НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ МГТУ ИМ. Н. Э. БАУМАНА

НАУКА и ОБРАЗОВАНИЕ

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

электронный научно-технический журнал

Метод анализа пространственно-временных характеристик излучения печатных щелевых антенн бегущей волны

 # 05, май 2014

DOI: 10.7463/0514.0710740

Виленский А. Р.

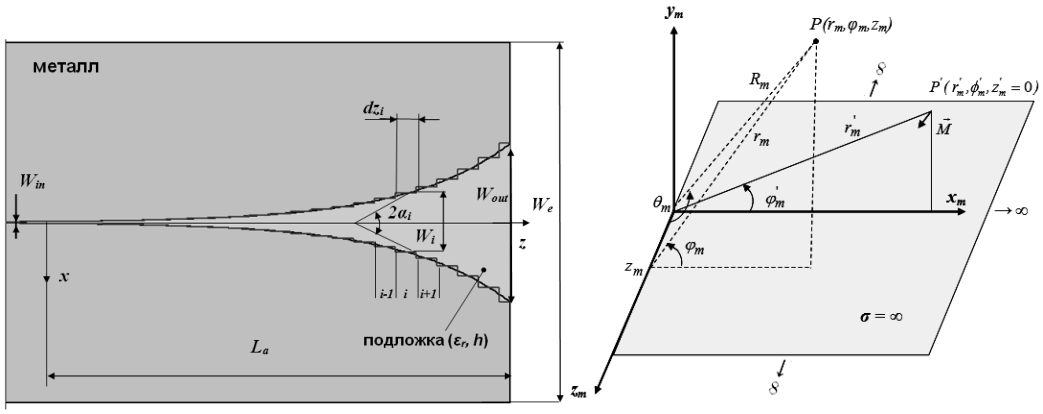
УДК 621.369.67

Россия, МГТУ им. Баумана

temaforyou@yandex.ru

Введение

Общий вид печатной щелевой антенны бегущей волны (ПЩАБВ) на основе симметричной щелевой ЛП продемонстрирован на рис. 1а. Здесь показан профиль щелевой нерегулярной линии передачи (НЛП), осуществляющий трансформацию ширины линии от входной W_{in} к выходной W_{out} на длине L_a по закону $W(z)$. Через W_e обозначен размер поперечной металлизации платы антенны.



а) б)

Рис. 1. Общий вид ПЩАБВ и ступенчатая аппроксимация (а), система координат задачи о поле элементарного излучателя (б)

Несмотря на дисперсию фазовой постоянной, присущую ПЩАБВ на диэлектрических подложках, максимум излучения такого класса антенн на любой частоте ориентирован в продольном направлении структуры – направлении распространения бегущей волны [1]. Указанная особенность обуславливает возможность использования ПЩАБВ для направленного излучения сверхширокополосных (СШП) импульсных сигналов.

Электродинамическому анализу различных конфигураций ПЩАБВ посвящено множество работ. Подходы к анализу можно разделить на два класса: полноволновое моделирование излучателей в САПР и двухшаговый анализ на основе продольной сегментации структуры с бегущей волной. В первом случае модельная идеализация задачи может быть сведена к минимуму за счёт использования методов полного электродинамического анализа трёхмерных структур как во временной – FDTD, FIT [2,3], так и в частотной областях – FEM, MoM [4,5]. Результаты, получаемые при таком подходе, обладают максимальным соответствием результатам экспериментальных исследований. Однако существенным оказывается время, затрачиваемое на точный анализ ПЩАБВ в сверхширокой полосе в САПР. В связи с этим процесс автоматизированного синтеза или развернутый параметрический анализ структур ПЩАБВ практически неосуществим на современных пользовательских ПК или требует крайне высоких вычислительных мощностей.

Двухшаговый анализ ПЩАБВ использует приближенное описание реальной геометрии ПЩАБВ щелевой структурой заданного профиля, выполненной в полубесконечном проводящем экране. В соответствии с названием подход базируется на двух основополагающих этапах:

1) определение распределения электрического поля в щелевой линии (апертуре) ПЩАБВ;

2) расчёт характеристик излучения с использованием модели элементарного магнитного вибратора на проводящей полуплоскости.

В случае использования в антенне диэлектрической подложки применение двухшагового анализа во временной области затруднительно в связи с дисперсией погонных характеристик щелевой ЛП. Поэтому анализ таких ПЩАБВ проводится в частотной области с последующим переходом во временную при помощи обратного Фурье преобразования. В общем случае выражение для поля излучения ПЩАБВ в частотной области может быть записано в виде

$$\vec{E}\left(f, \vec{R}\right) = \int_{S_a} \overline{\overline{G}}\left(f, \vec{R}', \vec{R}\right) \cdot \vec{E}_a\left(f, \vec{R}'\right) dS, \qquad (1)$$

где $\overline{\overline{G}}\left(f, \vec{R}', \vec{R}\right)$ – тензорная функция Грина модели, $\vec{E}_a\left(f, \vec{R}'\right)$ – векторное распределение электрического поля в апертуре ПЩАБВ, $\vec{R}$ – радиус-вектор точки наблюдения, $\vec{R}'$ – радиус-вектор точки источника, S_a – область апертуры, f – частота.

Двухшаговый анализ впервые был предложен в работе [6] и показал свою эффективность при расчёте диаграмм направленности (ДН) линейных и экспоненциально расширяющихся ПЩАБВ с продольными размерами порядка нескольких длин волн. Ранее в известных работах исследовались лишь амплитудные ДН антенн. Однако для получения пространственно-временных характеристик излучения (ПВХИ) ПЩАБВ требуется знать пространственные комплексно-частотные характеристики в рассматриваемой сверхширокой полосе частот.

Остановимся на основных особенностях рассматриваемого метода, используемых в известных работах [6].

1) Распределение поля в апертуре ПЩАБВ ищется при помощи ступенчатой сегментации продольно нерегулярной щели на кусочно-регулярные области (рис. 1а). Для каждой из областей решается соответствующая двумерная задача на собственные волны, определяются погонные характеристики – фазовая постоянная и волновое сопротивление (β, Z_0), распределение электрического поля.

2) Соотношение между амплитудными коэффициентами полей соседних сегментов определяется с использованием теории плавных НЛП.

3) Щелевой профиль ПЩАБВ считается плавным, возбуждение высших типов волн не учитывается.

