

УДК 621.396.677

Л. М. Любина, М. И. Сугак
 Санкт-Петербургский государственный электротехнический
 университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина)

Добротность ленточного вибраторного излучателя в составе двухслойной бесконечной антенной решетки¹

Приведены формулы для расчета добротности ленточного вибратора, находящегося в составе бесконечной двухслойной фазированной антенной решетки (ФАР) при сосредоточенном или пространственном возбуждении. Математическая модель построена на основе интегрирования ближних полей элементов в пределах ячейки Флоке. Приведены результаты расчета добротности для различной геометрии ФАР.

Бесконечная фазированная антенная решетка, ячейка Флоке, сканирование луча, ленточный вибратор, реактивная энергия, добротность элемента

Постановка задачи. Одной из актуальных задач современной антенной техники является проектирование и разработка широкополосных фазированных антенных решеток (ШП ФАР) с широкоугольным сканированием. В ряде работ, посвященных этой проблеме [1]–[4], геометрия конечной ШП ФАР ищется через поиск условий для минимизации добротности элемента, находящегося в составе двумерно-бесконечной структуры. В частности, в [1], [2] на основе анализа бесконечных ФАР приведена геометрия конечной ФАР с широкоугольным сканированием в октавной рабочей полосе. Вместе с тем работы [1]–[4] обладают и некоторой ограниченностью в исследовании проблемы, в частности, в них не рассматривается пространственное возбуждение элементов ФАР, что не позволяет расширить круг исследуемых объектов до отражательных и проходных антенных решеток (АР), а также многослойных частотно-селективных поверхностей.

В настоящей статье решена задача анализа добротности плоского ленточного вибратора, находящегося в составе двумерной бесконечной двухслойной АР, и нахождения условий, соответствующих минимальному значению его добротности.

Математическая модель. Геометрия исследуемой структуры приведена на рис. 1. Координата верхнего слоя элементов $z = d/2$, нижнего слоя – $z = -d/2$. Плоские ленточные вибраторы возбуждаются падающим внешним полем (рис. 1, а) или сосредоточенными источниками (рис. 1, б). При внешнем возбуждении ориентация вектора напряженности электрического поля совпадает с осью вибраторов.

Считая структуру двумерно-бесконечной и пренебрегая поперечными составляющими токов в диполях, можно записать поля, обусловленные продольной (ориентированной по оси x) составляющей тока в проводниках вибраторов на основе теоремы Флоке [3], [4]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{1}{ab} \sum_m \sum_n \left\{ \hat{G}_{EJ} \mathbf{e}_x \left[F^{(1)}(k_x, k_y) e^{ik_1 d/2} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + F^{(2)}(k_x, k_y) e^{-ik_1 d/2} \right] e^{-i(k_x x + k_y y)} \right\}; \\ \mathbf{H} &= \frac{1}{ab} \sum_m \sum_n \left\{ \hat{G}_{HJ} \mathbf{e}_x \left[F^{(1)}(k_x, k_y) e^{ik_1 d/2} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + F^{(2)}(k_x, k_y) e^{-ik_1 d/2} \right] e^{-i(k_x x + k_y y)} \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

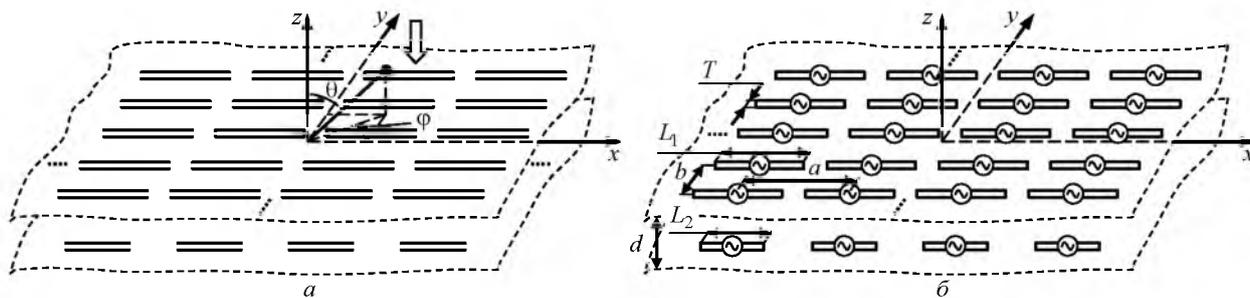


Рис. 1

¹ Исследование выполнено при финансовой поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере.

