УДК 621.396.677

М.Г. Иванец[1], Г.В. Иванец[2], Д.М. Литовченко[1], С.Н. Власик[1]

[1] *Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков*
[2] *Торгово-экономический институт, Харьков*

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЛУЧАТЕЛЯ КОРОТКОИМПУЛЬСНОЙ ЗЕРКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

Представлен метод определения пространственно-временных характеристик облучателя сверхширокополосной зеркальной антенны в виде системы из двух ортогонально расположенных ТЕМ-рупоров. Метод основан на определении плотности поверхностного тока для незамкнутых поверхностей с помощью интегральных представлений с учетом условий в окрестности кромок.

Ключевые слова: *сверхширокополосный сигнал, ТЕМ-рупор, интегральные представления.*

Введение

Проведение натурных экспериментов по определению характеристик направленности сверхширокополосных (СШП) антенных систем требует наличия соответствующего радиолокационного полигона и дорогостоящего измерительного оборудования. В то же время использование уменьшенных моделей излучающих систем не всегда позволяет получить адекватные результаты. Поэтому расчетные методы определения характеристик направленности во многих случаях имеют первоочередное значение [1, 2]. При использовании СШП сигналов традиционные методы расчета пространственных характеристик антенн становятся непригодными, что связано со значительной относительной широкополосностью таких сигналов.

Цель статьи – разработать метод определения пространственно-временных характеристик облучателя СШП зеркальной антенны в виде системы из двух ортогонально расположенных ТЕМ-рупоров.

Постановка задачи. Пусть имеется бесконечно тонкая незамкнутая идеально проводящая поверхность S (рис. 1), расположенная в свободном пространстве. Поверхность S является двусторонней поверхностью Ляпунова и не имеет самопересечений.

Поверхность S возбуждается сторонними источниками электромагнитного поля, расположенными в точках Q_0 и представляющими собой набор одинаково ориентированных электрических диполей, каждый из которых имеет распределение плотности тока $\vec{J}(Q,t)$. Вектор-момент диполей направлен вдоль оси y:

$$\vec{J}(Q,t)=\vec{e}_y J_0 \delta(Q-Q_0)\delta(t), \qquad (1)$$

где $\vec{e}_y J_0$ – вектор-момент диполя; $\vec{e}_y$ – орт оси OY; J_0 – амплитуда поверхностной плотности тока; $\delta(\cdot)$ – дельта–функция Дирака; Q_0 – точка нахождения диполя; Q – рассматриваемая (переменная) точка в области расположения источников.

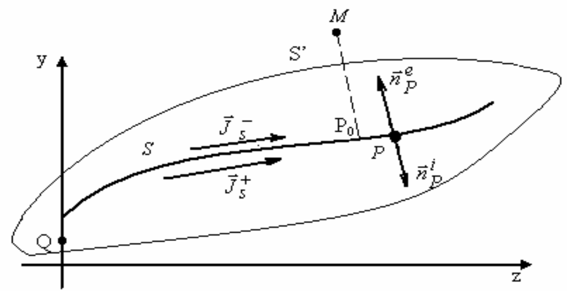

Рис. 1. Геометрия задачи

Необходимо определить векторы напряженности электрического $\vec{E}(M,t)$ и магнитного полей $\vec{H}(M,t)$, возбуждаемых источниками (1), расположенными вне поверхности S.

Пусть $\vec{E}_0(M,t)$, $\vec{H}_0(M,t)$ – напряженности электрического и магнитного полей, возбуждаемых источниками (1) в свободном пространстве (при отсутствии поверхности S), удовлетворяющие принципу причинности, т.е. при $t \le 0$ $\vec{E}_0(M,t)=0$, $\vec{H}_0(M,t)=0$, M – точка наблюдения.

Для определения электромагнитного поля вне поверхности S необходимо решить систему уравнений Максвелла, удовлетворяющую:

1. Нулевым начальным условиям: при $t \le 0$ $\vec{E}(M,t)=\vec{H}(M,t)=0$.

2. Граничным условиям, выполняемым на обеих сторонах поверхности S:

$$\begin{aligned}\vec{n}_P^e \times \left(\vec{E}(P,t)+\vec{E}_0(P,t)\right)=0,\\ \vec{n}_P^i \times \left(\vec{E}(P,t)+\vec{E}_0(P,t)\right)=0,\end{aligned} \qquad (2)$$

где $\vec{E}(P,t)+\vec{E}_0(P,t)$ – полное поле, возбуждаемое источниками (1) в точке наблюдения в пространстве, содержащем поверхность S; $\vec{E}(P,t)$ – поле, рассеянное поверхностью S.

3. Условию конечности энергии электромагнитного поля:

© М.Г. Иванец, Г.В. Иванец, Д.М. Литовченко, С.Н. Власик

$$\int_{-\infty}^{\infty}\int_{v}\left(\varepsilon_a\left|\vec{E}\right|^2+\mu_a\left|\vec{H}\right|^2\right)dvdt<\infty, \qquad (3)$$

где v – объем заданных источников; или, что то же самое, условиям на ребре [3]:

$$\lim_{\rho\to 0}\rho\left|\vec{E}_{\|}\right|\sim\rho^{1/2},\quad \lim_{\rho\to 0}\rho\left|\vec{H}_{\|}\right|\sim\rho^{1/2},$$
$$\lim_{\rho\to 0}\rho\left|\vec{E}_{\perp}\right|\sim\rho^{-1/2},\quad \lim_{\rho\to 0}\rho\left|\vec{H}_{\perp}\right|\sim\rho^{-1/2}, \qquad (4)$$

где $\vec{E}_{\|}, \vec{H}_{\|}$ – компоненты поля, касательные к ребру (краю поверхности); $\vec{E}_{\perp}, \vec{H}_{\perp}$ – компоненты поля, нормальные к ребру; ρ – расстояние до ребра.