4) Отражение бегущей волны от открытого конца щелевой линии (торца) ПЩАБВ не учитывается.

5) Диэлектрическая подложка считается электрически тонкой и исключается при определении поля излучения антенны, которое представляется результатом дифракции излучения эквивалентного магнитного тока апертуры на проводящей полуплоскости.

Далее в работе продемонстрирована возможность эффективного применения доработанного двухшагового метода для быстрого и точного анализа характеристик излучения ПЩАБВ как в частотной, так и во временной областях.

1. Математическая формулировка

1.1. Функция Грина модели – элементарный магнитный вибратор над проводящей полуплоскостью

В [7] на основе строгого решения дифракционной задачи найдены замкнутые выражения для полей, испускаемых произвольно ориентированным магнитным диполем, расположенным над проводящей полуплоскостью. На рис. 1б представлена общая геометрия задачи и введена декартовая система координат (x_m, y_m, z_m), использованная в [7].

На рисунке показан вибратор с магнитным моментом $\vec{M}$, расположенный в точке $P'\left(r_m',\varphi_m',z_m'=0\right)$вблизи идеально проводящей полуплоскости. P – точка, в которой ищется поле; (r_m,φ_m,z_m) – координаты цилиндрической СК, связанной с декартовой (x_m, y_m, z_m). Для перехода к полю в апертуре ПЩАБВ используется теорема эквивалентности, в соответствии с которой реальное распределение электрического поля в апертуре ($y_m = 0$) может быть заменено двумя эквивалентными магнитными токами, расположенными на экране при $\varphi_m' = 0^0$ и φ_m' =360^0:

Поле основной поляризации, создаваемое x-ориентированным источником, оказывается нулевым. В связи с этим рассмотрим только поле, создаваемое z-ориентированным элементом апертуры. Используя асимптотики функций Ханкеля при переходе в дальнюю зону в сферической системе координат (рис.1б), запишем окончательные выражения для интересующих нас компонент тензорной функции Грина:

$$G_{\theta,z}\left(R_m,\theta_m,\varphi_m,x_m^{'},z_m^{'}\right)=\frac{-j\cdot k}{\sqrt{2}\cdot\pi}\cdot\frac{\mathrm{e}^{-j\cdot k\cdot R_m}}{R_m}\cdot\mathrm{e}^{j\cdot\frac{\pi}{4}}\cdot$$
$$\cdot\left(\begin{array}{l}\left|\sin\left(\varphi_m\right)\right|\cdot\mathrm{e}^{j\cdot k\cdot\left(x_m^{'}\cdot\sin(\theta_m)\cdot\cos(\varphi_m)+z_m^{'}\cdot\cos(\theta_m)\right)}\cdot F\left(b_t\right)-\\ -j\cdot\dfrac{\sin\left(\dfrac{\varphi_m}{2}\right)\cdot\mathrm{e}^{-j\cdot k\cdot\left(x_m^{'}\cdot\sin(\theta_m)-z_m^{'}\cdot\cos(\theta_m)\right)}}{\sqrt{\pi\cdot x_m^{'}\cdot\sin\left(\theta_m\right)}}\end{array}\right);\qquad(2а)$$

$$G_{\varphi,z}\left(R_m,\theta_m,\varphi_m,x_m^{'},z_m^{'}\right)=\frac{-j\cdot k}{\sqrt{2}\cdot\pi}\cdot\frac{\mathrm{e}^{-j\cdot k\cdot R_m}}{R_m}\cdot\mathrm{e}^{j\cdot\frac{\pi}{4}}\cdot\cos\left(\theta_m\right)\cdot$$
$$\cdot\left(\begin{array}{l}\left|\cos\left(\varphi_m\right)\right|\cdot\mathrm{e}^{j\cdot k\cdot\left(x_m^{'}\cdot\sin(\theta_m)\cdot\cos(\varphi_m)+z_m^{'}\cdot\cos(\theta_m)\right)}\cdot F\left(b_t\right)-\\ -j\cdot\dfrac{\cos\left(\dfrac{\varphi_m}{2}\right)\cdot\mathrm{e}^{-j\cdot k\cdot\left(x_m^{'}\cdot\sin(\theta_m)-z_m^{'}\cdot\cos(\theta_m)\right)}}{\sqrt{\pi\cdot x_m^{'}\cdot\sin\left(\theta_m\right)}}\end{array}\right).\qquad(2б)$$

Здесь k – волновое число, $F(z)$ – интеграл Френеля вида

$$F\left(b_t\right)=\int_0^{b_t}\frac{\mathrm{e}^{-j\cdot t}}{\sqrt{2\cdot\pi\cdot t}}dt,\qquad b_t=k\cdot x_m^{'}\cdot\sin\left(\theta_m\right)\cdot\left(1+\cos\left(\varphi_m\right)\right).$$

Структура выражения (2а) состоит из двух компонент. Первое слагаемое при бесконечном удалении элементарного вибратора от края полуплоскости стремится к классическому выражению для поля магнитного вибратора, тогда как второе определяет поле дифракции на кромке полуплоскости, максимальное в направлении $\varphi_m=1800$. Именно вклад дифракционного слагаемого определяет излучение основной поляризации ПЩАБВ в области главного лепестка

1.2. Излучение регулярного отрезка ПЩАБВ

После отыскания поля излучения элемента апертуры можно переходить непосредственно к вычислению характеристик всей ПЩАБВ по формуле (1) при помощи численного интегрирования. Однако оказывается возможным существенно упростить вычислительную задачу, получив предварительно замкнутые выражения для регулярного щелевого отрезка апертуры. Рассмотрим излучение z_m-компоненты i-ого регулярного сегмента ПЩАБВ, полученного при ступенчатой аппроксимации структуры, поле в котором описывается в терминах прямой и обратной бегущих волн:

$$E_{a,z}^{i}(x_m,z_m)=E_{a,z}^{i}\left(z_m\right)\cdot\left(A_i\cdot\mathrm{e}^{j\cdot\beta_i\cdot x_m}+B_i\cdot\mathrm{e}^{-j\cdot\beta_i\cdot x_m}\right),\ x_m\in[x_{m1}^{i},x_{m2}^{i}],\qquad(3)$$

где $E_{a,z}^{i}\left(z_m\right)$ – поперечное распределение поля в сегменте; A_i, B_i – амплитудные коэффициенты прямой и обратной бегущих волн, соответственно; β_i – фазовая постоянная, полученная при решении соответствующего дисперсионного уравнения; x_{m1}^{i}, x_{m2}^{i} – координаты концов сегмента в системе координат, показанной на рис. 1б. Для θ-компоненты поля излучения сегмента можно записать

$$E_\theta^i(R_m,\theta_m,\phi_m)=\int_{-W_i/2}^{W_i/2}\int_{x_{m1}^i}^{x_{m2}^i}E_{a,z}^i\left(x_m,z_m\right)\cdot G_{\theta,z}(R_m,\theta_m,\phi_m,x_m,z_m)dx_m dz_m\ , \qquad (4)$$

где W_i – ширина i-го сегмента.

