

УДК 621.396.677

Г.В. Ермаков, О.Л. Смирнов, Д.М. Литовченко, М.Г. Иванец

Харьковский университет Воздушных сил им. И. Кожедуба

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК С УЧЕТОМ ВЗАИМНОГО ВЛИЯНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ

Предложен метод расчета пространственно-временных характеристик сверхширокополосных антенных решеток с учетом межэлементных связей. Приведены расчетные пиковые диаграммы направленности для E-плоскостной пятиэлементной решетки.

пространственно-временные характеристики, сверхширокополосные антенные решетки, межэлементные связи

Введение

Анализ литературы. Несмотря на довольно развитый математический аппарат для расчета узкополосных антенных решеток (АР), расчет решеток, состоящих из излучателей сверхширокополосных (СШП) сигналов, представляет собой отдельную серьезную научно-техническую задачу. В литературе имеется незначительное количество публикаций, посвященных определению характеристик СШП АР [1, 2].

Недостатком большинства из них является отсутствие строгих методов расчета пространственных характеристик АР с учетом взаимных связей между элементами.

Целью данной статьи является разработка метода расчета пространственно-временных характеристик СШП АР с учетом межэлементных связей.

Результаты исследований

В случае использования активной АР, состоящей из нескольких элементов, необходимо учитывать возникающие между ними взаимные связи. Взаимные связи между элементами в решетке проявляются следующим образом:

1. Сопротивление излучения элемента в АР отличается от его сопротивления излучения в свободном пространстве и является функцией угла сканирования, т.е. фазировки антенной решетки.

2. Изменяется ДН элемента.

3. Возникают искажения в поляризационных характеристиках.

Изменения сопротивления излучения влекут за собой импедансное рассогласование между антенной и линией передачи, которое сопровождается снижением коэффициента усиления АР. Для АР конечных размеров сопротивление излучения элемента и его диаграмма направленности (ДН) в некоторых пределах зависят также от положения элемента,

поскольку взаимные связи проявляются по-разному для различных элементов.

Предположим, что активная СШП АР состоит из вертикально расположенных ТЕМ-рупоров [3]. Предположим также, что все элементы возбуждаются одновременно. Для решения задачи об излучении СШП сигнала системой экспоненциальных ТЕМ-рупоров в строгой постановке рассмотрим систему, состоящую из $2L$ бесконечно тонких незамкнутых идеально проводящих поверхностей S_{ij} ($i = 1, \dots, L$ – количество рупоров; $j = 1, \dots, 2L$ – количество излучающих плоскостей) с экспоненциальными профилями (рис. 1), расположенных в свободном пространстве.

Каждая из поверхностей S_{ij} является двусторонней поверхностью Ляпунова и не имеет самопересечений.

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

$$\vec{J}(Q_i, t) = \vec{e}_y J_0 \delta(Q_i - Q_{0i}) \delta(t), \quad (1)$$

где $\vec{e}_y J_0$ – вектор-момент диполя; \vec{e}_y – орт оси OY ; J_0 – амплитуда поверхностной плотности тока диполя; $\delta(\cdot)$ – дельта-функция Дирака; Q_{0i} – точка нахождения диполя; Q_i – рассматриваемая (переменная) точка в области расположения источников.

