

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.67

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОЛУЧЕВОЙ
АНТЕННЫ НА ОСНОВЕ ДВУХСЛОЙНОЙ ЛИНЗЫ МОРГАНА

© 2022 г. С. Е. Банков^а, *, М. Д. Дупленкова^а

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: sbankov@yandex.ru

Поступила в редакцию 18.03.2021 г.

После доработки 17.10.2021 г.

Принята к публикации 25.10.2021 г.

Рассмотрена многолучевая антенна на основе двухслойной линзы Моргана в виде двух связанных диэлектрических пластин с переменной толщиной и расстоянием между ними. Антенна содержит двухслойную линзу и кольцевую решетку облучателей в виде антенн Вивальди, а также дополнительные элементы: согласующий слой и корректирующее кольцо. Кольцевая решетка облучателей замкнута. Рассмотрены вопросы проектирования и выбора параметров элементов многолучевой антенны. Электродинамическое моделирование выполнено в системе HFSS. Показано, что в двухслойной линзе существенно ослаблен эффект ее затенения облучателями, что позволяет сформировать систему лучей с верными диаграммами направленности, обеспечивающую обзор пространства в секторе азимутальных углов 360° . Продемонстрирована возможность формирования узких лучей с низким уровнем бокового и заднего излучения.

DOI: 10.31857/S0033849422050035

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Планарные квазиоптические устройства активно используются в антенной технике и технике СВЧ для формирования заданного распределения поля. Среди них мы можем отметить планарное зеркало [1] и линзу [2], предложенные в середине XX столетия.

Интерес к планарным квазиоптическим структурам повысился в последние десятилетия благодаря развитию технологии печатных схем СВЧ. Комбинация этой технологии с оптическими принципами преобразования поля порождает новые типы планарных линз, зеркал, фильтров и т.д. [3]. Можно отметить ряд планарных рефлекторов на основе технологии *substrate integrated waveguides (SIW)* [4–6]. Офсетное параболическое зеркало этого типа было рассмотрено в [4]. Более сложная двухзеркальная планарная система Грегори представлена в [5]. Перспективным решением является применение многослойных структур, таких как исследованная в работе [6].

Применение двухслойных зеркал открывает возможность для синтеза и проектирования нового класса зеркальных оптических систем, которые не могут быть реализованы традиционным трехмерным путем из-за эффекта затенения. В планарных многослойных системах падающие и отраженные волны распространяются на разных

слоях и поэтому рефлекторы, формирующие оптическую систему не затеняют друг друга.

Трехслойная двухзеркальная система такого типа представлена в работе [7]. Она состоит из двух зеркал одинаковых размеров. При этом субрефлектор не затеняет главное зеркало из-за отмеченной выше причины. Специальная форма зеркал обеспечивает уникальные сканирующие свойства такой системы.

В последнее время печатные планарные линзы с метаповерхностями [8] являются объектом интенсивного исследования. Интерес к ним обусловлен возможностью создания эффективных и технологичных планарных линз. Теоретические исследования и практические разработки планарных линз с метаповерхностями представлены в работах [9–14]. Среди них можно упомянуть интересные для практических применений линзы Люнебурга.

Как указано выше, популярность структур с метаповерхностями обусловлена их технологичностью. Однако мы должны также отметить большие успехи в области 3D-печати [15], которые существенно расширяют класс интересных для практики объектов. Многие структуры, которые ранее оценивались как неперспективные из-за их низкой технологичности сейчас находят применение. Следует отметить, что параметры поверхностных

волн могут контролироваться не только с помощью метаповерхностей, но также путем изменения толщины и проницаемости диэлектрической пластины, в которой они распространяются. Такие способы управления полностью соответствуют возможностям трехмерной печати. Линзы данного типа имеют большие преимущества в силу существенно меньших тепловых потерь по сравнению с линзами на метаповерхностях. Среди квазиоптических структур перспективных для 3D-печати можно отметить анизотропную линзу Люнебурга, исследованную в работе [16].

Линза Люнебурга традиционно используется в качестве базового элемента для построения многолучевых антенн (МА). Благодаря своей симметрии она не имеет оптических aberrаций, что потенциально позволяет создавать МА с сектором обзора в 360° , что весьма важно для систем связи с пространственным разделением сигналов. Однако возможности традиционных градиентных линз (частный случай – линза Люнебурга) существенно ограничены эффектом затенения. Многолучевая антенна кроме линзы содержит систему облучателей, которые препятствуют нормальному излучению в свободное пространство, когда они заполняют сектор углов в 360° . Во многих случаях для устранения эффекта затенения сектор обзора приходится уменьшать до 90° . Таким образом, возможности градиентных линз используются далеко не полностью.

Применение двух одинаковых градиентных линз, соединенных с помощью системы направленных трехдецибелльных (3 дБ) ответвителей, было предложено в работе [17]. Эта структура получила название двухлинзовой МА. Линзы изолированы друг от друга, а связь между ними обеспечивается с помощью кольцевой решетки направленных ответвителей. Двухлинзовая МА преобразует цилиндрическую волну, создаваемую облучателем в одной из линз, например в нижней, в волну с плоским фазовым фронтом в верхней линзе, из которой происходит излучение в свободное пространство. По этой причине облучатели МА не мешают излучению и, таким образом, устраняется эффект затенения. Потенциально двухлинзовая МА обеспечивает одновременный обзор пространства в полном секторе азимутальных углов, равном 360° .

Двухслойная линза Люнебурга, предложенная в работе [18], является развитием двухлинзовой МА [17]. Планарные линзы в этой структуре имеют распределенную связь. Эта связь обеспечивает передачу электромагнитной энергии с одного слоя структуры на другой. Благодаря этому необходимость в использовании решетки направленных 3 дБ-ответвителей отпадает, что значительно упрощает конструкцию МА.

Идея двухслойной линзы была развита в работе [19], в которой рассмотрен синтез двухслойной линзы Моргана. Линза Моргана является обобщением линзы Люнебурга. Ее синтез описан в [20]. В работе [19] показано, что с точки зрения удобства практической реализации линза Моргана имеет ряд преимуществ перед линзой Люнебурга. Там же показано, что двухслойная линза Моргана обеспечивает точное выполнение фазовых условий синтеза для поля излучения. Условие полной передачи энергии с одного слоя на другой выполняется приближенно. Однако возникающие при этом потери могут быть уменьшены до пренебрежимо малых значений, 0.2 дБ.