Представим поле $\vec{H}^i(Q,t)$, возбуждаемое электрическим диполем (1), в виде интеграла Фурье

$$\vec{H}^i(Q,t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\vec{\mathfrak{Z}}^{\,i}(Q,\omega)\exp(-j\omega t)d\omega. \qquad (5)$$

Решение поставленной задачи вне поверхности S можно выразить через касательные составляющие электрического и магнитного векторов на поверхности S', охватывающую S, по формулам Стрэттона-Чу. Для получения интегрального уравнения удобно воспользоваться представлением магнитного поля вне поверхности [4]:

$$\vec{H}(M,\omega)=\frac{1}{4\pi}\int_{v}\left[\vec{J}(Q,\omega),\mathrm{grad}_Q\frac{\exp(-jk(\omega)r_{MQ})}{r_{MQ}}\right]dv_Q+$$
$$+\frac{1}{4\pi}\oint_{S'}\left\{\mathrm{grad}_P\frac{\exp(-jk(\omega)r_{MP})}{r_{MP}}\times\vec{J}(P,\omega)+i\omega\varepsilon_a\cdot\right.$$
$$\cdot\left(\vec{n}_P\times\vec{E}(P,\omega)\right)\frac{\exp(-jk(\omega)r_{MP})}{r_{MP}}-\left(\vec{n}_P\cdot\vec{H}(P,\omega)\right)\cdot \qquad (6)$$
$$\left.\cdot\mathrm{grad}_P\frac{\exp(-jk(\omega)r_{MP})}{r_{MP}}\right\}dS,$$

где r_{MP}, r_{MQ} – расстояния между точками M и P, M и Q соответственно, (Q – точка расположения стороннего источника электромагнитного поля, P – точка на поверхности S', M – точка наблюдения); $\vec{J}$ – плотность поверхностного тока на поверхности S'.

Объемный интеграл в (6) представляет собой спектральную составляющую магнитного поля $\vec{\mathfrak{Z}}^{\,i}(M,\omega)$ заданных источников СШП сигналов в отсутствие идеально проводящего тела:

$$\vec{H}^i(M,\omega)=\frac{1}{4\pi}\int_{v}\left[\vec{J}(Q,\omega),\mathrm{grad}_Q\frac{\exp(-jk(\omega)r_{MQ})}{r_{MQ}}\right]dv_Q.$$

В случае, если рассеиватель представляет собой абсолютно проводящее тело, касательная составляющая электрического и нормальная составляющая магнитного полей на его поверхности в силу граничных условий обращается в нуль:

$$\left(\vec{n}^e\times\vec{E}\right)_{|S}=0,\ \left(\vec{n}^e\cdot\vec{H}\right)_{|S}=0.$$

Тогда (6) может быть переписано в виде

$$\vec{H}(M,\omega)=\vec{H}^i(M,\omega)+$$
$$+\frac{1}{4\pi}\oint_{S'}\left\{\mathrm{grad}_P\frac{\exp(-jk(\omega)r_{MP})}{r_{MP}}\times\vec{J}(P,\omega)\right\}dS, \qquad (7)$$

Если «стянуть» поверхность S' к поверхности S, устремить по нормали точку M к точке P_0 поверхности S (рис. 1) и домножить (7) на $\vec{n}^e_{P_0}$, то, используя свойства нормальной производной потенциала простого слоя, можно получить интегральное представление тангенциальной составляющей магнитного поля на освещенной части поверхности:

$$\left[\vec{H}_\tau(P_0,\omega)\right]^+=\left[\vec{H}^i_\tau(P_0,\omega)\right]-\frac{1}{2\pi}\times$$
$$\times\oint_S\left\{\vec{n}^e_{P_0}\times\left[\vec{K}(P,\omega)\times\mathrm{grad}_P\frac{\exp(-jk(\omega)r_{PP_0})}{r_{PP_0}}\right]\right\}dS+\frac{1}{2}\vec{K}(P_0,\omega)$$

или

$$\frac{1}{2}\left(\vec{J}^+_S(P_0,\omega)+\vec{J}^-_S(P_0,\omega)\right)=\vec{J}^0_S(P_0,\omega)-\frac{1}{2\pi}\int_S\vec{n}_{P_0}\times$$
$$\times\left[\left(\vec{J}^+_S(P,\omega)-\vec{J}^-_S(P,\omega)\right)\times\mathrm{grad}_P\frac{\exp(-jk(\omega)r_{PP_0})}{r_{PP_0}}\right]dS, \qquad (8)$$

где $\vec{J}^0_S$ – плотность поверхностного тока на освещенной стороне в приближении физической оптики; $\vec{K}=\left(\vec{H}_\tau\right)^+-\left(\vec{H}_\tau\right)^-=\vec{J}^+_S-\vec{J}^-_S$ – плотность поверхностного тока на поверхности S: $\left(\vec{H}_\tau\right)^+,\left(\vec{H}_\tau\right)^-$ – тангенциальная компонента напряженности магнитного поля с внутренней (освещенной) и внешней (теневой) стороны поверхности; $\vec{J}^+_S,\vec{J}^-_S$ – плотность поверхностного тока на внутренней и внешней сторонах рассеивателя.

