

РАМОЧНАЯ АНТЕННА С ДВУХТОЧЕЧНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Работа направлена на повышение эффективности радиотехнологий, использующих направленные свойства малогабаритных излучателей. Исследуется оригинальный излучатель в виде эллиптической рамочной антенны с произвольным двухточечным возбуждением.

Предложена модель определения амплитуд и фаз возбуждающих токов источников в зависимости от амплитуд и фаз ЭДС источников при различных относительных размерах и эксцентриситета рамки. Модель основывается на предположении о достаточно малой зависимости соотношения амплитуд и фаз токов источников возбуждения от эксцентриситета эллиптического излучателя малых электрических размеров. Предложенная модель для расчета характеристик направленности рамочного излучателя с двухточечным возбуждением достаточно проста, что позволяет проводить анализ влияния как конструктивных параметров рамочного излучателя – эксцентриситета и относительного размера, так и электрических – амплитуд и разности фаз ЭДС возбуждения.

Проведены расчеты диаграмм направленности такой антенны методом векторного потенциала. Проведен сравнительный анализ полученных результатов с аналогичными вычислениями, проведенными в пакете математического моделирования FEKO.

Показано, что при квадратурном возбуждении и равенстве амплитуд токов возбуждения можно получить незначительную неравномерность в азимутальной и угломестной плоскостях для составляющей поля, расположенной в плоскости рамки. Изменением эксцентриситета можно регулировать глубину провала диаграммы направленности в вертикальном направлении. При значениях эксцентриситета, близких к единице, рамочный излучатель ведет себя, как вертикальный диполь с отсутствием излучения в вертикальном направлении. При эксцентриситете, равном нулю, имеем круговую рамку. При эксцентриситете, близком к 0,7...0,8 и при соответствующем амплитудно-фазовом соотношении возможно получение заданного уровня излучения в вертикальной плоскости, но только для составляющих электрического поля, лежащих в плоскости рамочного излучателя.

Направлениями дальнейших исследований в этой области являются оптимизация формы излучателя, увеличение точек возбуждения и выбор оптимальных мест их расположения, исследование характеристик направленности такой антенны и разработка широкодиапазонного устройства возбуждения антенны.

Ключевые слова: эллиптическая рамочная антенна, волновое сопротивление, диаграмма направленности, произвольное двухточечное возбуждение.

V.V. GROMOZDIN

Radio Research and Development Institute, Russia

LOOP ANTENNA WITH TWO-POINT EXCITATION

The work is targeted to increase radiotechnologies' efficiency when applying small-size radiators' directional properties. The original elliptical loop antenna radiator with the two-point excitation is under research.

The suggested model of amplitude and excitatory current phases sources determination depending on the amplitude and EMF sources when having various loop dimensions and eccentricity. The model is based on presumption that the amplitude and excitation sources current phases are having quite small dependency on the small-size electric loop radiator eccentricity. The suggested model of the two-point excitation loop radiator eccentricity calculation is quite simple, so it allows to make an appraisal of both loop radiator structural parameters such as eccentricity and reference dimensions and electric amplitudes and EMF excitation phases difference as well.

Using vector potential method the pattern calculation of such an antenna directivity was carried out. Comparative analysis of the obtained results using a similar calculations, accomplished within the FEKO mathematic simulation package has been also carried out.

It is displayed that when quadratic excitation and equal excitation currents amplitudes we can obtain a slight non-uniformity within the azimuth and elevation planes for the field component located within the loop plane. By changing the eccentricity it is possible to regulate the pattern directivity hole depth towards the vertical direction. When the eccentricity values are close to 1 the loop radiator behaves itself like a vertical dipole without a radiation towards and vertical direction. When the eccentricity value is 0 then we have the round loop. When the eccentricity is close to 0,7...0,8 and having a relevant phase/amplitude correlation, it is possible to obtain a radiation target level within the vertical plane, but only for the electric field components which are in the loop radiator plane.

The oscillator shape optimization, expansion of the excitation points number and choice of the more efficient points location, antenna directivity features research and development of the broadband device for the antenna excitation could be the follow-up studies directions in this area.

Key words: elliptical loop radiator, wave impedance, beam pattern, arbitrary two-point excitation.

Современные радиотехнологии все больше используют свойства электромагнитного поля для повышения своих качественных и количественных показателей. К таким свойствам можно отнести, в первую очередь, пространственные изменения интенсивности излучения (приема) и поляризации электромагнитных волн, которые формируются соответствующими излучающими структурами (антеннами).

Возможности формирования требуемых амплитудных и поляризационных характеристик направленности излучающих структур за счет их геометрической конфигурации изучены достаточно полно (см., например, [1,2]). Многоточечное возбуждение излучающей структуры в антенной технике является достаточно редко используемым способом, что обусловлено наличием таких недостатков, как сложность согласования источников возбуждения с источником сигнала и исключение “перетекания” мощности из одних источников в другие. Однако наличие многоточечного возбуждения в ряде случаев позволяет более просто реализовать требуемые характеристики направленности антенны, которые при одном источнике возбуждения являются затруднительными. В общем виде особенности использования таких антенн описаны в [3 – 5].

Целью данной работы является создание инженерной модели для анализа рамочной антенны с двухточечным возбуждением с определением амплитудно-фазовых соотношений токов возбуждения в зависимости от амплитудно-фазовых соотношений ЭДС возбуждения и геометрических размеров антенны, а также разработка методики расчета и получение диаграмм направленности в зависимости от эксцентриситета эллиптической рамки, ее относительного размера и разности фаз ЭДС источников возбуждения.