Цель данной работы – развитие исследований, представленных в [19, 20], т.е. получение результатов электродинамического моделирования МА на основе двухслойной линзы Моргана, которое выполнено с использованием системы High Frequency System Simulator (HFSS).

2. СИНТЕЗ ДВУХСЛОЙНОЙ ЛИНЗЫ МОРГАНА

Двухслойная градиентная линза схематично показана на рис. 1а, 1б. Она состоит из двух связанных планарных волноводов (ПВ). Под ПВ мы понимаем произвольную изотропную двумерную волноведущую структуру, направляющую волны в любом направлении в горизонтальной плоскости. Двухслойная линза имеет плоскость симметрии, проходящую посередине между ПВ, что позволяет нам использовать для ее анализа метод симметрии [21]. В рамках этого метода рассматриваются две парциальные структуры, соответствующие размещению в плоскости симметрии магнитной и электрической стенок. Поле в парциальных структурах принято называть соответственно четными и нечетными волнами.

Синтез линзы, описанный в работе [20], приближенный. Приведем допущения, в рамках которых он выполняется. Первое допущение предполагает, что изменения параметров градиентной линзы происходят достаточно медленно. Данное обстоятельство позволяет пренебречь эффектами отражения и взаимной связи волн разных типов волн на неоднородных участках. В рамках такого приближения мы ограничиваемся анализом возбуждения и независимого распространения основных четной и нечетной волн системы связанных ПВ.

Вторым важным допущением является допущение слабой связи ПВ. Данное понятие является стандартным для теории связанных волн [22], поэтому раскрывать его подробно не имеет смысла. Отметим только, что в этом режиме поля четной и нечетной волн приближенно представляются как сумма и разность полей уединенных ПВ.

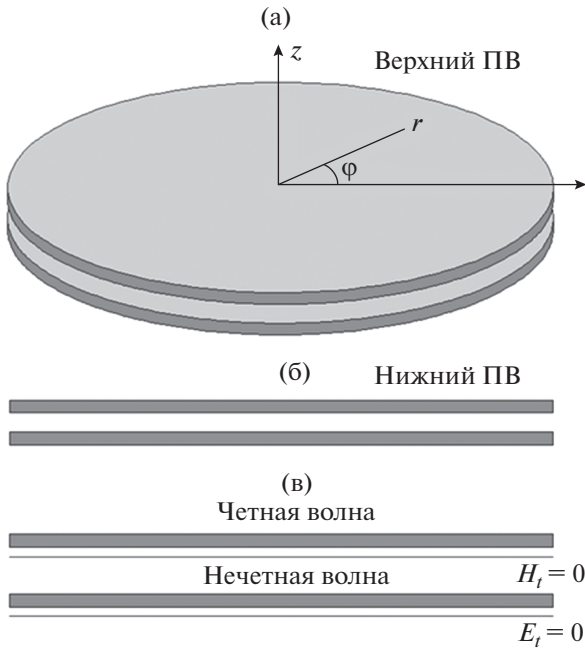


Рис. 1. Градиентная двухслойная линза: а – общий вид, б – вид сбоку, в – парциальные структуры.

Следует сказать, что градиентная линза имеет, как правило, весьма большие электрические размеры, необходимые для создания излучения с узкой диаграммой направленности (ДН). Поэтому участок взаимодействия волн ПВ также имеет большие размеры и, следовательно, даже слабой связи достаточно для полной перекачки энергии с одного слоя на другой.

Принятые допущения позволяют свести общую задачу синтеза к синтезу двух парциальных линз Моргана для четных U_e и нечетных U_o волн, названных в работе [20] четной и нечетной линзами. Отличие их друг от друга состоит в том, что они окружены и излучают соответственно в среды с разными коэффициентами преломления $n_{v,o} = 1 \pm \Delta n$. Разность коэффициентов преломления Δn является одним из начальных условий синтеза. Как показано в работе [20], оно определяет потери в линзе, обусловленные неполной перекачкой энергии с одного слоя на другой.

Структура слоев линзы Моргана показана на рис. 2. Она состоит из оболочки с постоянным коэффициентом преломления n_0 и центральной части с переменным коэффициентом преломления, зависящим от радиальной координаты $n(r)$. Под коэффициентом преломления мы понимаем коэффициент замедления четной и нечетной волн системы связанных ПВ: U_e, U_o .

Отметим также, что принятые допущения позволяют осуществить первый этап синтеза двухслойной линзы в общем виде, не конкретизируя

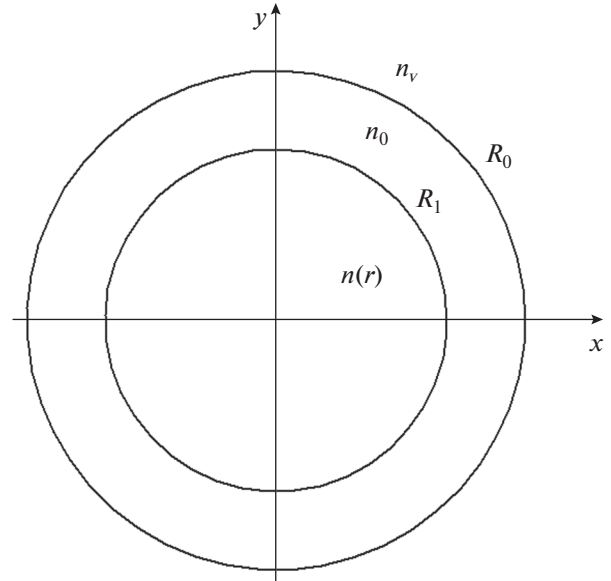


Рис. 2. Структура слоев линзы Моргана.

вид ПВ. На этом этапе определяем функции $n_{e,o}(r)$, где индексы e,o соответствуют четной и нечетной линзам. Пример синтеза коэффициентов преломления показан на рис. 3. Кривые получены при $R_0 = 1.41, \Delta n = 0.019, n_{oe} = 1.447, n_{oo} = 1.393$. На рис. 3 использована нормированная радиальная координата, равная единице на внутренней границе оболочки. Синтез линз Моргана проводили по методике, описанной в [19].