Представление (8) содержит две неизвестные плотности тока $\vec{J}^+_S$ и $\vec{J}^-_S$, для определения которых можно воспользоваться методом уточнения приближения физической оптики. Вначале, используя приближение физической оптики, определяется плотность поверхностного тока на освещенной поверхности $\vec{J}^+_S$:

$$\vec{J}^0_S(P_0,\omega)=\vec{J}^+_S(P_0,\omega)=2\vec{n}^e(P_0)\times\vec{H}^i(P,\omega).$$

Затем, для определения плотности поверхностного тока на теневой поверхности $\vec{J}^-_S$ решается уравнение Фока с уточненной правой частью:

$$\vec{J}^-_S(P_0,\omega)-\frac{1}{2\pi}\int_S\vec{n}^e(P_0)\times$$
$$\times\left[\vec{J}^-_S(P,\omega)\times\mathrm{grad}_P\frac{\exp(-jk(\omega)r_{PP_0})}{r_{PP_0}}\right]dS=$$

$$= 2\vec{J}_S^0(P_0,\omega) - \vec{J}_S^+(P_0,\omega) - \frac{1}{2\pi}\int_S \vec{n}^e(P_0)\times$$
$$\times\left[\vec{J}_S^+(P,\omega)\times \mathrm{grad}_P\,\frac{\exp\left(-jk(\omega)r_{PP_0}\right)}{r_{PP_0}}\right]dS.$$

На следующем этапе при решении (8) уточняется $\vec{J}_S^+$ при условии, что $\vec{J}_S^-$ – известная величина:

$$\vec{J}_S^+(P_0,\omega) + \frac{1}{2\pi}\int_S \vec{n}^e(P_0)\times$$
$$\times\left[\vec{J}_S^+(P,\omega)\times \mathrm{grad}_P\,\frac{\exp\left(-jk(\omega)r_{PP_0}\right)}{r_{PP_0}}\right]dS =$$
$$= 2\vec{J}_S^0(P_0,\omega) - \vec{J}_S^-(P_0,\omega) + \frac{1}{2\pi}\int_S \vec{n}^e(P_0)\times$$
$$\times\left[\vec{J}_S^-(P,\omega)\times \mathrm{grad}_P\,\frac{\exp\left(-jk(\omega)r_{PP_0}\right)}{r_{PP_0}}\right]dS.$$

Далее определяется скачок тока:

$$\vec{K}_1(P_0,\omega) = \vec{J}_S^+(P_0,\omega) - \vec{J}_S^-(P_0,\omega).$$

Таким образом, задача нахождения распределения плотности поверхностного тока сводится к итерационному процессу, на каждом этапе которого решается интегральное уравнение Фока относительно плотности поверхностного тока на освещенной или на теневой стороне рассеивателя.

Для определения плотности поверхностного тока $\vec{J}_S^-(P_0,\omega)$ и $\vec{J}_S^+(P_0,\omega)$ поверхность S разбивается на N непересекающихся ячеек. В пределах каждой ячейки будем считать плотность тока $\vec{J}_S^-(P_0,\omega), \vec{J}_S^+(P_0,\omega)$ постоянной и каждый из векторов имеет 3 компоненты J_x, J_y, J_z (рис. 2).

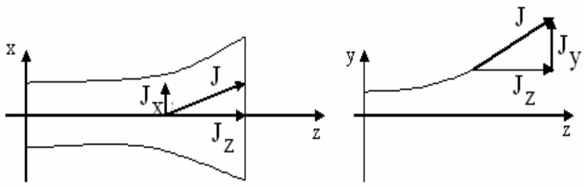

Рис. 2. Компоненты плотности поверхностного тока в декартовой системе координат

Если не учитывать специфику поверхности, то размеры ячеек могут быть выбраны 0,1λ (λ – длина волны соответствующей спектральной составляющей) [5], т.е. для каждой спектральной составляющей (7) размеры и количество ячеек будут различными.

Для определения проекций $\dot{J}_x^{-/+}, \dot{J}_y^{-/+}, \dot{J}_z^{-/+}$ в точке P_0 рассмотрим представление для плотности поверхностного тока на внешней стороне поверхности S:

$$\vec{J}_S^-(P_0,\omega) - \frac{1}{2\pi}\int_S \vec{n}^e(P_0)\times$$
$$\times\left[\vec{J}_S^-(P,\omega)\times \mathrm{grad}_P\,\frac{\exp\left(-ik(\omega)R_{PP_0}\right)}{R_{PP_0}}\right]dS =$$
$$= 2\vec{J}_S^0(P_0,\omega) - \vec{J}_S^+(P_0,\omega) - \frac{1}{2\pi}\int_S \vec{n}^e(P_0)\times \qquad (9)$$
$$\times\left[\vec{J}_S^+(P,\omega)\times \mathrm{grad}_P\,\frac{\exp\left(-ik(\omega)R_{PP_0}\right)}{R_{PP_0}}\right]dS.$$

