

ISSN 0033-8494

Том 68, Номер 9

Сентябрь 2023



РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 68, номер 9, 2023

К 70-ЛЕТИЮ ИРЭ ИМ. В.А. КОТЕЛЬНИКОВА РАН

- Микрополосковая диаграммобразующая схема для формирования секторной диаграммы направленности элемента линейной решетки
С. Е. Банков, Е. В. Фролова 835
- Замедляющая среда для широкополосных линзовых антенн на основе гофрированных металлических поверхностей
В. А. Калошин, Буй Ван Чунг 845
- Влияние сильного локального атмосферного возмущения на резонансную структуру ближнего поля низкочастотной рамочной антенны, расположенной в ионосфере Земли
А. В. Мошков 852
- Исследование сверхпроводниковых линий передачи и туннельных переходов для детектирования сигналов на частоте выше 1 ТГц
Н. В. Кинев, А. М. Чекушкин, Ф. В. Хан, К. И. Рудаков 858
- Параметрическое семейство фильтров с конечной импульсной характеристикой на основе сплайнов и метод поиска оптимального параметра
К. А. Будунова, В. Ф. Кравченко 864
- Исследование помехоустойчивости оптимального посимвольного приема частотно-эффективных сигналов с корректирующим кодированием в недвоичных полях Галуа
Л. Е. Назаров 873
- Активизация нового оползневого процесса на Буре по данным интерферометрических измерений радаром PALSAR-2
Л. Н. Захарова, А. И. Захаров, С. А. Никитов 879
- Электромагнитные волны в односторонне металлизированном касательно намагниченном бигиротропном слое (с примером расчета характеристик спиновых волн)
Э. Г. Локк, С. В. Герус 884
- Влияние нелинейности на особую точку в системе связанных осцилляторов Дуффинга
О. С. Темная, А. Р. Сафин, О. В. Кравченко, С. А. Никитов 893
- Сравнение методов расчета сверхпроводниковых интегральных структур с помощью полуаналитического расчета и в программах численного трехмерного моделирования
Ф. В. Хан, А. А. Атепалихин, Л. В. Филиппенко, В. П. Кошелец 897
- Моделирование частотных характеристик волноводной структуры гетеродинного приемника с разделением боковых полос для диапазона 211...275 ГГц
И. В. Третьяков, А. В. Худченко, Р. А. Черный, С. Ф. Лихачев 904
- Технология экспериментов нетеплового воздействия мощных электромагнитных импульсов на естественные и искусственные среды
В. А. Вдовин, Р. А. Денисов, С. А. Сапецкий, В. А. Черепенин 910
- Эффект Франца–Келдыша в структурах кремний–сверхтонкий (3.7 нм) окисел–поликремний
Д. А. Белорусов, Е. И. Гольдман, Г. В. Чучева 917

Магнетронное осаждение пленок гексаферрита бария из мишени стехиометрического состава <i>В. А. Лузанов</i>	921
Металл–полупроводник–металл-детекторы ZnS/GaP для ультрафиолетовой и видимой части спектра с электрически перестраиваемой спектральной фоточувствительностью <i>С. В. Аверин, В. А. Житов, Л. Ю. Захаров, В. М. Котов, М. П. Темиряева</i>	924
Метод корреляционного приема радиосвета с пространственным разрешением и его реализация <i>М. М. Петросян, А. И. Рыжов</i>	930

МИКРОПОЛОСКОВАЯ ДИАГРАММОБРАЗУЮЩАЯ СХЕМА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СЕКТОРНОЙ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЭЛЕМЕНТА ЛИНЕЙНОЙ РЕШЕТКИ

© 2023 г. С. Е. Банков^а *, Е. В. Фролова^а

^а *Институт 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 04.04.2022 г.

После доработки 10.11.2022 г.

Принята к публикации 21.11.2022 г.

Рассмотрена микрополосковая диаграммообразующая схема, предназначенная для формирования секторной диаграммы направленности линейной антенной решетки. Предложен приближенный метод синтеза устройства, включающий анализ бесконечной периодической системы связанных микрополосковых линий. По найденным обобщенным параметрам структуры выбраны конструктивные параметры схемы. Проведен в системе HFSS ее электродинамический анализ, рассчитано в полосе частот формируемое в выходных каналах амплитудно-фазовое распределение. Разработан, изготовлен и экспериментально исследован образец устройства, обеспечивающий в полосе частот до 80% формирование требуемого амплитудно-фазового распределения. На основе полученных экспериментальных данных в системе HFSS проведено моделирование диаграммообразующей схемы с линейной решеткой рупоров и показано, что элементы такой решетки имеют диаграммы направленности близкие к прямоугольным.

DOI: 10.31857/S0033849423080028, EDN: ZIPKME

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задача создания решеток, элементы которых имеют секторные диаграммы направленности (ДН) давно известна в теории и технике антенн. Многие результаты, полученные в данной области обобщены в монографии [1]. Решетки с секторными ДН могут иметь различное применение: с их помощью возможно уменьшить число элементов решеток, сканирующих в ограниченном секторе углов; они используются при создании антенн с контурными ДН; применяются также в качестве облучателей квазиоптических (зеркальных и линзовых) многолучевых антенн (МА).

Рассмотрим особенности проектирования и применения решеток с секторными ДН на примере облучателей МА. Под секторной ДН здесь и далее будем понимать ДН, близкую по форме к прямоугольной. Такая ДН близка к константе в некотором секторе углов и резко спадает за его пределами.

В ряде случаев МА должна формировать систему близко расположенных узких лучей с высоким уровнем пересечения. Такое требование типично, например, для систем радиовидения, формирующих изображение объекта в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне. Можно показать, что для созда-

ния набора таких лучей зеркало или линза должны облучаться набором источников, имеющих перекрывающиеся амплитудно-фазовые распределения (АФР) [2]. Эти источники располагаются на фокальной поверхности оптической системы (ОС) и сдвинуты в пространстве друг относительно друга. Если для облучения ОС используется решетка, то такое АФР может быть сформировано только с использованием группы элементов решетки. Возбуждение группы элементов невозможно в решетке с изолированными каналами, оно требует применения специальной диаграммообразующей схемы (ДОС), формирующей требуемое АФР. Такая схема в общем случае имеет N входных и M выходных портов. Выходные порты соединяются со входами элементарных излучателей решетки.

Когда ДОС возбуждается со стороны входного порта с номером n , на выходных портах возникают волны с комплексными амплитудами $U_{m,n}$, где m – номер выходного порта. Каждый набор амплитуд $U_{m,n}$, $n = 1, \dots, N$, $m = 1, \dots, M$, формирует кластер, облучающий ОС. Обычно линейная ДОС создает АФР, близкое к функции $\sin x/x$:

$$U_{m,n} = \sin(\pi(m/a - n)/(m/a - n)), \quad (1)$$

где a – некоторое целое число. Нетрудно увидеть, что при определенных допущениях АФР (1) создает в пространстве ДН, близкую к секторной. Отметим также, что уровень пересечения функций (1) с номерами n , $n \pm 1$ определяет уровень пересечения лучей МА. Соотношение (1) задает технические требования к ДОС, которая должна формировать указанное АФР в полосе частот, а также отвечать стандартным требованиям по согласованию и развязке своих каналов.

В последние десятилетия было предложено много вариантов обсуждаемых ДОС. Одна из первых схем описана в работе [3]. Она содержит две матрицы Батлера, соединенные линиями передачи. Матрица Батлера – это весьма сложное устройство, имеющее много входов и выходов. Поэтому позднее она была заменена ОС [4].

Диаграммообразующая схема, предложенная в [5], имеет сравнительно простую конструкцию, которая включает направленные ответвители и делители, однако это устройство подходит только для решеток двухмодовых рупоров.

Схема, описанная в работе [6], также имеет простую структуру. Ее достоинством является возможность создания ДН с очень крутыми фронтами. Однако она имеет очень узкую полосу рабочих частот, так как элементы решетки возбуждаются последовательно, как в решетках с частотным сканированием.

Полезные модификации ДОС [6] были предложены в [7, 8]. Описанные в них схемы намного сложнее исходного устройства и содержат большое число направленных ответвителей и пересекающихся линий передачи.

В работе [9] предложен обобщенный метод синтеза ДОС, который позволяет создавать подрешетки с произвольным уровнем пересечения АФР. Период простейшей схемы Дюфорта содержит пересекающиеся линии передачи, несколько направленных ответвителей и фазосдвигателей.

Многокаскадная шахматная схема, свободная от многих отмеченных выше недостатков, была предложена в работе [10]. Увеличивая число каскадов, можно создавать ДН с крутыми фронтами, при этом устройство не содержит последовательно включенных элементов, уменьшающих его диапазон рабочих частот.

Подробное сравнение различных ДОС представлено в обзорной работе [11]. Как следует из нее, существует техническое противоречие между сложностью конструкции ДОС и ее электрическими показателями качества, такими как форма ДН, крутизна фронтов ДН и т.д. На первый взгляд сложность устройства не должна играть важной роли, так как обычно ДОС выполняется в виде печатной схемы, для которой сложность топологии проводников не критична. Однако увеличение числа элементов и особенно появление не-

удобных для печатной технологии пересечений линий передачи неизбежно приводит к росту тепловых потерь, т.е. уже к ухудшению электрических показателей качества.

В связи с этим актуальной задачей является поиск в данной области технических решений, сочетающих простоту конструкции и приемлемые технические характеристики. К числу таких решений относятся ДОС на связанных линиях передачи (СЛП). Впервые такая ДОС была описана в работе [12]. Она содержит систему одинаковых СЛП и фазосдвигатели на 90° . Такая ДОС имеет ограниченные возможности в части приближения формируемого АФР к идеальному. Тем не менее, как показано в работе [12], ее применение дает заметное увеличение прямоугловости ДН. При этом ДОС на СЛП имеет весьма простую структуру, в частности, в ней отсутствуют пересечения линий передачи.

Метод синтеза ДОС, представленный в работе [12], не зависит от типа линии передачи. Экспериментальные результаты были получены для связанных двухсторонних шелевых линий [12] и ЕВГ-волноводов [13]. В рамках электродинамического моделирования анализировалась ДОС на связанных диэлектрических волноводах [14].

Отметим, что открытые волноводы в максимальной степени подходят для реализации ДОС на СЛП, так как создание между ними распределенной связи не требует применения каких-либо специальных средств. Например, в случае диэлектрических волноводов их необходимо просто расположить на достаточно близком расстоянии. Отметим также, что ДОС на СЛП не имеют ограничений на число каналов и могут быть как одномерными, так и двумерными [15].

Все упомянутые выше ДОС выполнены в виде СВЧ-многополюсника. Нужно отметить, что это не единственный способ создания решеток с ДН с плоской вершиной. Решить данную задачу возможно и при помощи многомодовых элементов решетки [16], а также за счет связи элементов решетки через свободное пространство [17, 18]. В ряде случаев эти подходы дают хорошие результаты. Однако схемы такого типа относятся к другому классу технических решений, и далее их не обсуждаем.

Хотя теория и практика применения ДОС для решеток с секторными ДН элементов имеет достаточно длинную историю, данная проблема является актуальной и в настоящее время (см., например, [19, 20]). Перспективные схемы для решеток с ограниченным сектором сканирования представлены в [21, 22]. Описанная в работе [22] ДОС представляет собой многослойную микрополосковую схему, с элементарной ячейкой, содержащей три делителя Вилкинсона, два направленных

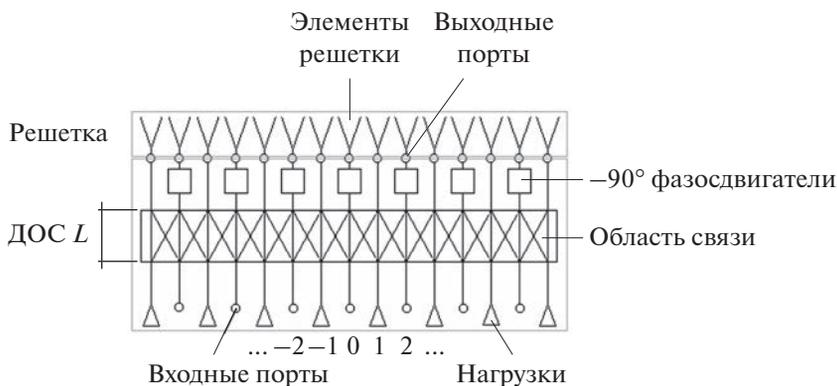


Рис. 1. Структурная схема линейной решетки с ДОС на СЛП.

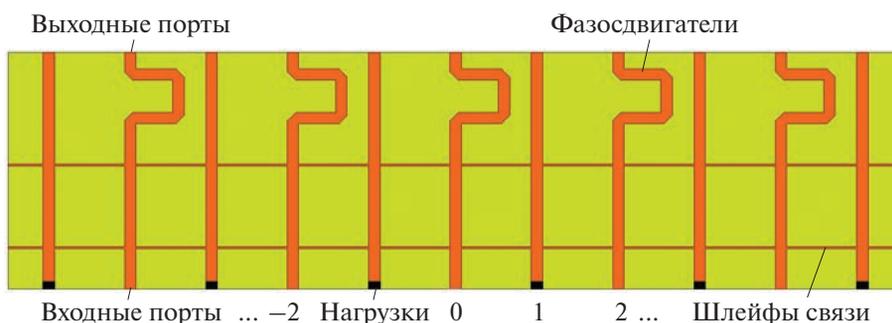


Рис. 2. ДОС на связанных МПЛ.

ответвителя и четыре пересечения микрополосковых линий (МПЛ).

Данная работа посвящена исследованию ДОС на связанных МПЛ. Она является развитием работ [12–15]. Отметим, что МПЛ обладает многими достоинствами и чрезвычайно широко применяется в технике СВЧ и антенн, поэтому ее применение для создания ДОС на СЛП представляет собой интересную и актуальную научно-техническую задачу.

2. СТРУКТУРА ДОС И ЕЕ АНАЛИЗ В РАМКАХ ТЕОРИИ СВЯЗАННЫХ ВОЛН

Диаграммообразующая схема на СЛП вместе с решеткой излучателей схематично показана на рис. 1. Основной частью ДОС является область распределенной связи, представляющей в нашем случае систему одинаковых параллельных связанных МПЛ. Также ДОС включает фазосдвигатели на -90° , включенные в каналы с четными номерами: $n = 2m, m = \dots -1, 0, 1, \dots$. Входные порты с четными номерами формируют входы ДОС, порты с нечетными номерами $n = 2m + 1, m = \dots -1, 0, 1, \dots$ нагружены на согласованные нагрузки. Все выходные порты соединяются со входами излучателей решетки.

На рис. 2 показана топология проводников микрополосковой ДОС на СЛП. Видно, что связь между МПЛ обеспечивается с помощью шлейфов связи, имеющих, как правило, более высокое характеристическое сопротивление Z_{cs} , чем сопротивление основных МПЛ Z_c . Фазосдвигатели выполнены в виде петель МПЛ.

Рассмотрим приближенную модель основной части ДОС – области связи. На первом этапе анализируем бесконечную по осям $0x$ и $0y$ систему МПЛ, показанную на рис. 3а. Она является двумерно-периодической структурой с периодами $P_{x,y}$. Ширины основных МПЛ и шлейфов обозначены как $w_{y,x}$ соответственно.

Источники возбуждения в бесконечной структуре отсутствуют. Таким образом, мы имеем задачу на собственные волны. Поле собственной волны в двумерно-периодической структуре имеет вид

$$U(x + mP_x, y + nP_y) = U(x, y) \exp(-i\gamma_x mP_x - i\gamma_y nP_y), \quad (2)$$

$$n, m = \dots -1, 0, 1, \dots,$$

где n, m – номера периодов, $\gamma_{x,y}$ – постоянные распространения волны по соответствующим осям координат, $U(x, y, z)$ – функция, описывающая поле в периоде с $n, m = 0$. Нулевой период анализируемой решетки показан на рис. 3б. Его центр совпадает с началом координат.

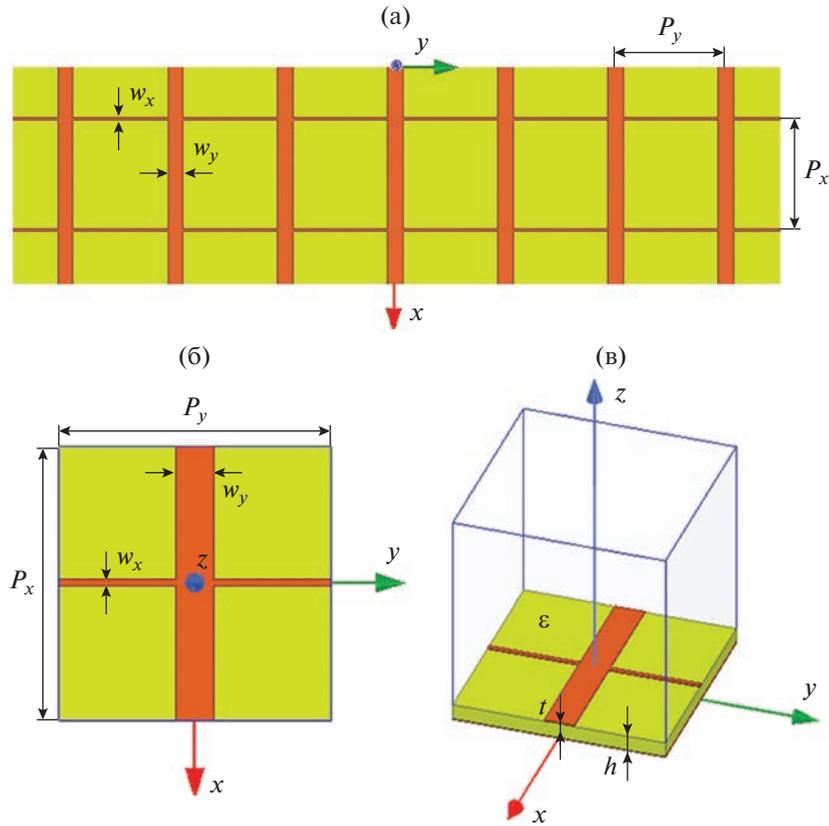


Рис. 3. Бесконечная система связанных МПП (а), ее период (б) и модель в системе HFSS (в).

В работах [12–15] в рамках теории связанных волн показано, что в бесконечной системе СЛП соотношение для постоянной распространения γ_x имеет вид

$$\gamma_x = \gamma_0 + 2C \cos \gamma_y P_y, \quad |\gamma_y P_y| \leq \pi, \quad (3)$$

где γ_0 имеет смысл постоянной распространения уединенной линии передачи, а C – линейный коэффициент связи (ЛКС).

Соотношение (3) отличается от зависимости, получаемой как результат электродинамического моделирования (см. далее разд. 3). Тем не менее, как показали численные расчеты, подбирая параметры γ_0 и C , мы можем с достаточной точностью описать поведение постоянной γ_0 с использованием выражения (3). С его помощью легко решается более сложная задача о структуре области связи конечной длины.

Для этого представим поле в такой структуре в виде суперпозиции частных решений, соответствующих разным значениям постоянной γ_y :

$$U(x + mP_x, y + nP_y) = \frac{P_y}{2\pi} U(x, y) \int_{-\pi/P_y}^{\pi/P_y} \exp(-i\gamma_x mP_x - i\gamma_y nP_y) d\gamma_y. \quad (4)$$

Нетрудно убедиться, что при $m = 0$ поле во всех периодах за исключением нулевого $n = 0$ равно нулю. При произвольном m с учетом выражения (3) получаем

$$U(x + nP_x, y + mP_y) = U(x, y) T_{n,m}, \quad (5)$$

$$T_{n,m} = (-i)^{|n|} J_{|n|}(2CmP_x) \exp(-i\gamma_0 mP_x), \quad (6)$$

где $J_m(x)$ – функция Бесселя.

Ситуация, при которой поле во всех каналах кроме одного равно нулю, соответствует возбуждению данного канала внешним источником. При этом соотношения (5), (6) описывают трансформацию поля при его распространении внутри периодической структуры. Параметр $T_{n,m}$ имеет смысл коэффициента передачи со входного порта с нулевым номером на выходной порт с номером n . Зависимость коэффициентов передачи от индекса n при фиксированном параметре m дает нам АФР на выходе участка связи длиной mP_x .

