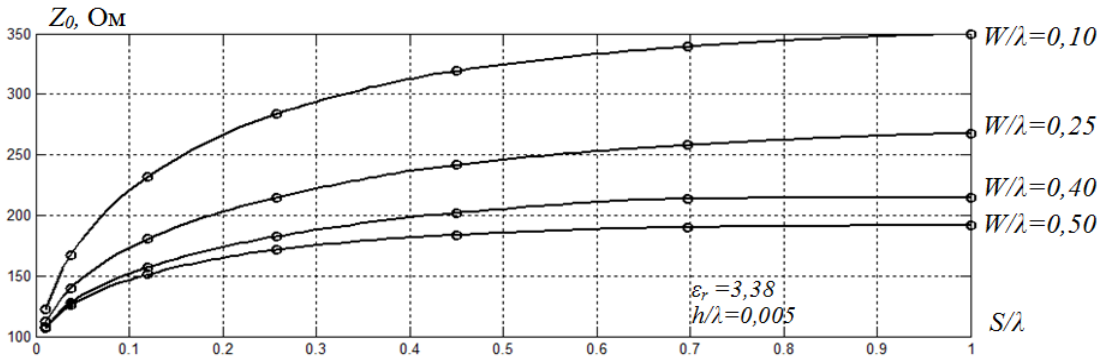


Рисунок 7 – Зависимость волнового сопротивления от нормированного ширины зазора S/λ; ε_r = 3,38, h/λ = 0,005

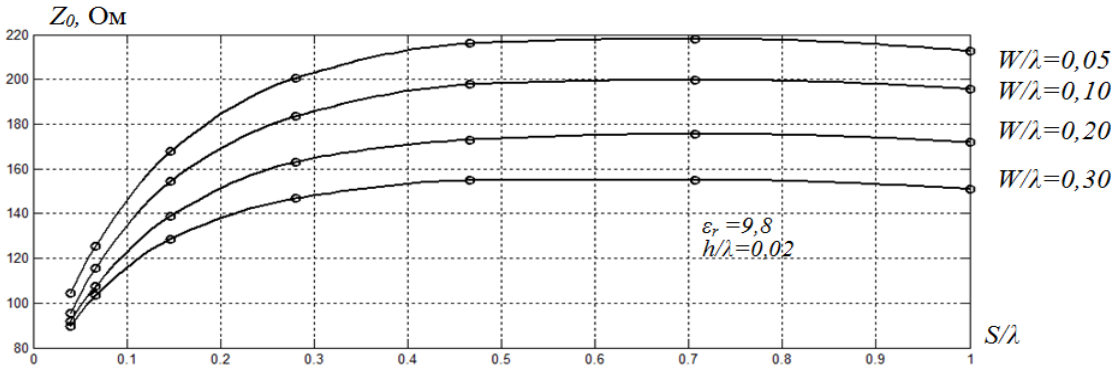


Рисунок 8 – Зависимость волнового сопротивления от нормированного ширины зазора S/λ; ε_r = 9,80, h/λ = 0,02

Проведённый анализ позволяет заключить, что наиболее сильно дисперсия постоянной распространения проявляется для геометрий ЛП с малыми значениями S/λ. В то время как двухполосковые ЛП с большими значениями S/λ обладают наибольшей дисперсией характеристического сопротивления. Как и в случае щелевых ЛП дисперсия усиливается при увеличении диэлектрической проницаемости подложки.

Полученные результаты также позволяют сделать другой интересный вывод. Анализ дисперсионных характеристик Z_0 для случая электрически толстых подложек свидетельствует о стабилизации величины Z_0, начиная с некоторого значения S/λ для широких полосков). Более того, при дальнейшем разнесении полосков наблюдается уменьшение величины Z_0. Указанный эффект наблюдался также и при исследовании описанных конфигураций ЛП в САПР конечно-разностным методом. Физически эту закономерность можно объяснить тем, что при сильном разнесении широких полосков распределение поверхностных токов начинает симметрироваться и всё большая часть поперечного поля оказывается перехваченной подложкой.

В заключение сопоставим результаты, полученные с помощью квазистатического подхода [10, 11], с помощью САПР, реализующей конечно-элементный метод, и с помощью предложенного подхода. Объектами анализа выберем двухполосковые ЛП с высокими значениями S/W. Результаты продемонстрированы на рисунках 9 – 12.