где a, b – шаг решетки в E - и H -плоскостях соответственно; m, n – номера пространственных гармоник, $\widehat{G}_{EJ}, \widehat{G}_{HJ}$ – тензорные функции Грина в спектральной области для электрического и магнитного полей соответственно, создаваемых электрическим током в излучателе антенной решетки; $F^{(1,2)}(k_x, k_y)$ – фурье-образы распределения электрического поверхностного тока по вибраторам первого и второго слоев соответственно²;

$$\begin{aligned} k_x &= 2\pi(m/a) + k_0 \sin\theta \cos\varphi, \\ k_y &= 2\pi(n/b) + k_0 \sin\theta \sin\varphi, \\ k_1 &= \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}, & k_x^2 + k_y^2 \leq k_0^2, \\ -i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_0^2}, & k_x^2 + k_y^2 > k_0^2, \end{cases} \end{aligned}$$

причем $k_0 = 2\pi/\lambda$.

Формулы (1) для частного случая одного слоя или одинакового токового распределения в элементах каждого слоя и стремлении межслойного расстояния к нулю переходят в известные представления для поля однослойной структуры без экрана [4]. Граничным условием на элементах каждого слоя в пределах ячейки Флоке является равенство нулю касательной (ориентированной по оси x) составляющей суммарного электрического поля на поверхности проводников:

$$\begin{cases} E_{\text{ст}x}^{(1)} = -(E_x^{(11)} + E_x^{(12)}), \\ E_{\text{ст}x}^{(2)} = -(E_x^{(21)} + E_x^{(22)}), \end{cases} \quad (2)$$

где $E_{\text{ст}x}^{(1)}, E_{\text{ст}x}^{(2)}$ – сторонние поля для элементов первого и второго слоев соответственно; $E_x^{(11)}, E_x^{(22)}$ – поля, обусловленные токами элементов в пределах одного слоя; $E_x^{(12)}, E_x^{(21)}$ – поля, обусловленные влиянием токов элементов соседних слоев. Для реализации соотношения (2) в приближении основной поляризации достаточно использовать только один компонент спектральной функции Грина:

$$G_{EJ_{zx}} = 60\pi \frac{k_0^2 - k_x^2}{k_0 k_1} e^{\pm i k_1 z}.$$

Решение системы (2) выполнено методом Галеркина с представлением токового распределения по вибраторам в виде совокупности перекры-

вающихся кусочно-синусоидальных функций и аппроксимации поперечного распределения постоянным значением. В результате для функций $F^{(1,2)}(k_x, k_y)$ получено представление через базисные коэффициенты:

$$F^{(1,2)}(k_x, k_y) = \sum_n^N I_n^{(1,2)} \varphi_n^{(1,2)}(k_x, k_y),$$

где N – количество учитываемых мод в разложении тока; $I_n^{(1,2)}$ – базисные коэффициенты (токи сегментов элементов) в первом и втором слоях; $\varphi_n^{(1,2)}$ – фурье-образы базисных функций в первом и втором слоях. При использовании кусочно-синусоидальных перекрывающихся базисных функций выражение для этих функций имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi_n^{(1,2)}(k_x, k_y) &= \text{sinc}(k_y T / 2) \times \\ &\times \frac{2k_0 \left[\cos\left(\frac{k_x L^{(1,2)}}{N+1}\right) - \cos\left(\frac{k_0 L^{(1,2)}}{N+1}\right) \right]}{(k_0^2 - k_x^2) \sin\left(\frac{k_0 L^{(1,2)}}{N+1}\right)} e^{\frac{i k_x L^{(1,2)} n}{N+1}}, \end{aligned}$$

где $L^{(1,2)}$ – длины вибраторов в первом и втором слоях; T – ширина ленточного вибратора (см. рис. 1).

