



УДК 621.396.677.4(045)

Л. Я. Ильницький, д-р техн. наук,
О. А. Щербина, канд. техн. наук, **И. И. Михальчук**
Ин-т электроники и систем управления
Национального авиационного университета
(Украина, 03058, Киев, пр-т Космонавта Комарова 1, корп. 3, ком. 321
тел.: (044)406-78-85, (044) 406-79-12, E-mail: innanau@ukr.net)

Моделирование поля излучения спиральной антенны

(Статью представил канд. техн. наук В.В. Аристов)

Выведены математические соотношения для поля излучения спиральной антенны, позволяющие исследовать особенности распределения поля в пространстве в зависимости от конструкции излучателя и распределения тока в спирали. Показано, что полученная математическая модель для витков тока со стоячей или бегущей волной тока описывает известные ранее распределения поля. Для более сложных конструктивных форм излучателей выявлены особенности распределения поля (например, асимметрия в плоскости расположения спирали), которые ранее не рассматривались в работах, посвященных спиральным излучателям.

Виведено математичні співвідношення для полів випромінювання дрової спіралі, які дають можливість досліджувати особливості розподілу поля у просторі в залежності від конструкції випромінювача і розподілу струму в спіралі. Показано, що отримана математична модель для витків струму зі стоячою або біжучою хвилею струму описує відомі раніше розподіли поля. Для більш складних конструктивних форм випромінювачів виявлено особливості розподілу поля (наприклад, асиметрія в площині розташування спіралі), які раніше не розглядалися у роботах, присвячених спіральним випромінювачам.

К л ю ч е в ы е с л о в а: электрический диполь, спиральный излучатель, стоячие волны тока, сферическая система координат.

Исследование свойств антенн с помощью моделей является эффективным средством анализа зависимости характеристик излучения и параметров от ряда конструктивных факторов и влияния на поле излучения режима питания. Создание физических моделей требует больших затрат и особых условий исследования их свойств (например, безэховые камеры). В отличие от физических математические модели, при построении которых учитываются основные определяющие связи между антенной и полем излучения, дают возможность минимизировать материальные затраты и анализировать свойства антенны с необходимой для практики точностью.

В течение нескольких последних десятилетий все чаще применяются проволочные спиральные антенны, используемые как самостоятельные антенны, как элементы антенных решеток и как конструктивные узлы слабонаправленных излучателей. Одним из возможных случаев применения спирали является создание с ее помощью малогабаритной антенны в декаметровом и метровом диапазонах частот.

В современных антеннах, размеры которых значительно меньше длины волны, для повышения эффективности излучения, коэффициента полезного действия и ряда других параметров, используют емкостную нагрузку. В большинстве коротких антенн емкостная нагрузка способствует увеличению действующей длины антенны и уменьшению емкостного входного сопротивления. В самом процессе излучения емкостная нагрузка играет второстепенную роль. Но с помощью средств антенной техники можно создать такие схемные конфигурации нагрузок, которые будут выравнивать амплитудное распределение тока в линейных частях проволочных антенн и сами станут излучателями, что повлияет на распределение поля в пространстве. К таким формам нагрузок можно отнести проволочные спирали со стоячей волной тока.

К сожалению, непосредственное исследование антенн в режиме излучения метрового и декаметрового диапазонов требует полигонных измерений, т.е. измерений характеристик антенн (или их моделей) на специально оборудованных антенных полигонах. Таких полигонов очень мало и они постоянно заняты сертификационными испытаниями. Поэтому целесообразно выполнять исследования свойств излучателей методом электронного моделирования.

Мобильные системы связи на подвижных терминалах комплектуются самыми простыми антеннами. Это несимметричные вибраторы, спиральные и малогабаритные антенны, которые по принципу действия близки к несимметричным диполям с нагрузкой. В некоторых случаях, например в подвижных системах радиомониторинга, к антеннам предъявляются жесткие требования относительно геометрических размеров и параметров, характеризующих эффективность в режиме приема и высокую излучающую способность в режиме передачи. Для того чтобы создать такие антенны, необходимо использовать несколько необычные виды нагрузок, например проволочные спирали. Рассмотрим влияние спирали со стоячей волной тока на распределение поля в пространстве.

