

УДК 621.396.677.45

СИНФАЗНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛОСКОЙ СПИРАЛЬНОЙ АНТЕННЫ, РАСПОЛОЖЕННОЙ НА ЗАЗЕМЛЕННОМ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СЛОЕ

Г. Г. Гошин, В. П. Замараева

Рассматривается возбуждение синфазной кольцевой системой δ -генераторов плоской спиральной антенны, расположенной на заземленном магнитодиэлектрическом слое. Получено строгое решение граничной задачи в результате использования интеграла Фурье—Бесселя для выбранной математической модели. Исследованы спектр возбуждаемых волн и энергетические соотношения между ними, а также характеристики излучения.

Для получения одностороннего излучения плоские спиральные антенны используются с резонатором, по конструктивным соображениям заполненным магнитодиэлектриком [1]. Несмотря на то, что подобные антенны нашли широкое применение, их теория еще недостаточно развита. Известны только решения задач о возбуждении в свободном пространстве спирально проводящей плоскости без экрана конечных [2, 3] и бесконечных размеров [4–6]* и с экраном [7, 8], причем в последнем случае решение получено численно. Проведен также анализ дисперсионных свойств рассматриваемой системы [9]. Однако имеющиеся сведения не дают полного представления о спектре возбуждаемых волн, о влиянии параметров системы на характеристики излучения и энергетические соотношения. Этим вопросам и посвящена данная работа.

Рассмотрим в цилиндрической системе координат ρ, φ, z плоскость, проводящую вдоль логарифмических спиралей $\rho = ae^{-\alpha\varphi}$, $a = \text{const}$ ($\alpha = \text{ctg } \psi$, ψ — угол между касательной к спирали и радиусом, проведенным из ее полюса). Параллельно спирально проводящей расположена изотропная идеально проводящая плоскость $z = -l$. Полупространство $z > 0$ (область I) характеризуется волновым сопротивлением $w_1 = \sqrt{\mu_1/\epsilon_1}$, в промежутке $-l < z < 0$ (область II) $w_2 = \sqrt{\mu_2/\epsilon_2}$. Источником служит синфазная кольцевая система δ -генераторов ($\rho = \rho_0$, $z = +0$), возбуждающая поля, не зависящие от координаты φ . В соответствии с постановкой задачи граничные условия записываются следующим образом:

$$E_{\rho 1} - \frac{1}{\alpha} E_{\varphi 1} = -K \sqrt{1+1/\alpha^2} \delta(\rho - \rho_0),$$

$$E_{\rho 2} - \frac{1}{\alpha} E_{\varphi 2} = 0, \quad (1)$$

$$H_{\rho 1} - \frac{1}{\alpha} H_{\varphi 1} = H_{\rho 2} - \frac{1}{\alpha} H_{\varphi 2}, \quad (z = 0);$$

* Полученное в [5] решение не является корректным.

$$\frac{1}{\alpha} E_{\rho 1} + E_{\varphi 1} = \frac{1}{\alpha} E_{\rho 2} + E_{\varphi 2};$$

$$E_{\rho 2} = E_{\varphi 2} = 0. \quad (z = -l). \quad (2)$$

Здесь индексом 1 помечены компоненты полей в области $z > 0$, индексом 2 — при $-l < z < 0$, $K = \text{const}$ — напряжение, создаваемое д-генераторами.

Введем электродинамические потенциалы U^\pm , связанные с векторами напряженности полей соотношениями

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{2E}{2iwH} \\ \end{array} \right\} = \frac{1}{k} \operatorname{grad} \operatorname{div} (U^+ \mp U^-) e_z + k(U^+ \mp U^-) e_z + \\ + \operatorname{rot} (U^+ \pm U^-) e_z. \quad (3)$$

Эти потенциалы удовлетворяют однородным волновым уравнениям, решения которых можно представить в виде интегралов Фурье—Бесселя:

$$U_1^\pm(\rho, z) = \int_0^\infty A_1^\pm(h) J_0(\rho h) \exp(iq_1 z) h dh, \quad (4)$$

$$U_2^\pm(\rho, z) = \int_0^\infty A_2^\pm(h) J_0(\rho h) [\exp(-iq_2 z) + R^\pm(h) \exp(iq_2 z)] h dh,$$

$$q_{1,2} = \sqrt{k_{1,2}^2 - h^2}, \quad k_{1,2} = \omega \sqrt{\epsilon_{1,2} \mu_{1,2}}.$$

