

Поле излучения тонкого горизонтального импедансного вибратора в полубесконечной среде с потерями над идеально проводящей плоскостью

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

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: Mikhail.V.Nesterenko@univer.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 5 апреля 2005 г.

Получены приближенные формулы для тока и выражения для полного электромагнитного поля излучения тонкого горизонтального импедансного вибратора, в том числе электрически короткого, в полубесконечной однородной среде с потерями над бесконечной идеально проводящей плоскостью. Проведены расчеты и представлены графики пространственного распределения ближнего поля в зависимости от параметров среды и поверхностного импеданса вибратора.

Введение

Распределение тока вдоль тонкого вибратора, расположенного в диссипативной среде, и, соответственно, его поле излучения существенно отличаются от аналогичных характеристик вибратора, находящегося в среде без потерь [1-3]. Эти различия в случае электрически коротких диполей достаточно полно исследованы в монографиях [1, 2], в которых основное внимание уделялось полям вибраторов в дальней зоне, что является существенным при решении задач, связанных с подземной и подводной радиосвязью, в геофизических исследованиях и т. п. Там же отмечено, что скорость убывания амплитуды поля при увеличении расстояния от диполя в материальной среде значительно больше, чем в свободном пространстве без потерь, причем она существенно различна для ближней, промежуточной и дальней зон антенны. В то же время характеристики реальных вибраторов, размеры которых срав-

нимы с длиной волны в материальной среде, в значительной степени отличаются от соответствующих параметров электрически коротких диполей. Исходя из этого, а также учитывая возможные области применения вибраторных антенн, находящихся в различных средах (в частности, в тканях живых организмов при осуществлении медицинской диагностики и терапии) [1], можно заключить, что всесторонний анализ пространственного распределения поля в ближней зоне вибратора (особенно в случае, когда он обладает комплексным распределенным импедансом) представляет несомненный практический интерес.

В [3] получено асимптотическое решение интегрального уравнения для тока в тонком импедансном вибраторе, расположенном в неограниченной однородной изотропной среде с потерями, и найдены выражения для полных полей излучения вибратора как функции его поверхностного импеданса и электрофизических параметров окружающей среды. Однако

в большинстве практических применений излучающие вибраторы находятся вблизи металлических тел различной конфигурации. В простейшем случае бесконечная идеально проводящая плоскость служит достаточно хорошим модельным приближением для пластин прямоугольной (или круглой) формы конечных размеров [4].

В настоящей работе получены приближенные формулы для тока и выражения для полного электромагнитного поля излучения тонкого горизонтального импеданного вибратора, находящегося в полубесконечной однородной среде с потерями над бесконечной идеально проводящей плоскостью, а также исследовано пространственное распределение ближнего поля в зависимости от параметров некоторых материальных сред и поверхностного импеданса вибратора.

Постановка и решение задачи

Исследуемая структура и принятые в задаче обозначения представлены на рис. 1. Здесь $\{x, y, z\}$ и $\{\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}\}$ – декартовы системы координат, связанные соответственно с плоскостью и цилиндрическим вибратором длиной $2L$ и радиусом r ($r/2L \ll 1$), который расположен на расстоянии h от плоскости; $\{\rho, \theta, \phi\}$ – сферические координаты, где угол θ отсчитывается от оси s , направленной вдоль оси вибратора.

Тензорная функция Грина электрического типа в данном случае будет иметь вид (при временной зависимости $e^{i\omega t}$, ω – круговая частота):

$$\hat{G}_e(\vec{r}, \vec{r}') = \hat{I} \frac{e^{-ik_1 R}}{R} - (\vec{e}_x \otimes \vec{e}_{x'}) \frac{e^{-ik_1 R_0}}{R_0} + (\vec{e}_y \otimes \vec{e}_{y'}) \frac{e^{-ik_1 R_0}}{R_0} - (\vec{e}_z \otimes \vec{e}_{z'}) \frac{e^{-ik_1 R_0}}{R_0}, \quad (1)$$

$$R = |\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2},$$

$$R_0 = \sqrt{(x - x')^2 + (y + y')^2 + (z - z')^2}.$$

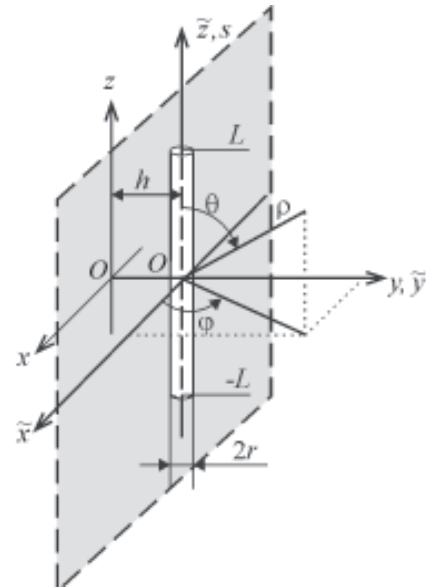


Рис. 1. Геометрия расчетной модели вибратора над плоскостью и принятые обозначения

Здесь \vec{r} и \vec{r}' – радиус-векторы точек наблюдения и источника; $k_1 = k'_1 - ik''_1 = k\sqrt{\epsilon_1 \mu_1}$, $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве, ϵ_1 и μ_1 – комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ – единичные орты в системе координат $\{x, y, z\}$; \otimes – знак тензорного умножения; \hat{I} – единичный тензор.

