

01;09

Напряженность электрического и магнитного полей в зоне Френеля микроизлучателя, составленного из электрического и магнитного диполей

© О.Г. Вендик, И.А. Пахомов

Санкт-Петербургский электротехнический университет „ЛЭТИ“,
197376 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: OGVendik@mail.eltech.ru

(Поступило в Редакцию 12 апреля 2005 г.)

Рассмотрено распределение электрического и магнитного полей и потока вектора Пойнтинга в ближней зоне (зоне Френеля) электрического диполя, рамки и пары диполь–рамка. Размеры всех излучателей меньше длины волны. Показано, что представления о распределении поля (диаграмме направленности) в дальней зоне нельзя переносить на характеристику поля в зоне Френеля. Найдена доля излученной мощности, поглощенная объектом, электродинамические характеристики которого близки к характеристикам биологических сред, при расстоянии от излучателя до поглощающего объекта порядка нескольких миллиметров.

Последнее время возник определенный интерес к исследованию поля в ближней зоне (зоне Френеля) излучающего диполя [2], в особенности антенн, размеры которых много меньше длины волны [3]. В частности, это связано с разработкой антенн для мобильных телефонов [4], поскольку абонент, пользующийся мобильным телефоном, находится с ближней зоне СВЧ излучателя в составе телефонного аппарата. Распределение электрического и магнитного полей в зоне Френеля существенно отличается от распределения поля в дальней зоне (зоне Фраунгоффера [1]), которое описывается диаграммой направленности антенны. Поэтому распределение поля в зоне Френеля излучателя, размеры которого меньше длины волны, требует специального изучения.

Излучатель, все размеры которого много меньше длины волны, мы будем называть микроизлучателем. В качестве микроизлучателя может быть рассмотрен отдельный диполь или рамка. Особый интерес представляет комбинация диполя и рамки малых размеров. Такая комбинация позволяет получить направленное излучение, не используя эффекты сверхнаправленности [3]. В дальней зоне излучения комбинация диполя и рамки обеспечивает диаграмму направленности в виде кардиоиды с нулевым излучением в направлении, противоположном главному лучу антенны [5]. Представляет особый интерес выяснить, как меняется напряженность электрического и магнитного полей такой пары излучателей в ближней зоне (зоне Френеля).

Напряженность электрического и магнитного полей микроизлучателя в сферической системе координат

Рассмотрим электрический диполь длиной $l \ll \lambda$ и круглую рамку, радиус которой $a \gg \lambda$. На рис. 1 показано расположение излучателей по отношению к системе координат [5]. Обратим внимание на то, что

традиционно поля, излученные рамкой, находятся для рамки, лежащей в плоскости XY . В нашем случае рамка лежит в плоскости YZ . Используя известные соотношения для перехода от излучающего тока к векторному потенциалу и векторам напряженности поля [6], мы получим напряженности магнитного и электрического полей электрического диполя, расположенного вдоль оси Z , и рамки, лежащей в плоскости YZ .

Для электрического диполя длиной l

$$\begin{aligned} H_\varphi(\theta, r) &= I_{\text{dip}} \frac{ikl \sin \theta}{4\pi r} \left(1 + \frac{1}{ikr}\right) e^{-ikr}, \\ H_\theta(\theta, r) &= 0, \\ H_r(\theta, r) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} E_r(\theta, r) &= Z_0 I_{\text{dip}} \frac{l \cos \theta}{2\pi r^2} \left(1 + \frac{1}{ikr}\right) e^{-ikr}, \\ E_\theta(\theta, r) &= Z_0 I_{\text{dip}} \frac{ikl \sin \theta}{4\pi r} \left(1 + \frac{1}{ikr} - \frac{1}{(kr)^2}\right) e^{-ikr}, \\ E_\varphi(\theta, r) &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Для магнитного диполя, представленного рамкой радиусом a ,

$$\begin{aligned} H_\varphi(\varphi, \theta, r) &= I_{\text{loop}} \frac{a^2 \sin \varphi}{4r^3} (-1 + k^2 r^2 - ikr) e^{-ikr}, \\ H_\theta(\varphi, \theta, r) &= I_{\text{loop}} \frac{a^2 \cos \varphi \cos \theta}{4r^3} (1 - k^2 r^2 + ikr) e^{-ikr}, \\ H_r(\varphi, \theta, r) &= 0, \\ E_\theta(\varphi, \theta, r) &= Z_0 I_{\text{loop}} \frac{(ka)^2}{4r} \left(1 + \frac{1}{ikr}\right) \sin \varphi \cdot e^{-ikr}, \\ E(\varphi, \theta, r) &= Z_0 I_{\text{loop}} \frac{-(ka)^2}{4r} \left(1 + \frac{1}{ikr}\right) \cos \varphi \cos \theta \cdot e^{-ikr}, \\ E_r(\varphi, \theta, r) &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