Подставив (4) в (3), а затем в (1) и (2), придем к системе алгебраических уравнений, из которой определяются неизвестные функции $A_{1,2}^\pm(h)$ и $R^\pm(h)$. Подставив их в (4), получим

$$U_1^\pm(\rho, z) = \frac{K k_1 \rho_0}{2 \sqrt{1 + \alpha^2}} \int_{-\infty}^\infty \frac{B^\pm(h)}{D(h)} J_1(\rho_0 h) H_0^{(1)}(\rho h) \exp(iq_1 z) dh,$$

$$U_2^\pm(\rho, z) = \frac{K k_2 \rho_0}{4 \sqrt{1 + \alpha^2}} \int_{-\infty}^\infty \{(i\alpha q_2 \pm k_2) \exp[-iq_2(z+l)] - \\ - (i\alpha q_2 \mp k_2) \exp[iq_2(z+l)]\} J_1(\rho_0 h) H_0^{(1)}(\rho h) \frac{h^2 dh}{D(h)}, \quad (5)$$

$$B^\pm(h) = w_1(iq_1 \pm \alpha k_1)(k_2^2 + \alpha^2 q_2^2) \cos q_2 l + w_2 k_2 q_2 (k_1^2 + \alpha^2 q_1^2) \times \\ \times (i\alpha q_1 \mp k_1) \sin q_2 l,$$

$$D(h) = iw_1 k_1 q_1 (k_2^2 + \alpha^2 q_2^2) \cos q_2 l + w_2 k_2 q_2 (k_1^2 + \alpha^2 q_1^2) \sin q_2 l.$$

Преобразование контура интегрирования в (5) выполнено по известной методике [4].

Подынтегральные функции в (5) удовлетворяют лемме Жордана в верхней полуплоскости, поэтому от интегралов вдоль вещественной оси можно перейти к интегрированию по замкнутому контуру в плоскости комплексного переменного h и вычислить интегралы с учетом особенностей подынтегральных функций внутри контура интегрирования. Подынтегральные функции в (5) имеют полюсы, определяемые нулями

$D(h)$, вычеты в которых дают дискретный спектр волн. Кроме того, подынтегральная функция в выражении для $U_1^\pm(\rho, z)$ имеет точку ветвления $h = k_1$, и интегрирование по берегам разреза, проведенного из этой точки, дает непрерывный спектр волн.

При $w_1 = w_2$ и $k_1 = k_2 = k$ из (5) получаем

$$U_1^\pm(\rho, z) = \frac{Kk\rho_0}{2i\sqrt{1+\alpha^2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(iq \pm \alpha k)(k^2 + \alpha^2 q^2) \mp kq(1+\alpha^2)(i\alpha q \mp k) \operatorname{tg} ql}{kq(k^2 + \alpha^2 q^2)(1 - i \operatorname{tg} ql)} \times \\ \times J_1(\rho_0 h) H_0^{(1)}(\rho h) e^{iqz} dh, \quad (6)$$

$$U_2^\pm(\rho, z) = \frac{Kk\rho_0}{4i\sqrt{1+\alpha^2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(i\alpha q \pm k)e^{-iq(z+l)} - (i\alpha q \mp k)e^{iq(z+l)}}{kq(k^2 + \alpha^2 q^2)} \times \\ \times J_1(\rho_0 h) H_0^{(1)}(\rho h) e^{iql} h^2 dh.$$

Если в (5) совершить предельный переход при $q_2 l \rightarrow \infty$, то получим решение задачи о возбуждении спирально проводящей плоскости, расположенной на границе раздела двух сред,

$$U_1^\pm(\rho, z) = \frac{Kk_1\rho_0}{2i\sqrt{1+\alpha^2}} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{w_1(iq_1 \pm \alpha k_1)(k_2^2 + \alpha^2 q_2^2) \mp iw_2 k_2 q_2(1+\alpha^2)(i\alpha q_1 \mp k_1)}{w_1 k_1 q_1(k_2^2 + \alpha^2 q_2^2) + w_2 k_2 q_2(k_1^2 + \alpha^2 q_1^2)} \times \\ \times J_1(\rho_0 h) H_0^{(1)}(\rho h) e^{iq_1 z} dh, \quad (7)$$

$$U_2^\pm(\rho, z) = \frac{w_2 \alpha K k_2 \rho_0}{2i\sqrt{1+\alpha^2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(i\alpha q_2 \pm k_2) J_1(\rho_0 h) H_0^{(1)}(\rho h) e^{-iq_2 z} h^2 dh}{w_1 k_1 q_1(k_2^2 + \alpha^2 q_2^2) + w_2 k_2 q_2(k_1^2 + \alpha^2 q_1^2)}.$$