Отметим, что полученные кривые не имеют разрывов. Наличие скачков коэффициента преломления на внутренней границе оболочки связано с выбором параметра R_0 . Мы специально выбирали его так, чтобы скачки отсутствовали, так как разрывы коэффициента преломления являются источником появления нежелательных отраженных волн и волн излучения.

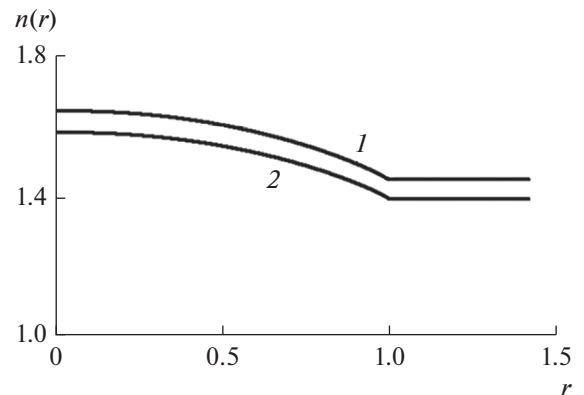


Рис. 3. Зависимость коэффициентов преломления четной (1) и нечетной (2) линз от нормированного радиуса.

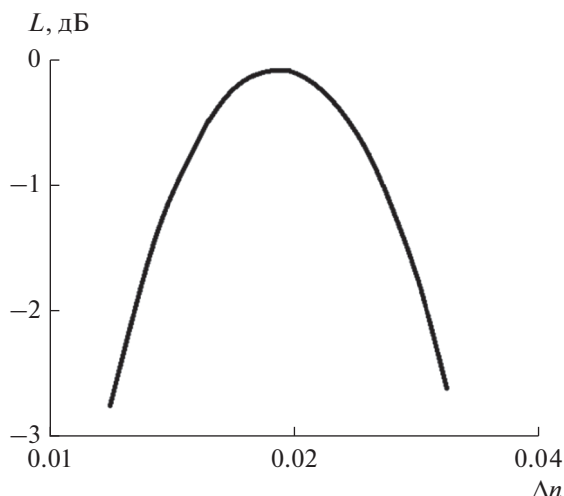


Рис. 4. Зависимость потерь в двухслойной линзе Моргана от параметра Δn .

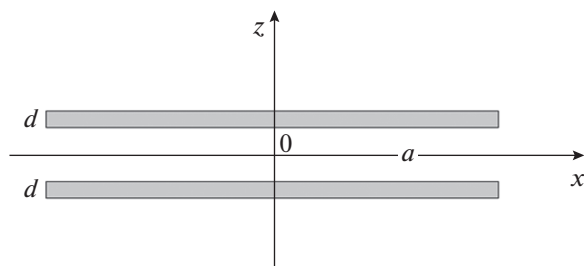


Рис. 5. Связанные диэлектрические пластины.

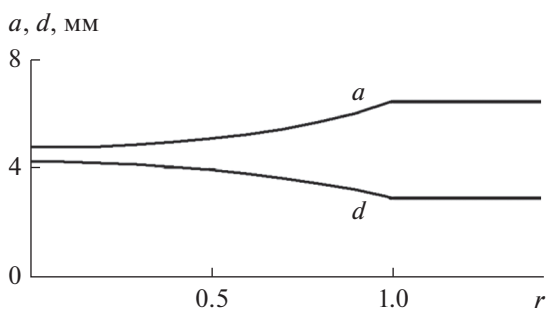


Рис. 6. Зависимость параметров диэлектрических пластин от нормированного радиуса.

Оценка потерь в двухслойной линзе Моргана невозможна без задания параметров источника поля, облучающего линзу. В работе [20] рассматривался идеализированный источник, который создает в выходной апертуре линзы равномерное амплитудное распределение. Для такого источника была получена зависимость потерь L от параметра Δn (рис. 4). Нетрудно увидеть, что при $\Delta n = 0.019$ потери достигают минимального значе-

ния, равного 0.2 дБ. Возможность получения столь низкого уровня потерь свидетельствует о практически полной перекачке энергии из одного ПВ в другой.

Второй этап синтеза требует конкретизации типа ПВ. В качестве ПВ мы использовали диэлектрические пластины (рис. 5) с относительной проницаемостью ϵ , переменными толщиной d и расстоянием между ними a .

Известно [22], что в диэлектрической пластине могут распространяться E - и H -волны, имеющие нулевые компоненты магнитного H_z и электрического E_z полей соответственно. В рамках принятой модели они распространяются независимо друг от друга. Мы дополнительно допускаем, что источник поля, облучающий линзу, селективно возбуждает волны одного типа.

Рассмотрим магнитные волны, имеющие вектор электрического поля, ориентированный в горизонтальной плоскости. Коэффициенты преломления четной и нечетной линз определим из решения дисперсионных уравнений для четных и нечетных магнитных волн двух одинаковых связанных пластин. Они хорошо известны в литературе. Поэтому приведем их без вывода:

$$q_e p_e \cos q_e d (\operatorname{ch} p_e a + \operatorname{sh} p_e a) - \sin q_e d (q_e^2 \operatorname{ch} p_e a - p_e^2 \operatorname{sh} p_e a) = 0, \quad (1)$$

$$q_o p_o \cos q_o d (\operatorname{ch} p_o a + \operatorname{sh} p_o a) + \sin q_o d (q_o^2 \operatorname{ch} p_o a - p_o^2 \operatorname{sh} p_o a) = 0, \quad (2)$$

$$p_{e,o} = k \sqrt{n_{e,o}^2 - 1},$$

$$q_{e,o} = k \sqrt{\epsilon - n_{e,o}^2}.$$

Здесь k – волновое число свободного пространства. Уравнения (1), (2) решаются относительно переменных a , d . При этом значения коэффициентов преломления считаются заданными.

На рис. 6 показаны типичные зависимости толщины пластины и расстояния между ними от нормированного радиуса. Обобщенные параметры линзы приведены выше. Уравнения (1), (2) были решены для частоты $f = 10$ ГГц и $\epsilon = 5$.

3. КОНСТРУКЦИЯ МА И ВЫБОР ЕЕ ПАРАМЕТРОВ

Общая структура МА на основе двухслойной линзы Моргана показана на рис. 7, она состоит из следующих элементов:

- нижний слой, на котором выполнена замкнутая кольцевая решетка из 72 антенн Вивальди;
- верхний (излучающий) слой, содержащий согласующий четвертьволновый трансформатор;
- корректирующее кольцо, расположенное над верхним слоем.