Совместное условие (2) сводится к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) вида

$$\begin{bmatrix} \mathbf{U}^{(1)} \\ \mathbf{U}^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [Z^{(11)}] [Z^{(12)}] \\ [Z^{(21)}] [Z^{(22)}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{I}^{(1)} \\ \mathbf{I}^{(2)} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где $\mathbf{U}^{(1)}, \mathbf{U}^{(2)}$ – векторы-столбцы размера N , соответствующие напряжениям возбуждения в первом и втором слоях АР; $[Z^{(11)}], [Z^{(22)}]$ – субматрицы с размерами $N \times N$, описывающие взаимодействие отдельных сегментов АР одного слоя; $[Z^{(12)}], [Z^{(21)}]$ – субматрицы с размерами $N \times N$, описывающие взаимодействие сегментов АР между слоями; $\mathbf{I}^{(1)}, \mathbf{I}^{(2)}$ – искомые векторы-строки (размера N) амплитуд токов в сегментах излучателей АР первого и второго слоев.

Элементы субматриц напряжений определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} U_n^{(1)} &= E_0 \varphi_n^{(1)}(k_x, k_y) \times \\ &\times \exp\left\{-i \frac{k_x L^{(1)} [(N-1)/2 - n]}{N+1}\right\}; \end{aligned} \quad (4)$$

² Здесь и далее в скобках в верхнем индексе указывается номер слоя.

$$U_n^{(2)} = E_0 \varphi_n^{(2)}(k_x, k_y) \exp(ik_0 d) \times \exp\left\{-i \frac{k_x L^{(2)} [(N-1)/2 - n]}{N+1}\right\}, \quad (5)$$

$$1 \leq n \leq N,$$

где E_0 – амплитуда падающего поля³.

При возбуждении бесконечной АР сосредоточенными источниками напряжения, расположенными в центре каждого излучающего элемента АР (см. рис. 1, б) и нечетном N соотношения (4), (5) приобретают вид

$$\begin{cases} U_n^{(1)} = 2U_{01}, & n = (N+1)/2; \\ U_n^{(1)} = 0, & n \neq (N+1)/2; \\ U_n^{(2)} = 2U_{02}, & n = (N+1)/2; \\ U_n^{(2)} = 0, & n \neq (N+1)/2, \end{cases}$$

$$1 \leq n \leq N,$$

где U_{01} , U_{02} – амплитуды возбуждающих напряжений.

Элементы субматриц взаимных импедансов имеют вид

$$z_{\eta\zeta}^{(11, 22)} = \frac{60\pi}{ab} \sum_m \sum_n \frac{k_0^2 - k_x^2}{k_0 k_1} \times \varphi_\zeta^{(1, 2)}(k_x, k_y) \varphi_\eta^{(1, 2)*}(k_x, k_y);$$

$$z_{\eta\zeta}^{(12, 21)} = \frac{60\pi}{ab} \sum_m \sum_n \frac{k_0^2 - k_x^2}{k_0 k_1} \times e^{-ik_1 d} \varphi_\zeta^{(1, 2)}(k_x, k_y) \varphi_\eta^{(2, 1)*}(k_x, k_y),$$

$$\eta, \zeta = \overline{1, N},$$

где "*" – символ комплексного сопряжения.

При этом субматрицы $[Z^{12}]$, $[Z^{21}]$ при разных длинах диполей в слоях симметричны относительно диагоналей.

Добротность двуслойного элемента в составе бесконечной двухслойной ФАР определяется как

$$Q = P_{\text{react}} / P_{\text{rad}}, \quad (6)$$

где P_{react} , P_{rad} – реактивная и излученная мощности соответственно.