Исследуемая модель. Рассмотрим рамочный излучатель, имеющий, в частном случае, эллиптическую форму, и расположенный в декартовой системе, как показано на рис. 1, а. Здесь также представлены сферическая система координат R_0, θ, φ , точка наблюдения M в дальней зоне с координатами x_M, y_M, z_M , проекции вектора напряженности поля излучения \vec{E} на орты сферической системы координат.

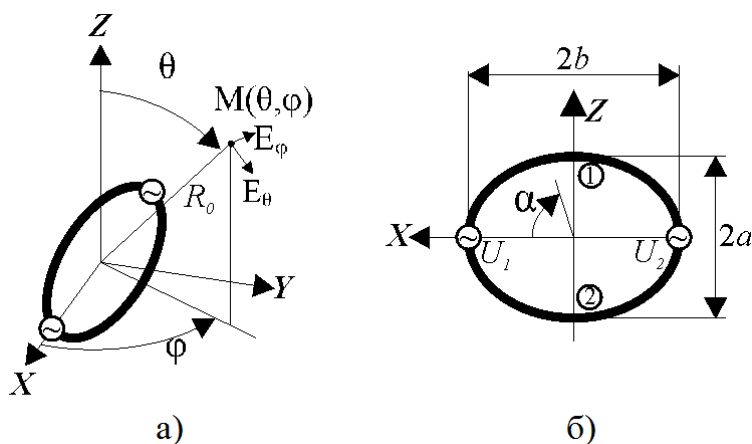


Рис. 1 — Рамочный излучатель в декартовой системе координат (а) и геометрическая конфигурация эллиптической рамки (б)

Эллиптический рамочный излучатель расположен в декартовой системе координат, как показано на рис. 1, б. Плоскость рамки совпадает с плоскостью XOZ , а оси эллипса, соответственно, большая $2a$ и малая $2b$ – с координатными осями X и Z . В разрывы эллиптической рамки в диаметрально противоположных точках, расположенных на большой оси эллипса, включены источники возбуждения U_1 (положительное направление оси X) и U_2 (отрицательное направление оси X).

В соответствии с этим, рамочную антенну можно представить в виде двух идентичных излучающих проводников 1 и 2, расположенных в пространстве зеркально относительно большой оси эллипса (оси X декартовой системы координат).

Особой проблемой в данной задаче является определение амплитуд и фаз токов возбуждения, т.к. реальные источники возбуждения являются источниками ЭДС со своим внутренним сопротивлением. Данные параметры токов возбуждения необходимы для формирования как оптимальной передачи мощности в антенну, так и для согласования с питающим фидером. При одноточечном возбуждении несогласованность сопротивлений приводит только к изменению амплитуды и фазы возбуждающего тока, но не изменяет распределения токов в антенне и, соответственно, амплитудных диаграмм направленности. При многоточечном же возбуждении, взаимное влияние источников друг на друга приводит к фактическому отклонению амплитуд и фаз питающих токов источников от предполагаемых за счет соотношений значений ЭДС и внутренних сопротивлений источников. Следует отметить, что это отклонение зависит также от сопротивления излучения антенны R_{Σ} . Поэтому в данном случае учет сопротивления излучения антенны R_{Σ} необходим не только при расчете амплитудных характеристик направленности, но и прежде всего для расчета амплитуд и фаз возбуждающих токов.

Определение токов возбуждения (параметров токов возбуждения) при заданных напряжениях возбуждения предлагается проводить исходя из модельного представления рамочной антенны в виде отрезка длинной линии.

Существует два вида такого модельного представления.

– **Линия без потерь.** При этом сопротивление излучения антенны R_{Σ} помещается в место расположения пучности тока, определение которого зачастую является самостоятельной задачей.

– **Линия с потерями.** При этом сопротивление излучения антенны R_{Σ} учитывается в коэффициенте распространения волны $\gamma = \alpha + j\beta$, где α – коэффициент затухания, β – коэффициент фазы.

Коэффициент распространения волны γ длинной линии включает в себя распределенное омическое сопротивление проводника R и распределенную проводимость G между проводниками с соблюдением соотношения Хэвисайда для неискажающей линии [6]:

$$\frac{G}{C} = \frac{R}{L} = p, \tag{1}$$

где G , C , R и L – погонные параметры линии – проводимость диэлектрика, емкость между проводниками, сопротивление и индуктивность проводников.

Это приводит к тому, что волновое сопротивление нагруженной линии $Z_{\text{в}}$ является таким же, как и в линии без потерь

$$Z_{\text{в}} = \sqrt{\frac{R+j\omega L}{G+j\omega C}} = \sqrt{\frac{L(1+\frac{R}{j\omega L})}{C(1+\frac{G}{j\omega C})}} = \sqrt{\frac{L(1+\frac{p}{j\omega})}{C(1+\frac{p}{j\omega})}} = \sqrt{\frac{L}{C}} = \rho^*, \tag{2}$$

где ρ^* – волновое сопротивление линии без наличия активной составляющей коэффициента распространения волны.

Соответственно, внесенные потери, определяемые сопротивлением излучения антенны R_{Σ} , не изменяют ни волнового сопротивления линии $Z_{\text{в}}$, ни ее коэффициента распространения волны γ , что не позволяет определить значения токов (параметров токов) источников возбуждения. Следует также отметить, что в данной задаче, как и в реальных кабелях, соотношение (2) не выполняется, поскольку проводимость утечки через изоляцию значительно меньше емкостного сопротивления между проводниками.

