

А. А. КУХТИН

## О ГРАНИЦАХ ЗОНЫ ФРЕНЕЛЯ КРУГЛОЙ АПЕРТУРЫ В МАТЕРИАЛЬНЫХ СРЕДАХ

В последние годы весьма интенсивно изучается природа, свойства и последствия воздействия электромагнитного СВЧ (сверхвысокочастотный диапазон), КВЧ (крайне высокочастотный диапазон) излучения на живые среды и организмы, включая и человека, его органы, системы жизнедеятельности и клетки (материальные среды).

Общеизвестным является тот факт, что с ростом частоты электромагнитных волн увеличиваются потери в вышеперечисленных средах. Это явление может привести к локальному нагреву некоторой области материального пространства (гипертермия) [1], а также и к так называемому информационному воздействию электромагнитной волны определенной частоты на материальную среду [2].

Пространство, в котором излучает антенна, принято делить на ближнюю зону, зону Френеля и дальнюю зону. С целью достижения максимального эффекта особое внимание уделяется проблеме концентрации энергии электромагнитных волн (ЭМВ) в определенном объеме материальной среды. Для этого требуются специальные излучающие устройства, называемые в медицине аппликаторами. Отличительной чертой всех разновидностей аппликаторов является то обстоятельство, что взаимодействие ЭМ-полей с тканями происходит в ближней зоне и зоне Френеля антенн. Это значительно усложняет задачу оценки результатов взаимодействия, поскольку для нее требуется знание точной структуры ЭМ поля в представляющей интерес области, а такая традиционная характеристика, как комплексная диаграмма направленности (ДН) непригодна, ибо она применима только для дальней зоны. Если для ближней зоны расчет поля необходимо проводить по строгим соотношениям, то для зоны Френеля можно все-таки использовать более простые выражения. В связи с этим возникает вопрос об области применимости приближенных формул, то есть о границах зоны Френеля в материальных средах. Этому вопросу и посвящена данная работа.

Пусть имеется круглая апертура, излучающая в однородную среду с потерями (см. рис. 1). Плоскость апертуры расположим в плоскости  $XOY$  декартовой системы координат.

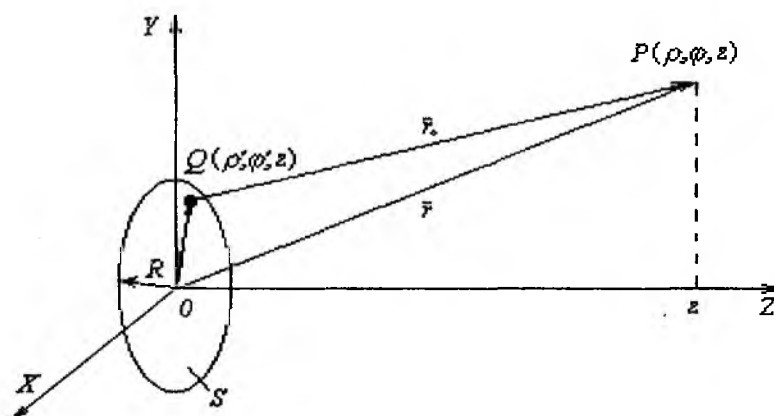


Рис. 1

В точке наблюдения  $P(\rho, \varphi, z)$  выражение для электрического поля, создаваемого круглой апертурой  $S$ , записывается в виде

$$\vec{E}(\rho, \varphi, z) = \frac{jk}{4\pi S} \int \vec{E}_0(\rho', \varphi', 0) \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} \left(1 + \frac{z}{r_0}\right) dS, \quad (1)$$

где  $\rho, \varphi, z$  – координаты точки наблюдения;

$\rho', \varphi'$  – координаты точки в плоскости апертуры;

$\vec{E}(\rho, \varphi, z)$  – напряженность поля в точке наблюдения  $P$ ;

$\vec{E}_0(\rho', \varphi', 0)$  – распределение электрического поля в плоскости апертуры;

$\vec{r}_0$  – радиус-вектор, направленный из произвольной точки  $Q$  в пределах апертуры в точку наблюдения  $P$ ;

$\vec{r}$  – радиус-вектор, направленный из начала координат в точку  $P$ ;

$k$  – постоянная распространения.

Ограничимся первыми двумя членами разложения  $r_0$  в (1) в степенной ряд

$$r_0 \approx r_1 = z + \frac{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos(\varphi - \varphi')}{2z}. \quad (2)$$

Предположим также, что  $r_0 \cong r$ . Тогда, как следует из рис. 1,

$$z = r \cos \Theta \approx r_0 \cos \Theta, \quad (3)$$

где  $\Theta$  – угол между осью  $z$  и радиус-вектором  $\vec{r}$ .

Заменим величину  $r_0$  в знаменателе множителя  $e^{-jkr_0}/r_0$  выражения (1) на величину  $z$ .