Преобразуем подынтегральное выражение в левой части (9). Для этого воспользуемся известным соотношением [6]:

$$\mathrm{grad}_P\,\frac{\exp\left(-ik(\omega)R_{PP_0}\right)}{R_{PP_0}} = \vec{r}(P,P_0)\times$$
$$\times\left(\frac{\exp\left(-ik\left|\vec{r}_P-\vec{r}_{P_0}\right|\right)}{\left|\vec{r}_P-\vec{r}_{P_0}\right|^2} + ik\frac{\exp\left(-ik\left|\vec{r}_P-\vec{r}_{P_0}\right|\right)}{\left|\vec{r}_P-\vec{r}_{P_0}\right|}\right),$$

где $\vec{r}_P, \vec{r}_{P_0}$ – радиус-векторы точек наблюдения и интегрирования, и учтем, что $\vec{n}^e(P_0) = \vec{j}\sin\alpha_{P_0} - \vec{k}\cos\alpha_{P_0}$, ($\vec{j}, \vec{k}$ – орты прямоугольной системы координат, α_{P_0} – угол наклона нормали относительно оси OY к поверхности в точке наблюдения P_0).

Тогда

$$\int_S \vec{n}^e(P_0)\times\left[\vec{J}_S^+(P,\omega)\times \mathrm{grad}_P\,\frac{\exp\left(-ik(\omega)R_{PP_0}\right)}{R_{PP_0}}\right]dS =$$
$$= \vec{i}\int_S\Big[\left(\dot{J}_x^+(P,\omega)\Delta y - \dot{J}_y^+(P,\omega)\Delta z\right)\sin\alpha_{P_0} +$$
$$+\left(\dot{J}_z^+(P,\omega)\Delta x - \dot{J}_x^+(P,\omega)\Delta y\right)\cos\alpha_{P_0}\Big]\times$$
$$\times\dot{\Phi}(P,P_0,\omega)\,dS + \vec{j}\int_S\left(\dot{J}_y^+(P_0,\omega)\Delta z - \dot{J}_z^+(P_0,\omega)\Delta y\right)\times \qquad (10)$$
$$\times\cos\alpha_{P_0}\dot{\Phi}(P,P_0)\,dS + \vec{k}\int_S\left(\dot{J}_y^+(P_0,\omega)\Delta z - \dot{J}_z^+(P_0,\omega)\Delta y\right)\times$$
$$\times\sin\alpha_{P_0}\cdot\dot{\Phi}(P,P_0)\,dS,$$

где $\Delta x = x_P - x_{P_0}$, $\Delta y = y_P - y_{P_0}$, $\Delta z = z_P - z_{P_0}$,

$$\dot{\Phi}(P,P_0,\omega) = \frac{\exp\left(-ik\left|\vec{r}_P-\vec{r}_{P_0}\right|\right)}{\left|\vec{r}_P-\vec{r}_{P_0}\right|^2} + ik\frac{\exp\left(-ik\left|\vec{r}_P-\vec{r}_{P_0}\right|\right)}{\left|\vec{r}_P-\vec{r}_{P_0}\right|}.$$

С учетом соотношения (10) векторное интегральное уравнение (9) может быть записано в скалярной форме для составляющих $\vec{J}$:

$$\dot{J}_x^-(P_0,\omega) - \frac{1}{2\pi}\int_S\Big[\left(\dot{J}_x^-(P,\omega)\Delta y - \dot{J}_y^-(P,\omega)\Delta z\right)\sin\alpha_{P_0} + \left(\dot{J}_z^-(P,\omega)\Delta x - \dot{J}_x^-(P,\omega)\Delta y\right)\cos\alpha_{P_0}\Big]\dot{\Phi}(P,P_0,\omega)\,dS =$$
$$= 2\dot{J}_x^0 - \dot{J}_x^+ - \frac{1}{2\pi}\int_S \dot{J}_x^+(P,\omega)\left(\Delta y\sin\alpha_{P_0} - \Delta z\cos\alpha_{P_0}\right)\dot{\Phi}(P,P_0,\omega)\,dS + \frac{1}{2\pi}\int_S \dot{J}_y^+(P,\omega)\Delta x\sin\alpha_{P_0}\dot{\Phi}(P,P_0,\omega)\,dS - \qquad (11)$$

$$-\frac{1}{2\pi}\int_S \dot{J}_z^+(P,\omega)\Delta x\cos\alpha_{P_0}\dot{\Phi}(P,P_0,\omega)dS,$$

$$\dot{J}_y^-(P_0,\omega)-\frac{1}{2\pi}\int_S\left(\dot{J}_z^-(P,\omega)\Delta y-\dot{J}_y^-(P,\omega)\Delta z\right)\cdot\cos\alpha_{P_0}\cdot\dot{\Phi}(P,P_0,\omega)dS=2\dot{J}_y^0(P_0,\omega)-\dot{J}_y^+(P_0,\omega)+$$
$$+\frac{1}{2\pi}\int_S \dot{J}_y^+(P,\omega)\Delta z\cos\alpha_{P_0}\dot{\Phi}(P,P_0,\omega)dS-\frac{1}{2\pi}\int_S \dot{J}_z^+(P,\omega)\Delta y\cos\alpha_{P_0}\dot{\Phi}(P,P_0,\omega)dS, \tag{12}$$