Теоретические основы. Допустим, поле излучения провода имеет форму спирали (рис. 1). Питание подведем к точке A и будем считать, что в точке B (конец спирали) ток имеет нулевое значение. Уравнение спирали в

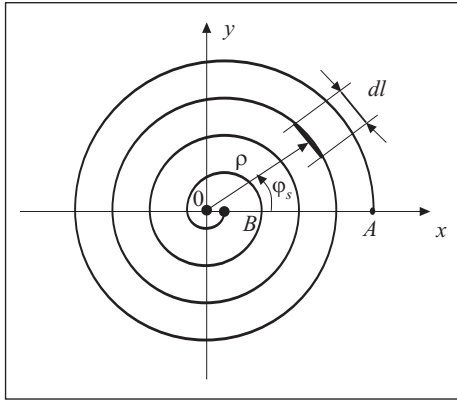


Рис. 1. Спиральный проводник

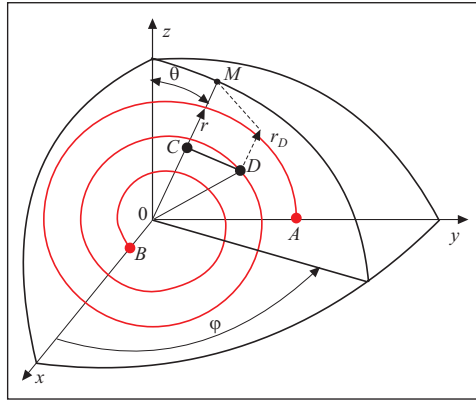


Рис. 2. Спиральный проводник в сферической системе координат

полярной системе координат имеет вид $\rho = \rho_0 - a\varphi_s$, где $\rho_0 = OA$ — начальный радиус спирали; a — скорость свертывания спирали; φ_s — полярный угол. Радиус в конце спирали ($\rho_k = OB$), очевидно, должен удовлетворять неравенству $\rho_k = \rho_0 - a\varphi_k > 0$. Здесь $\varphi_k = 2\pi s$ — полный угол вращения спирали, где s — число ее витков. Задав число витков спирали, а также начальный и конечный радиусы, определим скорость свертывания спирали:

$$a = \frac{\rho_0 - \rho_k}{2\pi s}.$$

Из рис. 1 видно, что длина выделенного элемента определяется так:

$$dl = \rho d\varphi_s = (\rho_0 - a\varphi_s) d\varphi_s. \quad (1)$$

Ток в спирали является функцией длины l , которая отсчитывается от начала спирали (точки A) к выбранной на ней точке D . Как видно из рис. 1, длину спирали до элемента dl можно записать в виде

$$l = \int_0^{\varphi_s} (\rho_0 - a\varphi_s) d\varphi_s = \rho_0\varphi_s - a\frac{\varphi_s^2}{2},$$

а полную длину спирали — в виде

$$L = \rho_0\varphi_k - a\frac{\varphi_k^2}{2}.$$

В общем случае амплитуда и фаза тока в спирали изменяются по известному закону $\dot{I}(l) = \dot{I}_0 f(l)$. В частном случае будем считать, что ток

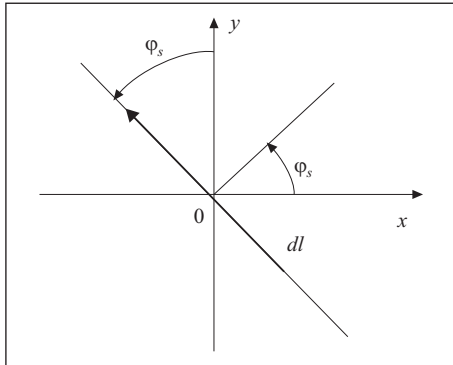


Рис. 3. Положение вектора в прямоугольной системе координат

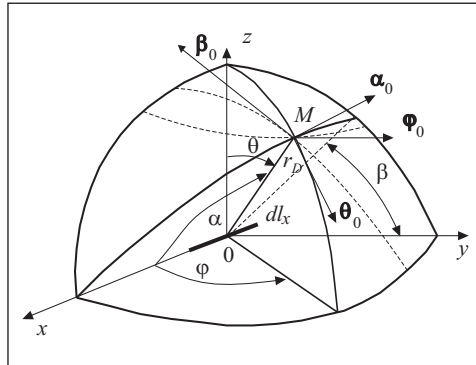


Рис. 4. Электрический диполь, расположенный вдоль оси Ox в сферической системе координат

