

**МОДЕЛИРОВАНИЕ КРУПНОАПЕРТУРНЫХ РЕКТЕНН КОСМИЧЕСКИХ
ЭНЕРГОСИСТЕМ****1. МОДЕЛЬ КРУПНОАПЕРТУРНОЙ РЕКТЕННЫ ДЛЯ РАСЧЁТА КПД
ВЫПРЯМЛЕНИЯ ПРИ СООСНОМ РАСПОЛОЖЕНИИ ПЕРЕДАЮЩЕЙ И ПРИЕМНОЙ
АПЕРТУР И ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ДАЛЬНОСТИ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ****Постановка задачи**

Одной из актуальных проблем современной радиофизики является наращивание теоретических и экспериментальных исследований в области беспроводной передачи энергии (БПЭ) микроволновым лучом, лежащей в основе развития космической энергетики [1]. Значительная часть этих исследований относится к ректеннам, которые преобразуют энергию микроволнового луча в постоянный ток и представляют собой разновидность антенн с нелинейными элементами (АНЭ). В космических энергосистемах большой мощности ректенны являются крупноапертурными нефазированными антенными решётками, состоящими из большого числа приёмно-выпрямительных элементов (излучатели нагружены на СВЧ-выпрямительные диоды Шоттки). Совокупность приёмно-выпрямительных элементов (ПВЭ), расположенных в узлах двумерной решётки, образуют приёмно-выпрямительную апертуру (ПВА) ректенны. Мощность постоянного тока с выходов всех ПВЭ суммируется схемой сбора мощности (ССМ) [2].

Основное внимание при разработке ректенн уделяется расчёту их результирующего КПД η_{Σ} , определяющего эффективность преобразования СВЧ-луча в постоянный ток и распределение интенсивности поля побочного излучения, возникающего в силу присущих ректенне нелинейных эффектов и ухудшающего ее ЭМС [3].

К настоящему времени наиболее полно разработана теория крупноапертурных ректенн при соосном расположении передающей антенны системы БПЭ и ПВА [4, 5]. Показано, что в приближении начальной фильтрации высших гармоник, результирующий КПД ректенны может быть определён как произведение трёх парциальных КПД

$$\eta_{\Sigma} = \bar{\eta} \eta \eta_c = \frac{P_m}{P_{\Sigma}} \frac{P_{om}}{P_m} \frac{P_n}{P_{om}},$$

где $\bar{\eta}$ – КПД перехвата, равный максимальной мощности P_m , извлекаемой из свободного пространства ректенной, отнесённой к мощности излучения P_{Σ} ; η – КПД выпрямления, равный отношению суммарной мощности постоянного тока при работе каждого из них на оптимальную нагрузку P_{om} к мощности P_m ; η_c – КПД сбора мощности постоянного тока, равный отношению мощности постоянного тока в нагрузке P_n к мощности P_{om} .

Для реализации максимального КПД перехвата микроволновый луч фокусируют в плоскости расположения ПВА радиуса R_2 , а апертуру передающей антенны радиуса R_1 возбуждают полем с гауссовским амплитудным распределением (АР)

$$F_0(\rho/R_1) = \sqrt{\Pi(\rho/R_1)},$$

где $\Pi(\rho/R_1) = \Pi_{\max} \exp[-2\tau(\rho/R_1)^2]$; $\Pi(\rho/R_1)$ – плотность потока мощности СВЧ луча в произвольной точке излучающей апертуры; Π_{\max} – его значение в центре передающей антенны; $\tau = \pi R_1 R_2 / \lambda_0 D$ – число Френеля; λ_0 – рабочая длина волны; ρ – радиальная координата; D – дальность передачи энергии.

При этом, для обеспечения фокусировки поля, вводится квадратичное фазовое распределение (ФР) $\Phi(\rho/R_1)$ с опережением фазы к краям передающей антенны [6]

$$\Phi(\rho/R_1) = \frac{kR_1^2}{4D_0\lambda_0} \sin^2 \Theta_0 \left(\frac{\rho}{R_1}\right)^2,$$

где D_0, Θ_0 – задаваемые координаты точки фокусировки; $k = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число.