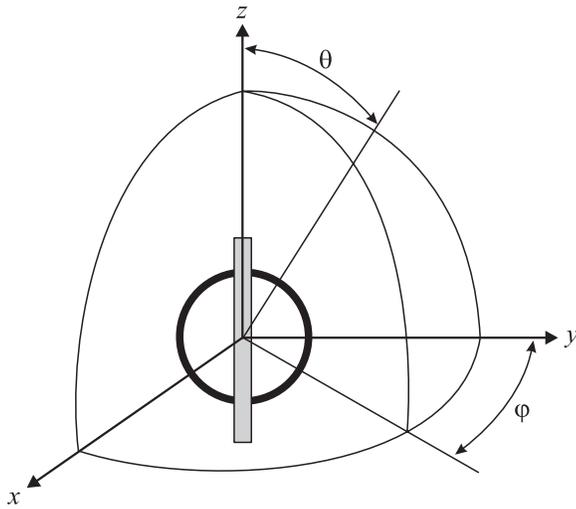


Рис. 1. Диполь и рамка элементы микроизлучателя в сферической системе координат.

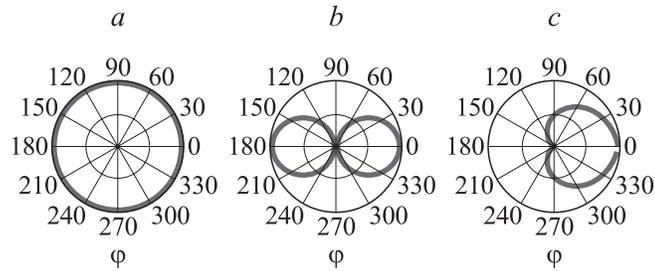


Рис. 2. Диаграммы направленности в дальней зоне трех видов микроизлучателей: диполя (а), рамки (b) и пары диполь–рамка (с).

Здесь использованы следующие обозначения: r — расстояние между центром излучения и точкой наблюдения, i_{dip} и I_{loop} — токи в диполе и рамке соответственно. Волновое число

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (5)$$

где λ — длина волны в свободном пространстве.

Найдем сумму полей, излученных диполем и рамкой, расположенных так, что их фазовые центры совпадают, а разность фаз токов диполя и рамки составляет 90° ,

$$E_\theta(\varphi, \theta, r) = Z_0 \frac{1}{r} \left[A\rho \cdot \left(1 + \frac{1}{ikr} \right) \cos \varphi + B\rho \cdot \left(1 + \frac{1}{ikr} - \frac{1}{(kr)^2} \right) \sin \theta \right] e^{-ikr}, \quad (6)$$

$$E_\varphi(\varphi, \theta, r) = \frac{1}{r} \left[A\rho \cdot \left(1 + \frac{1}{ikr} \right) \sin \varphi \cos \theta \right] e^{-ikr}, \quad (7)$$

$$H_\theta(\varphi, \theta, r) = -\frac{1}{r} \left[A\rho \cdot \left(1 + \frac{1}{ikr} - \frac{1}{(kr)^2} \right) \times \sin \varphi \cos \theta \right] e^{-ikr}, \quad (8)$$

$$H_\varphi(\varphi, \theta, r) = \frac{1}{r} \left[A\rho \cdot \left(1 + \frac{1}{ikr} - \frac{1}{(kr)^2} \right) \cos \varphi + B\rho \cdot \left(1 + \frac{1}{ikr} \right) \sin \theta \right] e^{-ikr}. \quad (9)$$

Здесь приняты обозначения

$$A\rho = I_{\text{loop}} \cdot \frac{(ka)^2}{4}, \quad B\rho = I_{\text{dip}} \cdot \frac{kl}{4\pi}. \quad (10)$$

Заметим, что множители $A\rho$ и $B\rho$ имеют размерность тока. В таблице приведены наборы коэффициентов A и B , отвечающих различным видам микроизлучателей.