В этом случае возможен вариант включения сопротивления излучения антенны R_{Σ} в омические потери проводника линии R и пренебрежение проводимостью диэлектрика G . В этом случае, коэффициент затухания α и коэффициент фазы β определяются достаточно простыми выражениями:

$$\begin{cases} \alpha = R_{\Sigma}/(2\rho P) \\ \beta = k \sqrt{0,5(1 + \sqrt{1 + (\alpha/k)^2})} \end{cases}, \tag{3}$$

где $k = \sqrt{2\pi/\lambda}$ – волновое число.

Однако возникают затруднения с определением волнового сопротивления $Z_{\text{в}}$ такой линии, т.к. в него входит дополнительным множителем емкость между проводниками C , точное вычисление которой сопряжено с определенными трудностями, решение которых существенно усложнит разрабатываемую инженерную модель

$$Z_{\text{в}} = \sqrt{(R_{\Sigma}/j\omega C) + (L/C)} = \sqrt{(R_{\Sigma}/j\omega C) + \rho^{*2}}. \tag{4}$$

В связи с вышеизложенным, для дальнейших расчетов использована модель без потерь, при которой сопротивление излучения антенны R_{Σ} помещается в место расположения пучности тока.

Эквивалентная схема антенны для определения значений токов источников возбуждения в этом случае представлена на рис.2.

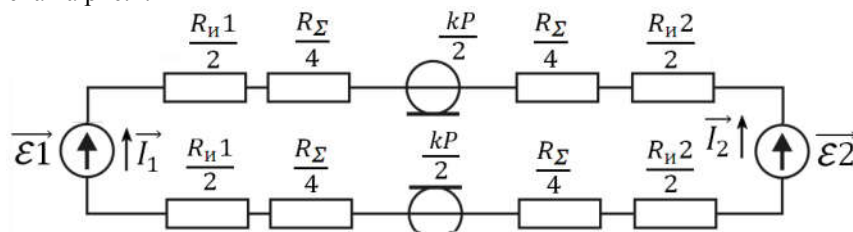


Рис. 2 – Модель антенны для определения значения токов источников возбуждения

С учетом полной симметрии схемы в дальнейшем принимаем, что входные и выходные сопротивления линии равны, а сопротивления источников равны волновому сопротивлению эквивалентной линии без потерь ($R_{и1} = R_{и2} = R_{и} = \rho$), что является условием отсутствия отраженной волны для каждого из источников возбуждения, и в данном случае определяются выражением

$$Z_{вх} = Z_{вых} = \rho \frac{R_{и} + 0,5Z_{г} + j\rho \cdot \operatorname{tg}(0,5kP)}{\rho + j(R_{и} + 0,5Z_{г})\operatorname{tg}(0,5kP)} \quad (5)$$

Соответственно, выражения для токов источников:

$$\begin{cases} I_1 = \frac{\bar{\mathcal{E}}_1}{R_{и} + 0,5Z_{г} + Z_{вх}} - \frac{\bar{\mathcal{E}}_2 \left(\frac{Z_{вх}}{R_{и} + 0,5Z_{г} + Z_{вх}} \right) e^{j0,5kP}}{R_{и} + 0,5Z_{г}} \\ I_2 = \frac{\bar{\mathcal{E}}_2}{R_{и} + 0,5Z_{г} + Z_{вх}} - \frac{\bar{\mathcal{E}}_1 \left(\frac{Z_{вх}}{R_{и} + 0,5Z_{г} + Z_{вх}} \right) e^{j0,5kP}}{R_{и} + 0,5Z_{г}} \end{cases} \quad (6)$$

Традиционным способом определения сопротивления излучения антенны $R_{г}$ является определение мощности излучения антенны через замкнутую поверхность от нее в дальней зоне и соотношение ее к квадрату амплитуды тока источника. Значение сопротивления излучения антенны $R_{г}$ определяется конструкцией антенны, поэтому для его определения приравняем нулю амплитуды ЭДС всех источников, за исключением одного, амплитуда тока которого будет формировать мощность излучения антенны и соответственно, будет определять сопротивление излучения антенны $R_{г}$.

Таким образом, в данном случае для определения сопротивления излучения антенны $R_{г}$ задаются токи $I_1 = 1$ и $I_2 = 0$, определяются суммарная мощность излучения антенны $P_{г}$ и сопротивление излучения антенны $R_{г}$ согласно формул:

$$\begin{cases} P_{г} = \frac{1}{120\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} (E_{m\theta}(\theta, \varphi)^2 + E_{m\varphi}(\theta, \varphi)^2) \sin\theta d\theta \\ R_{г} = \frac{P_{г}}{I_1^2} \end{cases} \quad (7)$$

В общем случае определение сопротивления излучения антенны $R_{г}$ может являться итерационным процессом, т.к. суммарная мощность излучения антенны $P_{г}$ зависит, в том числе и от сопротивления излучения антенны $R_{г}$, но для построения упрощенной инженерной методики анализа можно ограничиться первым приближением.