Подставляя (3) в (4) и разделяя слагаемые, соответствующие прямой «+» и обратной «–» волнам, получаем

$$E_\theta^i(R_m,\theta_m,\phi_m)=E_\theta^{i+}(R_m,\theta_m,\phi_m)\ +E_\theta^{i-}(R_m,\theta_m,\phi_m). \qquad (5)$$

Опуская математические преобразования, приведём финальные выражения для поля излучения прямой волны сегмента:

$$E_\theta^{i+}(R_m,\theta_m,\phi_m)=\frac{k}{\sqrt{2}\cdot\pi}\cdot A_i\cdot\hat{E}_{a,z}^i(k\cdot\cos(\theta_m))\cdot I_\Sigma^{i+}\cdot\frac{\mathrm{e}^{-j\cdot k\cdot R_m}}{R_m}; \qquad (6)$$

$$I_\Sigma^{i+}=\frac{\mathrm{e}^{j\pi/4}}{(\beta_i+k\cdot\sin(\theta_m)\cdot\cos(\phi_m))}\cdot\left[\begin{array}{l}F\left(b\left(x_m\right)\right)\cdot\mathrm{e}^{j\cdot q^+(x_m)}+\\+\dfrac{\sqrt{2}\cdot\sin(\frac{\phi_m}{2})\cdot\sqrt{\beta_i-k\cdot\sin(\theta_m)}}{\sqrt{k\cdot\sin(\theta_m)}}\cdot F^*(t^+\left(x_m\right))\end{array}\right]\Bigg|_{x_{m1}^i}^{x_{m2}^i};$$

$$b(x_m)=k\cdot x_m\cdot\sin(\theta_m)\cdot\left(1+\cos(\phi_m)\right)\ ,\ q^+(x_m)=x_m\cdot\left(\beta_i+k\cdot\sin(\theta_m)\cdot\cos(\phi_m)\right);$$

$$t^+(x_m)=x_m\cdot\left(\beta_i-k\cdot\sin(\theta_m)\right).$$

В (6) значком «^» обозначено преобразование Фурье по поперечной координате.

Для удобства дальнейшего применения теории плавных НЛП можно записывать величины A_i, B_i в системе координат, связанной с началом каждого сегмента. Обозначим индексом «0» определённые таким образом коэффициенты, тогда выражение (6) преобразуется к виду

$$E_\theta^{i+}(R_m,\theta_m,\phi_m)=\frac{k}{\sqrt{2}\cdot\pi}\cdot A_{0i}\cdot\hat{E}_{a,z}^i(k\cdot\cos(\theta_m))\cdot I_\Sigma^{i+}\cdot\mathrm{e}^{-j\cdot\beta_i x_{m2}^i}\cdot\frac{\mathrm{e}^{-j\cdot k\cdot R_m}}{R_m}. \qquad (7)$$

Для поля излучения обратной волны сегмента можно получить схожие выражения

$$E_\theta^{i-}(R_m,\theta_m,\phi_m)=\frac{k}{\sqrt{2}\cdot\pi}\cdot B_{0i}\cdot\hat{E}_{a,z}^i\left(k\cdot\cos\left(\theta_m\right)\right)\cdot I_\Sigma^{i-}\cdot\mathrm{e}^{j\cdot\beta_i\cdot x_{m2}^i}\cdot\frac{\mathrm{e}^{-j\cdot k\cdot R_m}}{R_m}, \qquad (8)$$

$$I_\Sigma^{i-}=\frac{\mathrm{e}^{j\pi/4}}{\left(\beta_i-k\cdot\sin\left(\theta_m\right)\cdot\cos\left(\phi_m\right)\right)}\cdot$$

$$\cdot\left[\begin{array}{l}F\left(b\left(x_m\right)\right)\cdot\mathrm{e}^{j\cdot q^-(x_m)}+\\+\dfrac{\sqrt{2}\cdot\sin\left(\dfrac{\phi_m}{2}\right)\cdot\sqrt{\beta_i+k\cdot\sin\left(\theta_m\right)}}{\sqrt{k\cdot\sin\left(\theta_m\right)}}\cdot F\left(t^-\left(x_m\right)\right)\end{array}\right]\Bigg|_{x_{m1}^i}^{x_{m2}^i};$$

$$q^-\left(x_m\right)=x_m\cdot\left(\beta_i-k\cdot\sin\left(\theta_m\right)\cdot\cos\left(\phi_m\right)\right)\ ,\ t^-\left(x_m\right)=x_m\cdot\left(\beta_i+k\cdot\sin\left(\theta_m\right)\right).$$

Найденные выражения позволяют значительно упростить процесс численного решения.

Суммируя поля всех сегментов, получаем поле излучения ПЩАБВ

$$E_\theta\left(R_m,\theta_m,\phi_m\right)=\sum_i\left[E_\theta^{i+}\left(R_m,\theta_m,\phi_m\right)+E_\theta^{i-}\left(R_m,\theta_m,\phi_m\right)\right]. \quad (9)$$

Для расчёта выражений (7), (8) необходимо знать структуру поперечного распределения поля в сегментах апертуры.