Вид микроизлучателя

Используемые коэффициенты		Вид микроизлучателя
$A = \sqrt{2}$	$B = 0$	Рамка
$A = 0$	$B = \sqrt{2}$	Диполь
$A = 1$	$B = 1$	Рамка–диполь

При выборе $\rho = 0.01779$ А полная активная мощность, излученная каждым из названных выше излучателей, будет равняться 1 W. На рис. 2 показаны диаграммы направленности каждого из микроизлучателей в дальней зоне ($kr \gg 1$) в экваториальной плоскости ($\theta = \pi/2$).

Комплексный поток вектора Пойнтинга через сферическую поверхность, окружающую микроизлучатель

Рассмотрим поток вектора Пойнтинга через сферу радиуса r , окружающую микроизлучатель, расположенный в свободном пространстве,

$$P_0(r) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left[E_\theta(\varphi, \theta, r) \cdot H_\varphi^*(\varphi, \theta, r) - E_\varphi(\varphi, \theta, r) \cdot H_\theta^*(\varphi, \theta, r) \right] \cdot r^2 \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (11)$$

Здесь звездочка определяет комплексное сопряжение. На рис. 3 показана зависимость от радиуса r вещественной и мнимой частей потока вектора Пойнтинга, полученная с помощью формулы (11). Заметим, что $\text{Re}[P_0(r)]$ формально является функцией r , но от r не зависит, что является следствием закона сохранения энергии и подтверждает достоверность аналитических выражений $E_\theta(\varphi, \theta, r)$ и $H_\varphi(\varphi, \theta, r)$. Мнимая часть потока вектора Пойнтинга $\text{Im}[P_0(r)]$ при $kr < 0.1$ для отдельно взятого диполя или рамки превосходит его вещественную часть и при приближении к центру излучения может превосходить его на несколько порядков. Это говорит о наличии большой по величине запасенной пульсирующей энергии электромагнитного поля в антенне, размеры которой

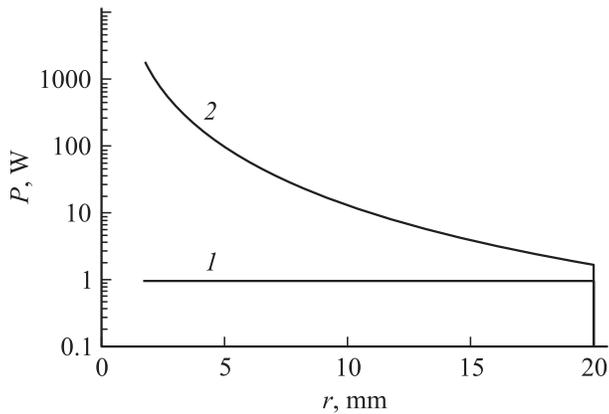


Рис. 3. Зависимость вещественной (1) и мнимой (2) частей потока вектора Пойнтинга в функции от расстояния до центра излучателя (r). Для рамки мнимая часть потока положительна, для диполя — отрицательна. По модулю обе зависимости совпадают. Для пары диполь–рамка мнимая часть потока вектора Пойнтинга не превышает по модулю 0.01 W.

много меньше длины волны. В то же время мнимая часть потока вектора Пойнтинга $\text{Im}[P_0(r)]$ при $kr < 0.1$ для комбинации диполя и рамки или рамки близка к нулю, что, по-видимому, говорит о взаимной компенсации реактивной энергии диполя и рамки.

Диссипация электромагнитной энергии поглощающим объектом, расположенным в зоне Френеля микроизлучателя

Рассмотрим диссипацию электромагнитной энергии поглощающим объектом в форме шара, расположенного в зоне Френеля рассматриваемого микроизлучателя. На рис. 4, *a* показано расположение микроизлучателя и поглощающего объекта вблизи него. Поглощающий объект захватывает излучение, заключенное в конусе с раскрывом $\pm\alpha$, где

$$\alpha = \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{R}{R+r}\right), \quad (12)$$

R — радиус поглощающего шара, r — расстояние от центра излучателя до поверхности шара.