Общее выражение для тока в импедансном вибраторе при его произвольном возбуждении полем сторонних источников с учетом симметричной (“s”) и антисимметричной (“a”) составляющих последнего, $E_{0s}(s) = E_{0s}^s(s) + E_{0s}^a(s)$, в первом приближении по малому параметру α

$$\left(\alpha = \frac{1}{2 \ln(r/2L)}, |\alpha| \ll 1 \right), \text{ имеет вид [3]:}$$

$$J(s) = J^s(s) + J^a(s) = \alpha \frac{i\omega \epsilon_1}{k_1} \left\{ \int_{-L}^s E_{0s}(s') \sin \tilde{k}(s-s') ds' - \right.$$

$$\begin{aligned} & \frac{\sin \tilde{k}(L+s) + \alpha P_s [k_1 r, \tilde{k}(L+s)]}{\sin 2\tilde{k}L + \alpha P_s(k_1 r, 2\tilde{k}L)} \times \\ & \times \int_{-L}^L E_{0s}^s(s') \sin \tilde{k}(L-s') ds' - \\ & \frac{\sin \tilde{k}(L+s) + \alpha P_a [k_1 r, \tilde{k}(L+s)]}{\sin 2\tilde{k}L + \alpha P_a(k_1 r, 2\tilde{k}L)} \times \\ & \times \int_{-L}^L E_{0s}^a(s') \sin \tilde{k}(L-s') ds' \Big\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где P_s и P_a – функции собственного поля вибратора, определяемые функцией Грина заданной пространственной области:

$$\begin{aligned} P_{s,a} [k_1 r, \tilde{k}(L+s)] &= \int_{-L}^s [G(s', -L) \pm G(s', L)] \times \\ & \times \sin \tilde{k}(s-s') ds' \Big|_{s=L} = P_{s,a}(k_1 r, 2\tilde{k}L), \end{aligned} \quad (3)$$

а функция $G(s, s')$ для рассматриваемой структуры (рис. 1) согласно (1) равна

$$G(s, s') = \frac{e^{-ik_1 \sqrt{(s-s')^2 + r^2}}}{\sqrt{(s-s')^2 + r^2}} - \frac{e^{-ik_1 \sqrt{(s-s')^2 + (2h+r)^2}}}{\sqrt{(s-s')^2 + (2h+r)^2}}. \quad (4)$$

В формулах (2)–(4) приняты обозначения: $\tilde{k} = k_1 + i(\alpha/r) \bar{Z}_s \sqrt{\epsilon_1/\mu_1}$, \bar{Z}_s – нормированный (на 120π Ом) поверхностный импеданс вибратора [3], связанный с его внутренним погонным импедансом z_i соотношением $Z_s = 2\pi r z_i$.

При возбуждении вибратора в центре гипотетическим генератором напряжения V_0 выражение для тока приобретает вид:

$$J(s) = -\alpha V_0 \left(\frac{i\omega \epsilon_1}{2\tilde{k}} \right) \times$$

$$\times \frac{\sin \tilde{k}(L-|s|) + \alpha P_{\delta s} [k_1(r+h), \tilde{k}s]}{\cos \tilde{k}L + \alpha P_s [k_1(r+h), \tilde{k}L]}, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} P_{\delta s} [k_1(r+h), \tilde{k}s] &= P_s [k_1(r+h), \tilde{k}(L+s)] - \\ & - (\sin \tilde{k}s + \sin \tilde{k}|s|) P_s [k_1(r+h), \tilde{k}L], \end{aligned}$$

$$P_s [k_1(r+h), \tilde{k}L] = \int_{-L}^L G(s, L) \cos \tilde{k}s ds.$$

Полное электромагнитное поле излучения вибратора с током (5) в сферической системе координат в данном случае будет иметь все шесть составляющих, из которых приведем только электрические $\vec{E} = \vec{e}_\rho E_\rho + \vec{e}_\theta E_\theta + \vec{e}_\varphi E_\varphi$ ($\vec{e}_\rho, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi$ – единичные орты):

$$\begin{aligned} E_\rho(\rho, \theta, \varphi) &= \frac{k_1}{\omega \epsilon_1} \int_{-L}^L J(s) \left\{ F^\rho [s, R(s)] - \right. \\ & - F^\rho [s, R_0(s)] - \frac{e^{-ik_1 R_0(s)}}{R_0^3(s)} 2ik_1 h \times \\ & \times \left[2h \cos \theta + \sin \varphi \left(s \sin \theta + \frac{1}{2} \rho \sin 2\theta \right) \right] \times \\ & \times \left[1 + \frac{3}{ik_1 R_0(s)} - \frac{3}{k_1^2 R_0^2(s)} \right] \Big\} ds, \\ E_\theta(\rho, \theta, \varphi) &= -\frac{k_1}{\omega \epsilon_1} \int_{-L}^L J(s) \left\{ F^\theta [s, R(s)] - \right. \\ & - F^\theta [s, R_0(s)] - \frac{e^{-ik_1 R_0(s)}}{R_0^3(s)} 2ik_1 h \times \\ & \times \left[2h \sin \theta + \sin \varphi \left((\rho - s \cos \theta) + \rho \sin^2 \theta \right) \right] \times \end{aligned}$$

$$\times \left[1 + \frac{3}{ik_1 R_0(s)} - \frac{3}{k_1^2 R_0^2(s)} \right] ds, \quad (6)$$

$$E_\varphi(\rho, \theta, \varphi) = \frac{k_1}{\omega \epsilon_1} \int_{-L}^L J(s) \frac{e^{-ik_1 R_0(s)}}{R_0^3(s)} \times \\ \times 2ik_1 h \cos \varphi (s - \rho \cos \theta) \left[1 + \frac{3}{ik_1 R_0(s)} - \frac{3}{k_1^2 R_0^2(s)} \right] ds.$$

Здесь

$$F^\rho [s, R_{(0)}(s)] = \frac{e^{-ik_1 R_{(0)}(s)}}{R_{(0)}^3(s)} \times \\ \times \left\{ 2R_{(0)}(s) \left[1 + \frac{1}{ik_1 R_{(0)}(s)} \right] \cos \theta - \right. \\ \left. - ik_1 \rho \left[1 + \frac{3}{ik_1 R_{(0)}(s)} - \frac{3}{k_1^2 R_{(0)}^2(s)} \right] s \sin^2 \theta \right\},$$

$$F^\theta [s, R_{(0)}(s)] = \frac{e^{-ik_1 R_{(0)}(s)}}{R_{(0)}^3(s)} \sin \theta \times \\ \times \left\{ 2R_{(0)}(s) \left[1 + \frac{1}{ik_1 R_{(0)}(s)} \right] - \right. \\ \left. - ik_1 \rho \left[1 + \frac{3}{ik_1 R_{(0)}(s)} - \frac{3}{k_1^2 R_{(0)}^2(s)} \right] (\rho - s \cos \theta) \right\},$$