распределяется по синусоидальному закону. Следовательно, в любой точке спирали на расстоянии l от точки питания можем записать значение тока:

$$\dot{I}(l) = \dot{I}_n \sin k(L-l) = \dot{I}_n \sin k \left(L - \rho_0 \varphi_s + \frac{a}{2} \varphi_s^2 \right), \quad (2)$$

где \dot{I}_n — ток пучности.

Поле излучения в пространстве находим как сумму парциальных полей элементов спирали dl . Используем сферическую систему координат (рис. 2). В произвольной точке M с координатами r, θ, φ определяем напряженность электрического поля. Плоскость спирали находится в координатной плоскости xOy ($z = 0$). Выделенный элемент спирали в точке D можно представить как вектор

$$d\mathbf{l} = \boldsymbol{\varphi}_{0s} dl, \quad (3)$$

где $\boldsymbol{\varphi}_{0s}$ — орт полярной системы координат.

Положение такого вектора в прямоугольной системе координат полностью определяется полярным углом φ_s (рис. 3). Значение орта $\boldsymbol{\varphi}_{0s}$ полярной системы координат связано с ортом прямоугольной системы координат соотношением

$$\boldsymbol{\varphi}_{0s} = -\mathbf{x}_0 \sin \varphi_s + \mathbf{y}_0 \cos \varphi_s, \quad (4)$$

где \mathbf{x}_0 и \mathbf{y}_0 — орты прямоугольной системы координат.

Вектор $d\mathbf{l}$ согласно выражению (4) раскладывается на две составляющие, одна из которых совпадает с осью Ox (в общем случае это будет составляющая dl_x , параллельная оси Ox). Поскольку ток обтекает элемент

dl_x , эту составляющую рассматриваем как электрический диполь, расположенный вдоль оси Ox (рис. 4).

Сферическая система координат с полярной осью, совпадающей с осью Oz прямоугольной системы, является главной системой для определения распределения поля излучения спирали в пространстве. Сферическая система (r, α, β) , полярная ось которой совпадает с осью Ox , является собственной системой координат диполя.

В собственной системе координат напряженность электрического поля излучения определяется так:

$$d\dot{\mathbf{E}}_x = i\alpha_0 \frac{\dot{I}(l) dl_x W_c}{2\lambda r} \sin(\alpha e^{-ikr_D}), \quad (5)$$

где $\dot{I}(l)$ — значение тока, обтекающего выделенный элемент в точке D спирали (см. рис. 2); r_D — расстояние от элемента dl до точки наблюдения.

Для того чтобы перейти от сферической собственной координатной системы (r, α, β) к главной системе координат (r, θ, φ) , используем представление орта \mathbf{r}_0 и α_0 в прямоугольной системе координат:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_0 &= \mathbf{x}_0 \sin\theta \cos\varphi + \mathbf{y}_0 \sin\theta \sin\varphi + \mathbf{z}_0 \cos\theta; \\ \mathbf{r}_0 &= \mathbf{x}_0 \cos\alpha + \mathbf{y}_0 \sin\alpha \cos\beta + \mathbf{z}_0 \sin\alpha \sin\beta; \\ \alpha_0 &= -\mathbf{x}_0 \sin\alpha + \mathbf{y}_0 \cos\alpha \cos\beta + \mathbf{z}_0 \cos\alpha \sin\beta. \end{aligned} \quad (6)$$