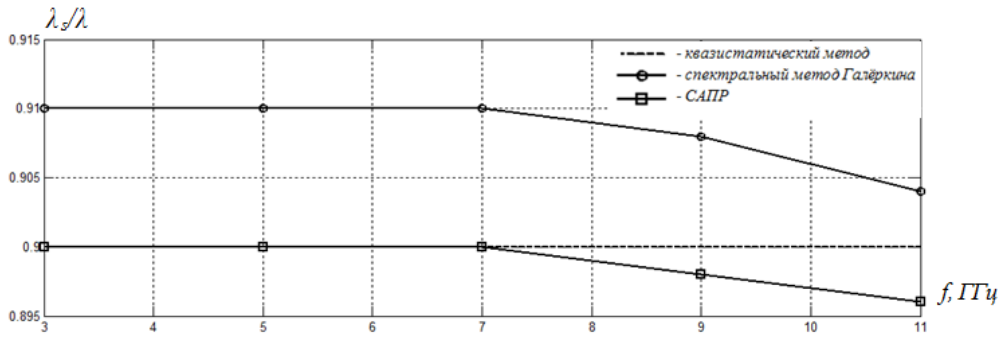


Рисунок 9 – Сопоставление частотных зависимостей коэффициента укорочения; W = 5 мм, S = 5 мм, h = 0,5 мм, ε_r = 3,38

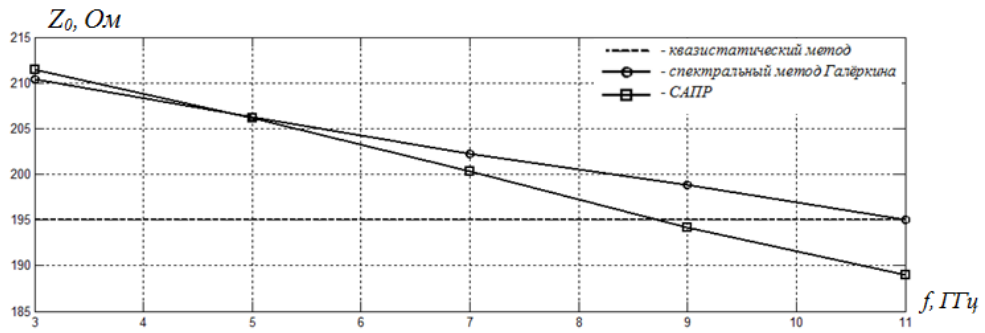


Рисунок 10 – Сопоставление частотных зависимостей характеристического сопротивления; W = 5 мм, S = 5 мм, h = 0,5 мм, ε_r = 3,38

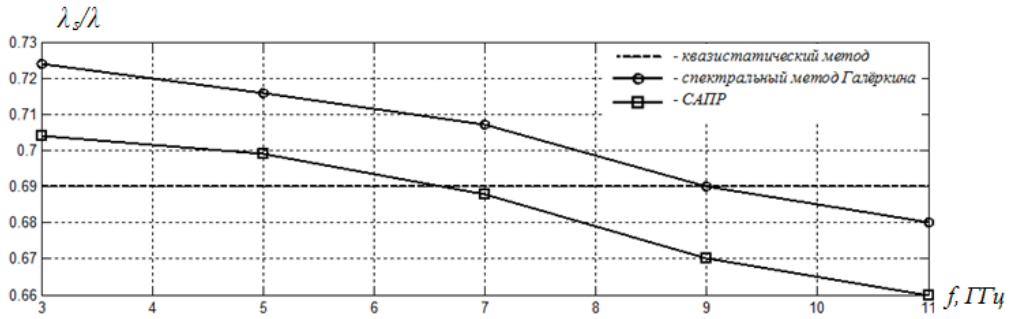


Рисунок 11 – Сопоставление частотных зависимостей коэффициента замедления; W = 3 мм, S = 20 мм, h = 0,5 мм, ε_r = 9,8