Найденные из СЛАУ (3) базисные коэффициенты и соответствующие им токовые распределения позволяют вычислить внешние поля, а по ним реактивную и излученную энергию. Мощность потерь на излучение определяется из полей:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, y) &= \frac{1}{ab} G_{EJ_{xx}} \mathbf{e}_x \left[F_1(k_{x0}, k_{y0}) e^{ik_1 d/2} + \right. \\ &\quad \left. + F_2(k_{x0}, k_{y0}) e^{-ik_1 d/2} \right] e^{-i(k_{x0}x + k_{y0}y)}, \\ \mathbf{H}^*(x, y) &= \frac{1}{ab} G_{HJ_{yx}} \mathbf{e}_x \left[F_1^*(k_{x0}, k_{y0}) e^{-ik_1 d/2} + \right. \\ &\quad \left. + F_2^*(k_{x0}, k_{y0}) e^{ik_1 d/2} \right] e^{i(k_{x0}x + k_{y0}y)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $G_{EJ_{xx}}$, $G_{HJ_{yx}}$ – компоненты спектральных функций Грина [3]; $k_{x0} = k_x|_{m=0}$; $k_{y0} = k_y|_{n=0}$.

Для описания полей излучения в бесконечных суммах (1) надо брать только члены с индексами $m = n = 0$ [3]. В этом случае $k_1 = k_0 \cos \theta$; интегрирование выполняется в пределах поперечного сечения ячейки с учетом двухстороннего излучения. Для излученной мощности имеем:

$$P_{\text{rad}} = \text{Re} \left[\int_{-b/2-a/2}^{b/2} \int_{-a/2}^{a/2} \mathbf{E}(x, y) \mathbf{H}^*(x, y) dx dy \right].$$

С учетом (7) получим:

$$P_{\text{rad}} = 1/(a^2 b^2) \text{Re} \left\{ \int_{-b/2-a/2}^{b/2} \int_{-a/2}^{a/2} G_{EJ_{xx}} G_{HJ_{yx}}^* \times \right.$$

$$\times \left[|F_1(k_{x0}, k_{y0})|^2 + |F_2(k_{x0}, k_{y0})|^2 + \right.$$

$$\left. + F_2(k_{x0}, k_{y0}) F_1^*(k_{x0}, k_{y0}) e^{-ik_1 d} + \right.$$

$$\left. + F_1(k_{x0}, k_{y0}) F_2^*(k_{x0}, k_{y0}) e^{ik_1 d} \right] dx dy \left. \right\}.$$

Учтем явное представление компонентов тензора Грина [3]:

$$G_{EJ_{xx}} = -[60\pi/(k_0 k_1)] (k_0^2 - k_x^2) e^{\pm ik_1 z};$$

$$G_{HJ_{yx}}^* = \pm (1/2) e^{\pm ik_1 z}$$

и окончательно получим:

$$P_{\text{rad}} = \frac{30\pi}{ab} \frac{1 - (\sin \theta \cos \varphi)^2}{\cos \theta} \times$$

$$\times \left[|F_1(k_{x0}, k_{y0})|^2 + |F_2(k_{x0}, k_{y0})|^2 + \right.$$

$$\left. + F_2(k_{x0}, k_{y0}) F_1^*(k_{x0}, k_{y0}) e^{-ik_0 d \cos \theta} + \right.$$

$$\left. + F_1(k_{x0}, k_{y0}) F_2^*(k_{x0}, k_{y0}) e^{ik_0 d \cos \theta} \right]. \quad (8)$$

Заметим, что из (8) в случае одного слоя вытекает формула, приведенная в [3].

Окончательное выражение для добротности получим, определив запасенную реактивную энергию. Полная плотность электрической энергии, запасенной в ближнем поле вибраторов верхнего

³ В дальнейшем без ограничения общности принято $E_0 = 1$ В/м.

и нижнего слоев, составляет $W_e = \frac{1}{2} \varepsilon \mathbf{E} \mathbf{E}^*$, где ε – диэлектрическая проницаемость среды.

