Радиофизика и радиоастрономия, 2005, т. 10, №2, с. 157-165

УДК 621. 396. 96

Электродинамический метод расчета двумерной модели двухзеркальной антенной системы с носовым диэлектрическим обтекателем

С. В. Кукобко, А. З. Сазонов[1], И. О. Сухаревский[2]

Объединенный научно-исследовательский институт Вооруженных Сил, ул. Динамовская, 3а, г. Харьков, 61023, Украина

[1]Харьковское опытно-конструкторское бюро автоматики "Химавтоматика", ул. Котлова, 129, г. Харьков, 61017, Украина

[2]Харьковской национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: sukharevsky@euro.dinos.net

Статья поступила в редакцию 1 декабря 2004 г.

Рассматривается метод расчета полей излучения и рассеяния двумерной модели двухзеркальной антенны под диэлектрическим остроконечным обтекателем для случаев *E*- и *H*- поляризованного поля. Метод основан на решении интегральных уравнений относительно поля в слое обтекателя и плотности токов на зеркалах. Приведены диаграммы направленности и рассеяния двухзеркальной антенной системы под диэлектрическим обтекателем, опирающимся на идеально проводящую пластину.

На этапе разработки бортовых антенных систем летательных аппаратов возникает необходимость исследования полей излучения и рассеяния зеркальных антенн с диэлектрическими остроконечными обтекателями. Присутствие обтекателя приводит к значительным искажениям характеристик излучения антенны. Обычно при электродинамических расчетах антенных систем (АС) "обтекатель – зеркальная антенна" используются методы физической либо геометрической оптики [1-8]. Они дают приемлемые результаты только в случае, если обтекатель имеет малую кривизну поверхности и не учитываются многократные переотражения волны между стенками обтекателя, между расположенной в его основании аппаратурой и зеркалом антенны. При этом не учитываются также краевые эффекты в распределении токов на зеркале.

Отсутствие адекватного расчетного метода приводит к необходимости проведения дорогостоящей и долговременной радиотехнической доводки антенных систем с обтекателями на основании экспериментальных данных. Для аналитического решения данной задачи предлагается использовать метод интегральных уравнений.

Задача рассеяния электромагнитных волн на зеркальной параболической антенне с облучателем в виде открытого конца плоского волновода и диэлектрическим обтекателем рассматривалась в [9]. В этой работе задача рассеяния произвольно падающей волны на отдельной антенне с бесконечно тонкими зеркалом и стенками облучателя сводится к интегральному уравнению Фредгольма первого рода относительно неизвестного поверхностного тока на контуре антенны, а задача рассеяния на отдельном диэлектрическом обтекателе – к уравнению Фредгольма второго рода относительно неизвестного электрического поля в сечении обтекателя. Решение в [9] находится с помощью итерационной процедуры.

Однако алгоритм численного расчета, построенный на основе вышеизложенной методики, реализован только для случая E-поляризации и имеет ряд недостатков. Насколько можно судить из статьи, алгоритм пригоден лишь для расчета обтекателя в виде кругового цилиндра. Влияние короткозамкнутого облучателя на результирующую эффективную площадь рассеяния системы антенна–обтекатель учитывается с помощью введения в рассмотрение компенсирующего эквивалентного источника (не учитываются переотражения, возникающие между облучателем и антенной и между облучателем и обтекателем).

Строгое решение задачи излучения для зеркальной АС с диэлектрическим круговым цилиндрическим обтекателем получено в работе [10]. Метод решения принципиально опирается на указанную геометрию АС и не может быть применен для обтекателей произвольной формы.

Настоящая статья является продолжением работ [11-12], в которых предложены методы расчета рассеяния электромагнитных волн на остроконечном обтекателе и на системе незамкнутых экранов соответственно. В статье реализован метод электродинамического расчета двумерной модели системы антенна–облучатель–обтекатель (облучатель представлен в виде дополнительного зеркала) для двух поляризаций волны облучения, причем в случае H-поляризации интегральные уравнения содержат значения производной поля на экранах и на поверхности обтекателя.

1. Постановка задачи и основные расчетные соотношения

Будем рассматривать модель двумерной АС, состоящую из двух незамкнутых параболических идеально проводящих и бесконечно тонких экранов S_{01} и S_{02} под оживальным диэлектрическим обтекателем D_2, который опирается на идеально проводящий экран S_{03} (см. рис. 1). Предполагается временная зависимость вида $e^{-j\omega t}$. Стенки обтекателя выполнены из диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью ε_1. В качестве первичного источника поля возьмем синфазную токовую (магнитную) нить, след которой на плоскости XOY совпадает с точкой $\vec{a}$.

Остановимся подробнее на методе расчета для случая H-поляризации волны первичного источника. Отметим, что алгоритм расчета для существенно более простого случая E-поляризации может быть получен по аналогии с приведенным ниже алгоритмом для случая H-поляризации.