Учитывая, что векторное произведение орта \mathbf{r}_0 , определенного через углы θ, φ , на орт \mathbf{r}_0 , определенный через углы α, β , равняется нулю, т.е. $[\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0] = 0$, находим

$$\begin{aligned} \sin\alpha &= \sqrt{\cos^2\theta + \sin^2\theta \sin^2\varphi}; \\ \cos\alpha &= \sin\theta \cos\varphi; \\ \sin\beta &= \frac{\cos\theta}{\sqrt{\cos^2\theta + \sin^2\theta \sin^2\varphi}}; \\ \cos\beta &= \frac{\sin\theta \sin\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta + \sin^2\theta \sin^2\varphi}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Орт α_0 для точки наблюдения M представим через орты θ_0 и φ_0 главной системы координат. Для этого используем третье уравнение системы (6), выражения (7) и следующие соотношения:

$$\mathbf{x}_0 = \mathbf{r}_0 \sin\theta \cos\varphi + \theta_0 \cos\theta \cos\varphi - \varphi_0 \sin\varphi;$$

$$\begin{aligned} \mathbf{y}_0 &= \mathbf{r}_0 \sin\theta \sin\varphi + \boldsymbol{\theta}_0 \cos\theta \sin\varphi + \boldsymbol{\varphi}_0 \cos\varphi; \\ \mathbf{z}_0 &= \mathbf{r}_0 \cos\theta - \boldsymbol{\theta}_0 \sin\theta. \end{aligned} \quad (8)$$

После упорядочивания полученного выражения находим

$$\boldsymbol{\alpha}_0 = -\boldsymbol{\theta}_0 \frac{\cos\theta \cos\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta + \sin^2\theta \sin^2\varphi}} + \boldsymbol{\varphi}_0 \frac{\sin\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta + \sin^2\theta \sin^2\varphi}}. \quad (9)$$

Определяем расстояние от элемента спирали в точке D (см. рис. 2) до точки наблюдения M :

$$r_D = r - \Delta r = r - 0C. \quad (10)$$

Из рис. 2 видно, что

$$\Delta r = 0C = 0D \cos\vartheta = (\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r}_0), \quad (11)$$

где $\vartheta = \angle D0C$ и $0D = \rho$ — расстояние от начала полярной системы координат до точки D ,

$$\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_0 \rho = \boldsymbol{\rho}_0 (\rho_0 - \alpha\varphi_s) = \mathbf{x}_0 \rho \cos\varphi_s + \mathbf{y}_0 \rho \sin\varphi_s. \quad (12)$$

Подставляя в формулу (10) выражение (12) и значение орта \mathbf{r}_0 из системы (6), получаем

$$\Delta r = (\rho_0 - \alpha\varphi_s) \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_s). \quad (13)$$

Используя выражения (1), (3) и (4), находим значения элементов спирали, которые совпадают с координатными осями прямоугольной системы координат в плоскости $x0y$:

$$dl_x = -(\rho_0 - \alpha\varphi_s) \sin\varphi_s d\varphi_s,$$

$$dl_y = (\rho_0 - \alpha\varphi_s) \cos\varphi_s d\varphi_s.$$

Подставляя в формулу (5) значения тока (2), орта $\boldsymbol{\alpha}_0$ (9), функции $\sin\alpha$ (7), расстояния r_D (10) и разницы хода лучей (13), определяем поле излучения одной составляющей элемента спирали:

$$d\dot{\mathbf{E}}_x = \boldsymbol{\theta}_0 d\dot{E}_x^\theta + \boldsymbol{\varphi}_0 d\dot{E}_x^\varphi. \quad (14)$$

Здесь

$$d\dot{E}_x^\theta = -i\dot{A} \cos\theta \cos\varphi \sin\varphi_s B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s, \quad (15)$$

$$d\dot{E}_x^\varphi = -i\dot{A} \sin\varphi \sin\varphi_s B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s,$$

