

## Излучение системы импедансных антенн в анизотропной среде

Н. А. Хижняк, Е. А. Яценко

Харьковский государственный университет  
310077, Харьков-77, пл. Свободы, 4

Статья поступила в редакцию 26 декабря 1997 г.

Методом интегральных уравнений электродинамики рассмотрена антенная система, состоящая из двух параллельных импедансных антенн произвольно ориентированных в одноосной анизотропной среде. Получены выражения для токов, возбуждаемых в антеннах, полей излучения и диаграмм направленности в дальней зоне. Исследована зависимость диаграмм направленности от свойств среды и характеристик антенн.

Методом інтегральних рівнянь електродинаміки розглянуто антенну систему, яка складається з двох паралельних імпедансних антен, довільно орієнтованих в одноосному анізотропному середовищі. Отримано вирази для струмів, що збуджуються в антенах, полів випромінювання та діаграм спрямованості у дальній зоні. Досліджено залежність діаграм спрямованості від властивостей середовища і характеристик антен.

Исследования линейных антенн в анизотропных средах актуальны для задач установления радиосвязи в космическом пространстве, нагрева плазмы высокочастотными электромагнитными полями, диагностики магнитоактивной плазмы, решения задач электромагнитной совместимости электронных устройств и др. Исследования в этой области проводятся довольно широко [1,2] и касаются, в основном, уединенных идеально проводящих антенн, работающих на частотах, при которых компоненты тензора диэлектрической проницаемости среды неотрицательны. В работе [3] рассмотрено возбуждение токов в системе из двух параллельных идеально проводящих тонких вибраторов, расположенных под произвольным углом  $\gamma$  к оси анизотропии среды (ось OZ). Целью настоящей работы является распространение результатов, полученных в [3], на более общий случай импедансных антенн, а также исследование полей излучения и диаграмм направленности таких антенных систем (рис. 1), расположенных в одноосной анизотропной среде, характеризуемой тензором диэлектрической проницаемости

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}.$$

Выражения для тока в каждой антенне получим так же как в [3] из интегральных уравнений электродинамики, используя методы частичного усреднения и учитывая то, что в данном случае центры вибраторов смещены на величину  $h$  и что на поверхности импедансных вибраторов выполняются граничные условия

$$E_{\eta n}(\eta_n) = Z_n I_n(\eta_n),$$

где  $\eta_n$  – текущая координата вдоль поверхности  $n$ -ой антенны;  $E_{\eta n}$  – касательная составляющая напряженности полного электрического поля к поверхности  $n$ -ой антенны;  $Z_n$  – поверхностный импеданс  $n$ -ой антенны;  $I_n$  – ток в  $n$ -ой антенне;  $n = 1, 2$ .

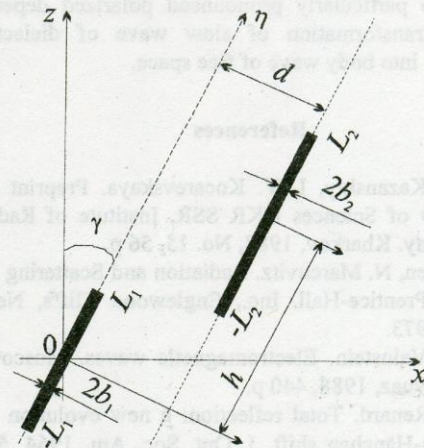


Рис. 1. Расположение антенной системы в одноосной анизотропной среде

Следуя изложенному в [3] алгоритму, в случае симметричного возбуждения вибраторов для токов получаем следующие выражения



$$I_1(\eta_1) = -\alpha_1 \frac{i\omega\delta\sqrt{\epsilon_1/\epsilon_{eq}}/k_0}{D_{11}D_{22} - \alpha_1\alpha_2 M_{12}M_{21}} \times \{D_{22}[W_1(L_1)(\sin k_1(L_1 + \eta_1)) - W_1(\eta_1)\sin 2k_1L_1] + \alpha_2 W_2(L_2 + h) \times [U_{12}(\eta_1)\sin 2k_1L_1 - M_{12}\sin k_1(L_1 + \eta_1)]\}, \quad (1)$$

