

Прямоугольные микрополосковые антенны на второй моде тока

Д.Г.Селезнев, И.И.Резник, О.И.Янсон

Радиоастрономический институт Национальной Академии наук Украины,
Украина, 310002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 21 августа 1995 г., после переработки 6 марта 1996 г.

В приближении заданного распределения плотности поверхностного тока исследованы характеристики прямоугольного микрополоскового излучателя, работающего на второй моде тока.

У наближенні заданого розподілу густини поверхневого струму досліджено характеристики прямокутного мікрострічкового випромінювача який працює на другій моді струму.

Широкое применение в антенной технике находят микрополосковые антенны (МПА). При конструировании МПА чаще всего применяются излучатели прямоугольной формы, как наиболее технологичные. Антенны из таких излучателей, работающих на основной моде тока, в случае синфазного возбуждения излучают максимальную энергию в плоскости, перпендикулярной плоскости антенны, и достаточно хорошо изучены [1, 2]. Однако в ряде приложений, в частности, при создании антенных систем для подвижных средств радиосвязи, требуются излучатели, имеющие максимум диаграммы направленности (ДН) в плоскости, наклонной к плоскости антенны. Такую ДН имеет прямоугольный (квадратный) излучатель, работающий на второй моде тока. В данной работе приведены результаты, полученные авторами при исследовании таких микрополосковых (МП) излучателей.

Рассмотрим прямоугольный МП излучатель, расположенный на экранированной диэлектрической подложке толщиной h с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ . Воспользуемся приближением заданного распределения плотности поверхностного тока, при котором распределение плотности тока считается известным и задается некоторой функцией, с одной стороны, достаточно хорошо приближающей истинное распределение тока, а с другой стороны, удобной для использования в дальнейшем анализе [3]. Обоснование данного приближения следует из сравнения результатов его использования с результатами, полученными с помощью строгих методов, и известными экспериментальными данными.

В данной работе исследованы два различных случая. В первом из них составляющая электрического поля \vec{E}_z в поперечном сечении полосковой линии (вдоль координаты y) между пластиной и экраном распределена почти равномерно, а в продольном (вдоль координаты x) - по синусоидальному закону с пучностями на краях пластины. За-

метные отклонения от такого идеализированного распределения наблюдаются только вблизи углов пластины и в окрестностях точки питания [5]. Плотность поверхностного тока при этом вдоль координаты x такая же, как в разомкнутой на концах МП линии длиной l , а вдоль координаты y - постоянная величина (прямоугольный излучатель; рис. 1,а). Во втором случае плотность поверхностного тока распределена в обоих направлениях, как в разомкнутой на концах МП линии (квадратный излучатель; рис. 1,б).

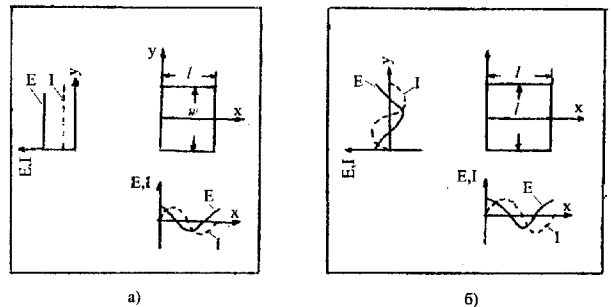


Рис. 1. Распределение плотности тока и напряженности электрического поля излучателя на второй моде тока (а - прямоугольный, б - квадратный)

Микрополосковый излучатель эффективно излучает лишь в случае, когда его размеры резонансные. Характеристики излучателя зависят от типа колебаний, установившегося в резонансной области. Рассмотрим случай, когда поверхностная плотность тока имеет только x составляющую (прямоугольный излучатель) и описывается формулой

$$\vec{J}(x, y) = \begin{cases} \vec{e}_x \frac{I}{w} \sin \beta_x x, & 0 \leq x \leq l, \quad -w/2 \leq y \leq w/2, \\ 0, & \text{beyond radiator} \end{cases} \quad (1)$$

где I – амплитуда тока на излучателе, $\beta_\alpha = \pi\alpha/l$, $\alpha = 1, 2, \dots$ – соответствует типу колебаний.

