

УДК 621.372.8

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ЗАДАННЫМИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ СИСТЕМОЙ СКРЕЩЁННЫХ ИМПЕДАНСНЫХ ВИБРАТОРОВ

М. В. Нестеренко, В. А. Катрич, В. М. Дахов

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, г. Харьков, Украина

Показана возможность формирования поля излучения с заданными пространственно-поляризационными характеристиками системой синфазно возбуждаемых скрещенных вибраторов, имеющих одинаковые геометрические размеры, но различные поверхностные импедансы и расположенных над идеально проводящей плоскостью. Проведены расчёты и представлены графики распределения электромагнитного поля в дальней зоне и поляризационных характеристик излучения такой структуры в зависимости от распределённого поверхностного импеданса вибраторов.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в антенной технике широкое применение находят устройства, использующие эллиптическую, в частности, круговую, поляризацию электромагнитных волн, см., например, [1–5]. Радиоканалы эллиптической поляризации применяются в системах навигации и передачи информации авиационных и спутниковых летательных аппаратов, зондирования земной поверхности, в аппаратуре поиска средств скрытого съёма информации и т. д. Во многих случаях практика выдвигает такое требование к антенным устройствам, как создание электромагнитного поля излучения с единичным коэффициентом эллиптичности в заданном пространственном направлении и с определённым направлением вращения вектора напряжённости электрического поля [3].

В предлагаемой работе показана принципиальная возможность формирования в свободном полупространстве над идеально проводящей плоскостью поля излучения с заданными пространственно-поляризационными характеристиками системой двух горизонтальных скрещенных импедансных вибраторов.

1. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Рассматриваемая структура и принятые в задаче обозначения представлены на рис. 1. Здесь $\{x, y, z\}$ — декартова система координат, связанная с двумя скрещенными цилиндрическими вибраторами длиной $2L_n$ и радиусами r_n ($n = 1, 2$), оси $\{0s_n\}$ которых параллельны бесконечной идеально проводящей плоскости и находятся на расстоянии h от неё. Вибраторы синфазно возбуждаются в центре, т. е. в точке $s_n = 0$, гипотетическим генератором напряжения V_0 и, в общем случае, излучают в полупространство с комплексными диэлектрической ε_1 и магнитной μ_1 проницаемостями.

Рассмотрим одиночный горизонтальный вибратор V_1 , на рис. 1, на поверхности которого выполняется импедансное граничное условие [6, 7] $E_x^{V_1} = Z_{s1} H_j^{V_1}$ (далее — импедансный вибратор). Величина Z_{s1} определяет распределённый поверхностный импеданс вибратора. Электрическое

поле излучения такого вибратора при выполнении соотношений $\rho \rightarrow \infty, \rho \gg 2L_1, \rho \gg h$, т. е. в дальней зоне вибратора, имеет следующий вид [8]

$$E_\theta(\rho, \theta, \varphi) = \frac{ik_1^2}{\omega \varepsilon_1} \sin \theta \frac{\exp(-ik_1 \rho)}{\rho} [1 - \exp(-2ik_1 h \sin \theta \sin \varphi)] \int_{-L_1}^{L_1} J(s_1) \exp(ik_1 s_1 \cos \theta) ds_1. \quad (1)$$

Здесь $k_1 = k \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в свободном пространстве, ω — круговая частота при временной зависимости $\exp(i\omega t)$, $J(s_1)$ — ток в вибраторе V_1 , определяемый выражением [8]:

$$J(s_1) = -\alpha_1 V_0 \left(\frac{i\omega \varepsilon_1}{2\tilde{k}_1} \right) \frac{\sin[\tilde{k}_1(L_1 - |s_1|)] + \alpha_1 P_\delta^s[k_1(r_1 + h), \tilde{k}_1 s_1]}{\cos(\tilde{k}_1 L_1) + \alpha_1 P_L^s[k_1(r_1 + h), \tilde{k}_1 L_1]}. \quad (2)$$

В (2) приняты обозначения: $\tilde{k}_1 = \tilde{k}'_1 - i\tilde{k}''_1 = k_1 + i(\alpha_1/r_1)\bar{Z}_{s1} \sqrt{\varepsilon_1/\mu_1}$, $P_\delta^s[k_1(r_1 + h), \tilde{k}_1 s_1] = P^s[k_1(r_1 + h), \tilde{k}_1(L_1 + s_1)] - [\sin(\tilde{k}_1 s_1) + \sin(\tilde{k}_1 |s_1|)] P_L^s[k_1(r_1 + h), \tilde{k}_1 L_1]$, $P_L^s[k_1(r_1 + h), \tilde{k}_1 L_1] = \int_{-L_1}^{L_1} G(s_1, L_1) \cos(\tilde{k}_1 s_1) ds_1$, $P^s[k_1(r_1 + h), \tilde{k}_1(L_1 + s_1)] = \int_{-L_1}^{s_1} [G(s'_1, -L_1) + G(s'_1, L_1)] \sin[\tilde{k}_1(s_1 - s'_1)] ds'_1$,

$$G(s_1, s'_1) = \frac{\exp[-ik_1 \sqrt{(s_1 - s'_1)^2 + r_1^2}]}{\sqrt{(s_1 - s'_1)^2 + r_1^2}} - \frac{\exp[-ik_1 \sqrt{(s_1 - s'_1)^2 + (2h + r_1)^2}]}{\sqrt{(s_1 - s'_1)^2 + (2h + r_1)^2}},$$

