

ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ РАМОЧНОЙ АНТЕННЫ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Н. Н.Горобец, А.В.Тривайло

*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина,
e-mail: Nikolay.N.Gorobets@univer.kharkov.ua*

Поступила в редакцию 27 сентября 2008 г.

На основе метода потенциалов Герца решена внешняя задача электродинамики об излучении прямоугольной проволочной рамочной антенны, возбуждаемой бегущей волной тока, в сферической и декартовой системах координат без ограничений на размеры излучателей и расстояния до точки наблюдения. Показано, что в ближней зоне излучения векторы электрического и магнитного полей в декартовой и сферической системах координат имеют все 6 компонент. Волновые процессы вблизи рассмотренного излучателя отличаются большими градиентами амплитуд электромагнитного поля.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: электромагнитные волны, излучение, ближняя зона, вектор Герца, антенна бегущей волны, рамочная антенна

ВВЕДЕНИЕ

Теоретическое исследование энергетических, амплитудных, фазовых и поляризационных характеристик электромагнитных полей вблизи излучающих систем имеют большое значение не только с научной точки зрения, но также для решения многих технических и прикладных задач [1-8]. Весьма актуальна задача нахождения связи близко расположенных излучателей в антенных решетках, особенно в сканирующих и многодиапазонных. Отдельное значение имеет проблема анализа характеристик электромагнитной совместимости близко расположенных антенн, в частности, расчет защитных экранов, а также другие теоретические задачи.

Еще одной задачей является разработка систем связи в диапазонах сверхдлинных, длинных, средних и коротких волн на небольших расстояниях. Так как в этих случаях расстояние между корреспондентами может быть порядка или даже меньше длины волны, антенны приемопередатчиков работают в ближней зоне друг друга. Эта же особенность встречается в геологоразведке с помощью радиофизических методов и в устройствах бесконтактного измерения или контроля параметров веществ.

Учет ближних полей важен при теоретических и экспериментальных исследованиях взаимодействия электромагнитных волн с веществом. В частности, это проблемы, связанные с облучением биологических объектов в биологии и медицине. Эти проблемы не исчерпывают всех встречающихся на практике задач, связанных с ближним полем антенн.

Антенна бегущей волны определяется как антенна, поля и токи в которой, создающие ее поле излучения, могут быть представлены одной или несколькими бегущими волнами, распространяющимися обычно в одном направлении. Если структура, вдоль которой распространяется бегущая волна, хорошо согласована с возбуждающим ее источником или фидерным трактом, то амплитуда отраженной волны весьма мала и излучение происходит только за счет бегущей волны. В свою очередь, антенну стоячей волны можно рассматривать как антенну бегущей волны, в которой две волны одинаковой амплитуды распространяются в противоположных направлениях.

Наряду с антеннами в виде прямолинейных проводов на практике применяются замкнутые (кольцевые) антенны. Примером антенн такого рода является так называемая круглая антенна Татаринова в виде синфазного проволочного кольца или многоугольника с неизменной амплитудой тока в проводе. На характеристики подобных антенн в их ближней зоне существенно влияет форма излучателя. Целью настоящей статьи является решение внешней задачи электродинамики об излучении прямоугольной рамочной антенны в ближней и промежуточной зонах наблюдения.

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ РАМКИ В СФЕРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ МЕТОДОМ ПОТЕНЦИАЛОВ ГЕРЦА

Методика расчета полей излучателей в ближней зоне приведена в работах [1-6]. Считается, что заданы электрические \vec{j}^e и магнитные \vec{j}^m токи в антенне. Зависимость токов от времени примем в виде $\exp(i\omega t)$. Электрические и магнитные векторы поля могут быть определены через векторы Герца в следующем виде:

$$\vec{E} = -i\omega \text{rot} \vec{\Pi}^m + \text{grad} \text{div} \vec{\Pi}^e + \kappa^2 \vec{\Pi}^e,$$

$$\vec{H} = i\omega\epsilon\text{rot}\vec{\Pi}^p + \text{graddiv}\vec{\Pi}^M + k^2\vec{\Pi}^M, \quad (1)$$