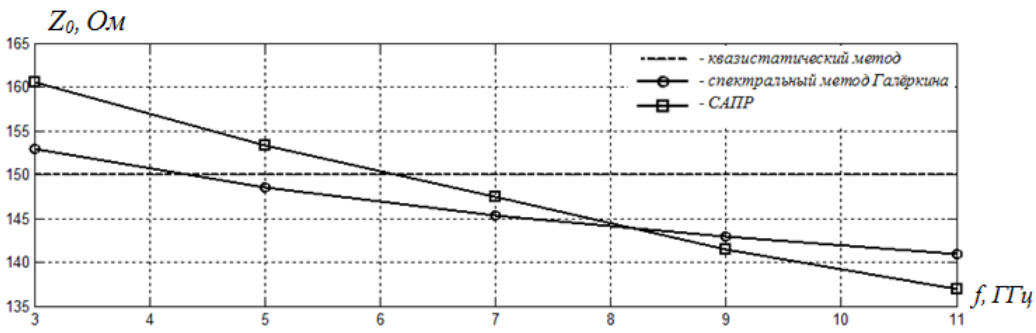


Рисунок 12 – Сопоставление частотных зависимостей характеристического сопротивления; W = 3 мм, S = 20 мм, h = 0,5 мм, ε_r = 9,8

3. Выводы

В данной работе представлены результаты исследования дисперсионной модели двухполосковой ЛП. Переход в спектральную область позволил отыскать распределения компонент ЭМП в исследуемой структуре, а также построить эффективные вычислительные алгоритмы определения погонных характеристик ЛП при помощи спектрального метода Галёркина. Полученные данные свидетельствуют о том, что для рассмотренных конфигураций линий максимальное расхождение вычисленных значений волнового сопротивления в диапазоне (3–11) ГГц не превышает 5 %. Ошибка вычисления коэффициента укорочения во всех случаях не превысила 2,5 %.

Результаты анализа широких двухполосковых ЛП с высокими значениями межполоскового зазора (S) позволяют сделать вывод о сильной дисперсии волнового сопротивления таких линий. Следовательно, для построения аккуратной модели ПЩАБВ необходимо использовать дисперсионную модель.

Список литературы

1. Zhaofa Z., Guangyou F., Kamarudin M.F.B., Sato M. Analysis of balanced antipodal Vivaldi antenna and its application for mine-like targets detection // IEIC Technical Reports. 2002. Vol. 102, no. 48. P. 13-18.
2. Bourqui J., Okoniewski M., Fear E.C. Balanced antipodal Vivaldi antenna for breast cancer detection // Proc. 2nd Eur. Conf. Antennas Propag. Edinburgh, U.K., Nov. 11-16, 2007. 5 p.
3. Itoh T., Mittra R. Analysis of microstrip transmission lines. Illinois University: Antenna Lab., 1972. 47 p.
4. Itoh T, Mittra R. A technique for computing dispersion characteristics of shielded microstrip lines (Short papers) // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1974. Vol. MTT-22, no. 10. P. 896-898. DOI: 10.1109/TMTT.1974.1128375

5. Itoh T.T. Spectral domain immitance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1980. Vol. MTT-28, no. 7. P. 733-736. DOI: 10.1109/TMTT.1980.1130158
6. Janaswamy R., Schaubert D.H. Dispersion characteristics for wide slotlines on low-permittivity substrates (Short paper) // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1985. Vol. MTT-33, no. 8. P. 723-726. DOI: 10.1109/TMTT.1985.1133064
7. Janaswamy R., Schaubert D.H. Characteristic impedance of wide slot line on low permittivity substrates // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1986. Vol. MTT-34, no. 8. P. 900-902. DOI: 10.1109/TMTT.1986.1133465
8. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.-Л.: Энергия, 1967. 376 с.
9. Вычислительные методы в электродинамике : пер. с англ. / под ред. Р. Митры. М.: Мир, 1977. 485 с.
10. Моделирование малогабаритных сверхширокополосных антенн: коллективная монография / В.Б. Авдеев, А.В. Ашихмин, А.В. Бердышев, С.В. Корочин, В.М. Некрылов, А.В. Останков, Ю.Г. Пастернак, И.В. Попов, А.П. Преображенский; под ред. В.Б. Авдеева, А.В. Ашихмина. Воронеж: Воронежский государственный университет, 2005. 233 с.
11. Фуско В. СВЧ цепи. Анализ и автоматизированное проектирование: пер. с англ. М.: Радио и связь, 1990. 288 с.