Плотность реактивной энергии может быть определена как разность полной плотности и плотности энергии излучения W_{rad} [3]–[5]:

$$W_{\text{react}} = W_e - W_{\text{rad}}.$$

Тогда реактивная мощность, запасенная в объеме ячейки Флоке, составляет:

$$P_{\text{react}} = \omega \int_V W_{\text{react}} dV, \quad (9)$$

где ω – угловая частота; V – объем ячейки Флоке, ограниченный координатами:

$$-b/2 \leq y \leq b/2; \quad -a/2 \leq x \leq a/2; \quad -\infty < z < \infty.$$

Учитывая в (9) только пространственные гармоники, описывающие реактивную составляющую, после интегрирования в пределах ячейки Флоке получим:

$$\begin{aligned} \omega W_{\text{react}} = & \left\{ \frac{2\pi\varepsilon_0}{2ab\lambda} \sum_{\substack{m,n \\ m,n \neq 0}} \left[\sum_{j=1}^N I_j^{(1)} \varphi_j^{(1)}(k_x, k_y) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \sum_{j=1}^N I_j^{(2)} \varphi_j^{(2)}(k_x, k_y) \right]^2 \right\} \times \\ & \times \left\{ \left[\left| \frac{k_0^2 - k_x^2}{k_1} \right|^2 + \left| \frac{k_x k_y}{k_1} \right|^2 \right] \left[A_1^{(1)}(k_x, k_y, d) + \right. \right. \\ & \left. \left. + A_2^{(1)}(k_x, k_y, d) + A_3^{(1)}(k_x, k_y, d) \right] + \right. \\ & \left. + |k_x|^2 \left[A_1^{(2)}(k_x, k_y, d) + A_2^{(2)}(k_x, k_y, d) + \right. \right. \\ & \left. \left. + A_3^{(2)}(k_x, k_y, d) \right] \right\}, \end{aligned}$$

где W_{react} – реактивная энергия; $A_p^{(l)}(k_x, k_y, d)$,

$l = 1, 2, 3$, $p = 1, 2, 3$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} A_1^{(1)}(k_x, k_y, d) &= \int_{-d/2}^{d/2} \left| F_1(k_x, k_y) e^{ik_1(z-d/2)} + \right. \\ & \left. + F_2(k_x, k_y) e^{-ik_1(z+d/2)} \right|^2 e^{-2\alpha|z|} dz; \\ A_2^{(1)}(k_x, k_y, d) &= A_2^{(2)}(k_x, k_y, d) = \\ &= \int_{d/2}^{\infty} \left| F_1(k_x, k_y) e^{-ik_1(z-d/2)} + \right. \\ & \left. + F_2(k_x, k_y) e^{-ik_1(z+d/2)} \right|^2 e^{-2\alpha z} dz; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_3^{(1)}(k_x, k_y, d) &= A_3^{(2)}(k_x, k_y, d) = \\ &= \int_{-\infty}^{-d/2} \left| F_1(k_x, k_y) e^{ik_1(z-d/2)} + \right. \\ & \left. + F_2(k_x, k_y) e^{ik_1(z+d/2)} \right|^2 e^{-2\alpha z} dz; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_1^{(2)}(k_x, k_y, d) &= \int_{-d/2}^{d/2} \left| F_1(k_x, k_y) e^{ik_1(z-d/2)} - \right. \\ & \left. - F_2(k_x, k_y) e^{-ik_1(z+d/2)} \right|^2 e^{-2\alpha|z|} dz, \end{aligned}$$

где $\alpha = \sqrt{-k_0^2 + k_x^2 + k_y^2}$.

После интегрирования по координате z получим:

$$\begin{aligned} A_1^{(1)}(k_x, k_y, d) &= \\ &= \frac{1 - e^{-\alpha d}}{\alpha} \left[\left| F_1(k_x, k_y) \right|^2 + \left| F_2(k_x, k_y) \right|^2 \right] + \\ &+ \left(-\frac{e^{-2\alpha d} - 1}{4\alpha} + \frac{d}{2} \right) \left[F_2(k_x, k_y) F_1^*(k_x, k_y) + \right. \\ & \left. + F_1(k_x, k_y) F_2^*(k_x, k_y) \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_2^{(1)}(k_x, k_y, d) &= A_2^{(2)}(k_x, k_y, d) = \\ &= \frac{e^{-\alpha d}}{2\alpha} \left[\left| F_1(k_x, k_y) \right|^2 + \left| F_2(k_x, k_y) \right|^2 \right] + \\ &+ F_2(k_x, k_y) F_1^*(k_x, k_y) \frac{e^{-2\alpha d}}{2\alpha} + \\ &+ F_1(k_x, k_y) F_2^*(k_x, k_y) \frac{1}{2\alpha}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_3^{(1)}(k_x, k_y, d) &= A_3^{(2)}(k_x, k_y, d) = \\ &= \frac{e^{-\alpha d}}{2\alpha} \left[\left| F_1(k_x, k_y) \right|^2 + \left| F_2(k_x, k_y) \right|^2 \right] + \\ &+ F_1(k_x, k_y) F_2^*(k_x, k_y) \frac{e^{-2\alpha d}}{2\alpha} + \\ &+ F_2(k_x, k_y) F_1^*(k_x, k_y) \frac{1}{2\alpha}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_1^{(2)}(k_x, k_y, d) &= \\ &= \frac{1 - e^{-\alpha d}}{\alpha} \left[\left| F_1(k_x, k_y) \right|^2 + \left| F_2(k_x, k_y) \right|^2 \right] + \\ &+ \left(-\frac{e^{-2\alpha d} - 1}{4\alpha} - \frac{d}{2} \right) \left[F_2(k_x, k_y) F_1^*(k_x, k_y) + \right. \\ & \left. + F_1(k_x, k_y) F_2^*(k_x, k_y) \right]. \end{aligned}$$

Тогда для реактивной мощности окончательно имеем:

$$\omega W_{\text{react}} = \frac{30\pi}{k_0 ab} \sum_{\substack{m, n \\ m, n \neq 0}} \left[\left(\left| \frac{k_0^2 - k_x^2}{k_1} \right|^2 + \left| \frac{k_x k_y}{k_1} \right|^2 \right) \times \left[\frac{k_0^2 (k_0^2 - k_x^2)}{k_x^2 + k_y^2 - k_0^2} + 2k_x^2 \right] \right. \\ \left. \times G_1(k_x, k_y, d) + |k_x|^2 G_2(k_x, k_y, d) \right], \quad (10)$$

где

$$G_{1, 2}(k_x, k_y, d) = \frac{1}{\alpha} \left[|F_1(k_x, k_y)|^2 + |F_2(k_x, k_y)|^2 \right] + \left(\pm \frac{e^{-2\alpha d} - 1}{4\alpha} \pm \frac{d}{2} + \frac{e^{-2\alpha d}}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha} \right) \times \\ \times \left[F_2(k_x, k_y) F_1^*(k_x, k_y) + F_1(k_x, k_y) F_2^*(k_x, k_y) \right],$$

причем верхние знаки математических операций относятся к G_1 , нижние – к G_2 .

С учетом (6), (8) и (10) добротность двухслойного элемента в составе бесконечной двухслойной ФАР определяется как

$$Q = \frac{P_{\text{react}}}{P_{\text{rad}}} = \frac{K(\theta, \varphi)}{G_0(k_{x0}, k_{y0}, d)} \times \sum_{\substack{m, n \\ m, n \neq 0}} \left[\left(\left| \frac{k_0^2 - k_x^2}{k_1} \right|^2 + \left| \frac{k_x k_y}{k_1} \right|^2 \right) \times G_1(k_x, k_y, d) + |k_x|^2 G_2(k_x, k_y, d) \right], \quad (11)$$

где

$$K(\theta, \varphi) = \frac{\cos \theta}{1 - (\sin \theta \cos \varphi)^2}; \\ G_0(k_{x0}, k_{y0}, d) = |F_1(k_{x0}, k_{y0})|^2 + |F_2(k_{x0}, k_{y0})|^2 + F_2(k_{x0}, k_{y0}) F_1^*(k_{x0}, k_{y0}) e^{-ik_0 d \cos \theta} + F_1(k_{x0}, k_{y0}) F_2^*(k_{x0}, k_{y0}) e^{ik_0 d \cos \theta}.$$