Приведенный выше вывод основан на предположении, что в периодической структуре волны распространяются вдоль оси Ox только в положительном направлении. На самом деле на стыке участка связи с изолированными МПП возникают отраженные волны, распространяющиеся в противоположном направлении. Поэтому полученный

результат можно использовать только при условии хорошего согласования участка связи. Как показывают более точные численные расчеты и эксперимент, это условие выполняется с высокой точностью.

Отметим, что фазосдвигатели меняют только фазовое распределение. Для оценки амплитудного распределения в выходных портах ДОС мы можем использовать соотношение (6). Из выражения (6) видно, что фазы в каналах меняются с шагом 90° . В то же время идеальное АФР (1) содержит только фазовые сдвиги, кратные 180° . Для устранения этого недостатка используются фазосдвигатели.

На рис. 4 представлено нормированное амплитудное распределение на выходах ДОС, полученное при $q = 2CMP_x = 1.15$. Нормировка проведена так, что амплитуда в центральном канале равна единице. Распределение на рис. 4 получено при возбуждении канала с $n = 0$. При возбуждении соседних каналов с $n = \pm 2$ формируются точно такие же распределения, но смещенные на два канала вправо и влево. Нетрудно заметить, что они пересекаются на весьма высоком уровне 0.73, что критически важно при использовании ДОС в составе облучателя МА с плотным расположением лучей.

Зависимость формы АФР в ДОС на СЛП от параметра q исследовалась в работах [12–15], в которых показано, что оптимальная форма АФР, а следовательно, и максимальная прямоугольность ДН достигаются при q близких к единице.

3. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВОЛН В ОБЛАСТИ СВЯЗИ И ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ДОС

Нетрудно заметить, что поле (2) удовлетворяет на границах периода при $x = \pm P_x/2$, $y = \pm P_y/2$ условиям периодичности. Поэтому для решения поставленной задачи можем воспользоваться системой HFSS в режиме собственных волн (eigenmode). В этом режиме программа находит собственные частоты анализируемой структуры (см. рис. 3в), представляющей собой параллелепипед, на боковых поверхностях которого установлены отмеченные выше условия периодичности. Нижняя и верхняя поверхности – идеально проводящие. Внутри параллелепипеда расположена подложка МПЛ с толщиной h и относительной проницаемостью ϵ . Также внутри анализируемого объема находятся идеально проводящие полосковые проводники толщиной t .

В рамках режима собственных волн мы фиксируем фазовый сдвиг $\Delta\phi_x$ между полями при $x = \pm P_x/2$ и фазовый сдвиг $\Delta\phi_y$ между полями при $y = \pm P_y/2$. Отметим, что в силу (2) получаем

$$\Delta\phi_{x,y} = -\gamma_{x,y}P_{x,y}. \tag{7}$$

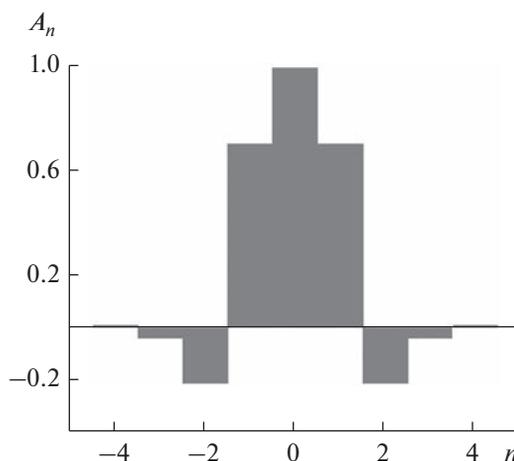


Рис. 4. Амплитудное распределение в выходных портах ДОС.

Решение граничной задачи в режиме собственных волн дает частоту f , на которой выполняются условия (7). Меняя значения $\Delta\phi_{x,y}$, можно получить множество значений соответствующих им частот и, используя процедуру аппроксимации, найти функциональное соотношение следующего вида:

$$\gamma_x = F(\gamma_y, f). \tag{8}$$

Отметим, что аргументами функции F могут также быть геометрические параметры структуры и проницаемость подложки. На данном этапе наибольший интерес для нас представляет зависимость постоянной распространения γ_x от постоянной γ_y .

В численных расчетах вместо постоянной распространения γ_x мы использовали более удобный безразмерный параметр – коэффициент замедления $U = \gamma_x/k$, где k – волновое число свободного пространства. На рис. 5 показана частотная зависимость коэффициента замедления. Кривые 1, 2 получены для $w_x = 0.5$, $w_y = 2.8$, $P_x = 17.6$, $P_y = 21.1$, $\epsilon = 4.4$, $\text{tg}\delta = 0.02$, $h = 1.5$, $t = 0.07$. Здесь δ – угол диэлектрических потерь материала подложки МПЛ, в качестве которого был выбран стеклотекстолит FR-4. Кривые 1, 2 соответствуют крайним значениям фазового сдвига $\Delta\phi_y = 0^\circ, 180^\circ$.

Из рис. 5 можно сделать важный вывод, выходящий за рамки результатов теории связанных волн (см. разд. 2). Видно, что кривые 1, 2, соответствующие функциям $U(f, 0)$, $U(f, 180)$, имеют характерные точки, в которых

$$U(f, 0) = 1, \quad U(f, 180) = 0. \tag{9}$$

Соотношения (9) можно рассматривать как уравнения относительно частоты. Их решения дают нам две частоты $f_1 < f_2$, которые позволяют оценить

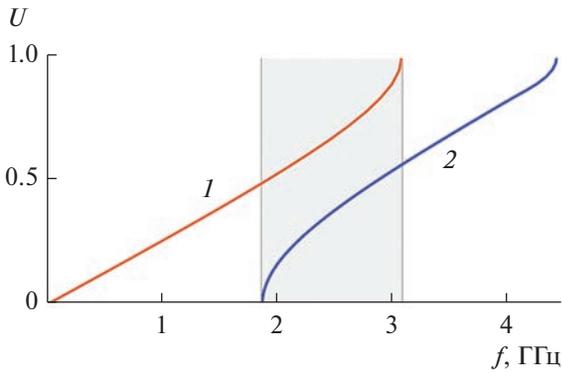


Рис. 5. Зависимость коэффициента замедления от частоты при $\Delta\varphi_y = 0^\circ$ (1) и 180° (2).

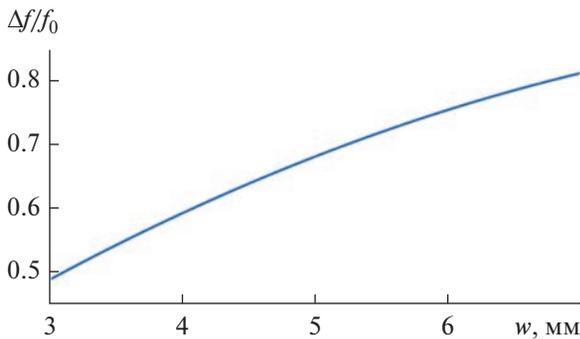


Рис. 6. Зависимость относительной полосы частот ДОС от ширины МПЛ.

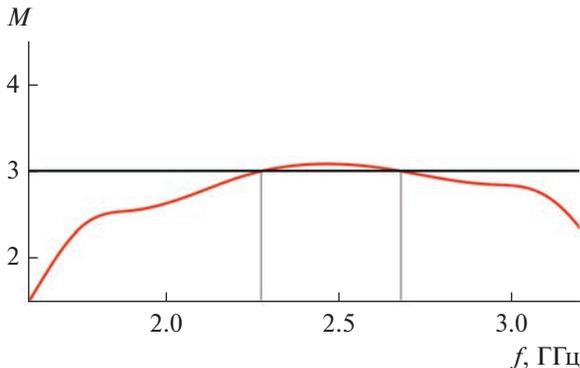


Рис. 7. Графическое решение уравнения (11).

центральную частоту рабочего диапазона f_0 и его ширину Δf :

$$f_0 = (f_1 + f_2)/2, \quad \Delta f = f_1 - f_2. \quad (10)$$

Относительная полоса частот равна $\Delta f/f_0$. Следует отметить, что определенная таким образом полоса частот дает завышенную оценку данного параметра. При определении его стандартным образом, например, по уровню максимально допустимо-

го коэффициента отражения, она имеет меньшие значения. Однако полоса, вычисляемая при помощи выражения (10), зависит от параметров ДОС так же, как стандартная полоса частот. Поэтому с определенными оговорками ее допустимо использовать для выбора указанных параметров.

Пример зависимости относительной полосы частот от ширины МПЛ w_y представлен на рис. 6. Остальные параметры устройства приведены выше. Видно, что полоса монотонно увеличивается с ростом ширины МПЛ. Данный эффект легко объяснить с учетом того, что увеличение ширины МПЛ приводит к уменьшению ее характеристического сопротивления Z_c при постоянном значении относительно высокого сопротивления параллельного шлейфа Z_{cs} . При этом шлейф в меньшей степени шунтирует основную МПЛ и порождает отраженные волны меньшей амплитуды. Поскольку существование критических частот $f_{1,2}$ обусловлено рассогласованием основных МПЛ из-за влияния шлейфов, то его уменьшение приводит к увеличению полосы рабочих частот.

Приведем еще одно уравнение, которое необходимо принять во внимание при выборе параметров ДОС:

$$M = 1/2 P_x C(P_x, P_y, w_x, w_y), \quad M = 1, 2, \dots \quad (11)$$

Оно следует из условия $q = 1$. Здесь M число периодов по оси $0x$. Рисунок 7 поясняет графическое решение уравнения (11) при $w_y = 5$. Кривая на рис. 7 является графиком функции, стоящей в правой части (11), а горизонтальная прямая соответствует левой части (11), не зависящей от частоты и равной M .

Положение максимума кривой на рис. 7 преимущественно зависит от периодов $P_{x,y}$. Их выбор не составляет труда, так как из опыта построения шлейфных направленных ответвителей известно, что они должны быть близки к четверти длины волны в соответствующих МПЛ. Более точное моделирование позволяет скорректировать величины периодов и расположить максимум кривой на рис. 7 на требуемой центральной частоте рабочего диапазона.

Из рис. 7 видно, что прямая и кривая имеют две точки пересечения, т.е. условие (11) выполняется на двух частотах, что можно рассматривать как положительное качество данной ДОС, означающее, что условие, при котором формируется оптимальное АФР, выполняется в широком диапазоне частот. Этот вывод подтверждается как электродинамическим моделированием ДОС, так и измерениями. Отметим, что стабильность АФР в полосе частот выгодно отличает ДОС на МПЛ от других типов ДОС на СЛП.

При выборе параметров ДОС для электродинамического моделирования и экспериментального

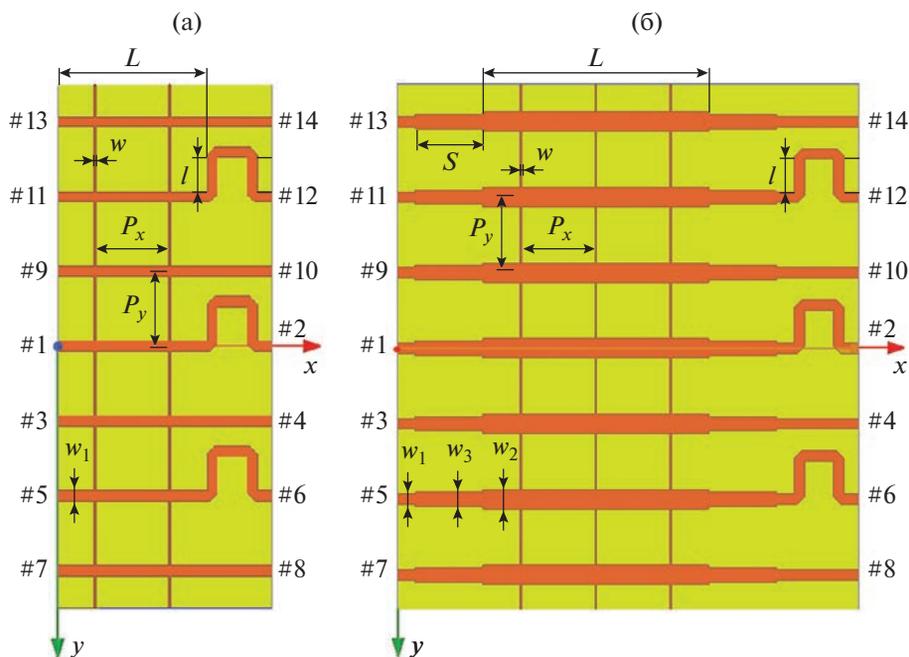


Рис. 8. Двухсекционный (а) и трехсекционный (б) варианты ДОС: входным портам соответствуют обозначения с нечетной нумерацией #1–#13, выходным – с четной #2–#14.

исследования мы рассматривали два конкурирующих варианта: двух- и трехкаскадный ($M = 2, 3$). Двухкаскадная ДОС имеет ширину МПЛ $w_y = 3$, а трехкаскадная $w_y = 5$. Шлейфы в обоих случаях имели одинаковую ширину $w_x = 0.5$. Топологии ДОС с $M = 2$ и 3 показаны соответственно на рис. 8а и 8б (входным портам на рисунках соответствуют обозначения с нечетной нумерацией #1–#13, выходным портам – с четной #2–#14). Видно, что они имеют существенно разную длину по оси $0x$, что обусловлено не только разным числом каскадов, но и наличием в трехкаскадной ДОС четвертьволновых трансформаторов. Их появление связано с тем, что в этом варианте характеристическое сопротивление основных МПЛ существенно отличается от стандартного значения в 50 Ом, поэтому их необходимо согласовать с выходными линиями.

Двух- и трехкаскадная ДОС имеют существенно разные полосы рабочих частот. При определении полосы по описанному выше методу (см. рис. 6) полоса трехкаскадной схемы примерно в 1.5 раза шире полосы двухкаскадной. Более точное определение рабочего диапазона по допустимому коэффициенту отражения увеличивает преимущество трехкаскадной ДОС, которая превосходит по полосе двухкаскадную уже в два раза. Отмеченная широкополосность трехкаскадного варианта была основанием для его выбора для дальнейшего электродинамического моделирования и экспериментального исследования.

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДОС

Исследованный численно и экспериментально образец ДОС имеет центральную частоту рабочего диапазона 2.4 ГГц. Она выполнена подложке из стеклотекстолита с параметрами $\epsilon = 4.4$, $\text{tg} \delta = 0.02$, $h = 1.5$, $t = 0.07$. Периоды решетки в области связи: $P_x = 17.6$, $P_y = 21.1$, ширина МПЛ: $w_x = 0.5$, $w_y = 5$.

Исследованный численно и экспериментально образец ДОС выполнен на подложке из стеклотекстолита с параметрами $\epsilon = 4.4$, $\text{tg} \delta = 0.02$, $h = 1.5$, $t = 0.07$, центральная частота рабочего диапазона равна 2.4 ГГц. Периоды решетки в области связи: $P_x = 17.6$, $P_y = 21.1$, ширина МПЛ: $w_x = 0.5$, $w_y = 5$.

Фото экспериментального макета с портами в виде коаксиальных разъемов SMA типа представлено на рис. 9. Электродинамическое моделирование проводили стандартным образом в системе HFSS, которая рассчитывала матрицу рассеяния ДОС, имеющую 14 входных и выходных портов (#1–#14). Это количество портов достаточно для оценки параметров схемы с произвольным числом каналов. Такой вывод следует из периодичности схемы, а также из локального характера АФР (см. рис. 4), подавляющая часть энергии которого концентрируется в семи каналах, расположенных вокруг активного канала, на который поступает сигнал от внешнего источника. Нетрудно

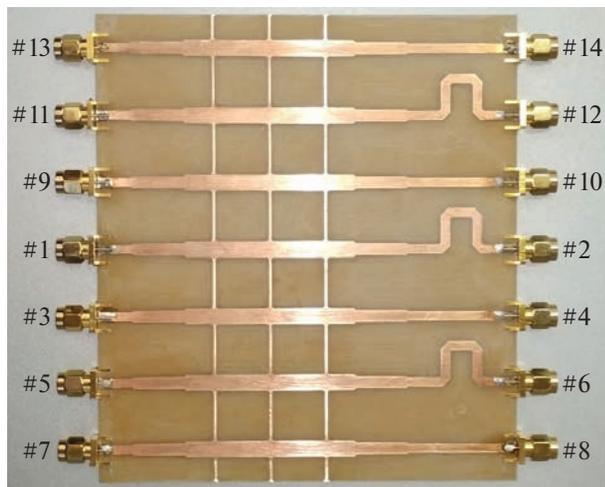


Рис. 9. Фото экспериментального образца ДОС, знаком # обозначены порты.

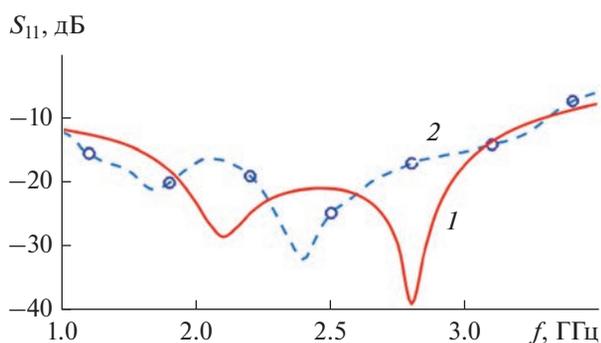


Рис. 10. Расчетная (1) и экспериментальная (2) зависимости модуля коэффициента отражения от частоты.

увидеть, что в исследуемом образце ДОС активным является канал с портами #1, #2.

На рис. 10–12 представлены частотные зависимости модулей и фаз различных параметров

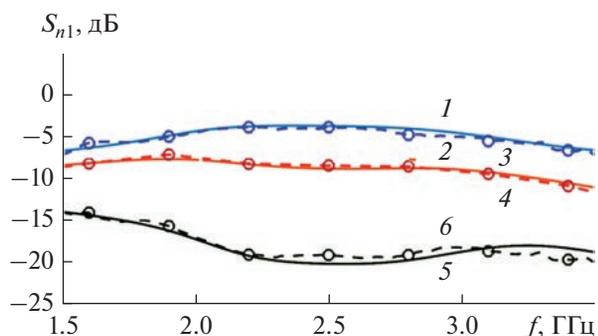


Рис. 11. Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные (пунктирные линии) зависимости модулей элементов матрицы рассеяния ДОС от частоты для S_{21} (1, 2), S_{41} (3, 4) и S_{61} (5, 6).

рассеяния ДОС, позволяющие оценить качество функционирования устройства. Там же приведены рассчитанные в HFSS и измеренные экспериментально зависимости. На рис. 10 представлена частотная зависимость модуля коэффициента отражения от порта 1. Видно, что в полосе 1.5...3.1 ГГц коэффициент отражения не превышает уровень -15 дБ. Данный результат соответствует относительной полосе частот 0.7, что достаточно близко к оценке, получаемой по критическим частотам (см. рис. 6). При оценке данного параметра по уровню -20 дБ она равна 0.4.

На рис. 11 показаны частотные зависимости модулей коэффициентов передачи S_{21} , S_{41} , S_{61} . Они полностью характеризуют формируемое ДОС на выходных портах амплитудное распределение. Отметим, что в силу симметрии схемы выполняются следующие соотношения: $S_{41} = S_{10,1}$, $S_{61} = S_{12,1}$. Видно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных кривых. На центральной частоте коэффициент передачи по активному каналу $S_{21} = -4$ дБ. При этом теоретическое значение, которое дает для него теория связанных волн при условии отсутствия тепловых потерь, равно -2.5 дБ. Отличие в 1.5 дБ можно отнести за счет тепловых потерь в полосковых элементах, выполненных на основе материала с достаточно высоким значением тангенса диэлектрических потерь.

Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о высоком качестве формируемого амплитудного распределения, близкого по форме к предсказанному теоретически. Не менее важным для оценки показателей качества ДОС является фазовое распределение волн в выходных портах. На рис. 12 представлены частотные зависимости фазовых сдвигов между коэффициентами передачи в боковых и активном каналах:

$$\Delta\varphi_{42} = \varphi_{41} - \varphi_{21}, \quad \Delta\varphi_{62} = \varphi_{61} - \varphi_{21}. \quad (12)$$

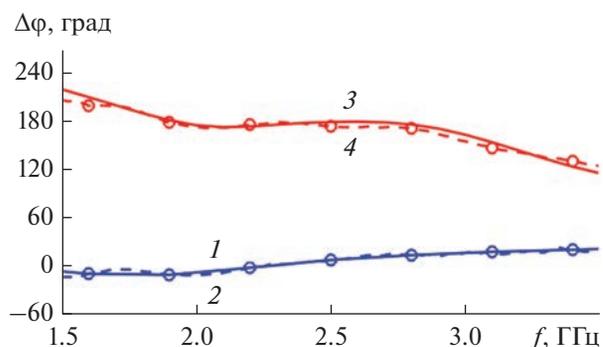


Рис. 12. Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные (пунктирные линии) зависимости фаз элементов матрицы рассеяния ДОС от частоты для $\Delta\varphi_{42}$ (1, 2) и $\Delta\varphi_{62}$ (3, 4).

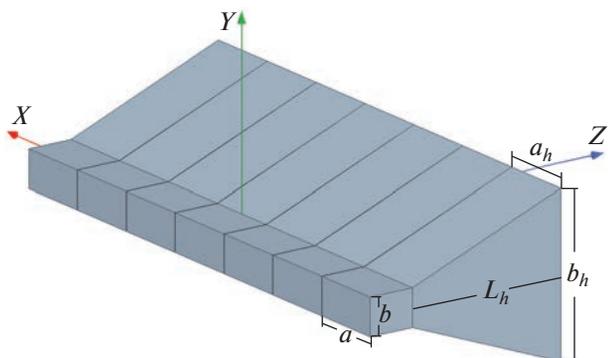


Рис. 13. Решетка рупоров.

Нетрудно увидеть, что в полосе частот 2...3 ГГц сдвиги фаз отличаются от номинальных значений 0° и 180° не более чем на 15°. Отличие сдвига фазы в первом боковом канале $\Delta\varphi_{42}$ от номинального 0° не превышает 20° в полосе 1.5...3.5 ГГц. Приведенные выше результаты для АФР показывают относительную широкополосность ДОС на связанных МПЛ по сравнению с другими ДОС на СЛП [12–15]. Данный эффект, видимо, обусловлен особенностями шлейфной связи МПЛ.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕШЕТКИ РУПОРОВ С СЕКТОРНЫМИ ДН ЭЛЕМЕНТОВ

Рассмотрим моделирование решетки, элементы которой имеют секторные ДН. Решетка состоит из семи E-плоскостных рупоров, расположенных вплотную друг к другу (рис. 13).

Входы рупоров соединены с выходными портами ДОС. Возбуждается ее центральный канал. Амплитуды волн, возбуждающих рупоры, рассчитывались по экспериментально измеренным значениям параметров рассеяния ДОС. Характеристики излучения решетки рассчитывались путем электродинамического моделирования в системе HFSS.

На рис. 14 показаны полученные для $a = 80$, $b = 40$, $a_h = a$, $b_h = 247$, $L_h = 875$ ДН на частотах 2, 2.4, 2.8 ГГц. ДН рассчитаны по измеренной матрице рассеяния ДОС и по матрице ДОС, рассчитанной в HFSS. Видно весьма хорошее совпадение расчетных и измеренных данных. Форма ДН имеет заметную прямоугольность с явно выраженной плоской вершиной и сохраняется во всем исследованном диапазоне частот.

Для оценки эффекта от использования ДОС в составе МА на рис. 15 приведены две ДН: возбуждаемой ДОС и без ДОС. При этом размер рупоров в H-плоскости и, следовательно, период решетки выбирали таким образом, чтобы обе ДН имели одинаковую ширину по стандартному для облучателя ОС уровню -10 дБ. В данном случае она

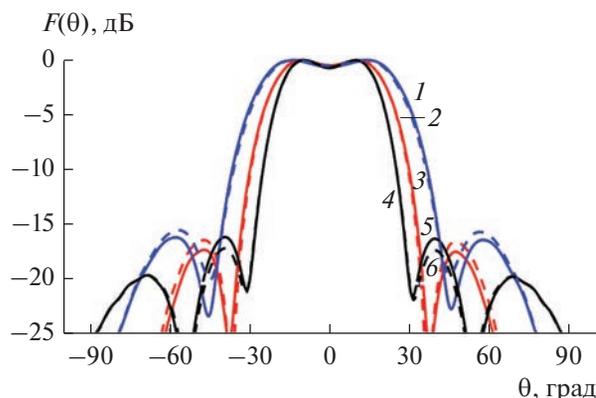


Рис. 14. Расчетные (сплошные кривые) и экспериментальные (пунктирные) ДН решетки рупоров с ДОС на частотах 2.0 (1, 2), 2.4 (3, 4) и 2.8 (5, 6) ГГц.

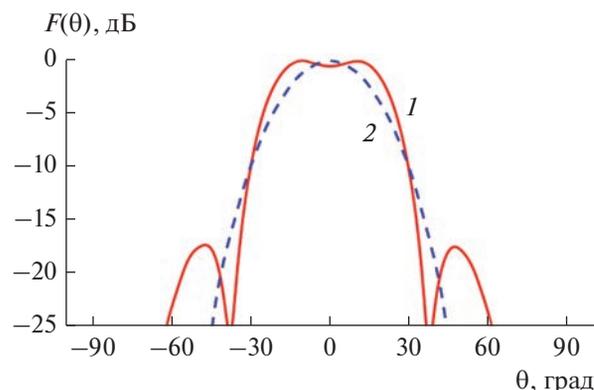


Рис. 15. Диаграммы направленности решетки рупоров с ДОС (1) и без нее (2).

равна 60°. Отметим, что период решетки с ДОС, определяемый как $2a_h$, равен 160. В то же время для достижения заданной ширины ДН период решетки рупоров без ДОС должен быть равен 247, т.е. в полтора раза больше. За счет указанной разницы в МА с ДОС удастся значительно сблизить лучи, формируемые ОС и избежать возникновения в секторе обзора слепых зон.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в данной работе результаты демонстрируют потенциальные возможности микрополосковой ДОС на СЛП. Подводя итог проведенным исследованиям, отметим, что предложенная ДОС имеет относительно простую структуру без пересечения линий передачи. Она может быть просто изготовлена в виде печатной схемы. Количество каналов ДОС не ограничено. ДН, сформированные ДОС, позволяют повысить уровень пересечения соседних лучей и тем самым улучшить характеристики МА. Следует также отметить не-

характерный для устройств данного типа относительно широкий диапазон рабочих частот.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Работа выполнена при поддержке бюджетного финансирования в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Скобелев С.П.* Фазированные антенные решетки с секторными парциальными диаграммами направленности. М.: Физматлит, 2010.
2. *Volakis J.L.* Antenna Engineering Handbook. 4th ed. N.Y.: McGraw-Hill Education, 2007. https://archive.org/details/ant_eng_4/mode/2up.
3. *Shelton J.P.* // IEEE Trans. 1965. V. AP-13. № 6. P. 992.
4. *Borgiotti G.V.* // IEEE Trans. 1976. V. AP-25. № 2. P. 232.
5. *Mailloux R.J., Franchi P.R.* Phased Array Antenna with Array Elements Coupled to Form a Multiplicity of Overlapped Subarrays. US Pat. № 3938160A. Publ. 10 Feb. 1976.
6. *Frazita R.F., Lopez A.R., Giannini R.J.* Limited Scan Antenna System with Sharp Cutoff Element Pattern. US Pat. № 4041501A, Publ. 9 Aug. 1977.
7. *Wheeler H.A.* Antenna System Having Modular Coupling Network. US Pat. № 4143379A. Publ. 6 Mar. 1979.
8. *Lopez A.R.* Array Antenna System. US Pat. № 4321605A, 23 Mar. 1982.
9. *DuFort E.C.* // IEEE Trans. 1978. V. AP-26. № 3. P. 407.
10. *Скобелев С.П.* // Радиотехника. 1990. № 10. С. 44.
11. *Skobelev S.P.* // IEEE Antennas and Propagation Magazine. 1998. V. 40. № 2. P. 39.
12. *Bankov S.E., Bugrova T.I.* // Microwave and Optical Technol Lett. 1993. V. 6. № 13. P. 782.
13. *Банков С.Е., Грачев Г.Г.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 2. С. 132.
14. *Bankov S.E., Kaloshin V.A., Frolova E.V.* // Proc. Progress in Electromagnetics Research Symp. (PIERS 2009). Moscow. 18–21 Aug. 2009. Cambridge MA: The Electromagnetic Academy, 2009. Pt. 1. P. 443.
15. *Банков С.Е.* // РЭ. 2009. Т. 54. № 10. С. 1157.
16. *Skobelev S.P., Vyazigin A.S.* // Electron. Lett. 1993. V. 29. № 15. P. 1326.
17. *Harrington R.F., Mautz J.R.* // IEEE Trans. 1972. V. AP-20. № 4. P. 446.
18. *Скобелев С.П., Янарова А.А.* // РЭ. 2007. Т. 52. № 3. С. 311.
19. *Panduro M., Rio-Bocio C.* // Proc. 3rd Europ. Conf. on Antennas and Propagation (EuCAP). Berlin. 23–27 Mar. 2009. N.Y.: IEEE, 2009. P. 3109.
20. *Abadi S.M.A.M.H., Nader B.* // USNC-URSI Radio Sci. Meeting. Lake Buena Vista. Jul. 7–13, 2013. N.Y.: IEEE, 2013. P. 66.
21. *Petrolati D., Angeletti P., Toso G.* // IEEE Trans. 2014. V. AP-62. № 4. P. 1769.
22. *Avser B., Frazita R.F., Rebeiz G.M.* // IEEE Trans. 2018. AP-66. № 5. P. 2401.

ЗАМЕДЛЯЮЩАЯ СРЕДА ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ЛИНЗОВЫХ АНТЕНН НА ОСНОВЕ ГОФРИРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

© 2023 г. В. А. Калошин^а, *, Буй Ван Чунг^б

^а Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125007 Российская Федерация

^б Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер. 9, Долгопрудный Московской обл., 141700 Российская Федерация

*E-mail: vak@cplire.ru

Поступила в редакцию 20.06.2023 г.

После доработки 20.06.2023 г.

Принята к публикации 25.06.2023 г.

Предложена и исследована замедляющая среда на основе параллельных гофрированных металлических поверхностей. Исследование замедляющих свойств среды проведено с использованием численного метода в программной среде Ansys HFSS. Показано, что среда обладает сильной пространственной и слабой частотной дисперсией. Последнее обстоятельство позволяет использовать ее в качестве материала для широкополосных линз УКВ-СВЧ диапазонов электромагнитных волн. В качестве примера такого использования проведен синтез и анализ антенны на основе линзы Микаэляна.

DOI: 10.31857/S0033849423090103, EDN: SBNMAD

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время повысился интерес к использованию периодических и квазипериодических (в случае градиентных сред) металлодиэлектриков в качестве замедляющего материала для линзовых антенн [1–5]. Такие замедляющие среды обладают, как правило, анизотропией, а также частотной и пространственной дисперсией, что ограничивает возможности их применения в качестве материала высоконаправленных широкополосных линзовых антенных систем СВЧ-диапазона.

Учет анизотропии диэлектрической или магнитной проницаемости материала может быть проведен сравнительно легко в процессе синтеза в случае однополяризационных планарных линзовых антенн [6]. В случае трехмерных антенных систем можно избавиться от анизотропии, переходя к трехмерным искусственным кристаллам из изотропных элементов [2–4], что приводит, с одной стороны, к усложнению технологии изготовления замедляющей среды, а с другой — не приводит к исключению частотной и пространственной дисперсии.

Для построения трехмерных однополяризационных антенных систем может быть использована более простая конструкция многослойной линзы с гибридным преломлением, каждый слой которой представляет собой плоскую однополя-

ризационную линзу [7], однако эта конструкция не является полностью металлической (используется частичное заполнение диэлектриком).

Цель данной работы — исследование металлической замедляющей среды со слабой частотной и сильной пространственной дисперсией и разработка методики синтеза широкополосных линзовых антенн УКВ-СВЧ-диапазона на основе такой среды.

1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СРЕДЕ

Рассмотрим распространение плоских электромагнитных волн в среде в виде параллельных гофрированных металлических поверхностей (рис. 1). Задача очевидно сводится к анализу распространения мод в плоском металлическом волноводе с гофрированными стенками. Ограничимся анализом основной (нулевой) моды синусоидально гофрированного волновода с поперечным размером a , периодом гофра t и глубиной гофра (амплитудой синуса) b .

Для анализа дисперсионной характеристики коэффициента замедления $n = k/k_0$ (k и k_0 — волновые числа в среде и в вакууме соответственно) в работе использован численное моделирование (опция eigen mode в программной среде Ansys

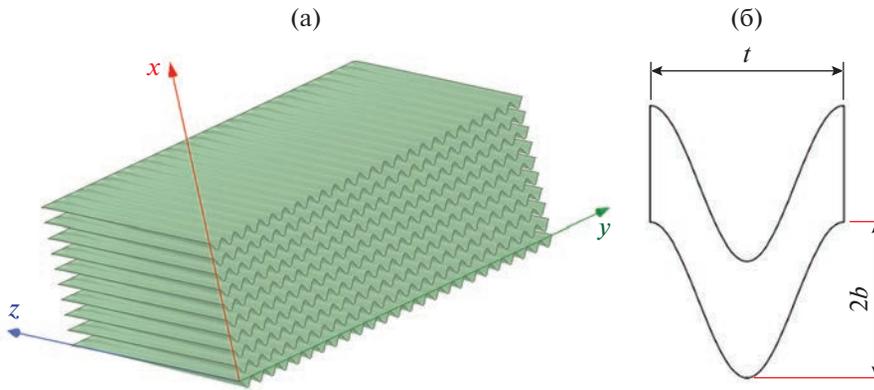


Рис. 1. Замедляющая среда: а – общий вид, б – период гофра.

HFSS). Результаты расчета частотной характеристики коэффициента замедления при распространении основной волноводной моды вдоль оси y в зависимости от глубины гофра b для параметров $a = 6$, $t = 10$ (здесь и далее все размеры в мм) представлены на рис. 2 (сплошные линии). На рисунке показана также зависимость коэффициента замедления (штриховые линии), равного отношению длины волновода на периоде к периоду, рассчитанные по формуле

$$n = \frac{1}{t} \int_0^t \sqrt{1 + 4\pi^2 \frac{b^2}{t^2} \sin^2 \left(\frac{2\pi y}{t} \right)} dy. \quad (1)$$

Как видно на рис. 2, частотная полоса пропускания среды уменьшается с увеличением коэффициента замедления, величина которого монотонно растет с увеличением глубины гофра и близка к приближенному значению, равному отношению длины волновода на периоде к периоду. При этом величина n в низкочастотной области почти не меняется.

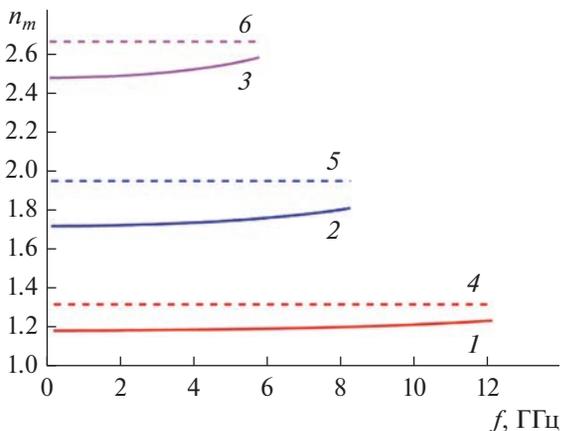


Рис. 2. Зависимость коэффициента замедления от частоты, вычисленная численным методом (кривые 1–3) и по формуле (1) (кривые 3–5) при $b = 2$ (1, 4), 4 (2, 5) и 6 (3, 6).

На рис. 3 представлены зависимости коэффициента замедления от направления распространения волны (угла α между направлением вектора k и осью y на частоте 6 ГГц при разных значениях глубины гофра (сплошные кривые). Аналогичные зависимости (штриховые) рассчитаны для одноосной анизотропной среды с компонентами тензора магнитной проницаемости $\mu_1 = 1$ и $\mu_2 = n_m^2$ по формуле [8]:

$$n^2(\alpha) = \frac{n_m^2}{\cos^2 \alpha + n_m^2 \sin^2 \alpha},$$

где $n_m = n(0)$ – максимальный коэффициент замедления.

Как видно на рис. 3, соответствующие сплошные и штриховые кривые совпадают с графической точностью. Это позволяет использовать для синтеза линз на основе рассматриваемой замедляющей среды с пространственной дисперсией методику синтеза линз из анизотропных матери-

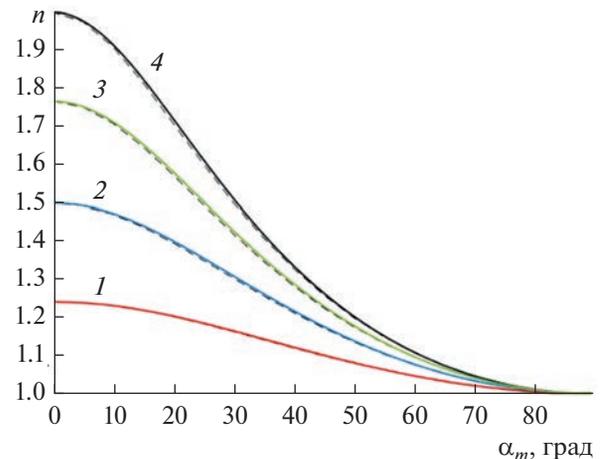


Рис. 3. Зависимости коэффициента замедления от направления распространения при $b = 2.2$ (1), 3.2 (2), 4 (3) и 4.6 (4).

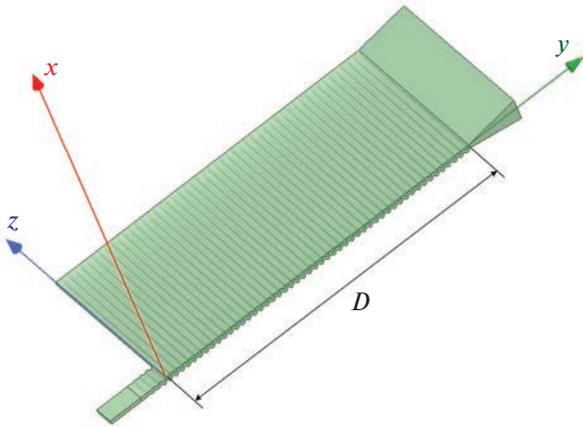


Рис. 4. Плоская линза Микаэляна.

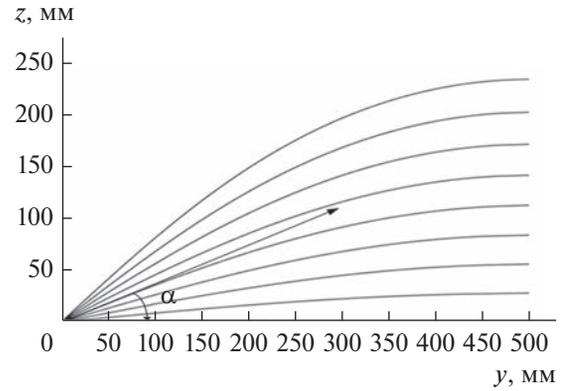


Рис. 5. Траектории лучей в линзе Микаэляна.

алов, одна из компонент тензора электрической или магнитной проницаемости которых равна 1, а другая – n_m^2 .

2. СИНТЕЗ ПЛОСКОЙ ЛИНЗЫ МИКАЭЛЯНА НА ОСНОВЕ ГОФРИРОВАННОГО ВОЛНОВОДА

В качестве примера рассмотрим задачу синтеза линзы с градиентом коэффициента преломления вдоль оси z , который реализуется за счет переменной глубины гофра стенок плоского волновода вдоль этой оси. На рис. 4 показана половина линзы, возбуждаемая открытым концом прямоугольного металлического волновода. Для уменьшения отражения в части волновода, примыкающей к линзе, имеется плавный переход от гладких широких стенок к гофрированным, а на выходе линзы расположен E -секториальный рупор.