Комплексное входное сопротивление излучателя, отнесенное к пучности тока, определяется выражением

$$z_p = 2P/|I|^2,$$

где P – комплексная входная мощность излучателя [4]. Представим ее в виде суммы трех слагаемых

$$P = P_1 + P_2 + P_3,$$

где

$$P_1 = -\frac{15}{\pi k} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin\theta \cos\theta k^2 Q(\theta, \varphi).$$

Интегрирование выполняется в сферической системе координат θ и φ

$$(k_r = k \sin\theta, k_x = k_r \cos\varphi, k_y = k_r \sin\varphi, k = 2\pi/\lambda$$

– волновое число, λ – длина волны в свободном пространстве). Действительная часть выражения для P_1 представляет собой мощность излучения в свободное пространство.

$$P_2 = -\frac{15}{\pi k} \int_0^{2\pi} d\varphi \times$$

$$\times \left[\int_k^{k\sqrt{\epsilon}} dk_r \left[k_r Q(k_r, \varphi) - \frac{k_{r1}}{k_r - k_{r1}} \lim_{k_r \rightarrow k_{r1}} (Q(k_r, \varphi)(k_r - k_{r1})) \right] + k_{r1} \left(\ln \frac{k\sqrt{\epsilon} - k_{r1}}{k_{r1} - k} - i\pi \right) \lim_{k_r \rightarrow k_{r1}} (Q(k_r, \varphi)) \right]$$

где k_{r1} – полюс подынтегральной функции. Действительная часть P_2 – это мощность, уносимая поверхностной волной,

$$P_3 = -\frac{15}{\pi k} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{k\sqrt{\epsilon}}^{\infty} dk_r k_r Q(k_r, \varphi).$$

Подынтегральная функция в третьем слагаемом особенностей не имеет и убывает с ростом k_r , как k_r^{-4} . Следовательно, вместо интегрирования по k_r в полубесконечном интервале можно выполнить интегрирование в интервале $(k\sqrt{\epsilon}, kA)$ с оценкой для абсолютной погрешности. Опыт расчетов показал, что следует выбирать $A=70$. Для удобства

приведем в развернутом виде выражение для функции $Q(k_r, \varphi)$:

$$Q(k_r, \varphi) = \frac{k^2 |\tilde{J}_\perp(k_r, \varphi)|^2}{i\sqrt{k^2\epsilon - k_r^2} \operatorname{ctg}(h\sqrt{k^2\epsilon - k_r^2}) - \sqrt{k^2 - k_r^2}} + \frac{\sqrt{k^2 - k_r^2} \sqrt{k^2\epsilon - k_r^2} |\tilde{J}_\parallel(k_r, \varphi)|^2}{i\epsilon\sqrt{k^2 - k_r^2} \operatorname{ctg}(h\sqrt{k^2\epsilon - k_r^2}) - \sqrt{k^2\epsilon - k_r^2}},$$

где

$$\tilde{J}_\perp(k_r, \varphi) = \tilde{J}_x \sin\varphi - \tilde{J}_y \cos\varphi, \quad \tilde{J}_\parallel(k_r, \varphi) = \tilde{J}_x \cos\varphi + \tilde{J}_y \sin\varphi$$

\tilde{J}_x, \tilde{J}_y – составляющие спектральной плотности тока. Входное сопротивление z_i на излучающей кромке антенны в общем случае комплексное и может быть найдено по формуле преобразования сопротивлений четвертьволновым трансформатором. Соотношение трансформации имеет вид [5]:

$$z_i = (z^c)^2 / z_p,$$

где z^c – характеристическое сопротивление микрополосковой линии, отрезок которой образует излучатель.