Применив последовательно вторую формулу Грина к областям D_1, D_2, D_3, D_4 и проделав ряд преобразований, можно получить следующее интегральное представление для z-компоненты магнитного поля $H_z(\vec{X})$ при $\vec{X} \in D_2$:

$$H_z(\vec{X}) - H_z^0(\vec{X}) = -\int\limits_{S_0} \frac{\partial G(\vec{X},\vec{\xi})}{\partial n_\xi} p(\vec{\xi}) \mathrm{d}l_\xi -$$

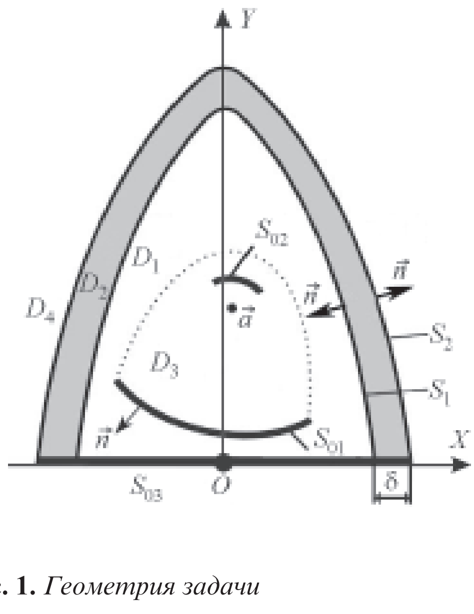

Рис. 1. *Геометрия задачи*

$$-\left(1-\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1}\right)\int_S G(\vec{X},\vec{\xi})\frac{\partial H_z^-(\vec{\xi})}{\partial n_\xi}\mathrm{d}l_\xi -$$

$$-\left(k_1^2-k_0^2\right)\iint_{D_2} G(\vec{X},\vec{\xi})H_z(\vec{\xi})\mathrm{d}s_\xi, \qquad (1)$$

где $H_z^0(\vec{X})$ – z-компонента магнитного поля первичного источника, $\dfrac{\partial H_z^-(\vec{\xi})}{\partial n_\xi}$ – граничное значение нормальной производной полного поля со стороны выбранного положительного направления нормали $\vec{n}$ на $S=S_1\bigcup S_2$. Величина $p(\vec{\xi})=H_z^+(\vec{\xi})-H_z^-(\vec{\xi})$ при рассматриваемой поляризации пропорциональна плотности поверхностного тока, k_0 – волновое число в свободном пространстве, k_1 – волновое число в среде с параметрами обтекателя, $G(\vec{X},\vec{\xi})=G(k_0R)=$ $=H_0^{(1)}\left(k_0\left|\vec{X}-\vec{\xi}\right|\right)/4j$ – функция Грина свободного пространства, $\mathrm{d}l_\xi$ – дифференциал дуги, $\mathrm{d}s_\xi$ – дифференциал площади, ε_0 – диэлектрическая проницаемость свободного пространства, $S_0=S_{01}\bigcup S_{02}\bigcup S_{03}$.

Продифференцировав равенство (1) по n_x и устремив затем точку $\vec{X}$ на S_0, получим уравнение для $\vec{X}\in S_0$:

$$\frac{\partial}{\partial n_x}\int_{S_0}\frac{\partial G(\vec{X},\vec{\xi})}{\partial n_\xi}p(\vec{\xi})\mathrm{d}l_\xi=\frac{\partial H_z^0(\vec{X})}{\partial n_x}-$$

$$-\left(1-\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1}\right)\int_S\frac{\partial G(\vec{X},\vec{\xi})}{\partial n_x}\frac{\partial H_z^-(\vec{\xi})}{\partial n_\xi}\mathrm{d}l_\xi -$$

$$-\left(k_1^2-k_0^2\right)\iint_{D_2}\frac{\partial G(\vec{X},\vec{\xi})}{\partial n_x}H_z(\vec{\xi})\mathrm{d}s_\xi. \qquad (2)$$

Уравнение (2) не удобно для проведения численных расчетов, так как выражение в левой его части представляет собой нормальную производную потенциала двойного слоя. Преобразовав левую часть (2) аналогично тому, как это сделано в работе [12], и введя обозначение $p_l(\vec{\xi})=p(\vec{\xi})\Big|_{\vec{\xi}\in S_{0l}}$, $(l=1,2,3)$, получим уравнение, содержащее не только функцию $p(\vec{\xi})$, но и ее производную $p'(\vec{\xi})$:

$$k_0^2\int_{S_{0l}}(\vec{n}_\xi\vec{n}_x)G(k_0R)p_l(\vec{\xi})\mathrm{d}l_\xi +$$

$$k_0\int_{S_{0l}}G'(k_0R)\left[(\vec{R}^0\vec{\tau}_\xi)p_l'(\vec{X})-(\vec{R}^0\vec{\tau}_x)p_l'(\vec{\xi})\right]\mathrm{d}l_\xi +$$

$$+p_l'(\vec{X})\left[G(k_0R_{A_l})-G(k_0R_{B_l})\right]+$$

$$+\sum_{m\neq l}\int_{S_{0m}}\frac{\partial^2G(k_0R)}{\partial n_\xi\partial n_x}p_m(\vec{\xi})\mathrm{d}l_\xi=$$

$$=\frac{\partial H_z^0(\vec{X})}{\partial n_x}-\left(1-\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1}\right)\int_S\frac{\partial G(\vec{X},\vec{\xi})}{\partial n_x}\frac{\partial H_z^-(\vec{\xi})}{\partial n_\xi}\mathrm{d}l_\xi -$$

$$-\left(k_1^2-k_0^2\right)\iint_{D_2}\frac{\partial G(\vec{X},\vec{\xi})}{\partial n_x}H_z(\vec{\xi})\mathrm{d}s_\xi, \qquad (l=1,2,3) \qquad (3)$$