Нижний и верхний слои выполнены из материала с $\epsilon = 5$. Толщина слоев и расстояние между ними выбраны в соответствии с результатами синтеза (см. рис. 6).

Элемент кольцевой решетки показан на рис. 8. Он представляет собой плавно расширяющуюся по экспоненциальному закону щелевую линию передачи. Слева она нагружена на сосредоточенный порт, к которому присоединен короткозамкнутый шлейф. Ширина щелевой линии в месте включения порта $w = 1$. Все размеры здесь и далее приводятся в миллиметрах.

Многолучевая антенна была рассчитана для работы в диапазоне с центром на частоте $f_0 = 10$ ГГц. Выбор параметров облучающей решетки требует пояснения механизма формирования излучения. Отметим, что решетка расположена на нижнем слое в области, где распределенная связь с верхним слоем отсутствует. Таким образом, на первом этапе она излучает в уединенную пластину. Ее коэффициент преломления n_p при выбранных параметрах равен 1.425. Излученное в пластину поле доходит до границы двухслойной линзы и возбуждает четные и нечетные волны. Их показатели преломления в оболочке равны 1.45 и 1.4. Таким образом, на границе линзы имеется небольшой скачок коэффициента преломления.

Задача облучателя – сформировать в плоскости XOY расходящийся двумерный пучок поверхностных волн, падающий на линзу Моргана. Этот пучок принято описывать в терминах ДН $F(\alpha)$, которая выражает зависимость интенсивности поля пучка от угла α (рис. 9). На рис. 9 источник имеет фазовый центр в точке $\varphi = \pi$.

Типовым требованием к ДН облучателя является ее уменьшение до уровня -10 дБ на краях оптической системы. В нашем случае линза видна под углом 45° . Следовательно, ее облучатель должен создавать ДН, спадающую при $\alpha = \pm\pi/4$ на 10 дБ относительно максимума при $\alpha = 0$.

Оценим ДН облучателя в рамках двумерной модели, показанной на рис. 10. Считаем, что поле реального облучателя с размером $2a$ близко к полю плоской волны, распространяющейся слева направо вдоль оси Ox в среде с показателем преломления n_p . Используя теорему эквивалентности, заменим ее эквивалентными электрическим и магнитным токами и найдем ДН поля создаваемого этими токами в среде с коэффициентом преломления n . Полагаем, что структура двумерная, т.е. поле в ней не зависит от координаты z . В частном случае, когда $n = n_p$, нормированная ДН имеет следующий простой вид:

$$F(\alpha) = \frac{\sin(kn_p a \sin \alpha)}{2kn_p a \sin \alpha} (1 + \cos \alpha). \quad (3)$$

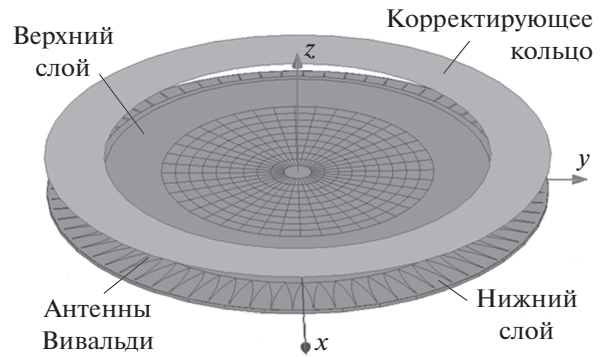


Рис. 7. Многолучевая антенна на основе двухслойной линзы Моргана.

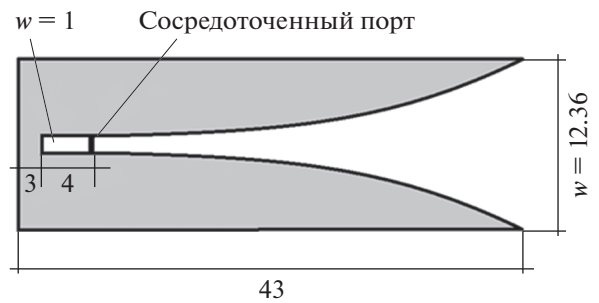


Рис. 8. Антенна Вивальди.

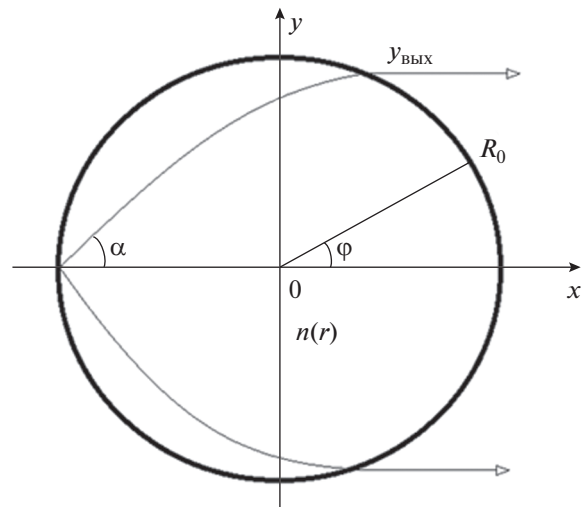


Рис. 9. Формирование поля в линзе Моргана.

На рис. 11 представлена рассчитанная по формуле (3) ДН для $f = 10$ ГГц и $a = 12.3$. Нетрудно заметить, что при $\alpha = \pm\pi/4$ ДН спадает на -13 дБ, т.е. сформулированное выше требование выполняется с запасом.

Следует отметить, что из-за разницы в коэффициентах преломления четная и нечетная вол-

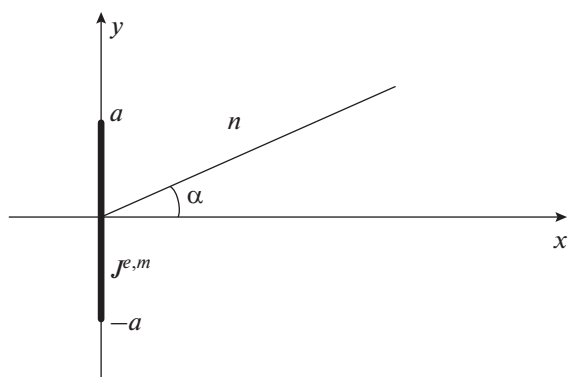


Рис. 10. Двумерная модель.