$$\dot{A} = \frac{i_0 W_c}{2\lambda r} e^{-ikr}, \quad (16)$$

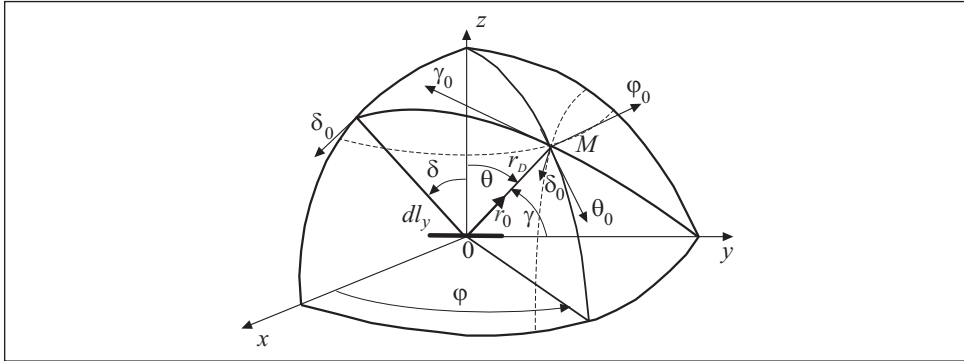


Рис. 5. Вторая составляющая элемента dl в сферической системе координат

где

$$B(\theta, \varphi, \varphi_s) = f(l)(\rho_0 - \alpha\varphi) \exp[ik(\rho_0 - \varphi_s) \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_s)],$$

или при стоячей волне тока:

$$B(\theta, \varphi, \varphi_s) = \sin \left[k \left(L - \rho_0 \varphi_s + \frac{1}{2} \alpha \varphi_s^2 \right) \right] (\rho_0 - \alpha \varphi_s) \exp[ik(\rho_0 - \alpha \varphi_s) \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_s)]. \quad (17)$$

Как видно из рис. 5, вторая составляющая элемента dl совпадает с осью Oy , собственной системой сферических координат является r, γ, δ . В этой системе координат напряженность поля излучения элемента dl_y определяется выражением, аналогичным (5), т.е.

$$d\dot{\mathbf{E}}_y = i\gamma_0 \frac{\dot{I}(l) dl_y W_c}{2\lambda r} \sin\gamma e^{-ikr_D}, \quad (18)$$

где $dl_y = dl \cos\varphi_s$. Из рис. 5 следует

$$\mathbf{r}_0 = \mathbf{x}_0 \sin\gamma \sin\delta + \mathbf{y}_0 \cos\gamma + \mathbf{z}_0 \sin\gamma \cos\delta. \quad (19)$$

Из векторного произведения $[\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0]$, в котором орт \mathbf{r}_0 определен в главной (6) и собственной (19) сферических системах координатах, находим

$$\begin{aligned} \sin\gamma &= \sqrt{\cos^2\theta + \sin^2\theta \cos^2\varphi}, \\ \cos\gamma &= \sin\theta \sin\varphi; \\ \sin\delta &= \frac{\sin\theta \cos\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta + \sin^2\theta \cos^2\varphi}}, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\cos\delta = \frac{\cos\theta}{\sqrt{\cos^2\theta + \sin^2\theta \cos^2\varphi}}$$

Орт сферической системы координат $\boldsymbol{\gamma}_0$, которая определяет поляризацию поля излучения (18), в прямоугольной системе координат имеет такие составляющие:

$$\boldsymbol{\gamma}_0 = \mathbf{x}_0 \cos\gamma \sin\delta - \mathbf{y}_0 \sin\gamma + \mathbf{z}_0 \cos\gamma \cos\delta. \quad (21)$$

Используя формулы (8) и (20), выражение (21) представим в виде

$$\boldsymbol{\gamma}_0 = -\boldsymbol{\theta}_0 \frac{\cos\theta \sin\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta + \sin^2\theta \cos^2\varphi}} - \boldsymbol{\varphi}_0 \frac{\cos\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta + \sin^2\theta \cos^2\varphi}}. \quad (22)$$

С помощью формул (20) и (22) можно записать излучение элемента dl_y в главной системе координат:

$$d\mathbf{E}_y = \boldsymbol{\theta}_0 E_y^\theta + \boldsymbol{\varphi}_0 E_y^\varphi, \quad (23)$$

где

$$d\dot{E}_y^\theta = -i\dot{A} \cos\theta \sin\varphi \cos\varphi_s B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s, \quad (24)$$

$$d\dot{E}_y^\varphi = -i\dot{A} \cos\varphi \cos\varphi_s B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s. \quad (25)$$

Уравнения (14) и (23) используем для определения составляющих поля $d\dot{\mathbf{E}}$:

$$d\dot{\mathbf{E}}^\theta = d\dot{\mathbf{E}}_x^\theta + d\dot{\mathbf{E}}_y^\theta, \quad d\dot{\mathbf{E}}^\varphi = d\dot{\mathbf{E}}_x^\varphi + d\dot{\mathbf{E}}_y^\varphi.$$