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

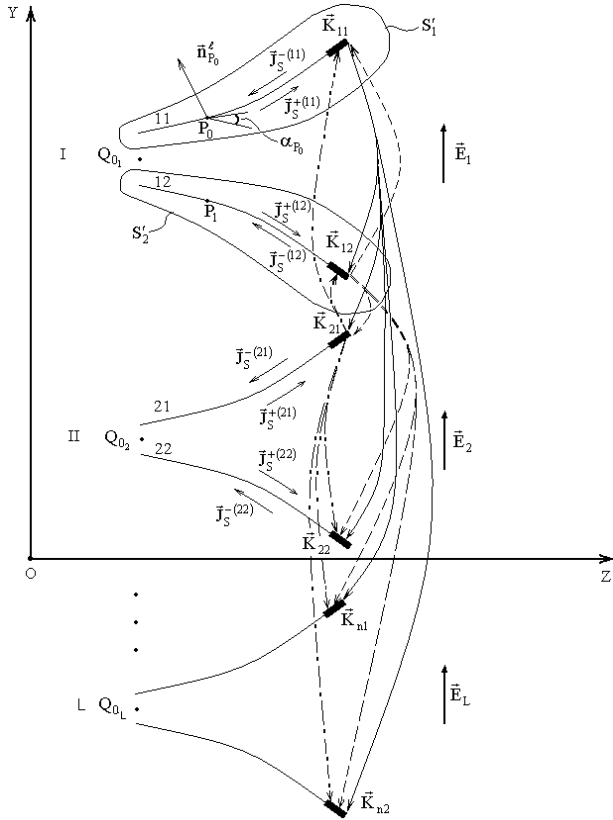


Рис. 1. Схема АР из вертикально расположенных ТЕМ-рупоров (Е-плоскостная решетка)

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

Для определения электромагнитного поля вне поверхности $S = \bigcup S_{ij} (i = 1, L; j = 1, 2L)$ представим поле $\vec{H}^{inc}(Q_i, t)$, возбуждаемое электрическим диполем (1), в виде интеграла Фурье

$$\vec{H}^{inc}(Q_i, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{H}^{inc}(Q_i, \omega) \exp(-j\omega t) d\omega. \quad (2)$$

Решение поставленной задачи вне поверхности S можно выразить через касательные составляющие электрического и магнитного векторов по формулам Страттона–Чу [4].

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:

$$(\vec{n}^e \times \vec{E})|_S = 0; \quad (\vec{n}^e \cdot \vec{H})|_S = 0$$

и магнитная составляющая поля будет иметь вид:

$$\vec{H}(M, \omega) = \vec{H}^{inc}(M, \omega) + \frac{1}{4\pi} \oint_{S_i} \left\{ \text{grad}_{P_{ij}} \frac{\exp(-jk(\omega)r_{MP_{ij}})}{r_{MP_{ij}}} \times \vec{J}(P_{ij}, \omega) \right\} dS_i. \quad (3)$$

Если домножить (3) на уравнение внешней нормали $\vec{n}^e_{P_{0ij}}$ и устремить точку M к точке P_{0ij} поверхности S_{ij} (рис. 1), то, используя свойства нормальной производной потенциала простого слоя, можно получить интегральное представление для тангенциальной составляющей магнитного поля на освещенной части поверхности:

$$\begin{aligned} [\vec{H}_\tau(P_{0ij}, \omega)]^+ &= [\vec{H}_\tau^{inc}(P_{0ij}, \omega)] - \frac{1}{2\pi} \times \\ &\times \oint_{S_{ij}} \left\{ \vec{n}^e_{P_{0ij}} \times \left[\vec{K}(P_{ij}, \omega) \times \text{grad}_{P_{ij}} \frac{\exp(-jk(\omega)r_{P_{ij}P_{0ij}})}{r_{P_{ij}P_{0ij}}} \right] \right\} dS_{ij} + (4), \\ &+ \frac{1}{2} \vec{K}(P_{0ij}, \omega) \end{aligned}$$

где $\vec{K}^{(ij)} = (\vec{H}_\tau)^{+(ij)} - (\vec{H}_\tau)^{-(ij)} = \vec{J}_S^{+(ij)} - \vec{J}_S^{-(ij)}$ – плотность поверхностного тока на поверхности S_{ij} ; $(\vec{H}_\tau)^{+(ij)}$, $(\vec{H}_\tau)^{-(ij)}$ – тангенциальная компонента напряженности магнитного поля с внутренней (освещенной) и внешней (теневого) стороны поверхности, $\vec{J}_S^{+(ij)}$, $\vec{J}_S^{-(ij)}$ – плотность поверхностного тока на внутренней и внешней сторонах рассеивателя; $r_{P_{ij}P_{0ij}}$ – расстояние между точками наблюдения и интегрирования.