В этом случае в области фокусировки $D \approx D_0, \Theta \approx \Theta_0$ происходит компенсация квадратичной фазовой составляющей, обусловленной прохождением электромагнитной волны расстояния D_0 . Данный факт следует из известной формулы распределения поля $f(\Theta, D)$ в зоне Френеля [6]

$$f(\Theta, D) = \frac{R_1}{2} \int_{-1}^1 F_0\left(\frac{\rho}{R_1}\right) e^{-j \left[\Psi\left(\frac{r}{R_1}\right) - \frac{kR_1^2}{4D} \left(\frac{r}{R_1}\right)^2 \sin^2 \Theta \right]} d\left(\frac{\rho}{R_1}\right), \quad (1)$$

где $\psi = \pi R_1 \sin \Theta / \lambda_0$ – обобщенный угол.

Таким образом, при фиксированном расстоянии передачи энергии, равном D_0 , можно приближенно считать, что ПВА облучается неравномерно, но синфазно. Опираясь на это предположение, в [4] создан метод расчета КПД выпрямления крупных решеток.

Однако разработанная теория не учитывает особенности функционирования крупноапертурных решеток в составе космических энергосистем, снабжающих энергией космические аппараты (КА) (на которых расположены решетки) от энергоспутника (на котором находятся источник и передающая антенна). Первая особенность связана с изменением дальности передачи и несоосном расположении апертур при маневрах КА.

Если дальность передач энергии $D \neq D_0$, то, как следует из формулы (1), на распределение поля в зоне Френеля оказывает влияние квадратичная составляющая разности хода волн, которая в области $\sin \Theta \approx 1$ действует в зоне Френеля на удалении D аналогично квадратичному ФР, подчиняющемуся закону

$$\Phi(\rho/R_1) = \frac{kR_1^2}{4D} \left(\frac{\rho}{R_1}\right)^2. \quad (2)$$

Если $D = \text{var}$, то, в силу изменения величины фазы, изменяется и взаимовлияние между ПВЭ решетками, что сказывается и на величине КПД выпрямления. Ранее (см. [4]) закономерностью (2) пренебрегали и для рассмотрения случая $D = D_0$ использовалось приближение бесконечной решетки, применение которого невозможно при $D \neq D_0$ без специально доработанной модели крупноапертурной решетки. Ее модель еще более усложняется, если учитывать несоосность передающей и приемной апертур.

Большие размеры крупноапертурных решеток космических энергосистем определяют вторую их особенность – значительную протяженность зоны Френеля поля побочного излучения. Из [6] следует, что дальняя граница зоны Френеля решетки на частоте n -той гармоники определяется соотношением

$$r_n = 2R_2^2 n / \lambda_0.$$

То есть полю n -той частотной гармоники соответствует своя протяженность зоны Френеля, которая растет с увеличением номера гармоники и примерно в n раз превышает дальность передачи энергии. При этом решетка, представляющая собой фазированную антенную решетку на частотах гармоник, может создавать в определенных направлениях поле большой интенсивности и существенно ухудшать функционирование РЭА КА, находящихся даже на значительных удалениях от решетки.

Из сказанного следует практическая потребность знания структуры поля побочного излучения решетки в зоне Френеля для решения задач электромагнитной совместимости.

В предыдущих работах (см., например [7]) изучалась структура поля на частотах гармоник только в дальней зоне, что предполагает необходимость постановки и решения задачи об определении пространственного распределения интенсивности поля побочного излучения решетки в зоне Френеля.

Таким образом, целью данной работы является создание моделей крупноапертурных решеток, функционирующих в системах БПЭ с произвольным взаимным расположением приемной и передающей апертур и позволяющих рассчитать:

- КПД выпрямления решетки с учетом влияния фазового распределения по ее апертуре;

– интенсивность поля побочного излучения ректенны в зоне Френеля.

В первой части статьи рассмотрена модель крупноапертурной ректенны для расчета КПД выпрямления при соосном расположении апертур и изменяющейся дальности передачи энергии, что предполагает возбуждение ПВА полем с неравномерным амплитудно-фазовым распределением.

Модель крупноапертурной ректенны при неравномерном амплитудно-фазовом распределении поля возбуждения

Дальнейшие рассуждения будем строить, основываясь на результатах работы [4], где предложена модель крупноапертурной ректенны с использованием приближения бесконечной антенной решетки с нелинейными элементами, апертура которой возбуждается неравноамплитудно и синфазно. Дополним эту модель для случая возбуждения полем с квадратичным фазовым распределением.