$$\dot{J}_z^-(P_0,\omega)-\frac{1}{2\pi}\int_S\left(\dot{J}_z^-(P,\omega)\Delta y-\dot{J}_y^-(P,\omega)\Delta z\right)\cdot\sin\alpha_{P_0}\cdot\dot{\Phi}(P,P_0,\omega)dS=2\dot{J}_z^0(P_0,\omega)-\dot{J}_z^+(P_0,\omega)-$$
$$-\frac{1}{2\pi}\int_S \dot{J}_z^+(P,\omega)\Delta y\sin\alpha_{P_0}\dot{\Phi}(P,P_0,\omega)dS+\frac{1}{2\pi}\int_S \dot{J}_y^+(P,\omega)\Delta z\sin\alpha_{P_0}\dot{\Phi}(P,P_0,\omega)dS.$$

В теории краевых задач для уравнений в частных производных известно, что в областях, границы которых имеют ребра, кромки или угловые точки, для однозначной разрешимости необходимо сформулировать условия, определяющие поведение решения в окрестности особой точки границы. Условия, описывающие поведение волнового поля в окрестности ребер и кромок называются условиями на ребре или условиями Майкснера [3].

Поэтому при решении системы (12) относительно неизвестных проекций плотностей поверхностного тока для рассматриваемой конструкции необходимо учесть дополнительные условия на ребрах. Они заключаются в том, что вблизи ребра компоненты поля, лежащие в плоскости, перпендикулярной ребру, имеют особенность вида $\rho^{-1/2}$, а остальные компоненты поля на ребре обращаются в нуль, т.е. имеют особенность вида $\rho^{-1/2}$ (ρ – расстояние до ребра). Физический принцип, лежащий в основе условий на ребре, заключается в требовании отсутствия на нем внешних излучающих источников. В силу граничных условий $\vec{n}\times\vec{H}=\vec{J}$ условия Майкснера для поверхностной плотности тока будут следующими: особенность вида $\rho^{-1/2}$ будут иметь компоненты тока, параллельные ребру.

Тогда, исходя из вышесказанного, решение системы (12) для поверхностной плотности тока на теневой стороне будем искать в виде:

$$\dot{J}_x^- = \left(\frac{\rho_2\rho_3}{\rho_1}\right)^{1/2}\sum_{n=1}^{N}\dot{A}_n\Psi_n;$$
$$\dot{J}_y = \left(\rho_1\rho_2\rho_3\right)^{1/2}\sum_{n=1}^{N}\dot{B}_n\Psi_n; \tag{13}$$
$$\dot{J}_z = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2\rho_3}\right)^{1/2}\sum_{n=1}^{N}\dot{C}_n\Psi_n,$$

где ρ_1, ρ_2, ρ_3 – расстояние до ребер (KL), (KM) и (TL) соответственно; $\dot{A}_n,\dot{B}_n,\dot{C}_n$ – неизвестные комплексные коэффициенты; Ψ_n – известная система функций; N – количество участков поверхности.

Для определения ρ_1, ρ_2, ρ_3 рассмотрим рис. 3.

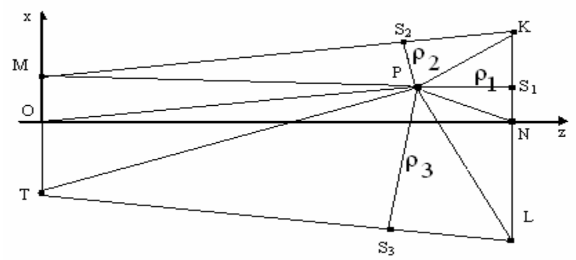

Рис. 3. К определению расстояний до ребер ρ_1, ρ_2, ρ_3

Обозначим координаты точек как $O(x_o,y_o,z_o)$, $M(x_M,y_M,z_M)$, $K(x_K,y_K,z_K)$, $N(x_N,y_N,z_N)$, ,$L(x_L,y_L,z_L)$, ,$P(x_P,y_P,z_P)$.

Обозначим

$$b=|MK|=|LT|=$$
$$=\sqrt{(x_M-x_K)^2+(y_M-y_K)^2+(z_M-z_K)^2}.$$

Тогда $\quad \rho_1=|PS_1|=\int\limits_{z_P}^{z_{S_1}}\sqrt{1+\left(\frac{dy}{dz}\right)^2}dz,$

$$\rho_2=|PS_2|=\frac{b^2+\left[(x_P-x_K)^2+(y_P-y_K)^2+(z_P-z_K)^2\right]}{2b}-$$
$$-\frac{\left[(x_P-x_M)^2+(y_P-y_M)^2+(z_P-z_M)^2\right]}{2b},$$

$$\rho_3=|PS_3|=\frac{b^2+\left[(x_P-x_L)^2+(y_P-y_L)^2+(z_P-z_L)^2\right]}{2b}-$$
$$-\frac{\left[(x_P-x_T)^2+(y_P-y_T)^2+(z_P-z_T)^2\right]}{2b}.$$

Для проведения численных расчетов воспользуемся коллокационным методом, при реализации которого большое значение для точности результатов имеет выбор системы базисных функций Ψ_n. Достаточно часто в качестве такой системы выбирают систему характеристических функций Хаара [5]:

$$\Psi_n(P)=\begin{cases}1, & \text{при} \quad P\in S_n;\\ 0, & \text{при} \quad P\notin S_n,\end{cases} \tag{14}$$

S_n – n-я ячейка поверхности.