Зависимость коэффициента замедления от координаты z можно найти, используя решение задачи синтеза линзы Микаэляна из анизотропной среды, которое имеет вид [6]

$$z(n) = \int_{n(0)}^{n(z)} \frac{dn}{f(n(z))}, \quad (2)$$

где

$$f(n(z)) = \frac{-\pi m(z) n(z) \sqrt{n(0)^2 - n(z)^2}}{2Dn(0)},$$

D – размер линзы вдоль оси y (рис. 4).

Учитывая, что в нашем случае $m(z) = 1/n(z)$, $n(0) = n_m$, и подставляя эти величины в (2), трудно получить

$$n(z) = n_m \cos\left(\frac{\pi z}{2Dn_m}\right). \quad (3)$$

Уравнение лучей в слоисто-неоднородной анизотропной среде имеет вид [8]

$$\frac{dy}{dz} = \frac{Cm(z)}{\sqrt{n(z)^2 - C^2}}, \quad (4)$$

где $C = n_m^2 / (\text{tg}\alpha^2 + n_m^2)^{1/2}$ – лучевой параметр, который находится из условия $dz/dy = \text{tg}\alpha$, где α – угол входа луча в линзу (рис. 5). Подставляя выражение для C и $m(z) = 1/n(z)$ в (4), получаем уравнения лучей в линзе:

$$y = \frac{D}{\pi} \arcsin \left[\frac{2C^2 - (n_m^2 + C^2) \cos^2\left(\frac{\pi z}{2Dn_m}\right)}{\cos^2\left(\frac{\pi z}{2Dn_m}\right) (n_m^2 - C^2)} \right] + \frac{D}{2}. \quad (5)$$

Семейство лучей, рассчитанных по формуле (5) для $n_m = 1.24$, приведено на рис. 5.

Максимальный размер апертуры линзы в H -плоскости ($2z_m$) при заданной величине D определяется условием $\cos(\pi z_m / 2Dn_m) = 1/n_m$, а максимальный угловой размер апертуры ($2\alpha_m$) – условием $\text{tg}(\alpha_m) = n_m \text{tg}(\pi z_m / 2Dn_m)$. Результаты расчета зависимости максимального значения относительной апертуры и ее углового размера от n_m приведены на рис. 6. Лучи с углами $\alpha > \alpha_m$ будут выходить через боковую поверхность линзы и не будут фокусироваться.

Следует отметить, что максимальные значения относительной апертуры и ее углового размера больше, чем у линзы Микаэляна из обычного (изотропного) диэлектрика.

3. АНАЛИЗ АНТЕННЫ НА ОСНОВЕ ПЛОСКОЙ ЛИНЗЫ МИКАЭЛЯНА

Рассмотрим антенны на основе трех вариантов плоской линзы Микаэляна: прямоугольной формы (см. рис. 4), ограниченной крайними лучами

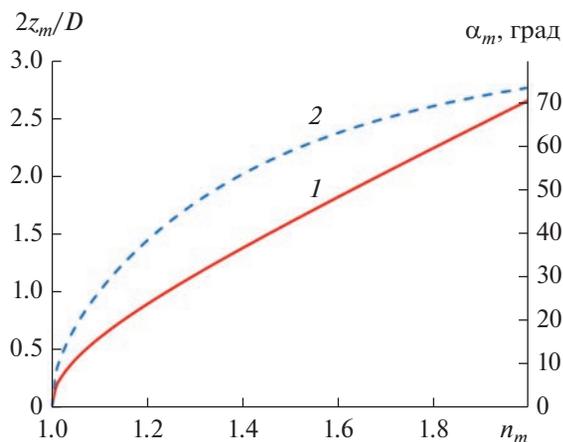


Рис. 6. Зависимость максимальных величин относительной апертуры линзы (1) и ее углового размера (2) от максимального замедления.

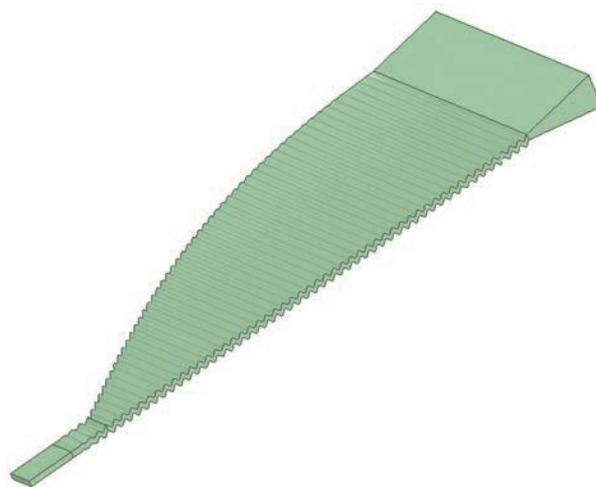


Рис. 7. Плоская линза Микаэляна, ограниченная крайними лучами.

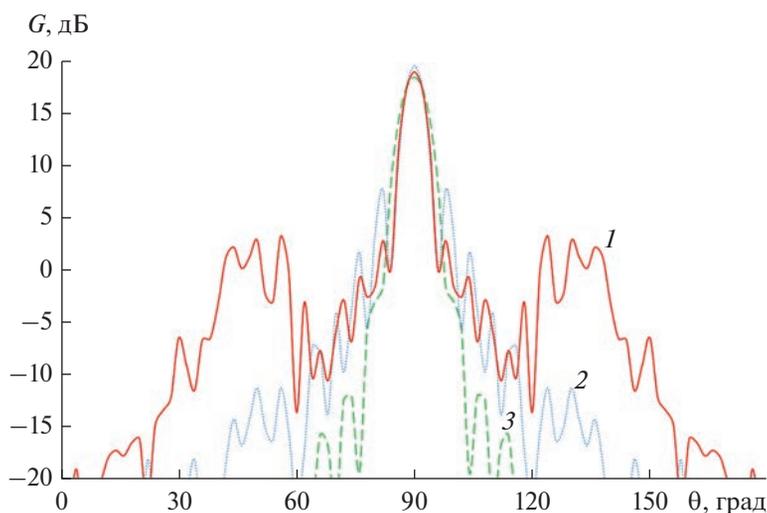


Рис. 8. Диаграммы направленности антенны в H -плоскости на частоте 6 ГГц: линза прямоугольной формы (1), ограниченная крайними лучами (2), с металлизацией боковых стенок (3).

(половина линзы показана на рис. 7) и аналогичной линзы с металлизацией боковых стенок.

Линзы возбуждаются прямоугольным волноводом сечением 6×60 , для уменьшения отражения в части волновода, примыкающей к линзе имеется плавный переход от гладких стенок к гофрированным длиной 42.5, а на выходе линзы расположен E -секториальный рупор длиной 80 и апертурой 34×500 .

Результаты моделирования диаграмм направленности линзовых антенн в H -плоскости методом конечных элементов в программной среде HFSS показаны на рис. 8, а частотной зависимости коэффициента усиления — на рис. 9.

Как видно из рис. 9, максимальный коэффициент усиления обеспечивает линза, ограниченная крайними лучами без металлизации, а мини-

мальный — аналогичная линза с металлизацией. При этом первая обеспечивает также и максимальный уровень первого бокового лепестка, а последняя — минимальный уровень (см. рис. 8). Максимальный уровень дальнего бокового излучения — у антенны с прямоугольной линзой.

Такое поведение коэффициента усиления связано с различием амплитудных распределений в H -плоскости апертуры (рис. 10). Как видно из рис. 10, амплитудное распределение поля в апертуре линзы с металлизацией боковой поверхности спадает до нуля на краях апертуры, а у других линз продолжается за ее пределы, что объясняется возбуждением поверхностной волны на границах линза—вакуум и в результате обеспечивает им больший коэффициент усиления.

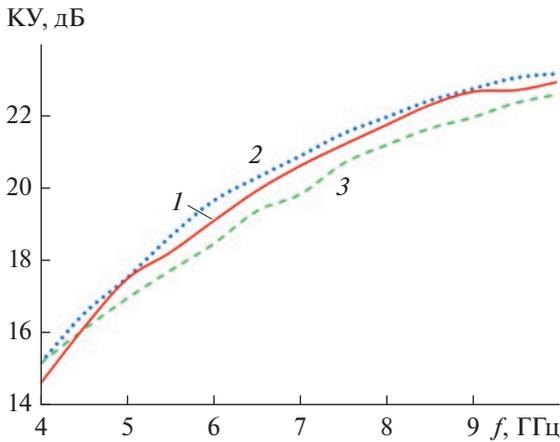


Рис. 9. Зависимости коэффициента усиления антенны от частоты: линза прямоугольной формы (1), ограниченная крайними лучами (2), с металлизацией боковых стенок (3).

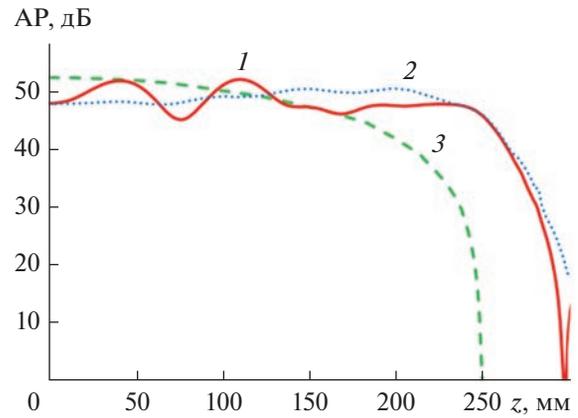


Рис. 10. Амплитудные распределения поля в H-плоскости апертуры: линза прямоугольной формы (1), ограниченная крайними лучами (2), с металлизацией боковых стенок (3).

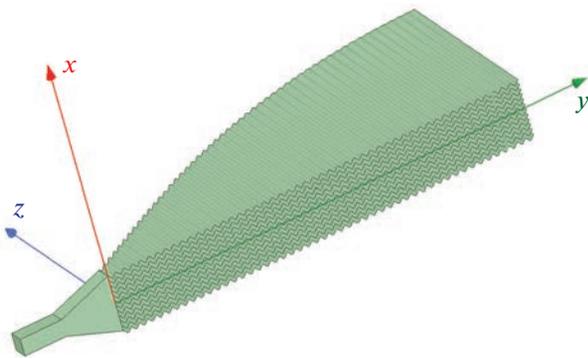


Рис. 11. Антенна на основе трехмерной линзы Микаэляна.

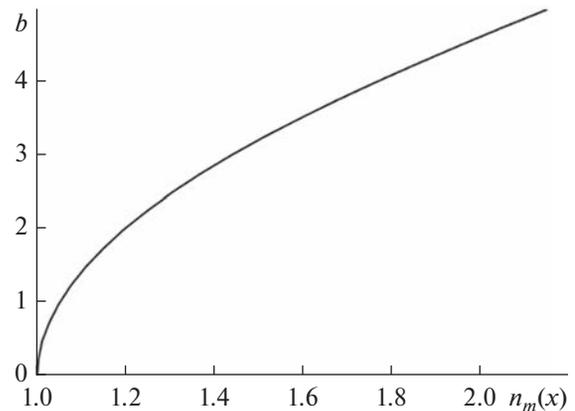


Рис. 12. Зависимость глубины гофра от коэффициента замедления.

Наибольший уровень дальнего бокового излучения у антенны с прямоугольной линзой объясняется наличием лучей, отраженных от боковых стенок линзы, что отражается в колебаниях амплитуды поля в апертуре (см. рис. 10).

4. СИНТЕЗ И АНАЛИЗ АНТЕННЫ НА ОСНОВЕ ТРЕХМЕРНОЙ ЛИНЗЫ МИКАЭЛЯНА

Рассмотрим линзовую антенну на основе многослойной замедляющей среды из гофрированных металлических поверхностей (см. рис. 1) с градиентом коэффициента преломления вдоль оси z , который реализуется за счет переменной глубины гофра вдоль этой оси (половина антенны показана на рис. 11).

Линза возбуждается E -секториальным рупором с апертурой 40×66 . Каждый слой трехмер-

ной линзы представляет собой плоскую линзу Микаэляна. Все линзы имеют одинаковую величину апертуры 66×484 , $D = 500$ и закон изменения коэффициента преломления (3), но разные максимальные значения коэффициента замедления (n_m). Закон изменения $n_m(x)$ можно найти, приравняв эйконалы центральных лучей в линзах, с учетом разницы эйконалов цилиндрической волны в возбуждающем рупоре. В результате получаем

$$n_m(x) = n_m(0) - \frac{\sqrt{f^2 + x^2} - f}{D}. \quad (6)$$

Зная $n_m(x)$, можем найти $n(x, z)$ в каждой плоской линзе по методике, описанной в разд. 3. Зная $n(x, z)$, можем определить амплитуду гофра в любой точке линзы, учитывая ее зависимость от коэффициента замедления (рис. 12).

На рис. 13 представлены частотные зависимости коэффициента отражения трехмерной линзы

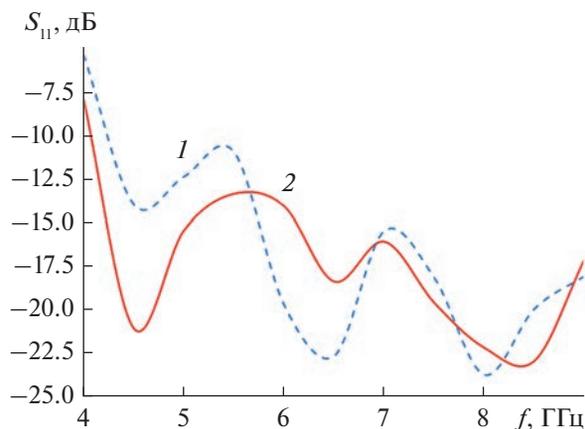


Рис. 13. Коэффициент отражения в зависимости от частоты антенны на основе трехмерной линзы Микаэляна: с металлизацией (1) и без металлизации боковых стенок (2).

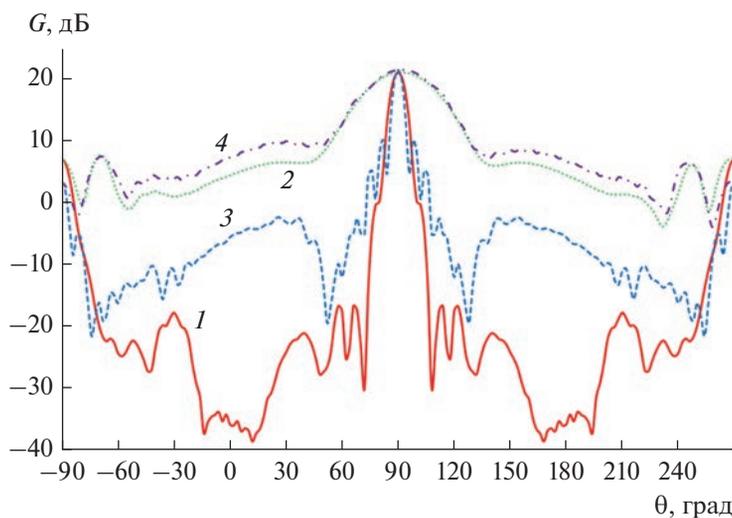


Рис. 14. Диаграммы направленности в антенны на основе трехмерной линзы Микаэляна в H - (1, 3) и E -плоскости (2, 4) с металлизацией боковых стенок (1, 2) и без металлизации (3, 4).

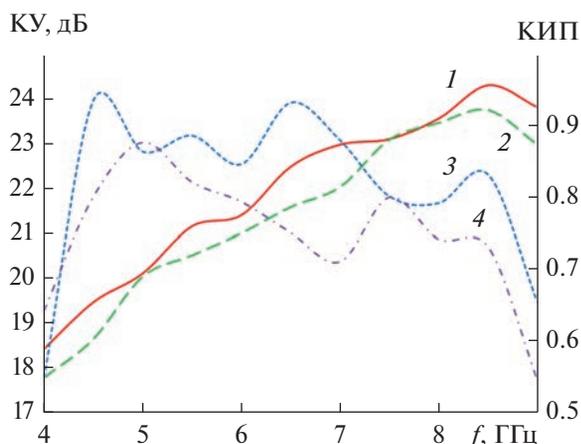


Рис. 15. Зависимости коэффициента усиления (1, 2) и величины КИП (3, 4) от частоты: с металлизацией (2, 4) и без металлизации боковых стенок (1, 3).

Микаэляна, рассчитанные с использованием метода конечных элементов в программной среде Ansys HFSS, на рис. 14 – диаграммы направленности в E - и H -плоскости на частоте 6 ГГц, а на рис. 15 – частотные зависимости коэффициента усиления (КУ) и коэффициента использования поверхности (КИП).

Как видно из рис. 14 и 15, в полосе частот более октавы линза с металлизацией обеспечивает КИП более 0.7 при уровне боковых лепестков ниже -23 дБ, а линза без металлизации – КИП более 0.77 при уровне боковых лепестков ниже -11 дБ. При этом заднее излучение в обоих случаях около -12 дБ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Предложенная и исследованная замедляющая структура на основе параллельных гофрированных металлических поверхностей может быть использована в качестве материала для широкополосных линзовых антенн УКВ-СВЧ-диапазона.

2. При синтезе линз на основе предложенной замедляющей структуры с пространственной дисперсией можно использовать методику, развитую для синтеза линз из анизотропного материала.

3. Оба варианта синтезированных в работе трехмерных линз Микаэляна, ограниченных крайними лучами, обеспечивают КИП более 0.7 в полосе частот более октавы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН по теме № 0030-2019-006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Донец И.В., Лерер А.М., Цветковская С.М.* // РЭ. 2023. Т. 68. № 5. С. 409.
2. *Ji-Wei Lian, Maral Ansari, Peng Hu et al.* // IEEE Trans. 2023. AP- 71. № 4. P. 3193.
3. *Perez-Quintana D., Bilitos C., Ruiz-Garcia J. et al.* // IEEE Trans. 2023. AP-71. № 4. P. 2930.
4. *Ansari M., Jones B., Guo Y.J.* // IEEE Trans. 2022. AP-70. № 6. P. 4307.
5. *Liu J., Lu H., Dong Z. et al.* // IEEE Trans. 2022. AP-70. № 1. P. 697.
6. *Калошин В.А.* // ДАН. 2016. Т. 470. № 2. С. 153.
7. *Венецкий А.С., Калошин В.А., Чан Тиен Тханг* // РЭ. 2023. Т. 68. № 6. С. 579.
8. *Кухаркин В.С.* Основы инженерной электрофизики. Ч. 1. М.: Высш. шк., 1969.

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЛОКАЛЬНОГО АТМОСФЕРНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ НА РЕЗОНАНСНУЮ СТРУКТУРУ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ НИЗКОЧАСТОТНОЙ РАМОЧНОЙ АНТЕННЫ, РАСПОЛОЖЕННОЙ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2023 г. А. В. Мошков*

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация*

**E-mail: kuzaf@inbox.ru*

Поступила в редакцию 07.04.2023 г.

После доработки 20.06.2023 г.

Принята к публикации 25.06.2023 г.

Проведены численные расчеты зависимости от времени величины напряженности ближнего электрического поля ионосферной рамочной антенны в интервале частот 1...10 кГц под влиянием всплывающего в атмосфере сильного локального возмущения. Использована модель возмущения в виде точечного источника энергии. Показано, что при приближении области возмущения к рамочной антенне качественно изменяется частотная и пространственная резонансная структура напряженности поля. Резонанс вблизи нижней гибридной частоты практически исчезает, а резонанс при малых углах наблюдения по отношению к направлению локального геомагнитного поля переходит в поперечный резонанс.

DOI: 10.31857/S0033849423090188, EDN: RHFVMX

ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитные (ЭМ) волны диапазонов очень низких и крайне низких частот широко используются для исследования строения ионосферы и магнитосферы Земли, а также процессов взаимодействия волн и частиц в этих средах. Источником таких низкочастотных (НЧ) волн могут служить естественные явления (например, разряды молний), мощные наземные передатчики, или передатчики, установленные на борту космического аппарата (так называемые активные волновые эксперименты).

Обоснованный выбор типа мощной излучающей антенны – первоочередная задача в проектировании активных экспериментов. Входной импеданс электрического диполя, помещенного в ионосферную плазму, является емкостным вследствие образования ионного экрана вокруг проводника антенны. Величина этого импеданса непредсказуемо изменяется в широких пределах при движении спутника в ионосфере. Кроме того, эта величина зависит от амплитуды НЧ-сигнала даже в линейном приближении [1].