где $p'(\vec{\xi})\left(p'(\vec{X})\right)$ – производная функции $p(\vec{\xi})\left(p(\vec{X})\right)$ по дуге контура в точке экрана $\vec{\xi}(\vec{X})$; R_{A_l}, R_{B_l} – расстояния от краев экранов S_0 до точки наблюдения; $\vec{\tau}_\xi$, $\vec{\tau}_x$ – орты касательных к линии S_0 в точках $\vec{\xi}$, $\vec{X}$; $\mathrm{d}l_\xi$ – дифференциал дуги; $\vec{R}^0=(\vec{\xi}-\vec{X})/\left|\vec{\xi}-\vec{X}\right|$.

Метод электродинамического расчета для двумерной модели монолитного диэлектрического обтекателя (случай E-поляризации) приведен в [11]. В настоящей статье метод был распространен на случай H-поляризации.

Выражение, стоящее в правой части (1), содержит предельные значения $\partial H_z^-(\vec{\xi})/\partial n_\xi$ на S. Тем не менее наличие этого члена не вызывает дополнительных расчетных трудностей, так как нахождению подлежит поле не на линии, а в плоской области. Соответствующие предельные значения нормальной производной могут быть приближенно выражены через значения поля в области D_2 с помощью интерполяции.

Как показали проведенные исследования, в большинстве случаев решение системы уравнений (1) и (3) может быть получено с помощью итерационной процедуры (в частности, в отсутствие экрана S_{03}). Однако в случае сильного взаимодействия между экранами и обтекателем итерации не приводят к установившимся значениям плотностей токов на экранах и поля в слое обтекателя и систему уравнений (1), (3) необходимо решать непосредственно.

Интегрирование по области D_2 может быть представлено в виде последовательного интегрирования вдоль направляющей линии S_1 и вдоль нормали к S_1. При этом, учитывая, что толщина стенки обтекателя составляет величину порядка половины длины волны, для получения приемлемой точности вычислений в используемой квадратурной формуле достаточно иметь значения подынтегральной функции в трех точках вдоль нормали. Таким образом, интеграл по области D_2 может быть представлен в виде взвешенной суммы интегралов по трем подобным S_1 контурам, находящимся внутри D_2.

Уравнение внутренней поверхности S_1 для боковых стенок обтекателя удобно представить в виде:

$$y = -\mu|x|^{\alpha} + \nu, \qquad (4)$$

где μ, α, ν – коэффициенты, характеризующие форму и размер обтекателя.

В окрестности "носика" форму обтекателя опишем дугой окружности с радиусом R_ϕ, гладко сопрягающейся с кривой (4). Величина носового участка и его радиус кривизны определяются расположением точки, координаты (x_ϕ, y_ϕ) которой удобно задавать с помощью некоторого угла ϕ, отсчитываемого от оси OY (a – половина основания обтекателя):

$$x_\phi = a\sin\phi, \qquad y_\phi = -\mu(a\sin\phi)^{\alpha} + \nu.$$

Введя параметризацию координат обтекателя по оси абсцисс, $x = a\cos\theta$ (где θ – угол, отсчитываемый от оси OX, $0 \le \theta \le \pi$), запишем уравнение контура S_1 в виде:

$$\eta(\theta) = \begin{cases} -\mu(a\cos\theta)^{\alpha} + \nu, & \left|\theta - \dfrac{\pi}{2}\right| \ge \phi, \\ \sqrt{R_\phi^2 + (a\cos\theta)^2} + y_\phi + t_0(\vec{n}_\phi)_y, & \left|\theta - \dfrac{\pi}{2}\right| < \phi, \end{cases}$$

где $t_0 = -x_\phi/(\vec{n}_\phi)_x$, $(\vec{n}_\phi)_x$ – x-компонента орта нормали $\vec{n}_\phi$ к контуру S_1 для $\theta = \pi/2 \pm \phi$.

Кривая S_2 получена путем эквидистантного сдвига кривой S_1 на расстояние δ вдоль нормали $\vec{n}$ к кривой S_1 (δ – толщина стенки обтекателя).

Введем параметризацию точек на контурах внутри стенки обтекателя и на контурах S_0. С целью унификации задания точек введем сквозную нумерацию контуров.

