

УДК 621.396.67

Л.М. Лобкова, проф., д-р техн. наук; В.В. Головин, Ю.В. Тышук,

Севастопольский национальный технический университет

Кафедра радиотехники, Студгородок, Стрелецкая балка, г. Севастополь, 99053

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

МЕТОД АНАЛИЗА ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ОДНО-ЗЕРКАЛЬНОЙ ГИБРИДНО-ЗЕРКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

Получены выражения для определения характеристик излучения однозеркальной гибридно-зеркальной антенны с облучателем из спиральных излучателей произвольной геометрии на конформной поверхности, возбуждаемых током с требуемой амплитудой и фазой.

Гибридно-зеркальные антенны (ГЗА) являются перспективными с точки зрения использования их как в спутниковых системах связи, так и в различных наземных радиотехнических системах. Разработка таких антенн связана с расчетами и экспериментальными исследованиями антенных решеток и зеркальных антенн. Это обуславливает сложности в представлении математической модели поля излучения ГЗА, так как при моделировании облучающей системы необходимо включать туда многоэлементную решетку и в соответствии с этим изменять существующие методы расчета зеркальных антенн и антенных решеток. Для этого применяются на практике различные методы, основанные на законах геометрической оптики, ее приближениях, законах геометрической и физической теории дифракции, в том числе токовый и апертурный методы [1,2].

Однако часть этих методов не позволяет раскрыть важные физические закономерности, обусловленные структурой поля (или тока) в первичных излучателях, их взаимным влиянием и предложить инженерную методику расчета ГЗА, другая позволяет определить распределение поля в раскрыве антенны без описания того, как реализовать подобное распределение, считается, что это проблема техники антенн. Наконец, в ряде методов при расчет ДН зеркальных антенн полагается, что задана не ДН облучателя, а распределение амплитуды $\Phi_0(x)$ по фронту отраженной волны. В методах, где облучатель рассматривается на уровне отдельных элементов, используется их аппроксимация, что делает алгоритмы реализации данных методов весьма громоздкими, требующими значительных машинных и временных ресурсов для расчета. Поэтому на практике часто предпочитают использовать элементарные излучатели, описание которых не составляет трудностей, а требуемые характеристики облучателя реализовывать за счет большого числа таких элементов. В результате возрастает сложность антенной решетки и в особенности, – диаграммо-образующей схемы. Все это служит

препятствием и с экономической точки зрения, и с точки зрения технических требований к устройствам, используемых на орбитальных спутниках.

Поэтому, несмотря на разработанность тематики зеркальных антенн и как их подкласса – ГЗА, остается актуальным вопрос разработки математического аппарата, который позволит учесть особенности поля излучения не только простейших излучателей, но и более сложных структур, таких как проволочные антенны, а также дать возможность моделировать характеристики ЗА в связи с геометрическими параметрами отдельных излучателей и режимом их возбуждения. Это и позволит в итоге разработать малоэлементную антенную решетку, облучатель ГЗА с упрощенной системой возбуждения, что сделает такую антенну более надежной, простой в изготовлении и экономичной.

Основные соотношения для поля излучения антенны. Предлагаемая методика построения гибридно-зеркальной антенны базируется на схеме построения антенны Кассегрена, в которой заменяется облучающая система на конформную решетку излучателей. Иными словами, происходит замена первичного облучателя системой излучателей, расположенных на поверхности малого зеркала.

При дальнейшем исследовании ГЗА необходимо оптимизировать геометрические параметры облучающей системы с учетом близости ее расположения относительно основного зеркала, на основании чего будем считать, что решетка излучателей находится во френелевской зоне и тогда можем воспользоваться разложением в ряд расстояния r (см. рисунок 1) и ограничиться членами второго порядка малости.

$$r_i \approx R + C(\theta_1, \theta_2) + A(\theta_1, \theta_2) \cdot \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - B(\theta_1, \theta_2) \cdot \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (1)$$

$$\text{где } A(\theta_1, \theta_2) = \rho_1 \cdot \sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2 - \frac{\rho_1^2}{R} \cdot \sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2 \cdot \cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2;$$

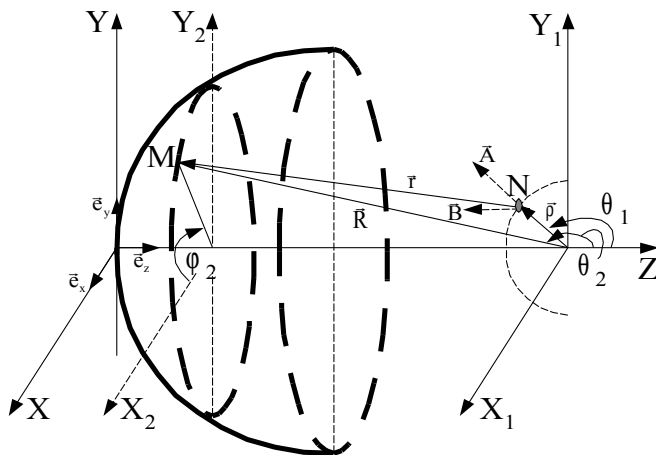


Рисунок 1 – Геометрия гибридно-зеркальной антенны:

$\bar{\rho}$ – внутреннего радиус гиперболической поверхности; $N(\rho, \phi_1, \theta_1)$ – точка местоположения излучателя на поверхности малого зеркала;

$\vec{A}, \vec{B}$ – направления оси излучателя; $M(R, \phi_2, \theta_2)$ – текущая точка на поверхности параболоида; r – расстояние между точками N и M

$$B(\theta_1, \theta_2) = \frac{\rho_1^2}{R} \cdot \sin^2 \theta_1 \cdot \sin^2 \theta_2 ;$$

$$C(\theta_1, \theta_2) = \frac{\rho_1^2}{2R} \cdot (1 - \cos^2 \theta_1 \cdot \cos^2 \theta_2) - \rho_1 \cdot \cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2 .$$

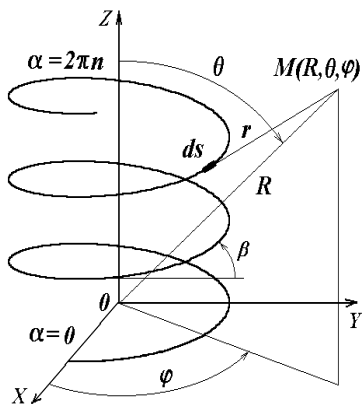


Рисунок 2 – Геометрия круговой цилиндрической спирали

В качестве элемента решетки будем рассматривать спиральные структуры как в виде плоских, так и объемных излучателей. Для круговой цилиндрической спирали описание геометрии (см. рисунок 2) в параметрическом виде рассмотрено в [3,4] и имеет вид:

$$x = a \cdot \cos \alpha ; y = b \cdot \sin \alpha ;$$

$$z = a \cdot \tan \beta \cdot \alpha ; S = a \cdot \sec \beta \cdot \alpha .$$

Рассмотрим вариант расположения оси спирали, совпадающей с радиусом-вектором $\bar{\rho}$, т.е. направление $\vec{A}$ (см. рисунок 1).

Для определения магнитной составляющей поля $H_M(r, \theta_S, \varphi_2)$ в точке M воспользуемся методом векторного потенциала

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \int_S \vec{I}(S) \cdot \frac{e^{-j \cdot k \cdot r_s}}{r_s} dS. \quad (2)$$

Будем решать задачу в предположении распределения тока вдоль проводника в виде бегущей волны

$$I(S) = I_0 \cdot e^{-j \cdot k_\phi \cdot S},$$

где $k_\phi = k \cdot \xi$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\xi = \frac{c}{v_\phi} > 1$ – характеризует замедление волны в спиральной структуре.

Таким образом, магнитную составляющую поля в точке M можем определить, используя соотношение

$$\vec{H}_M = \frac{1}{\mu_0} \cdot \text{rot} \vec{A}, \quad (3)$$

где дифференцирование $\vec{A}$ осуществляется по координатам точки наблюдения $M(x_M, y_M, z_M)$.

После подстановки (2) в (3) получим

$$\vec{H}_M(x_M, y_M, z_M) = \frac{1}{\mu_0} \cdot \int_S \text{rot}\{q \cdot d\vec{S}\} \cdot B,$$

где $B = I_0 \cdot \exp[-jk a \sec(\beta) \alpha] \cdot \exp[jk(x_S \sin \theta_S \cos \varphi_2 + y_S \sin \theta_S \sin \varphi_2 + z_S \cos \theta_S)]$,
 $q = \frac{e^{-j \cdot k \cdot r}}{r}$; x_S, y_S, z_S – координаты точки на спиральном излучателе с учетом отклонения его от оси OZ (см. рисунок 1).