Система функций $\Psi_n(P)$ $(n=1,2,...,N)$, определяемая формулой (14), линейно независима, а система (13) для значений плотности поверхностного тока на теневой стороне принимает следующий вид:

$$\begin{cases} \sum\limits_{n=1}^{N} \dot{A}_n \dot{D}_{mn} = \dot{f}_{1m}; \\ \sum\limits_{n=1}^{N} \dot{B}_n \dot{G}_{mn} = \dot{f}_{2m}; \\ \sum\limits_{n=1}^{N} \dot{C}_n \dot{F}_{mn} = \dot{f}_{3m}, \end{cases} \qquad (15)$$

$$\dot{D}_{mn} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2\rho_3}\bigg|_{P_0} \right)^{1/2} \xi_{mn} + \int\limits_{S_n} \dot{\Phi}^*(P_m, P_0, \omega) dS,$$

где
$$\xi_{mn} = \begin{cases} 1, & m = n; \\ 0, & m \neq n; \end{cases}$$

$$\dot{\Phi}^*(P_m, P_0, \omega) =$$
$$= \begin{bmatrix} \left(\rho_1\rho_2\rho_3 \Big|_{P_m} \right)^{1/2} \Delta y \cdot \left(\sin\alpha_{P_0} - \cos\alpha_{P_0} \right) - \\ -\dfrac{\dot{B}_n}{\dot{A}_n} \cdot \left(\dfrac{\rho_2\rho_3}{\rho_1}\bigg|_{P_m} \right)^{1/2} \Delta z \sin\alpha_{P_0} + \\ +\dfrac{\dot{C}_n}{\dot{A}_n} \cdot \left(\dfrac{\rho_2\rho_3}{\rho_1}\bigg|_{P_m} \right)^{1/2} \Delta x \cos\alpha_{P_0} \end{bmatrix} \times \dot{\Phi}(P_m, P_0, \omega),$$

$$\dot{f}_{1m} = 2\dot{J}_x^0 - \dot{J}_x^+ -$$
$$-\frac{1}{2\pi}\int\limits_S \dot{J}_x^+(P,\omega)\left(\Delta y \sin\alpha_{P_0} - \Delta z \cos\alpha_{P_0}\right)\dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS +$$
$$+\frac{1}{2\pi}\int\limits_S \dot{J}_y^+(P,\omega)\Delta x \sin\alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS -$$
$$-\frac{1}{2\pi}\int\limits_S \dot{J}_z^+(P,\omega)\Delta x \cos\alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS,$$

$$\dot{G}_{mn} = \left(\frac{\rho_2\rho_3}{\rho_1}\bigg|_{P_m} \right)^{1/2} \xi_{mn} + \int\limits_{S_n} \dot{\Phi}^{**}(P_m, P_0, \omega),$$

$$\dot{\Phi}^{**}(P_m, P_0, \omega) = \left(\frac{\rho_2\rho_3}{\rho_1}\bigg|_{P_m} \right)^{1/2} \left(\frac{\dot{C}_n}{\dot{B}_n}\Delta y - \Delta z \right) \times$$
$$\times \cos\alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P_m, P_0, \omega),$$

$$\dot{f}_{2m} = 2\dot{J}_y^0(P_0,\omega) - \dot{J}_y^+(P_0,\omega) +$$
$$+\frac{1}{2\pi}\int\limits_S \dot{J}_y^+(P,\omega)\Delta z \cos\alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS -$$
$$-\frac{1}{2\pi}\int\limits_S \dot{J}_z^+(P,\omega)\Delta y \cos\alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS,$$

$$\dot{F}_{mn} = \left(\frac{\rho_2\rho_3}{\rho_1}\bigg|_{P_m} \right)^{1/2} \xi_{mn} + \int\limits_{S_n} \dot{\Phi}^{***}(P_m, P_0, \omega),$$

$$\dot{\Phi}^{***}(P_m, P_0, \omega) = \left(\frac{\rho_2\rho_3}{\rho_1}\bigg|_{P_m} \right)^{1/2} \left(\Delta y - \frac{\dot{B}_n}{\dot{C}_n}\Delta z \right) \times$$
$$\times \sin\alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P_m, P_0, \omega),$$

$$\dot{f}_{3m} = 2\dot{J}_z^0(P_0,\omega) - \dot{J}_z^+(P_0,\omega) -$$
$$-\frac{1}{2\pi}\int\limits_S \dot{J}_z^+(P,\omega)\Delta y \sin\alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS +$$
$$+\frac{1}{2\pi}\int\limits_S \dot{J}_y^+(P,\omega)\Delta z \sin\alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS,$$

$$m = 1,2,\ldots \quad M = N.$$

При совпадении точек интегрирования ядро имеет особенность, которая, как это обычно делается, вырезается на некотором малом по (сравнению с шагом) интервале, величина которого выбирается на основе численных экспериментов. Так, проведенные эксперименты [5] показали, что оптимальная величина интервала вырезания особенности составляет 10^{-6}–$10^{-8}\lambda$. В настоящей работе для вырезания особенности выбиралась окружность с радиусом $\varepsilon=10^{-6}\lambda$ [5]. Наличие особенности позволяет сформировать систему линейных алгебраических уравнений с преобладающей главной диагональю.