$\alpha_1 = 1/[2 \ln[r_1/(2L_1)]]$ — малый параметр, $|\alpha_1| \ll \ll 1$, $\bar{Z}_{s1} = \bar{R}_{s1} + i\bar{X}_{s1}$ — нормированный на 120π Ом комплексный поверхностный импеданс вибратора [7, 9] (далее — поверхностный импеданс). Для второго вибратора V_2 формула для тока будет также иметь вид (2), а компоненты электрического поля в дальней зоне можно определить согласно (1) с использованием соответствующего преобразования системы координат.

Следует отметить, что возможность использовать независимые решения интегральных уравнений для токов в каждом вибраторе обеспечивается тем, что в рамках принятой «тонкопроводящей» модели, когда $r_n/(2L_n) \ll 1, r_n/\lambda \ll 1$, развязанные по поляризации вибраторы не взаимодействуют друг с другом. Для двух взаимно ортогональных симметричных идеально проводящих вибраторов такая система известна как турникетный излучатель. Если возбуждение вибраторов такой антенны осуществляется с равными амплитудами и со сдвигом фаз $\Delta\Psi = \pm\pi/2$, то в направлении оси z , перпендикулярной к плоскости и к осям вибраторов, т. е. соответствующей $\theta = \varphi = \pi/2$, её поле излучения имеет круговую поляризацию, а в плоскости вибраторов — линейную. В произвольной точке пространства поле излучения турникетной антенны характеризуется эллиптической поляризацией.

В работе [9] в рамках импедансной концепции [7, 10] получены формулы для вычисления поверхностного импеданса цилиндрических вибраторов различной геометрии и электрофизических

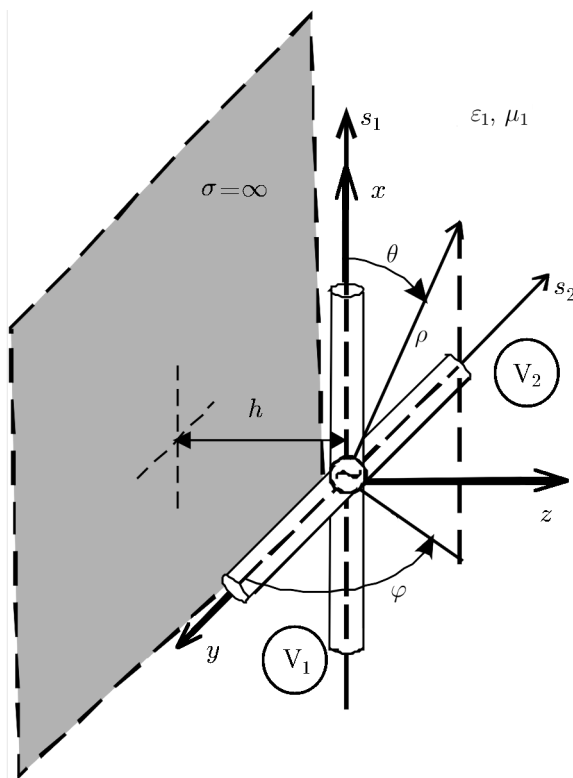


Рис. 1. Геометрия задачи и принятые обозначения

параметров материала, из которого они изготовлены. Приведём некоторые из них, характеризующие различные типы импеданса.

1. Индуктивный поверхностный импеданс, в случае которого $\bar{X}_s > 0$, $\bar{R}_s \ll 1$.

а) Металлический цилиндр радиуса r_i с покрытием из магнетодиэлектрика с комплексными проницаемостями $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$, $\mu = \mu' - i\mu''$ и толщиной $r - r_i$:

$$\bar{Z}_s = ikr\mu \ln(r/r_i). \quad (3)$$

б) Гофрированный, т. е. ребристый, цилиндр, а также вибраторы в виде однозаходной металлической спирали.

2. Ёмкостной поверхностный импеданс, в случае которого $\bar{X}_s < 0$, $\bar{R}_s \ll 1$.