Тогда с учетом (2) и (3) можем записать (1) в виде

$$\vec{E}(\rho, \varphi, z) = \frac{jk}{4\pi} \int_0^{R} \int_0^{2\pi} \vec{E}_0(\rho', \varphi', 0) \frac{e^{-jkr_1}}{z} \left(1 + \frac{r_0 \cos \Theta}{r_0}\right) \rho' d\rho' d\varphi'. \quad (4)$$

При наличии потерь величина  $k$  в выражении (4) и (5) становится комплексной, т.е.

$$k = k' - jk'', \quad (5)$$

где  $k'$  – волновое число;

$k''$  – определяет величину затухания поля за счет потерь в среде.

С учетом (5) выражения (1), (4) могут быть переписаны следующим образом

$$\vec{E}(\rho, \varphi, z) = \frac{jk' + k''}{4\pi} \int_0^R \int_0^{2\pi} \vec{E}_0(\rho', \varphi', 0) \frac{e^{-jk'r_0}}{r_0} e^{-k''r_0} \left(1 + \frac{z}{r_0}\right) \rho' d\rho' d\varphi'. \quad (6)$$

$$\vec{E}(\rho, \varphi, z) = \frac{jk' + k''}{4\pi} \int_0^R \int_0^{2\pi} \vec{E}_0(\rho', \varphi', 0) \frac{e^{-jk'\eta}}{z} e^{-k''\eta} (1 + \cos \Theta) \rho' d\rho' d\varphi'. \quad (7)$$

Сравнивая точное выражение (6) с приближенным (7), видим, что при использовании (7) для вычисления поля появляются фазовые ошибки, определяемые множителем  $e^{-jk'\eta}$ , и амплитудные ошибки, определяемые множителем  $e^{-k''\eta}/z$ . Поэтому выделяют 2 критерия: амплитудный критерий и фазовый критерий [4].

В работах [3], [4] были получены соотношения, определяющие границы между ближней зоной, зоной Френеля для линейной антенны и для излучающей апертуры. Однако эти соотношения не учитывают потерь в среде. Выведем критерии применимости (4) для исследования поля в среде с потерями.

В данной работе соотношения, определяющие границу между ближней зоной и зоной Френеля, находятся из предположения, что ошибка в экспоненте  $e^{-jk r_0}$  при переходе от  $r_0$  к  $r_1$  не превышает  $\pi/8$  рад. Из условия максимума ошибки, получающейся в результате этого перехода, приходим к фазовому критерию, который определяет границу зоны Френеля в среде с потерями

$$\left| \sqrt{z_1^2 + (R_1 + \rho_1)^2} - z_1 - \frac{(R_1 + \rho_1)^2}{2z_1} \right| - \frac{1}{16} \leq 0. \quad (8)$$

Амплитудный критерий, определяющий границу зоны Френеля в среде с потерями, можно вывести из (1) при замене множителя  $e^{-jk r_0}/r_0$  в выражении (6) на  $e^{-jk r_1}/z$ . В этом случае

$$\left| 1 - \sqrt{1 + \left( \frac{R_1 + \rho_1}{z_1} \right)^2} e^{-2\pi\delta \left( z_1 + \frac{(R_1 + \rho_1)^2}{2z_1} - \sqrt{z_1^2 + (R_1 + \rho_1)^2} \right)} \right| - 1 + \cos \frac{\pi}{8} \leq 0, \quad (9)$$

где  $z_1, R_1, \rho_1$  – нормированные переменные, определяемые соотношениями

$$z_1 = \frac{z}{\lambda}, \quad R_1 = \frac{R}{\lambda}, \quad \rho_1 = \frac{\rho}{\lambda};$$

$\delta$  – величина, характеризующая потери в среде, определяемая через величину затухания поля  $k''$  и волновое число  $k'$  ( $\delta = k''/k'$ ). Связь  $\delta$  с тангенсом угла диэлектрических потерь  $\text{tg}^2 \Delta$  описывается выражением

$$\delta = \frac{\sqrt{\text{tg}^2 \Delta + 1} - 1}{\sqrt{\text{tg}^2 \Delta + 1} + 1}. \quad (10)$$

Неравенство, определяющее область дальней зоны круглой апертуры, записывается в виде [3], [4]

$$z_1 \geq 8(\rho_1 + R_1)^2. \quad (11)$$

Так как выражения (8), (9), (11), определяющие множество точек пространства, попадающих в зону Френеля, должны выполняться одновременно, записываем систему неравенств

$$\left\{ \begin{array}{l} \left| \sqrt{z_1^2 + (R_1 + \rho_1)^2} - z_1 - \frac{(R_1 + \rho_1)^2}{2z_1} \right| - \frac{1}{16} \leq 0, \\ z_1 \leq 8(\rho_1 + R_1)^2, \\ \left| 1 - \sqrt{1 + \left( \frac{R_1 + \rho_1}{z_1} \right)^2} e^{-2\pi\delta \left( z_1 + \frac{(R_1 + \rho_1)^2}{2z_1} - \sqrt{z_1^2 + (R_1 + \rho_1)^2} \right)} \right| - 1 + \cos \frac{\pi}{8} \leq 0. \end{array} \right. \quad (12)$$

Решая полученную систему неравенств, и полагая для упрощения далее  $\rho_1 = 0$ , получаем зависимости границы зоны Френеля с ближней зоной, которая определяется амплитудным критерием при различных значениях потерь в среде  $\delta$  (рис. 2а), и границы зоны Френеля с ближней и дальней зонами (рис. 2б).