где магнитный и электрический векторы Герца определяются соотношениями:

$$\vec{\Pi}^M = \frac{1}{4\pi i\omega\mu_L} \int \vec{j}^M \psi dl, \quad \vec{\Pi}^p = \frac{1}{4\pi i\omega\epsilon_L} \int \vec{j}^p \psi dl, \quad \psi = \frac{\exp(-ikr)}{r}, \quad \omega - \text{круговая частота}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} -$$

волновое число в свободном пространстве, r - расстояние от точек излучателя с текущими координатами (x_a, y_a) до точки наблюдения:

$$r = \sqrt{(R^2 - 2x_a R \sin \theta \cos \varphi - 2y_a R \sin \theta \sin \varphi + x_a^2 + y_a^2)}. \quad (2)$$

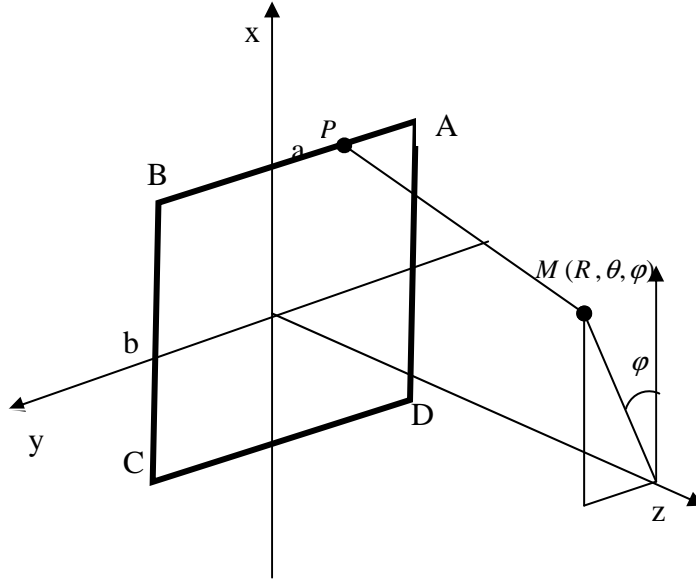


Рис. 1. Системы координат задачи

Поскольку в данной постановке задачи отсутствуют магнитные токи, то выражения для электромагнитных полей упрощаются:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \text{graddiv}\vec{\Pi} + k^2\vec{\Pi}, \\ \vec{H} &= i\omega\epsilon\text{rot}\vec{\Pi}, \end{aligned} \quad (3)$$

где выражение для вектора Герца имеет следующий вид:

$$\vec{\Pi} = \frac{1}{4\pi i\omega\epsilon_L} \int \vec{j} \psi dl. \quad (4)$$

Из-за отсутствия магнитных токов индексы при векторе Герца опущены. Для вычислений проекций векторов поля на орты сферической системы координат учитывается разложение ортов \vec{x}^0, \vec{y}^0 по ортам сферической системы координат:

$$\begin{cases} \vec{x} = R^0 \sin \theta \cos \varphi + \vec{\theta}^0 \cos \theta \cos \varphi - \vec{\varphi}^0 \sin \varphi \\ \vec{y} = R^0 \sin \theta \sin \varphi + \vec{\theta}^0 \cos \theta \sin \varphi + \vec{\varphi}^0 \cos \varphi \end{cases} \quad (5)$$

Запишем выражение для электрического тока:

$$\vec{j} = \vec{l} j_0 e^{-l(\alpha + ik\xi)}, \quad (6)$$

где \vec{l}^0 - орт касательной к поверхности проводника, а l - элемент длины, α - коэффициент затухания, ξ - коэффициент укорочения волны, j_0 - амплитуда тока в точке возбуждения рамочного излучателя.