$$I_2(\eta_2) = -\alpha_2 \frac{i\omega\delta\sqrt{\epsilon_1/\epsilon_{eq}}/k_0}{D_{11}D_{22} - \alpha_1\alpha_2 M_{12}M_{21}} \times \{D_{11}[W_2(L_2 + h)\sin k_2(L_2 + \eta_2 - h) - W_2(\eta_2)\sin 2k_2L_2] + \alpha_1 W_1(L_1) \times [U_{21}(\eta_2)\sin 2k_2L_2 - M_{21}\sin k_2(L_2 + \eta_2 - h)]\}, \quad (2)$$

где

$$\alpha_n = -0,5 / \ln \left[ (2L_n / b_n) (2\delta^2 / \sqrt{\epsilon_3} (\sqrt{\epsilon_1} + \delta)) \right] -$$

малые параметры;  $\omega$  - частота;  $k_0 = \omega/c$  - волновое число,  $c$  - скорость света;

$$\delta^2 = \epsilon_3 \sin^2 \gamma + \epsilon_1 \cos^2 \gamma;$$

$$\epsilon_{eq} = \delta^2 \cos^2 \gamma + \delta \sqrt{\epsilon_1} \sin^2 \gamma$$

- эквивалентная диэлектрическая проницаемость;

$$k_n = k'_n + ik''_n = k_0 \left[ \sqrt{\epsilon_{eq}} + i\alpha_n (\delta \sqrt{\epsilon_1 / \epsilon_{eq}} / k_0 b_n) Z_n \right]$$

- комплексные волновые числа, в которых  $R_n + iX_n = Z_n / 120\pi$  - нормированный поверхностный импеданс.

Выражения в знаменателях полученных формул для тока имеют вид

$$D_{mn} = \sin 2k_n L_n + \alpha_n (M_{mn} + N_{mn} \sin^2 \gamma),$$

где  $M_{mn}$  и  $N_{mn}$  функции, учитывающие энергию, которую излучала бы одна из антенн при отсутствии другой антенны

$$M_{mn} = 2 \sin k_n L_n \times \int_0^{2k_0 \delta L_n} \frac{\exp(-i\sqrt{x^2 + k_0^2 r_n^2})}{\sqrt{x^2 + k_0^2 r_n^2}} \cos k_n \left( L_n - \frac{x}{k_0 \delta} \right) dx,$$

$$N_{mn} = \frac{4k_0 \delta (\sqrt{\epsilon_1} - \delta)}{k_n \sqrt{\epsilon_{eq}}} \sin k L_n \sin^2 k_n L_n \times$$

$$\times \left[ \cos k L_n - i \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_{eq}}} \sin k L_n \right],$$

где  $k = k_0 \sqrt{\epsilon_{eq}}$ ,  $r_n = \sqrt{\frac{\epsilon_3 \sqrt{\epsilon_1}}{\delta}} b_n$  - эквивалент-

ный радиус  $n$ -ой антенны.

Функции  $U_{12}(\eta_1)$ ,  $U_{21}(\eta_2)$ ,  $M_{12}$ ,  $M_{21}$  учитывают изменение излучаемой энергии одной антенны, обусловленное влиянием на нее другой антенны

$$U_{12}(\eta_1) = \int_{k_0 \delta (L_2 + h - \eta_1)}^{k_0 \delta (L_2 + h + L_1)} \frac{\exp(-i\sqrt{x^2 + k_0^2 d_{eq}^2})}{\sqrt{x^2 + k_0^2 d_{eq}^2}} \times$$

$$\times \sin k_1 \left( \eta_1 - L_2 - h + \frac{x}{k_0 \delta} \right) dx +$$

$$+ \int_{k_0 \delta (L_2 - h - L_1)}^{k_0 \delta (L_2 - h - \eta_1)} \frac{\exp(-i\sqrt{x^2 + k_0^2 d_{eq}^2})}{\sqrt{x^2 + k_0^2 d_{eq}^2}} \times$$