Подставляя значения составляющих (15), (16) и (24), (25), получаем:

$$d\dot{E}^\theta = -i\dot{A} \cos\theta \sin(\varphi - \varphi_s) B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s,$$

$$d\dot{E}^\varphi = -i\dot{A} \cos(\varphi - \varphi_s) B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s.$$

Полное поле излучения спирали с синусоидальным распределением тока определяется так:

$$\begin{aligned} \dot{E}^\theta &= -i\dot{A} \cos\theta \int_0^{\varphi_k} \sin(\varphi - \varphi_s) B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s, \\ \dot{E}^\varphi &= -i\dot{A} \int_0^{\varphi_k} \cos(\varphi - \varphi_s) B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s. \end{aligned} \quad (26)$$

Из выражения (17) видно, что интегралы в правой части уравнений (26) достаточно сложны и их целесообразно вычислять известными способами численного интегрирования. Для иллюстрации вычислений по фор-

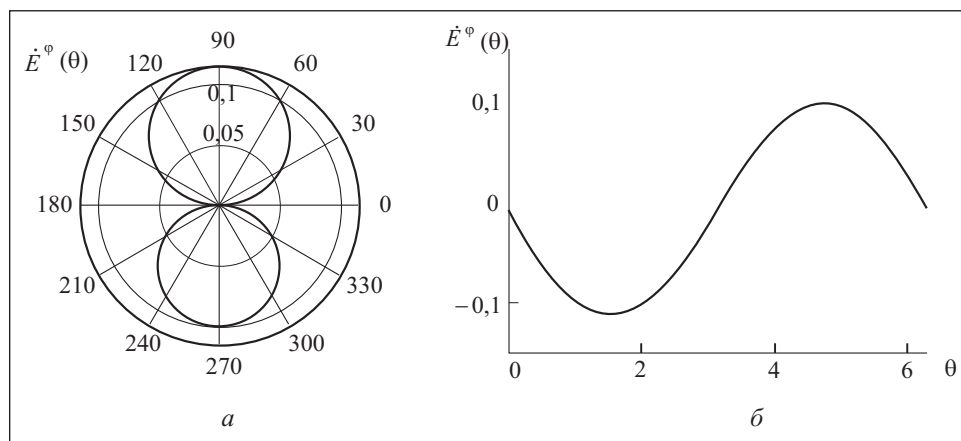


Рис. 6. Диаграммы направленности в полярной (а) и прямоугольной (б) системах координат, построенные по формуле (26)

мулам (17) и (26) построены диаграммы направленности (рис. 6) спирали в случае, когда $s = 5$; $\varphi_k = 10\pi$; $\rho_0 \cong 0,4$ м; $\rho_k \cong 0,2$ м; $\lambda = 50$ м; $k = 2\pi / 50$; $\alpha = 0,02 / \pi$; $\varphi = 0$, $A = 1$.

Для того чтобы оценить характер распределений, описываемый уравнениями (26), можно использовать некоторые приближения, суть которых заключается в замене спирали совокупностью колец, обтекаемых током с постоянными амплитудами и фазами. Следовательно, полагаем, что излучатель имеет вид концентрических колец. Тогда напряженность поля определяется так:

$$\dot{E}^{\theta} = \sum_{q=1}^s \dot{E}_q^{\theta}, \quad \dot{E}^{\varphi} = \sum_{q=1}^s \dot{E}_q^{\varphi}, \quad (27)$$

где s — число колец. При этом фаза тока неизменна, а его амплитуда изменяется лишь при переходе от одного кольца к другому, т.е. для q -го кольца ток равняется \dot{I}_q , а радиус кольца — ρ_q , поскольку $a = 0$. При таких допущениях получаем несколько иные значения амплитудного коэффициента,

$$\dot{A}_q = \frac{\dot{I}_q W_c \rho_q}{2\lambda r} e^{-ikr}, \quad (28)$$

и функции координатных углов:

$$B_q(\theta, \varphi, \varphi_s) = e^{ik\rho_q \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_s)}. \quad (29)$$