Для анализа поля излучения исследуемого рамочного излучателя эллиптической формы применялся метод векторного потенциала и с учетом того, что исследуется поле в дальней зоне, соотношение для вектора напряженности электрического поля $E(\theta, \varphi)$ определялось согласно выражению

$$E(\theta, \varphi) = \frac{-j \cdot e^{-jkr}}{r} \cdot \frac{\omega\mu_0}{4\pi} \cdot \int_S I(\zeta) \cdot e^{-jk(x(\zeta)\sin\theta\cos\varphi + z(\zeta)\cos\theta)} \cdot d\zeta = -j \frac{e^{-jkr}}{r} \cdot E_m(\theta, \varphi), \quad (8)$$

где S – полная длина проводника с током;

r – расстояние от точки проводника с координатой ζ до точки наблюдения;

$k = 2\pi/\lambda$ – волновое число (λ – длина волны электромагнитного колебания);

$I(\zeta)d\zeta = I(\zeta)(\vec{i}dx + \vec{j}dy + \vec{k}dz)$ – распределение тока вдоль проводника от параметра ζ ;

$\frac{e^{-jkr}}{r}$ – множитель, характеризующий сферический фронт волны в дальней зоне.

С учетом геометрической формы проводников представляется удобным введение параметрического угла α , относительно которого будет определяться координата точки ζ .

Для исследуемого рамочного излучателя эллиптической формы, состоящего из двух идентичных проводников 1,2, учитывая принцип суперпозиции полей отдельных источников, выражения для составляющих вектора напряженности электрического поля имеют вид:

$$\begin{cases} E_{m\theta}(\theta, \varphi) = \sum_i E_{xi}(\varphi, \theta) \cos\theta \cos\varphi - \sum_i E_{zi}(\varphi, \theta) \sin\theta \\ E_{m\varphi}(\theta, \varphi) = \sum_i E_{xi}(\varphi, \theta) \sin\varphi \end{cases}, \quad (9)$$

где $E_{xi}(\varphi, \theta)$ и $E_{zi}(\varphi, \theta)$ – составляющие вектора напряженности электрического поля для i -того проводника

$$\begin{cases} E_{x_i}(\varphi, \theta) = -j \frac{\omega \mu_0}{4\pi} \cdot \frac{e^{-jk r}}{r} \int_0^\pi I_i(\alpha) \cdot e^{-jk(x_i(\alpha) \sin \theta \cos \varphi + z_i(\alpha) \cos \theta)} \cdot \frac{\partial x(\alpha)_i}{\partial \alpha} d\alpha \\ E_{z_i}(\varphi, \theta) = -j \frac{\omega \mu_0}{4\pi} \cdot \frac{e^{-jk r}}{r} \int_0^\pi I_i(\alpha) \cdot e^{-jk(x_i(\alpha) \sin \theta \cos \varphi + z_i(\alpha) \cos \theta)} \cdot \frac{\partial z(\alpha)_i}{\partial \alpha} d\alpha \end{cases}, \quad (10)$$

θ, φ – угловые координаты точки наблюдения, отсчитываемые, соответственно, для угломерной плоскости от оси Z и для азимутальной плоскости от оси X;

x_i, z_i и $\frac{\partial x_i}{\partial \alpha}, \frac{\partial z_i}{\partial \alpha}$ – соответственно координаты излучающих проводников и их дифференциалы относительно параметрического угла α ;

$I_i(\alpha)$ – вектор амплитудно-фазового распределения тока вдоль излучающих проводников.

Координаты излучающих проводников x_i, z_i при этом определяются выражениями:

$$\begin{cases} x_{1,2}(\alpha) = a \cdot \sqrt{(1 - ex^2) \cdot \cos(\alpha)} \\ z_1(\alpha) = a \cdot \sin(\alpha) \\ z_2(\alpha) = -a \cdot \sin(\alpha) \end{cases}. \quad (11)$$

Токи от источников возбуждения по проводникам соответственно:

$$\begin{cases} I_{11}(\alpha) = I_1 \cdot e^{jk \cdot \int_0^\alpha \sqrt{1 - ex^2 \cos(\alpha)^2} d\alpha} \\ I_{12}(\alpha) = -I_1 \cdot e^{jk \cdot \int_0^\alpha \sqrt{1 - ex^2 \cos(\alpha)^2} d\alpha} \\ I_{21}(\alpha) = I_2 \cdot e^{j(\Delta\Phi + k \cdot \int_0^\alpha \sqrt{1 - ex^2 \cos(\alpha)^2} d\alpha)} \\ I_{22}(\alpha) = -I_2 \cdot e^{j(\Delta\Phi + k \cdot \int_0^\alpha \sqrt{1 - ex^2 \cos(\alpha)^2} d\alpha)} \end{cases}, \quad (12)$$

где $I_{1,2}$ – амплитуды токов на зажимах источников возбуждения;

$\Delta\Phi$ – разность начальных фаз токов источников возбуждения;

ex – эксцентриситет эллиптической рамки.

Результаты расчетов и их анализ На рис.3 приведены результаты расчета сопротивления излучения в диапазоне относительного периметра рамки $P/\lambda = 0,1 \dots 1,1$, где P – периметр рамки.