$$\times \sin k_1 \left( \eta_1 + L_2 - h - \frac{x}{k_0 \delta} \right) dx,$$

где  $d_{eq} = \delta \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_3}$  - эквивалентное расстояние между антеннами,

$$U_{21}(\eta_2) = \int_{k_0 \delta (L_1 - \eta_2)}^{k_0 \delta (L_1 + L_2 - h)} \frac{\exp(-i\sqrt{x^2 + k_0^2 d_{eq}^2})}{\sqrt{x^2 + k_0^2 d_{eq}^2}} \times$$

$$\times \sin k_2 \left( \eta_2 - L_1 + \frac{x}{k_0 \delta} \right) dx +$$

$$+ \int_{k_0 \delta (L_1 - L_2 + h)}^{k_0 \delta (L_1 + \eta_2)} \frac{\exp(-i\sqrt{x^2 + k_0^2 d_{eq}^2})}{\sqrt{x^2 + k_0^2 d_{eq}^2}} \times$$

$$\times \sin k_2 \left( \eta_2 + L_1 - \frac{x}{k_0 \delta} \right) dx,$$



$$M_{12} = U_{12}(L_1), \quad M_{21} = U_{21}(L_2).$$

Функции  $W_n(\eta_n)$  определяются касательной составляющей напряженности электрического поля источника возбуждения  $E_{0\eta_n}(\eta_n)$  и имеют вид

$$W_1(\eta_1) = \int_{-L_1}^{\eta_1} E_{0\eta_1}(\eta'_1) \sin k_1(\eta_1 - \eta'_1) d\eta'_1,$$

$$W_2(\eta_2) = \int_{-L_2+h}^{\eta_2} E_{0\eta_2}(\eta'_2) \sin k_2(\eta_2 - \eta'_2) d\eta'_2.$$

Если оба вибратора пассивные, т. е.  $E_{0\eta_1}(\eta_1) = E_{01}$ ,  $E_{0\eta_2}(\eta_2) = E_{02}$ , то вместо этих функций в (1) и (2) должны быть подставлены выражения

$$W_1(\eta_1) = \frac{E_{01}}{k_1} [1 - \cos k_1(\eta_1 + L_1)],$$

$$W_2(\eta_2) = \frac{E_{02}}{k_2} [1 - \cos k_2(\eta_2 + L_2 - h)].$$

Если оба вибратора активные и возбуждаются синфазно, т. е.

$$E_{0\eta_1}(\eta_1) = V_{01} \delta(\eta_1), \quad E_{0\eta_2}(\eta_2) = V_{02} \delta(\eta_2 - h),$$

то функции  $W_n(\eta_n)$  имеют вид

$$W_1(\eta_1) = V_{01} \sin k_1 |\eta_1|,$$

$$W_2(\eta_2) = V_{02} \sin k_2 |\eta_2 - h|.$$

Если, например, первый вибратор возбуждается в противофазе относительно второго, т. е.

$$E_{0\eta_1}(\eta_1) = V_{01} \delta(\eta_1 - \pi),$$

то функция первого источника преобразуется в

$$W_1(\eta_1) = V_{01} \sin k_1 |\eta_1 - \pi|.$$

Полученные аналитические выражения описывают токи в симметричных вибраторных антеннах произвольной длины, в том числе резонансной, и справедливы для сред, диэлектрическая проницаемость которых может иметь как положительные, так и отрицательные значения (плазма в сильном внешнем магнитном поле). Импедансные

свойства вибраторов входят в комплексные волновые числа  $k_1, k_2$ . Условием эффективного возбуждения токов при произвольных значениях  $\epsilon_1, \epsilon_3$  является равенство нулю мнимой части волновых чисел, т. е.  $\text{Im} k_n = 0, n = 1, 2$ . Необходимо иметь в виду, что для того, чтобы найти ток в центре первого вибратора, надо положить  $\eta_1 = 0$ , чтобы найти ток в центре второго вибратора, необходимо положить  $\eta_2 = h$ , т. к. центр второго вибратора смещен относительно центра первого на величину  $h$ .

