

УДК 621.396.677

Л.М. Лобкова, проф., д-р техн. наук; М.И. Редин; А.В. Троицкий

Севастопольский национальный технический университет

Студгородок, г. Севастополь, Украина, 99053

E-mail: rt.sevgtu@stel.sebastopol.ua

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ КОН- ФОРМНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Анализируется магнитная составляющая поля излучения в ближней зоне конформной антенной решетки из проволочных излучателей.

Одной из важных и актуальных проблем современной антенной техники является создание гибридно-зеркальных антенн, что подтверждается многочисленными публикациями, а также проводимыми исследованиями в этой области. Сегодня многолучевые и сканирующие гибридно-зеркальные антенны, кроме своего традиционного применения – радиолокации, находят все более широкое применение в области спутниковой связи, а также в различных системах сбора информации. К сожалению, помимо многочисленных достоинств, сделавших эти антенны незаменимыми в указанных областях, есть и у них свои слабые стороны. Кроме высокой стоимости, долгое время ограничивавшей их применение чисто военными задачами, существуют и технические недостатки, присущие большинству зеркальных антенн с облучающей системой в виде антенной решетки, такие как ухудшение направленных свойств антенны при больших углах сканирования, а также значительное сужение полосы рабочих частот антенны по сравнению с элементом решетки.

Проведенные патентные исследования позволили установить, что и высокая стоимость, и сужение полосы рабочих частот объясняются главным образом высокой сложностью диаграммообразующих схем, связанной с необходимостью управлять амплитудно-фазовым распределением токов в решетке с большим числом элементов для получения требуемой диаграммы направленности антенны. Сужение полосы рабочих частот обусловлено также взаимным влиянием элементов решетки. Использование решетки из спиральных облучателей позволяет уменьшить взаимное влияние между элементами, требуемое распределение токов в решетке достигается совместно выбором геометрических параметров спирали и ее положением в решетке относительно других элементов, что позволяет значительно сократить количество элементов в решетке, упростить диаграммообразующую схему и снизить стоимость антенны. Кроме того, существенно упрощается настройка подобной решетки. Зависимость направленных свойств антенны от угла сканирования связана с формой поверхности, на которой расположена решетка

[1], и может быть устранена или в значительной мере ослаблена переходом от плоских решеток к расположенным на конформной поверхности.

Таким образом, применение малоэлементной антенной решетки из спиральных облучателей, расположенных на конформной поверхности, в качестве облучающей системы гибридно-зеркальной антенны позволяет существенно улучшить ее характеристики. Однако описанные в литературе инженерные методы расчета зеркальных антенн ориентированы на использование простых облучателей, таких как открытый конец волновода или электрический диполь. Следует также отметить, что большинство методик расчета диаграмм направленности зеркальных антенн ориентировано на решение задачи аналитическими методами, поэтому для упрощения описания задачи поверхность зеркала считается расположенной в дальней зоне облучателя. При этом, как правило, условия, по которым эта зона определяется, не оговариваются, и ошибки такого приближения не оцениваются. Кроме того, довольно часто не учитываются и поляризационные свойства облучателя. В некоторых случаях точность таких расчетов оказывается приемлемой для практики, однако, как показано в [2], при расчете поляризационных характеристик антенн указанные допущения вносят существенную ошибку. Поэтому, учитывая развитие средств вычислительной техники на сегодняшний день, представляется оправданным переход к численным методам расчета при более строгой постановке задачи.

В связи с вышесказанным актуальным является создание методики расчета гибридно-зеркальной антенны с малоэлементной решеткой из спиральных облучателей, и в первую очередь создание математической модели такой антенны. Настоящая модель построена для зеркала, расположенного в ближней зоне облучателя с учетом его поляризационных свойств. При этом в качестве облучателя может быть использована любая проволочная антенна либо решетка из таких антенн. К достоинствам модели можно отнести также

то, что она допускает применение решетки из разных типов облучателей, а также управление их взаимным расположением на конформной поверхности.