Отметим, что система уравнений, аналогичная (13), может быть записана и для плотности поверхностного тока на освещенной стороне.

Для оценки практической применимости метода, описанного выше, был проведен ряд расчетов. Использование в расчетах уточнения приближения физоптики для плотности поверхностного тока вблизи кромок позволяет более точно рассчитать токи на освещенной и теневой сторонах всей поверхности ТЕМ-рупора, и соответственно, величину дальнего бокового и заднего излучения. Для вычисления временной зависимости использованы процедуры быстрого преобразования Фурье. В расчет бралось 2^7 гармоник. На рис. 4 – 9 представлены графики рассчитанных составляющих модулей J_x, J_y и J_z для плотности поверхностного тока на различных итерациях в продольном сечении ТЕМ-рупора для средней частоты спектра f = 1,25 ГГц. На всех графиках цифры (1÷5) обозначают номер итерации.

Составляющая J_x в продольном направлении параллельна ребру и имеет особенность вида $\rho^{-1/2}$ (рис. 4), а в поперечном направлении J_x перпендикулярна ребру и вблизи кромки обращается в нуль (рис. 5).

Составляющая J_y плотности поверхностного тока ортогональна всем трем ребрам и вблизи каждой из них обращается в нуль.

Составляющая J_z имеет особенность на поперечных ребрах и обращается в нуль в продольном направлении. Отметим, что аналогичное поведение

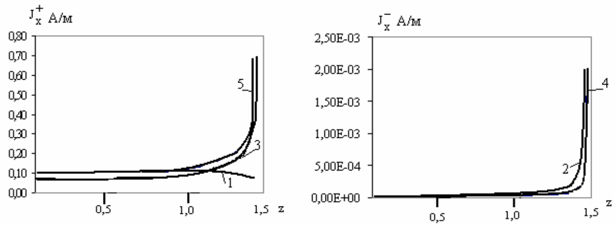

Рис. 4. Плотность составляющей J_x поверхностного тока на освещенной и теневой сторонах ТЕМ-рупора в продольном направлении

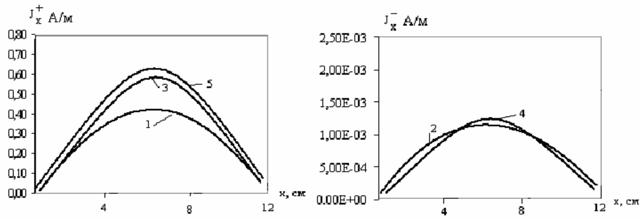

Рис. 5. Плотность составляющей J_x поверхностного тока на освещенной и теневой сторонах ТЕМ-рупора в поперечном направлении

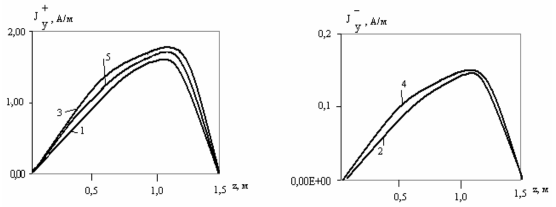

Рис. 6. Плотность составляющей J_y поверхностного тока на освещенной и теневой сторонах ТЕМ-рупора в продольном направлении

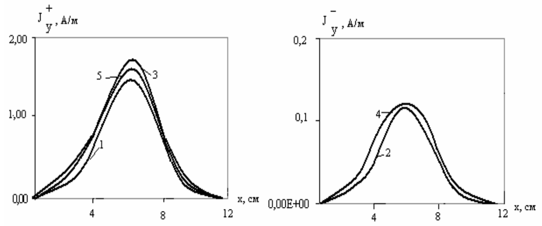

Рис. 7. Плотность составляющей J_y поверхностного тока на освещенной и теневой сторонах ТЕМ-рупора в поперечном направлении

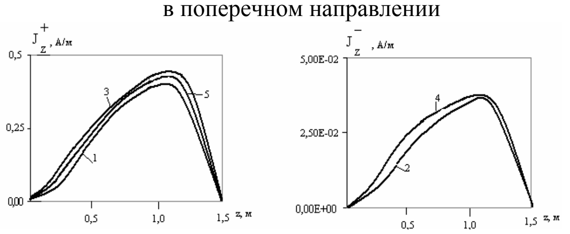

Рис. 8. Плотность составляющей J_z поверхностного тока на освещенной и теневой сторонах ТЕМ-рупора в продольном направлении

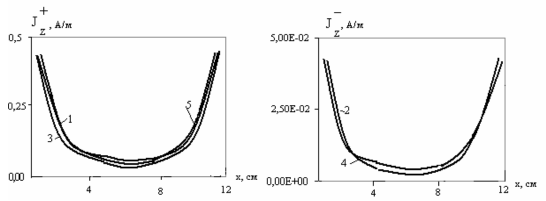

Рис. 9. Плотность составляющей J_z поверхностного тока на освещенной и теневой сторонах ТЕМ-рупора в поперечном направлении

имеют составляющие плотности поверхности тока и для других гармоник, присутствующих в спектре СШП сигнала. Отличие наблюдается лишь в амплитудах. Этот факт можно объяснить электрическими размерами ТЕМ-рупора в продольном и поперечном направлениях. В продольном направлении длина излучателя составляет 1,5 м, в поперечном – 7,5÷15 см, длины волн спектральных составляющих составляют 0,6÷0,15 м. По этой причине при определении плотности поверхностного тока интегрирование проводилось по всей поверхности ТЕМ-рупора.