расстояние $R(s) = \sqrt{\rho^2 - 2\rho s \cos \theta + s^2}$ соответствует вибратору в неограниченном пространстве, а $R_0(s) = \sqrt{\rho^2 - 2\rho s \cos \theta + s^2 + 4h(\rho \sin \theta \sin \varphi + h)}$ учитывает влияние идеально проводящей плоскости, благодаря которой в электрическом поле присутствуют все три компонента (в отличие от бесконечной среды, где $E_\varphi \equiv 0$). Подчеркнем, что при $h \rightarrow \infty$ формулы (6) переходят в соответствующие

шие выражения для полей вибратора в неограниченной среде [3], а в случае, когда $\tilde{y} = -h$ ($y = 0$), тангенциальные составляющие поля на плоскости равны нулю:

$$E_x = (E_\rho \sin \theta + E_\theta \cos \theta) \cos \varphi - E_\varphi \sin \varphi = 0 \quad \text{и}$$

$$E_z = E_\rho \cos \theta - E_\theta \sin \theta = 0.$$

В дальней зоне вибратора ($\rho \rightarrow \infty$, $\rho \gg 2L$, $\rho \gg h$), когда $R(s) \equiv \rho - s \cos \theta$, $R_0(s) \equiv \rho + 2h \sin \theta \sin \varphi - s \cos \theta$, $\frac{1}{R(s)} = -\frac{1}{R_0(s)} \equiv -\frac{1}{\rho}$ и $|k_1 \rho| \rightarrow \infty$, получаем $E_\rho = E_\varphi = 0$, а E_θ определяется следующей формулой:

$$E_\theta(\rho, \theta, \varphi) = \frac{ik_1^2}{\omega \epsilon_1} \sin \theta \frac{e^{-ik_1 \rho}}{\rho} \times \\ \times \left(1 - e^{-2ik_1 h \sin \theta \sin \varphi} \right) \int_{-L}^L J(s) e^{ik_1 s \cos \theta} ds. \quad (7)$$

Выражения для составляющих поля электрически короткого диполя можно найти, полагая в (6) $|k_1 L| \ll 1$, $J(s) = J_0$, $R(s) \approx \rho$, $R_0(s) \approx \rho_h = \sqrt{\rho^2 + 4h(\rho \sin \theta \sin \varphi + h)}$:

$$E_\rho(\rho, \theta, \varphi) = -i2LJ_0 \frac{2k_1^2}{\omega \epsilon_1} \cos \theta \times \\ \times \left\{ \frac{e^{-ik_1 \rho}}{\rho} \left(\frac{1}{k_1^2 \rho^2} + \frac{i}{k_1 \rho} \right) - \frac{e^{-ik_1 \rho_h}}{\rho_h} \left[\left(\frac{1}{k_1^2 \rho_h^2} + \frac{i}{k_1 \rho_h} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + ik_1 h \left(\frac{2h}{\rho} + \sin \theta \sin \varphi \right) \left(\frac{3i}{k_1^3 \rho_h^3} - \frac{3}{k_1^2 \rho_h^2} - \frac{i}{k_1 \rho_h} \right) \right] \right\}, \\ E_\theta(\rho, \theta, \varphi) = -i2LJ_0 \frac{k_1^2}{\omega \epsilon_1} \left\{ \frac{e^{-ik_1 \rho}}{\rho} \sin \theta \left(\frac{1}{k_1^2 \rho^2} + \frac{i}{k_1 \rho} - 1 \right) - \right.$$

$$-\frac{e^{-ik_1\rho_h}}{\rho_h} \left[\sin\theta \left(\frac{1}{k_1^2\rho_h^2} + \frac{i}{k_1\rho_h} - 1 \right) - 2ik_1h \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{2h}{\rho_h} \sin\theta + (1 + \sin^2\theta) \sin\varphi \right) \left(\frac{3i}{k_1^3\rho_h^3} - \frac{3}{k_1^2\rho_h^2} - \frac{i}{k_1\rho_h} \right) \right] \quad (8)$$

$$E_\varphi(\rho, \theta, \varphi) = -i2LJ_0 \frac{k_1^2}{\omega\epsilon_1} \cos\theta \frac{e^{-ik_1\rho_h}}{\rho_h} \times \\ \times \left\{ 2ik_1h \cos\varphi \left(\frac{3i}{k_1^3\rho_h^3} - \frac{3}{k_1^2\rho_h^2} - \frac{i}{k_1\rho_h} \right) \right\}.$$

Отметим тот факт, что при $\theta=0$ в отличие от электрически короткого вибратора в неограниченном пространстве при наличии плоскости согласно (8) составляющая $E_\theta \neq 0$. Это объясняется асимметрией между диполем и его зеркальным изображением в выбранной системе координат.