Для начала запишем амплитудно-фазовое распределение по апертуре ректенны. В известные из публикаций формулы расчета амплитудно-фазовых распределений полей сфокусированных антенн не входят геометрические размеры приемной апертуры, что не позволяет применять их в случае систем БПЭ. По данной причине первый шаг при расчете КПД выпрямления состоял в выводе удобных для численных экспериментов формул, позволяющих определить АФР по апертуре ректенны, расположенной на расстоянии D от передающей антенны, сфокусированной на расстояние D_0 . В этом случае на основании результатов [8] можно записать следующее выражение для напряженности электрического поля в плоскости апертуры ректенны:

$$E(x, y, D) = \frac{jk}{D_0} e^{-jk \frac{D_0^2 + R^2}{D_0}} R_1 \int_0^{\rho} E(\rho, 0) e^{-\frac{jk\rho^2}{2D_0}} J_0\left(\frac{kR}{D_0}\rho\right) \rho d\rho, \quad (3)$$

где R – расстояние от центра апертуры ректенны до точки наблюдения поля передающей антенны;

$E(\rho, 0) = F(C\rho) e^{\frac{jk}{2D_0}\rho^2}$; $F(C\rho)$ – амплитудное распределение; C – нормирующий множитель переменной ρ ; $J_0(z)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Полагая, что в реальных системах БПЭ ректенна может находиться на расстояниях $D > D_0$ или $D < D_0$, выражение (3) с использованием замены переменных запишем таким образом:

$$E(x, y, D) = \frac{jR_1}{R_2} e^{-jk \frac{D^2 + R^2}{D}} \int_0^a F(t) e^{j\beta u^2} J_0\left(a \frac{R}{R_2} u\right) u du, \quad (4)$$

где $a = \sqrt{\frac{kR_1 R_2}{D}}$; $u = \sqrt{\frac{kR_2}{DR_1}} \rho$; $\beta = \frac{(D - D_0)R_1}{2D_0 R_2}$.

Далее будем считать, что в системе БПЭ реализуются условия максимального КПД перехвата, то есть [8]:

$$F(t) = e^{-0.225\tau u^2}, \quad \tau = \frac{a^2}{2}. \quad (5)$$

Современные математические пакеты, например Matlab 5.2, MathCad 6.0 и другие, позволяют рассчитывать поле по формуле (4) без каких-либо преобразований. Однако время, потраченное в этом случае на вычисление амплитудно-фазового распределения электромагнитного поля по апертуре ректенны, более чем на два порядка превышает время затраченное на численные исследования по следующей преобразованной формуле:

$$E(R, D) = \frac{jR_1}{R_2 p} e^{-jkD} e^{-\frac{jkR^2}{D}} \sum_{n=0}^{\infty} A_n \left(\frac{R}{R_2}\right)^{2n}, \quad (6)$$

где $A_n = \frac{\tau^n}{2^{n+1} n!} \left[(-1)^n C_n e^{2p\tau} - \frac{1}{p^n} \right]$; $C_n = \sum_{k=0}^n (-1)^k \frac{(2\tau)^{(n-k)}}{(n-k)! p^k}$; $p = \alpha + j\beta$; $\alpha = -0.225\tau$.

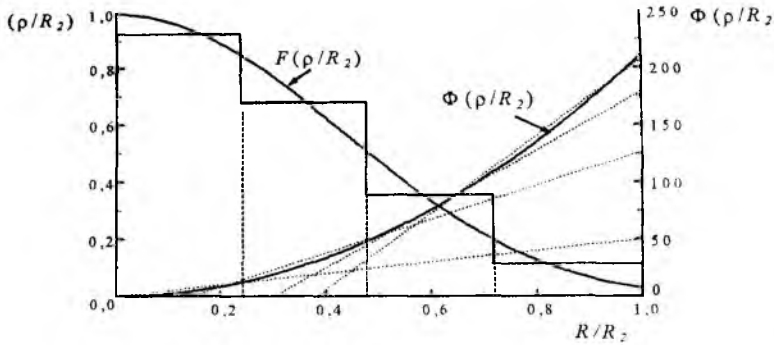


Рис.1

распределений и их аппроксимация на апертуре ректенны, которые получены при следующих исходных данных: $R_1=R_2=200\lambda_0$, $\tau=2$, $D=D_0$.

Приведенные на рис. 1 результаты вполне объяснимы: на апертуре ректенны амплитудное распределение такое же, как и на апертуре передающей антенны (гауссовское), а фазовое изменяется по квадратичному закону.