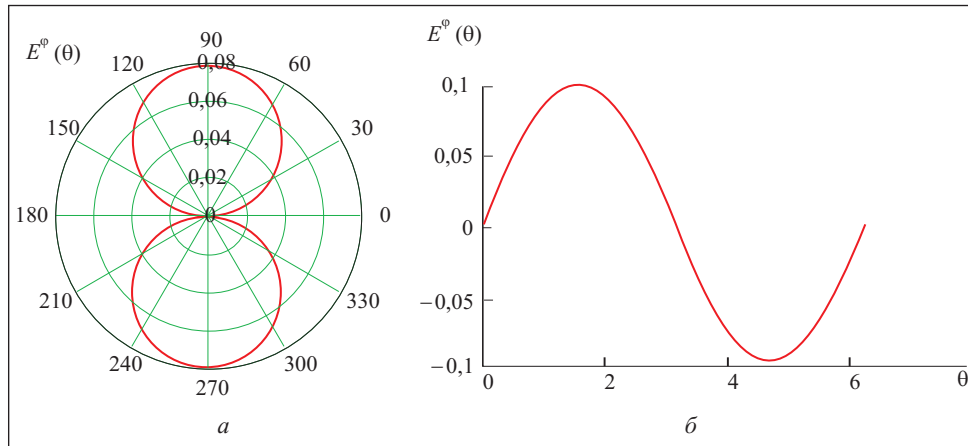


Рис. 7. Диаграммы направленности в полярной (а) и прямоугольной (б) системах координат, построенные по формулам (31)

Выражения (26) с учетом новых значений амплитудного коэффициента (28) и функции координатных углов (29) принимают вид

$$\begin{aligned} \dot{E}_q^\theta &= -i\dot{A}_q \cos\theta \int_0^{2\pi} \sin(\varphi - \varphi_s) e^{ik\rho_q \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_s)} d\varphi_s, \\ \dot{E}_q^\varphi &= -i\dot{A}_q \int_0^{2\pi} \cos(\varphi - \varphi_s) e^{ik\rho_q \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_s)} d\varphi_s. \end{aligned}$$

Интеграл в первом уравнении путем замены $\cos(\varphi - \varphi_s) = u$ сводится к табличному значению. При заданных границах интегрирования его значение равняется нулю, т.е. составляющая E_q^θ отсутствует в поле излучения кольца. Второй интеграл вычисляется по соотношениям из теории функции Бесселя:

$$J_1(u) = \frac{1}{i2\pi} \int_{-\varphi}^{2\pi - \varphi} e^{ik \cos\varphi'} \cos\varphi' d\varphi', \quad (30)$$

где $u = k\rho_q \sin\theta$ и $\varphi' = \varphi_s - \varphi$. Используя выражение (30), получаем

$$\dot{E}_q^\varphi = \frac{1}{2\pi} \dot{A}_q J_1(k\rho_q \sin\theta).$$

Подставляя значение \dot{A}_q из (28), окончательно находим

$$\dot{E}_q^\varphi = \frac{30I_q \rho_q}{\lambda r} J_1(k\rho_q \sin\theta) e^{-ikr}. \quad (31)$$