а) Диэлектрический цилиндр с проницаемостью ε и радиусом r :

$$\bar{Z}_s = -i \frac{2}{kr(\varepsilon - 1)}. \quad (4)$$

б) Диэлектрический цилиндр с проницаемостью ε и радиусом r , имеющий металлические вставки с толщиной d_m , причём $d_m + d_\varepsilon \ll \lambda/\sqrt{|\varepsilon|}$, где d_ε — толщина диэлектрика:

$$\bar{Z}_s = -i \frac{d_\varepsilon}{d_m + d_\varepsilon} \frac{2}{kr\varepsilon}. \quad (5)$$

Для вибратора в материальной среде с параметрами ε_1 и μ_1 в формулах (3)–(5) необходимо ввести множитель $\sqrt{\mu_1/\varepsilon_1}$. Как видно, в выражения (3)–(5) входят параметры ε и μ , плавное изменение которых в случае их зависимости от статических электрического и магнитного полей и, соответственно, характеристик излучения системы при её фиксированных геометрических размерах можно осуществлять, например, внешними полевыми воздействиями. Также нужно отметить, что с целью физической корректности получаемых расчётных результатов в формулах для поверхностного импеданса, включая хорошо проводящие металлические вибраторы, необходимо учитывать величину \bar{R}_s , как бы мала она не была. Исходя из этого, далее при расчётах везде полагалось $\bar{R}_s = 10^{-4}$. Как следует из формулы (3), для вибраторов с индуктивным поверхностным импедансом можно ввести понятие «эффективной» длины вибратора $2L_{\text{eff}}$, где

$$2L_{\text{eff}} = \left[1 + \frac{|\mu| \ln(r/r_i)}{2 \ln(2L/r)} \right] 2L. \quad (6)$$

Смысл данного обозначения состоит в том, что импедансный вибратор с длиной $2L$ по своим электродинамическим характеристикам «эквивалентен» идеально проводящему вибратору с длиной $2L_{\text{eff}}$, причём $2L_{\text{eff}} > 2L$.

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В отличие от случая идеально проводящих вибраторов, настройку импедансного вибратора в резонанс, под которой будем понимать достижение нулевой мнимой части входного сопротивления вибратора в точке питания, можно проводить изменением величины и типа мнимой части поверхностного импеданса вибратора при его фиксированных геометрических размерах и различных параметрах среды ε_1 и μ_1 . Поэтому физические размеры, т. е. длины плеч L_1 и L_2 , скрепленных вибраторов могут быть произвольно изменены при правильном выборе значения их поверхностного импеданса. На рис. 2 представлены значения поверхностного импеданса $\bar{X}_{s \text{ res}}$ при

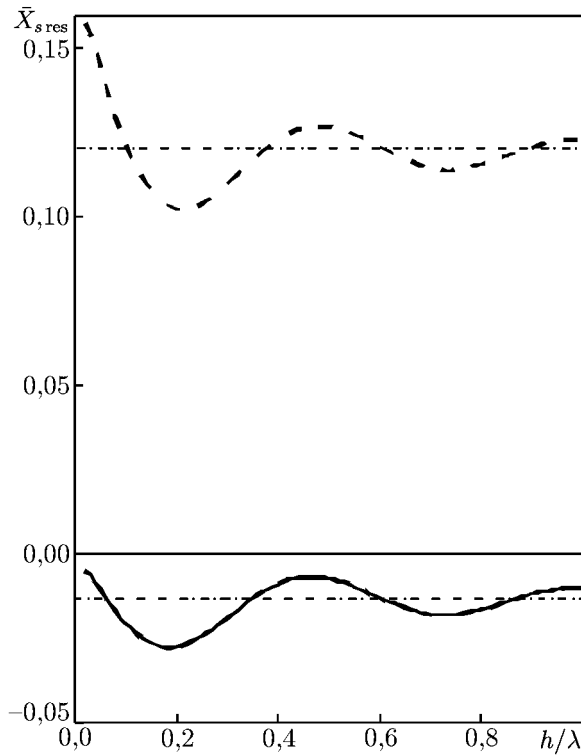


Рис. 2. Значения поверхностного импеданса $\bar{X}_{s, \text{res}}$ для резонансных одиночных вибраторов в зависимости от расстояния до плоскости: сплошные кривые соответствуют $2L = \lambda/2$, пунктир — $2L = \lambda/4$, штрих-пунктир — предел $h \rightarrow \infty$

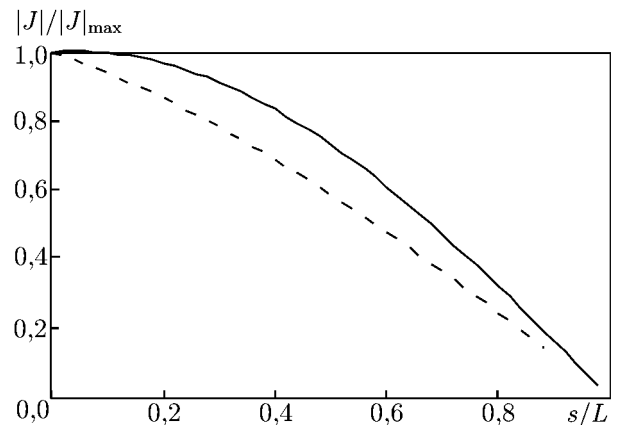


Рис. 3. Распределение тока вдоль одиночного полуволнового ($kL = \pi/2$) вибратора при различных значениях поверхностного импеданса. Сплошная линия соответствует $\bar{X}_s = i0,009$, $\tilde{k}'L = 0,52\pi$, штриховая — $\bar{X}_s = -i0,061$, $\tilde{k}'L = 0,35\pi$

$\varepsilon_1 = \mu_1 = 1$, $\tilde{k}_1 = \tilde{k}$, соответствующие одиночным резонансным вибраторам различной электрической длины в зависимости от расстояния h до плоскости. Как видно из графиков, в зависимости от электрической длины вибратора значения $\bar{X}_{s, \text{res}}$ могут соответствовать импедансам как индуктивного (для $2L = \lambda/4$), так и ёмкостного (для $2L = \lambda/2$) типов. Графики на рис. 2 показывают также, что с помощью изменения расстояния от идеально проводящей плоскости можно подстроить в резонанс вибраторы фиксированной длины, поверхностный импеданс которых близок к $\bar{X}_{s, \text{res}}$. Кроме того, рис. 2 позволяет определить, какой должна быть величина $\bar{X}_{s, \text{res}}$ при заданном отношении h/λ .