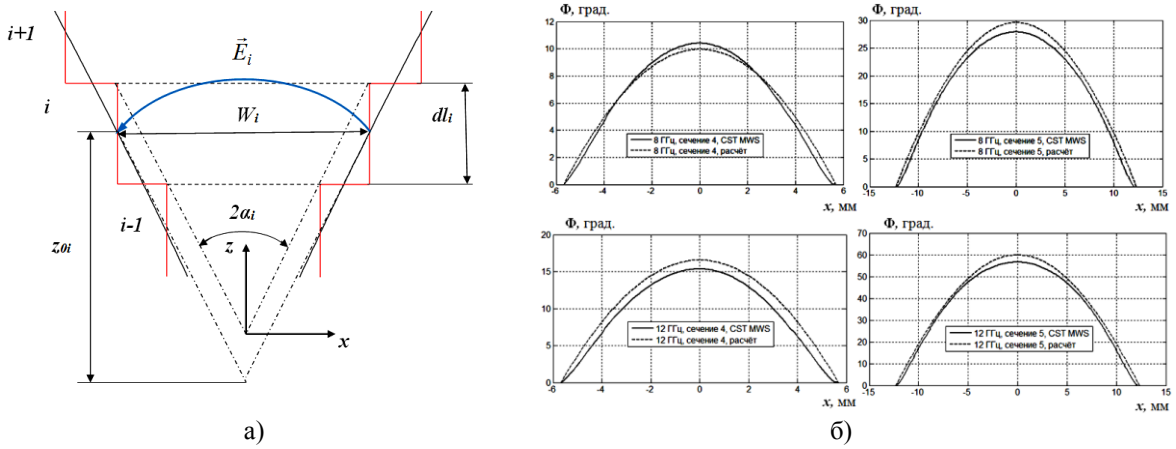
1.3. Распределение электрического поля апертуры

Нахождение амплитудно-фазового распределения апертуры ПЩАБВ – основа для построения корректной математической модели излучателя. Важной определить, как трансформируется структура поля бегущей волны при распространении вдоль щелевой линии антенны от области возбуждения до торцевой части. Здесь следует выделить две главные задачи:

– определение законов трансформации поля в продольном направлении;

– выяснение влияния локальной геометрии ПЩАБВ на поперечную структуру поля.

Основу для построения поперечного распределения поля сегментов апертуры даёт решение двумерной задачи на собственные волны [8]. Однако щелевые профили ПЩАБВ обычно нерегулярны, что может быть охарактеризовано углом касательной к профилю – αi (рис. 1а). Ввиду необходимости выполнения граничных условий силовые линии электрического поля в плоскости апертуры искривляются таким образом, чтобы быть ортогональными к кромкам щели. В результате для корректного описания поперечного распределения поля необходимо учитывать вносимые фазовые искажения. В настоящей работе предлагается использовать модель фазовых искажений, основанную на скорректированном фазовом распределении фронта цилиндрической волны. На рис. 2а показана схема учёта фазовых ошибок.



а) б)

Рис. 2. Иллюстрация модели фазовых искажений поля апертуры (а), расчётные фазовые распределения в сопоставлении с результатами моделирования (б)

Обозначив через $\Phi_i(x)$ зависимость фазы поля от поперечной координаты в пределах сегмента, запишем соотношения, следующие из геометрии модели:

$$\Phi_i(x) = \beta_i \cdot \left(\sqrt{z_{0i}^{'2} + W_i^2/4} - \sqrt{z_{0i}^{'2} + x^2} \right), \qquad x \in \left[-W_i/2, W_i/2 \right], \tag{10}$$

$$z_{0i}^{'} = \frac{z_{0i}}{\cos\left(\alpha_i\right)^{P_\Phi^i}},\ P_\Phi^i = \left(4 - 0{,}3 \cdot f\right) \cdot n_i \cdot \frac{3{,}55}{\varepsilon_r}.\ z_{0i}(x) = \frac{W_i}{2} \cdot \mathrm{ctg}\left(\alpha_i\right),\ \mathrm{tg}\left(\alpha_i\right) = \frac{W_i - W_{i-1}}{2 \cdot dl_i}\ .$$

В выражение для P_Φ^i f подставляется в ГГц. Введение дополнительного корректирующего множителя для z_{0i} фактически увеличивает радиус кривизны поля элемента апертуры, а степень P_Φ^i позволяет учесть дисперсию и свойства используемой подложки. Несмотря на полуэмпирический характер выражений, с их помощью оказалось возможным рассчитывать фазовые распределения для диапазона частот (1–12) ГГц, $0{,}003 \le t_{eff} \le 0{,}03$, $\alpha_i \le 80°$ с ошибкой, не превышающей 15°. Здесь t_{eff} – эффективная толщина подложки [1].

В качестве тестовой геометрии в CST MWS была исследована ПЩАБВ с экспоненциально расширяющимся профилем с $\varepsilon_r = 3{,}55$, $h = 0{,}508$ мм:

$$W(z) = W_{in} \cdot \mathrm{e}^{\alpha \cdot z}, \quad \alpha = \frac{1}{L_a} \cdot \ln\left(\frac{W_{out}}{W_{in}} \right), \tag{11}$$

при $W_{in} = 0{,}35$ мм, $W_{out} = 44$ мм, $L_a = 70$ мм.

Сопоставления результатов расчёта и полноволнового моделирования фазового распределения приведены на рис. 2б для двух сечений модели на частотах 8 и 12 ГГц. Результаты демонстрируют достаточную для технических расчётов точность.

Полученные соотношения позволяют записать окончательное выражение для поперечной компоненты поля сегмента апертуры в виде

$$E_{a,x}^i(x) = \frac{E_x^i(x)}{C_n^i} \cdot \frac{z_{0i}^{'}}{\sqrt{x^2 + z_{0i}^{'2}}} \cdot \mathrm{e}^{j \cdot \Phi^i(x)}, \quad x \in \left[-W_i/2,\ W_i/2 \right], \tag{12}$$

где $E_x^i(x)$ – поперечное распределение поля щелевой ЛП, найденное при решении двумерной задачи; C_n^i – константа нормировки поперечной компоненты к 1 В напряжения:

$$C_n^i = \int_{-W_i/2}^{W_i/2} E_x^i(x) \cdot \frac{z_{0i}^{'}}{\sqrt{x^2 + z_{0i}^{'2}}} \cdot \mathrm{e}^{j \cdot \Phi^i(x)} dx.$$

Для определения соотношений между комплексными амплитудами прямых и обратных волн сегментов используется теория плавных НЛП [9].

2. Исследование ПВХИ антенн

2.1. Основные соотношения

Для получения ПВХИ рассматриваемая геометрия сначала анализируется в частотной области в интересующей нас полосе. Далее осуществляется переход во временную область при помощи обратного преобразования Фурье

$$E_\theta(t, R_m, \theta_m, \phi_m) = \int_{-\infty}^{\infty} E_\theta(f, R_m, \theta_m, \phi_m) \cdot \mathrm{e}^{j \cdot 2\pi \cdot f \cdot t}\, df\ . \tag{13}$$

Указанные в (13) бесконечные пределы интегрирования усекаются с учётом спектральных характеристик сигнала возбуждения антенны, а интеграл берётся численно с помощью квадратур. Далее при обозначении зависимости поля антенны от пространственных координат будем опускать координату Rm, подразумевая приближение дальней зоны.