SCIENTIFIC PERIODICAL OF THE BAUMAN MSTU

SCIENCE and EDUCATION

EL № FS77 - 48211. №0421200025. ISSN 1994-0408

electronic scientific and technical journal

Analysis of dispersion characteristics of linear elements' line parameters of UWB balanced printed cavity antennas of a travelling wave

04, April 2013

DOI: 10.7463/0413.0548171

Vilenskii A.R., Chernyshev S.L.

Bauman Moscow State Technical University, 105005, Moscow, Russian Federation

chernshv@bmstu.ru

The authors carried out an electro-dynamic analysis of the line parameters' dispersion characteristics of the segments of balanced stripline-slot antennas of traveling waves with different configuration. A dispersion model of the twin-strip line was presented. Dispersion equations were obtained by reduction of the original system of integral equations relating the currents and the electric fields in the cross section of the transmission line to a homogeneous system of linear algebraic equations by means of the spectral Galerkin method. In order to find the components of the two-dimensional Green tensor function the method of spectral immitances was used. Analysis of test line geometries was carried out.

Publications with keywords: dispersion, slot antenna, ultra wideband, wave resistance, twin-strip line

Publications with words: dispersion, slot antenna, ultra wideband, wave resistance, twin-strip line

References

1. Zhaofa Z., Guangyou F., Kamarudin M.F.B., Sato M. Analysis of balanced antipodal Vivaldi antenna and its application for mine-like targets detection. *IEIC Technical Reports*, 2002, vol. 102, no. 48, pp. 13-18.

2. Bourqui J., Okoniewski M., Fear E.C. Balanced antipodal Vivaldi antenna for breast cancer detection. *Proc. 2nd Eur. Conf. Antennas Propag.*, Edinburgh, U.K., Nov. 11-16, 2007. 5 p.

3. Itoh T., Mittra R. *Analysis of microstrip transmission lines*. Illinois University, Antenna Lab., 1972. 47 p.

4. Itoh T, Mittra R. A technique for computing dispersion characteristics of shielded microstrip lines (Short papers). *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*., 1974, vol. MTT-22, no. 10, pp. 896-898. DOI: 10.1109/TMTT.1974.1128375

5. Itoh T.T. Spectral domain immitance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*., 1980, vol. MTT-28, no. 7, pp. 733-736. DOI: 10.1109/TMTT.1980.1130158

6. Janaswamy R., Schaubert D.H. Dispersion characteristics for wide slotlines on low-permittivity substrates (Short paper). *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*., 1985, vol. MTT-33, no. 8, pp. 723-726. DOI: 10.1109/TMTT.1985.1133064

7. Janaswamy R., Schaubert D.H. Characteristic impedance of wide slot line on low permittivity substrates. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*., 1986, vol. MTT-34, no. 8, pp. 900-902. DOI: 10.1109/TMTT.1986.1133465

8. Markov G.T., Chaplin A.F. *Vozbuzhdenie elektromagnitnykh voln* [Excitation of electromagnetic waves]. Moscow - Leningrag, Energiia, 1967. 376 p.

9. Mittra R., ed. *Computer Techniques for Electromagnetics*. Oxford, New York, ets. Pergamon Press, 1973. (*International series of monographs in electrical engineering*; vol. 7). (Russ. ed.: Mitra R., ed. *Vychislitel'nye metody v elektrodinamike*. Moscow, Mir, 1977. 485 p.).

10. Avdeev V.B., Ashikhmin A.V., Berdyshev A.V., Korochin S.V, Nekrylov V.M, Ostankov A.V, Pasternak Iu.G., Popov I.V., Preobrazhenskii A.P. *Modelirovanie malogabaritnykh sverkhshirokopolosnykh antenn* [Modeling of small-sized ultra-wideband antennas]. Voronezh, VSU Publ., 2005. 233 p.

11. Fusco V.F. *Microwave circuits. Analysis and computer-aided design*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1987. (Russ. ed.: Fusko V. *SVCh tsepi. Analiz i avtomatizirovannoe proektirovanie*. Moscow, Radio i sviaz', 1990. 288 p.).