Знак мнимой части поверхностного импеданса \bar{X}_s влияет на распределение тока по длине вибратора, т. к. при этом может происходить как «удлинение», так и «укорочение» вибратора в смысле его электрической длины $\tilde{k}'L$ при $\tilde{k}''L \ll 1$. На рис. 3 представлены распределения амплитуды тока одиночных полуволновых ($kL = \pi/2$) вибраторов с различными величинами и типами поверхностных импедансов. Распределения фазы токов при этом оказываются почти постоянными по длине вибратора и равными $-49,4^\circ$ и $42,4^\circ$ для значений $\bar{X}_s = i0,009$ и $\bar{X}_s = -i0,061$ соответственно, а разность фаз между токами таких вибраторов равна приблизительно 90° . Как указывалось выше, в классическом случае турникетной антенны для создания поля излучения круговой поляризации скрещенными вибраторами в схему возбуждения одного из вибраторов вводят постоянный сдвиг фаз $\Delta\Psi = \pm\pi/2$. В то же время, одновременное изменение поверхностного импеданса каждого вибратора в системе из двух скрещенных вибраторов, например,

с параметрами, как на рис. 3, позволяет сформировать поле излучения эллиптической или круговой поляризации и при других значениях $\Delta\Psi$, в частности, при их синфазном возбуждении, когда $\Delta\Psi = 0$.

Поляризацию поля излучения системы скрещенных вибраторов в свободном пространстве можно характеризовать коэффициентом эллиптичности r_p , а также углом ориентации поляризационного эллипса β_p , определяемых выражениями:

$$r_p = \text{tg} \left\{ \frac{1}{2} \arcsin \frac{2|p| \sin \psi}{|p|^2 + 1} \right\}, \quad \beta_p = \frac{1}{2} \text{arctg} \frac{2|p| \cos \psi}{|p|^2 - 1}, \quad |r_p| \leq 1, \quad 0 \leq \beta_p < \pi, \quad (7)$$

где $|p|$ и ψ — модуль и фаза отношения $p = E_\theta^{V_1+V_2}(\rho \rightarrow \infty, \theta, \varphi) / E_\varphi^{V_1+V_2}(\rho \rightarrow \infty, \theta, \varphi)$ в дальней зоне вибраторов. Очевидно, что эти выражения могут быть использованы и при анализе поляризации поля излучения в материальных средах в областях, где радиальная компонента поля E_ρ является малой величиной и ею можно пренебречь. В других точках пространства выражения (7) могут быть использованы для приближённой оценки состояния поляризации при принятии условия, что анализ электрического поля ограничен двухкомпонентным представлением.

В первую очередь рассмотрим задачу о поляризационных характеристиках системы скрещенных идеально проводящих полуволновых ($2L_1 = 2L_2 = 2L = \lambda/2$) вибраторов над идеально проводящей плоскостью в зависимости от разности фаз возбуждения $\Delta\Psi$ между вибраторами. На рис. 4 приведены пространственные распределения коэффициента эллиптичности r_p для некото-