Формула (11) допускает предельный переход к однослойной геометрии. В этом случае надо принять $d \rightarrow 0$ при синфазном возбуждении в обоих слоях. В результате получим:

$$\lim_{d \rightarrow 0} Q = \frac{\cos \theta}{1 - (\sin \theta \cos \varphi)^2} \times \frac{1}{\left| \sum_{j=1}^N I_j^{(1)} \varphi_j(k_{x0}, k_{y0}) \right|^2} \times \frac{1}{\alpha} \sum_{\substack{m, n \\ m, n \neq 0}} \left| \sum_{j=1}^N I_j^{(1)} \varphi_j(k_x, k_y) \right|^2$$

Выражение (12) было ранее опубликовано авторами в [6].

Примеры расчета добротности элемента в составе антенной решетки. Адекватность предложенной математической модели проверена с помощью электродинамического моделирования методом конечного интегрирования для двухслойной бесконечной ФАР с внутренним возбуждением в верхнем слое ($U_{01} \neq 0, U_{02} = 0$) и разным электрическим расстоянием между слоями. Исследованная АР характеризуется следующими геометрическими параметрами: $L_1 = L_2 = 0.45\lambda$, $a = b = 0.5\lambda$, $W = 0.02\lambda$. Добротность вычислялась через входной импеданс по известному соотношению [7]. Полученные результаты (рис. 2, штриховые кривые) сопоставлялись с результатами расчета той же АР с помощью (11) (рис. 2, сплошные кривые; f – текущая частота; f_0 – рабочая частота АР). Учитывалось $N = 5$ базисных функций. Как следует из рис. 2, в исследованном интервале частот наблюдается некоторое расхождение зависимостей. Указанное расхождение объясняется особенностью описания узла питания в методе конечного интегрирования и допущениями, принятыми в предлагаемой математической модели.

Формула (11) позволяет исследовать варианты геометрии широкополосных проходных печатных АР или частотно-селективных поверхностей с диэлектрическими подложками из пенополиэтилена [8]. Расчеты показывают, что при увеличении плотности упаковки элементов в раскрыве АР можно достигнуть значительного уменьшения добротности элементов, причем применение второго слоя дает в этом смысле дополнительные возможности. Результаты расчета зависимости добротности элемента от шага решетки в H -плоскости

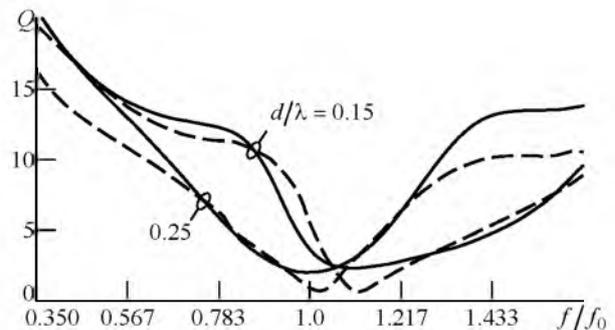


Рис. 2

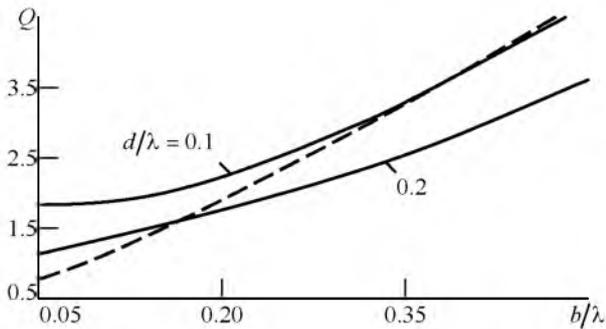


Рис. 3

кости для одно- и двухслойной структур при учете 5 базисных функций и внешнем питании приведены на рис. 3. АР характеризуется следующими геометрическими параметрами: $L_1 = 0.45\lambda$, $L_2 = 0.35\lambda$, $a = 0.5\lambda$, $T = 0.02\lambda$. Результаты расчета показывают, что двухслойная структура при $b/\lambda > 0.17$ и $d/\lambda > 0.2$ имеет преимущества над однослойной (рис. 3, штриховая линия), с уменьшением толщины до $d/\lambda > 0.1$ преимущества двухслойной практически пропадают. Зависимость добротности от расстояния между слоями (рис. 4, сплошные линии – двухслойная