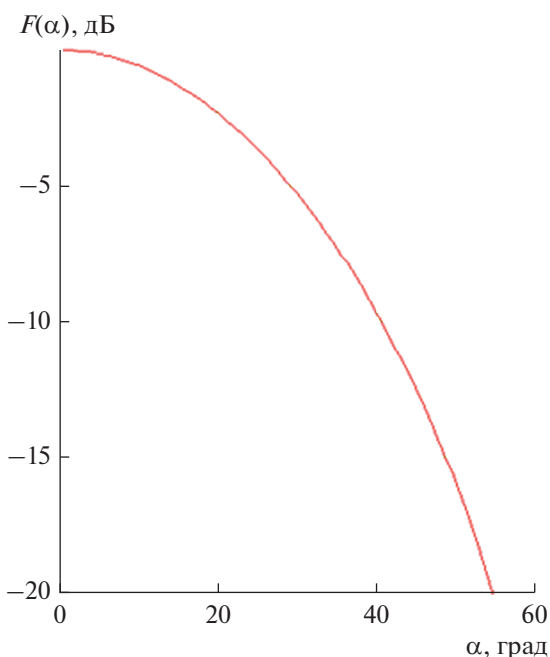


Рис. 11. Диаграмма направленности облучателя линзы Морган.

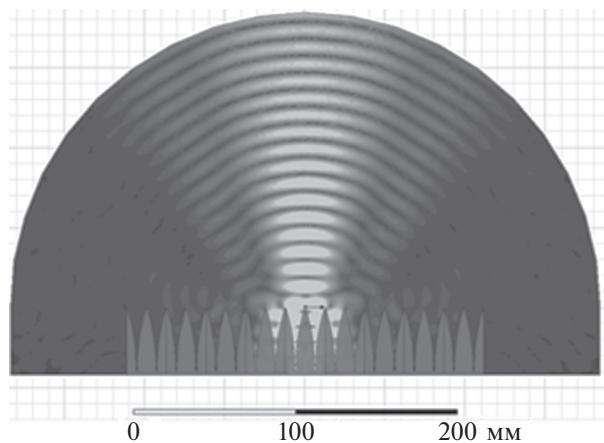


Рис. 12. Тестовая линейная решетка и создаваемое ею поле в диэлектрической пластине.

ны имеют разные ДН. Однако это отличие весьма мало и несущественно сказывается на ширину ДН, поэтому в рамках предварительной оценки их можно считать одинаковыми и совпадающими с ДН (рис. 11).

Таким образом, мы предварительно определили размер облучателя линзы, который равен 24.7. Переходя к выбору периода решетки, необходимо отметить, что, как показано в работе [23], он не должен существенно превышать половину длины волны в среде, в которую решетка излучает. При нарушении этого условия в решетке наблюдаются паразитные резонансные эффекты. В нашем случае на частоте 10 ГГц длина волны равна 21.1, поэтому выбирать период решетки 24.7 нецелесообразно. Лучше взять период равным 12.35 и использовать в качестве облучателя пару возбужденных синфазно антенн Вивальди. В этом случае мы имеем требуемую ширину ДН и период решетки, незначительно превышающий его предельное значение.

Для проверки приближенной двумерной модели был проведен в системе HFSS электродинамический расчет тестовой структуры в виде линейной решетки антенн Вивальди, излучающих в пластину с параметрами, приведенными выше. Тестовая структура и распределение создаваемого ею поля в пластине показаны на рис. 12. Период решетки равен 12.35, а распределение поля получено при синфазном возбуждении двух каналов решетки.

Из рис. 12 видно, что основная часть потока мощности поля в пластине сконцентрирована в секторе углов $\pm 45^\circ$, что подтверждает правильность выбора параметров облучателя, сделанного с помощью приближенной модели.

Проектирование решетки облучателей требует также выбора сопротивления порта R_p и длины шлейфа L_s . Для решения этой задачи рассматривалась еще одна тестовая структура (рис. 13).

Данная структура представляет собой отрезок щелевой линии передачи, нагруженный слева на волновой порт, а справа на входную часть антенны Вивальди в виде сосредоточенного порта со шлейфом. Параметры входной части выбирались



Рис. 13. Тестовая структура для выбора параметров входной части антенны Вивальди.

таким образом, чтобы минимизировать коэффициент отражения тестовой структуры в окрестности частоты 10 ГГц. В результате оптимизации сопротивление порта было взято равным 100 Ом, а длина $L_s = 4$. Частотная зависимость коэффициента отражения для выбранных параметров показана на рис. 14.

Еще один оптимизированный элемент МА – четвертьволновый трансформатор, расположенный на верхнем слое. Непосредственное излучение поверхностной волны из пластины с проницаемостью $\epsilon = 5$ связано с ее отражением от обрыва пластины. Четвертьволновый трансформатор предназначен для улучшения согласования верхнего слоя. Он представляет собой кольцо толщиной t и длиной L .

Модель, которая использовалась в системе HFSS для оптимизации трансформатора, показана на рис. 15. Она представляет собой волновод, внутри которого расположена диэлектрическая пластина с трансформатором. Боковые стенки волновода идеально проводящие. В этом случае основная волна имеет вектор электрического поля, ориентированный в плоскости XOY , так же как поверхностная волна ПВ. В силу принципа зеркального изображения волновод на рис. 15 эквивалентен бесконечной по оси Ox пластине, на границу которой по нормали, т.е. вдоль оси Oy , падает поверхностная волна.

Параметры t и L были выбраны из условия минимизации коэффициента отражения в тестовой структуре (см. рис. 15). В результате оптимизации они были выбраны равными 1.5 и 7 соответственно. Частотная зависимость трансформатора с такими размерами показана на рис. 16.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МНОГОЛУЧЕВОЙ АНТЕННЫ

В ходе численного моделирования программа HFSS рассчитывала электромагнитное поле в многолучевой антенне, которая возбуждалась облучателями в виде пар антенн Вивальди, расположенными на противоположных сторонах линзы Моргана при $\varphi = 0.180^\circ$. Далее находились вторичные характеристики устройства в виде его ДН, коэффициента направленного действия и коэффициента усиления.