Входной импеданс рамочной антенны имеет индуктивный характер и практически не зависит от параметров ионосферной плазмы, магнитная проницаемость которой равна магнитной прони-

цаемости свободного пространства. Оценки показывают, что в НЧ-диапазоне относительный вклад ионосферной плазмы в величину индуктивности рамочной антенны не превышает 0.1%. Модельные измерения в лабораторных условиях [2], данные натурального эксперимента [3] и результаты численного моделирования [4] подтверждают этот вывод.

Характерной особенностью ионосферы с точки зрения генерации ЭМ-волн низкой частоты является ее одноосная анизотропия, обусловленная присутствием постоянного геомагнитного поля. Направление и величина этого поля зависят от географического положения и высоты над поверхностью земли. Показатель преломления НЧ-волн в ионосфере может достигать десятков и сотен единиц. Соответственно, значительно сокращается длина волны и резко возрастает эффективность излучения рамки. Кроме того, пространственное и частотное распределение напряженности поля такого источника имеют ярко выраженный резонансный характер вследствие анизотропии среды [1, 5].

Цель данной работы состоит в численной оценке напряженности ближнего поля рамочной антенны конечных размеров и анализе изменения резонансной структуры этого поля в присутствии всплывающего в атмосфере сильного ло-

кального возмущения, вызванного возможным вторжением метеоритных тел.

В качестве модели такого возмущения используем простейшую регулярную (без учета тепловых эффектов и турбулентности) модель, описывающую в газодинамическом приближении поведение облака сильно ионизованной плазмы, образовавшегося после быстрого (секунда и менее) точечного выделения большого количества энергии в интервале значений 0.1...10 ПДж (1 петаджоуль равен 10^{15} Дж) [6, 7]. Эта модель зависит всего от двух начальных параметров возмущения – энергии Q и высоты h_0 над поверхностью земли. Она позволяет вычислить изменение ближнего поля рамки с течением времени. Расчеты проводим в интервале частот 1...10 кГц (длины волн 30...300 км). Радиус рамки $a = 10$ м, амплитуда синусоидального тока в ней $I_0 = 100$ А [3]. Антенна расположена в ионосфере на геомагнитной широте 70° и высоте 200 км над поверхностью земли. Отметим, что сама по себе процедура вычисления ближних полей рамки хорошо известна и была ранее неоднократно описана в литературе (см., например, [5, 8]).

1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Используем модель холодной многокомпонентной магнитоактивной ионосферной плазмы. Считаем, что в окрестности излучателя среда однородна и безгранична. Тензор диэлектрической проницаемости плазмы имеет вид [9]

$$\hat{\epsilon} = \begin{bmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} R &= 1 + \sum X_k / (Y_k - U_k); \\ L &= 1 - \sum X_k / (Y_k + U_k); \\ P &= 1 - \sum X_k / U_k; \\ S &= (R + L) / 2; \quad D = (R - L) / 2; \\ U_k &= 1 - i\nu_k / \omega, \end{aligned}$$

ν_k – эффективная частота соударений частиц сорта k ; f – частота волны, $\omega = 2\pi f$, i – мнимая единица. Суммирование ведется по сорту k заряженных частиц, составляющих плазму, с учетом знака заряда в величинах Y_k :

$$Y_k \equiv f_{Hk} / f; \quad X_k \equiv (f_{pk} / f)^2, \quad (2)$$

где f_{Hk} и f_{pk} – гиро- и плазменная частота частицы сорта k : $k = 1, 2, \dots$, причем, значение $k = 1$ соответствует электронам. Предполагается, что волновая нормаль \vec{k} составляет с вектором геомагнитного поля \vec{B}_0 угол ψ . Введем комплексный фа-

зовый показатель преломления плоской волны с волновым вектором \vec{k} :

$$n \equiv |\vec{k} / k_0| = \mu - i\chi, \quad (3)$$

где $k_0 = \omega / c$ – волновое число, c – скорость света в вакууме. Плазменная частота электронов имеет вид

$$f_{pe} = (e^2 N_e / 4\pi^2 \epsilon_0 m_e)^{1/2} \approx 8.97 N_e^{1/2}, \text{ кГц}, \quad (4)$$

где концентрация свободных электронов N_e измеряется в см^{-3} ; e , m_e – заряд и масса электрона; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Для ионов сорта k в формуле (4) следует использовать соответствующие значения концентрации, заряда и массы иона. Для гирочастоты электронов имеем выражение

$$f_{He} = eB_0 / 2\pi m_e. \quad (5)$$

В пределах ионосферы пространственная структура вектора геомагнитного поля \vec{B}_0 хорошо описывается моделью точечного магнитного диполя, расположенного вблизи центра Земли с осью, наклоненной под некоторым углом к оси вращения Земли. Если взять точку на высоте h и геомагнитной широте Φ , то соответствующее значение гирочастоты (5) можно оценить так:

$$f_{He} \approx 876.0(1 + h/R_0)^{-3}(1 + 3\sin^2 \Phi)^{1/2}, \text{ кГц}, \quad (6)$$

где $R_0 \approx 6370$ км – средний радиус Земли. В северном полушарии вектор \vec{B}_0 направлен вниз к северу, и на широте 70° наклонен под углом $\sim 10.3^\circ$ к вертикали.

Для холодной магнитоактивной плазмы величина n фазового показателя преломления является комплексным корнем биквадратного уравнения [9]:

$$An^4 - Bn^2 + C = 0, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} A &= S \sin^2 \psi + P \cos^2 \psi; \\ B &= RL \sin^2 \psi + PS(1 + \cos^2 \psi); \\ C &= PRL. \end{aligned}$$

Решение уравнения (7) очевидно:

$$n^2 = \{B \pm (B^2 - 4AC)^{1/2}\} / 2A, \quad (8)$$

где знаки “ \pm ” соответствуют необыкновенной и обыкновенной волнам. Известно, что в гиротропной среде понятие “обыкновенная” волна является условным. Обе характеристические волны имеют в общем случае эллиптическую поляризацию и их свойства зависят от угла ψ . Можно показать, что на низких частотах в ионосфере и магнитосфере условие $\mu \gg \chi$ выполняется только для необыкновенной волны (“свистовой моды”). Обыкновенная НЧ-волна испытывает сильное поглощение, особенно в нижней ионосфере, и

обычно не учитывается. Из уравнения (8) видно, что величина n имеет сингулярность при $A = 0$, которая соответствует резонансному углу $\psi = \psi_{\text{res}}$ такому, что

$$\text{tg}\psi_{\text{res}} = (-P/S)^{1/2}. \quad (9)$$

В данной точке ионосферы значение выражения (9) зависит от частоты.

Если геомагнитное поле отсутствует, то плазма изотропна и поверхность $\mu(\psi)$ представляет собой сферу. С учетом геомагнитного поля эта поверхность изменяет форму и представляет собой поверхность вращения с осью, совпадающей с направлением \overline{B}_0 [8]. Кроме того, из выражения (7) следует, что эта поверхность симметрична относительно плоскости $\psi = 0$, перпендикулярной направлению \overline{B}_0 . Поэтому обычно для простоты достаточно изобразить плоскую кривую $\mu(\psi)$ в интервале значений ψ от 0° до 90° .

Пусть столкновения частиц плазмы отсутствуют. Тогда существует частота нижнего гибридного резонанса f_{LHR} такая, что при $f_{\text{LHR}} < f < f_{\text{He}}/2$ подкоренное выражение в (9) положительно, резонансный угол существует, и при $\psi \rightarrow \psi_{\text{res}}$ получим сингулярность (“резонанс”) $\mu(\psi) \rightarrow \infty$. При этом при $\psi > \psi_{\text{res}}$ для свистовой моды $\mu = 0$, $\chi < 0$ — поперечная волна быстро затухает. При $f < f_{\text{LHR}}$ резонанс отсутствует, поверхность $\mu(\psi)$ замкнута, $\chi = 0$.

В невозмущенной ионосфере на высоте расположения рамки присутствует не нулевая эффективная частота соударений электронов $\nu_e \ll \omega$. В этом случае описанная выше картина сохраняется, однако величина $\mu(\psi_{\text{res}})$ конечна, хотя и относительно велика. При $\psi > \psi_{\text{res}}$ выполняется условие $\mu \ll |\chi|$ и волна быстро затухает.

Пусть плазма состоит из k сортов ионов, причем p_i — доля иона сорта i от единицы, m_i — отношение массы иона к массе электрона. Тогда для нижней гибридной частоты имеем следующее выражение:

$$f_{\text{LHR}} = f_{\text{He}} f_{pe} \sqrt{\text{Sum}(f_{pe}^2 + f_{\text{He}}^2)}, \quad (10)$$

$$\text{Sum} = \sum_{i=1}^k p_i / m_i,$$

и в случае $f_{pe}^2 \gg f_{\text{He}}^2$ получим

$$f_{\text{LHR}} \approx f_{\text{He}} \text{Sum}^{1/2}. \quad (11)$$

Пусть на высоте h_0 в момент времени $t = 0$ образуется сильное локальное возмущение атмосферы с начальной энергией Q . В результате образуется сильно разогретая область повышенной ионизации, которая начинает подниматься вверх под действием архимедовой силы, постепенно уве-

личиваясь в размерах, в основном в горизонтальном направлении. Для определенности далее будут использоваться значения $h_0 = 5$ км, $Q = 10$ ПДж (для сравнения: Тунгусский метеорит имел энергию ~ 200 ПДж). В этом случае средняя скорость подъема центра возмущения от момента $t = 0$ до момента достижения высоты расположения рамки $h = 200$ км ($t \approx 202$ с) составит ~ 0.97 км/с. В центре возмущения в этот момент: $N_e = 7.94 \times 10^9$ см $^{-3}$, $\nu_e = 6.66 \times 10^7$ с $^{-1}$; горизонтальный размер возмущения ~ 200 км; толщина ~ 10 км.

Параметры возмущенной области не зависят от времени суток, сезона, географического положения и солнечной активности, поэтому для невозмущенной ионосферы достаточно выбрать одну модель значений ее параметров на широте 70° . Для проведения расчетов выберем дневные условия, равенство и среднюю активность солнца. Из данных [10] для высоты 200 км получим: $N_e = 3.55 \times 10^5$ см $^{-3}$, $\nu_e = 58.2$ с $^{-1}$, $f_{pe} = 5.35$ МГц, $f_{\text{He}} = 1.53$ МГц. Пять положительных ионов N, O, N $_2$, NO, O $_2$ имеют доли 0.003, 0.508, 0.017, 0.315 и 0.15 соответственно. Тогда $f_{\text{LHR}} \approx 7.48$ кГц — это значение находится в исследуемом интервале частот. Из приведенных числовых значений f_{pe} и f_{He} следует, что приближенное выражение (11) справедливо и величина f_{LHR} практически не зависит от величины N_e .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Пусть ось рамочной антенны параллельна локальному направлению геомагнитного поля. Выберем начало сферической системы координат (r , θ , ϕ) в центре рамки, где r — расстояние до точки наблюдения, зенитный угол θ отсчитывается от направления \overline{B}_0 , азимутальный угол ϕ отсчитывается от прямой, перпендикулярной \overline{B}_0 и лежащей в плоскости магнитного меридиана. Везде при расчетах используем точку наблюдения на расстоянии $r = 1000$ м от центра рамки. Угол θ с точки зрения наблюдателя численно равен углу ψ в уравнении (7) для величины фазового показателя преломления. В силу осевой симметрии задачи напряженность электрического поля не зависит от ϕ .

Для проведения вычислений используем алгоритм, изложенный в работе [5]. Там же приведены результаты расчетов напряженности ближнего электрического поля рамки в невозмущенной ионосфере. Ближнее магнитное поле рамки совпадает с полем в пустом пространстве. Из результатов работы [5] следует, что зависимость $E(\theta)$ амплитуды напряженности ближнего поля имеет резонансный максимум вблизи значения $\theta = 0.5^\circ$. Кроме того, величина E при фиксированном зна-

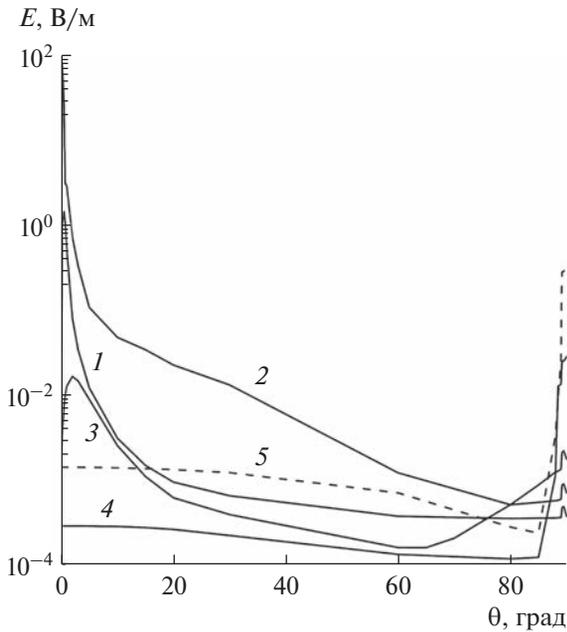


Рис. 1. Зависимость амплитуды напряженности поля E от угла θ для моментов времени $t = 0$ (1), 191 (2), 192 (3), 195 (4) и 202 с (5) на частоте 5 кГц.

чении θ имеет резонансный максимум в частотной области при $f = f_{LHR}$.

На рис. 1 приведены угловые зависимости амплитуды напряженности ближнего электрического поля рамочной антенны в невозмущенной (кривая 1) и в возмущенной ионосфере на частоте 5 кГц. На кривых 1–3 отчетливо виден максимум при малых значениях θ . Этот максимум условно назовем продольным резонансом, причем доминирующей компонентой напряженности поля является E_θ . В момент времени $t = 191$ с верхняя часть возмущения начинает увеличивать значения N_e и v_e в окрестности рамки ($N_e = 1.75 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$, $v_e = 1.49 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$). Это приводит к увеличению резонансной напряженности поля, но уже в момент $t = 192$ с ($N_e = 5.07 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$, $v_e = 4.36 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$) величина резонансного поля начинает уменьшаться из-за роста величины v_e .

Когда центр возмущения поднимается на высоту расположения рамки (кривая 5, $t = 202$ с, $N_e = 7.94 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, $v_e = 6.66 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$), продольный резонанс полностью исчезает. Однако появляется узкий максимум напряженности поля при $\theta = 90^\circ$ (“поперечный резонанс”). Компонента E_θ в этом максимуме на два-три порядка превышает по величине остальные, т.е. напряженность поля направлена практически вдоль направления \vec{B}_0 .

На рис. 2а приведена зависимость напряженности поля продольного резонанса от частоты. В случае невозмущенной ионосферы отчетливо ви-

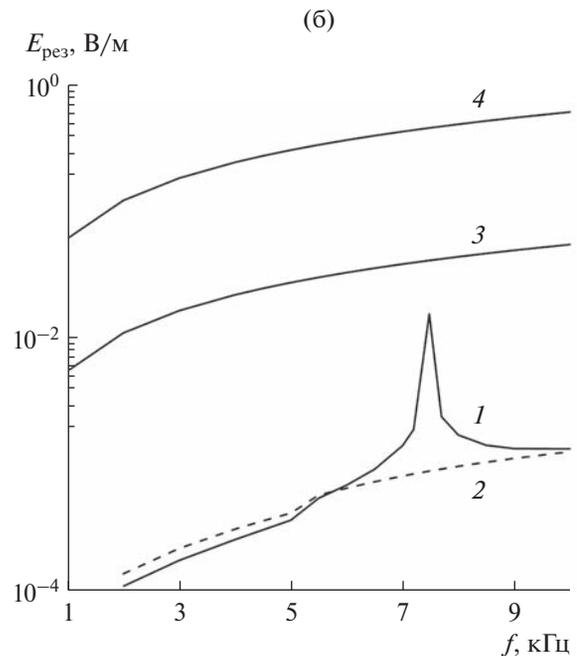
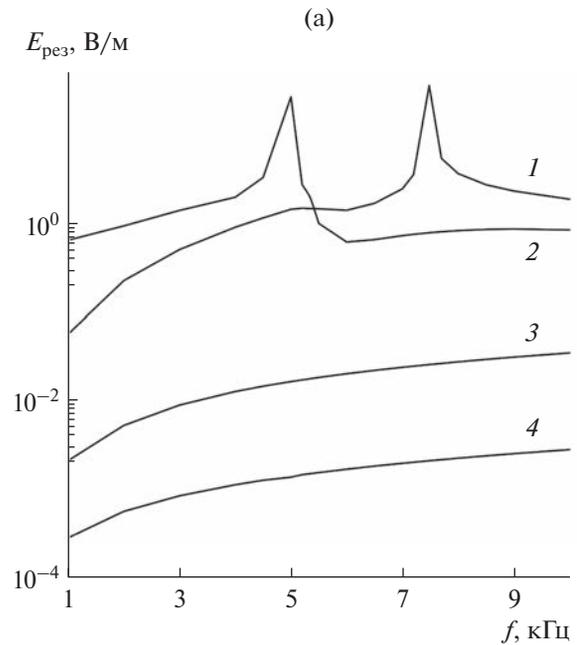


Рис. 2. Зависимость амплитуды поля продольного (а) и поперечного (б) резонанса $E_{рез}$ от частоты f для моментов времени $t = 0$ (1), 190 (2), 192 (3), 202 с (4).

ден рост резонансного поля в окрестности частоты нижнего гибридного резонанса. С приходом области возмущения этот максимум сначала сдвигается, а затем исчезает. На рис. 2б приведена аналогичная частотная зависимость напряженности поля поперечного резонанса. В невозмущенной ионосфере это поле относительно мало и также демонстрирует максимум вблизи $f = f_{LHR}$. С приходом возмущенной области этот максимум

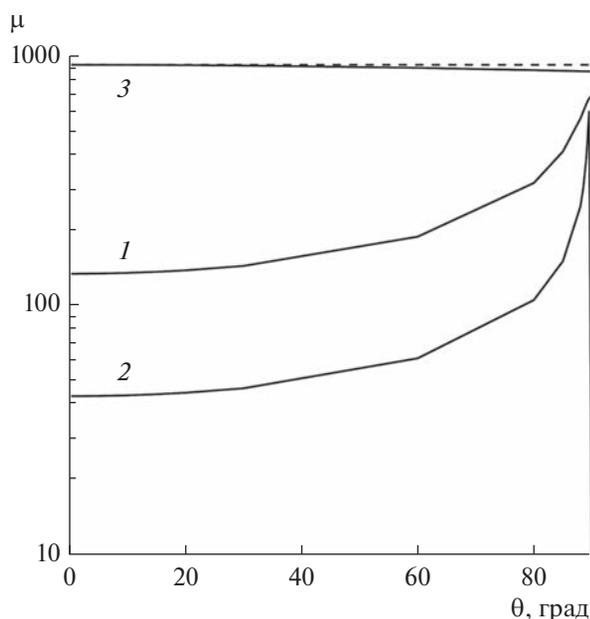


Рис. 3. Зависимость величины показателя преломления μ от угла θ для невозмущенной (1, 2) и возмущенной при $t = 202$ с (3) ионосферы в окрестности излучателя для частот 1 (1) и 10 кГц (2, 3).

исчезает, а напряженность поля поперечного резонанса значительно возрастает.

Для пояснения качественного поведения кривых на рис. 1, 2а и 2б приводим на рис. 3 зависимости вещественной части показателя преломления μ от угла θ для невозмущенной (кривые 1, 2) и возмущенной (кривая 3, $t = 202$ с) ионосферы. Кривая 1 соответствует частоте 1 кГц, которая заметно меньше величины $f_{LHR} \approx 7.48$ кГц, поэтому зависимость $\mu(\theta)$ является гладкой и непрерывной при $\theta \rightarrow 90^\circ$, а $|\chi| \ll \mu$ всюду. Кривая 2 соответствует частоте 10 кГц, которая превышает значение f_{LHR} , поэтому существует узкий резонансный пик при $\theta = \theta_{рез} \approx 89.7^\circ$. Значение μ в резонансе достигает нескольких тысяч, оно ограничено сравнительно малой величиной v_e и конечными размерами рамки (на рисунке резонансный пик искусственно обрезан). При $\theta > \theta_{рез}$ величина $|\chi|$ резко возрастает, а значения μ , напротив, становятся чрезвычайно малы. Это означает, что при этих углах волновой процесс в дальней зоне излучателя не может сформироваться.

