

ИЗЛУЧЕНИЕ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ, ОРИЕНТИРОВАННОЙ ПРОДОЛЬНО ИМПЕДАНСНОМУ КРУГОВОМУ ЦИЛИНДРУ

© 1997 г. Д. Д. Габриэлян, М. Ю. Звездина

Ростовское высшее командно-инженерное училище ракетных войск
344027 Ростов-на-Дону, РВВКИУ, НИО

Поступила в редакцию 12.03.96 г.

Решение задачи об излучении источника волнового поля (линейной антенны), расположенного вблизи цилиндрической поверхности, рассматривалось в ряде работ, например, в [1–8]. Однако круг исследуемых вопросов был, как правило, связан с анализом диаграммы направленности (ДН) возбуждаемого поля в поперечной плоскости при нулевых граничных условиях на поверхности цилиндра. В то же время исследование объемной ДН при использовании граничных условий третьего рода является как более содержательной в практическом плане, так и более интересной с научной точки зрения задачей. Таким образом, решение задачи об излучении линейной антенны, продольно ориентированной импедансному круговому цилиндру, является актуальной задачей, требующей проведения исследований.

Пусть в пространстве R^3 поверхность ∂D кругового цилиндра ограничивает объем D , а функция $j(z)\delta(\varphi - \varphi_0)\delta(\rho - \rho_0)$ описывает распределение источников волнового поля в линейной антенне, положение которой определяется удалением ρ_0 от оси Oz и угловым положением φ_0 .

ДН такого излучателя длиной L с учетом представления источника волнового поля может быть найдена с использованием соотношения [3]

$$F(\theta, \varphi) = \int_{-L/2}^{L/2} j(z)u(\mathbf{r}; \theta, \varphi)dz, \quad (1)$$

где $\mathbf{r} = (\rho, \varphi, z)$ – радиус-вектор точки источника волнового поля в пространстве R^3 ; отсчет углов θ, φ показан на рис. 1. Функция $u(\mathbf{r}; \theta, \varphi)$ удовлетворяет в $R^3 \setminus D$ уравнению Гельмгольца, граничным условиям третьего рода на поверхности ∂D и условиям излучения Зоммерфельда. Множитель $\exp(i\omega t)$, описывающий зависимость всех величин от времени, опущен. Геометрия задачи приведена на рис. 1.

Функция $u(\mathbf{r}; \theta, \varphi)$, как следует из [3, 5], может быть представлена с учетом вида распределения источников волнового поля в форме

$$u(\mathbf{r}; \theta, \varphi) = \exp(-ikz \cos \theta)v(\rho \sin \theta; \varphi). \quad (2)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны. Входящая в соотношение (2) функция $v(\rho \sin \theta; \varphi)$

является решением граничной задачи в $R^2 \setminus P$ (P – круг радиуса a с центром в точке O) и удовлетворяет двумерному уравнению Гельмгольца с заменой k на $k \sin \theta$, граничным условиям третьего рода на контуре ∂P (∂P – окружность радиуса $a \sin \theta$) и условиям излучения Зоммерфельда.

Как следует из сказанного выше, для определения ДН возбуждаемого в дальней зоне волнового поля в качестве функции $v(\rho \sin \theta; \varphi)$ необходимо рассматривать решение двумерной краевой задачи для плоской волны на цилиндре, что позволяет представить последнее в виде

$$v(\rho \sin \theta; \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n i^n \cos[n(\varphi - \varphi_0)] \times$$

$$\times \{J_n(k\rho \sin \theta) - H_n^{(2)}(k\rho \sin \theta)[J_n(ka \sin \theta) +$$

$$+ iWJ_n'(ka \sin \theta)]/[H_n^{(2)}(ka \sin \theta) + iWH_n^{(2)'}(ka \sin \theta)]\},$$

где ϵ_n – число Неймана; i – мнимая единица; $J_n(\cdot)$, $J_n'(\cdot)$ – функция Бесселя n -го порядка и ее производная соответственно; $H_n^{(2)}(\cdot)$, $H_n^{(2)'}(\cdot)$ – функция