Рассмотрим основные расчетные соотношения на примере одиночного спирального излучателя. На рисунке 1 приняты следующие обозначения: XYZ – система координат, связанная с конформной поверхностью; $M(x,y,z)$ – точка на поверхности зеркала, в которой вычисляется

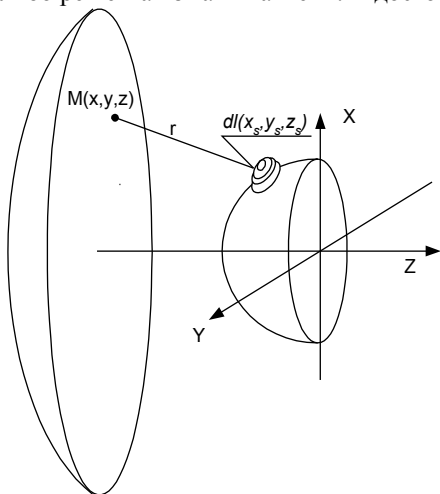


Рисунок 1 – К вычислению магнитной составляющей

магнитная составляющая поля в системе XYZ ; r – расстояние от элемента длины проводника dl до точки M .

Как известно, магнитная составляющая поля излучения антенны может быть определена из выражения [3]

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \vec{A}, \quad (1)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, A – векторный потенциал, определяемый формулой

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_l I(l) \frac{e^{-jkr}}{r} d\vec{l}, \quad (2)$$

где $I(l)$ – распределение тока по длине проводника, k – волновое число свободного пространства, r – расстояние от элемента длины dl до точки M .

Для определения поля решетки по методу [3], необходимо определить проекции вектора напряженности магнитного поля. Используя разложение

$$d\vec{l} = \vec{i} dx + \vec{j} dy + \vec{k} dz,$$

где dx , dy , dz – проекции элемента длины dl на соответствующие орты, с учетом (2) получаем

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_l I(l) \frac{e^{-jkr}}{r} dx \cdot \vec{i} + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_l I(l) \frac{e^{-jkr}}{r} dy \cdot \vec{j} + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_l I(l) \frac{e^{-jkr}}{r} dz \cdot \vec{k}. \quad (3)$$

При описании геометрии спиральной структуры оказывается удобным ввести обобщенный параметр α , определяющий положение элемента длины dl . Переходя к новой переменной, запишем (3) в виде

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\alpha} I(\alpha) \frac{e^{-jkr}}{r} C_i d\alpha \cdot \vec{i} + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\alpha} I(\alpha) \frac{e^{-jkr}}{r} C_j d\alpha \cdot \vec{j} + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\alpha} I(\alpha) \frac{e^{-jkr}}{r} C_k d\alpha \cdot \vec{k}, \quad (4)$$

где

$$C_i = \frac{\partial x_s}{\partial \alpha}, \quad C_j = \frac{\partial y_s}{\partial \alpha}, \quad C_k = \frac{\partial z_s}{\partial \alpha}, \quad (5)$$

x_s , y_s , z_s – координаты элемента $d\alpha$ в системе XYZ .

Применив (1) к (4), получим

$$H_x = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right), \quad H_y = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right), \quad H_z = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right), \quad (6)$$

где H_x , H_y , H_z – проекции вектора напряженности магнитного поля на соответствующие координатные оси, A_x , A_y , A_z – соответствующие им проекции векторного потенциала, определяемые по формуле

$$A_x = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\alpha} I(\alpha) \frac{e^{-jkr}}{r} C_i d\alpha, \quad A_y = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\alpha} I(\alpha) \frac{e^{-jkr}}{r} C_j d\alpha, \quad A_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\alpha} I(\alpha) \frac{e^{-jkr}}{r} C_k d\alpha. \quad (7)$$

Поскольку дифференцирование в (7) осуществляется по пространственным координатам, а интегрирование ведется по длине спирали, форма которой по отношению к ним является неизменной, операции дифференцирования и интегрирования можно поменять местами. С учетом вышеизложенного (7) может быть записана как

$$H_x = \frac{1}{4\pi} \int_{\alpha} I(\alpha) K_1 d\alpha, \quad H_y = \frac{1}{4\pi} \int_{\alpha} I(\alpha) K_2 d\alpha, \quad H_z = \frac{1}{4\pi} \int_{\alpha} I(\alpha) K_3 d\alpha, \quad (8)$$

где K_1, K_2, K_3 – коэффициенты, определяемые по формуле

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} C_k \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} C_j \right); \\ K_2 &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} C_i \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} C_k \right); \\ K_3 &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} C_j \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} C_i \right). \end{aligned} \quad (9)$$