Численные результаты

В [3] были исследованы характеристики излучения вибраторов, расположенных в различных средах и обладающих поверхностным импедансом реактивного типа \bar{X}_s . Однако используемые на практике проволочные антенны изготавливаются из материалов, имеющих определенные потери, т.е. поверхностный импеданс является в общем случае комплексной величиной $\bar{Z} = \bar{R}_s + i\bar{X}_s$, значения составляющих которой зависят от рабочей длины волны λ и радиуса вибратора r . На рис. 2 приведены зависимости нормированной величины $|\bar{E}|^2$, рассчитанной по компонентам (6), на расстоянии $\rho = \lambda$ по нормали ($\theta = \pi/2$) к вибратору радиусом $r = 0.00127$ см на длине волны $\lambda = 10$ см от электрической длины вибраторов, изготовленных из различных материалов (значения импедансов взяты из работы [5]): идеально проводящий вибратор – $z_i = 0$ Ом/м; медь – $z_i = 189 + i180$ Ом/м; платина – $z_i = 527 + i458$ Ом/м; висмут –

$z_i = 2940 + i700$ Ом/м. Как видно, материал вибратора практически не влияет на его резонансную длину, в то же время с ростом активной составляющей импеданса \bar{R}_s эффективность излучения вибратора существенно падает. Это также подтверждается графиками на рис. 3, а и б, где представлены значения $|\bar{E}|^2$ для полуволнового вибратора ($kL = \pi/2$) при одновременном изменении активной \bar{R}_s и реактивной \bar{X}_s частей его поверхностного импеданса (на рис. 3, б величина $|\bar{E}|^2$ нормирована на максимальное значение при каждом $\bar{R}_s = \text{const}$). Отметим, что с ростом \bar{R}_s расширяется полоса значений \bar{X}_s , при которых сохраняется эффективность возбуждения вибратора, т.е. при конструировании антенн с заданным искусственным комплексным импедансом [6, 7] снижаются требования к точности получения величин \bar{R}_s и \bar{X}_s . В дальнейшем при расчетах будем полагать, что величина активной части импеданса вибратора равна $\bar{R}_s = 0.001$ при длине волны $\lambda = 10$ см и $r/\lambda = 0.0033$.

Изменение мнимой части импеданса \bar{X}_s вибратора существенным образом влияет на значение его резонансной дли-

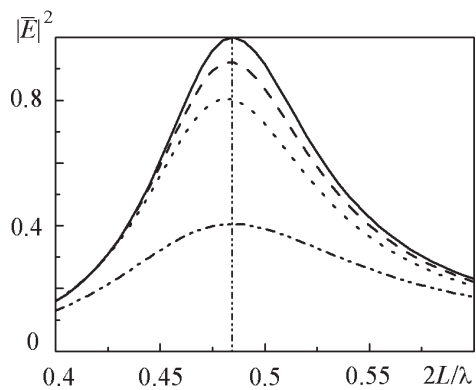


Рис. 2. Зависимость величины $|\bar{E}|^2$ вибратора от его электрической длины $2L/\lambda$ для различных материалов:
 — — идеальный проводник, - - - - медь,
 - · - · - платина, - · · - висмут

ны (рис. 3, в и г), что позволяет вместо полуволнового вибратора использовать на практике, например, четвертьволновой ($kL = \pi/4$, $\tilde{k}L = \pi/2$) за счет определенного выбора \bar{X}_s для конкретной материальной среды, как это видно из графиков на рис. 4 (сплошные кривые, параметры сред взяты из монографии [8]). Приведенные здесь же

пунктирные кривые соответствуют случаю полубесконечной среды, причем для наибольшей эффективности идеально проводящая плоскость в соответствии с формулой (7) расположена на расстоянии $h = \lambda_1/4$ для свободного пространства и $h = \lambda_1/4$, $h = 3\lambda_1/4$ для жирового слоя и мышечной ткани соответственно, где λ_1 – длина вол-