Для точки наблюдения на контурах внутри стенки обтекателя $\vec{X}_l = (x_l, y_l)$, $(l = 1, 2, 3)$:

$$x_l(\theta_0) = a\cos(\theta_0) + h(1-\beta_l)n_x(\theta_0),$$

$$y_l(\theta_0) = \eta(\theta_0) + h(1-\beta_l)n_y(\theta_0), \qquad (0 \le \theta_0 \le \pi);$$

для точек интегрирования на контурах внутри стенки обтекателя $\vec{\xi}_l = (x_{\xi,l}, y_{\xi,l})$, $(l = 1, 2, 3)$:

$$x_{\xi,l}(\theta) = a\cos(\theta) + h(1-\beta_l)n_x(\theta),$$

$$y_{\xi,l}(\theta) = \eta(\theta) + h(1-\beta_l)n_y(\theta), \qquad (0 \le \theta \le \pi).$$

Здесь l – номер контура в обтекателе; $h = \delta/2$ – половина толщины стенки обтекателя; $\beta_{1,3} = \pm 0.7745597$, $\beta_2 = 0$ – абсциссы трехточечной формулы Гаусса; n_x, n_y – компоненты орта внешней нормали $\vec{n}$ к поверхности, ограничивающей обтекатель.

Для точки наблюдения на контурах, соответствующих экранам S_0, $\vec{X}_l = (x_l, y_l)$, $(l = 4, 5, 6)$:

$$x_l(\theta_0) = a_l\cos(\theta_0), \quad y_l(\theta_0) = \eta_l(\theta_0), \quad (0 \le \theta_0 \le \pi);$$

для точек интегрирования на контурах, соответствующих экранам S_0, $\vec{\xi}_l = (x_{\xi,l}, y_{\xi,l})$, $(l = 4, 5, 6)$:

$$x_{\xi,l}(\theta) = a_l \cos(\theta), \quad y_{\xi,l}(\theta) = \eta_l(\theta), \quad (0 \le \theta \le \pi).$$

Здесь $(l-3)$ – номер соответствующего экрана; a_l $(l = 4, 5, 6)$ – половина апертуры l-го контура; $\eta_l(\theta)$ $(l = 4,5,6)$ – функция, описывающая l-й контур. Для экранов S_{01} и S_{02} $\eta_l(\theta) = (a_l \cos\theta)^2 / 2f_l + d_l$, f_l – удвоенное значение фокусного расстояния l-го контура, d_l – высота подъема вершины l-го контура над осью OX. Для экрана S_{03} $\eta_6(\theta) \equiv 0$.

По аналогии с [11] решение интегрального уравнения на каждом контуре внутри области D_2 будем искать в виде отрезка ряда Фурье по косинусам:

$$H_z(\theta_0) = \sum_{k=0}^{N} A_k^l \cos(k\theta_0), \qquad (5)$$
$$(0 \le \theta_0 \le \pi), \qquad (l = 1, 2, 3),$$

а для экранов – с учетом условий Майкснера [13] – в виде:

$$p(\theta_0) = \zeta(\theta_0) \sum_{k=0}^{N} A_k^l \cos(k\theta_0), \qquad (6)$$
$$(0 \le \theta_0 \le \pi), \qquad (l = 4, 5, 6).$$

Здесь A_k^l – подлежащие нахождению коэффициенты; $\zeta(\theta_0) = a_l \sin\theta_0$ – множитель, позволяющий учесть условие Майкснера на l-м контуре. Далее, подставив выражения (5) и (6) в (1) и (3), для каждой точки наблюдения θ_0 получаем систему из шести (по числу контуров интегрирования) уравнений относительно неизвестных коэффициентов A_k^l:

$$\sum_{k=0}^{N} A_k^l \cos(k\theta_0) = H_z^0\left(\vec{X}_l(\theta_0)\right) -$$
$$-\frac{h\left(k_1^2 - k_0^2\right)}{4j} \sum_{m=1}^{3} \alpha_m \sum_{k=0}^{N} C_k^{l,m}(\theta_0) A_k^m +$$
$$+\left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} - 1\right) \sum_{k=0}^{N} \sum_{m=1}^{3} A_k^m \gamma_k^{l,m}(\theta_0) - \sum_{k=0}^{N} \sum_{m=4}^{6} A_k^m V_k^{l,m}(\theta_0),$$
$$(l = 1, 2, 3), \qquad (7)$$

$$\sum_{k=0}^{N} \sum_{m=4}^{6} A_k^m F_k^{l,m}(\theta_0) + \sum_{k=0}^{N} A_k^l D_k^l(\theta_0) = \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial H_z^0\left(\vec{X}_l(\theta_0)\right)}{\partial n_x} -$$
$$-\frac{1}{k_0^2} \frac{h\left(k_1^2 - k_0^2\right)}{4j} \sum_{m=1}^{3} \alpha_m \sum_{k=0}^{N} C_k^{l,m}(\theta_0) A_k^m +$$
$$+\frac{1}{k_0^2}\left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} - 1\right) \sum_{k=0}^{N} \sum_{m=1}^{3} A_k^m \gamma_k^{l,m}(\theta_0),$$
$$(l = 4, 5, 6),$$