Для определенности будем полагать, что относительная магнитная проницаемость шара $\mu_r = 1$, его диэлектрические характеристики на частоте 1–2 GHz отвечают величинам $\varepsilon_m \cong 50$ и $\sigma_m \cong 1 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$. Выбранные параметры соответствуют характеристикам биологических объектов [7]. Чтобы упростить вычисление интегралов, расчет поглощения будем вести по упрощенной схеме, показанной на рис. 4, *b*. При выделении центральной части конуса мы учли, что на внешней части конуса силовые линии сферической волны, излученной микроизлучателем, нормальны к поверхности поглощающего

шара и при оговоренных выше диэлектрических характеристиках сильно ослабляются. В центральной части конуса силовые линии сферической волны касательны к поверхности шара и поэтому непрерывны на границе раздела свободное пространство–поглощающий шар.

При $kr \ll 1$ взаимодействие электрического поля с поглощающим объектом носит квазистатический характер. В этом смысле было бы неправильно рассматривать наличие падающих и отраженных волн в сферической системе координат при расстоянии от излучающего центра, существенно меньшем длины волны. Рассмотрим сферу радиуса r , окружающую микроизлучатель. На поверхности сферы может быть определен характеристический импеданс Z_{fren} в зоне Френеля как отношение $E_\theta(\varphi, \theta, r)$ к $H_\varphi(\varphi, \theta, r)$ при заданном малом расстоянии r и произвольных углах φ и θ [2]. При $kr < 1$ характеристический импеданс Z_{fren} становится мнимым, а его модуль может существенно превосходить Z_0 . В результате усреднения с допустимой степенью погрешности можно принять, что $Z_{\text{fren}} = 2Z_0$. Будем считать, что в соответствии с рис. 4, *b* конус с раскрывом $\pm\alpha$ вырезает из сферы, окружающей микроизлучатель, сферический сегмент с поверхностным импедансом, который определяется свойствами рассматриваемого поглощающего объекта,

$$Z_{\text{SUR}} = \sqrt{\frac{i\omega\mu_0}{\sigma_m + i\omega\varepsilon_0\varepsilon_m}}, \quad (13)$$

где ε_0 и μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемости свободного пространства, σ_m и ε_m — проводимость и относительная диэлектрическая проницаемость материала поглощающего объекта.

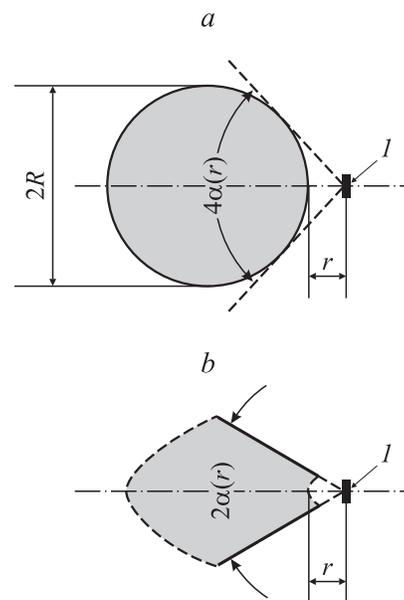


Рис. 4. Расположение микроизлучателя и поглощающего элемента вблизи него (*a*) и упрощенная схема расположения для вычисления абсорбированной мощности (*b*). I — микроизлучатель.

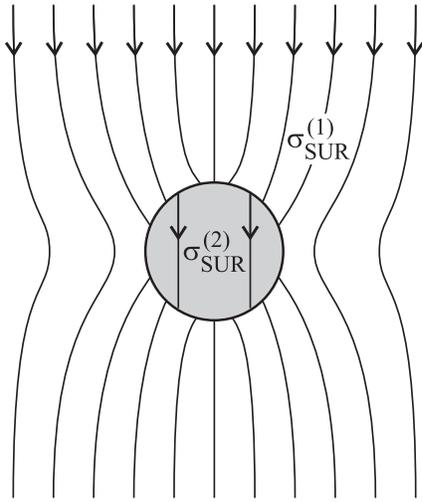


Рис. 5. Распределение силовых линий электрического поля на плоской проводящей поверхности с проводимостью $\sigma_{SUR}^{(1)}$, к которую вставлен диск с проводимостью $\sigma_{SUR}^{(2)}$.