Для нахождения выражений для электромагнитных полей удобно разбить весь проводник на 4 участка AB, BC, CD, DA и получить решение для каждого. Затем, суммируя полученные поля, получим поле всей рамки.

Учитывая (2), (5) и (6) для каждого участка получим следующие выражения:

Участок АВ:

$$\begin{aligned} \overset{1}{l}^0 &= \overset{1}{R}^0 \sin \theta \sin \varphi + \overset{1}{\theta}^0 \cos \theta \sin \varphi + \overset{1}{\varphi}^0 \cos \varphi, \\ \overset{\Gamma}{j}_1 &= (\overset{1}{R}^0 \sin \theta \sin \varphi + \overset{1}{\theta}^0 \cos \theta \sin \varphi + \overset{1}{\varphi}^0 \cos \varphi) j_0 e^{-y_a(\alpha+ik\xi)}, x_a = a, \\ r_1 &= \sqrt{(R^2 - 2aR \sin \theta \cos \varphi - 2y_a R \sin \theta \sin \varphi + a^2 + y_a^2)}, dl = dy. \end{aligned} \quad (7)$$

Участок ВС:

$$\begin{aligned} \overset{1}{l}^0 &= \overset{1}{R}^0 \sin \theta \cos \varphi + \overset{1}{\theta}^0 \cos \theta \cos \varphi - \overset{1}{\varphi}^0 \sin \varphi, \\ \overset{\Gamma}{j}_2 &= (\overset{1}{R}^0 \sin \theta \cos \varphi + \overset{1}{\theta}^0 \cos \theta \cos \varphi - \overset{1}{\varphi}^0 \sin \varphi) j_0 e^{-x_a(\alpha+ik\xi)}, y_a = -b, \\ r_2 &= \sqrt{(R^2 - 2xR \sin \theta \cos \varphi + 2bR \sin \theta \sin \varphi + x^2 + b^2)}, dl = dx. \end{aligned} \quad (8)$$

Участок CD:

$$\begin{aligned} \overset{1}{l}^0 &= -(\overset{1}{R}^0 \sin \theta \sin \varphi + \overset{1}{\theta}^0 \cos \theta \sin \varphi + \overset{1}{\varphi}^0 \cos \varphi), \\ \overset{\Gamma}{i}_3 &= -(\overset{1}{R}^0 \sin \theta \sin \varphi + \overset{1}{\theta}^0 \cos \theta \sin \varphi + \overset{1}{\varphi}^0 \cos \varphi) i_0 e^{-y_a(\alpha+ik\xi)}, x_a = -a, \\ r_3 &= \sqrt{(R^2 + 2aR \sin \theta \cos \varphi - 2yR \sin \theta \sin \varphi + a^2 + y_a^2)}, dl = -dy. \end{aligned} \quad (9)$$

Участок DA:

$$\begin{aligned} \overset{1}{l}^0 &= -(\overset{1}{R}^0 \sin \theta \cos \varphi + \overset{1}{\theta}^0 \cos \theta \cos \varphi - \overset{1}{\varphi}^0 \sin \varphi), \\ \overset{\Gamma}{i}_4 &= -(\overset{1}{R}^0 \sin \theta \cos \varphi + \overset{1}{\theta}^0 \cos \theta \cos \varphi - \overset{1}{\varphi}^0 \sin \varphi) i_0 e^{-x_a(\alpha+ik\xi)}, y_a = b, \\ r_4 &= \sqrt{(R^2 - 2x_a R \sin \theta \cos \varphi - 2bR \sin \theta \sin \varphi + x_a^2 + b^2)}, dl = -dx. \end{aligned} \quad (10)$$

$\psi_n = \frac{e^{-ikr_n}}{r_n}$ - волновая функция, где $n = 1, 2, 3, 4$.