Рассмотрим прямоугольный излучатель с распределением плотности поверхностного тока (1) при $\alpha = 2$. Тогда спектральная плотность тока определяется выражением

$$\tilde{J}(k_x, k_y) = \bar{e}_x I i \frac{2\beta_2 \sin(k_x l/2)}{k_x^2 - \beta_2^2} \times \operatorname{sinc}(k_y w/2) e^{ik_x l/2} e^{i(k_x x + k_y y)} \quad (2)$$

где $\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$. Диаграмма направленности излучателя, если он резонансный, то есть длина $l = \lambda_0 / 2$, $\lambda_0 = \lambda / \sqrt{\epsilon_e}$, имеет вид

$$f(\theta, \varphi) = |I|^2 \frac{60\epsilon_e \sin^2\left(\frac{\pi}{\sqrt{\epsilon_e}} \sin\theta \cos\varphi\right)}{\pi(\epsilon_e - \sin^2\theta \cos^2\varphi)^2} \left[\operatorname{sinc}\left(\frac{kw}{2} \sin\theta \sin\varphi\right) \right]^2 \cos^2\theta \times$$

$$\times \left[\frac{\sin^2 \phi}{\cos^2 \theta + (\epsilon - \sin^2 \theta) \operatorname{ctg}^2(kh\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})} + \frac{(\epsilon - \sin^2 \theta) \cos^2 \phi}{\epsilon - \sin^2 \theta + \epsilon^2 \cos^2 \theta \operatorname{ctg}^2(kh\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})} \right], \quad (3)$$

где ϵ_e – эффективная диэлектрическая проницаемость [3]. Как можно видеть из приведенного выражения, излучение в Н-плоскости ($\phi = \pi/2$) у такого излучателя отсутствует. Диаграмма направленности имеет нуль в направлении $\theta = 0$.

Мало отличающаяся от осесимметричной диаграмму направленности и нулевое излучение в направлении оси $Oz(\theta = 0)$ дает возможность получить квадратичный излучатель, работающий на второй моде тока. Возбуждение такого излучателя может осуществляться коаксиальным кабелем, подключенным к его центру. Плотность поверхностного тока на таком излучателе описывается функцией

$$\bar{J}(x, y) = \begin{cases} \frac{I}{2l} (\bar{e}_x \sin \beta_2 x - \bar{e}_y \sin \beta_2 y), & 0 \leq x \leq l, \quad -l/2 \leq y \leq l/2, \\ 0, & \text{beyond radiator} \end{cases} \quad (4)$$

Диаграмма направленности излучателя имеет вид:

$$f(\theta, \phi) = \frac{15}{64} \pi |l|^2 \sin^2 2\theta \frac{\left[\operatorname{sinc} \left(\frac{\pi}{\sqrt{\epsilon_e}} \sin \theta \cos \phi \right) \right]^2 \left[\operatorname{sinc} \left(\frac{\pi}{\sqrt{\epsilon_e}} \sin \theta \sin \phi \right) \right]^2}{(\epsilon_e - \sin^2 \theta \cos^2 \phi)^2 (\epsilon_e - \sin^2 \theta \sin^2 \phi)^2} \times \left[\frac{\sin^4 \theta \sin^2 4\phi}{\cos^2 \theta + (\epsilon - \sin^2 \theta) \operatorname{ctg}^2(kh\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})} + \frac{4(2\epsilon_e - \sin^2 \theta \sin^2 2\phi)^2}{\epsilon - \sin^2 \theta + \epsilon^2 \cos^2 \theta \operatorname{ctg}^2(kh\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})} \right]. \quad (5)$$