На рис. 10, 11 представлены расчетные пиковые ДН в плоскостях Е - и Н - соответственно в дальней зоне. Ширина пиковой ДН по уровню 0,7 в плоскости Е составляет порядка 20°, а в плоскости Н – 110°.

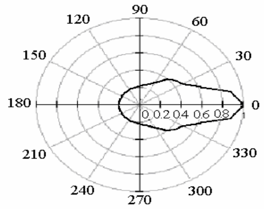

Рис. 10. Пиковая ДН в Е-плоскости

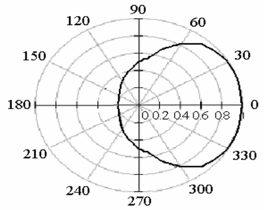

Рис. 11. Пиковая ДН в Н- плоскости

Расчеты показали (рис. 12), что присутствует незначительное (–24 дБ) заднее излучение, обусловленное токами J_S^-, затекающими на внешние стороны пластин.

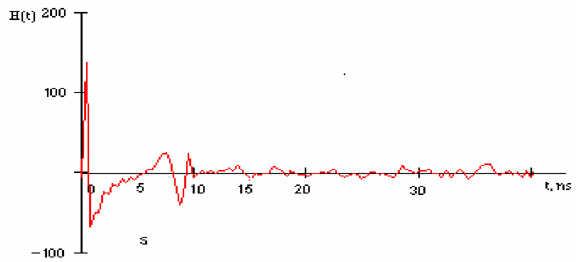

Рис. 12. Расчетная форма СШП сигнала в направлении $\Theta = 0^\circ$

Выводы

Расчеты показали, что при увеличении числа итераций точность практически не изменяется. Это позволяет сделать вывод о том, что для нахождения значения составляющей плотности поверхностного тока J_y, J_x, J_z достаточно выполнить пять итераций. При этом погрешность расчетов не превышает 10%.

Отличие пространственных распределений полей в обеих плоскостях связано с различием электрических размеров антенны в этих плоскостях. Продольный размер антенны превышает пространственную длительность импульса, что обеспечивает излучение энергии преимущественно в продольном направлении ТЕМ-рупора, тем самым сужая пиковую ДН. Характерным моментом является тот факт, что боковое излучение СШП антенны представляет собой практически равномерный фон без явно выраженных боковых лепестков.

Список литературы

1. *Казарин А.Н. Методы расчета и измерения характеристик и параметров антенн / А.Н. Казарин, И.Т. Кравченко, А.С. Ключников. – Минск: БГУ, 1971. – 142 с.*

2. *Мицмахер М.Ю. Безэховые камеры СВЧ / М.Ю. Мицмахер, В.А. Торгованов. – М.: Радио и связь, 1982. – 128 с.*

3. *Хенл Х. Теория дифракции: Пер. с нем. / Х. Хенл, А. Мауэ, К. Вестфаль. – М.: Мир, 1961. – 428 с.*

4. *Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Миттры. – М.: Мир, 1977. – 485 с.*

5. Дмитриев В.И. Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики: Учеб. пос. / В.М. Дмитриев, Е.В. Захаров. – М.: МГУ, 1987. – 167 с.

6. Виноградова М.Б. Теория волн / М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. – М.:Наука, 1990. – 432 с.

Поступила в редколлегию 27.02.2009

Рецензент: д-р техн. наук, проф. И.И. Обод, Национальный технический университет "ХПИ", Харьков.

МЕТОД ВИЗНАЧЕННЯ ПРОСТОРОВО-ЧАСОВИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПРОМІНЮВАЧА КОРОТКОІМПУЛЬСНОЇ ДЗЕРКАЛЬНОЇ АНТЕНИ

М.Г. Іванець, Г.В. Іванець, Д.М. Литовченко, С.М. Власік

Представлений метод визначення просторово-часових характеристик опромінювача надширокосмугової дзеркальної антени у вигляді системи з двох ортогонально розташованих ТЕМ-рупорів. Метод заснований на визначенні щільності поверхневого струму для незамкнутих поверхонь за допомогою інтегральних уявлень з урахуванням умов поблизу кромок.

Ключові слова: *надширокосмуговий сигнал, ТЕМ-рупор, інтегральні уявлення.*

METHOD DETERMINATION OF SPATIO-TEMPORAL DESCRIPTIONS IRRADIATOR SHORT IMPULSE REFLECTOR ANTENNA

M.G. Ivanetc, G.V. Ivanetc, D.M. Litovchenko, S.M. Vlasik

The method determination of spatio-temporal descriptions irradiator of ultrawideband reflector antenna is presented as a system from two ortogonal located TEM-horn. A method is based on determination closeness superficial current for thumbs-under surfaces by integral presentations taking into account terms in the vinicity of edges.

Keywords: *ultrawideband signal, TEM-horn, integral presentations.*