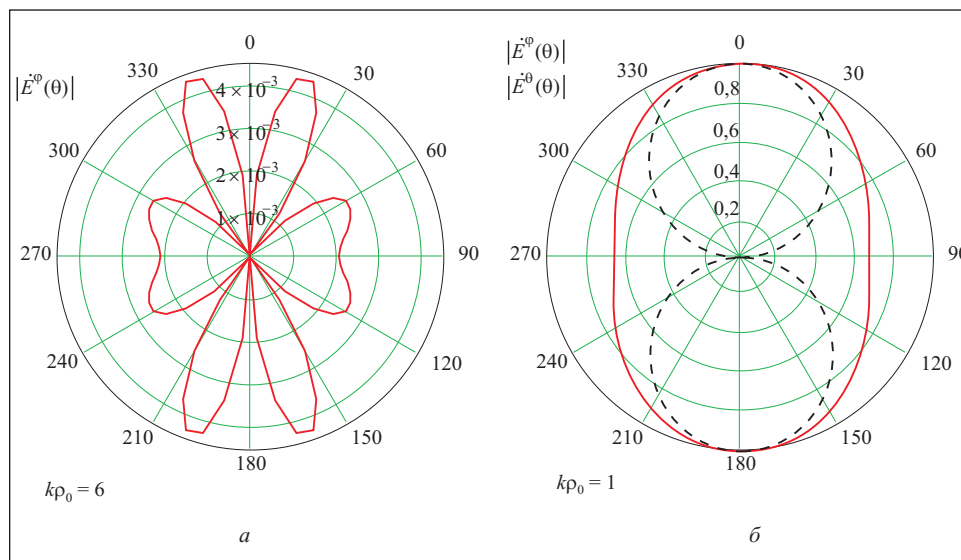


Рис. 8. Диаграммы направленности антенн в режимах стоячей (а) и бегущей (б) волн для одного витка

Полное значение азимутной составной напряженности электрического поля определяется по формуле (27) при использовании выражения (31).

На рис. 7 приведены диаграммы направленности, построенные по формулам (27) и (31) для числа колец $s=5$, постоянных значений тока

$$I_q = I_a \sin \left[k \left(L - \rho_0 \varphi_q + \frac{1}{2} \alpha \varphi_q^2 \right) \right]$$

и радиусов колец $\rho_q = \rho_0 - ia\pi$, $i = 1, 3, 5, 7, 9$. Были промоделированы при $s = 1$ (один виток) диаграммы направленности антенн в режимах стоячей и бегущей волн (рис. 8). Полученные результаты полностью совпали с данными, приведенными в работе [1].

Выводы. В результате аналитического исследования поля излучения спирали получены точные выражения, учитывающие как геометрию спирали, так и распределение тока в ней (17). Поскольку полученные интегралы трудно представить с помощью элементарных функций, было проведено численное интегрирование, по результатам которого можно сделать следующие выводы:

результаты вычислений диаграмм направленности кольца с бегущей или стоячей волной тока совпадают с известными диаграммами направленности [1, 2];

характер диаграмм направленности с заданным распределением тока в спирали такой же, как и для системы колец с постоянными амплитудами токов;

при неравномерном распределении тока возникает асимметрия в диаграмме направленности, что с точки зрения физики имеет достаточно простое объяснение;

при неравномерном распределении тока в спирали нуль излучения отклоняется от оси спирали.

Mathematical ratios have been deduced for radiation field of the spiral aerial which permit investigating peculiarities of spatial field distribution depending on the emitter structure and current distribution in a spiral. It has been shown that the obtained mathematical model for current coils with immobile or running current wave describes the already known field distributions. Peculiarities of field distribution (e.g., asymmetry in a plane of spiral distribution) were found for more complex structural forms of emitters, which were not considered before in the works dedicated to spiral emitters.

1. *Ильницький Л.Я., Савченко О.Я., Сібрук Л.В.* Антени та пристрої надвисоких частот: Підручник для ВНЗ / За ред. Л.Я. Ильницького. — Київ: Укртелеком, 2003. — 496 с.
2. *Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терёшин О.Н.* Антенны УКВ. Ч.2. — М.: Связь, 1977. — 288 с.

Поступила 29.12.09;
после доработки 12.04.10

ИЛЬНИЦКИЙ Людвиг Яковлевич, д-р техн. наук, профессор кафедры электродинамики Ин-та аэрокосмических систем управления НАУ. В 1951 г. окончил Львовский политехнический ин-т. Область научных исследований — техническая электродинамика, радиоизмерения, электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств, радиомониторинг.

ЩЕРБИНА Ольга Алимовна, канд. техн. наук, доцент кафедры электродинамики Ин-та аэрокосмических систем управления НАУ. В 2002 г. окончила Национальный авиационный университет. Область научных исследований — электромагнитная совместимость антенной и НВЧ техники.

МИХАЛЬЧУК Инна Ивановна, ассистент кафедры электродинамики Ин-та аэрокосмических систем управления НАУ. В 2000 г. окончила Киевский международный университет гражданской авиации. Область научных исследований — электродинамика, антенная техника, информационная безопасность.