На рис. 17а, 17б соответственно изображены распределения интенсивности электрического поля в МА на нижнем и верхнем слоях. Картины поля получены для возбудителя расположенного при $\varphi = 0^\circ$ на частоте 10 ГГц. Из рис. 17а хорошо видно ослабление поля при удалении от точки возбуждения, а из рис. 17б – увеличение интенсивности при движении в том же направлении,

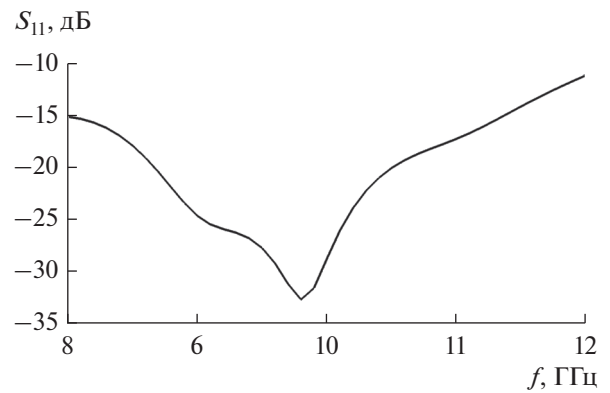


Рис. 14. Частотная зависимость коэффициента отражения тестовой структуры.

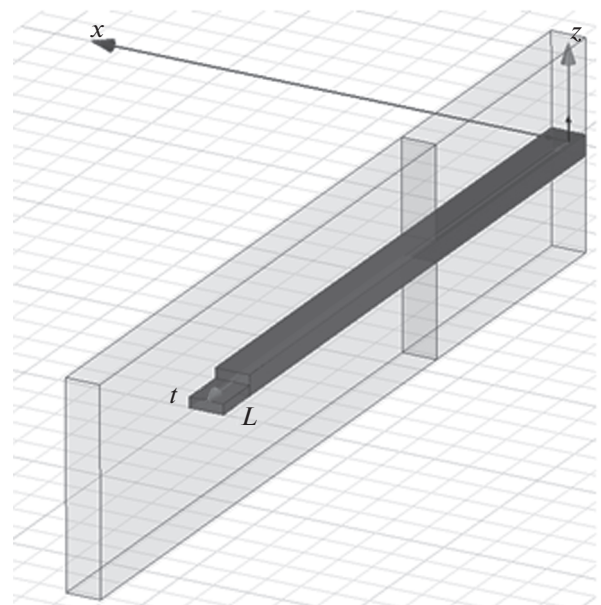


Рис. 15. Модель четвертьволнового трансформатора.

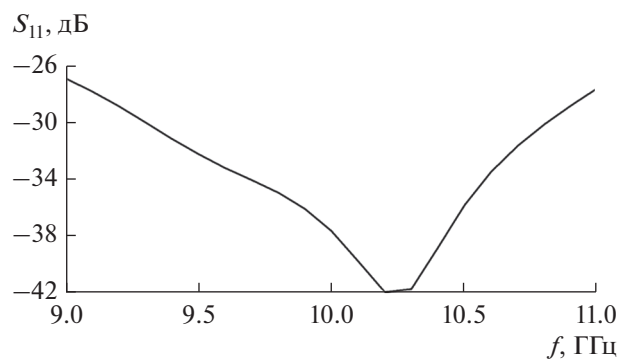


Рис. 16. Частотная характеристика четвертьволнового трансформатора.

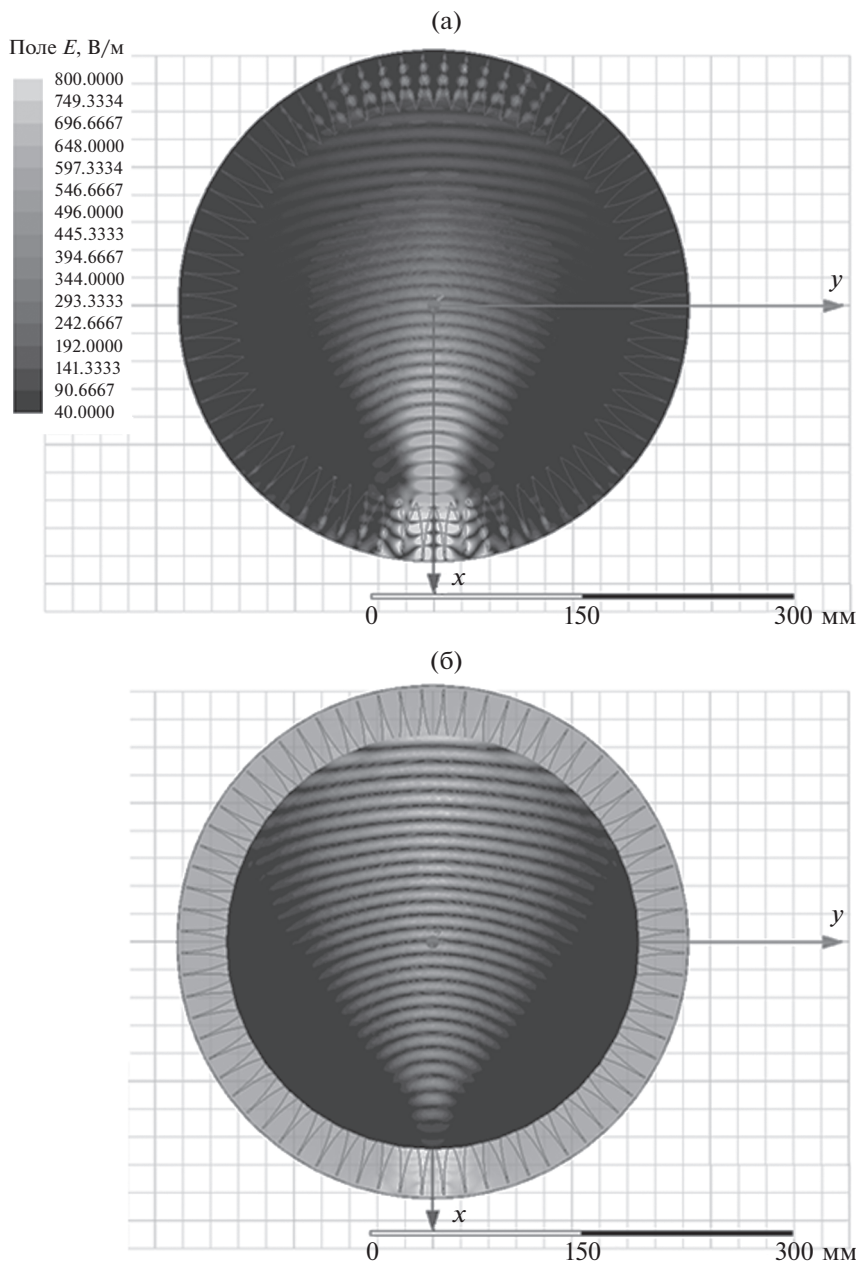


Рис. 17. Распределение интенсивности электрического поля на нижнем (а) и верхнем (б) слое.