В случае возмущенной ионосферы картина качественно меняется. Выросшие на несколько порядков значения N_e и v_e в окрестности рамки приводят к тому, что величина μ сильно возрастает и при этом $|\chi| \sim \mu$. В то же время зависимость от θ становится слабой. На рис. 3 этой ситуации соответствует кривая 3, которая изображает величину μ в масштабе 1 : 2. Для частот 1, 5 и 10 кГц величины $\mu(0)$ равны соответственно 5850, 2616 и 1850.

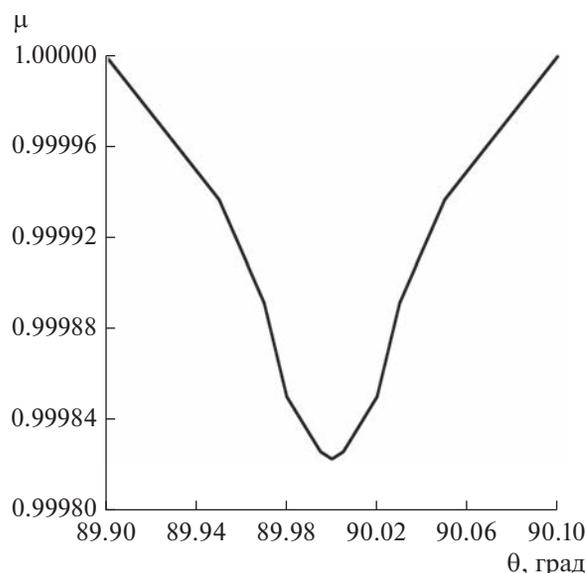


Рис. 4. Зависимость нормированной величины показателя преломления μ от угла θ вблизи значения 90° для возмущенной ионосферы при $t = 202$ с на частотах 1...10 кГц.

Из рис. 3 видно, что при наличии возмущения зависимость $\mu(\theta)$ представляет собой практически окружность в широком диапазоне изменения углов θ . Следовательно, такая среда является почти изотропной, за исключением узкой области углов вблизи значения 90° . Действительно, кривая 3 монотонно убывает с ростом θ на относительно небольшую величину (ср. со штриховой горизонтальной прямой). Из свойств симметрии этой кривой следует, что при дальнейшем росте угла θ свыше 90° кривая $\mu(\theta)$ будет так же монотонно возрастать. Таким образом, при $\theta = 90^\circ$ образуется минимум, т.е. участок с обратной кривизной.

На рис. 4 приведено детальное изображение зависимости $\mu(\theta)$ в интервале значений θ от 89.9° до 90.1° . При этом величина μ нормирована на свое значение $\mu(89.9^\circ)$. При таком способе изображения нормированная кривая практически не зависит от частоты в интервале частот 1...10 кГц. Нормированная кривая $\chi(\theta)$ является зеркальным отражением кривой $\mu(\theta)$ вверх относительно горизонтали $\mu = 1$.

Оценим форму зависимости $\mu(\theta)$ на рис. 4. Предположим, что возмущенная плазма в окрестности рамки состоит только из электронов. Опустим индексы и знаки у параметров (2), тогда выполняются условия

$$Y \gg 1, \quad X \gg Y, \quad v_e/\omega \gg Y,$$

при выполнении которых из соотношения (8) получим в окрестности $\theta = 90^\circ$

$$n^2 \approx n_m^2 (1 + \cos^2 \theta / \sin^2 \theta), \quad (12)$$

где n_m — некоторая комплексная величина, зависящая от частоты и параметров плазмы N_e и ν_e . Определим малый угол $\gamma = 90^\circ - \theta$, тогда из (12) получим

$$n \approx n_m (1 + \gamma^2 / 2),$$

т.е. в условиях сильного возмущения зависимость показателя преломления от угла γ является квадратичной (ср. с рис. 4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены численные расчеты напряженности ближнего электрического поля рамочной антенны, расположенной в ионосфере, в интервале частот 1...10 кГц. Параметры плазмы изменялись с течением времени под действием вертикально всплывающего сильного локального возмущения ионизации. В центре возмущенной области на высоте расположения антенны концентрация электронов увеличивается на четыре порядка, а эффективная частота соударения электронов — на шесть порядков. Из анализа полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Возмущение ионосферной плазмы существенно влияет на частотную и пространственную резонансную структуру напряженности низкочастотного ближнего поля рамочной антенны.

2. Продольный резонанс, существующий в невозмущенной плазме при малых углах наблюдения относительно направления геомагнитного поля, с приходом области возмущения исчезает в течение одной-двух секунд.

3. Частотный резонанс напряженности поля, связанный с частотой нижнего гибридного резонанса в многокомпонентной магнитоактивной плазме, также исчезает.

4. Указанные в п. 2 и 3 явления происходят вследствие быстрого увеличения эффективной

частоты соударения электронов на несколько порядков величины, что делает среду сильно диссипативной и практически изотропной.

5. Слабая анизотропия среды сохраняется только в поперечном относительно геомагнитного поля направлении. Это приводит к возникновению поперечного резонанса ближнего поля, направленного параллельно направлению геомагнитного поля. Вследствие высоких значений эффективной частоты соударений, амплитуда этого поля относительно невелика в сравнении с резонансным полем в невозмущенной плазме, и оно не может привести к формированию поля излучения. В этом случае вся энергия, подведенная к рамочной антенне, расходуется на нагрев окружающей плазмы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (тема № FFWZ-2022-0014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акиндинов В.В., Еремин С.М., Лишин И.В. // РЭ. 1985. Т. 30. № 5. С. 833.
2. Koons H.C., Dazey M.N., Edgar B.C. // Radio Sci. 1984. V. 19. № 1. P. 395.
3. Арманд Н.А., Семенов Ю.П., Черток Б.Е. и др. // РЭ. 1988. Т. 33. № 11. С. 2225.
4. Hui Ran Zeng, Tong He, Kai Li // IEEE Trans. 2023. V. PS-51. № 1. P. 26.
5. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. // РЭ. 2019. Т. 64. № 9. С. 866.
6. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. // РЭ. 2013. Т. 58. № 4. С. 317.
7. Мошков А.В. // РЭ. 2023. Т. 68. № 2. С. 121.
8. Lukin D.S., Presniakov V.B., Savtchenko P.P. // Geomagnetism and Aeronomy. 1988. V. 27. № 2. P. 262.
9. Стикс Т. Теория плазменных волн. М.: Атомиздат, 1965.
10. Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука, 1981.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ И ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СИГНАЛОВ НА ЧАСТОТЕ ВЫШЕ 1 ТГц

© 2023 г. Н. В. Кинев^а *, А. М. Чекушкин^а, Ф. В. Хан^а, К. И. Рудаков^б

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

^б Редакция журнала “Радиотехника и электроника”,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: nickolay@hitech.cplire.ru

Поступила в редакцию 28.04.2023 г.

После доработки 28.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Разработаны и экспериментально исследованы сверхпроводниковые интегральные схемы на основе линий передач NbTiN/Al на частотах до 1.1 ТГц. Проведено численное моделирование двух топологий микросхемы с рабочим диапазоном частот 0.9...1.2 ТГц, содержащих щелевую антенну, выполненную в тонкой пленке NbTiN и согласованную по выходу с микрополосковой линией передачи, и туннельный переход вида “сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник” (СИС) площадью порядка 1 мкм², выступающий в качестве терагерцового детектора. Изготовлены и протестированы экспериментальные образцы микросхемы, в экспериментальной установке в качестве источника использована лампа обратной волны (ЛОВ) с выходной частотой до 1.1 ТГц. Получена мощная накачка СИС-детектора, тем самым продемонстрирована применимость изготовленных линий передач NbTiN/Al для работы в составе сверхпроводниковых схем на частотах выше 750 ГГц, где не работают традиционно используемые линии передачи Nb/Nb из-за высокого затухания.

DOI: 10.31857/S0033849423090127, EDN: SCRCTR

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время системы по приему терагерцового (ТГц) излучения используются во многих областях: исследование атмосферы и космоса, технологии связи, биомедицина, фундаментальные исследования в материаловедении и молекулярной спектроскопии [1–3]. При этом наиболее чувствительными детекторами в ТГц-диапазоне являются переходы вида “сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник” (СИС) благодаря низкой температуре и сильной нелинейности характеристик, обусловленной туннелированием квазичастиц через барьерный слой [4]. В большинстве существующих приемных систем на основе туннельных переходов в качестве электродов СИС-перехода используется ниобий (например, Nb/AlO_x/Nb) либо нитрид ниобия (например, Nb/AlN/NbN), работающие при температуре кипения жидкого гелия 4.2 К. В некоторых современных задачах, преимущественно связанных с квантовыми вычислениями, используются СИС-переходы на основе алюминия [5], однако для их работы требуются сверхнизкие температуры (порядка 300 мК и ниже) и, соответственно, технически

сложные системы охлаждения. Для переходов на основе ниобия наиболее традиционными линиями передачи сигналов являются тонкие пленки ниобия, изготавливаемые в том же цикле магнетронного напыления, что и электроды туннельного перехода. Такие линии передачи обладают максимальной рабочей частотой около 750 ГГц, выше которой значительно возрастают потери в пленках согласно теории Маттиса–Бардина [6]. Данное фундаментальное ограничение обусловлено энергетической щелью сверхпроводниковых материалов Δ. Таким образом, в системах, работающих на частотах до 1 ТГц и выше, необходимо использование более высокочастотных линий передачи из материалов с более высоким значением Δ. Наиболее подходящими для таких частот являются линии передачи на основе NbTiN, имеющие фундаментальное ограничение порядка 1.4 ТГц [7, 8].

Целью данной работы является разработка, изготовление и исследование сверхпроводниковых интегральных схем для изучения характеристик линий передачи на основе NbTiN/Al с рабочими частотами до 1.1 ТГц.

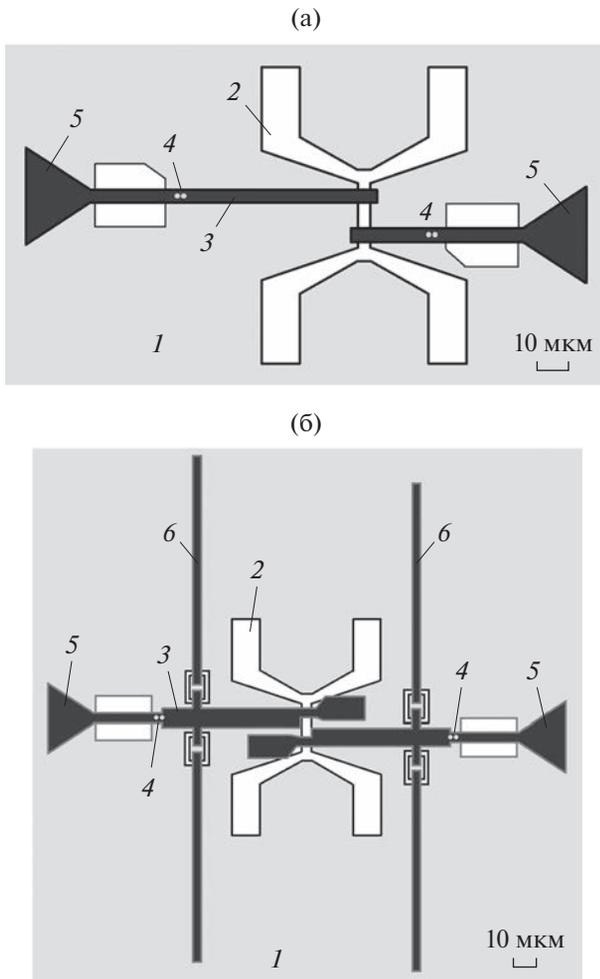


Рис. 1. Топология интегральной терагерцовой структуры ТГц-МПЛ (а) и ТГц-МПЛР (б): 1 – нижний электрод структуры на основе NbTiN, 2 – щелевая антенна, 3 – верхний электрод структуры на основе Al, 4 – двойной СИС-переход на основе Nb/AlN/NbN с площадью 1 мкм^2 каждый, 5 – замыкатель по СВЧ, 6 – резонатор.

1. РАЗРАБОТКА И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ МИКРОСХЕМ

1.1. Принципиальная конструкция интегральных схем и численная модель

Были разработаны и численно промоделированы две различные топологии интегральных микросхем, содержащие СИС-переходы на основе Nb/AlN/NbN, включенные в ТГц-линию передачи с нижним электродом из NbTiN и верхним электродом из Al (далее – NbTiN/Al) и выполняющие роль детекторов внешнего ТГц-сигнала. Топология № 1 микросхемы вида “терагерцовая микрополосковая линия” (ТГц-МПЛ) и топология № 2 микросхемы вида “терагерцовая микрополосковая линия с резонатором” (ТГц-МПЛР)

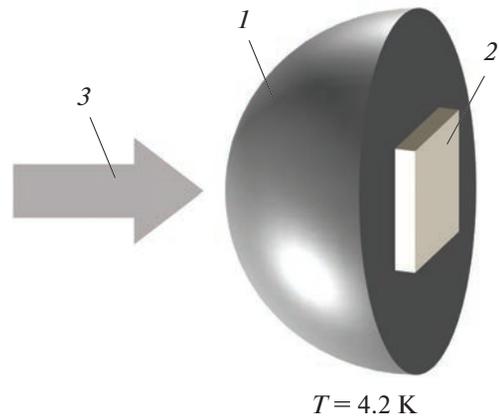


Рис. 2. Схема установки на кремниевой полуэллиптической линзе 1 микросхемы 2 с исследуемой структурой для регистрации ТГц-излучения 3.

показаны на рис. 1а и 1б соответственно. Обе топологии состоят из входной щелевой антенны, выполненной в нижнем электроде интегральной структуры NbTiN, детекторов на основе двойных параллельно соединенных СИС-переходов площадью 1 мкм^2 каждый, а также исследуемой линии передачи, согласованной с антенной по входу и СИС-переходами по выходу. Двойные СИС-переходы вместо одиночных используются для увеличения ширины приемной полосы частот за счет взаимной отстройки емкости переходов индуктивностью, соединяющей их линии. В топологии ТГц-МПЛ использованы традиционные отрезки микрополосковой линии, имеющие длину $\lambda/4$ (далее – короткая секция) и $3\lambda/4$ (далее – длинная секция), λ – длина волна принимаемого излучения. Разница между принимаемой детектором мощностью в длинной и короткой секциях позволит в дальнейшем оценивать потери в микрополосковой линии и определить параметры тонких пленок. В топологии ТГц-МПЛР использованы два симметричных и идентичных по геометрическим размерам отрезка микрополосковой линии с встроенным резонатором, что в дальнейшем позволит оценивать потери в линии из величины добротности резонатора. Конструкция антенны одинаковая в двух топологиях интегральной структуры. Микросхема с интегральной структурой устанавливается в фокусе полуэллиптической кремниевой линзы, что формирует квазиоптический линзово-антенный приемный тракт, как показано на рис. 2. Криогенный модуль с интегральной структурой помещается в вакуумном заливном криостате с рабочей температурой 4.2 К.

Численное моделирование топологий микросхем производилось в специализированной программе трехмерного численного электромагнитного моделирования Ansys HFSS. Данная программа позволяет моделировать сложные структуры,

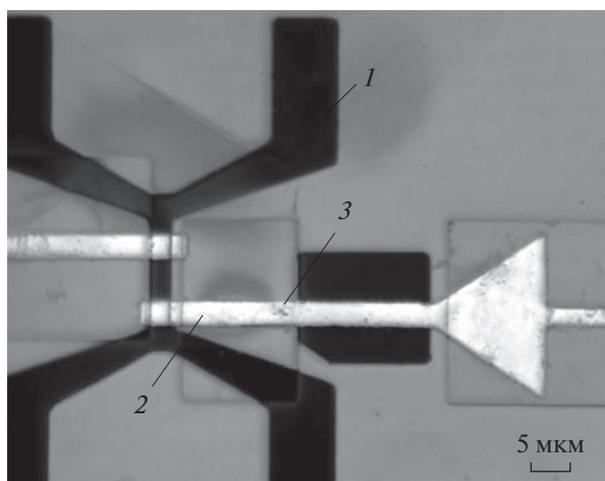


Рис. 3. Микрофотография центральной части микросхемы топологии ТГц-МПЛ (короткая секция): 1 – щелевая антенна, 2 – микрополосковая линия передачи, 3 – двойной СИС-переход с площадью 1 мкм^2 каждый.

учитывая краевые эффекты, граничные условия и взаимное влияние элементов схемы друг на друга. Поскольку в программе нет встроенного метода для учета свойств сверхпроводниковых материалов, был использован метод, предложенный в [9, 10]. На первом этапе создается массив данных для поверхностного импеданса сверхпроводниковых пленок с использованием соотношений из теории Маттиса–Бардина [6]. Конкретные параметры для пленок NbTiN были взяты из работы [11], результаты в которой получены с помощью спектроскопии временного разрешения, а исследованные образцы тонких пленок изготовлены с использованием той же технологии, что и образцы в представленной работе. На втором этапе полученный массив данных внедряется в численную программу Ansys HFSS и задаются граничные условия на поверхности сверхпроводниковых электродов.

Импеданс СИС-перехода в численной модели $Z_{\text{СИС}}$ определяется соединенными параллельно сопротивлением перехода в нормальном состоянии $R_{\text{норм}}$ и его емкостью C , что в программе может быть задано специальным элементом “сосредоточенный RLC” (далее – RLC). СИС-переходы были заданы как последовательно соединенные RLC и сосредоточенный порт с сопротивлением $R_{\text{п}} = 1 \text{ мОм}$, много меньшим $R_{\text{норм}}$. Поскольку в каждой секции интегральной схемы использованы два СИС-перехода с расстоянием 2 мкм между ними, то в модели переходы учтены как два независимых объекта. Для расчета детектируемой мощности $P_{\text{дет}}$ (дБ), которая в численной модели эквивалентна поглощенной двойным СИС-пере-

ходом мощности в каждой секции, использована формула

$$P_{\text{дет}} = 10 \lg \left[|S_{21}^{n1}|^2 (\text{Re}(Z_{\text{СИС}})/R_{\text{п}}) + |S_{21}^{n2}|^2 (\text{Re}(Z_{\text{СИС}})/R_{\text{п}}) \right], \quad (1)$$

где S_{21}^{n1} и S_{21}^{n2} – S -параметры, рассчитанные на двух портах, соответствующих каждому СИС-переходу в секции.

1.2. Изготовление экспериментальных образцов

Экспериментальные образцы микросхем на основе тонких пленок были изготовлены методами магнетронного распыления и оптической УФ-литографии, фотошаблоны с субмикронной точностью размеров изготавливали методом электронно-лучевой литографии. Технология изготовления туннельных переходов Nb/AlN/Nb, Nb/AlN/NbN с использованием традиционных линий передачи Nb/Nb достаточно детально описана в [12, 13], а технология туннельных переходов, встроенных в линии передачи NbTiN/Al, обсуждалась в работах [14, 15]. Все структуры изготавливались на высокоомной подложке ($>5 \text{ кОм см}$) из полированного кремния. На подложку напыляли буферный слой Al_2O_3 толщиной 100 нм , на него по всей поверхности подложки напыляется пленка NbTiN толщиной 325 нм . Затем пленка травится по резистивной маске с использованием плазмохимического травления в среде CF_4 для формирования нижнего электрода линии передачи. На следующем этапе формируется туннельная СИС-структура Nb/Al–AlN/NbN (толщина $80 \text{ нм}/6 \text{ нм}–1 \text{ нм}/80 \text{ нм}$ соответственно) и травится по резистивной маске до слоя NbTiN. На этом этапе производится анодирование поверхности слоя нижнего электрода NbTiN, а также торцов СИС-переходов, после чего осаждается слой изоляции SiO_2 толщиной 400 нм . Эти процедуры необходимы для создания качественного изоляционного слоя между нижним и верхним электродами. На заключительном этапе напыляется верхний электрод на основе Al толщиной 500 нм . Микрофотография изготовленной структуры (участок длинной секции топологии ТГц-МПЛ) показана на рис. 3.