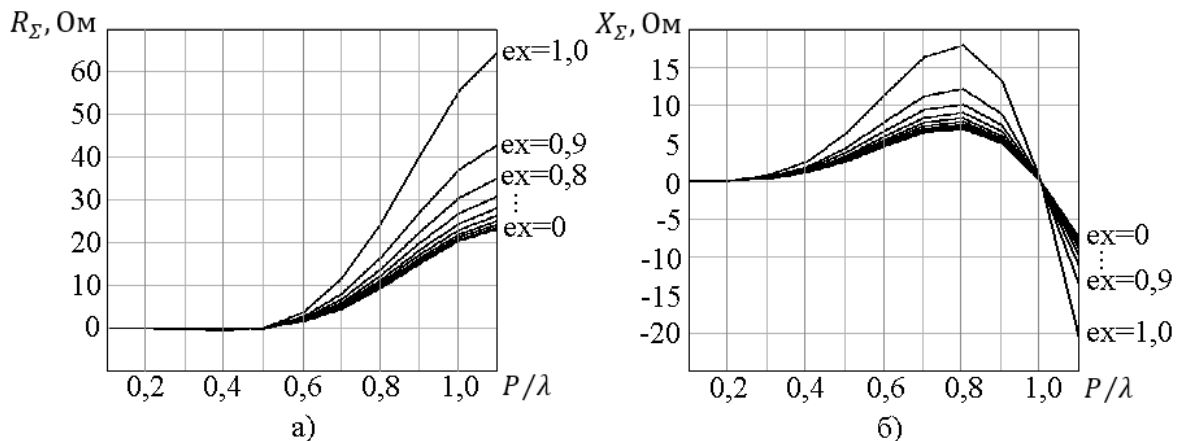


Рис. 3 — Активная (а) и реактивная (б) часть сопротивления излучения эллиптической рамки

Из приведенных расчетов следует, что с ростом эксцентриситета рамочного излучателя увеличивается активная часть сопротивления излучения антенны R_Σ , что является следствием уменьшения разности набега фаз $\Delta\Phi$ излучаемого поля – см. рис.4. Также активная часть R_Σ монотонно растет и при увеличении относительного размера рамки P/λ . Реактивная часть X_Σ с ростом P/λ увеличивается и при $P/\lambda = 0,8$ имеет максимум, а при $P/\lambda = 1,0$ обращается в 0, что говорит о наличии резонанса в системе. В пределах $P/\lambda = 0 \dots 1,0$ реактивная часть сопротивления излучения X_Σ имеет положительный знак, что подтверждает его индуктивный характер.

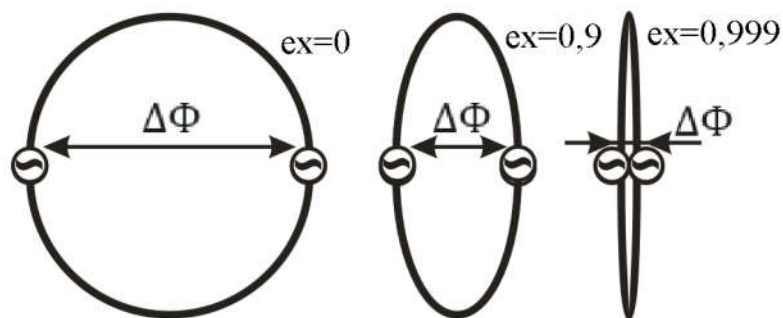


Рис. 4 – Вид эллиптических рамок в зависимости от эксцентриситета эллиптической рамки

Из рис.4 видно, что при эксцентриситете стремящимся к $ex = 1$ рамочный излучатель преобразуется в симметричный вибратор. Если при этом относительный размер такого излучателя $P/\lambda = 1,0$, то рамочный излучатель преобразуется в четвертьволновый симметричный вибратор. Сопротивление излучения такой антенны хорошо известно, оно совпадает с входным сопротивлением антенны и равно $Z_{с.в.} = 73,1 + j42,5 \text{ Ом}$, что отличается от полученных выше результатов при расчете ($55,6 + j0 \text{ Ом}$). Данный факт указывает на ограничения примененной модели для расчета сопротивления излучения антенны R_{Σ} при значениях эксцентриситета эллиптической рамки при значениях ex близких к единице.

На рис.5 представлены расчеты соотношения амплитуд токов источников в зависимости от относительного периметра рамки, произведенные в соответствии с формулами (5) и (6).

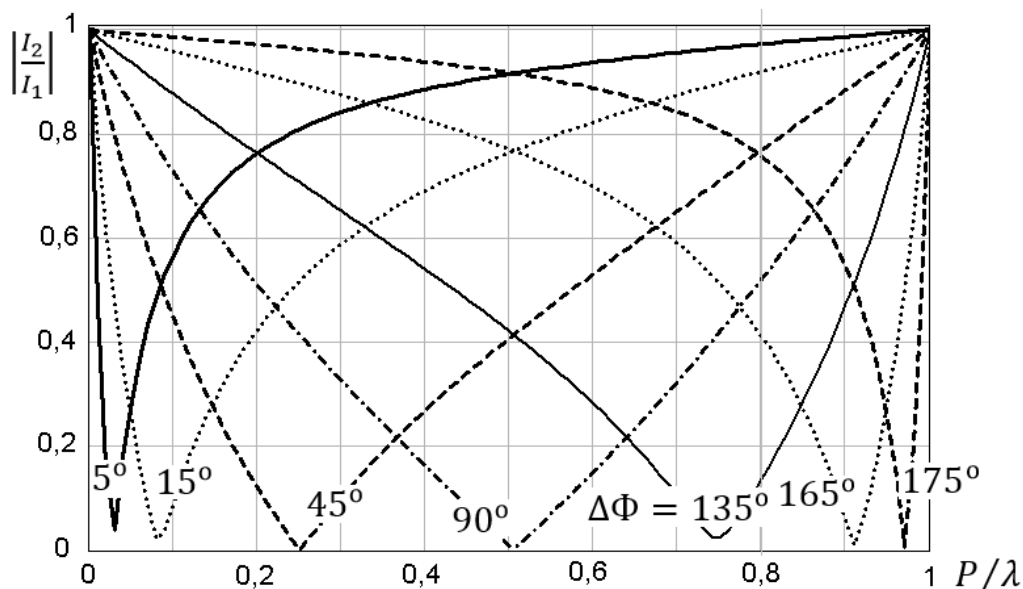


Рис. 5 – Соотношение токов источников в зависимости от относительного периметра рамки

Как следует из приведенных на рис.5 расчетов, соотношение амплитуд токов источников изменяются с изменением относительного периметра рамочного излучателя (и, соответственно, частоты), что также зависит от начальной разности фаз ЭДС источников. Именно это различие в амплитудах токов возбуждения при соответствующих фазах может обеспечить получение однонаправленного излучения, в противном же случае, характеристики направленности всегда были бы симметричными.