Представление (4) содержит две неизвестные плотности тока $\vec{J}_S^{+(ij)}$ и $\vec{J}_S^{-(ij)}$, для определения которых можно воспользоваться методом уточнения приближения физической оптики. Вначале, используя приближение физической оптики, определяется плотность поверхностного тока на освещенной поверхности $\vec{J}_S^{+(ij)}$:

$$\vec{J}_S^0(P_{0ij}, \omega) = \vec{J}_S^{+(ij)}(P_{0ij}, \omega) = 2\vec{n}^e(P_{0ij}) \times \vec{H}^{inc}(P_{ij}, \omega).$$

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

$$\begin{aligned} \vec{J}_S^{-(ij)}(P_{0ij}, \omega) - \frac{1}{2\pi} \int_{S_{ij}} \vec{n}^e(P_{0ij}) \times \\ \times \left[\vec{J}_S^{-(ij)}(P_{ij}, \omega) \times \text{grad}_{P_{ij}} \frac{\exp(-jk(\omega)r_{P_{ij}P_{0ij}})}{r_{P_{ij}P_{0ij}}} \right] dS_{ij} = \\ = 2\vec{J}_S^0(P_{0ij}, \omega) - \vec{J}_S^{+(ij)}(P_{0ij}, \omega) - \end{aligned}$$

$$-\frac{1}{2\pi} \int_{S_{ij}} \bar{n}^e(P_{0ij}) \times \left[\bar{J}_S^{+(ij)}(P_{ij}, \omega) \times \text{grad}_{P_{ij}} \frac{\exp(-jk(\omega)r_{P_{ij}P_{0ij}})}{r_{P_{ij}P_{0ij}}} \right] dS_{ij}.$$

На следующем этапе при решении (4) уточняется $\bar{J}_S^{+(ij)}$ при условии, что $\bar{J}_S^{-(ij)}$ – известная величина. Таким образом, задача нахождения распределения плотности поверхностного тока сводится к итерационному процессу, на каждом этапе которого решается интегральное уравнение Фока относительно поверхностной плотности тока на освещенной или на теневой стороне рассеивателя.

Рассчитанные таким образом плотности поверхностных токов на освещенных $J_S^{+(ij)}$ и теневых сторонах $J_S^{-(ij)}$ излучающих плоскостей позволяют определить "скачок" тока, определяемый в соответствии с выражением, приведенным выше:

$$\bar{K}^{ij} = \bar{J}_S^{+(ij)} - \bar{J}_S^{-(ij)}.$$

В свою очередь, значения \bar{K}^{ij} тока для каждого ТЕМ-рупора позволяют учесть их взаимное влияние при определении поля в точке наблюдения при помощи следующей итерационной процедуры.

Для определения взаимных связей в АР воспользуемся приведенным ранее выражением (4), которое с учетом взаимного влияния излучателей, даст выражение для суммарной плотности поверхностного тока на поверхности S_{ij} :

$$\begin{aligned} \bar{J}_{ij}^*(P_0, \omega) = & \bar{K}^{ij}(P_0, \omega) + \left[\sum_{m=ln=1}^L \sum_{mn=1}^2 \bar{K}^{ij}(P_0, \omega) + \bar{n}_{P_0}^e \frac{1}{2\pi} \times \right. \\ & \left. \times \oint_{S_{mn}} \left\{ \text{grad}_{P_{mn}} \frac{\exp(-jk(\omega)r_{P_0P_{mn}})}{r_{P_0P_{mn}}} \times \left[\bar{K}^{mn}(P_{mn}, \omega) \right] - \right. \right. \\ & \left. \left. - \bar{n}_{P_0}^e \times \frac{1}{2\pi} \oint_{S_{ij}} \left\{ \text{grad}_{P_{ij}} \frac{\exp(-jk(\omega)r_{P_0P_{ij}})}{r_{P_0P_{ij}}} \times \bar{K}^{ij}(P_{ij}, \omega) \right\} dS_{ij} \right] \right] \end{aligned} \quad (5)$$

В (5) первое слагаемое означает плотность поверхностного тока без учета взаимных связей (одиночный облучатель), второе слагаемое учитывает взаимные связи между элементами за счет наведения дополнительного тока на поверхности S_{ij} токами от других поверхностей (излучателей) АР, третье слагаемое учитывает поле, наведенное в системе излучающих поверхностей одного ТЕМ-рупора.