Введем новую функцию $-f_n = \frac{ik}{r_n} + \frac{1}{r_n^2}$, где $n = 1, 2, 3, 4$. (11)

Учитывая соотношение $\text{graddiv} \int_L \overset{\Gamma}{j} \psi dl = \int_L \text{grad}(j, \text{grad}\psi) dl$ получим выражение для $\text{graddiv} \overset{\Gamma}{\Pi}$:

$$\begin{aligned} \text{graddiv} \overset{\Gamma}{\Pi} &= \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \text{graddiv} \int_L \overset{\Gamma}{j} \psi dl = \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_L \text{graddiv}(\overset{\Gamma}{j} \psi) dl = \\ &= \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_L \text{grad}(j, \text{grad}\psi) dl \end{aligned} \quad (12)$$

Найдем градиент волновой функции ψ . Запишем в общем случае:

$$\begin{aligned} \text{grad}\psi &= \overset{\Gamma}{R}^0 \frac{\partial \psi}{\partial R} + \overset{\Gamma}{\theta}^0 \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \overset{\Gamma}{\varphi}^0 \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi}, \\ \text{grad}\psi &= -\overset{1}{R}^0 (R - x \sin \theta \cos \varphi - y \sin \theta \sin \varphi) \psi f + \\ &\overset{\Gamma}{\theta}^0 (x \cos \theta \cos \varphi + y \cos \theta \sin \varphi) \psi f - \overset{\Gamma}{\varphi}^0 (x \sin \varphi - y \cos \varphi) \psi f \end{aligned} \quad (13)$$

Найдем градиент функции ψf :

$$\begin{aligned} \text{grad}\psi f &= \overset{1}{R}^0 (\psi g (R - \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi))) - \overset{1}{\theta}^0 (\psi g \cos \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)) + \\ &+ \overset{1}{\varphi}^0 (\psi g (x \sin \varphi - y \cos \varphi)), \end{aligned} \quad (14)$$

где $g = \frac{k^2}{r^2} - \frac{3ik}{r^3} - \frac{3}{r^4}$. (15)

Для участка АВ: $(j_1, \text{grad}\psi_1) = q_1 \psi_1 f_1$, $q_1 = i_0 e^{-y_a(\alpha+ik\xi)} (y - R \sin \theta \sin \varphi)$, (16)

Для участка ВС: $(j_2, \text{grad}\psi) = q_2 \psi_2 f_2$, $q_2 = i_0 e^{-x_a(\alpha+ik\xi)} (x - R \sin \theta \cos \varphi)$, (17)

Для участка CD: $(j_3, \text{grad}\psi) = -q_1 \psi_3 f_3$, (18)

Для участка DA: $(j_4, \text{grad}\psi) = -q_2 \psi_4 f_4$. (19)

После нахождения $gradq$ и $grad(j, grad\psi)$ получим выражение для вектора электрического поля на произвольном расстоянии от источника. В общем случае электрическое и магнитное поле имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{R}^0 E_R + \vec{\theta}^0 E_\theta + \vec{\varphi}^0 E_\varphi, \\ \vec{H} &= \vec{R}^0 H_R + \vec{\theta}^0 H_\theta + \vec{\varphi}^0 H_\varphi,\end{aligned}$$

где:

$$\begin{aligned}E_R &= \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_1} [(\psi_1 g_1 q_1 (R - \sin \theta (a \cos \varphi + y \sin \varphi)) + \\ &+ i_0 e^{-y_a(\alpha + ik\xi)} \psi_1 f_1 \sin \theta \sin \varphi) dl + \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_2} [(\psi_2 g_2 q_2 (R - \sin \theta (x \cos \varphi - b \sin \varphi)) + \\ &+ i_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_2 f_2 \sin \theta \cos \varphi) dl - \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_3} [(\psi_3 g_3 q_1 (R - \sin \theta (-a \cos \varphi + \\ &+ y \sin \varphi)) + i_0 e^{-y_a(\alpha + ik\xi)} \psi_3 f_3 \sin \theta \sin \varphi) dl - \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_4} [(\psi_4 g_4 q_2 (R - \\ &\sin \theta (x \cos \varphi + b \sin \varphi)) + i_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_4 f_4 \sin \theta \cos \varphi) dl + \\ &\frac{k^2 \sin \theta \sin \varphi}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_1} i_0 e^{-y_a(\alpha + ik\xi)} \psi_1 dl + \frac{k^2 \sin \theta \cos \varphi}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_2} i_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} dl - \\ &- \frac{k^2 \sin \theta \sin \varphi}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_3} i_0 e^{-y_a(\alpha + ik\xi)} \psi_3 dl - \frac{k^2 \sin \theta \cos \varphi}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_4} i_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_4 dl, \quad (20)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}E_\theta &= \frac{-1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_1} [(\psi_1 g_1 q_1 \cos \theta (a \cos \varphi + y \sin \varphi) - i_0 e^{-y_a(\alpha + ik\xi)} \psi_1 f_1 \cos \theta \sin \varphi) dl - \\ &- \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_2} [(\psi_2 g_2 q_2 \cos \theta (x \cos \varphi - b \sin \varphi) - i_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_2 f_2 \cos \theta \sin \varphi) dl + \\ &+ \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_3} [(\psi_3 g_3 q_1 \cos \theta (-a \cos \varphi + y \sin \varphi) - i_0 e^{-y_a(\alpha + ik\xi)} \psi_3 f_3 \cos \theta \sin \varphi) dl + \\ &+ \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_4} [(\psi_4 g_4 q_2 \cos \theta (x \cos \varphi + b \sin \varphi) - i_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_4 f_4 \cos \theta \cos \varphi) dl + \\ &+ \frac{k^2 \cos \theta \sin \varphi}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_1} i_0 e^{-y_a(\alpha + ik\xi)} \psi_1 dl + \frac{k^2 \cos \theta \cos \varphi}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_2} i_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_2 dl - \\ &- \frac{k^2 \cos \theta \sin \varphi}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_3} i_0 e^{-y_a(\alpha + ik\xi)} \psi_3 dl - \frac{k^2 \cos \theta \cos \varphi}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_4} i_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_4 dl, \quad (21)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}E_\varphi &= \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_1} [(\psi_1 g_1 q_1 (a \sin \varphi - y \cos \varphi) - i_0 e^{-y_a(\alpha + ik\xi)} \psi_1 f_1 \cos \varphi) dl + \\ &+ \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_2} [(\psi_2 g_2 q_2 (x \sin \varphi + b \cos \varphi) + i_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_2 f_2 \sin \varphi) dl + \\ &+ \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_3} [(\psi_3 g_3 q_1 (-a \sin \varphi - y \cos \varphi) - i_0 e^{-y_a(\alpha + ik\xi)} \psi_3 f_3 \cos \varphi) dl + \\ &+ \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_4} [(\psi_4 g_4 q_2 (x \sin \varphi - b \cos \varphi) + i_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_4 f_4 \sin \varphi) dl +\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{k^2 \cos \varphi}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_1} i_0 e^{-\gamma_a(\alpha + ik\xi)} \psi_1 dl - \frac{k^2 \sin \varphi}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_2} i_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} dl - \\
& - \frac{k^2 \cos \varphi}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_3} i_0 e^{-\gamma_a(\alpha + ik\xi)} \psi_3 dl - \frac{k^2 \sin \varphi}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{L_4} i_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_4 dl .
\end{aligned} \quad (22)$$

Для нахождения выражения для вектора напряженности магнитного поля воспользуемся следующей формулой:

$$\begin{aligned}
i\omega \epsilon rot \vec{\Pi} = & \frac{1}{4\pi} \int_L \left(\frac{1}{R \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (j_\varphi \psi \sin \theta) - \frac{\partial}{\partial \varphi} (j_\theta \psi) \right] \vec{R}^0 + \right. \\
& \left. + \frac{1}{R} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial R} (j_R \psi) - \frac{\partial}{\partial R} (R j_\varphi \psi) \right] \vec{\theta} + \frac{1}{R} \left[\frac{\partial}{\partial R} (R j_\theta \psi) - \frac{\partial}{\partial \theta} (j_R \psi) \right] \vec{\varphi}^0 \right) dl ,
\end{aligned} \quad (23)$$

где j_R, j_θ, j_φ - компоненты поверхностной плотности тока.