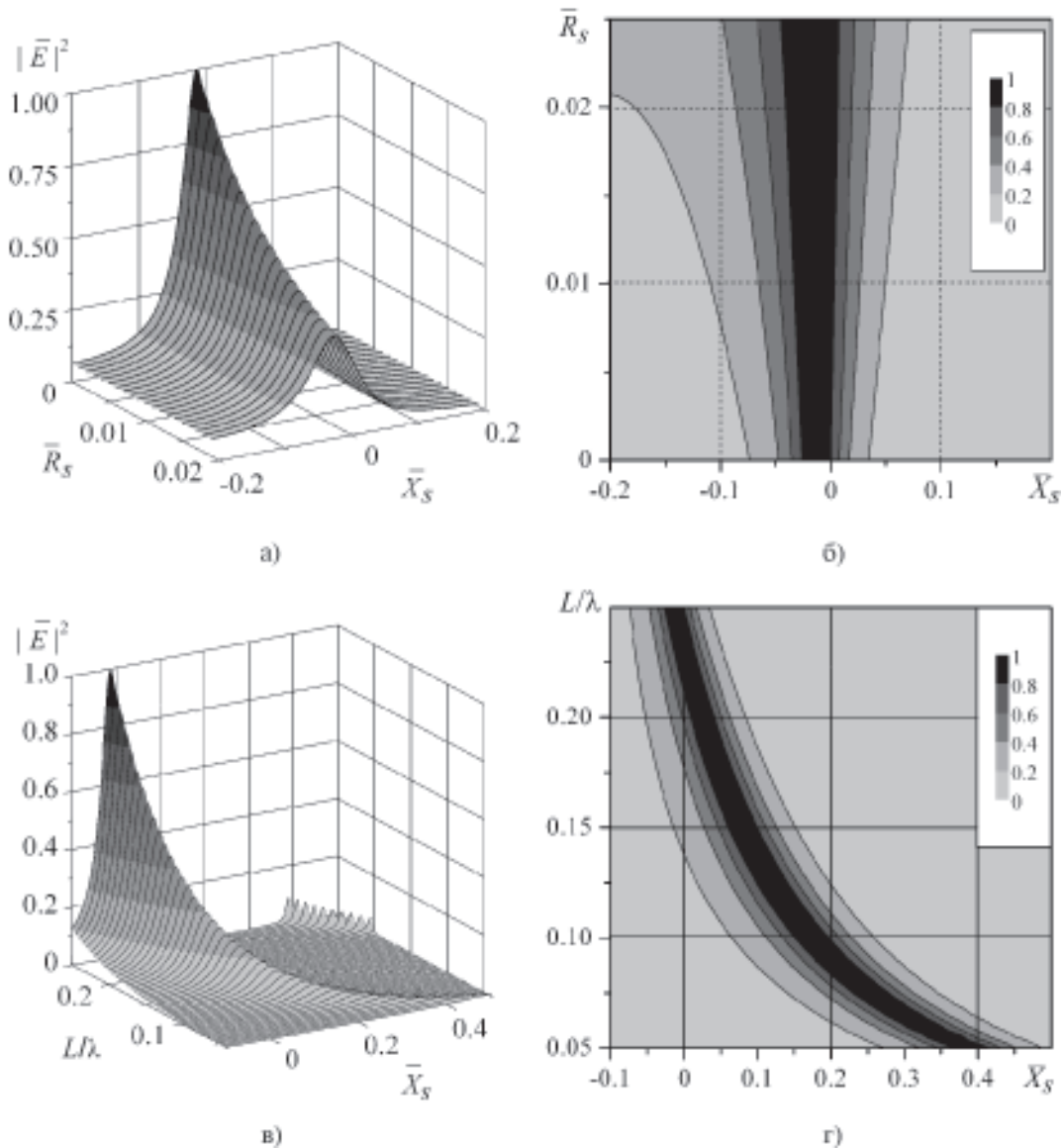


Рис. 3. Зависимость величины $|\bar{E}|^2$ вибратора в неограниченном пространстве от активной \bar{R}_s и реактивной \bar{X}_s составляющих поверхностного импеданса

ны в среде. Видно, что наличие плоскости практически не влияет на резонансное значение импеданса \bar{X}_s , и влияние тем меньше, чем плотнее среда.

Пространственное распределение ближнего поля (в дБ, относительно максимального значения при $\tilde{y}/\lambda = 0.02$) полуволнового ($kL = \pi/2$) и четвертьволнового ($kL = \pi/4$) вибраторов в неограниченном свободном пространстве представлено на рис. 5. Графики линий равного уровня на рис. 6-8 иллюстрируют влияние введения идеально проводящей плоскости на распределение $|\bar{E}|^2$ (в дБ относительно максимального значения для каждого сечения и среды) четвертьволнового вибратора в различных материальных средах (для сравнения на рис. 6-8, а и б сплошными кривыми нанесены значения, соответствующие случаю $h \rightarrow \infty$). Как видно из рис. 5, в ближней зоне поле четвертьволнового вибратора более однородное, чем у полуволнового, но оно быстрее уменьшается с увеличением расстояния от вибратора. Наличие ма-

териальной среды приводит к смещению максимума поля вблизи вибратора от его концов к середине, и это смещение тем больше, чем плотнее среда.

Отметим также, что ближнее поле излучения у вибратора над плоскостью занимает большую область, чем у вибратора в неограниченном пространстве при $h/\lambda_1 \rightarrow \infty$ (рис. 6), однако с увеличением плотности среды границы ближней зоны в обоих случаях сближаются (рис. 7, 8), при этом пространственная концентрация поля существенно повышается.

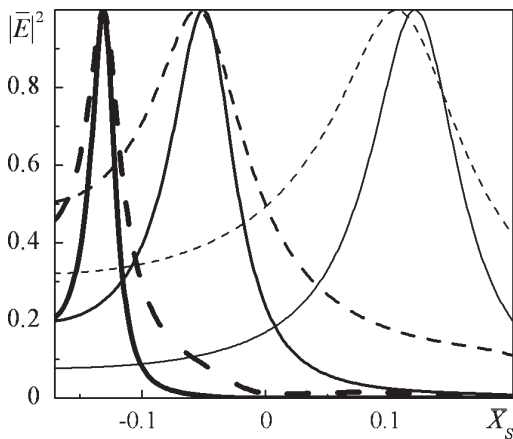


Рис. 4. Зависимость величины $|\bar{E}|^2$ от \bar{X}_s четвертьволнового вибратора ($kL = \pi/4$) в различных средах:

— — свободное пространство, $\epsilon_1 = 1$, $h = 2.5$ см;
 - - жировой слой, $\epsilon_1 = 6.5 - i1.6$, $h = 1.0$ см;
 - · - мышечная ткань, $\epsilon_1 = 46.5 - i18.0$, $h = 1.1$ см
 (сплошные линии — $h \rightarrow \infty$)

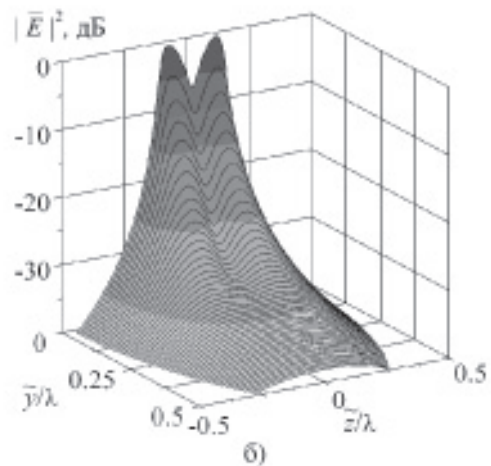
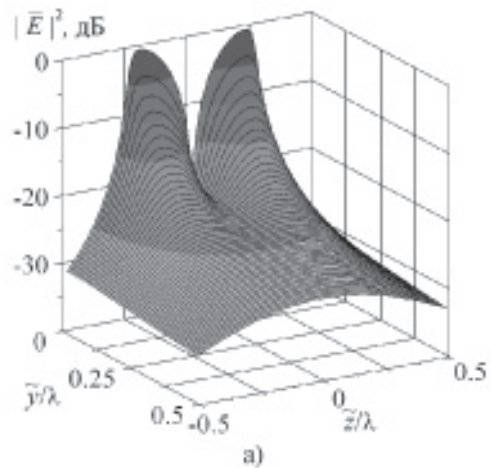


Рис. 5. Распределение ближнего поля вибратора в свободном пространстве, $\epsilon_1 = 1$:

а) $kL = \pi/2$, $\bar{X}_s = -0.013$; б) $kL = \pi/4$, $\bar{X}_s = 0.121$

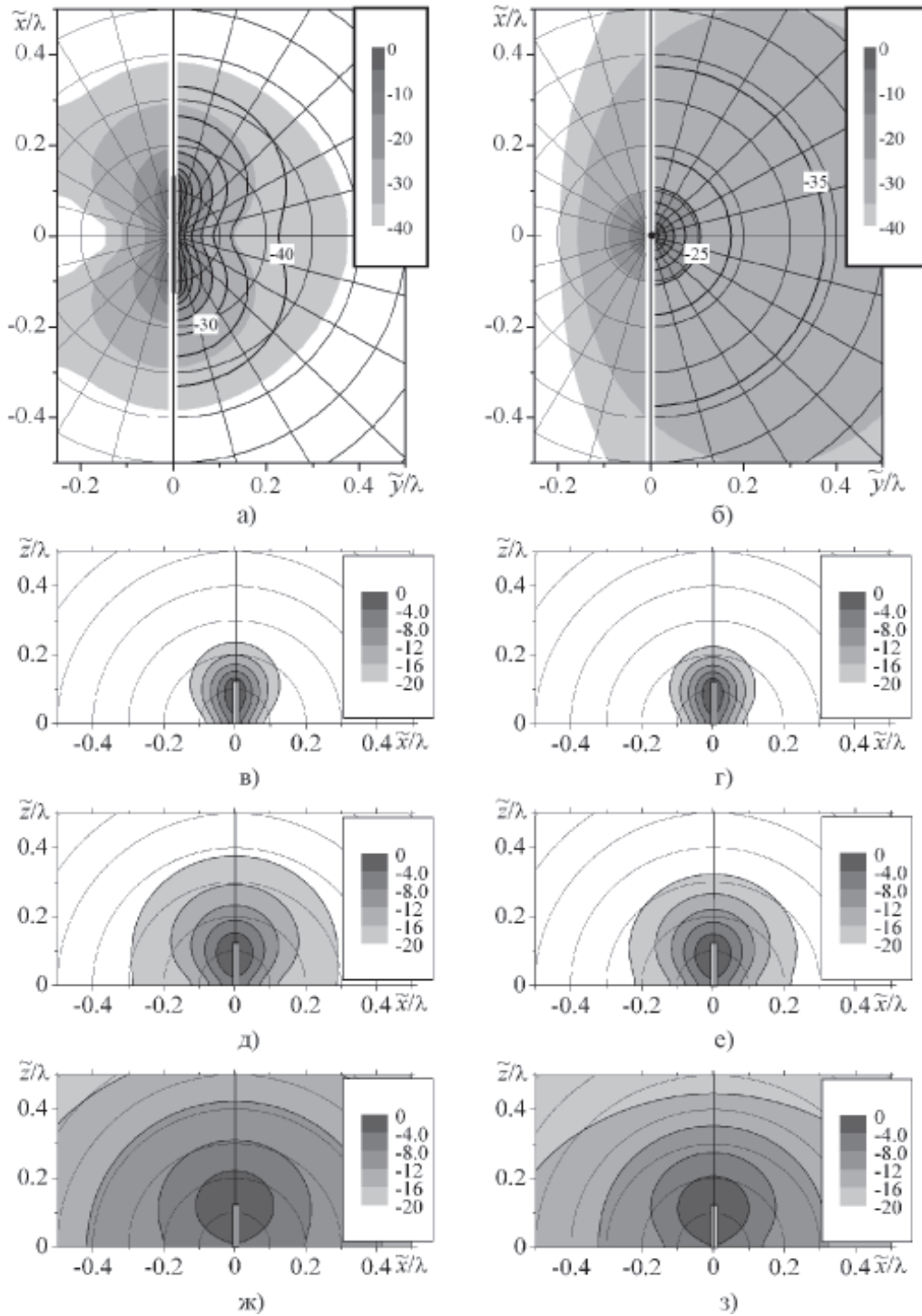


Рис. 6. Распределение ближнего поля вибратора $|\vec{E}|^2$ в свободном пространстве, $\epsilon_1 = 1$, $\bar{X}_s = 0.121$:
 а) $h/\lambda_1 = 0.25$, $\tilde{x} = 0$; б) $h/\lambda_1 = 0.25$, $\tilde{z} = 0$; в) $h/\lambda_1 = 0.25$, $\tilde{y}/\lambda = 0.03$; г) $h/\lambda_1 \rightarrow \infty$, $\tilde{y}/\lambda = 0.03$;
 д) $h/\lambda_1 = 0.25$, $\tilde{y}/\lambda = 0.06$; е) $h/\lambda_1 \rightarrow \infty$, $\tilde{y}/\lambda = 0.06$; ж) $h/\lambda_1 = 0.25$, $\tilde{y}/\lambda = 0.12$; з) $h/\lambda_1 \rightarrow \infty$, $\tilde{y}/\lambda = 0.12$