Потенциалы, соответствующие дискретному спектру волн, определяются выражениями

$$\widetilde{U}_1^\pm(\rho, z) = \frac{i\pi K k_1 \rho_0}{\sqrt{1+\alpha^2}} \sum_m \frac{B^\pm(h)}{D'(h)} J_1(\rho_0 h) H_0^{(1)}(\rho h) e^{iq_1 z} \Big|_{h=h_m}, \\ \widetilde{U}_2^\pm(\rho, z) = \frac{i\pi \alpha w_2 K k_2 \rho_0}{2\sqrt{1+\alpha^2}} \sum_m \{(i\alpha q_2 \pm k_2) \exp[-iq_2(z+l)] - \\ - (i\alpha q_2 \mp k_2) \exp[iq_2(z+l)]\} J_1(\rho_0 h) H_0^{(1)}(\rho h) \frac{h^2}{D'(h)} \Big|_{h=h_m}. \quad (8)$$

Волны такого спектра имеют постоянные распространения h_m , являющиеся корнями уравнения $D(h) = 0$. Это уравнение трансцендентное, его решения находились графически и для фиксированных значений параметров ($\epsilon = 2,6$, $\mu = 1$, $\alpha = 1$) приведены на рис. 1. Анализ решений уравнения $D(h) = 0$ и компонент полей, описываемых потенциалами (8), показал, что волна с постоянной распространения, определяемой

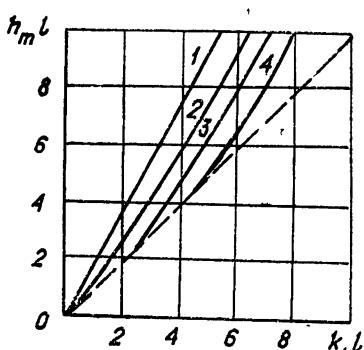


Рис. 1.

кривой 1, является замедленной, обусловлена наличием спирально проводящей плоскости и без нее не существует. Ее постоянная распространения в радиальном направлении достаточно хорошо аппроксимируется формулой

$$h_0 = k_1 \sqrt{1 + 1/\alpha^2} \sqrt{\frac{1 + \epsilon \mu}{2}},$$

которая является точной при $\epsilon = \mu = 1$, где $\epsilon = \epsilon_2/\epsilon_1$, $\mu = \mu_2/\mu_1$. Влияние параметров системы на фазовую скорость этой волны подробно исследовано в [9].

Кроме рассмотренной существуют замедленные волны, обусловленные заземленным магнитодиэлектрическим слоем, с постоянными распространениями, заключенными в интервале от k_1 до k_2 и определяемыми дисперсионными кривыми 2—4. При $w_1 = w_2$ эти волны не существуют. В области $z > 0$ они характеризуются экспоненциальным затуханием по z и изменением поля по закону тригонометрических функций синуса и косинуса при $z < 0$. В зависимости от электрической толщины слоя $k_2 l$ и при условии $q_2 l > (m-1)\pi$, $m = 2, 3, \dots$, могут появляться высшие типы волн, в то время как волна основного типа (кривая 2) возбуждается при любых $k_2 l$.

Асимптотическая оценка интеграла по берегам разреза, проведенного из точки ветвления $h = k_1$, выполненная по методу перевала для дальней зоны ($r = \sqrt{r^2 + z^2} \rightarrow \infty$) дает

$$U_1^\pm(r, \theta) = \frac{K k_1 \rho_0}{i \sqrt{1 + \alpha^2}} J_1(k_1 \rho_0 \sin \theta) \frac{\operatorname{ctg} \theta B^\pm(k_1 \sin \theta)}{D(k_1 \sin \theta)} \frac{e^{ik_1 r}}{r},$$

r, θ — сферические координаты.

Выражения для амплитудных диаграмм направленности имеют вид

$$|E_\phi(\theta)| = E_0(\theta) \left\{ \frac{[\alpha^2(\epsilon \mu - \sin^2 \theta) + \epsilon \mu]^2 \cos^2 \theta + \mu^2(\epsilon \mu - \sin^2 \theta)(1 + \alpha^2)^2 \operatorname{tg}^2 x}{[\alpha^2(\epsilon \mu - \sin^2 \theta) + \epsilon \mu]^2 \cos^2 \theta + \mu^2(\epsilon \mu - \sin^2 \theta)(1 + \alpha^2 \cos^2 \theta) \operatorname{tg}^2 x} \right\}^{1/2}, \quad (9)$$