После вычисления соответствующих производных получим выражения для компонент вектора магнитного поля излучения прямоугольной рамочной антенны на произвольном расстоянии до точки наблюдения:

$$\begin{aligned}
H_R = & \frac{1}{4\pi} \int_{L_1} ([j_0 e^{-\gamma_a(\alpha + ik\xi)} \psi_1 f_1 a \cos \theta] dl + \frac{1}{4\pi} \int_{L_2} ([j_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_2 f_2 b \cos \theta] dl + \\
& + \frac{1}{4\pi} \int_{L_3} ([j_0 e^{-\gamma_a(\alpha + ik\xi)} \psi_3 f_3 a \cos \theta] dl + \frac{1}{4\pi} \int_{L_4} ([j_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_4 f_4 b \cos \theta] dl , \\
H_\theta = & \frac{1}{4\pi} \int_{L_1} j_0 e^{-\gamma_a(\alpha + ik\xi)} \psi_1 f_1 [R \cos \varphi - a \sin \theta] dl - \frac{1}{4\pi} \int_{L_2} j_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_2 f_2 (R \sin \varphi + b \sin \theta) dl - \\
& - \frac{1}{4\pi} \int_{L_3} j_0 e^{-\gamma_a(\alpha + ik\xi)} \psi_3 f_3 (R \cos \varphi + a \sin \theta) dl + \frac{1}{4\pi} \int_{L_4} j_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_4 f_4 (R \sin \varphi - b \sin \theta) dl \\
H_\varphi = & - \frac{1}{4\pi} \int_{L_1} j_0 e^{-\gamma_a(\alpha + ik\xi)} \psi_1 f_1 R \cos \theta \sin \varphi dl - \frac{1}{4\pi} \int_{L_2} j_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_2 f_2 R \cos \theta \cos \varphi dl + \\
& + \frac{1}{4\pi} \int_{L_3} j_0 e^{-\gamma_a(\alpha + ik\xi)} \psi_3 f_3 R \cos \theta \sin \varphi dl + \frac{1}{4\pi} \int_{L_4} j_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_4 f_4 R \cos \theta \cos \varphi dl .
\end{aligned} \quad (24)$$

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ РАМКИ В ДЕКАРТОВОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ МЕТОДОМ ПОТЕНЦИАЛОВ ГЕРЦА

Перейдем к решению задачи расчета полей излучения прямоугольной рамочной антенны на конечном расстоянии в декартовой системе координат. Решение такой задачи важно для практики биофизических исследований, например, когда облучаемые электромагнитными волнами объекты находятся в чашке Петри. Электрический и магнитный вектор поля может быть определен через вектор Герца в виде (3). Расстояние от точки антенны до точки наблюдения:

$$r = \sqrt{((x - x_a)^2 + (y - y_a)^2 + z^2)} . \quad (27)$$

В общем случае электрическое и магнитное поле имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
\vec{E} = & \vec{x}^0 E_x + \vec{y}^0 E_y + \vec{z}^0 E_z , \\
\vec{H} = & \vec{x}^0 H_x + \vec{y}^0 H_y + \vec{z}^0 H_z
\end{aligned}$$