Следуя далее методу интегральных уравнений электродинамики [4], получаем выражения для полей в дальней зоне в сферической системе координат  $r, \theta, \varphi$  ( $\theta$  отсчитываются от оси  $OZ$ ,  $\varphi$  — от оси  $OX$ )

$$E_r = H_r = 0;$$

$$E_\varphi = \frac{k_0^2 \sin \gamma \sin \varphi}{i\omega} \Pi_O \frac{\exp(-ik_0 \sqrt{\epsilon_1} r)}{r};$$

$$E_\theta = \frac{k_0^2 \sqrt{\epsilon_1} \epsilon_3}{i\omega N^3} (\sin \gamma \cos \varphi \cos \theta - \cos \gamma \sin \theta) \times$$

$$\times \Pi_N \frac{\exp(-ik_0 N r)}{r};$$

$$H_\theta = \frac{k_0^2 \sqrt{\epsilon_1} \sin \gamma \sin \varphi}{i\omega} \Pi_O \frac{\exp(-ik_0 \sqrt{\epsilon_1} r)}{r};$$

$$H_\varphi = \frac{k_0^2 \sqrt{\epsilon_1} \epsilon_3}{i\omega N^2} (\sin \gamma \cos \varphi \cos \theta - \cos \gamma \sin \theta) \times$$

$$\times \Pi_N \frac{\exp(-ik_0 N r)}{r};$$

где

$$N = \sqrt{\epsilon_3 \sin^2 \theta + \epsilon_1 \cos^2 \theta},$$

$$\Pi_O = \Pi_{O1} + \Pi_{O2} \exp[-ik_0 \sqrt{\epsilon_1} (h \cos \Gamma_1 + d \cos \Gamma_2)],$$

$$\Pi_N = \Pi_{N1} + \Pi_{N2} \exp[-ik_0 N (h \cos \Gamma_1 + d \cos \Gamma_2)],$$

$$\cos \Gamma_1 = \sin \gamma \cos \varphi \sin \theta + \cos \gamma \cos \theta,$$

$$\cos \Gamma_2 = \cos \gamma \cos \varphi \sin \theta - \sin \gamma \cos \theta,$$



$$\begin{aligned} \Pi_{O1} &= \int_{-L_1}^{L_1} I_1(\eta_1) \exp(ik_0 \sqrt{\epsilon_1} \eta_1 \cos \Gamma_1) d\eta_1, \\ \Pi_{O2} &= \int_{-L_2+h}^{L_2+h} I_2(\eta_2) \exp(ik_0 \sqrt{\epsilon_1} \eta_2 \cos \Gamma_1) d\eta_2, \\ \Pi_{N1} &= \int_{-L_1}^{L_1} I_1(\eta_1) \exp(ik_0 N \eta_1 \cos \Gamma_1) d\eta_1, \\ \Pi_{N2} &= \int_{-L_2+h}^{L_2+h} I_2(\eta_2) \exp(ik_0 N \eta_2 \cos \Gamma_1) d\eta_2. \end{aligned}$$

Для вычисления плотности потока мощности  $S$  воспользуемся известной формулой

$$S = (c/8\pi) \operatorname{Re}(E_0 H_\varphi^* - E_\varphi H_0^*),$$

которая при подстановке полученных выражений для полей излучения преобразуется к виду

$$S = (ck_0^4 / 8\pi r^2 \omega^2) (S_1 + S_2),$$

где

$$S_1 = \begin{cases} \frac{\epsilon_1 \epsilon_3^2}{N^5} |\Pi_N|^2 (\sin \gamma \cos \varphi \cos \theta - \cos \gamma \sin \theta)^2, & \text{если } \operatorname{Re} N \neq 0; \\ 0, & \text{если } \operatorname{Re} N = 0; \end{cases}$$

$$S_2 = \begin{cases} \sqrt{\epsilon_1} |\Pi_O|^2 \sin^2 \gamma \sin^2 \varphi, & \text{если } \epsilon_1 > 0; \\ 0, & \text{если } \epsilon_1 \leq 0. \end{cases}$$

По полученным формулам построены диаграммы направленности (ДН) по мощности для активных вибраторов, расположенных вдоль оси анизотропии в одноосной среде с параметрами  $\epsilon_1 = 1$ ,  $\epsilon_3 \in (0, 1)$ , при синфазном возбуждении. На всех рисунках показаны ДН в плоскости, перпендикулярной вибраторам.