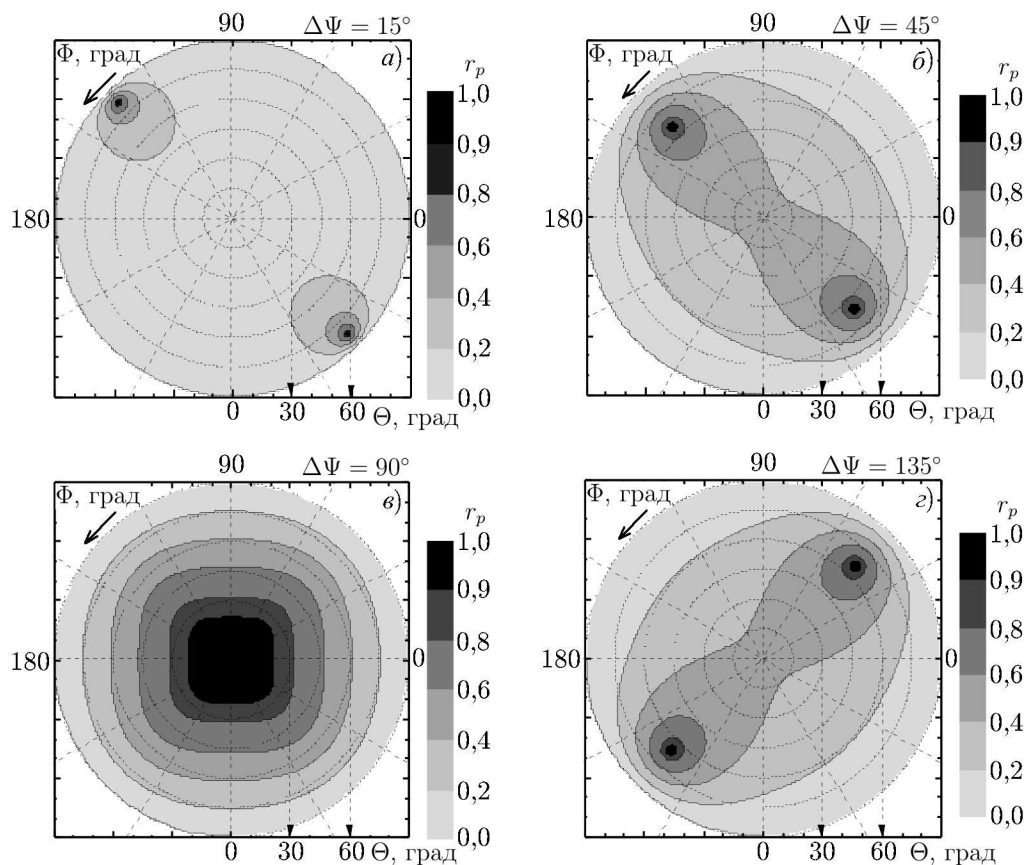


Рис. 4. Пространственные распределения r_p системы скрещенных идеально проводящих вибраторов при различных величинах $\Delta\Psi$

рых значений $\Delta\Psi$. Отметим, что для большей наглядности графики представлены в обобщённой декартовой системе координат $\{\Theta \cos \Phi, \Theta \sin \Phi, z\}$. В ней концентрические окружности соответствуют значениям $\Theta = \text{const}$, а радиальные лучи — значениям $\Phi = \text{const}$. Как видно из графиков, в поляризационной диаграмме присутствуют симметричные по азимуту Φ направления с круговой поляризацией, однако при изменении сдвига фаз $\Delta\Psi$ в пределах от 0° до 180° они располагаются исключительно в плоскостях $\Phi = 45^\circ$ и $\Phi = 135^\circ$.

Рассмотрим далее задачу о возможности создания излучения с круговой поляризацией в заданном направлении наблюдения $\{\Theta_0, \Phi_0\}$ системой горизонтальных импедансных вибраторов над плоскостью. На рис. 5а приведены расчётные распределения значений коэффициента эллиптичности $r_p(\bar{X}_{s1}, \bar{X}_{s2})$ электромагнитного излучения в направлении нормали к системе вибраторов, т. е. для $\Theta_0 = 0$, при одновременном изменении импеданса каждого из вибраторов при параметрах $h = \lambda/4, 2L_1 = 2L_2 = 2L = \lambda/2, \Delta\Psi = 0$. На нём отчётливо видны области значений