Воспользовавшись приведенной выше методикой и вычислив необходимые производные, получим выражения для компонент векторов напряженности электрического и магнитного поля на произвольном расстоянии от рамочной антенны, возбуждаемой током бегущей волны:

$$\begin{aligned}
E_x = & \frac{-1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{-b}^b \psi_1 q_1 (g_1 - f_1^2) (x - a) dy_a - \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{-a}^a [i_0 e^{-x_a(\alpha + ik\xi)} \psi_2 f_2 + \\
& + \psi_3 q_2 (g_2 - f_2^2) (x - x_a)] dx_a - \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{-b}^b \psi_3 q_3 (g_3 - f_3^2) (x + a) dy_a -
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_a^{-a} [i_0 e^{-x_a(\alpha+ik\xi)} \psi_4 f_4 + f_4 \psi_4 q_4 (g_4 - f_4^2)(x - x_a)] dx_a + \\
& + \frac{k^2}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{-a}^a i_0 e^{-x_a(\alpha+ik\xi)} \psi_2 dx_a + \frac{k^2}{4\pi i \omega \epsilon} \int_a^{-a} i_0 e^{-x_a(\alpha+ik\xi)} \psi_4 dx_a, \quad (28)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_y &= \frac{-1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{-b}^b [i_0 e^{-y_a(\alpha+ik\xi)} \psi_1 f_1 + \psi_1 q_1 (g_1 - f_1^2)(y - y_a)] dy_a - \\
& - \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{-a}^a \psi_2 q_2 (g_2 - f_2^2)(y + b) dx_a - \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_b^{-b} [\psi_3 q_3 (g_3 - f_3^2)(y - y_a) + \\
& + i_0 e^{-y_a(\alpha+ik\xi)} \psi_3 f_3] dy_a - \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_a^{-a} \psi_4 q_4 (g_4 - f_4^2)(y - b) dx_a + \\
& + \frac{k^2}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{-b}^b i_0 e^{-y_a(\alpha+ik\xi)} \psi_1 dy_a + \frac{k^2}{4\pi i \omega \epsilon} \int_b^{-b} i_0 e^{-y_a(\alpha+ik\xi)} \psi_3 dy_a, \quad (29)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_z &= \frac{-1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{-b}^b \psi_1 q_1 z (g_1 - f_1^2) dy_a - \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{-a}^a \psi_2 q_2 z (g_2 - f_2^2) dx_a - \\
& - \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_b^{-b} \psi_3 q_3 (g_3 - f_3^2) z dy_a - \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \int_a^{-a} \psi_4 q_4 z (g_4 - f_4^2) dx_a. \quad (30)
\end{aligned}$$

Запишем выражения для компонент вектора магнитного поля:

$$H_x = \frac{1}{4\pi} \int_{-b}^b i_0 e^{-y_a(\alpha+ik\xi)} \psi_1 f_1 z dy_a + \frac{1}{4\pi} \int_b^{-b} i_0 e^{-y_a(\alpha+ik\xi)} \psi_3 f_3 z dy_a, \quad (31)$$

$$H_y = -\frac{1}{4\pi} \int_{-a}^a i_0 e^{-x_a(\alpha+ik\xi)} \psi_2 f_2 z dx_a - \frac{1}{4\pi} \int_a^{-a} i_0 e^{-x_a(\alpha+ik\xi)} \psi_4 f_2 z dx_a, \quad (32)$$

$$\begin{aligned}
H_z &= -\frac{1}{4\pi} \int_{-b}^b i_0 e^{-y_a(\alpha+ik\xi)} \psi_1 f_1 (x - a) dy_a + \frac{1}{4\pi} \int_{-a}^a i_0 e^{-x_a(\alpha+ik\xi)} \psi_2 f_2 (y + b) dx_a - \\
& - \frac{1}{4\pi} \int_b^{-b} i_0 e^{-y_a(\alpha+ik\xi)} \psi_3 f_3 (x + a) dy_a + \frac{1}{4\pi} \int_a^{-a} i_0 e^{-x_a(\alpha+ik\xi)} \psi_4 f_4 (y - b) dx_a, \quad (33)
\end{aligned}$$