1.3. Экспериментальная установка

Для охлаждения структур использован вакуумный криостат 4.2 К , заливаемый жидким гелием. Для накачки СИС-детекторов ТГц-сигналом и исследования свойств линий передачи был использован в качестве внешнего генератора мощный источник на основе лампы обратной волны (ЛОВ) с рабочим диапазоном выходных частот порядка $0.9...1.1 \text{ ТГц}$. ЛОВ является генератором,

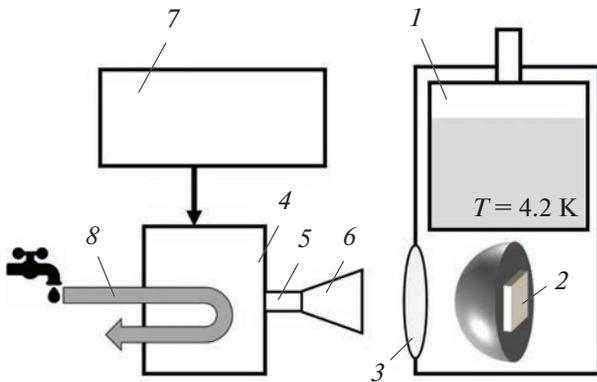


Рис. 4. Схема экспериментальной установки для исследования сверхпроводниковых интегральных структур: 1 – заливной криостат, 2 – микросхема с исследуемой структурой, 3 – входное окно криостата, 4 – ЛОВ, 5 – выходной волновод ЛОВ; 6 – выходной рупор ЛОВ; 7 – блок питания ЛОВ; 8 – водяная система охлаждения ЛОВ.

управляемым напряжением на катоде V_k замедляющей системы в диапазоне 4...6 кВ, с водяным охлаждением. Чтобы обеспечить достаточно узкий выходной пучок излучения, на волноводном выходе ЛОВ дополнительно установлена рупорная антенна. Входное окно криостата выполнено из майлара, который практически прозрачен в ТГц-диапазоне частот. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 4. Поскольку диаграммы направленности как выходного сигнала ЛОВ, так и приемного сигнала антенно-линзовой системы достаточно узкие, точная оптическая юстировка относительного расположения ЛОВ и криостата (масса каждого прибора более 20 кг) являлась достаточно сложной задачей. Кроме того, измерительная система крайне чувствительна к слабым механическим вибрациям и отклонениям положения, поэтому экспериментальный стенд был размещен на массивном столе.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Воздействие ТГц-сигнала ЛОВ на детектор регистрировали путем измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) СИС-перехода. Для точных измерений ВАХ использован специально разработанный низкошумящий блок задания и измерения с питанием от батарей. ВАХ СИС-переходов измеряли в режиме задания напряжения до 7 мВ. Характерные токи через переход при этом составляли примерно 0.8...1 мА. Семейства измеренных ВАХ СИС-переходов для короткой и длинной секций топологии ТГц-МПЛ, а также для одной из идентичных секций топологии ТГц-МПЛР представлены на рис. 5. Нормальное сопротивление перехода $R_{норм}$ для представленных характеристик составляет

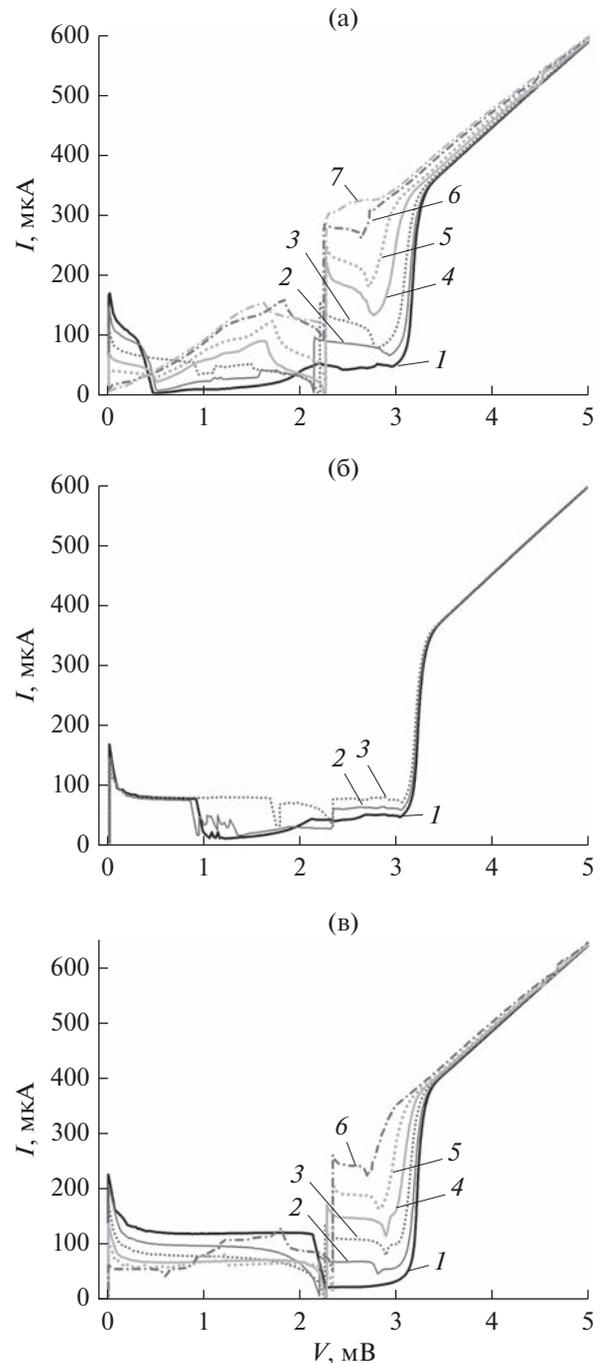


Рис. 5. Серия ВАХ СИС-перехода в короткой (а), длинной секции (б) топологии ТГц-МПЛ и в приемной секции топологии ТГц-МПЛР (в) без внешнего воздействия (1) и под воздействием сигнала ЛОВ различной мощности и частоты: а) 1.032 (2), 1.060 (3), 1.088 (4), 1.09 (5), 1.079 (6) и 1.092 ТГц (7); б) 1.102 (2), 1.103 ТГц (3); в) 1.038 (2), 1.064 (3), 1.074 (4), 1.104 (5) и 1.105 ТГц (6).

7.14 Ом (рис. 5а), 6.86 Ом (рис. 5б) и 6.52 Ом (рис. 5в). Наибольший уровень детектируемой мощности соответствует самым верхним кривым на рис. 5а, 5б, 5в. Использованный источник на

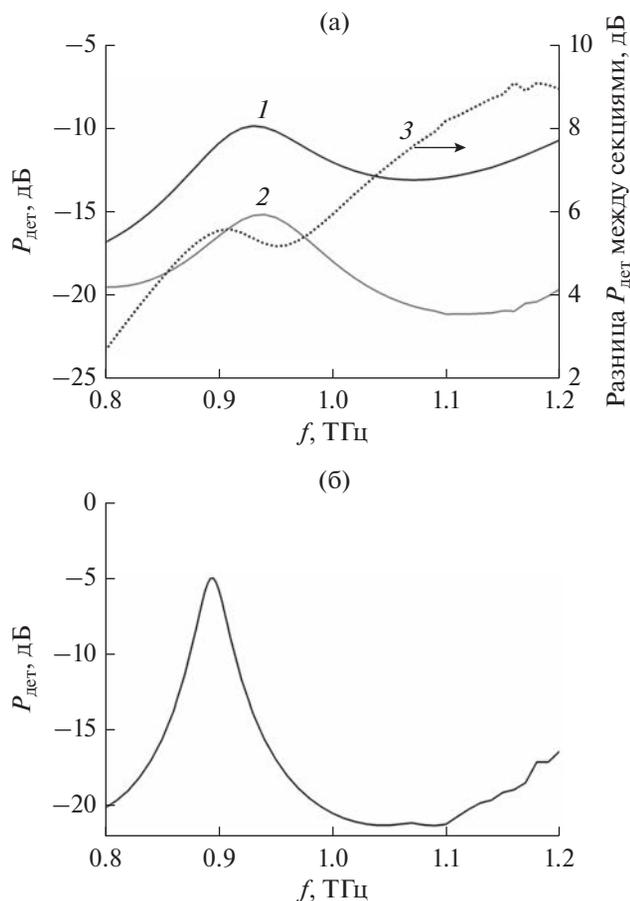


Рис. 6. Результаты численного расчета детектируемой мощности для топологии ТГц-МПЛ (а) в короткой (1) и длинной (2) секциях и разница между ними (3), а также для топологии ТГц-МПЛР (б).

основе ЛОВ имеет выходную частоту 1.035 ТГц при $V_k = 5$ кВ и линейный коэффициент перестройки частоты около 70.73 ГГц/кВ. Накачка СИС-детекторов экспериментальных образцов обеих топологий наблюдалась в диапазоне 1.02...1.1 ТГц. Следует отметить, что использованная ЛОВ согласно спецификации производителя работает и при более низких частотах до 0.94 ТГц, однако в эксперименте на частотах ниже 1.02 ТГц мощность оказалась недостаточной для визуального изменения ВАХ СИС-перехода.

Воздействие на СИС-переход сигналом в ТГц-диапазоне приводит одновременно к двум независимым эффектам скачкообразного увеличения туннельного тока: возникновению ступеней Шапиро [16] и квазичастичных ступеней [4]. Поскольку критический ток перехода не подавлен, на ВАХ СИС-переходов появляется четко выраженная первая ступень Шапиро при напряжениях в диапазоне 2.12...2.25 мВ, что соответствует частоте накачки 1.025...1.088 ТГц из константы Джозефсона $2e/h = 483.6$ ГГц/мВ (e – заряд элект-

рона, h – постоянная Планка), а также слабо выраженная вторая ступень Шапиро при напряжении около 4.4 мВ, соответствующая удвоенной частоте. Можно заметить точное соответствие относительного положения первой ступени на ВАХ и частоты накачки: чем выше частота воздействия, тем выше напряжение ступени. Интересно отметить чрезвычайно эффективное детектирование сигнала в короткой секции для топологии ТГц-МПЛ, при котором накачка достигла насыщения (см. рис. 5а, кривая 7).

Численные результаты расчетов детектируемой мощности для топологии ТГц-МПЛ в короткой и длинной секциях представлены на рис. 6а. Частота наиболее эффективного детектирования практически совпадает для двух секций с точностью до 10 ГГц и составляет около 0.93 ТГц. В то же время детектируемая мощность в длинной секции в окрестности частоты 1.05 ТГц практически на порядок (8 дБ) ниже, чем в короткой секции, что показано на рис. 6а кривой 3, являющейся разницей между детектируемой мощностью в короткой и длинной секциях.

Таким образом, результаты расчетов соответствуют экспериментальным, в которых накачка в длинной секции оказалась значительно меньшей, чем в короткой (ср. рис. 5а и 5б). Численные результаты расчетов детектируемой мощности для двух идентичных секций топологии ТГц-МПЛР представлены на рис. 6б. Значительно более узкий по частоте пик эффективной накачки в численных расчетах по сравнению с топологией ТГц-МПЛ обусловлен наличием резонатора, из значення добротности которого в дальнейшем можно оценивать характеристики тонких пленок линий передачи. Для данной топологии также экспериментально получена достаточно мощная накачка СИС-детектора (см. рис. 5в, кривая б), не приводящая, однако, к насыщению.

Важно отметить, что обе разработанные топологии позволяют оценивать характеристики поглощения в линии передачи: топология ТГц-МПЛ – по частотной зависимости разницы детектируемой мощности в длинной и короткой секциях в исследуемом диапазоне, топология ТГц-МПЛР – по частотной зависимости детектируемой мощности при условии либо однородной по частоте характеристики выходной мощности, либо строго известной зависимости выходной мощности от частоты в абсолютной величине. Мощность выходного сигнала ЛОВ чрезвычайно неоднородна по частоте, неизвестна в абсолютном выражении и может существенно отличаться для двух близко расположенных частот, поэтому такой источник не удовлетворяет требованиям для постановки добротного эксперимента по оценке параметров затухания в пленках. Таким образом, для постановки такого эксперимента в дальней-

шем достаточно иметь более слабый по мощности (в сравнении с ЛОВ), но однородный по частоте источник излучения в диапазоне 0.9...1.1 ТГц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интегральные структуры на основе СИС-переходов являются высокочувствительными приемными системами и способны работать на частотах до 1 ТГц и выше, однако технология изготовления линий передачи и оптимизация их конструкции под конкретные задачи является достаточно сложной задачей. В данной работе разработаны, численно рассчитаны, изготовлены и экспериментально исследованы две топологии интегральных структур на основе СИС-переходов Nb/AlN/NbN с приемной антенной, встроенных в линии передачи NbTiN/Al, обладающие рабочим диапазоном частот 0.9...1.2 ТГц. В качестве внешнего источника ТГц-излучения была использована ЛОВ, а фидером являлась квазиоптическая антенно-линзовая система. Была получена мощная накачка СИС-детекторов в диапазоне 1.02...1.1 ТГц, что демонстрирует успешное функционирование разработанных СИС-переходов и линий передачи для задач с целевой частотой выше 1 ТГц.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А.М. Барышеву за помощь в численных расчетах. Авторы благодарны за возможность доступа к оборудованию уникальной научной установки “Криоинтеграл” (№ 352529), которое было использовано при изготовлении образцов и проведении исследований.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Разработка технологии изготовления, изготовление образцов и эксперимент выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-79-00019), численные расчеты выполнены за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания. Функционирование уникальной научной установки “Криоинтеграл” поддержано Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-667).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Terahertz Spectroscopy: Principles and Applications / Ed. by S.L. Dexheimer. Boca Raton: CRC Press, 2008. <https://doi.org/10.1201/9781420007701>
2. *Plusquellic D.F., Siegrist K., Heilweil E.J., Esenturk O.* // ChemPhysChem. 2007. V. 8. № 17. P. 2412. <https://doi.org/10.1002/cphc.200700332>
3. *Davies A.G., Burnett A.D., Fan W. et al.* // Mater. Today. 2008. V. 11. № 3. P. 18. [https://doi.org/10.1016/S1369-7021\(08\)70016-6](https://doi.org/10.1016/S1369-7021(08)70016-6)
4. *Tucker J.R., Feldman M.J.* // Rev. Mod. Phys. 1985. V. 57. № 4. P. 1055. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.57.1055>
5. *Vetoliere A., Satariano R., Ferraiuolo R. et al.* // Nano-materials. 2022. V. 12. № 23. P. 4155. <https://doi.org/10.3390/nano12234155>
6. *Mattis D.C., Bardeen J.* // Phys. Rev. 1958. V. 111. № 2. P. 412. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.111.412>
7. *Kooi J.W., Stern J.A., Chattopadhyay G. et al.* // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1998. V. 19. № 3. P. 373. <https://doi.org/10.1023/A:1022595223782>
8. *Jackson B.D. et al.* // IEEE Trans. 2001. V. AS-11. № 1. P. 653. <https://doi.org/10.1109/77.919429>
9. *Kerr A.R., Pan S.K.* // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1990. V. 11. № 10. P. 1169. <https://doi.org/10.1007/BF01014738>
10. *Belitsky V., Risacher C., Pantaleev M., Vassilev V.* // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 2006. V. 27. № 1. P. 809. <https://doi.org/10.1007/s10762-006-9116-5>
11. *Khudchenko A., Lap B.N.R., Rudakov K.I. et al.* // IEEE Trans. 2022. V. AS-32. № 4. P. 1500506. <https://doi.org/10.1109/TASC.2022.3147736>
12. *Dmitriev P.N., Lapitskaya I.L., Filippenko L.V. et al.* // IEEE Trans. 2003. V. AS-13. № 2. P. 107. <https://doi.org/10.1109/TASC.2003.813657>
13. *Khudchenko A., Baryshev A.M., Rudakov K.I. et al.* // IEEE Trans. 2016. V. TST-6. № 1. P. 127. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2015.2504783>
14. *Fominsky M.Yu., Filippenko L.V., Chekushkin A.M. et al.* // Electronics. 2021. V. 10. № 23. P. 2944. <https://doi.org/10.3390/electronics10232944>
15. *Чекушкин А.М., Филиппенко Л.В., Фоминский М.Ю., Кошелец В.П.* // ФГТ. 2022. Т. 64. № 10. С. 1399.
16. *Grimes C.C., Shapiro S.* // Phys. Rev. 1968. V. 169. № 2. P. 397. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.169.397>

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ СЕМЕЙСТВО ФИЛЬТРОВ С КОНЕЧНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ НА ОСНОВЕ СПЛАЙНОВ И МЕТОД ПОИСКА ОПТИМАЛЬНОГО ПАРАМЕТРА

© 2023 г. К. А. Будунова^{a, *}, В. Ф. Кравченко^{a, b}

^a Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

^b Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
ул. Бутлерова, 15, Москва, 117342 Российская Федерация

*E-mail: 1917schw@mail.ru

Поступила в редакцию 28.04.2023 г.

После доработки 28.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Предложено новое параметрическое семейство фильтров с конечной импульсной характеристикой на основе сверток сплайнов с прямоугольным импульсом. Разработан и теоретически обоснован алгоритм поиска параметра, оптимизирующего отклонение амплитудно-частотной характеристики в полосах пропускания и подавления. Проведен численный эксперимент, заключающийся в сравнении новых фильтров с оконными фильтрами и оптимальными фильтрами Чебышева.

DOI: 10.31857/S003384942309005X, EDN: RLGJPL

ВВЕДЕНИЕ

В работе описывается семейство фильтров с конечной импульсной характеристикой (КИХ), амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) которых приближается к финитным сплайнам, аппроксимирующим свертку прямоугольного импульса с атомарной функцией $h_a(x)$ [1, 2]. Отклонение фильтров в полосах пропускания и подавления меняется вместе с изменением параметра, в связи с чем возникает задача разработки метода поиска параметра, оптимизирующего отклонение.

1. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ СЕМЕЙСТВО КИХ-ФИЛЬТРОВ НА ОСНОВЕ СПЛАЙНОВ

Пусть $f(\omega)$ – четная неотрицательная финитная интегрируемая функция с носителем $\text{supp}f(\omega) = [-\gamma, \gamma]$ и

$$\int_{-\gamma}^{\gamma} f(\omega) d\omega = 1,$$

а $B_0(\omega)$ – прямоугольный импульс:

$$B_0(\omega) = \begin{cases} 1, & |\omega| < 1/2, \\ 1/2, & |\omega| = 1/2, \\ 0, & |\omega| > 1/2. \end{cases}$$

Тогда при $\gamma_0 > \gamma$ свертка

$$H(\omega) = \int_{\mathbb{R}} B_0(u/(2\gamma_0)) f(\omega - u) du \quad (1)$$

является четной финитной неотрицательной функцией, удовлетворяющей условиям

$$\begin{aligned} H(\omega) &= 0, & |\omega| > \gamma_0 + \gamma, \\ H(\omega) &= 1, & |\omega| < \gamma_0 - \gamma. \end{aligned}$$

Перечисленные свойства позволяют рассматривать $H(\omega)$ в качестве идеальной АЧХ некоторого фильтра низких частот.

Рассмотрим для фиксированных частот ω_0 и ω_1 , $0 < \omega_0 < \omega_1 < \pi$, семейство фильтров $H_{a,L}(\omega)$, образуемое правой частью (1) в случае, когда $\gamma_0 = (\omega_1 + \omega_0)/2$ и

$$f(\omega) = \frac{2\Omega_L}{\omega_1 - \omega_0} f_{a,L} \left(\frac{2\Omega_L \omega}{\omega_1 - \omega_0} \right),$$

где $a \geq 1$ – параметр, $f_{a,L}(\omega)$ – финитный сплайн с носителем $[-\Omega_L, \Omega_L]$, полученный в результате

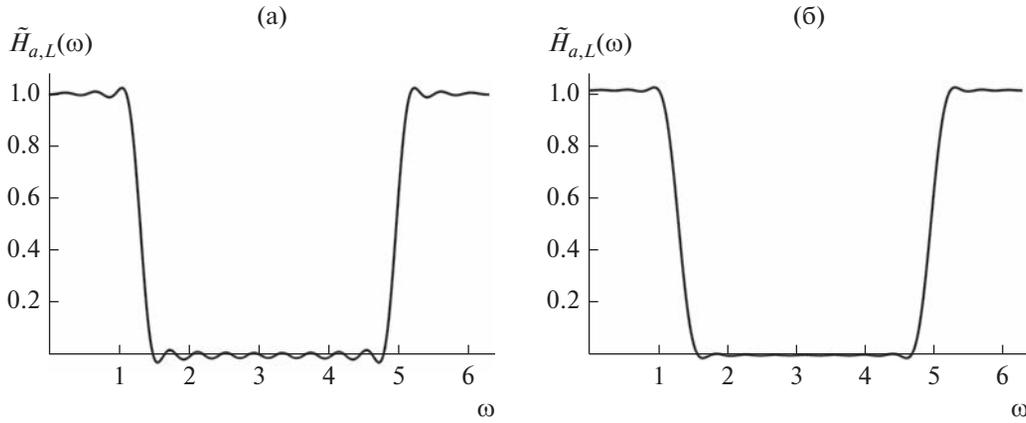


Рис. 1. Амплитудно-частотные характеристики (3) при $\omega_0 = \pi/3$, $\omega_1 = \pi/2$, $L = 3$, $N = 15$ для $a = 1.2$ (а) и 5 (б).