Модель, приведенная на рис.2, не учитывает эксцентриситет рамочного излучателя, соответственно, нет этой зависимости в расчетах и на рис.5. Для подтверждения данного факта были проведены аналогичные расчеты методом точного электродинамического моделирования в пакете FEKO, результаты которого для $ex = 0$ и 0.99 приведены на рис.6.

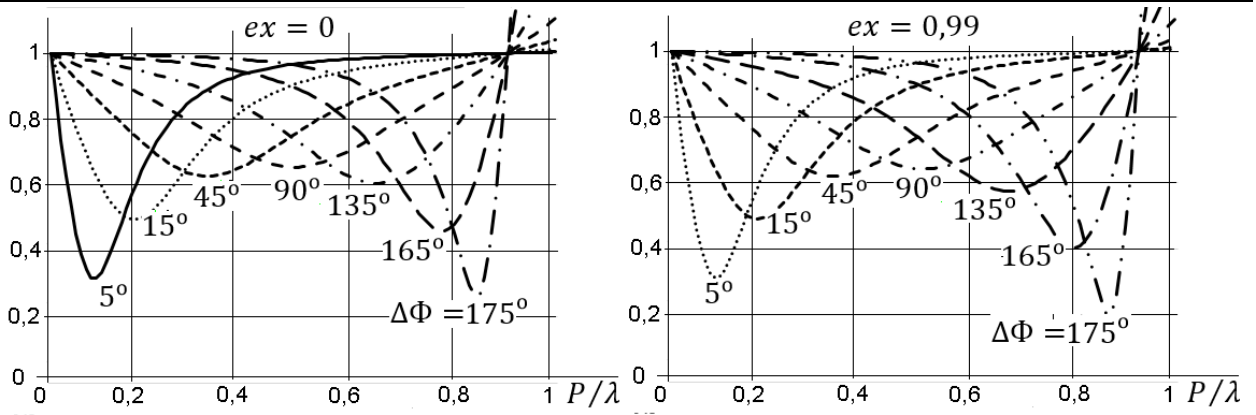


Рис. 6 – Рассчитанные в FEKO соотношение токов источников в зависимости от относительного периметра рамки для значений $ex = 0$ и $ex = 0,99$

Проведенные расчеты соотношений токов в FEKO подтверждают ранее сделанное предположение о достаточно малой зависимости соотношения амплитуд токов источников от эксцентриситета эллиптического излучателя малых электрических размеров. Однако сами абсолютные значения полученных в пакете FEKO соотношений при приближении относительного периметра рамки P/λ к 0,5 в значительной степени отличаются от рассчитанных по формулам (5) и (6), что, по-видимому, объясняется отсутствием учета взаимного влияния проводников и эффекта излучения проводников в модели, приведенной на рис.2.

По результатам расчетов, как в предложенной модели, так и в пакете FEKO для разности фаз ЭДС источников равном 0 или 180 градусов, соотношение амплитуд токов источников равно единице вне зависимости от относительного периметра рамочного излучателя.

На рис.7 и 8 приведены рассчитанные по формулам (5) – (12) диаграммы направленности антенны для двух вариантов соотношений разности фаз источников возбуждения ЭДС и эксцентриситета рамочного излучателя. Для этих же случаев приведены рассчитанные диаграммы направленности антенны в пакете FEKO.