что свидетельствует о передаче энергии с нижнего слоя на верхний.

На рис. 18 представлено распределение интенсивности электрического поля в обоих слоях структуры в продольной плоскости XOZ . Данное распределение наглядно демонстрирует процесс передачи электромагнитной энергии с нижнего слоя на верхний. Видно, что по мере распространения волны, возбужденной на нижнем слое в направлении слева направо, ее амплитуда уменьшается и на правой границе слоя становится достаточно малой. В то же время амплитуда волны на верх-

нем слое, наоборот, монотонно нарастает и на правой его границе достигает максимума. Далее волна излучается в свободное пространство.

Первые расчеты ДН проводились в МА без корректирующего кольца (см. рис. 7). В результате было обнаружено, что антенна имеет остронаправленную ДН в азимутальной плоскости и широкую ДН в угломерной плоскости. Однако максимум ДН в угломерной плоскости был приподнят примерно на $7^\circ \dots 9^\circ$. Данный эффект связан с негативным влиянием облучателей, которое существенно ослаблено благодаря двухслойной структуре линзы

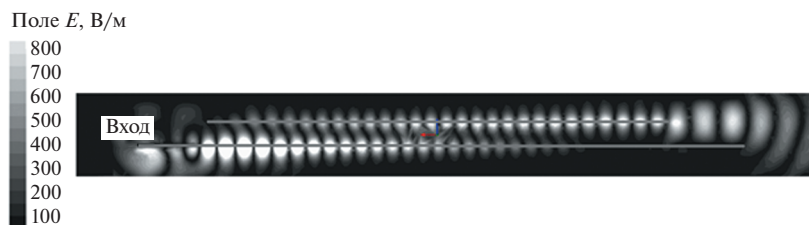


Рис. 18. Распределение интенсивности электрического поля в продольной плоскости XOZ.

Моргана, но полностью не устранено. Для восстановления симметрии ДН в конструкцию антенны было введено металлическое корректирующее кольцо. Смысл его использования в том, что между кольцом и металлизацией антенн Вивальди образуется плоский волновод, основная волна которого имеет симметричное распределение поля по оси Oz . Указанная симметрия должна обеспечивать симметрию ДН в угломестной плоскости, а ее максимум должен располагаться при $\theta = 90^\circ$.

В целом использование корректирующего кольца оправдало себя. На рис. 19 представлена полученная зависимость коэффициента усиления от угла места. Некоторая несимметрия ДН сохранилась, однако ее максимум находится в горизонтальной плоскости при $\theta = 90^\circ$.

Диаграмма направленности в азимутальной плоскости показана на рис. 20. Более подробно главный ее луч представлен на рис. 21, из которого следует, что ширина ДН по уровню -3 дБ равна 7.5° . При этом уровень первых боковых лепестков близок к значению -20 дБ относительно максимума ДН. Такой уровень боковых лепестков соответствует косинусоидальному амплитудному распределению в раскрыве антенны с нулями на краях. Размер излучающей апертуры равен 280. Известная [21] оценка для ширины ДН дает значение 7.34° , которое весьма близко к результату, полученному численно.

В заднем полупространстве наблюдается рост интенсивности излучения. Однако уровень дальних боковых лепестков не превосходит значения -15 дБ.

Следует отметить, что распределения полей, показанные на рис. 17а и 18 не позволяют однозначно оценить уровень энергии, оставшейся на нижнем слое. Этот параметр во многом определяет коэффициент полезного действия антенны и, следовательно, ее коэффициент усиления. Если исходить из рис. 17а, то, по крайней мере визуально, можно сделать вывод о том, что существенная часть энергии осталась на нижнем слое и поглотилась согласованными нагрузками, расположенными в антеннах Вивальди. В то же время из

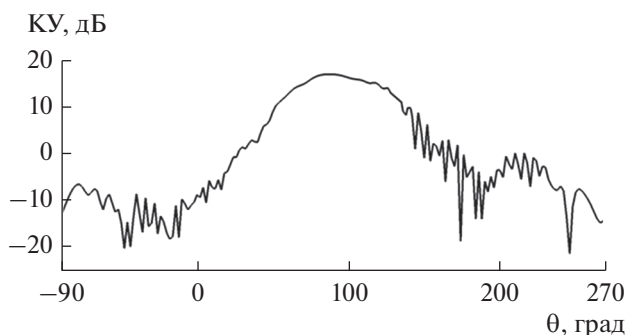


Рис. 19. Диаграмма направленности МА в угломестной плоскости.

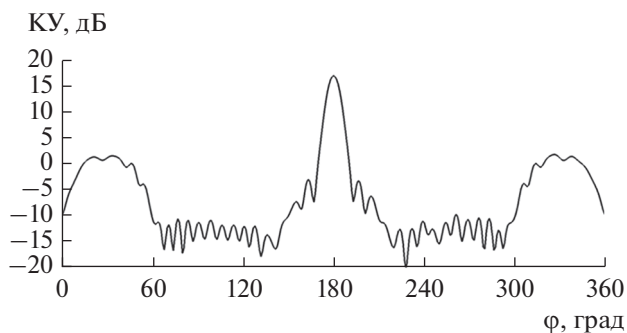


Рис. 20. Диаграмма направленности МА в азимутальной плоскости.

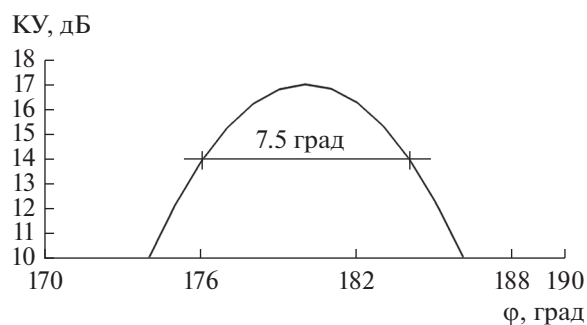


Рис. 21. Главный луч ДН в азимутальной плоскости.