Дальнейшая задача исследований состояла в разработке подхода к анализу КПД выпрямления крупноапертурных ректенн, возбуждаемых падающим полем с неравномерным гауссовским амплитудным и квадратичным фазовым распределениями. Сложность анализа при таком возбуждении состоит в том, что из-за его неравномерности крупноапертурная ректенна не может быть описана моделью в виде бесконечной периодической решетки. Поэлементный подход также оказывается неприемлемым в силу большой размерности задачи. Суть предлагаемого упрощения основана на том, что гауссовские амплитудное и квадратичное фазовое распределения по раскрытию крупноапертурной ректенны есть медленно меняющиеся функции координат. В принятом приближении естественно предположить, что характеристики соседних приемно-выпрямительных элементов ректенны мало отличаются друг от друга в пределах их зоны взаимодействия.



Рис. 2

При регулярном расположении ПВЭ это позволяет заменить гауссовское амплитудное распределение ступенчатой функцией (рис.1), то есть разбить апертуру ректенны на N_z зон по количеству ступенек. Первая из них будет круговой, а остальные – кольцевые (рис. 2). Квадратичное фазовое распределение можно в пределах круговой и каждой кольцевой зоны аппроксимировать линейной функцией.

Каждой j -той зоне ($j=1...N$) соответствует свой фазовый сдвиг Φ_j , величину которого следует моделировать при расчетах импедансов излучателей ПВЭ путем изменения меридионального угла прихода Θ_n электромагнитной волны. Импедансы излучателя также зависят и от азимутального угла φ_n при сферическом фронте волны. Приближенно эту зависимость следует учитывать путем разбиения апертуры ректенны на N_c равновеликих по площади секторов. В результате апертура ректенны разбивается на $N=N_z N_c$ подрешеток (см. рис.2). Расчеты входного импеданса излучателей ПВЭ i -той подрешетки ($i=1...N$) при известном значении фазы Φ_i необходимо проводить для среднего угла φ_n того сектора, в котором находится подрешетка.

Изложенная методика может быть применена только в том случае, если образовавшиеся при разбивке апертуры подрешетки описываются моделью бесконечной решетки. При этом аппроксимация фазового распределения секущими должна осуществляться, исходя из равенства ошибок аппроксимации на всех участках апертуры. Определенных рекомендаций следует придерживаться и при ступенчатой аппроксимации амплитудного распределения. Здесь значение аппроксимирующей функции в каждом секторе необходимо определять из равенства перепадов значений амплитуд поля на левой и правой границах зоны относительно значений этой величины в точке аппроксимации.

Таким образом, в ходе расчетов апертура ректенны разбивается на N подрешеток, параметры каждой из которых вычисляются по методике [4] в приближении бесконечной ректенной решетки. КПД выпрямления всей ректенны определяется из соотношения

$$\eta = \frac{\sum_{i=1}^N M_i P_{oi}}{\sum_{i=1}^N M_i P_{mi}},$$

где M_i – количество ПВЭ в i -той подрешетке; P_{oi} – мощность постоянного тока на выходе i -той подрешетки при работе ее на согласованную нагрузку; P_{mi} – максимальная мощность, извлекаемая i -той подрешеткой из свободного пространства.

Описанная модель была использована для составления алгоритма и компьютерной программы, с помощью которой проводились исследования КПД выпрямления крупноапертурных ректенн.

Численный анализ КПД выпрямления

Проведём численный анализ влияния квадратичного фазового распределения поля возбуждения ректенны на её КПД выпрямления. Для этого будем использовать методику расчёта крупноапертурных ректенн, предложенную выше, и алгоритм анализа микрополосковых излучателей, описанный в [10-12].

Цель исследований – рассчитать зависимости КПД выпрямления ректенны от дальности передачи энергии по предложенной и опубликованной в [4] методикам и путём сравнения полученных результатов установить степень влияния фазового распределения по апертуре ректенны на её эффективность.