где $\alpha_{1,3} = 5/9$, $\alpha_2 = 8/9$ – коэффициенты 3-точечной формулы Гаусса; верхние индексы l, m $(l, m = 1, 2, \ldots, 6)$ определяют номер контура точки наблюдения и точки интегрирования соответственно; $\gamma_k^{l,m}(\theta_0)$ – значения, полученные в результате интегрирования функций, содержащих нормальные производные $\partial H_z^-(\theta_0)/\partial n_\xi$. Коэффициенты $C_k^{l,m}$, $V_k^{l,m}$, $F_k^{l,m}$, D_k^l в выражениях (7) представляют собой интегралы от известных функций. В частности, коэффициент, соответствующий интегральному оператору по слою обтекателя, представляется в виде:

$$C_k^{l,m}(\theta_0) = \int_0^{\pi} H_0^1\left(k_0 \left|\vec{X}_l(\theta_0) - \vec{\xi}_m(\theta)\right|\right) \times$$
$$\times \sqrt{\left(x'_{\xi,m}(\theta)\right)^2 + \left(y'_{\xi,m}(\theta)\right)^2} \cos(k\theta) d\theta.$$

Коэффициенты $F_k^{l,m}$, D_k^l представляют собой интегралы от известных функций по контурам зеркал. Например,

$$F_k^{l,m}(\theta_0) = -\frac{a_l}{\sqrt{1 + \left(x_l(\theta_0)\right)^2 / f_l^2}} \times$$
$$\times \int_0^{\pi} H_0^{(1)}\left(k_0 \left|\vec{X}_l(\theta_0) - \vec{\xi}_m(\theta)\right|\right) \zeta(\theta_0) \times$$
$$\times \left(1 + \frac{x_l(\theta_0) x_l(\theta)}{f_l^2}\right) \sin\theta \cos(k\theta) d\theta,$$

$$D_k^l(\theta_0) = \frac{a_l}{k_0} \times$$

$$\times \int_0^{\pi} \left(H_1^{(1)}\left(k_0 \left| \vec{X}_l(\theta_0) - \vec{\xi}_l(\theta) \right| \right) \left(\vec{R}_0 \vec{\tau}_{\xi} \right) q_n(\theta_0) \frac{\sin\theta}{\sin\theta_0} - \right.$$

$$\left. - H_1^{(1)}\left(k_0 \left| \vec{X}_l(\theta_0) - \vec{\xi}_l(\theta) \right| \right) \left(\vec{R}_0 \vec{\tau}_x \right) q_n(\theta) \right) \cos(k\theta) d\theta +$$

$$+ \frac{a_l}{k_0^2} \left[H_0^{(1)}(k_0 R_{A_l}) - H_0^{(1)}(k_0 R_{B_l}) \right] q_n(\theta_0),$$

$$q_n(\theta) = k \sin(k\theta)\sin(\theta) - \cos(k\theta)\cos(\theta).$$

Выбрав значения точек коллокации θ_0 на каждом из контуров интегрирования в системе (7) так, чтобы их количество превышало число неизвестных коэффициентов, получим из (7) переопределенную систему линейных уравнений для A_k^l, которая может быть решена методом наименьших квадратов.

При совпадении точки наблюдения с краем зеркала выражение $\left[H_0^{(1)}(k_0 R_{A_l}) - H_0^{(1)}(k_0 R_{B_l}) \right]$ имеет логарифмическую особенность, поэтому точки коллокации выбирались не совпадающими с краями экранов.

2. Результаты математического моделирования излучения и рассеяния двухзеркальной антенны с диэлектрическим остроконечным обтекателем

Рассматривалась двухзеркальная антенна, расположенная под остроконечным обтекателем. Зеркала антенн представляли собой параболы, фокус большого зеркала S_{01} находился в точке $\vec{a}$, которая совпадала с фазовым центром зеркала S_{02} (см. рис. 1). Раскрывы зеркал были выбраны равными $8\lambda_0$ и $1.46\lambda_0$, фокусное расстояние зеркала S_{01} – $7\lambda_0$, фокусное расстояние зеркала S_{02} – λ_0 (λ_0 длина волны в свободном пространстве). Вершина большого зеркала была расположена на расстоянии $3\lambda_0$ от экрана S_{03}. В качестве источника первичного поля была использована токовая (магнитная) нить, след которой на плоскости XOY совпадает с точкой $\vec{a}$. Параметры обтекателя были выбраны равными $\mu = 0.8$, $\alpha = 2.15$, $\nu = 30$, при этом длина основания обтекателя равнялась $11\lambda_0$, высота – $30\lambda_0$. Толщина стенки обтекателя была согласована [1] для случая нормального падения волны, как это принято делать на практике, и равнялась $0.5\lambda_1$ (λ_1 длина волны в диэлектрике с $\varepsilon_1 = 4$).

На рис. 2 представлены диаграммы направленности (ДН) системы из трех экранов без обтекателя и в присутствии обтекателя для случая E-поляризации, нормированные к максимуму ДН в отсутствие обтекателя. Сканирование при этом не осуществлялось (экраны S_{01} и S_{02} были расположены симметрично относительно оси обтекателя).