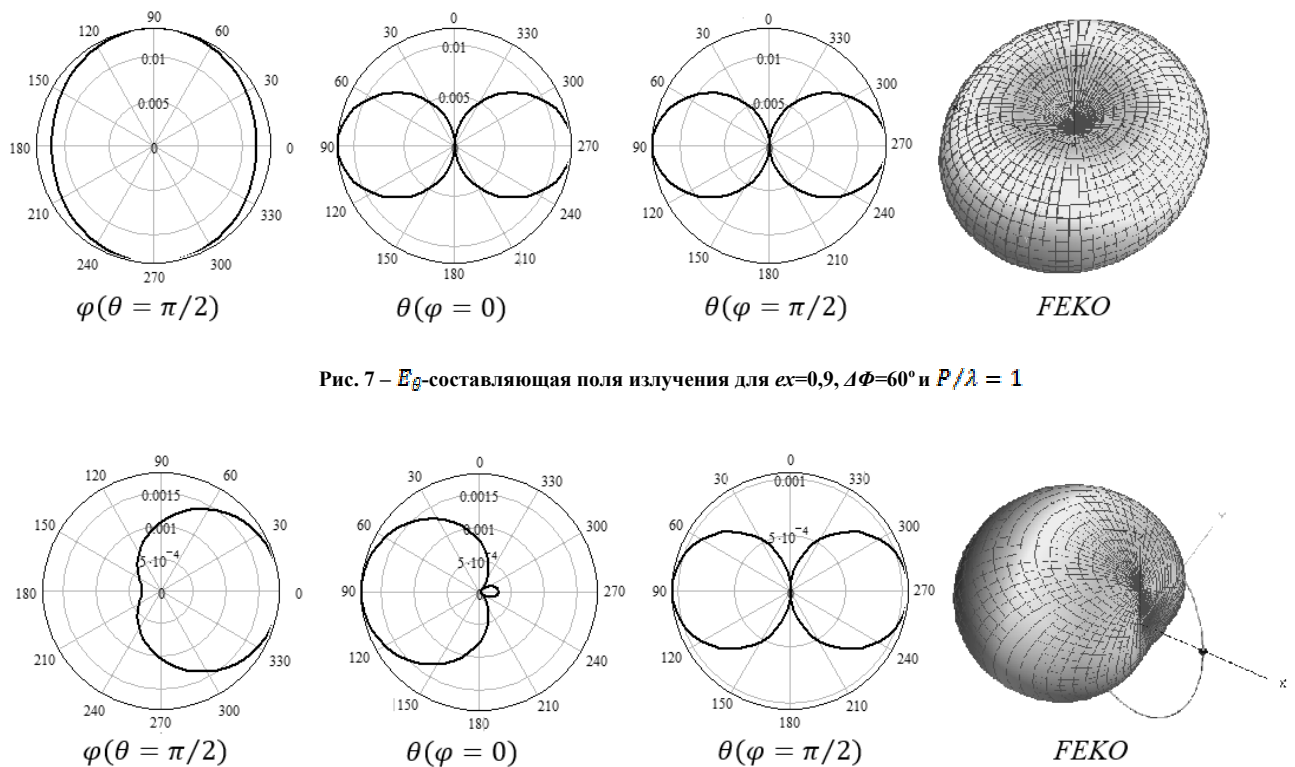


Рис. 7 – E_{θ} -составляющая поля излучения для $ex=0,9, \Delta\Phi=60^\circ$ и $P/\lambda = 1$

Рис. 8 – E_{θ} -составляющая поля излучения для $ex=0,9, \Delta\Phi=60^\circ$ и $P/\lambda = 0,2$

Из проведенных расчетов следует, что в зависимости от соотношения фаз токов возбуждения источников, эксцентриситета рамочного излучателя и относительного размера существует принципиально две ярко выраженные диаграммы направленности – в виде всенаправленного излучения в плоскости φ и в

виде однонаправленного излучения. Изменением соотношения вышеперечисленных параметров, а также соотношением амплитуд источников ЭДС возбуждения можно получать промежуточные диаграммы направленности представленного рамочного излучателя.

Отдельный интерес представляет собой поле излучения рамочного излучателя при двухточечном возбуждении источниками тока с заданными соотношениями их фаз и амплитуд. На рис. 9 представлена E_θ -составляющая поля излучения рамочного излучателя для $ex=0,8$ и $P/\lambda = 0,2 \dots 1$. Возбуждение – двухточечное (рис.1) источниками тока равной амплитуды с $\Delta\Phi=90^\circ$.

Данная диаграмма направленности антенны позволяет обеспечить плоское излучение в верхнем полупространстве, причем уровень излучения в вертикальном направлении ($\theta = 0$) можно регулировать значением эксцентриситета рамки. При этом следует отметить, что данная возможность обеспечивается только для составляющей электрического поля, расположенной в плоскости расположения рамки, т.е. для E_θ -составляющей поля при $\varphi = 0$. При $\varphi = \pi/2$ и $\theta = 0$ не имеется элементов рамки, лежащих в плоскости составляющей вектора E_θ , поэтому излучение для данного случая отсутствует всегда. К сожалению, пересчет для этого случая значения ЭДС из (5) и (6) для требуемых значений токов, и подстановка их в модель в пакете FEKO, не позволяет получить в нем диаграмму направленности антенны, аналогичную приведенной на рис.9, что еще раз показывает ограниченность данной модели.

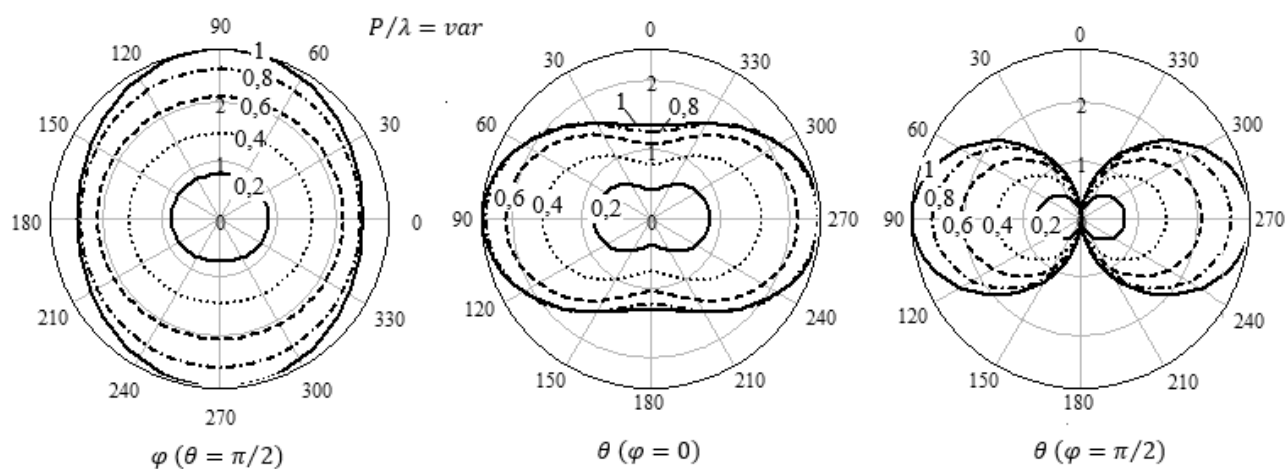


Рис. 9 – E_θ -составляющая поля излучения для $ex=0,8$ и $P/\lambda = var$ при возбуждениях источниками тока равной амплитуды с $\Delta\Phi=90^\circ$