Помимо непосредственно временной формы сигнала (13) будем интересоваться также следующими интегральными характеристиками излучения:

- энергетическая диаграмма направленности (ЭДН) – нормированная интегральная энергетическая характеристика излучения антенны

$$\text{ЭДН}(\theta_m,\phi_m)=\frac{\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left|E_\theta\left(t,\theta_m,\phi_m\right)\right|^2 dt}{\max\limits_{\theta_m,\phi_m}\left\{\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left|E_\theta\left(t,\theta_m,\phi_m\right)\right|^2 dt\right\}}; \qquad (14)$$

- *максимальный коэффициент кросс-корреляции* (КК) между сигналом излучения и заданным опорным сигналом $u_{ref}(t)$

$$\text{КК}(\theta_m,\phi_m)=\max_{\tau}\frac{\int\limits_{-\infty}^{\infty}E_\theta\left(t,\theta_m,\phi_m\right)\cdot u_{ref}\left(t-\tau\right)dt}{\sqrt{\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left|E_\theta\left(t,\theta_m,\phi_m\right)\right|^2 dt}\cdot\sqrt{\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left|u_{ref}\left(t\right)\right|^2 dt}}. \qquad (15)$$

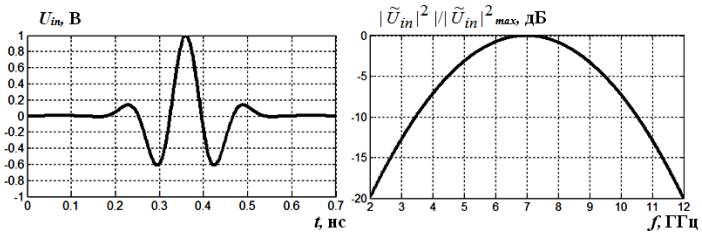
В качестве опорного сигнала в (15) удобно выбрать такую временную форму, которая естественным образом ожидается при излучении СШП сигнала в интересующем нас направлении. В работе [10] отмечено, что в области главного лепестка ПЩАБВ наблюдается близкий к линейному рост КУ в зависимости от частоты. В связи с этим в качестве опорного сигнала выберем первую производную сигнала возбуждения. Отметим, что исходный анализ антенн проводится в частотной области, поэтому сигнал возбуждения должен меть значительный спад спектральной плотности мощности на границах полосы анализа. Для проведения расчётов был выбран радиоимпульс с гауссовской огибающей с относительным спадом спектральной плотности мощности на краях полосы минус 20 дБ:

$$U_{in}(t)=\cos(2\pi f_0\cdot(t-t_0))\cdot \mathrm{e}^{\frac{(t-t_0)^2}{\beta^2}}, \qquad \beta=\frac{2}{\pi\cdot\Delta f}\cdot\sqrt{\ln(10)}, \qquad (16)$$

где $\Delta f = f_2 - f_1$, $f_0 = (f_2 + f_1)/2$; f_1, f_2 – граничные частоты полосы анализа; t_0 – величина сдвига сигнала на временной оси.

Временная форма сигнала возбуждения для полосы анализа (2 – 12) ГГц приведена на рис. 3а, на рис. 3б представлена нормированная спектральная плотность мощности сигнала.

В связи с тем, что в амплитудном спектре выбранного сигнала отсутствуют нули, такую временную форму удобно использовать при анализе СШП антенн во временной области.



а) б)

Рис. 3. Частотно-временные представления сигнала возбуждения:
временная эпюра (а), нормированная спектральная плотность мощности (б)

2.2. Примеры анализа ПВХИ тестовых геометрий

Пример 1. Тестовый образец №1: экспоненциально расширяющаяся ПЩАБВ.

В качестве первой тестовой геометрии рассмотрим классическую антенну Вивальди (11) с малой крутизной щелевого профиля: W_{in} = 0,35 мм, W_{out} = 44 мм, L_a = 200 мм, W_e = 400 мм, ε_r = 3,55, h = 0,508 мм. Далее расчётные характеристики сравниваются с результатами, полученными при полноволновом моделировании в CST MWS. На рис. 4 приведены формы импульсов излучения в E- и H-плоскости антенны. На рис. 5а, 5б продемонстрированы угловые зависимости ЭДН и КК, соответственно.

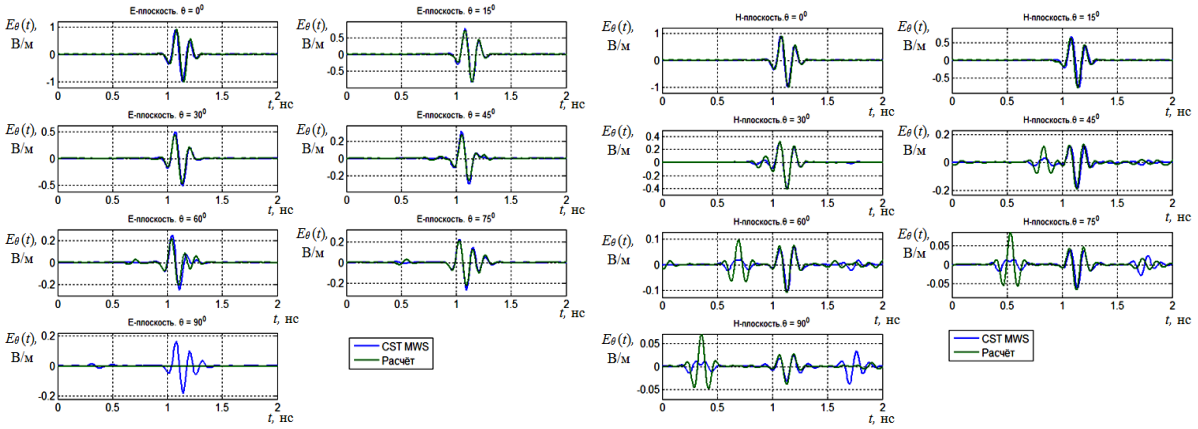
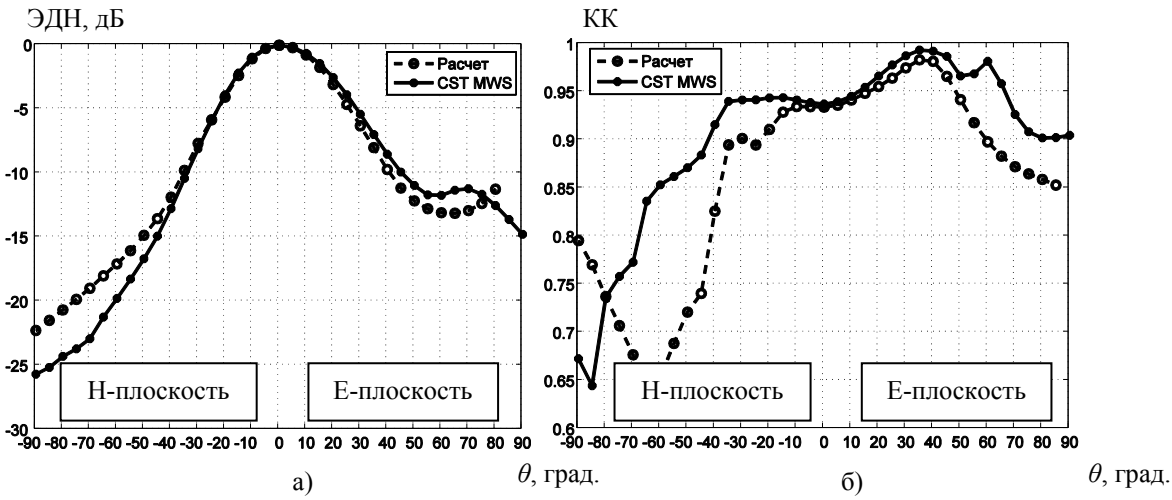