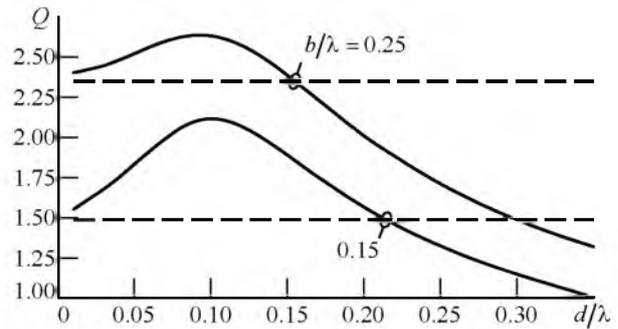


Рис. 4

структура, штриховые – однослойная структура) свидетельствует, что область, где достигается преимущество двухслойной структуры, сужается при уменьшении шага решетки в H -плоскости.

В результате проведенного исследования получено выражение для добротности ленточного вибратора, находящегося в составе двухслойной бесконечной антенной решетки в свободном пространстве при многомодовой аппроксимации токового распределения в вибраторах каждого слоя. Элементы решетки возбуждаются внешним полем или сосредоточенными источниками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сугак М. И., Шарапкина Ю. И. Добротность вибраторных излучателей в составе бесконечной ФАР // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2013. Вып. 2. С. 3–7.
2. Сугак М. И., Шарапкина Ю. И. Характеристики широкополосных вибраторных ФАР с малым междуэлементным расстоянием // Электроника и микроэлектроника СВЧ: сб. докл. Всерос. конф., Санкт-Петербург, 3–6 июня 2013 г. URL: <http://mwelectronics.ru/2013/stend.html> (дата обращения 26.05.2016).
3. Kwon D. H., Pozar D. M. Energy Storage and Radiation Q of Infinite Planar Dipole Phased Arrays // IEEE Trans. on Ant. and Prop. 2014. Vol. AP-62, № 1. P.153–162.
4. Kwon D. H., Pozar D. M. Radiation Q of planar dipole phased arrays on a grounded substrate // Ant. and Prop. Society Int. Symp. (APSURSI). Memphis, USA, 6–11 July 2014. Piscataway: IEEE, 2014. P. 928–929.
5. McLean J. S. A Re-Examination of the Fundamental Limits on the Radiation Q of Electrically Small Antennas // IEEE Trans. on Ant. and Prop. 1996. Vol. AP-44, № 5. P. 672–676.
6. Любина Л. М., Сугак М. И. Электродинамический анализ добротности вибраторного излучателя в составе многослойной ФАР // 68-я науч.-техн. конф. профессорско-преподавательского состава ун-та: сб. докл. студентов, аспирантов и молодых ученых. СПб: Изд-во СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 2015. С. 23–27.
7. Yaghjian A. D., Best S. R. Impedance, Bandwidth and Q of Antenna // IEEE Trans. on Ant. and Prop. 2005. Vol. AP-53, № 4. P. 1298–1324.
8. Опыт проектирования и результаты исследования печатных многослойных линзовых антенн // С. В. Баландович, Г. А. Костиков, А. А. Пташкин, Р. О. Рязанцев, Ю. П. Саломатов, М. И. Сугак // Антенны. 2010. № 8. С. 3–8.

L. M. Liubina, M. I. Sugak
Saint Petersburg Electrotechnical University "LETI"

Quality Factor of Planar Dipole in Two-Layer Infinite Phased Array

Quality factor formulas for planar dipole in two-layer infinite phased antenna array in case of lumped or spatial excitation are presented. The mathematical model is based on the integration near fields of elements within the Floquet cell. Results of the calculation of quality factor for different PAA geometry are presented.

Infinite phased antenna array, Floquet cell, beam scan, planar dipole, reactive energy, quality factor.

Статья поступила в редакцию 1 марта 2016 г.