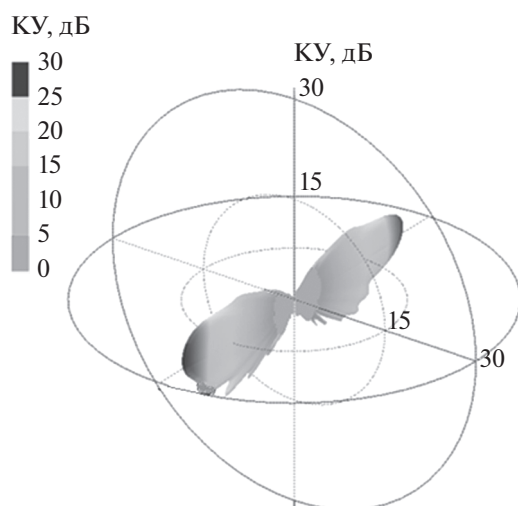


Рис. 22. Диаграмма направленности МА при одновременной работе двух каналов.

рис. 18 следует, что поле на нижнем слое пренебрежимо мало, т.е. энергия практически полностью перешла на верхний слой. Видимо, для однозначного ответа на этот вопрос необходимы дополнительные исследования, выходящие за рамки данной статьи.

Кроме того, была исследована трехмерная ДН МА при одновременной работе двух облучателей, расположенных при $\varphi = 0^\circ$ и 180° (рис. 22). Картина на рис. 22 показывает возможность параллельной работы каналов, находящихся на противоположных сторонах линзы Моргана, т.е. каналов в наибольшей степени “мешающих” друг другу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью данной работы была проверить путем численного эксперимента принципов построения двухслойных градиентных линз, изложенных в [18, 20]. Представленные результаты показывают, что двухслойная линза Моргана действительно в существенной степени ослабляет эффект затенения, за счет чего расширяется сектор обзора МА на ее основе. Тем не менее следует отметить и выявленные проблемы. С нашей точки зрения, они связаны с конкретным видом облучателя исследованной линзы в виде антенны Вивальди. Оказалось, что влияние кольцевой решетки ослабляется, но устраняется не полностью. Ее негативное влияние сказалось преимущественно на форме ДН, которая стала несимметричной относительно плоскости $\theta = 90^\circ$. Для устранения данного эффекта пришлось ввести в конструкцию антенны корректирующее кольцо, использование которого изначально не планировалось.

Следует также отметить, что указанное влияние возбуждающей линзы решетки не привело к радикальному искажению ДН, какое имеет место в традиционных однослойных вариантах МА на основе градиентных осесимметричных линз. Оно проявилось лишь в нарушении симметрии формы ДН, которое удалось устранить путем использования простого дополнительного элемента. Тем не менее проблема оптимизации конструкции возбуждателя двухслойной линзы остается актуальной задачей, которая может быть предметом дальнейших исследований.

Также необходимо отметить, что полученные в работе результаты в целом подтверждают предложенную ранее приближенную методику синтеза двухслойной линзы [20], основанную на теории связанных волн и геометрической оптике.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке бюджетного финансирования в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rotman W. // IRE Trans. 1958. V. AP-6. № 1. P. 96.
2. Adachi S., Rudduck R., Walter C. // IRE Trans. 1961. V. AP-9. № 4. P. 353.
3. Банков С.Е. Интегральная СВЧ-оптика. М.: Физматлит, 2018.
4. Cheng Y.J., Hong W., Fan Ke Wu Y. // IEEE Trans. 2011. V. AP-59. № 1. P. 40.
5. Albani M., Ettorre M., Maci S. et al. // 2006 First European Conf. on Antennas and Propagation. Nice. 6–10 Nov. N.Y.: IEEE, 2006. P. 4585023, <https://doi.org/10.1109/eucap.2006.4585023>
6. Ettorre M., Sauleau R., Le Coq L. // IEEE Trans. 2011. V. AP-59. № 4. P. 1093.
7. Банков С.Е., Фролова Е.В. // РЭ. 2017. Т. 62. № 5. С. 489.
8. Wan X., Shen X., Luo Y., Cui T.J. // Laser & Photonics Review. 2014. V. 8. № 5. P. 757.
9. Yao K., Jiang X., Chen H. // New J. Phys. 2012. V. 14. № 2. P. 023011.
10. Kwon D.-H., Werner D.H. // New J. Phys. 2008. V. 10. № 11. P. 115023.
11. Quevedo-Teruel O., Tang W., Hao Y. // Opt. Lett. 2012. V. 37. № 23. P. 4850.
12. Kong F., Wu B.-I., Kong J.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. № 25. P. 253509. <https://doi.org/10.1063/1.2826283>
13. Rahm M., Cummer S.A., Schurig D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V.100. № 6. P. 063903.
14. Prado D.R., Osipov A.V., Quevedo-Teruel O. // Opt. Lett. 2015. V.40. № 6. P. 926.

15. *Tehrani B.K., Bahr R.A., Su W. et al.* // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp., Honolulu. 4–9 Jun. 2017. N.Y.: IEEE, 2017. P. 1756. <https://doi.org/10.1109/MWSYM.2017.8058985>
16. *Ахияров В.В., Калошин В.А., Никитин Е.А.* // Журн. радиоэлектроники. 2014. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/18/text.pdf>.
17. *Clapp R.E.* // IEEE Trans. 1984. V. AP-32. № 7. P. 661.
18. *Банков С.Е.* // Журн. радиоэлектроники. 2012. № 12. <http://jre.cplire.ru/jre/dec12/6/text.html>.
19. *Morgan S.P.* // J. Appl. Phys. 1958. V. 29. № 9. P. 1358.
20. *Банков С.Е.* // 2020 7th All-Russian Microwave Conf. (RCM). Moscow. 25–27 Nov. N.Y.: IEEE, 2020. P. 171.
21. *Сазонов Д.М.* Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. школа, 1988.
22. *Унгер Г.Г.* Оптическая связь. М.: Связь, 1979.
23. *Банков С.Е., Курушин А.А.* // Журн. радиоэлектроники. 2013. № 6. <http://jre.cplire.ru/jre/jun13/4/text.html>.