Рис. 4. Временные эпюры сигналов, излучённых тестовой ПЩАБВ № 1



а) б)

Рис. 5. ЭДН (а) и КК (б) тестовой ПЩАБВ № 1

Важно отметить, что на рисунках угол θ отсчитывается от продольной оси антенны (ось z на рис. 1а). Из графиков видно, что в области главного лепестка, а также в широком диапазоне углов в Е-плоскости разработанный метод даёт результаты практически идентичные результатам, полученным при полноволновом моделировании. В Н-плоскости при углах $\theta > 45^0$ наблюдается «рассыпание» излучённого импульса. Данный эффект характерен для антенн с геометрическими размерами сопоставимыми с пространственной протяжённостью СШП сигнала. Расчётный алгоритм предсказывает более высокий фронт сигнала, однако ошибка начинает проявляться при относительном энергетическом уровне излучения порядка минус 20 дБ, поэтому является несущественной. Удалённые на временной оси (~2 нс) всплески поля полноволновой модели связаны с обрывом поперечной металлизации антенны.

Пример 2. Тестовый образец №2: линейно расширяющаяся ПЩАБВ.

Ширина щели изменяется по закону

$$W(z) = W_{in} + 2 \cdot \mathrm{tg}(\gamma) \cdot z, \tag{17}$$

где $\mathrm{tg}(\gamma) = (W_{out} - W_{in}) / (2 \cdot L_a)$. Основные параметры антенны: W_{in} = 0,35 мм, γ = 5°, L_a = 200 мм, W_e = 400 мм, ε_r = 3,55, h = 0,508 мм. Результаты анализа приведены на рис. 6,7.

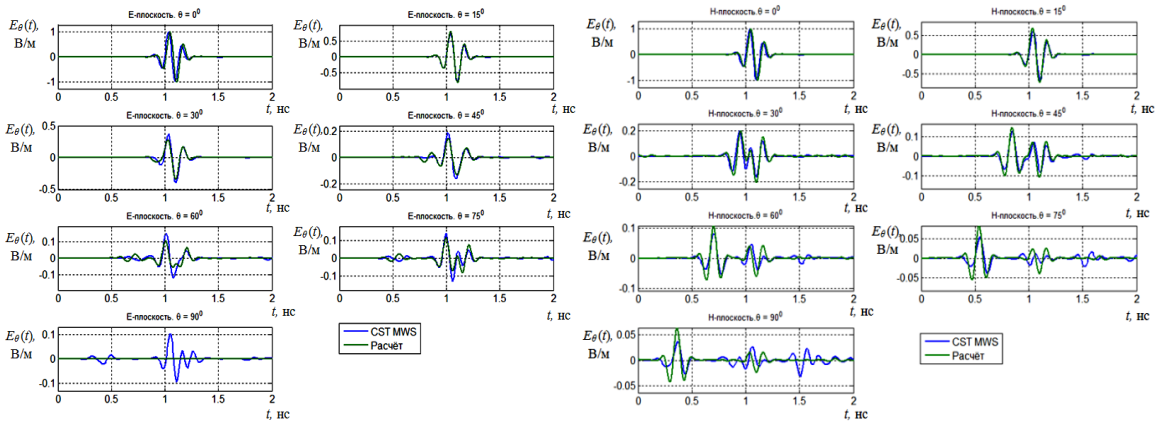


Рис. 6. Временные эпюры сигналов, излучённых тестовой ПЩАБВ № 2

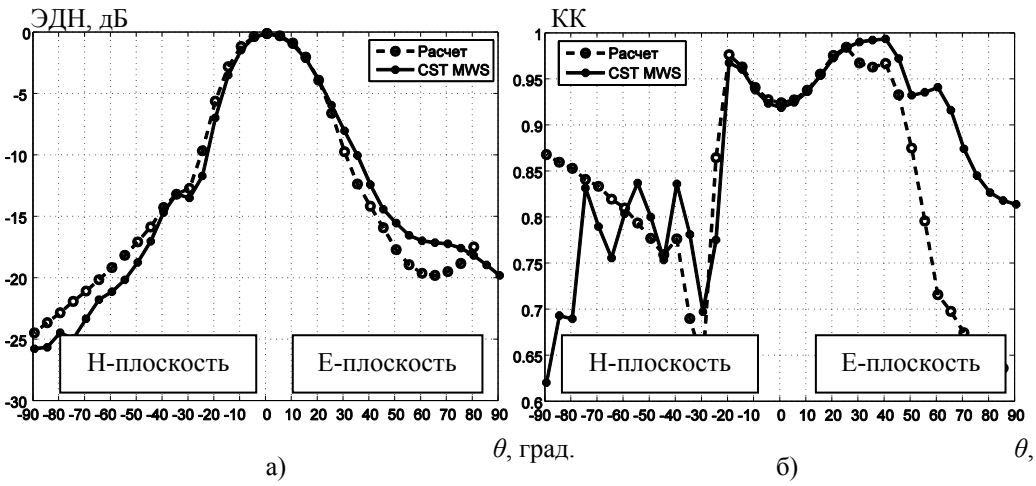


Рис.7. ЭДН (а) и КК (б) тестовой ПЩАБВ № 2

Как и в предыдущем случае, наблюдается высокое соответствие результатов расчёта и моделирования.