$$|E_\theta(\theta)| = \alpha E_0(\theta) \left\{ \frac{[\alpha^2(\epsilon \mu - \sin^2 \theta) + \epsilon \mu]^2 + \mu^2(\epsilon \mu - \sin^2 \theta)(1 + \alpha^2)^2 \cos^2 \theta \operatorname{tg}^2 x}{[\alpha^2(\epsilon \mu - \sin^2 \theta) + \epsilon \mu]^2 \cos^2 \theta + \mu^2(\epsilon \mu - \sin^2 \theta)(1 + \alpha^2 \cos^2 \theta) \operatorname{tg}^2 x} \right\}^{1/2},$$

$$E_0(\theta) = \frac{K k_1 \rho_0}{\sqrt{1 + \alpha^2}} J_1(k_1 \rho_0 \sin \theta) \cos \theta, \quad x = k_1 l \sqrt{\epsilon \mu - \sin^2 \theta}.$$

По формулам (9) были проведены расчеты, результаты которых для $\mu = 1$, $\alpha = 1$ и разных ϵ и $k l$ представлены на рис. 2 ($k_1 l = \pi/4$; 1 — $\epsilon = 3$, 2 — $\epsilon = 5$, 3 — $\epsilon = 10$) и рис. 3 ($\epsilon = 3$; 1 — $k_2 l = 0$, 2 — $k_2 l = \pi/4$, 3 — $k_2 l = \pi/2$, 4 — $k_2 l = \pi$). Диаграммы нормированы на $\max |E_\theta|$. Характерной особенностью всех диаграмм является отсутствие излучения в нормальном к плоскости направлении, что наблюдается и при симметричном возбуждении спирально проводящей плоскости в свободном пространстве [4]. Как следует из диаграмм, при изменении ϵ и $k l$ происходит периодическое изменение интенсивности излучения. Подобные изменения интенсивности были замечены и для других режимов излучения [7, 8]. Изменение ϵ и $k l$ наибольшее влияние оказывает на диаграмму $|E_\theta|$, у которой изменяется ширина и угол максимального

излучения. На рис. 4 приведен график фазового сдвига между E_φ -и E_θ -компонентами поля $\Psi = \arg E_\varphi - \arg E_\theta$, характеризующий поляризацию излучения, для тех же параметров, что и на рис. 3. Видно, что чем меньше $k_2 l$, тем ближе к круговой поляризации излучения и в более широком секторе углов. Характер изменения Ψ с увеличением ϵ и для фиксированных значений $k_1 l$ примерно такой же.

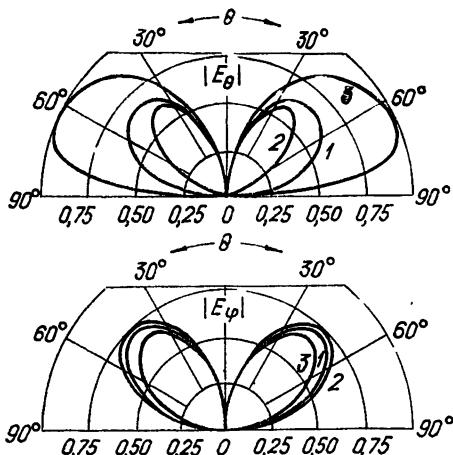


Рис. 2.

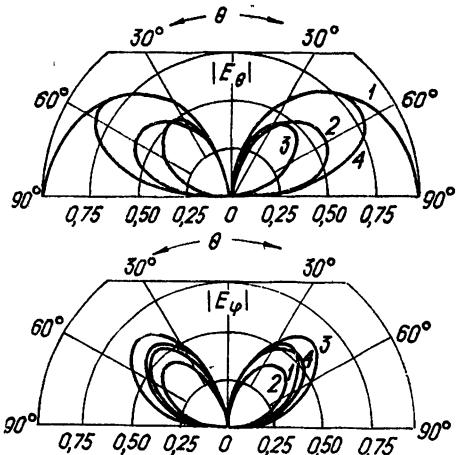


Рис. 3.