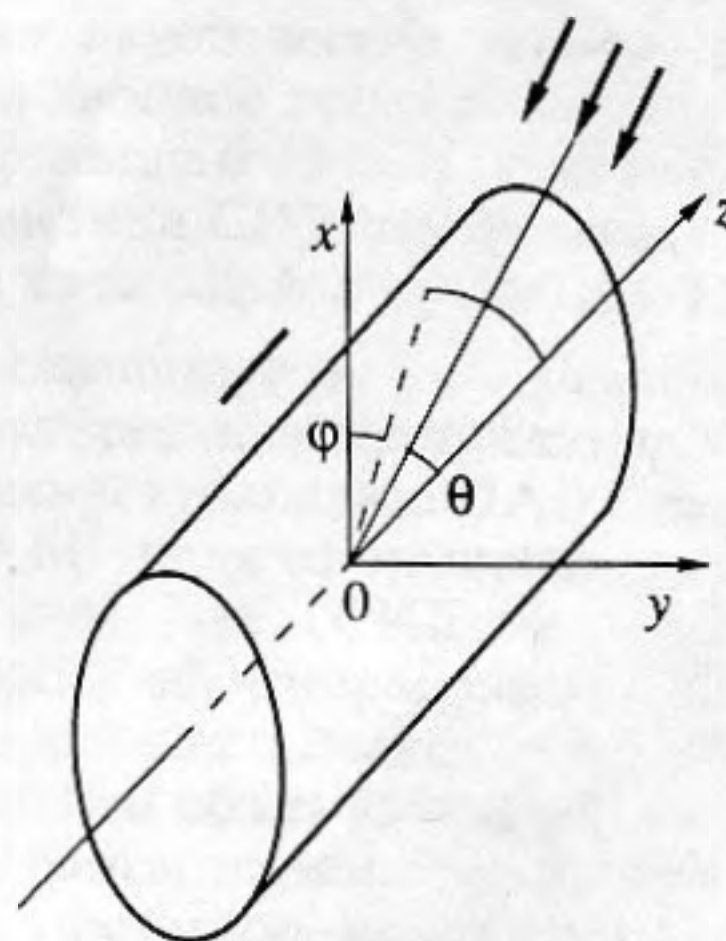


Рис. 1. Геометрия задачи.

Ганкеля 2-го рода n -го порядка и ее производная соответственно; W – поверхностный импеданс, нормированный к сопротивлению свободного пространства.

При любом физически реализуемом законе распределения амплитуды источника волнового поля функция $j(z)$ с использованием аппарата преобразований Фурье может быть записана в виде [9]

$$j(z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m \exp(im\pi z/L), \quad (4)$$

где G_m – комплексная амплитуда разложения.

Данное соотношение и записанное выше представление функции u позволяют провести интегрирование по переменной z и записать (1) в следующей форме

$$F(\theta, \varphi) = 2v(\rho \sin\theta; \varphi) \times \sum_m G_m kL / (\pi m \cos\theta) \sin(\pi m/2 - kL/2 \cos\theta). \quad (5)$$

Соотношение (5) показывает, что поле в волновой зоне может быть представлено в виде разложения по цилиндрическим функциям Бесселя и Ганкеля, коэффициенты при которых зависят от углов θ и φ и связаны с законом распределения источников волнового поля $j(z)$, а также геометрическими параметрами цилиндрической поверхности и заданными граничными условиями.

Для ряда частных, практически важных случаев распределения амплитуд источников волнового поля вида

$$j(z) = j_0, \quad |z - z_0| \leq L/2$$

и

$$j(z) = j_0 \sin[k(L - |z - z_0|)], \quad |z - z_0| \leq L/2$$

соотношение (5) соответственно принимает вид

$$F(\theta, \varphi) = 2 \operatorname{tg} \theta \sin[kL/2 \cos\theta] \times \exp[-ikz_0 \cos\theta] v(\rho \sin\theta; \varphi), \quad (6)$$

$$F(\theta, \varphi) = [\cos(kL \cos\theta) - \cos(kL)] \times \exp[-ikz_0 \cos\theta] v(\rho \sin\theta; \varphi). \quad (7)$$

С использованием соотношений (6) и (7) для различных положений линейной антенны относительно импедансной цилиндрической поверхности был проведен цикл исследований ДН волнового поля, возбуждаемого сторонним источником. Представленные на рис. 2, 3 результаты соответствуют положению продольного излучателя на расстояниях 0.25λ и 0.5λ от поверхности кругового цилиндра с радиусом 2λ . На левом поле рисунков во всех случаях показаны сечения объемной ДН продольной (проходящей через ось Oz и ось вибратора) плоскостью, на правом поле – сечения