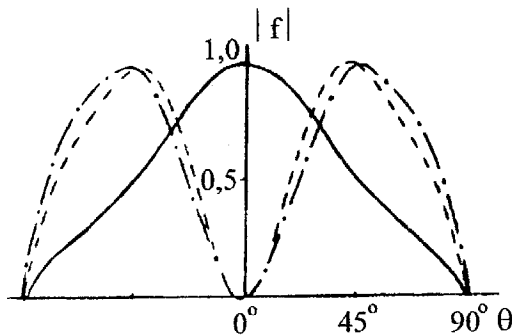


Рис. 2. Диаграмма направленности квадратного излучателя ($\phi = 0$ – штрих-пунктир, $\phi = \pi/4$ – пунктир, $\epsilon = 2,2$, $kh = 0,1\pi/\sqrt{\epsilon}$)

Из (5) видно, что диаграммы направленности в плоскостях $\phi = 0$ и $\phi = \pi/2$ идентичны. Диаграмма направленности квадратного излучателя на второй моде тока в плоскостях $\phi = 0$ и $\phi = \pi/4$ показаны на рис. 2 штрихпунктирными и штриховыми кривыми соответственно. Там же

для сравнения сплошной кривой показана ДН в E -плоскости (плоскость, в которой лежит вектор \vec{E} , перпендикулярная плоскости излучателя) резонансного прямоугольного излучателя шириной $w = \lambda_g/2$ на основной моде тока. Следует отметить, что при работе на второй моде тока ДН имеет провал в направлении, перпендикулярном плоскости излучателя, так как токи на излучающих краях противофазны (аналогичную ДН имеет дисковая МПА). В случае прямоугольного излучателя ДН является двухлепестковой с максимумом, лежащим в плоскости перпендикулярной плоскости антенны и параллельной току, текущему по ее поверхности. Максимум ДН тем сильнее прижат к плоскости антенны ($z = h$), чем большее значение имеет относительная диэлектрическая проницаемость (ϵ). Так, например, при $\epsilon = 9,8$ направление на максимум ДН соответствует $\theta = 70^\circ$. Сравнение характеристик излучателей на первой и второй модах тока позволяет сделать вывод о том, что величина мощности из-

лучения в направлении максимума ДН ($\theta = 46^\circ$) в случае прямоугольника на второй моде тока в два раза превышает аналогичное значение для излучателя на первой моде тока. Диаграммы направленности резонансного квадратного излучателя в азимутальной плоскости показаны на рис. 3. Угол выбран таким, что он соответствует направлению на максимум излучения.

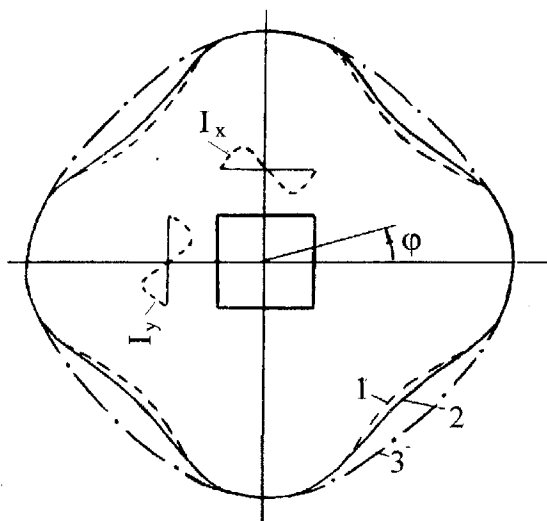


Рис. 3. Диаграммы направленности квадратного излучателя ($kh = 0,1\pi/\sqrt{\epsilon}$, $1-\epsilon = 1,1$; $2-\epsilon = 2,2$; $3-\epsilon = 9,8$)