Чтобы оценить эффективность излучения данной системы, необходимо знать энергию, переносимую как пространственной волной, так и каждой из волн дискретного спектра. В случае $w_1=w_2=w$ ($\epsilon=\mu=1$) энергия источника идет на излучение и на возбуждение поверхностной волны, связанной со спирально проводящей плоскостью. Соответствующие мощности определяются выражениями

$$P_{\text{изл}} = \frac{\pi}{w} (K k p_0)^2 \int_0^\pi J_1^2(k p_0 \sin \theta) \left[\frac{\alpha^2 + \cos^2 \theta}{1 + \alpha^2} \cos^2(kl \cos \theta) + \right. \\ \left. + \frac{(1 + \alpha^2) \cos^2 \theta}{1 + \alpha^2 \cos^2 \theta} \sin^2(kl \cos \theta) \right] \sin \theta d\theta, \quad (10)$$

$$P_{\text{пов}} = \frac{\pi^2 (1 + \alpha^2)}{4w \alpha^3} [K k p_0 J_1(k p_0 \sqrt{1 + 1/\alpha^2})]^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{2kl}{\alpha}\right) \right].$$

Мощность поверхностной волны обращается в нуль при $kl = 0$ или $\alpha = \infty$, что согласуется с общими физическими представлениями. Эффективность излучения подсчитывается по формуле

$$\sigma = \frac{P_{\text{изл}}}{P_{\text{пов}} + P_{\text{изл}}}.$$

На рис. 5 приведен график σ как функции параметра спирали α для $\epsilon=\mu=1$ и разных kl ($1 - kl = \pi/4$, $2 - kl = \pi/2$, $3 - kl = \pi$, $4 - kl = \infty$). При малых α , соответствующих большим значениям коэффициента замедления, практически вся подводимая энергия передается поверхностной волне. С увеличением α излучение возрастает и достигает значительной величины. Наличие экрана также приводит к повышению эффективности излучения.

В общем случае при $\omega_1 \neq \omega_2$, как показали расчеты, уровень излучения еще меньше. Это связано с тем, что появляется замедленная волна, обусловленная присутствием заземленного магнитодиэлектрического слоя, и возрастает энергия, переносимая замедленной волной, связанной со спирально проводящей плоскостью.

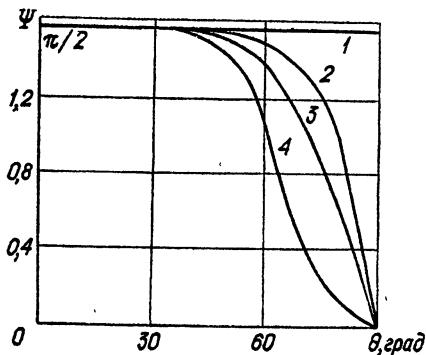


Рис. 4.

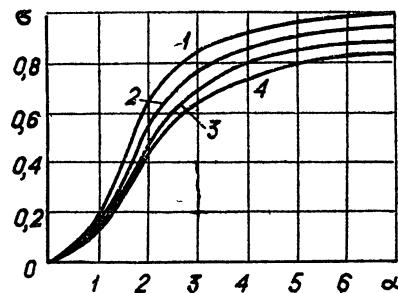


Рис. 5.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. А. Юрцев, А. В. Рунов, А. Н. Казарин, Спиральные антенны, изд. Сов. радио, М., 1974.
2. L. Rubenfeld and J. Baser, J. Inst. Math. Appl., 3, № 2, 216 (1967).
3. А. И. Елисеев, Н. А. Хижняк, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 17, № 8, 1205 (1974).
4. А. Б. Горощеня, Радиотехника, 21, № 5, 11 (1966).
5. S. R. Laxpati and R. Mittra, Proc. IEE, 114, № 3, 352 (1967).
6. Г. Г. Гошин, А. Б. Горощеня, Радиотехника и электроника, 12, № 5, 937 (1967).
7. К. П. Яцук, С. Н. Орел, В. В. Быховец, Радиотехника и электроника, 19, № 8, 1743 (1974).
8. К. П. Яцук, Ю. И. Гребенюк, В. И. Брускова, Радиотехника и электроника, 20, № 8, 1730 (1975).
9. К. П. Яцук, В. И. Молявко, А. В. Поладич, Изв. высш. уч. зав.—Радиоэлектроника, 11, № 12, 1251 (1968).

Сибирский физико-технический институт
при Томском университете

Поступила в редакцию
5 августа 1975 г.,
после переработки
13 сентября 1976 г.

CO-PHASED EXCITATION OF A PLANE SPIRAL ANTENNA
SITUATED ON A GROUNDED MAGNETO-DIELECTRIC LAYER

G. G. Goshin, V. P. Zamaraeva

The excitation of a plane spiral antenna situated on a grounded magneto-dielectric layer by a co-phased ring system of δ -oscillators is considered. A strict solution of the boundary problem is obtained as a result of using the Fourier-Bessel integral for the mathematical model chosen. The spectrum of excited waves and the energy relations between them as well as the radiation characteristics have been investigated.