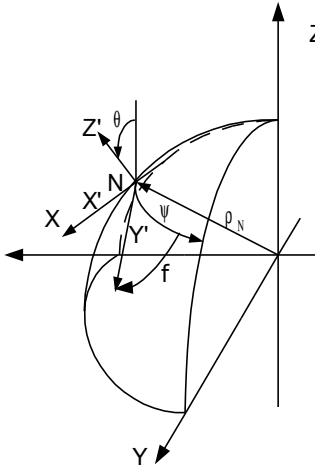
Поскольку коэффициенты (6) определяются исключительно геометрией спирали и от положения точки M в пространстве не зависят, то их можно вынести за знак производной. Выполняя дифференцирование, с учетом разложения

$$r = \sqrt{(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2 + (z - z_s)^2}$$

приходим к формуле

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{e^{-jkr}}{r^2} \left(\frac{1}{r} + jk \right) [C_j(z - z_s) - C_k(y - y_s)]; \\ K_2 &= \frac{e^{-jkr}}{r^2} \left(\frac{1}{r} + jk \right) [C_k(x - x_s) - C_i(z - z_s)]; \\ K_3 &= \frac{e^{-jkr}}{r^2} \left(\frac{1}{r} + jk \right) [C_i(y - y_s) - C_j(x - x_s)]. \end{aligned} \quad (10)$$

Для определения координат элемента спирали обратимся к рисунку 2.



В формуле (12) используются координаты в системе XYZ , связанной с конформной поверхностью. Определение параметрических уравнений спирали, расположенной в точке N на конформной поверхности в этой системе сталкивается со значительными трудностями, в то же время задача решается сравнительно просто при переходе к системе $X'Y'Z'$, начало отсчета которой находится в точке N . В таком случае необходимо установить соответствие между уравнениями кривой в этих системах. Как следует из примера, приведенного в [4], положение элемента решетки на конформной поверхности, заданной формулой

$$\rho_N = f(\theta, \psi),$$

Рисунок 2 – К вычислению координат

где ρ_N – радиус-вектор, проведенный в точку N ; ψ – угол прецессии; θ – угол нутации; φ – угол чистого вращения, может быть однозначно определено посредством указанных четырех элементов.

Между системами XYZ и $X'Y'Z'$ существует однозначное соответствие [4]

$$\begin{bmatrix} x_s \\ y_s \\ z_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x'_s \\ y'_s \\ z'_s \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} x_N \\ y_N \\ z_N \end{bmatrix}, \quad (11)$$

где x_s, y_s, z_s и x'_s, y'_s, z'_s – координаты элемента спирали $d\alpha$ в системах XYZ и $X'Y'Z'$ соответственно, x_N, y_N, z_N – координаты радиус-вектора ρ_N в системе XYZ , ε – коэффициенты Эйлера, определяемые в соответствии с формулой

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \cos\psi \cos\varphi - \sin\varphi \sin\psi \cos\theta & \cos\varphi \sin\psi + \sin\varphi \cos\psi \cos\theta & \sin\varphi \sin\theta \\ -\cos\psi \sin\varphi - \sin\psi \cos\varphi \cos\theta & \cos\varphi \cos\psi \cos\theta - \sin\psi \sin\varphi & \sin\theta \cos\varphi \\ \sin\psi \sin\theta & -\cos\psi \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Аналогичным образом выражаются коэффициенты (6)

$$\begin{bmatrix} C_i \\ C_j \\ C_k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} C'_i \\ C'_j \\ C'_k \end{bmatrix},$$

где C'_i, C'_j, C'_k – коэффициенты (6) в системе $X'Y'Z'$.

Приведенные формулы (8)–(12) позволяют проводить расчет магнитной составляющей поля излучения малоэлементной антенной решетки, расположенной на конформной поверхности. Построенная модель в настоящее время проходит экспериментальную проверку. В дальнейшем она может быть использована при расчете направленных и поляризационных свойств зеркальных антенн с облучателями в виде антенных решеток, расположенных на конформных поверхностях.

Библиографический список

1. Антенны (Современное состояние и проблемы) / Под ред. Л.Д. Бахраха и Д.И. Воскресенского. — М.: Сов. радио, 1979. — 208 с.
2. Князева Л.В. Расчет диаграммы направленности антенны Кассегрена для основной и кросс-поляризационной составляющих поля / Л.В. Князева // Антенны: Сб. науч. тр. — М.: Сов. радио, 1976. — Вып. 24. — С. 134–143.
3. Драбкин А.Л. Антенно-фидерные устройства / А.Л. Драбкин, В.Л. Зузенко, А.Г. Кислов. — М.: Сов. радио, 1974. — 536 с.
4. Кочин Н.Е. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления / Н.Е. Кочин. — М.: Изд-во АН СССР, 1961. — 458 с.

Поступила в редакцию 20.02.004 г.