В результате преобразований можем записать соотношения для составляющих магнитного поля H_x, H_y, H_z на поверхности большого зеркала при использовании в качестве элементов облучателя круговых цилиндрических спиралей:

$$H_x = \frac{a}{4\pi} K(R) \cdot N(R) \cdot [\sin \theta_2 \cdot \sin \varphi_2 \cdot J_1 - \cos \theta_2 \cdot J_2], \quad (4)$$

$$H_y = -\frac{a}{4\pi} K(R) \cdot N(R) \cdot [\cos \theta_2 \cdot J_3 + \sin \theta_2 \cdot \cos \varphi_2 \cdot \text{tg} \beta \cdot J_1]; \quad (5)$$

$$H_z = \frac{a}{4\pi} K(R) \cdot N(R) \cdot \sin \theta_2 \cdot [\cos \varphi_2 \cdot J_2 + \sin \varphi_2 J_3]. \quad (6)$$

Здесь $J_1 = \int_0^{\alpha_n} B \sqrt{1 - e^2 \cos^2 \alpha} d\alpha$; $J_2 = \int_0^{\alpha_n} B \cos \alpha d\alpha$; $J_3 = \int_0^{\alpha_n} B \sin \alpha d\alpha$;

$$K(R) \approx \frac{\exp(-j \cdot k \cdot r)}{R}; \quad N(R) = C_1 + A_1 \cdot \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + B_1 \cdot \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2);$$

$$A_1 = -j \cdot k \cdot \frac{\rho^2}{R^2} \cdot \sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2 \cdot \cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2; \quad B_1 = -j \cdot k \cdot \frac{\rho^2}{2 \cdot R^2} \cdot \sin^2 \theta_1 \cdot \sin^2 \theta_2;$$

$$C_1 = -\frac{1}{R} - j \cdot k + j \cdot k \cdot \frac{\rho^2}{2 \cdot R^2} \cdot (1 - \cos^2 \theta_1 \cdot \cos^2 \theta_2).$$

Выведенные соотношения (4)-(6) позволяют вычислить магнитные составляющие поля, создаваемые одним излучателем, расположенным на гиперболической поверхности с ориентацией оси спиральной структуры вдоль направления радиуса-вектора гиперболической поверхности. Для случая нескольких излучающих структур, расположенных на гиперболической поверхности, будем иметь:

$$H_x = \sum_{i=1}^n H_{xi}; \quad H_y = \sum_{i=1}^n H_{yi}; \quad H_z = \sum_{i=1}^n H_{zi}, \quad (7)$$

$$n = 2; 3; 4.$$

Для определения поверхностной плотности тока $\vec{J}_S(x, y, z)$ воспользуемся приближением физической оптики, согласно которому элементы поверхности зеркала можно представить в виде плоскости, касательной в точке отражения падающего луча.

В результате преобразований для составляющих тока на поверхности зеркала можем записать:

$$J_x = -\sin \frac{\Psi}{2} \cdot \sin \varphi_2 \cdot H_z - \cos \frac{\Psi}{2} \cdot H_y; \quad (8)$$

$$J_y = \cos \frac{\Psi}{2} \cdot H_x + \sin \frac{\Psi}{2} \cos \varphi_2 \cdot H_z; \quad (9)$$

$$J_z = -\sin \frac{\Psi}{2} \cdot \cos \varphi_2 \cdot H_y + \sin \frac{\Psi}{2} \cdot \sin \varphi_2 \cdot H_x. \quad (10)$$

Выражения (4)-(10) позволяют рассчитать распределение тока на поверхности параболического зеркала. При дальнейшем интегрировании тока для расчета поля излучения ГЗА в дальней зоне удастся существенно сократить время на расчет характеристик антенны, так как предварительный анализ составляющих тока на зеркале позволяет определиться с областью геометрических параметров спиральных излучателей, их положением на конформной поверхности и режимом возбуждения, при которых формируется плавно изменяющееся, заданной формы распределение тока на зеркале. Соотношения между компонентами тока также характеризует особенности поляризации структуры поля излучения ГЗА. Поэтому расчет облучающей системы ГЗА целесообразно проводить в два этапа: предвари-

тельный анализ распределения тока на зеркале и последующее вычисление поля излучения антенны.

Для апертурных антенн, когда первичная волна, создаваемая облучателем, линейно-поляризована, при расчете ДН до настоящего времени использовался апертурный метод, позволяющий легко осуществлять переход от компонент поля на поверхности зеркала к его апертуре – раскрыву. В данном случае токовый метод осложнен тем, что интегрирование осуществляется по криволинейной поверхности. Здесь исследуется поле излучения ГЗА, когда в качестве первичных излучателей используется решетка излучателей, расположенных на гиперболической поверхности, создающих поле с вращающейся поляризацией, в общем случае – эллиптически поляризованные поля. При этом поле на поверхности большого зеркала характеризуется сложной структурой распределения поверхностной плотности тока $\vec{J}$, обладающей тремя составляющими J_x, J_y, J_z , и пересчет составляющих поля к раскрыву большого зеркала невозможен. Таким образом, дальнейшее рассмотрение ГЗА будем проводить на основе токового метода, предполагая, что $\vec{J}$ на теневой стороне зеркала равна нулю.