Анализировалась система БПЭ со следующими геометрическими параметрами: радиус апертуры передающей антенны $R_1=933\lambda_0$, радиус апертуры ректенны $R_2=1050\lambda_0$, расстояние фокусировки $D_0=2.45 \cdot 10^6 \lambda_0$, число Френеля при $D=D_0$ $\tau_0=1,257$. Расстояние между апертурами D варьировалось в пределах $(0,8-1,2)D_0$. В этом случае амплитудное и фазовое распределения вдоль апертуры ректенны изменялись монотонно, без осцилляций, и никаких ограничений на применение предложенного в [1] подхода к анализу крупноапертурных ректенн не возникало. Предполагалось также, что в ректенне использовались диоды Шоттки с параметрами: допустимая мощность $P_d=1$ Вт, допустимый ток $I_d=100$ мА, допустимое обратное напряжение $U_d=40$ В, ток $I_s=2,5 \cdot 10^{-10}$ А, коэффициент $\alpha=23,03$. При расчётах ректенна моделировалась в виде периодической структуры с ячейкой периодичности квадратной формы $(0,5 \times 0,5)\lambda_0^2$. При этом число ПВЭ ректенны превышает 10^6 , что даёт право принимать приближение бесконечной решётки.

Апертура ректенны была разбита на три кольцевые зоны ($N=3$) путём деления радиуса апертуры R_2 на три равных отрезка с координатами концов

$$\rho_j = \frac{R_2}{N} j, \quad j \in 0,1,\dots,N.$$

Величины ступенек F_{cj} функции, аппроксимирующей амплитудное распределение $F(\rho, D)$, определялись из соотношения

$$F_{cj} = \frac{\rho_j \int_{\rho_{j-1}}^{\rho_j} F(\rho, D) d\rho}{\rho_j - \rho_{j-1}}.$$

Данное соотношение следует из условия равенства площадей фигур, одна из которых ограничена кривой реального амплитудного распределения $F(\rho, D)$ в пределах j -той зоны и прямой длиной $\rho_j - \rho_{j-1}$, а другая представляет собой эквивалентный по площади прямоугольник со сторонами F_{cj} и $\rho_j - \rho_{j-1}$.

Кривая фазового распределения $\Phi(\rho, D) = \frac{\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{\rho^2}{D}$ аппроксимировалась в каждой зоне секущей

с углом наклона

$$\alpha_j = \arctg \frac{\Phi(\rho_j, D) - \Phi(\rho_{j-1}, D)}{\rho_j - \rho_{j-1}},$$

которому присваивался угол прихода Θ_n гипотетических плоских волн, используемый при расчёте электродинамических характеристик излучателей j -той кольцевой зоны.

Для учёта зависимостей параметров излучателей от азимутального угла φ каждый квадрант пространства был разбит на три сектора со средними углами φ_n , равными 15° , 45° , и 75° .

Зависимости амплитудного и фазового распределений от нормированного текущего радиуса ректенны при различных дальностях передачи энергии приведены на рис. 3 (а – $D/D_0=0,8$, б – $D/D_0=1$, в – $D/D_0=1,2$).