Проведенные исследования доказывают, что анизотропия среды существенно влияет на характеристики антенной системы. Так, из рис. 2, на котором приведены ДН идеально проводящих полуволновых вибраторов, расположенных на расстоянии  $d/\lambda = 1$  ( $\lambda$  – длина волны), видно,

как изменяется их форма в зависимости от  $\epsilon_3$ . На рис. 3 показаны ДН тех же вибраторов, расположенных в анизотропной среде при  $\epsilon_3 = 0,5$ , в зависимости от  $d/\lambda$ . Следует отметить, что форма ДН в анизотропной среде определяется не столько расстоянием  $d$  между антеннами, сколько более общим параметром – эквивалентным расстоянием  $d_{eq}$ , которое включает в себя, кроме самого  $d$ ,

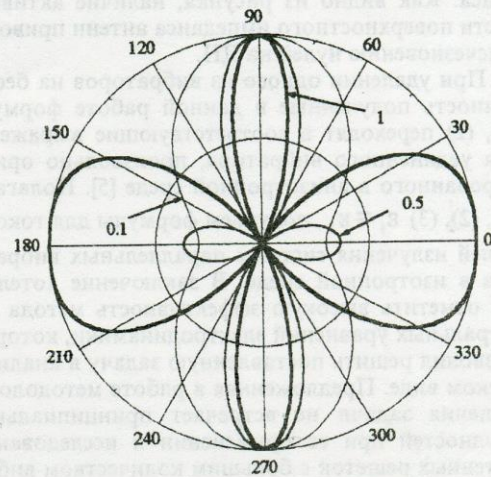


Рис. 2. ДН двух полуволновых вибраторов в зависимости от  $\epsilon_3$  ( $\epsilon_3 = 1; 0,5; 0,1$ ) при  $d/l = 1$

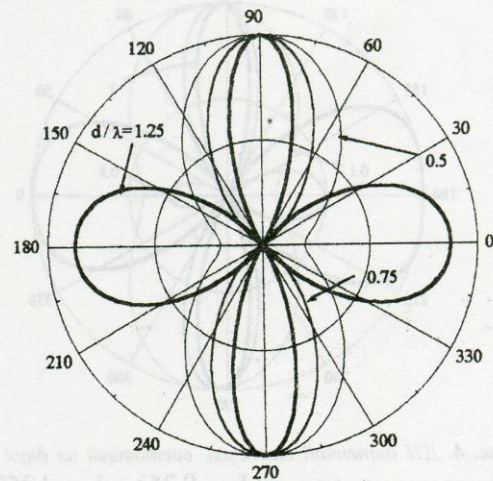


Рис. 3. ДН двух полуволновых вибраторов в зависимости от  $d/l$  ( $d/l = 1,25; 0,75; 0,5$ ) при  $\epsilon_3 = 0,5$



параметры анизотропии среды и ориентацию антенн в этой среде. На рис. 4 для примера показаны ДН двух вибраторов, имеющих разные длины ( $L_1 = 0,25\lambda$ ,  $L_2 = 1,25\lambda$ ), в зависимости от диэлектрической проницаемости  $\epsilon_3$ . И в этом случае наблюдается значительная трансформация ДН по сравнению с ДН для изотропной среды. На рис. 5 изображены ДН полуволновых импедансных вибраторов, расположенных в изотропной среде ( $\epsilon_3 = 1$ ) на расстоянии  $d = \lambda$ , в зависимости от величины активной части поверхностного импеданса. Как видно из рисунка, наличие активной части поверхностного импеданса антенн приводит к исчезновению нулей на ДН.