Следовательно, имея систему из L излучателей, получаем систему 2L интегральных представлений Фредгольма для плотности поверхностного тока.

Выражение (5) позволяет определить уточненные плотности поверхностного тока \bar{J}_{ij}^* , характер-

ные для каждого ТЕМ-рупора, при условии их одновременного возбуждения. Эти токи позволяют на следующем шаге алгоритма рассчитать поле в точке наблюдения по определенным в (5) значениям \bar{J}_{ij}^* :

$$\bar{E}(\omega) = \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_S \left[\bar{J}_{ij}^*(\omega), \bar{r}_0 \right] \frac{\exp(jkR)}{R} dS, \quad (6)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость свободного пространства; R – расстояние между точками интегрирования и наблюдения; \bar{r}_0 – радиус вектор в точку наблюдения.

Далее уточненные значения плотности поверхностного тока \bar{J}_{ij}^* для каждого ТЕМ-рупора являются исходными для аналогичного уравнения, т.е. вместо \bar{K}^{ij} в (5) подставляются \bar{J}_{ij}^* . Снова определяются токи с учетом взаимного влияния и рассчитывается напряженность электрического поля в соответствии с (6). Поля, рассчитанные на различных итерациях, сравниваются между собой, и процедура прекращается в случае достижения некоторого предельного значения:

$$\sum_{k=1}^{\omega_{\max}} |E(\omega_k) - E(\omega_{k-1})| < \varepsilon,$$

где ω_{\max} – максимальная циклическая частота спектра СШП сигнала; $\varepsilon > 0$ – напередзаданное малое число.

По известным значениям напряженностей $\bar{E}(\omega)$ с помощью преобразования Фурье определяется временная структура поля $E(t)$.

Таким образом, предложенная итерационная процедура определения плотности поверхностного тока для излучателей АР с учетом их взаимных связей сводится к постепенному уточнению значения искомых плотностей поверхностных токов за счет определения напряженности электрического поля в точке наблюдения с последующим сравнением результатов, полученных на предыдущем шаге.

Отметим, что предложенная процедура позволяет анализировать взаимное влияние элементов в решетках любых конструкций.

На рис. 2 представлена временная структура поля СШП сигнала, излученного 5-элементной решеткой в направлении главного максимума, рассчитанная в соответствии с предложенным методом.

По сравнению с одиночным излучателем наблюдается увеличение максимального значения поля и уширение излученного сигнала. Последний эффект можно объяснить наличием задержек излученного поля от различных излучателей. Очевидно, величина уширения будет увеличиваться по мере увеличения количества излучателей и от величины

угла сканирования. В случае использования Н-плоскостной решетки уширение будет несколько меньше, поскольку уменьшаются геометрические размеры АР (по сравнению с Е-плоскостной решеткой) и, соответственно становятся меньше временные задержки от различных излучателей.

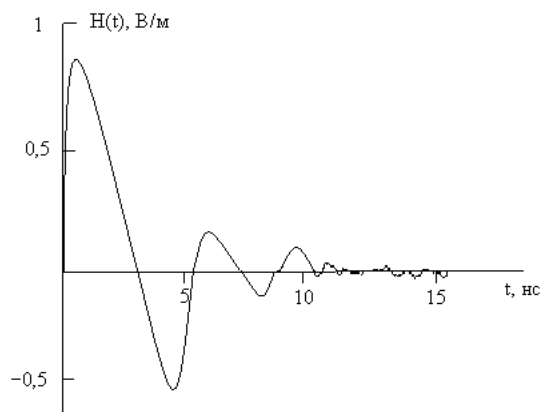


Рис. 2. Поле СШП сигнала в направлении главного максимума, излученное 5-элементной АР

На рис. 3 представлена пиковая ДН по мощности для 5-элементной Е-плоскостной АР с расстоянием между излучателями, соответствующим пространственной длительности СШП сигнала (30 см), в Е- и Н-плоскостях.