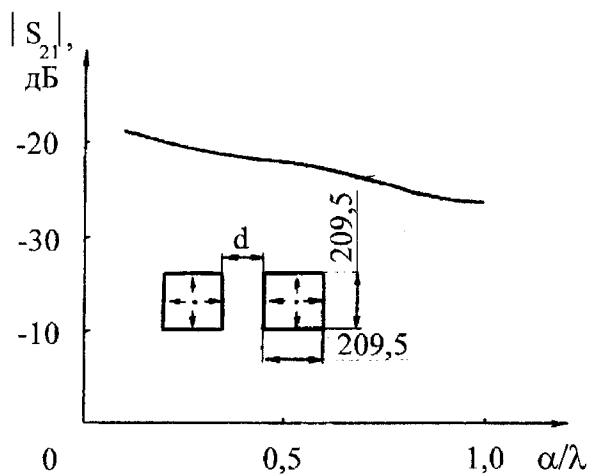


Рис. 4. Круговая диаграмма входных сопротивлений ($h = 1,5$ мм $\epsilon = 2,5$)

На рис. 4 представлена круговая диаграмма входных сопротивлений квадратного излучателя на второй моде тока. Его размеры подобраны так, что на частоте 900 МГц входное сопротивление активно и равно 50 Ом. Рассчитанная в работе зависимость коэффициента передачи S_{12} , представляющего собой отношение напряжений на

входах излучателей с номерами 1 и 2, см [5], от расстояния между ними, показана на рис. 5. Благодаря симметрии излучателей и их возбуждения величины коэффициентов передачи при расположении излучателей в E - и H -плоскостях ($\phi = 0$ и $\phi = \pi/2$ соответственно) одинаковые, что связано с наличием максимума излучения поверхностной волны для таких излучателей, как в E -, так и в H -плоскостях. Зависимость убывания коэффициента передачи от расстояния носит такой же характер, как и для излучателя, резонансного на первой моде тока в E -плоскости.

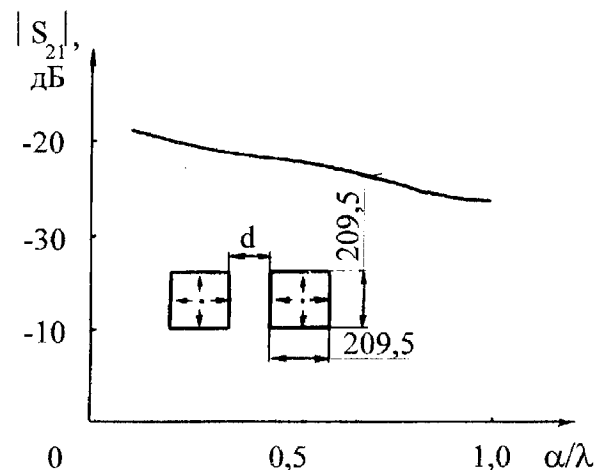


Рис. 5. Зависимость коэффициента передачи от расстояния между излучателями

В заключение отметим, что в данной работе методика расчета МПА, основанная на приближении заданного распределения плотности поверхностного тока, применена к исследованию МПА прямоугольной формы, работающих на второй моде тока. Полученные результаты говорят о возможности применения таких МП излучателей в случаях, когда необходимо создать ДН с провалом в направлении, перпендикулярном плоскости антенны и максимумом, расположенным под углом к этой плоскости, в частности, при конструировании облучателей моноимпульсных антенн и антенных систем подвижных средств радиосвязи.

Литература

1. Панченко В.А., Нефедов Е.А. Микрополосковые антенны. Москва, Радио и связь, 1986, 144с.
2. Pozar D.M. IEEE Trans. Antennas and Propagat. 1982, AP-30, № 4, p. 1191.
3. Perlmutter P., Shtrikman S., Treves D. IEEE Trans. Antennas and Propagat. 1985, AP-33, № 3, p. 301.

4. Просвирнин С.Л., Нечаев Ю.Б., Селезнев Д.Г. и др. Препринт РИНАН Украины, Харьков, 1992, № 60, 58с.
5. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. - Москва, Высш. школа, 1988, 432с.

Rectangular microstrip antennas on the second current's mode.

D.G.Seleznyov, I.I.Reznik, O.I.Yanson

The characteristics of the rectangular microstrip radiator, working in the second mode, are investigated by the current density approach.