Для расчета поля, создаваемого током $\vec{J}$, воспользуемся векторным потенциалом Герца $\vec{A}$, который представим в виде

$$\vec{A} = \int_S \vec{J} \cdot \frac{e^{-jkr_M}}{r_M} dS, \quad (11)$$

где r_M – расстояние от точки M до точки наблюдения P , расположенной в дальней зоне ГЗА; dS – элементарная площадка на параболической поверхности; S – поверхность параболоида вращения.

Переходя к цилиндрической системе координат и выражая координаты точки $M(R, \theta_2, \phi_2)$ через ρ, ϕ_2, z , после преобразований получаем соотношения для составляющих поля излучения ГЗА в дальней зоне

$$E_\theta = A_x \cos \theta \cos \phi + A_y \cos \theta \sin \phi - A_z \sin \theta, \\ E_\phi = -A_x \sin \phi + A_y \cos \phi,$$

для которых A_x, A_y, A_z определяются из выражений:

$$A_x = -\frac{1}{4\pi} \cdot \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} \left\{ \int_0^a \int_0^{2\pi} \frac{\rho^2}{p} \cdot q_2 H_z \sin \phi_2 d\rho_2 d\phi_2 + \int_0^a \int_0^{2\pi} H_y q_2 \rho_2 d\rho_2 d\phi_2 \right\}; \quad (12)$$

$$A_y = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} \left\{ \int_0^a \int_0^{2\pi} H_x q_2 \rho_2 d\rho_2 d\phi_2 + \int_0^a \int_0^{2\pi} H_z \frac{\rho^2}{p} \cdot q_2 \cos \phi_2 d\rho_2 d\phi_2 \right\}; \quad (13)$$

$$A_z = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} \left\{ - \int_0^a \int_0^{2\pi} H_y \frac{\rho^2}{p} q_2 \cos \varphi_2 d\varphi_2 d\rho_2 + \int_0^a \int_0^{2\pi} H_x \frac{\rho^2}{p} q_2 \sin \varphi_2 d\varphi_2 d\rho_2 \right\}. \quad (14)$$

Здесь

$$q_2 = \exp(-j k f \cos \theta) \cdot \exp[-j k [C(\theta, \psi) + A(\theta, \psi) \cdot \cos(\varphi - \varphi_2) + B(\theta, \psi) \cdot \cos^2(\varphi - \varphi_2)],$$

$$A(\theta, \psi) = \frac{R^2}{r_0} \sin \theta \sin \psi \cos \theta \cos \psi - R \sin \theta \sin \psi; \quad B(\theta, \psi) = \frac{1}{2} \frac{R^2}{r_0} \sin^2 \theta \sin^2 \psi;$$

$$C(\theta, \psi) = \frac{1}{2} \frac{R^2}{r_0} (1 - \cos^2 \theta \cos^2 \psi) + R \cos \theta \cos \psi;$$

$r_p \equiv r_0 + f \cos \theta$ — расстояние до точки наблюдения.

Таким образом, полученные соотношения позволяют рассчитать характеристики излучения однозеркальной ГЗА (направленные свойства и поляризация поля излучения) в зависимости от геометрических параметров спиральных излучателей, формирующих облучатель ГЗА, где они могут располагаться в произвольной точке на поверхности малого зеркала и возбуждаться токами с различными амплитудной и фазой. На основании соотношений (7)–(10) можно получить оптимальное распределение тока на зеркале, характеризующееся наибольшей равномерностью в пределах поверхности зеркала и круто спадающее к его центру и краям. Далее на основании соотношений (12)–(14) можно разработать облучающую систему ГЗА, обеспечивающую требуемые характеристики поля излучения, формирование необходимого профиля ДН. Решение этих задач и является предметом дальнейших исследований.

Библиографический список

1. Гармаш В.Н. Задачи и методы синтеза антенных систем по полю в ближней зоне излучения / В.Н. Гармаш // Антенны. — М.: «Радиотехника», 1998. — Т. 41. — № 2. — С. 3–13.
2. Фазовый синтез диаграмм направленности гибридных зеркальных антенн / В.С. Балаганский, В.И. Гусевский, В.М. Плещев, Б.В. Семенов и др. // Антенны. — 1998. — Т. 41. — № 2. — С. 14–22.
3. Лобкова Л.М. Математическая модель поля излучения эллиптических спиральных антенн и оптимизация их параметров / Л.М. Лобкова, М.Б. Проценко, М.В. Ивашина // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. — 1999. — Т. 42. — № 9. — С. 37–43.
4. Lobkova L.M. Generalized model of radiation field of elliptical helical antennas / L.M. Lobkova, M.B. Prozenko, M.V. Ivashina, V.V. Molchanov // Proc. Int. Symp. on Antenna Theory and Techniques, Davos, Switzerland, 9–14 April 2000 y. — Davos, 2000. — P. 76.

Поступила в редакцию 20.02.2003 г.