Рассмотрим, как проникают силовые линии магнитного и электрического поля в поглощающий объект. Внутри конуса с раскрытием $\pm\alpha$ силовые линии магнитного поля касательны к поверхности объекта и поэтому в силу известных граничных условий вызывают на поверхности объекта поверхностный ток с плотностью, численно равной напряженности магнитного поля. Рассмотрим облучаемую поверхность шара, выделенную конусом с раскрытием $\pm\alpha$, как проводящий сегмент, окруженный слабопроводящей средой. Электрическое поле в квазистатическом приближении вызывает поляризацию выделенного сегмента, что приводит к ослаблению напряженности поля на его поверхности. Положим, что с приемлемой ошибкой сферический сегмент, вырезанный конусом с раскрытием $\pm\alpha$, можно заменить плоским диском. На рис. 5 показано распределение силовых линий электрического поля на плоской проводящей поверхности с проводимостью $\sigma_{SUR}^{(1)}$, в которую вставлен диск с проводимостью $\sigma_{SUR}^{(2)}$. Решение уравнения Лапласа [8] показывает, что напряженность поля в плоскости диска однородна и определяется следующим соотношением:

$$E_{in} = \frac{2E_{out}}{1 + \sigma_{SUR}^{(2)}/\sigma_{SUR}^{(1)}}. \quad (14)$$

Приведенные соображения позволяют вычислить мощность, которая поглощается поглощающим объектом, расположенным вблизи микроизлучателя,

$$P_{abs}(\varphi_0, \theta_0, r) = \frac{\pi}{4} \int_{\varphi_0-\alpha}^{\varphi_0+\alpha} \int_{\theta_0-\alpha}^{\theta_0+\alpha} S(\varphi, \theta, r) \cdot \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (15)$$

где

$$S(\varphi, \theta, r) = \frac{|H_\theta(\varphi, \theta, r)|^2 + |H_\varphi(\varphi, \theta, r)|^2}{2} \cdot \text{Re}(Z_{SUR}) + \frac{|2E_\theta(\varphi, \theta, r)|^2 + |2E_\varphi(\varphi, \theta, r)|^2}{2|1 + \frac{2Z_0}{Z_{SUR}}|^2 \cdot \text{Re}(Z_{SUR})},$$

φ_0 и θ_0 — углы в сферической системе координат, которые определяют направление от центра микроизлучателя к облучаемому сегменту поглощающего объекта; множитель $\pi/4$ отражает отношение площади круга, принятого в модели, к площади квадрата, заданного пределами интегрирования в (15).

Найдем отношение мощности, поглощаемой поглощающим объектом, к полной мощности, излученной микроизлучателем, в функции от расстояния между центром излучателя и поверхностью поглощающего объекта

$$\kappa(\varphi_0, \theta_0, r) = \frac{P_{abs}(\varphi_0, \theta_0, r)}{\text{Re}[P_0(r)] + P_{abs}(\varphi_0, \theta_0, r)}. \quad (16)$$

Введенный параметр $\kappa(\varphi_0, \theta_0, r)$ представляет собой удельный коэффициент поглощения (УКП). Заметим, что при малом расстоянии от микроизлучателя до поверхности поглощающего объекта может оказаться, что $P_{abs}(\varphi_0, \theta_0, r) > \text{Re}[P_0(r)]$. При этом возрастет сопротивление излучения микроизлучателя за счет сильной связи с поглощающим объектом.

На рис. 6 показана зависимость УКП от расстояния между микроизлучателем и поверхностью поглощающего объекта для трех видов рассмотренных микроизлучателей при $\theta_0 = \pi/2$. При этом для пары диполь–рамка УКП показан для двух направлений $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_0 = \pi$, т.е. направлений, соответствующих максимуму и нулю кардиоиды. Из графика на рис. 6 видно, что при