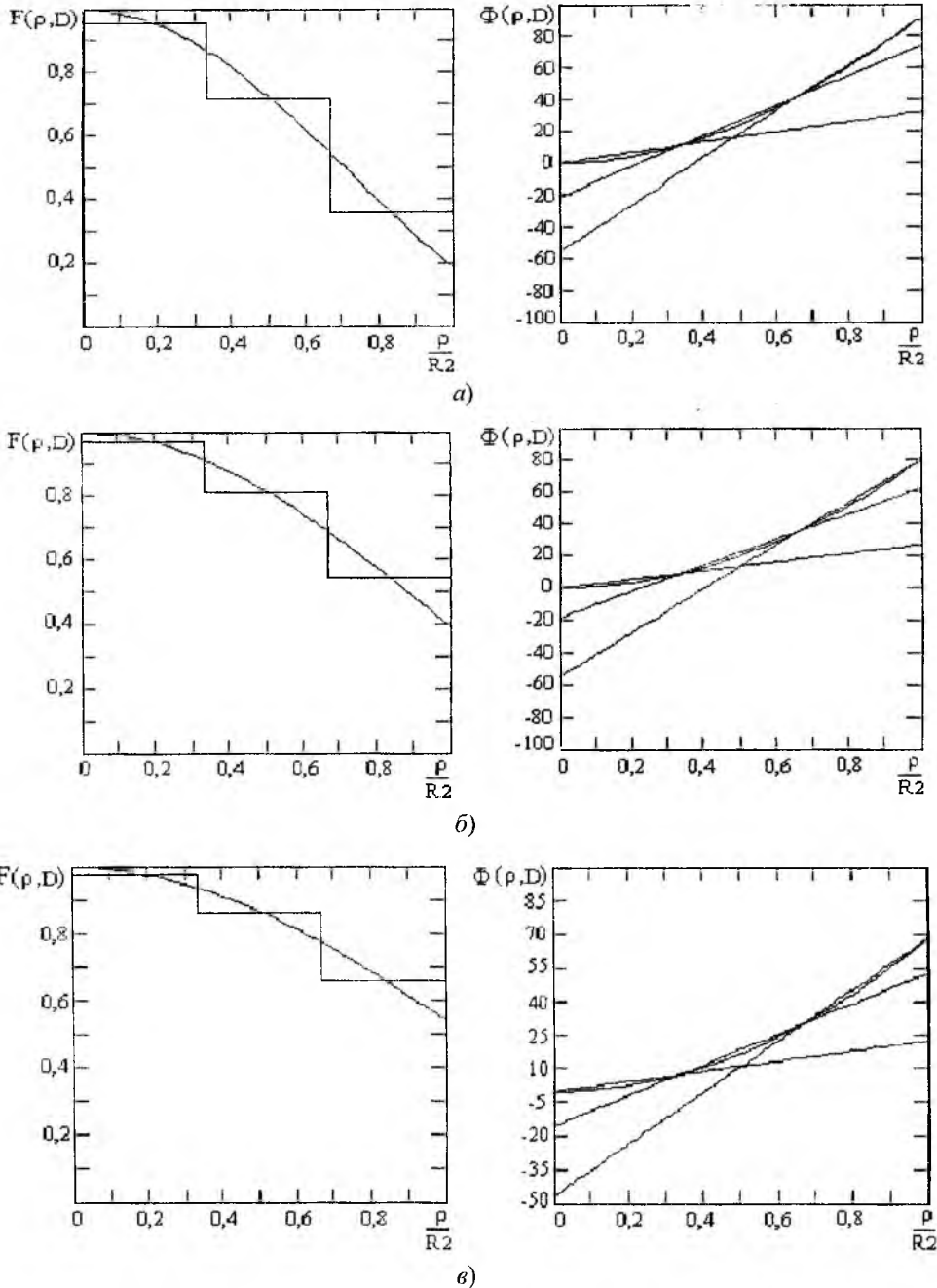


Рис. 3

Здесь же показаны и их аппроксимирующие функции. Нетрудно видеть, что с увеличением величины D неравномерность амплитудного и фазового распределений уменьшается. В свою очередь различные законы изменения амплитуды и фазы предопределяют и различную степень взаимовлия-

ния друг на друга излучателей ПВЭ ректенны. Следовательно, при изменении дальности передачи входное сопротивление излучателей тоже будет изменяться, что согласно [13] приведёт и к изменению КПД выпрямления.

Количественные значения КПД выпрямления, как следует из [13], зависят от типа излучателя. Оценку влияния фазового распределения на величину КПД, на наш взгляд, достаточно провести с использованием наиболее простых по конструкции прямолинейных вибраторов, расположенных над экраном на высоте h .

Вычисления проводились следующим образом. Для случая $D=D_0$ прямолинейные полуволновые вибраторы каждой подрешетки настраивались в резонанс (высота над экраном $k_0 h = 0,253$, где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$). Найденные с помощью разработанной в [10-12] программы резонансные длины вибраторов и их входные сопротивления Z представлены в табл.1. Здесь же показаны значения Z и для случаев $D/D_0=0,8$ и $D/D_0=1,2$ при неизменных длинах вибраторов относительно варианта $D/D_0=1$.

Таблица 1

№ зоны	φ^0	$k_0 l/2$	$Z, \text{Ом} (D/D_0=1)$	$Z, \text{Ом} (D/D_0=0,8)$	$Z, \text{Ом} (D/D_0=1,2)$
1	15	1,5385	$166,42 + j0,057$	$165,88 + j1,8$	$166,74 - j1,0392$
	45	1,5383	$166,31 - j0,2169$	$166,1 + j0,6848$	$166,44 - j0,772$
	75	1,5380	$165,8 + j0,3274$	$165,91 + j0,374$	$165,73 + j0,299$
2	15	1,5423	$173,01 - j0,5749$	$167,69 + j13,71$	$175,25 - j11,036$
	45	1,5402	$170,54 - j0,0973$	$168,60 + j7,1854$	$171,51 - j5,2285$
	75	1,5382	$168,56 - j0,5421$	$169,47 - j0,198$	$167,94 - j0,7753$
3	15	1,5492	$185,42 - j0,1727$	$178,13 + j19,12$	$188,19 - j31,15$
	45	1,5438	$179,06 - j0,2516$	$176,63 + j9,186$	$180,82 - j14,63$
	75	1,5383	$172,83 + j0,0640$	$173,96 + j0,487$	$171,19 - j0,5492$