Выводы. Предложенная модель для расчета характеристик направленности рамочного излучателя с двухточечным возбуждением достаточно проста, что позволяет проводить анализ влияния как конструктивных параметров рамочного излучателя – эксцентриситета и относительного размера, так и электрических – амплитуд и разности фаз ЭДС возбуждения.

Модель основывается на предположении о достаточно малой зависимости соотношения амплитуд и фаз токов источников возбуждения от эксцентриситета эллиптического излучателя малых электрических размеров, а в основном определяются амплитудами и фазами ЭДС источников и электрической длиной проводников. Расчеты, приведенные на рис.6 подтверждают данное предположение, т.к. при различных значениях эксцентриситета полученные соотношения токов источников возбуждения практически идентичны. Сравнение этих расчетов с расчетами, приведенными на рис.5 подтверждают адекватность предложенной модели, особенно при относительном размере эллиптического излучателя близком к нулю и к единице. При этом, сами абсолютные значения полученных в пакете FEKO соотношений при приближении относительного периметра рамочного излучателя P/λ к 0,5 в значительной степени отличаются от рассчитанных по формулам (5) и (6), что показывает некую ограниченность предложенной модели.

Двухточечное возбуждение позволяет изменять диаграммные характеристики от всенаправленной до однонаправленной кардиоидного вида путем изменения амплитудно-фазовых соотношений ЭДС источников возбуждения без изменения конструктивных параметров. При этом однонаправленная диаграмма направленности обеспечивается при таких соотношениях ЭДС возбуждения и относительного периметра излучателя, при котором амплитуда тока одного из источников стремится к нулю.

При значениях эксцентриситета, близких к единице, рамочный излучатель ведет себя, как вертикальный диполь с отсутствием излучения в вертикальном направлении. При эксцентриситете, равном нулю, имеем круговую рамку. При эксцентриситете, близком к 0,7...0,8 и при соответствующем амплитудно-фазовом соотношении возможно получение заданного уровня излучения в вертикальной плоскости, но только для составляющих электрического поля, лежащих в плоскости рамочного излучателя.

Литература

1. А. З. Фрадин Антенно-фидерные устройства / М.: Связь, 1977 — 440 с.
2. В.В. Овсяников Вибраторные антенны с реактивными нагрузками / М.: Радио и связь, 1985. — 120с.
3. Проценко М.Б., Громоздин В.В. Широкодиапазонная малогабаритная антенна с кардиоидной диаграммой направленности // Мат. всероссийской научно-технической конф. «Излучение и рассеяние электромагнитных волн». – Таганрог, Россия. – 18-21 июня 2001. – С. 122-124.
4. Проценко М.Б. Принцип построения широкодиапазонной антенны на основе рамочного излучателя / М.Б. Проценко, Н.И. Мамедов // Матер. Междунар. научн.-техн. конференции «Проблемы современной радиотехники, телевидения и связи», (Баку, 4-6 июня 2007). – Баку, 2007. – С.78-82.
5. М.Б. Проценко, В.В. Громоздин Широкодиапазонная малогабаритная антенна с повышенной направленностью излучения // Радиотехника: Всеук. Межвед. науч.-техн. сб., Харьков, 2002, Вып. 125. — 8–12с.
6. Ю.Н. Новиков Электротехника и электроника. Теория цепей и сигналов, методы анализа: Учебное пособие. – СПб.: Питер, 2005. – 384 с.

References

1. A. Z. Fradin Antenna-feeder devices / M.: Svyaz, 1977.
2. V.V. Ovsyanikov Vibratory antennas with reactive loads / M.: Radio i svyaz', 1985. – 440 s.
3. Protsenko M.B., Gromozdin V.V. Broadband low-profile antenna with cardioid diagram of directivity // Mat. vserossiyskoy nauchno-tekhnicheskoy konf. «Izluchenie i rasseyanie elektromagnitnykh voln». – Taganrog, Rossiya. – 18-21 iyunya 2001. – S. 122-124.
4. Protsenko M.B. Principle of construction of broadband antenna on the basis of frame radiator / M.B. Protsenko, N.I. Mamedov // Mater. Mezhdunar. nauchn.-tehn. konferentsii «Problemyi sovremennoy radiotekhniki, televideniya i svyazi», (Baku, 4-6 iyunya 2007). – Baku, 2007. – S.78-82.
5. M.B. Protsenko, V.V. Gromozdin Broadband low-profile antenna with increased directivity // Radiotekhnika: Vseuk. Mezhdunar. nauch.-tekhn. sb., Har'kov, 2002, Vyp. 125. — 8–12 s.
6. Yu.N. Novikov Elektrotehnika i elektronika. Teoriya tsepey i signalov, metody analiza: Uchebnoe posobie. – SPb.: Piter, 2005. – 384 s.

Рецензія/Peer review : 3.4.2018 р. Надрукована/Printed :9.4.2018 р.
Рецензент