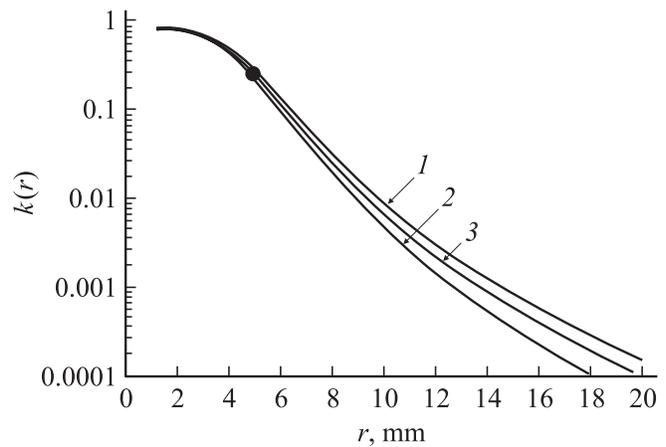


Рис. 6. Зависимость УКП от расстояния между микроизлучателем и поверхностью поглощающего объекта для трех видов рассмотренных микроизлучателей при $\theta_0 = \pi/2$. Для пары диполь–рамка $\varphi_0 = 0$ (1), π (2), диполь или рамка (3). Точка отражает результат эксперимента.

расстоянии между центром излучателя и поверхностью поглощающего объекта порядка 1–3 mm подавляющая доля излученной мощности уходит в поглощающий объект. С ростом расстояния поглощение резко падает. Уже при расстоянии 10 mm оно не превышает 1%. В [9] произведено измерение на частоте 1800 MHz относительной мощности, поглощенной фантомом, имитирующим голову человека, при расстоянии от центра излучателя до внешней поверхности поглощающего объекта, принятом равным 4.7 mm [7]. Измерение показало, что экспериментальный фантом поглощает 24% общей излученной мощности. Точка, соответствующая этому измерению, показана на рис. 6.

Обсуждение результатов. Заключение

Обратим внимание на некоторые специфические особенности распределения электрического и магнитного полей в ближней зоне микроизлучателей. В первую очередь рассмотрим зависимость от азимутального угла φ_0 напряженности электрического и магнитного полей в экваториальной плоскости ($\theta_0 = \pi/2$) пары диполь–рамка. Для получения интегральной характеристики обсуждаемой зависимости удобно рассмотреть угловую зависимость УКП при разных расстояниях между центром микроизлучателя и поверхностью поглощающего объекта. На рис. 7 показана зависимость $\kappa(\varphi_0, \theta_0, r)$ от φ_0 при $\theta_0 = \pi/2$ и трех разных расстояниях. При $r = \lambda/2$ $\kappa(\varphi_0, \theta_0, r)$ представляет собой возведенную в квадрат функцию, описывающую кардиоиду, т.е. повторяет диаграмму направленности микроизлучателя в дальней зоне. При $r = \lambda/8$ отношение $\kappa(0, \theta_0, r)$ к $\kappa(\pi, \theta_0, r)$ составляет примерно 3, а при $r = \lambda/15$ это отношение близко к единице. Диаграммы, приведенные на рис. 7, показывают, насколько сильно отличается распределение поля в ближней и дальней зонах микроизлучателя. Для одиночного диполя или одиночной рамки отношение $\kappa(0, \theta_0, r)$ к $\kappa(\pi, \theta_0, r)$ составляет единицу при любом r . Таким образом, при $r \leq \lambda/15$ доля абсорбируемой мощности в поглощающем объекте одинакова как для рамки или диполя, так и для пары диполь–рамка, хотя пара имеет диаграмму направленности в дальней зоне в виде

кардиоиды. Таким образом, на первый взгляд кажется, что в отношении абсорбции СВЧ мощности в ближкорасположенном поглощающем объекте пара диполь–рамка не имеет преимуществ по сравнению с одиночным диполем или одиночной рамкой. Однако заметим, что коэффициент усиления диполя или рамки малых по сравнению с длиной волны размеров составляет $G = 1.5$. Коэффициент усиления пары диполь–рамка $G = 3$ [4,5]. Это означает, что если используемый микроизлучатель создает в дальней зоне одинаковую напряженность поля, то абсорбируемая мощность в поглощающем объекте для случая пары диполь–рамка будет в два раза меньше, чем в случае одиночной рамки или диполя.