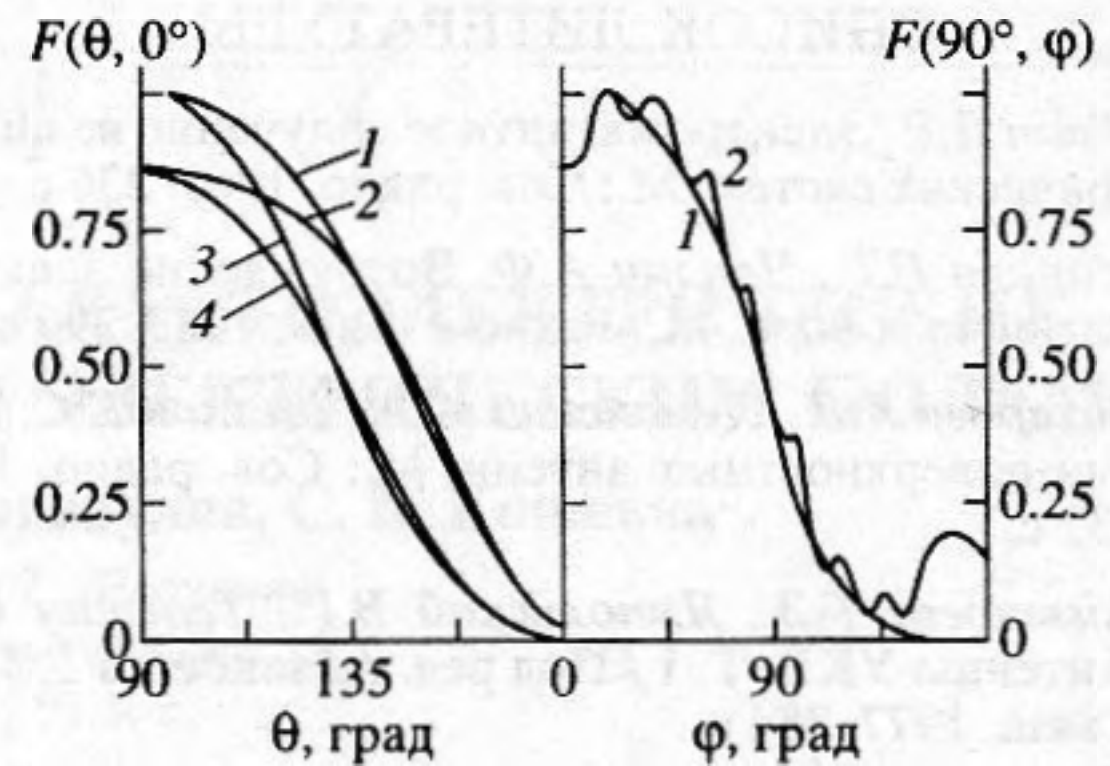


Рис. 2. Диаграмма направленности волнового поля линейной антенны длиной 0.01λ с равномерным распределением амплитуд источников при $W = 0$ (1) и $W = -0.25i$ (2).