где введены следующие сокращения:

$$r_1 = \sqrt{((x - a)^2 + (y - y_a)^2 + z^2)}, \quad r_2 = \sqrt{((x - x_a)^2 + (y + b)^2 + z^2)},$$

$$r_3 = \sqrt{((x + a)^2 + (y - y_a)^2 + z^2)}, \quad r_4 = \sqrt{((x - x_a)^2 + (y - b)^2 + z^2)},$$

$$f_n = \frac{ik}{r_n} + \frac{1}{r_n^2}, \quad n = 1, 2, 3, 4,$$

$$q_1 = -(y - y_a) i_0 e^{-y_a(\alpha+ik\xi)}, \quad q_2 = -(x - x_a) i_0 e^{-x_a(\alpha+ik\xi)}, \quad q_3 = (y - y_a) i_0 e^{-y_a(\alpha+ik\xi)},$$

$$q_4 = (x - x_a) i_0 e^{-x_a(\alpha+ik\xi)}, \quad g_n = -\frac{ik}{r_n^3} - \frac{2}{r_n^4}, \quad n = 1, 2, 3, 4. \quad (34)$$

При перемещении точки наблюдения в дальнюю зону выражения для полей (20)-(22), (24)-(26), (28)-(33) приобретают вид, указанный в [7]. Отметим, что поляризационные характеристики излучения прямоугольной рамочной антенны, как и апертурных антенн [1], [5] определяются поляризационными отношениями ортогональных компонент полей.

ВЫВОДЫ

Методом векторных потенциалов Герца получены все 6 компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей на произвольных сколь угодно малых расстояниях от излучателя в виде рамки прямоугольной формы, возбуждаемой бегущей волной тока. Полученные выражения довольно громоздки, поэтому анализ волновых процессов вблизи подобных излучателей возможен только в результате компьютерного моделирования излучателей с заданными размерами при заданной длине волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горобец Н. Н. Амплитудные, фазовые и поляризационные диаграммы апертурных антенн в ближней, промежуточной и дальней зонах // Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. - 1971. - №203. - С. 26-34.
2. Дрaбкин А.Л. Ближнее электромагнитное поле апертурного излучателя.- Радиотехника и электроника, 1979, т.24, № 10, с.20007-2013.
3. Поле в ближней и дальней зоне апертурных антенн, рассчитанное методом асимптотической теории дифракции. Near and far fields of an aperture antenna — solution by uniform asymptotic theory of diffraction. Sanyal Subrata, Bhattacharyya A. K. «Int. Symp. Dig. Antennas and Propag., Albuquerque, N. M., May 24—28, 1982. Vol. 2. New York, N. Y., 1982, 629—631 (англ.)
4. Горобец Н.Н., Особенности волновых процессов в ближней зоне датчиков электрического и магнитного поля// Труды III Республиканской конф. "Методы и средства измерения в области электромагнитной совместимости". - Винница (Украина)-1991.-С.95-100.
5. Горобец Н.Н., Шишкова А.В., Характеристики электромагнитного излучения из открытого конца круглого волновода в ближней и промежуточной зонах// Радиотехника и электроника, 2002, т.47, №5, с 579-587.
6. S. Laybros, P.F. Comber, H.J.Mametsa. "The "very-near-field" Region of Equiphase Radiating Apertures"// IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol.47, No.4, August 2005.
7. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. - Х.: Изд. Харьковского гос. университета, 1960. -283 с.
8. Математическая модель поля излучения спиральных антенн с заданной геометрией/ Л.М. Лобкова, М.Б. Проценко, М.В. Ивашина// Вестник СевГТУ: Информатика, электроника, связь: Сб. науч. тр. — Севастополь: Севастоп. гос. тех. ун-т. — 1999. — Вып. 18. — С. 31 — 37.