Обратим внимание на стремительный рост мнимой части потока вектора Пойнтинга через сферу, окружающую микроизлучатель, с уменьшением радиуса сферы. Можно показать, что для одиночного диполя или рамки отношение мнимой и вещественной частей потока вектора Пойнтинга определяет добротность излучателя. Так, для рамки радиусом $a = 10$ mm на частоте 2 GHz сопротивление излучения составляет 6 Ω [6], а ее реактивное сопротивление $\approx 150 \Omega$, что отвечает добротности $Q = 25$. На рис. 3, b находим, что при $r = 10$ mm $\text{Im}[P_0(r)] \cong 15$, в то время как $\text{Re}[P_0(r)] = 1$. Таким образом, если r равняется размеру излучателя ($r = a$), то отношение $\text{Im}[P_0(r)]$ к $\text{Re}[P_0(r)]$ по порядку величины близко к добротности микроизлучателя. Расхождение величин можно объяснить тем, что часть реактивной энергии запасается также компонентами поля $E_r(\theta, r)$ и $H_r(\theta, r)$, которые не принимают участия в формировании потока вектора Пойнтинга. Существенно более сложным должно быть объяснение чрезвычайной малости мнимой части потока вектора Пойнтинга в случае микроизлучателя в виде пары диполь–рамка. Отсутствие мнимой части потока не означает, что добротность излучателя близка к нулю. Дело в том, что равенство нулю мнимой части потока осуществляется при точном обеспечении амплитуд токов в диполе и рамке (в нашем случае $A = B$). Обеспечение равенства амплитуд токов в реактивных нагрузках, какими являются диполь и рамка, с помощью соответствующих согласующих устройств возможно только на фиксированной частоте. Другими словами, вопрос о добротности системы переносится на характеристику частотной зависимости цепей питания диполя и рамки.

Мы рассмотрели особенности распределения электрического и магнитного полей в зоне Френеля микроизлучателей в виде диполя, рамки или пары диполь–рамка, имеющей диаграмму направленности в дальней зоне в виде кардиоиды. Главный вывод заключается в том, что представления о распределении поля (диаграмме направленности) в дальней зоне нельзя переносить на характеристику поля в зоне Френеля. Для рассмотренных излучателей специфика зоны Френеля проявляется внутри сферы радиусом $\lambda/8$, естественно, если размеры излучателей не выходят за пределы этой сферы. При расположении микроизлучателя на расстоянии нескольких

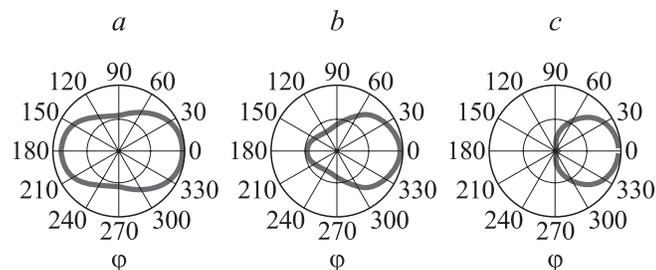


Рис. 7. Зависимость $\kappa(\varphi_0, \theta_0, r)$ от φ_0 при $\theta_0 = \pi/2$ и трех разных расстояниях: $r = \lambda/15$ (a), $\lambda/8$ (b), $\lambda/2$ (c).

миллиметров от поверхности поглощающего объекта, электродинамические характеристики которого близки к характеристикам биологических сред, поглощенная доля мощности (УКП) на частоте 1–2 GHz может достигать 20–30%.

Список литературы

- [1] *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1957. 581 с.
- [2] *Laybros S., Combes P.F.* // IEEE Antenna and Propagation Magazine. 2004. Vol. 46. N 5. P. 53–64.
- [3] *Вендик О.Г., Парнес М.Д.* Антенны с электрическим сканированием (Введение в теорию) / Под ред. Л.Д. Бахраха. М.: Саинс-пресс, 2002. 232 с.
- [4] *Fujimoto K., James J.R.* Mobile Antenna System Handbook. Boston; London: Artech House, 2004.
- [5] *Фрадин А.З.* Антеннофидерные устройства. М.: Связь, 1977.
- [6] *Balanis C.A.* Advanced Engineering Electromagnetics. John Wiley & Sons, 1989.
- [7] *Kanda M.Y., Douglas M.G., Mendivil E.D., Ballen M., Gessner A.V., Chou Ch.-K.* // IEEE Trans on Microwave Theory and Techniques. 2004. Vol. 52. N 8. P. 2013–2020.
- [8] *Стрэттон Дж.А.* Теория электромагнетизма. Л.; М.: Гостехиздат, 1948.
- [9] *Hadjem A., Lautry D., Dale Ch., Wong M.F., Hanna V.F., Wiart J.* // IEEE Trans on Microwave Theory and Techniques. 2005. Vol. 53. N 1. P. 4–11.