В присутствии обтекателя уровень главного лепестка ДН снизился на 2 дБ и сузился (ширина главного лепестка по уровню половинной мощности без обтекателя $\sim 3.5°$, в присутствии обтекателя $\sim 3°$). При этом уровень ближних боковых лепестков вырос на 0.7 дБ и значительно вырос уровень дальних боковых лепестков. В целом ДН приобрела более изрезанный вид.

На рис. 3 представлены нормированные ДН для той же системы, но при сканировании под углом в $100°$ (экраны S_{01} и S_{02} были повернуты относительно оси обтекателя на $10°$). В данном случае главный лепесток ДН в присутствии обтекателя смещен на $0.5°$ по сравнению с ДН неукрытой антенной системы и расположен под углом в $79.5°$. Его уровень снизился на 1 дБ. Уровень ближнего бокового лепестка слева вырос на 2.5 дБ, и вместе с тем уровень ближнего бокового лепестка справа снизился на 2.7 дБ. Это объясняется тем, что при отклонении антенной системы от осевого положения снижается влияние носовой части обтекателя с малым радиусом кривизны поверхностей на формирование ДН и в тоже время через боковую часть обтекателя поле, излучаемое антенной системой, проходит под углами близкими к нормальным по отношению к поверхностям обтекателя. Как и в случае осевого сканирова-

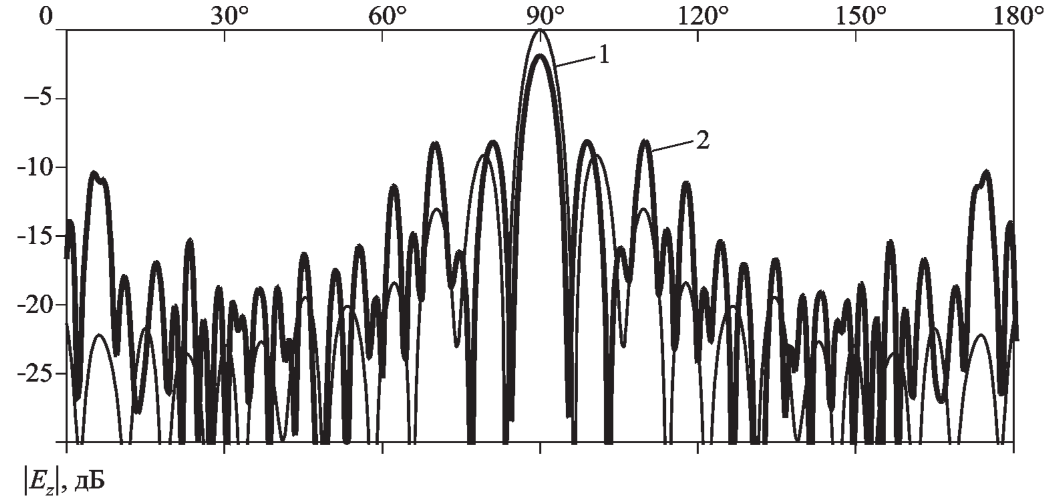

Рис.2. *Нормированные диаграммы направленности системы из трех экранов для случая E-поляризации (без сканирования): ——— – без обтекателя, ▬▬ – с обтекателем*

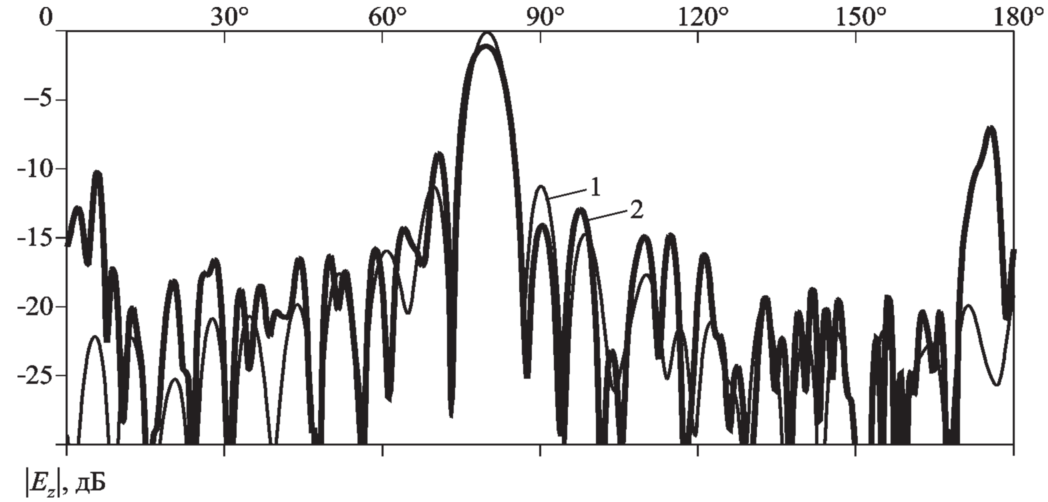

Рис. 3. *Нормированные диаграммы направленности системы из трех экранов для случая E-поляризации (сканирование под углом 10° к оси обтекателя): ——— – без обтекателя, ▬▬ – с обтекателем*

ния наблюдается значительный рост дальних боковых лепестков, что можно объяснить переотражениями от стенок обтекателя, а также наличием экрана S_{03} в основании обтекателя.