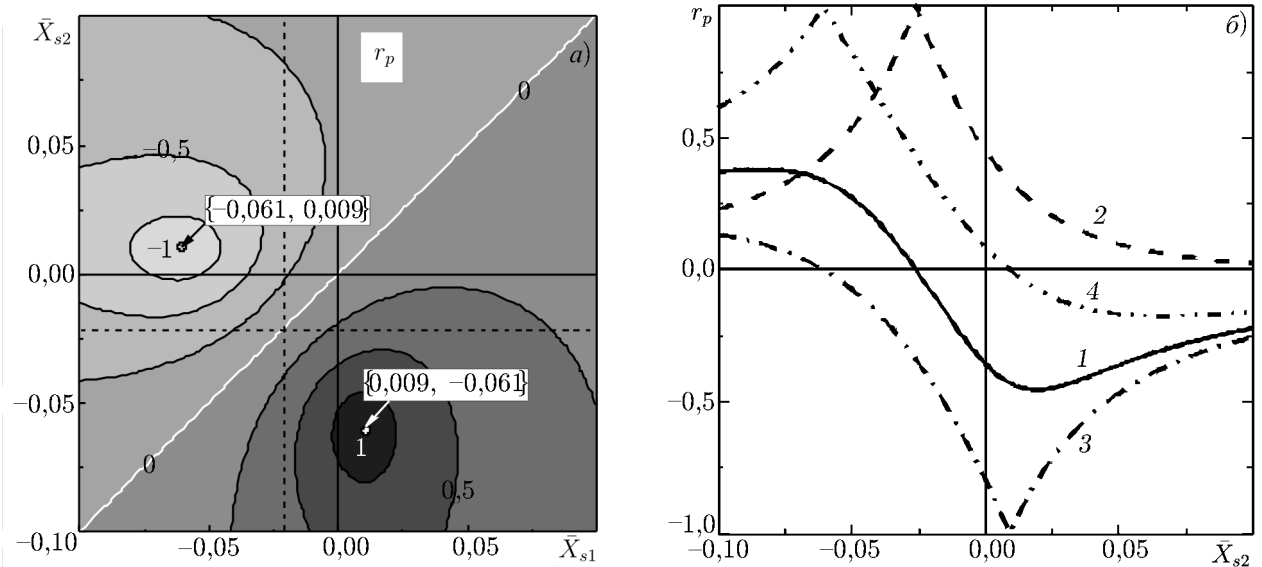


Рис. 5. Зависимости коэффициента эллиптичности поля излучения скрещенных полуволновых вибраторов в дальней зоне свободного полупространства (при $x = y = 0$ и $z = 50\lambda$) от их поверхностных импедансов при $2L_n = \lambda/2, h = \lambda/4, \Delta\Psi = 0, \pi/2$: кривая 1 — $\{\bar{X}_{s1}, \Delta\Psi\} = \{-0,026, 0\}$, кривая 2 — $\{\bar{X}_{s1}, \Delta\Psi\} = \{-0,026, \pi/2\}$, кривая 3 — $\{\bar{X}_{s1}, \Delta\Psi\} = \{-0,061, 0\}$, кривая 4 — $\{\bar{X}_{s1}, \Delta\Psi\} = \{-0,009, 0\}$

Таблица 1. Значения поверхностных импедансов вибраторов \bar{X}_{sn} для создания круговой поляризации в заданном направлении

Параметры задачи			
Длина волны λ		10,0 см	
Радиус вибраторов $r_{1,2}$		$0,0033\lambda = 0,033$ см	
Длина вибраторов $2L_1 = 2L_2$		$\lambda/2 = 5,0$ см	
Расстояние от вибраторов до плоскости h		$\lambda/4 = 2,5$ см	
Сдвиг фаз $\Delta\Psi$		0°	
Направление $\{\Theta_0, \Phi_0\}$ для $r_p = 1$		\bar{X}_{s1}	\bar{X}_{s2}
а)	$\{0^\circ, 0^\circ\}$	0,009	-0,061
б)	$\{45^\circ, 0^\circ\}$	-0,002	-0,088
в)	$\{60^\circ, 45^\circ\}$	0,035	-0,101

$\{\bar{X}_{s1}, \bar{X}_{s2}\}$, при которых поле излучения имеет круговую поляризацию с разным направлением вращения вектора электрического поля, что соответствует $r_p = \pm 1$. На рис. 5б представлены зависимости коэффициента эллиптичности r_p от импеданса второго вибратора при различных соотношениях между поверхностным импедансом первого вибратора и сдвигом фаз в питающем фидере, причём кривые с $\bar{X}_{s1} = -0,026$ соответствуют случаю, когда первый вибратор настроен в