Пример 3. Тестовый образец №3: электрически короткая экспоненциально расширяющаяся ПЩАБВ на подложке с высокой диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_r = 9{,}8$ и геометрическими размерами: W_{in} = 0,35 мм, W_{out} = 44 мм, L_a = 70 мм, W_e = 400 мм, h = 0,508 мм. Высокий уровень фазовых искажений апертуры делает такой излучатель наиболее сложным объектом для двухшагового анализа. Однако антенны выбранной конфигурации могут быть использованы в малогабаритных СШП радиосистемах в интегральном исполнении, поэтому случай является практически важным. Сопоставление результатов приведено на рис. 8,9.

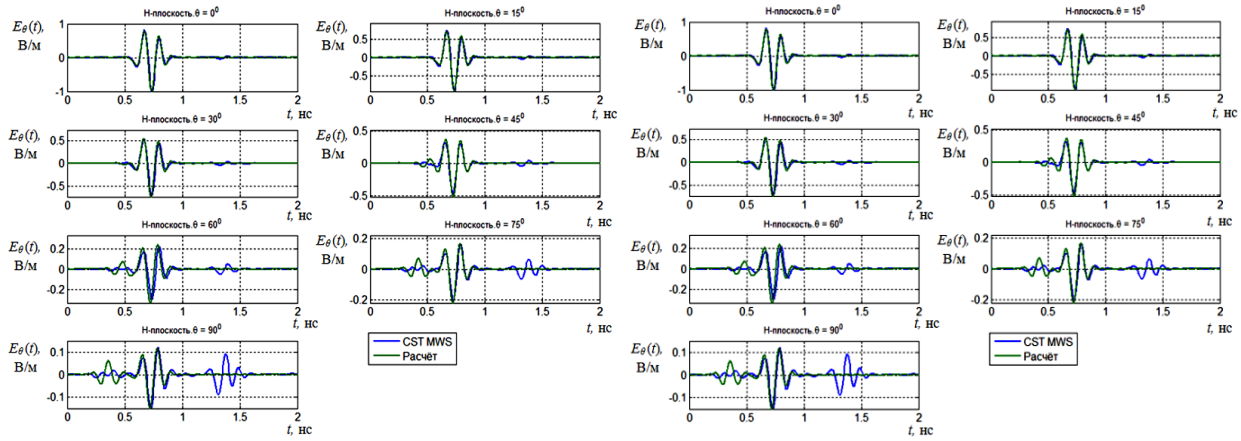


Рис. 8. Временные эпюры сигналов, излучённых тестовой ПЩАБВ № 3

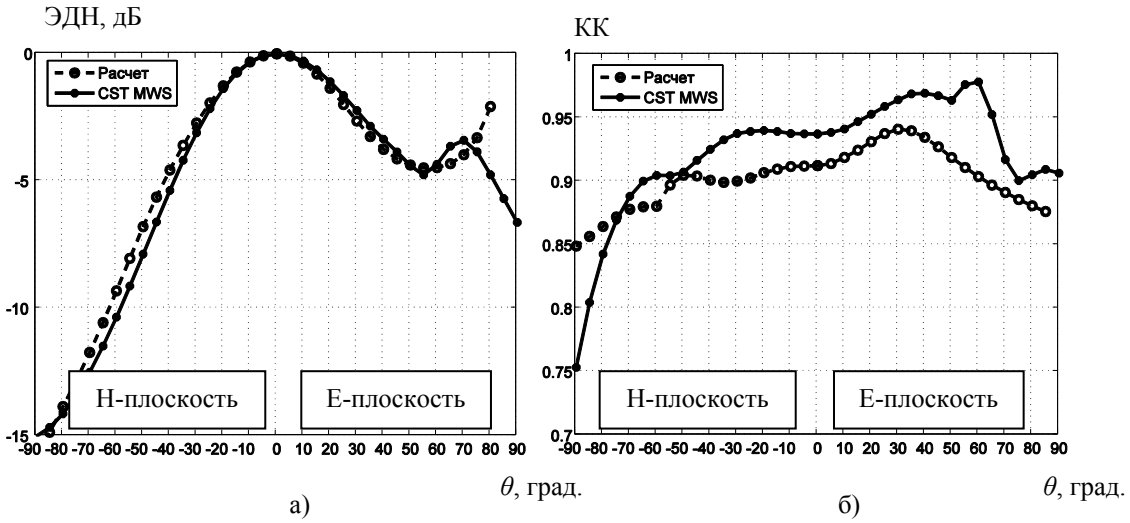


Рис.9. ЭДН (а) и КК (б) тестовой ПЩАБВ № 3

Резюмируя, можно сделать вывод об успешном применении модифицированного двухшагового метода для анализа ПЩАБВ с сильно расфазированными апертурами.

Заключение

Предложенный алгоритм и созданный на его основе расчётный программный модуль позволяют рассчитывать ПВХИ ПЩАБВ различных конфигураций с достаточной для большинства инженерных задач точностью. Отдельно стоит отметить высокое быстродействие модуля. Возможности рассмотренного метода не ограничены только решением задач анализа. Благодаря имеющейся математической модели излучателя произвольной геометрии возможно проведение аналитического и параметрического синтеза СШП ПЩАБВ.

Дальнейшие исследования направлены на уточнение разработанной модели для описания реальных геометрий ПЩАБВ.