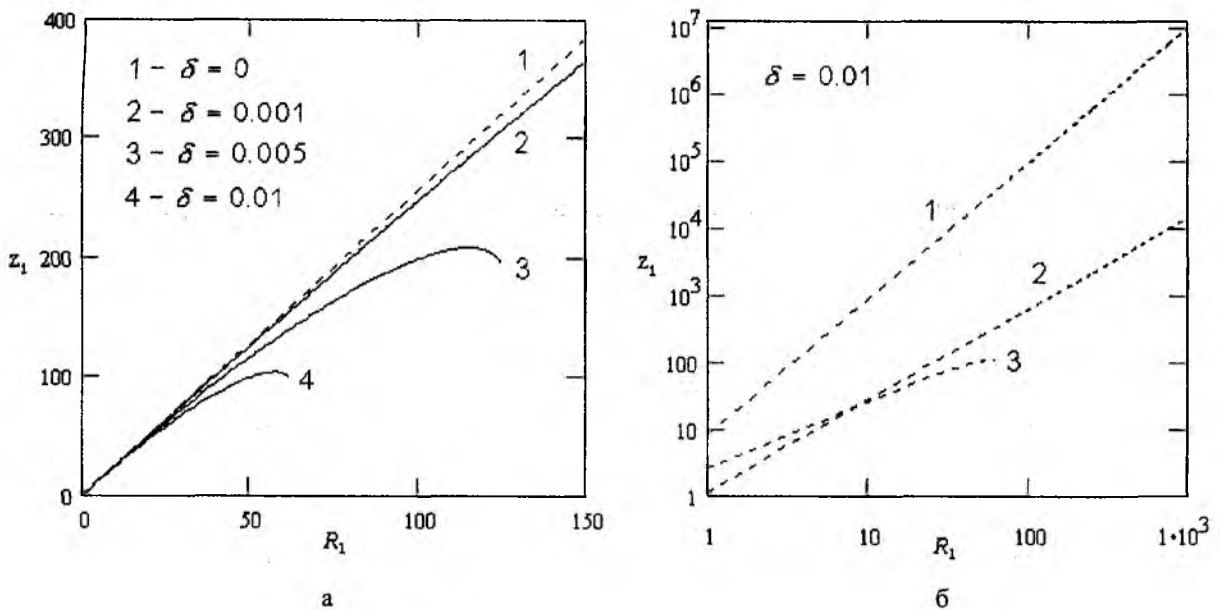


Рис. 2

Анализы графических зависимостей позволяют сделать следующие выводы. Граница области Френеля, определяемая амплитудным критерием (рис. 2а), при наличии потерь в материальной среде сдвигается в сторону плоскости апертуры антенны. Граница между зоной Френеля и ближней зоной при малых размерах  $R_1$  определяется в первую очередь амплитудным критерием (кривая 3 рис. 2б), а с ростом размера  $R_1$  – фазовым критерием (кривая 2 на рис. 2б). Ближняя граница для небольших антенн ( $R_1 < 10$ ) сдвигается в сторону антенны с ростом потерь  $\delta$ . Фазовый критерий начинает превалировать раньше, т.е. ближняя граница зоны Френеля начинает определяться фазовым критерием при меньших размерах, чем в отсутствие потерь. С ростом потерь  $\delta$  в материальной среде этот эффект усиливается. Также стоит отметить, что в средах с большими потерями фазовый критерий начинает оказывать влияние на границу между зоной Френеля и ближней зоной несколько раньше, чем в средах с меньшими потерями. Граница между зоной Френеля и дальней зоной (кривая 1 на рис. 2б) определяется тем же выражением, что и в отсутствие потерь, наличие последних в среде на нее не оказывает практически никакого влияния.

Список литературы: 1. О.В. Бецкий, Н.Д. Девятков. Электромагнитные миллиметровые волны и живые организмы // Радиотехника. 1996. № 9. С. 4 – 11. 2. Э.А.Гельвич, В.Н.Мазохин. Технические аспекты электромагнитной гипертермии в медицине // Биомедицинская радиоэлектроника. 1998. №1. С. 37 – 46. 3. Уолтер К. Антенны бегущей волны: Пер. с англ. / Под ред. А.Ф. Чаплина. М: Энергия. 1970. 448 с. 4. Sherman J.W. Properties of focused apertures in the Fresnel region // IRE Trans. 1962. Vol. AP-10, № 4. Pp. 399 – 408.