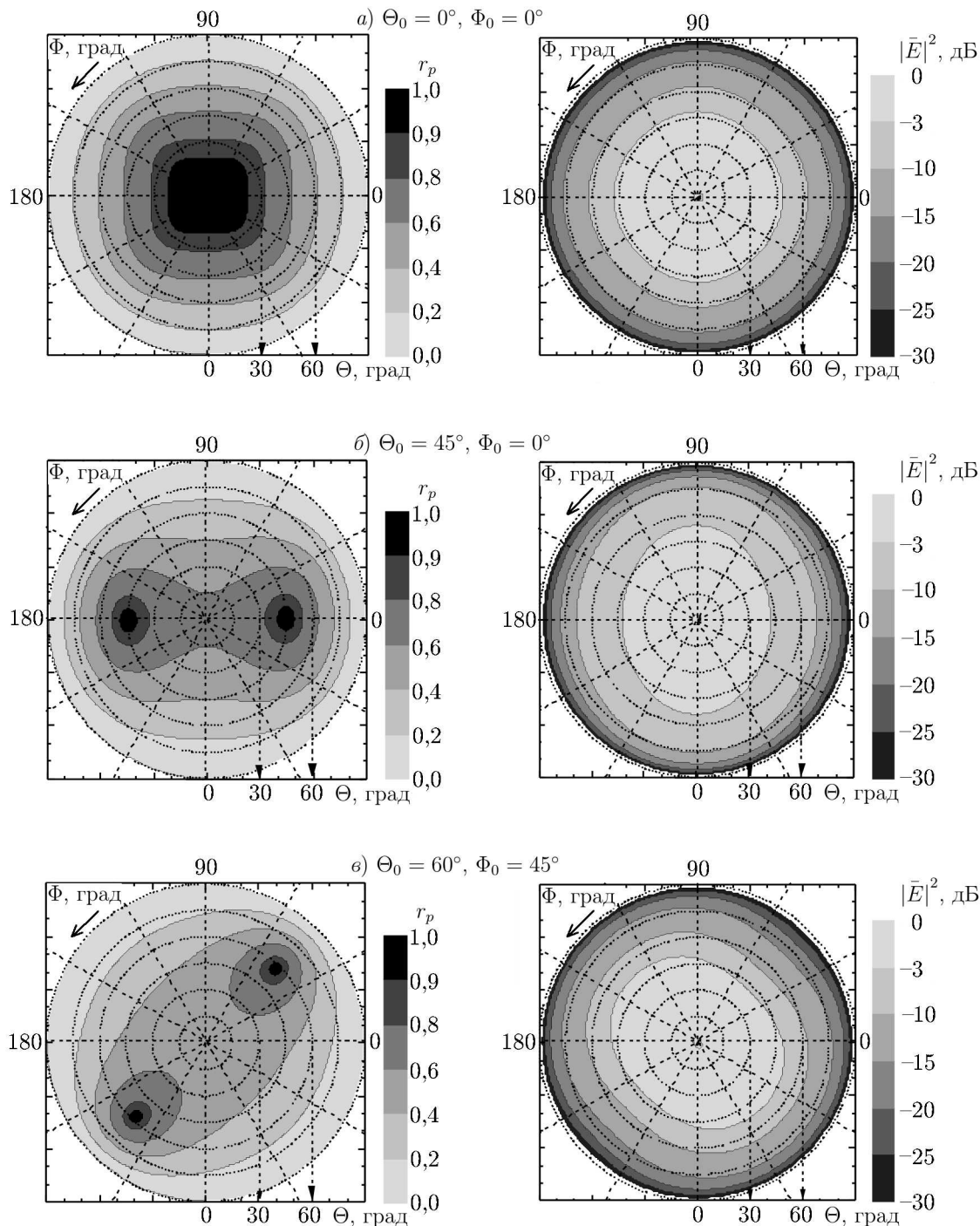


Рис. 6. Пространственные распределения r_p и $|\bar{E}|^2$ системы скрещенных импедансных вибраторов для заданных направлений Θ_0, Φ_0

резонанс. Эти зависимости показывают возможность управлять коэффициентом эллиптичности r_p в широких пределах за счёт подбора величины поверхностного импеданса одного из вибраторов.

Пространственные распределения $r_p(\bar{X}_{s1}, \bar{X}_{s2})$, подобные приведённому на рис. 5а, рассчитаны и в случаях других заданных комбинаций $\{\Theta_0, \Phi_0\}$, для которых были определены необходимые величины $\{\bar{X}_{s1}, \bar{X}_{s2}\}$, при которых реализуется круговая поляризация с $r_p = 1$. В табл. 1 приведены параметры расчёта и найденные значения импедансов $\{\bar{X}_{s1}, \bar{X}_{s2}\}$ для нескольких пространственных направлений $\{\Theta_0, \Phi_0\}$, а на рис. 6 представлены соответствующие распределения $r_p(\Theta, \Phi)$ и нормированной мощности полного поля излучения $|\bar{E}|^2$ в дальней зоне системы импедансных вибраторов. Как следует из графиков на рис. 6, при заданных величинах $\{\bar{X}_{s1}, \bar{X}_{s2}\}$ существуют два направления $\{\Theta_0, \Phi_0\}$ и $\{\Theta_0, \Phi_0 + \pi\}$ с $r_p = 1$, что является следствием симметрии задачи, а мощность излучения в этих направлениях в два раза меньше (изолинии «3 дБ»), чем максимальное значение в направлении нормали к системе вибраторов.

На рис. 7а представлены расчётные величины поверхностных импедансов вибраторов, необходимые для получения единичного коэффициента поляризации в зависимости от азимута Φ_0 при $\Theta_0 = 45^\circ$ и $\Delta\Psi = 0$. Как видно из рис. 7а, значения обоих импедансов изменяются приблизительно по синусоидальному закону с различными амплитудами и с определённым фазовым сдвигом относительно друг друга, в результате чего разность величин импедансов вибраторов меняется при изменении Φ_0 . Это обстоятельство может оказаться полезным при практическом применении полученных результатов, т. к. предоставляет возможность выбора наиболее приемлемых значений $\{\bar{X}_{s1}, \bar{X}_{s2}\}$ без учёта конкретной величины Φ_0 с последующим доворотом системы вибраторов вокруг оси z . На рис. 7б приведены рассчитанные при тех же условиях величины $\{\bar{X}_{s1}, \bar{X}_{s2}\}$ для различных сочетаний углов $\{\Theta_0, \Phi_0\}$.

Необходимо также отметить, что хотя при анализе возможности формирования поля излучения с заданными пространственно-поляризационными характеристиками мы рассматривали