Расчеты, проведенные для случая H-поляризации, показали, что поле магнитной нити весьма сильно экранируется малым зеркалом, и в направлении главного лепестка возникает провал. Одновременно существенно (по сравнению со случаем E-поляризации) возрастает уровень боковых лепестков. Отметим, что источник поля в виде магнитной нити не имеет ясной физической интерпретации.

Зеркальные АС, укрытые обтекателями, зачастую используются в качестве бортовых АС летательных аппаратов и оказывают значительное влияние на формирование их эффективной поверхности рассеяния.

На рис. 4 представлены нормированные диаграммы рассеяния (ДР) системы из трех симметрично расположенных экранов и обтекателя при падении плоской волны вдоль оси обтекателя для обеих поляризаций волны облучения. ДР нормированы к своим максимумам $\left(E_{z\,\max}=0.0309\ \text{В/м},\ H_{z\,\max}=0.1066\ \text{В/м}\right)$. При этом ДР в случае H-поляризации имеет менее изрезанные боковые лепестки по сравнению со случаем E-поляризации.

На рис. 5. представлены нормированные ДР системы из трех экранов и обтекателя при падении плоской волны под углом 100° (10° к оси обтекателя) и повороте антенн S_{01} и S_{02} на угол в 110° (20° к оси обтекателя) для обеих поляризаций. ДР нормированы к своим максимумам $\left(E_{z\,\max}=0.0693\ \text{В/м},\quad H_{z\,\max}=0.0986\ \text{В/м}\right)$. Максимум ДР в случае E-поляризации находится под углом 113.25°, а в случае H-поляризации под углом 89.25°.

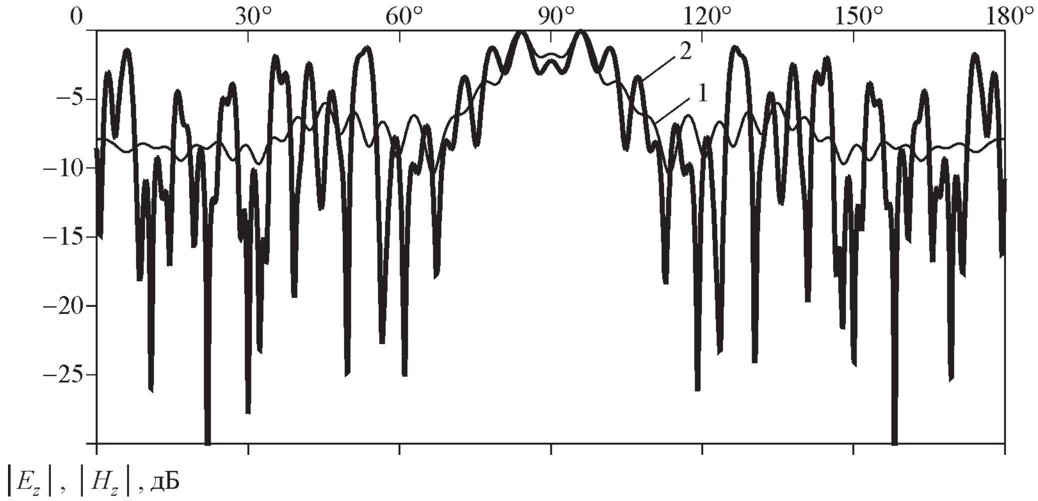

Рис. 4. *Нормированные диаграммы рассеяния системы из трех экранов под обтекателем при падении плоской волны вдоль оси обтекателя: ▬▬ – E-поляризация; ―― – H-поляризация*