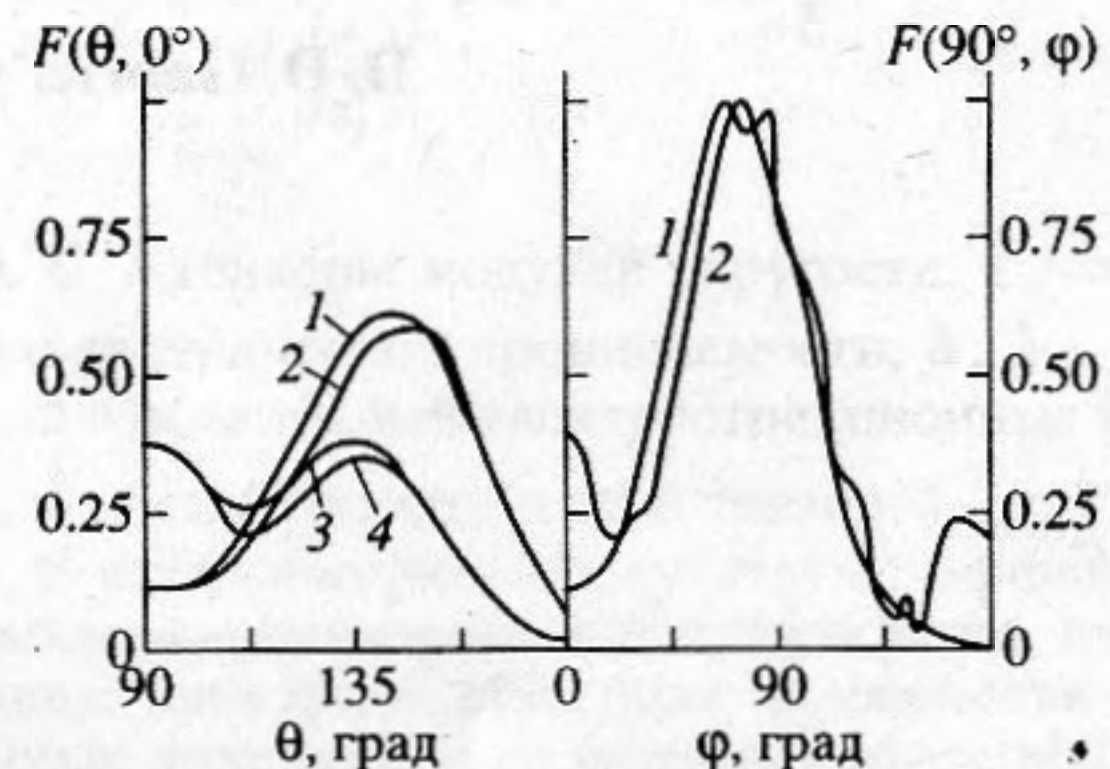


Рис. 3. Диаграмма направленности волнового поля линейной антенны длиной 0.25λ с синусоидальным распределением амплитуд источников при $W = 0$ (1) и $W = -0.25i$ (2).

объемной ДН плоскостью, проходящей через ось вибратора и перпендикулярной образующей цилиндра. Кривые 1, 2 на левом поле рис. 2 и 3 получены при использовании соотношения (6) для значений поверхностного импеданса $W = 0$ и $W = -0.25i$ соответственно ($L = 0.01\lambda$). Кривые 3 и 4 на этих же рисунках получены при использовании соотношения (7) для соответствующих значений импеданса ($L = 0.25\lambda$). Кривые 1, 2 на правом поле рисунков, вид которых, в частном случае – сечение ДН поперечной плоскостью – не зависит от длины вибратора, получены для значений поверхностного импеданса $W = 0$ и $W = -0.25i$ соответственно.

Таким образом, предложенный метод исследования ДН волнового поля, возбуждаемого линейным источником, ориентированным продольно импедансному цилиндру, позволяет расширить круг исследуемых вопросов и получить новые, интересные как в научном отношении, так и существенные в прикладном плане результаты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уэйт Д.Р. Электромагнитное излучение из цилиндрических систем. М.: Сов. радио, 1963. 236 с.
2. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983. 296 с.
3. Захарьев Л.Н., Леманский А.А., Щеглов К.С. Теория поверхностных антенн. М.: Сов. радио, 1969. 232 с.
4. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терешин О.Н. Антенны УКВ. Т. 1 / Под ред. Айзенберга Г.З. М.: Связь, 1977. 384 с.
5. Ваганов Р.Б., Каценеленбаум Б.З. Основы теории дифракции. М.: Наука, 1982. 272 с.
6. Constantinides Evagoras D., Marhefka Ronald J. Plane wave scattering from 2-D perfectly conducting superquadric cylinders // IEEE Trans. Antennas and Propag. 1991. V. 39. № 3. P. 367-376.
7. Ma Jinxi, Ciric Ioan R. Early time currents induced on a cylinder by a cylindrical electromagnetic wave // IEEE Trans. Antennas and Propag. 1991. V. 39. № 4. P. 455-463.
8. Eisler S., Leaviatan Y. Analysis of electromagnetic scattering from metallic and penetrable cylinders with edges using a multifilament current model // IEEE Proc. H. 1989. V. 136. № 6. P. 431-438.
9. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике (для научных работников и инженеров). М.: Наука, 1978. 832 с.

Radiation of a Linear Antenna Parallel to an Impedance Circular Cylinder

D. D. Gabriel'yan and M. Yu. Zvezdina