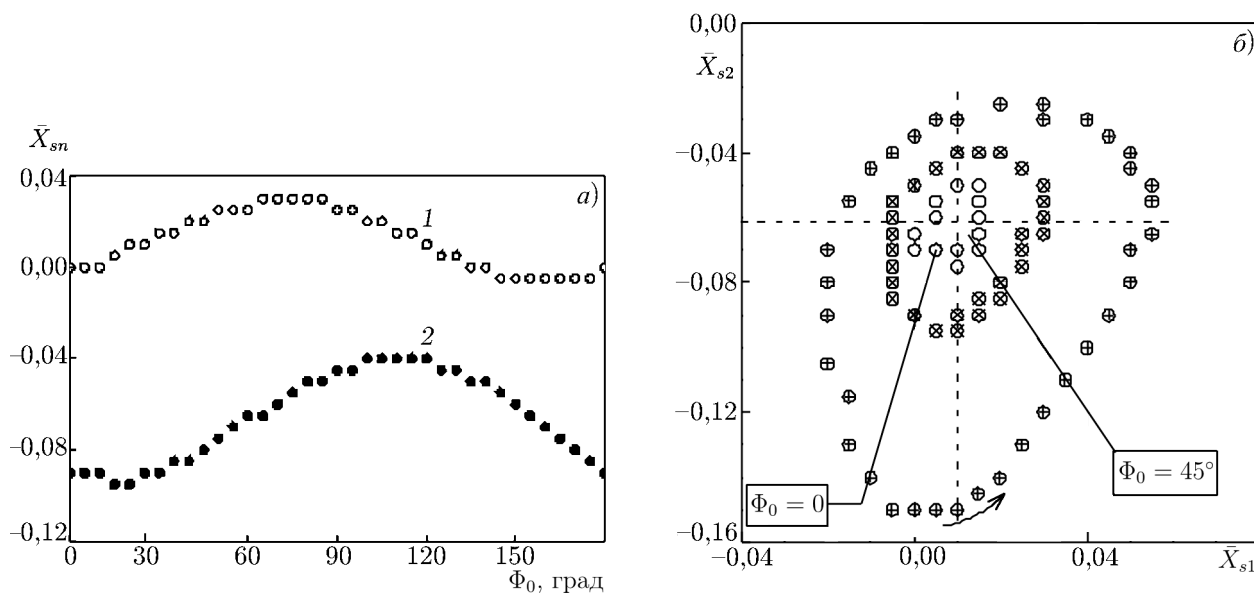


Рис. 7. Зависимости величин поверхностных импедансов вибраторов, обеспечивающих круговую поляризацию в заданном направлении, от угла Φ_0 при фиксированных значениях Θ_0 : (а) — $\Theta_0 = 45^\circ$, $r_p = 1$, кривая 1 соответствует вибратору V_1 , кривая 2 — вибратору V_2 ; (б) светлые кружки — $\Theta_0 = 30^\circ$, кружки со знаком умножения — $\Theta_0 = 45^\circ$, кружки со знаком сложения — $\Theta_0 = 60^\circ$

свободное полупространство, такой же подход может быть применим и в случае материальной полубесконечной среды.

ВЫВОДЫ

1. Настройку в резонанс горизонтального вибратора фиксированных геометрических размеров над плоскостью можно проводить изменением как величины его поверхностного импеданса, так и расстояния до плоскости.

2. Для системы скрещенных идеально проводящих полуволновых вибраторов над плоскостью круговую поляризацию поля излучения за счёт изменения сдвига фаз в питающих фидерах вибраторов можно создать лишь для определённых направлений в пространстве.

3. Система из синфазно возбуждаемых скрещенных вибраторов над идеально проводящей плоскостью при определённых величине и типе распределённого поверхностного импеданса каждого из вибраторов позволяет получить поле излучения с круговой или эллиптической поляризацией в наперёд заданном пространственном направлении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Антенны эллиптической поляризации / Под ред. А. И. Шпунтова. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 358 с.
2. Справочник по радиолокации / Под ред. М. Сколника. М.: Сов. радио, 1977. Т. 2. 408 с.
3. Zemlyanskiy S. V., Mishchenko S. E., Shatskiy V. V. // Proc. VI Int. Symp. Electromagnetic Compatibility and Electromagnetic Ecology. Saint-Petersburg, Russia, 2005. P. 135.
4. Modern antenna handbook / Ed. by C. A. Balanis. Hoboken, New Jersey: John Wiley and Sons, 2008. 1 680 p.
5. Wei Y.-F., Sun B.-H., Shi C., et al. // Prog. Electromag. Res. Lett. 2009. V. 12. P. 31.
6. Леонтович М. А. Исследования по распространению радиоволн. М., Л.: Изд-во АН СССР, 1948. С. 5.
7. Миллер М. А., Таланов В. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1961. Т. 4, № 5. С. 795.
8. Нестеренко М. В., Катрич В. А., Дахов В. М. // Радиофизика и радиоастрономия. 2005. Т. 10, № 3. С. 314.
9. Нестеренко М. В. // Вестн. Харьковского национального ун-та. Радиофизика и электроника. 2002. № 544, С. 47.
10. Нестеренко М. В., Пенкин Ю. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 7. С. 549.

Поступила в редакцию 7 декабря 2009 г.; принята в печать 16 июня 2010 г.

FORMATION OF THE RADIATION FIELD WITH GIVEN SPATIAL-POLARIZATION CHARACTERISTICS BY A SYSTEM OF CROSSED IMPEDANCE DIPOLES

M. V. Nesterenko, V. A. Katrich, and V. M. Dakhov

We demonstrate the possibility to form the radiation field with given spatial-polarization characteristics by a system of in-phase crossed dipoles with identical geometrical sizes, but different surface impedances, which are located over a perfectly conducting plane. The distributions of the far-zone electromagnetic field and the polarization characteristics of the radiation from such a structure are calculated and presented as functions of the distributed surface impedance of the dipoles.