Список литературы

1. Zucker F.J. Surface- and leaky-wave antennas // In: Antenna Engineering Handbook / Jasik H., ed. New York: McGraw-Hill, 1961. P. 14-16.
2. Xiao X., Ziguo Su, Wei Hong, Cui Tie Jun. An Ultra Wideband Tapered Slot Antenna // 2005 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 3-8 July 2005. Vol. 2A. IEEE, 2005. P. 516–519. DOI: 10.1109/APS.2005.1551859
3. Barari M., Tavakoli A., Moini R. Analysis of Vivaldi Antenna over a Finite Ground using a FDTD Method // EMC '03. 2003 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Istanbul, Turkey. Vol. 2. IEEE, 2003. P. 904-907. DOI: 10.1109/ICSMC2.2003.1429055
4. Jin J.M., Riley D.J. Finite Element Analysis of Antennas and Arrays. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2008. P. 254-255.
5. Janaswamy R. An Accurate Moment Method Model for the Tapered Slot Antenna // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1989. Vol. 37, no. 12. P. 1523-1528. DOI: 10.1109/8.45093
6. Janaswamy R., Schaubert D. H. Analysis of the tapered slot antenna // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1987. Vol. 35, no. 9. P. 1058-1065. DOI: 10.1109/TAP.1987.1144218
7. Вандакуров Ю. В. Дифракция электромагнитных волн, испускаемых произвольно ориентированным электрическим или магнитным диполем, на идеально проводящей полуплоскости // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1954. Т. 26. С. 3-18.
8. Janaswamy R., Schaubert D.H. Dispersion Characteristics for Wide Slotlines on Low-Permittivity Substrates (Short Paper) // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1985. Vol. 33, no. 8. P. 723-726. DOI: 10.1109/TMTT.1985.1133064
9. Виленский А.Р. Чернышев С.Л. Численный метод анализа нерегулярных недиссипативных линий с Т-волнами в частотной области // Наука и образование. МГТУ им.

Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2009. № 2. Режим доступа: http://technomag.edu.ru/doc/114540.html (дата обращения 21.04.2014).

10. Weisbeck W., Adamiuk G., Sturm C. Basic properties and design principles of UWB antennas // Proceedings of the IEEE. 2009. Vol. 97, no. 2. P. 372-385. DOI: 10.1109/JPROC.2008.2008838

SCIENTIFIC PERIODICAL OF THE BAUMAN MSTU

SCIENCE and EDUCATION

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

electronic scientific and technical journal

A novel approach for space-temporal analysis of tapered slot antennas

 # 05, May 2014

DOI: 10.7463/0514.0710740

A.R. Vilenskii

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

temaforyou@yandex.ru

This paper is dedicated to space-temporal radiation analysis of ultra-wideband (UWB) tapered slot antennas (TSA). This antenna type has gained its popularity owing to remarkable UWB performance, low-profile geometry, and essential integration with active RF modules on a common substrate. When TSA is considered as a radiator of UWB pulses, the traditional radiation patterns are no longer fully satisfactory for estimation of its radiation performance. Thus, an antenna should be described as a linear circuit with its pulse response or complex transfer function.

Currently, a very few papers reveal such performance features of TSA. Moreover, usually, an antenna model is based on the full-wave CAD model (FDTD, FIT) and, thus, its straightforward evaluation is quite time consuming. However in previous works it was shown that radiation patterns of TSA could be calculated using an approximate two-step approach. Crucial ideas of this method are based on two core stages:

aperture field distribution evaluation;

radiation performance evaluation using a model of an elementary magnetic radiator in the neighborhood with semi-infinite conducting plane.

The first step concerns the full-wave solution of two-dimensional problem on the eigenmode of a slot-line. Thus, unlike a three-dimensional full-wave CAD model, the two-step model enables to evaluate antenna performance in considerably shorter time retaining a high accuracy of results.

A mathematical model of the improved two-step approach is comprehensively described in this paper, with special attention being paid to aperture field distribution. A developed calculation algorithm was successfully verified on benchmark models. Calculated results are compared with those of obtained via full-wave simulation. In all cases both methods have shown results of high identity.

Publications with keywords: ultra-wideband antennas, printed tapered slot antennas, space-temporal radiation characteristics, time-domain electromagnetics
Publications with words: ultra-wideband antennas, printed tapered slot antennas, space-temporal radiation characteristics, time-domain electromagnetics

References

1. Zucker F.J. Surface- and leaky-wave antennas. In: Jasik H., ed. *Antenna Engineering Handbook*. New York, McGraw-Hill, 1961, pp. 14-16.
2. Xiao X., Ziguo Su, Wei Hong, Cui Tie Jun. An Ultra Wideband Tapered Slot Antenna. *2005 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 3-8 July 2005, vol. 2A. IEEE, 2005, pp. 516-519. DOI: 10.1109/APS.2005.1551859
3. Barari M., Tavakoli A., Moini R. Analysis of Vivaldi Antenna over a Finite Ground using a FDTD Method. *EMC '03. 2003 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Istanbul, Turkey, vol. 2. IEEE, 2003, pp. 904-907. DOI: 10.1109/ICSMC2.2003.1429055
4. Jin J.M., Riley D J. *Finite Element Analysis of Antennas and Arrays*. Hoboken, NJ, John Wiley & Sons, 2008, pp. 254-255.
5. Janaswamy R. An Accurate Moment Method Model for the Tapered Slot Antenna. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1989, vol. 37, no. 12, pp. 1523-1528. DOI: 10.1109/8.45093
6. Janaswamy R., Schaubert D. H. Analysis of the tapered slot antenna. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1987, vol. 35, no. 9, pp. 1058-1065. DOI: 10.1109/TAP.1987.1144218
7. Vandakurov Yu. V. [Difraction of electromagnetic waves produces by arbitrary oriented electric or magnetic dipole on perfectly conductive half-plane]. *Zhurnal eksperimental'noy i teoreticheskoy fiziki*, 1954, vol. 26, pp. 3-18. (in Russian).
8. Janaswamy R., Schaubert D.H. Dispersion Characteristics for Wide Slotlines on Low-Permittivity Substrates (Short Paper). *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1985, vol. 33, no. 8, pp. 723-726. DOI: 10.1109/TMTT.1985.1133064
9. Vilenskiy A.R. Chernyshev S.L. [Numerical method of the analysis irregular недиссипативных lines with T-waves in frequency area]. *Nauka i obrazovanie MGTU im. N.E. Baumana - Science and Education of the Bauman MSTU*, 2009, no. 2. Available at: http://technomag.edu.ru/doc/114540.html , accessed 21.04.2014. (in Russian).

10. Weisbeck W., Adamiuk G., Sturm C. Basic properties and design principles of UWB antennas. *Proceedings of the IEEE*, 2009, vol. 97, no. 2, pp. 372-385. DOI: 10.1109/JPROC.2008.2008838