При удалении одного из вибраторов на бесконечность полученные в данной работе формулы (1), (2) переходят в соответствующие выражения для уединенного вибратора, произвольно ориентированного в анизотропной среде [5]. Полагая в (1), (2), (3)  $\epsilon_1 = \epsilon_3$ , получаем формулы для токов и полей излучения системы параллельных вибраторов в изотропной среде. В заключение хотелось бы отметить высокую эффективность метода интегральных уравнений электродинамики, который позволил решить поставленную задачу в аналитическом виде. Предложенная в работе методология решения задачи не встречает принципиальных трудностей при ее применении к исследованию антенных решеток с большим количеством вибраторов.

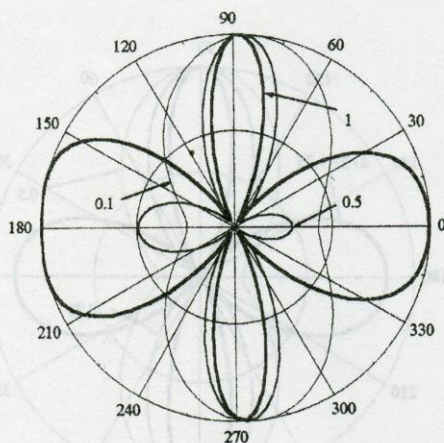


Рис. 4. ДН антенной системы, состоящей из двух вибраторов различной длины ( $L_1 = 0,25\lambda$ ,  $L_2 = 1,25\lambda$ ), в зависимости от  $\epsilon_3$  ( $\epsilon_3 = 1; 0,5; 0,1$ ) при  $d/l = 1$

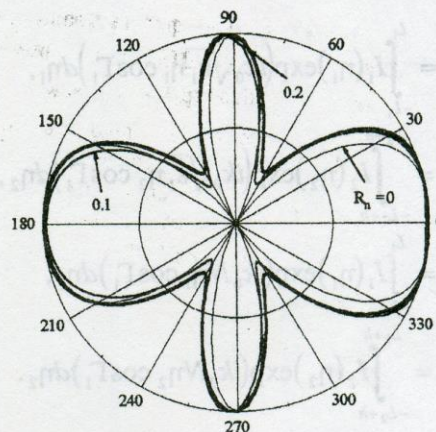


Рис. 5. ДН двух импедансных полуволновых вибраторов в зависимости от величины активной части поверхностного импеданса антенн ( $R_1 = R_2 = 0; 0,1; 0,2$ ) при  $d/l = 1$ ,  $\epsilon_3 = 1$ ,  $X_1 = X_2 = 0$

Работа была частично поддержана Международной Соросовской программой поддержки образования в области точных наук (ISSEP), грант № PSU062130.

#### Литература

1. Е. А. Мареев, Ю. В. Чугунов. Антенны в плазме. Нижний Новгород, ИПФ АН СССР, 1991, 231 с.
2. С. М. Еремин. Радиотехника и электроника. 1988, 33, № 9, с. 1852-1861.
3. Н. А. Хижняк, Е. А. Яценко. Электромагнитные волны и электронные системы. 1998 (в печати).
4. Н. А. Хижняк, Е. А. Яценко, Н. М. Яценко. Наука и оборона. 1994, № 3, с. 90-98.
5. N. A. Khizhnyak, E. A. Jatsenko, N. M. Jatsenko. Proc. of the 2<sup>nd</sup> International Conference on Antenna Theory and Techniques. Kyiv, 1997, pp. 256-258.

#### Radiation of System of Impedance Antennas in Anisotropic Medium

N. A. Khizhnyak, E. A. Jatsenko

System of antennas, consisting of two parallel impedance antennas arbitrary oriented in uniaxial anisotropic medium was considered by method of the integral equations of electrodynamics. The expressions for currents, excited in antennas, fields of radiation and antenna diagrams in a far zone were obtained. Dependence of the antenna diagrams on properties of medium and characteristics of antennas was investigated.