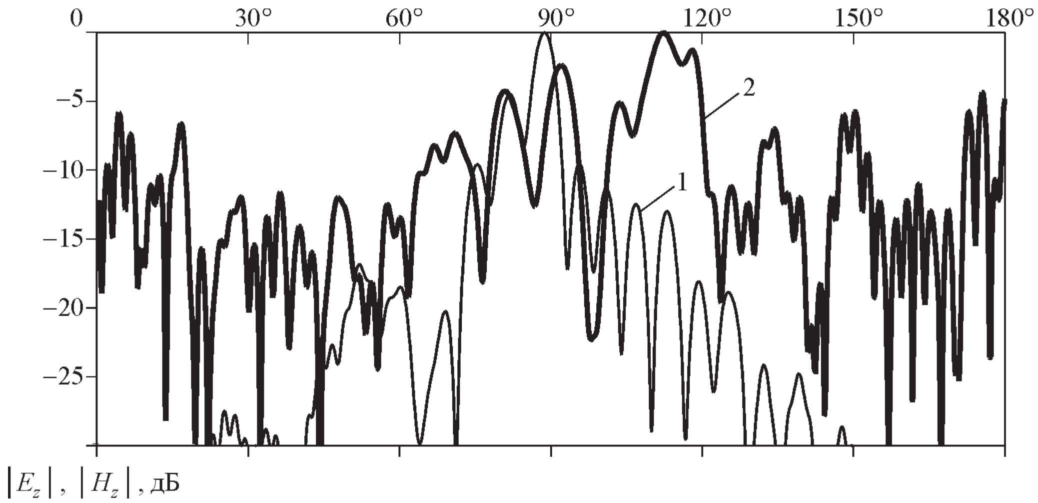

Рис. 5. *Нормированные диаграммы рассеяния системы из трех экранов под обтекателем при падении плоской волны под углом 10° к оси обтекателя и повороте экранов S_{01}, S_{02}: ▬▬ – E-поляризация, ―― – H-поляризация*

Заключение

Таким образом, предложенный в статье метод позволяет производить расчет как полей излучения, так и полей рассеяния для двумерной модели двухзеркальной антенны под оживальным диэлектрическим обтекателем для случаев *E*- и *H*-поляризованных полей. Полученные результаты позволяют производить оценки влияния диэлектрического обтекателя на ДН и уровень вторичного излучения бортовых АС.

Литература

1. Обтекатели антенн / Пер. с англ. под ред. А. И. Шпунтова. – М.: Советское радио, 1950. – 263 с.
2. Пригода Б. А., Кокунько В. С. Обтекатели антенн летательных аппаратов. – М.: Машиностроение, 1978. – 120 с.
3. Burks G., Graf E. R. A high frequency analysis of radome-induced radar pointing error // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1982. – Vol. 30, No. 9. – P. 947-955.
4. Siwiak K., Dowling T. B., and Lewis L. Boresight errors induced by missile radomes // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1979. – Vol. 27, No. 6. – P. 832-841.
5. Arvas E., Rahhalarabi A., Pekel U., and Gundogan E. Electromagnetic transmission through a small radome of arbitrary shape // IEE Proc., Part H., Microwaves, Antennas and Propag. – 1990. – Vol. 137, No. 12. – P. 401-405.
6. Ling H., Chou R., and Lee S. W. Shooting and bouncing rays: Calculating the RCS of an arbitrarily shaped cavity // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1989. – Vol. 37, No. 2. – P. 194-205.
7. Shifflett J. A. CADDRAD: A physical optics radar/radome analysis code for arbitrary 3D geometries // IEEE Antennas Propag. Mag. – 1997. – Vol.39, No. 12. – P. 73-79.
8. Kim H., Ling H. Electromagnetic scattering from an inhomogeneous object by ray tracing // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1992 – Vol. 40, No. 5. – P. 517-525.
9. Михайлов Г. Д., Кутищев С. Н., Кирьянов О. Е. Эффективная площадь рассеяния зеркальной антенны с диэлектрическим обтекателем // Радиофизика. – 1999. – Т. 52, №9. – С. 879-885.
10. Yurchenko V. B., Altintas A., and Nosich A. I. Numerical optimization of a cylindrical reflector-in-radome antenna system // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1999 – Vol. 47, No. 4. – P. 668-673.
11. Кукобко С. В., Нечитайло С. В., Сазонов А. З., Сухаревский О. И. Расчет излучения антенной решетки с носовым диэлектрическим обтекателем // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, №3. – С. 287-295.
12. Сухаревский О. И. Электродинамический расчет модели двухзеркальной антенны со строгим учетом взаимодействия между зеркалами // Радиотехника. – 1982. – Вып. 64. – С. 41-47.
13. Дмитриев В. И., Захаров Е. В., Пименов Ю. В. Методы расчета электромагнитных полей в задачах дифракции на идеально проводящих поверхностях // Вычислительные методы и программирование. – 1973. – Вып. 20. – С. 106-125.

Електродинамічний метод розрахунку двомірної моделі двохдзеркальної антенної системи з носовим діелектричним обтічником

С. В. Кукобко, О. З. Сазонов, І. О. Сухаревський

Розглянуто метод розрахунку полів випромінювання та розсіяння двовимірної моделі дводзеркальної антени під діелектричним гострокінцевим обтічником для випадків *E*- та *H*-поляризованих полів. Метод грунтується на розв'язанні інтегральних рівнянь відносно поля у шарі обтічника та щільності струмів на дзеркалах. Наведено діаграми спрямованості та розсіяння дводзеркальної антенної системи під діелектричним обтічником, що спирається на ідеально провідну пластину.

Electrodynamic Calculation Method for Two-Dimensional Model of a Double-Reflector Atenna System with a Nose Dielectric Radome

S. V. Kukobko, A. Z. Sazonov, and I. O. Sukharevsky

The calculation method for the radiated and scattered fields of a two-dimensional double-reflector antenna model is considered for the cases of *E*- and *H*-polarized fields under the dielectric sharp-nose radome. The method is based on solving the integral equations as respects a radome layer field and a current density on reflectors. Directional radiation and scattering patterns for the double-reflector antenna system are shown for the fields under the dielectric radome based on an ideally conducting plate.