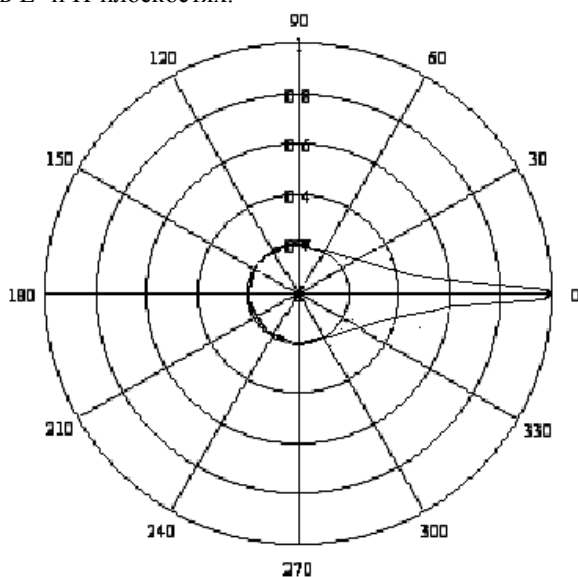


Рис. 3, а. Пиковая ДН по мощности для 5-элементной АР в Е-плоскости

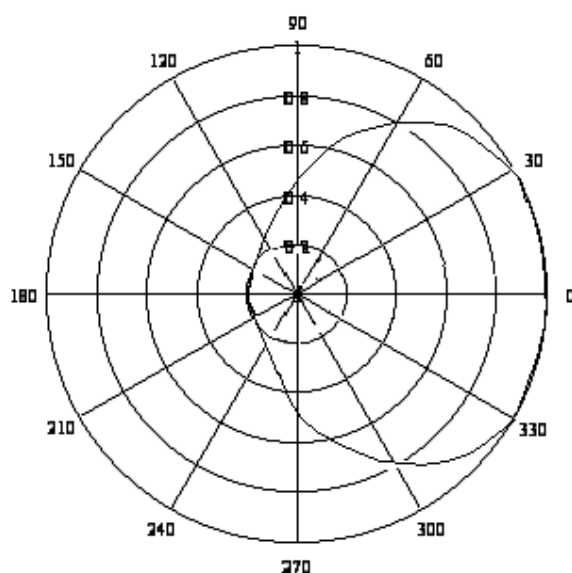


Рис. 3, б. Пиковая ДН по мощности для 5-элементной АР в Н-плоскости

Выводы

Предложенная итерационная процедура определения поля при излучении СШП сигналов антенной решеткой с учетом межэлементных связей позволяет более точно определять их пространственно-временные характеристики, что может оказаться существенным при разработке алгоритмов обработки.

Список литературы

1. Hussain M.G.M. *A Self-Steering Array For Nonsinusoidal Wave*//IEEE Tr. On Electromagn. Compat. – 1986. – Vol. EMC-28, № 2. – P. 96-104.
2. McGrath D.T., Baum C.E. *Scanning and Impedance Properties of TEM Horn Arrays for Transient Radiation*// IEEE on AP. – 1999. – Vol. 47. – № 3. – P. 469-474.
3. Пат. 40962 А Україна, МКИ 7 H01Q13/02. Надширококуткова рупорна антена TEM-хвилі: Пат. 40962 А Україна, МКИ 7 H01Q13/02/ Г.В.Єрмаков; Г.С. Антонов; І.І. Литвинчук; В.Ф. Шеянов. – № 2000127026; Заявл. 07.12.2000; Опубл. 15.08.2001; Бюл. № 7. – 3 с.
4. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Миттры. – М.: Мир, 1977. – 485 с.

Поступила в редколлегию 14.12.2006

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