Нетрудно видеть (вариант $D/D_0=1$), что в разных секторных зонах из-за изменения фазы поля возбуждения (углов Θ_n, φ_n) входные сопротивления вибраторов различны. Если же предположить, что гипотетические плоские волны падают на ПВА по нормали (апертура возбуждается синфазно), то входное сопротивление вибраторов вне зависимости от места их расположения на апертуре является постоянной величиной $Z=165,6+j0,23$ Ом. Различие величин Z вибраторов секторных зон при учёте квадратичного характера ФР и предопределяет отличие результатов при вычислении КПД выпрямления ректенны с квадратичным η и синфазным η' фазовым распределением (см. табл.2). Наибольшая разность КПД $\eta-\eta' = 7,8\%$ наблюдается при $D=D_0$.

Таблица 2

D/D_0	0,8	1	1,2
$\eta, \%$	78,6	88,5	82,3
$\eta', \%$	78,5	80,7	82,1
$\eta-\eta', \%$	0,1	7,8	0,2

Полученные данные дают право утверждать, что предложенная методика расчета КПД выпрямления более достоверна по сравнению с опубликованной в [4], так как даже при $D=D_0$ по ПВА наблюдается квадратичное фазовое распределение (см. рис.3,б), предполагаемое в [4] синфазным.

Список литературы: 1. Будаков В.П. Электроэнергия из космоса. М.: Энергоатомиздат, 1991. 152с. 2. Шифрин Я.С., Лучанинов А.И., Шокало В.М., Коновальцев А.А. Проблема беспроводной передачи энергии // Радиотехника. М. 2001. Вып. 52. С. 43-47. 3 Лучанинов А.И., Шифрин Я.С. Антенны с нелинейными элементами// Справочник по антенной технике. Т.1/ Под ред. Л.Д. Бахраха, Е.Г. Зелкина. М.: ИПРЖР, 1997. С. 207-235. 4. Теоретические и экспериментальные исследования крупноапертурных ректенных решеток / А.И. Лучанинов, В.М. Шокало, А.А. Коновальцев и др. // Радиотехника. 1998. Вып. 106. С. 63-72. 5. Shifrin Y.S., Shokalo V.M., Konovaltsev A.A. Ways of increase of rectenna efficiency/ 46-th international Astronautical Congress, Oslo, Norway. 1995. 6. Корниенко Л.Г. Теория и техника излучающих и направляющих систем. Харьков: ХВУ, 1994. 625с. 7. Шокало В.М., Коновальцев А.А., Лучанинов Ю.А. Снижение направленности побочного излучения ректенных решеток // Радиотехника. 1998. Вып. 106. С.74-79 8. Эффективность системы передачи энергии СВЧ лучом Шокало В.М. Рыбалко А.М. // Харьков 1995. 40с. Деп. в ГНТБ Украины 13.04.95, № 856 – Ук95. 9. Sherman I. Properties of fo-

cused apertures in the frisnel region // IRE trans. antennas propogation. 1962. Vol. AP-10. P. 399-408. 10. Лучанинов А.И., Коновальцев А.А., Лучанинов Ю.А., Омаров М.А., Шокало В.М. Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами. 1. Модель, описание геометрии и система интегральных уравнений для токов ленточных микрополосковых излучателей сложной геометрии в составе бесконечной решетки // Радиотехника. 2001. Вып. 117. С. 78-84. 11 Лучанинов А.И., Коновальцев А.А., Лучанинов Ю.А., Омаров М.А., Шокало В.М. Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами. 2.Решение системы интегральных уравнений // Радиотехника. 2001. Вып. 118. С. 3-7. 12. Лучанинов А.И., Коновальцев А.А., Лучанинов Ю.А., Омаров М.А., Шокало В.М. Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами. 3.Особенности численной реализации алгоритма // Радиотехника. 2001. Вып. 119. С. 199-210. 13. Лучанинов А.И., Шокало В.М., Коновальцев А.А. Численные исследования параметров приемно-выпрямительных элементов крупноапертурных ректенн // Радиотехника. 2001. Вып. 107. С. 3-11.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12.09.2001