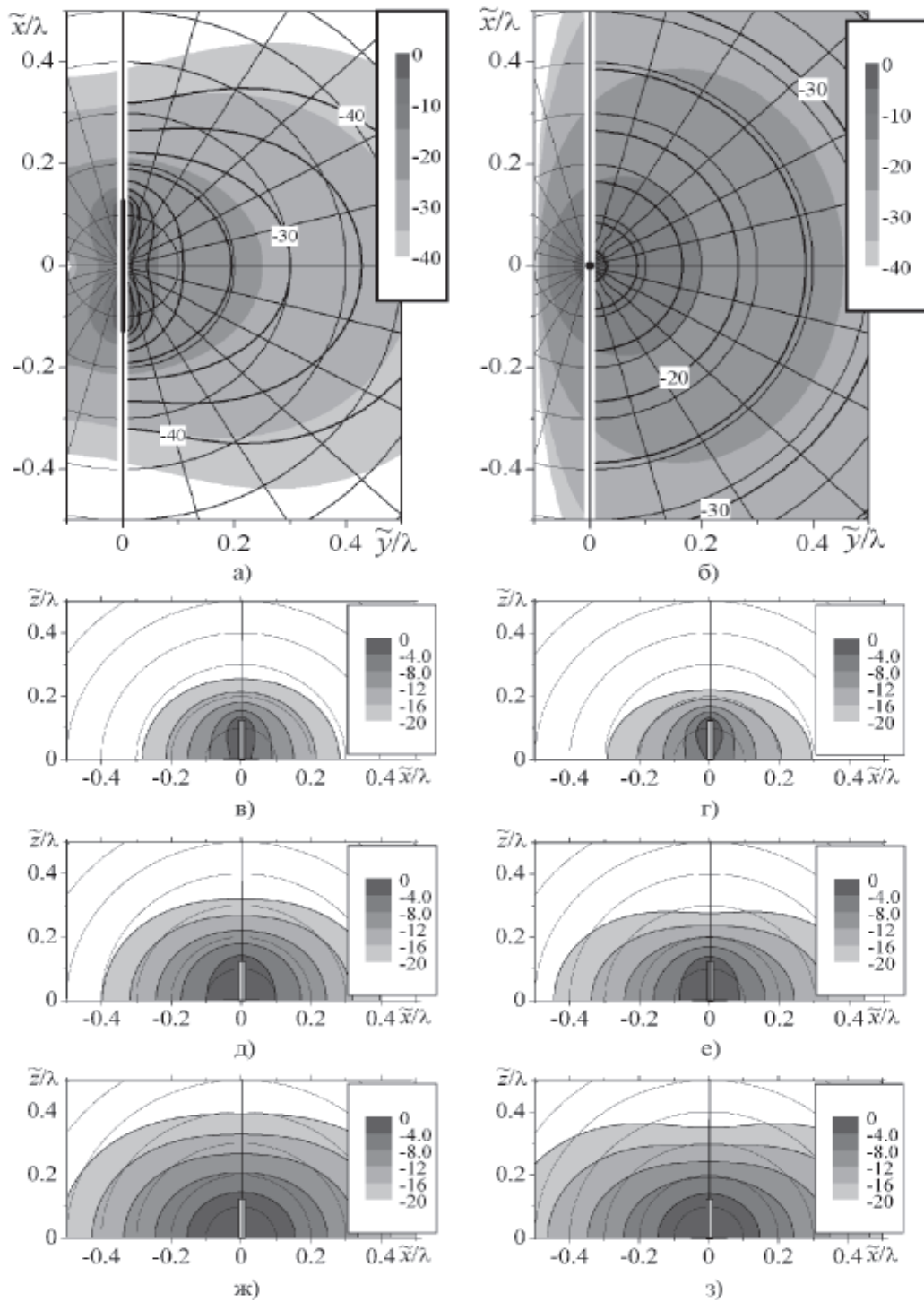


Рис. 7. Распределение ближнего поля вибратора $|\vec{E}|^2$ в диэлектрическом слое, $\varepsilon_1 = 6.5 - i1.6$, $\bar{X}_s = -0.05$:
 а) $h/\lambda_1 = 0.25$, $\tilde{x} = 0$; б) $h/\lambda_1 = 0.25$, $\tilde{z} = 0$; в) $h/\lambda_1 = 0.25$, $\tilde{y}/\lambda = 0.03$; г) $h/\lambda_1 \rightarrow \infty$, $\tilde{y}/\lambda = 0.03$;
 д) $h/\lambda_1 = 0.25$, $\tilde{y}/\lambda = 0.06$; е) $h/\lambda_1 \rightarrow \infty$, $\tilde{y}/\lambda = 0.06$; ж) $h/\lambda_1 = 0.25$, $\tilde{y}/\lambda = 0.12$; з) $h/\lambda_1 \rightarrow \infty$, $\tilde{y}/\lambda = 0.12$

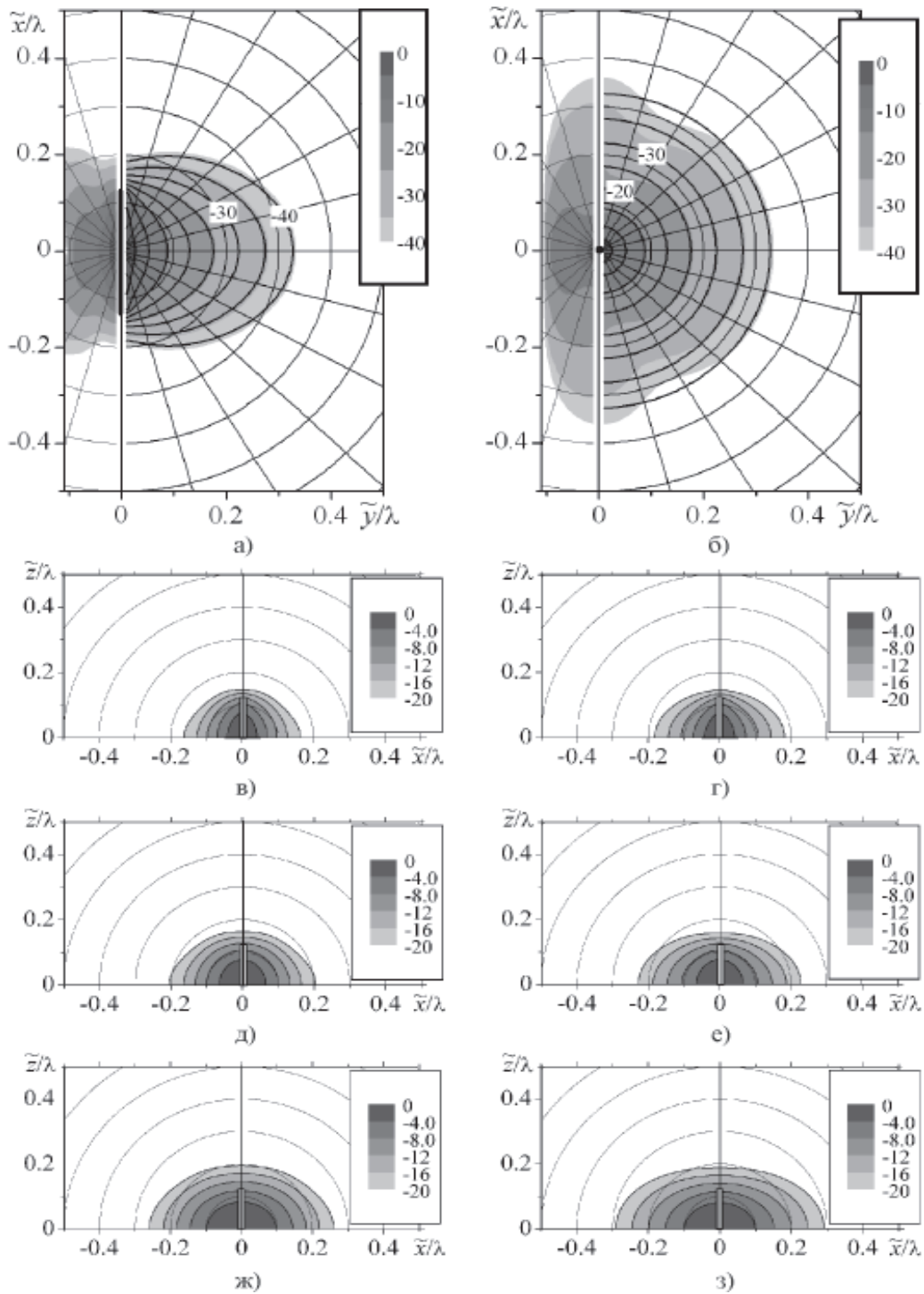


Рис. 8. Распределение ближнего поля вибратора $|\vec{E}|^2$ в мышечной ткани, $\epsilon_1 = 46.5 - i18.0$, $\bar{X}_s = -0.131$:
 а) $h/\lambda_1 = 0.75$, $\tilde{x} = 0$; б) $h/\lambda_1 = 0.75$, $\tilde{z} = 0$; в) $h/\lambda_1 = 0.75$, $\tilde{y}/\lambda = 0.03$; г) $h/\lambda_1 \rightarrow \infty$, $\tilde{y}/\lambda = 0.03$;
 д) $h/\lambda_1 = 0.75$, $\tilde{y}/\lambda = 0.06$; е) $h/\lambda_1 \rightarrow \infty$, $\tilde{y}/\lambda = 0.06$; ж) $h/\lambda_1 = 0.75$, $\tilde{y}/\lambda = 0.12$; з) $h/\lambda_1 \rightarrow \infty$, $\tilde{y}/\lambda = 0.12$

Заклучение

Проведенные исследования показали, что поле излучения в ближней зоне тонкого вибратора существенным образом зависит от его поверхностного импеданса, а также от электрофизических параметров окружающей среды. Наличие идеально проводящей плоскости, расположенной на определенном расстоянии от вибратора, повышает эффективность его работы, практически не изменяя при этом значение поверхностного импеданса, необходимое для настройки вибратора в резонанс. Приведенный подход к решению задачи, основанный на концепции поверхностного импеданса, позволяет с единых позиций рассматривать как чисто металлические вибраторы, так и вибраторы, покрытые магнитодиэлектрической оболочкой (“изолированные” антенны), – в этом возникает практическая необходимость при расположении излучателей в различных материальных средах.

Литература

1. Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах. – М.: Мир, 1984. – 824 с.
2. King R.W.P., Owens M. and Wu T.T. Lateral Electromagnetic Waves. – NY.: Springer-Verlag, 1992. – 746 p.
3. Нестеренко М. В. Излучение электромагнитных волн тонкими импедансными вибраторами в однородной изотропной среде с потерями // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, №2. – С. 207-216.
4. Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г., Терешин О. Н. Антенны УКВ. Ч. 1. – М.: Связь, 1977. – 384 с.
5. Cassedy E. S., Fainberg J. Back Scattering Cross Sections of Cylindrical Wires of Finite Conductivity // IRE Trans. Antennas Propag. – 1960. – Vol. AP-8, No. 1. – P. 1-7.
6. Нестеренко М. В. Поверхностный импеданс вибраторов в тонкопроволочном приближении // Вісник Харківського національного університету. Радиофізика та електроніка. – 2002. – № 544. – С. 47-49.
7. Nesterenko M. V., Katrich V. A. Thin Vibrators with Arbitrary Surface Impedance as a Handset Antennas // Proc. 5th European Personal Mobile

Communications Conf. – Glasgow (Scotland). – 2003. – P. 16-20.

8. Березовский В. А., Колотилов Н. Н. Биофизические характеристики тканей человека. Справочник. – Киев: Наукова думка, 1990. – 224 с.

Поле випромінювання тонкого горизонтального імпедансного вібратора в напівнескінченному середовищі з втратами над ідеальною провідною площиною

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

Отримано наближені формули для струму та вирази для повного електромагнітного поля випромінювання тонкого горизонтального імпедансного вібратора, у тому числі електрично короткого, в напівнескінченному однорідному середовищі з втратами над нескінченною ідеальною провідною площиною. Проведено розрахунки і наведено графіки просторового розподілу ближнього поля залежно від параметрів середовища та поверхневого імпедансу вібратора.

Radiation Field of a Thin Horizontal Impedance Vibrator in the Lossy Half-Infinite Medium over Perfectly Conducting Plane

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

The approximate formulas for current and expressions for a total electromagnetic radiation field of a thin horizontal impedance vibrator, including an electrically short one, in the half-infinite homogeneous lossy medium over the infinite ideally conducting plane are obtained. The spatial distribution of the near-zone field has been calculated and is shown graphically vs. the medium parameters and the vibrator surface impedance.