свертки L прямоугольных импульсов разной длины

$$f_{a,L}(\omega) = \left(\frac{a}{2} B_0(a\omega/2)\right) * \dots * \left(\frac{a^L}{2} B_0(a^L\omega/2)\right),$$

$$\Omega_L = \sum_{l=1}^L a^{-l}.$$

Сплайны $f_{a,L}(\omega)$ представляют собой аппроксимации известной атомарной функции $h_a(\omega)$, которая применяется при синтезе дискретных и непрерывных фильтров низких частот с быстро затухающей импульсной характеристикой [3–5].

Функция $H_{a,L}(\omega)$ при $\omega \in [-\pi, \pi]$ представляется рядом Фурье

$$H_{a,L}(\omega) = \frac{\omega_1 + \omega_0}{\pi} \times \left(\frac{1}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{\omega_1 + \omega_0}{2} k\right) Y_{a,L}(k) \cos(k\omega) \right), \quad (2)$$

где

$$Y_{a,L}(x) = \prod_{l=1}^L \text{sinc}\left(\frac{(\omega_1 - \omega_0)a^{l-1}x}{2(1+a+\dots+a^{L-1})}\right).$$

Коэффициенты

$$h(k) = \frac{\omega_1 + \omega_0}{2\pi} \text{sinc}\left(\frac{\omega_1 + \omega_0}{2} k\right) Y_{a,L}(k),$$

$$k = -N, \dots, N,$$

определяют КИХ-фильтр с АЧХ $\tilde{H}_{a,L}(\omega)$

$$\tilde{H}_{a,L}(\omega) = \frac{\omega_1 + \omega_0}{\pi} \times \left| \frac{1}{2} + \sum_{k=1}^N \text{sinc}\left(\frac{\omega_1 + \omega_0}{2} k\right) Y_{a,L}(k) \cos(k\omega) \right|. \quad (3)$$

Графики АЧХ (3) для некоторых фильтров приведены на рис. 1.

Рассмотрим остаток ряда Фурье (2)

$$\varepsilon(a, \omega) = \frac{\omega_1 + \omega_0}{\pi} \times \sum_{k=N+1}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{\omega_1 + \omega_0}{2} k\right) Y_{a,L}(k) \cos(k\omega). \quad (4)$$

Для каждого фиксированного параметра a и заданного набора чисел ω_0 , ω_1 , L , N наибольшее отклонение характеристики (3) в полосах пропускания $0 \leq \omega \leq \omega_0$ и подавления $\omega_1 \leq \omega \leq \pi$ (при условии, что $\tilde{H}_{a,L}(\omega) \neq 0$ на $\omega \in (0, \omega_0)$) задается величиной

$$M(a) = \max_{\omega \in \Omega} |\varepsilon(a, \omega)|, \quad (5)$$

где $\Omega = \{\omega : 0 \leq \omega \leq \omega_0, \omega_1 \leq \omega \leq \pi\}$. Отклонение (5) меняется в зависимости от параметра a и имеет на интервале $a \in [1, +\infty)$ точную нижнюю грань

$$\inf_{a \in [1, +\infty)} M(a). \quad (6)$$

2. ЗАМЕНА НЕПРЕРЫВНОЙ ЗАДАЧИ ОПТИМИЗАЦИИ ОТКЛОНЕНИЯ ДИСКРЕТНОЙ ЗАДАЧЕЙ

Функция (5) в общем случае не является вогнутой, кроме того, точная нижняя грань (6) ищется на неограниченном множестве $a \in [1, +\infty)$, поэтому решение задачи (6) не может быть найдено при помощи стандартных численных методов минимизации.

Для отыскания приближенного решения здесь предлагается ограничить область изменения параметра a и заменить (6) дискретной задачей таким образом, чтобы найденное на сетке решение мало отличалось от (6).

Пусть $\varepsilon_0 = \inf_{a \geq 1} M(a)$ – решение непрерывной задачи (6). Задавая конечный отрезок $[1, A]$ и сетку $A_S = \{a_s\}_{s=1}^S$ на этом отрезке, $1 = a_1 < a_2 < \dots <$

$a_{s-1} < a_s = A$, рассмотрим также задачу поиска числа ε_1

$$\varepsilon_1 = \min_{1 \leq s \leq S} M(a_s). \tag{7}$$

Определим условия, налагаемые на сетку A_S и число A , достаточные для выполнения неравенства

$$|\varepsilon_1 - \varepsilon_0| \leq \frac{\varepsilon_0}{10}, \tag{8}$$

задающего требование малого различия решений дискретной и непрерывной задач.

Отметим, что для функции $\varepsilon(a, \omega)$ имеет место равномерная на Ω сходимость $\lim_{a \rightarrow +\infty} \varepsilon(a, \omega) = \tilde{\varepsilon}(\omega)$, где

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \frac{\omega_1 + \omega_0}{\pi} \times \sum_{k=N+1}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{\omega_1 + \omega_0}{2} k\right) \text{sinc}\left(\frac{\omega_1 - \omega_0}{2} k\right) \cos(k\omega),$$

поэтому при достаточно больших A для всех $a > A$

$$|M(a) - \max_{\omega} |\tilde{\varepsilon}(\omega)|| < \lambda,$$

где λ – сколь угодно малое число.

Обозначим $\tilde{\varepsilon} = \max_{\omega \in \Omega} |\tilde{\varepsilon}(\omega)|$. Предположим, что задано некоторое число A , для которого выполняется соотношение

$$|\varepsilon(a, \omega) - \tilde{\varepsilon}(\omega)| < \lambda \tilde{\varepsilon}$$

при $a > A$.

Рассмотрим сначала случай, когда функция $M(a)$ достигает при $a \geq 1$ своей нижней грани в точке $a_0 \geq A$. Тогда для ε_0 справедливо

$$(1 - \lambda)\tilde{\varepsilon} \leq \varepsilon_0 \leq \tilde{\varepsilon}.$$

Полагая $\varepsilon_1 = \tilde{\varepsilon}$, получим

$$|\varepsilon_0 - \varepsilon_1| \leq \lambda \tilde{\varepsilon}.$$

Пусть теперь $\inf_{a \geq 1} M(a)$ не достигается при конечном a и $\varepsilon_0 = \tilde{\varepsilon}$. Тогда $\varepsilon_1 > \tilde{\varepsilon}$. В точке $a = A$

$$\tilde{\varepsilon} < \varepsilon_1 \leq M(A) \leq (1 + \lambda)\tilde{\varepsilon}.$$

Отсюда также следует $|\varepsilon_0 - \varepsilon_1| \leq \lambda \tilde{\varepsilon}$. Далее, в обоих случаях

$$|\varepsilon_0 - \varepsilon_1| \leq \frac{\lambda \varepsilon_0}{1 - \lambda} \leq \frac{\varepsilon_0}{10}$$

при $\lambda \leq \frac{1}{11}$.

Если функция $M(a)$ достигает при $a \geq 1$ своей нижней грани в точке $a_0 \in [1, A]$, то условие (8) выполняется при правильном выборе сетки на $[1, A]$. Пусть точка a_0 принадлежит некоторому отрезку

$[\alpha, \beta] \subset [1, A]$, на котором задано равномерное разбиение с шагом Δa , причем

$$M(a) \geq \mu, \quad \alpha \leq a \leq \beta,$$

где μ – некоторое число. Введем функции

$$M_1(a) = \max_{\omega \in \Omega} \varepsilon(a, \omega), \quad M_2(a) = -\min_{\omega \in \Omega} \varepsilon(a, \omega). \tag{9}$$

Можно показать, что при

$$|M_1(a + \Delta a) - M_1(a)| \leq \frac{\mu}{10}, \tag{10}$$

$$|M_2(a + \Delta a) - M_2(a)| \leq \frac{\mu}{10} \tag{11}$$

справедливо

$$|M(a + \Delta a) - M(a)| \leq \frac{\mu}{10}.$$

Достаточным условием для выполнения (10), (11) является

$$\Delta a \leq \frac{\mu}{10 \tilde{M}}, \tag{12}$$

где \tilde{M} – оценка сверху модулей производных $M'_1(a)$, $M'_2(a)$ на отрезке $[\alpha, \beta]$:

$$|M'_1(a)| \leq \tilde{M}, \quad |M'_2(a)| \leq \tilde{M}. \tag{13}$$

Из определения производных функций вида (9), приведенного в [6], следует, что неравенства (13) справедливы для

$$\tilde{M} \geq \max_{\substack{\alpha \leq a \leq \beta, \\ \omega \in \Omega}} \left| \frac{\partial \varepsilon(a, \omega)}{\partial a} \right|.$$

Таким образом, при шаге Δa , удовлетворяющем (12), имеем

$$|M(a + \Delta a) - M(a)| \leq \frac{1}{10} \min_{\alpha \leq a \leq \beta} M(a) = \frac{\varepsilon_0}{10}.$$

3. ФОРМУЛЫ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ПОГРЕШНОСТИ $\varepsilon(a, \omega)$

Далее будем использовать другие представления функции $\varepsilon(a, \omega)$. Обозначим

$$\varphi_l(a) = \frac{(\omega_1 - \omega_0)a^{l-1}}{2(1 + a + \dots + a^{L-1})}, \quad 1 \leq l \leq L,$$

$$\varphi_{L+1}(a) = \frac{\omega_1 + \omega_0}{2}.$$

Справедлива формула

$$\begin{aligned} & \sin\left(n\varphi + \frac{\pi}{2}\right) \prod_{l=1}^{L+1} \sin(n\varphi_l) \frac{(-1)^{L+1}}{2^{L+1}} = \\ & = \sum_{k=1}^{2^{L+1}} (-1)^{\sigma_k(L+1)} \cos\left(\frac{\pi(L+1)}{2} + n\varphi + \sum_{m=1}^{L+1} (-1)^{s_k(m)} n\varphi_m\right). \end{aligned} \tag{14}$$

где $L \in \mathbb{N}$, $\sigma_k(P)$ – сумма единиц в двоичном представлении числа $k - 1$:

$$k - 1 = s_k(1)s_k(2)\dots s_k(P), \quad (15)$$

$$\sigma_k(P) = \sum_{m=1}^P s_k(m),$$

а $s_k(m)$ – разряды в представлении (15) слева направо

$$k - 1 = \sum_{r=0}^{P-1} 2^r s_k(P - r).$$

Используя (14), погрешность $\varepsilon(a, \omega)$ (4) можно представить в форме выражения, содержащего сумму 2^{L+1} сдвигов функции Ψ_L :

$$\varepsilon(a, \omega) = \frac{(-1)^L (1 + a + \dots + a^{L-1})^L}{\pi a^{(L-1)L/2} (\omega_1 - \omega_0)^L} \times \sum_{l=1}^{2^{L+1}} (-1)^{\sigma_r(L+1)+1} \Psi_L \left(\omega + \sum_{m=1}^{L+1} (-1)^{s_l(m)} \varphi_m(a) \right), \quad (16)$$

определяемой выражением

$$\Psi_r(x) = \sum_{k=N+1}^{\infty} \frac{\cos\left(kx + \frac{\pi}{2}(r+1)\right)}{k^{r+1}}.$$

Функция $\Psi_r(x)$, заданная для $r \in \{-1, 0\} \cup \mathbb{N}$, является 2π -периодической и при $x \in [0, 2\pi]$ может быть вычислена по формуле

$$\Psi_r(x) = (-1)^r \frac{(2\pi)^{r+1}}{2(r+1)!} B_{r+1}\left(\frac{x}{2\pi}\right) - \sum_{k=1}^N \frac{\cos\left(kx + \frac{\pi}{2}(r+1)\right)}{k^{r+1}},$$

где $B_l(x)$ – многочлен Бернулли порядка l .

Вводя функцию

$$\Phi_r(x) = \Psi_r\left(x + \frac{\omega_1 + \omega_0}{2}\right) - \Psi_r\left(x - \frac{\omega_1 + \omega_0}{2}\right),$$

можно получить еще одно представление $\varepsilon(a, \omega)$:

$$\varepsilon(a, \omega) = \frac{(-1)^L (1 + a + \dots + a^{L-1})^L}{\pi a^{(L-1)L/2} (\omega_1 - \omega_0)^L} \times \sum_{l=1}^{2^L} (-1)^{\sigma_r(L)+1} \Phi_L \left(\omega + \sum_{m=1}^L (-1)^{s_l(m)} \varphi_m(a) \right). \quad (17)$$

Для фиксированной частоты ω будет использоваться формула

$$\varepsilon(a, \omega) = \frac{(-1)^L (1 + a + \dots + a^{L-1})^L}{\pi a^{(L-1)L/2} (\omega_1 - \omega_0)^L} \times \sum_{l=1}^{2^{L-1}} (-1)^{\sigma_r(L)+1} F_L \left(\frac{\sum_{m=1}^L (-1)^{s_l(m)} a^{m-1}}{1 + \dots + a^{L-1}} \right). \quad (18)$$

В (18)

$$F_r(x) = \Phi_r\left(\omega + \frac{\omega_1 - \omega_0}{2} x\right) + (-1)^r \Phi_r\left(\omega - \frac{\omega_1 - \omega_0}{2} x\right).$$

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЕЧНОГО ОТРЕЗКА ПОИСКА РЕШЕНИЯ

Используя результаты, полученные в разд. 2, определим метод поиска конечного отрезка $[1, A]$, на котором ищется решение дискретной задачи. На множестве $\omega \in \Omega$ имеет место равномерная сходимость

$$\lim_{a \rightarrow +\infty} \varepsilon(a, \omega) = \tilde{\varepsilon}(\omega),$$

поэтому можно найти число A , для которого

$$|\varepsilon(a, \omega) - \tilde{\varepsilon}(\omega)| \leq \frac{1}{11} \tilde{\varepsilon} \quad (19)$$

при любом $a \geq A$.

Считая ω фиксированной частотой, запишем погрешность $\varepsilon(a, \omega)$ (18) виде

$$\varepsilon(a, \omega) = f_0(a)\Theta(a),$$

где

$$f_0(a) = \frac{(-1)^L (1 + a + \dots + a^{L-1})^L}{\pi a^{(L-1)L/2} (\omega_1 - \omega_0)^L},$$

$$\Theta(a) = \sum_{l=1}^{2^{L-1}} (-1)^{\sigma_r(L)+1} F_L \left(\frac{\sum_{m=1}^L (-1)^{s_l(m)} a^{m-1}}{1 + \dots + a^{L-1}} \right).$$

Используя свойство

$$F_L(x) = (-1)^L F_L(-x),$$

функцию $\Theta(a)$ можно преобразовать к виду

$$\Theta(a) = \sum_{l=1}^{2^{L-2}} (-1)^{\sigma_l(L-2)+1} F_L \left(\frac{\sum_{m=1}^{L-2} a^m ((-1)^{s_l(m)} - 1)}{1 + \dots + a^{L-1}} + 1 \right) - \sum_{l=1}^{2^{L-2}} (-1)^{\sigma_l(L-2)+1} \times F_L \left(\frac{\sum_{m=1}^{L-2} a^m ((-1)^{s_l(m)} - 1)}{1 + \dots + a^{L-1}} + 1 + \frac{-2}{1 + \dots + a^{L-1}} \right).$$

Введем функцию

$$\lambda_1(a, x) = \sum_{l=1}^{2^{L-2}} (-1)^{\sigma_l(L-2)+1} F_L \left(\frac{\sum_{m=1}^{L-2} a^m ((-1)^{s_l(m)} - 1)}{1 + \dots + a^{L-1}} + 1 + x \right).$$

Тогда для каждого a по теореме о среднем получим

$$\Theta(a) = \lambda_1(a, 0) - \lambda_1 \left(a, \frac{-2}{1 + \dots + a^{L-1}} \right) = \frac{2}{1 + \dots + a^{L-1}} \left. \frac{\partial \lambda_1(a, x)}{\partial x} \right|_{x=-2\theta_1/(1+\dots+a^{L-1})},$$

где $\theta_1 \in (0, 1)$.

Поскольку

$$F'_k(x) = -\frac{\omega_1 - \omega_0}{2} F_{k-1}(x),$$

производная $\frac{\partial \lambda_1(a, x)}{\partial x}$ равна

$$\frac{\partial \lambda_1(a, x)}{\partial x} = \frac{\omega_1 - \omega_0}{2} \times \sum_{l=1}^{2^{L-2}} (-1)^{\sigma_l(L-2)} F_{L-1} \left(\frac{\sum_{m=1}^{L-2} a^m ((-1)^{s_l(m)} - 1)}{1 + \dots + a^{L-1}} + 1 + x \right).$$

Отсюда

$$\Theta(a) = \frac{\omega_1 - \omega_0}{1 + \dots + a^{L-1}} \times \sum_{l=1}^{2^{L-2}} (-1)^{\sigma_l(L-2)} F_{L-1} \left(\frac{\sum_{m=1}^{L-2} a^m ((-1)^{s_l(m)} - 1) - 2\theta_1}{1 + \dots + a^{L-1}} + 1 \right).$$

Вводя функцию

$$\lambda_2(a, x) = \frac{\omega_1 - \omega_0}{1 + \dots + a^{L-1}} \sum_{l=1}^{2^{L-3}} (-1)^{\sigma_l(L-3)} \times F_{L-1} \left(\frac{\sum_{m=1}^{L-3} a^{m+1} ((-1)^{s_l(m)} - 1) - 2\theta_1}{1 + \dots + a^{L-1}} + 1 + x \right),$$

можно записать $\Theta(a)$ в виде

$$\Theta(a) = \lambda_2(a, 0) - \lambda_2 \left(a, \frac{-2a}{1 + \dots + a^{L-1}} \right). \quad (20)$$

Из (20) следует

$$\Theta(a) = \frac{(\omega_1 - \omega_0)^2 a}{(1 + \dots + a^{L-1})^2} \sum_{l=1}^{2^{L-3}} (-1)^{\sigma_l(L-3)-1} \times F_{L-2} \left(\frac{\sum_{m=1}^{L-3} a^{m+1} ((-1)^{s_l(m)} - 1)}{1 + \dots + a^{L-1}} + 1 + \frac{-2(\theta_1 + \theta_2 a)}{1 + \dots + a^{L-1}} \right),$$

где $\theta_2 \in (0, 1)$.

Поступая далее аналогичным образом, можно получить формулу

$$\Theta(a) = (-1)^L \frac{(\omega_1 - \omega_0)^{L-1} a^{1+\dots+(L-2)}}{(1 + \dots + a^{L-1})^{L-1}} \times F_1 \left(1 + \frac{-2(\theta_1 + \dots + \theta_{L-1} a^{L-2})}{1 + \dots + a^{L-1}} \right). \quad (21)$$

В (21) $\theta_k, k = \overline{1, L-1}$, – числа из интервала $(0, 1)$. Выражение для погрешности $\varepsilon(a, \omega)$ примет вид

$$\varepsilon(a, \omega) = \frac{1}{\pi(\omega_1 - \omega_0)} \frac{a^L - 1}{a^{L-1}(a-1)} \times F_1 \left(1 + \frac{-2(\theta_1 + \dots + \theta_{L-1} a^{L-2})}{1 + \dots + a^{L-1}} \right).$$

Обозначим

$$\tilde{F}_r = \max_{\omega \in \Omega} \left| \Phi_r \left(\omega + \frac{\omega_1 - \omega_0}{2} \right) + (-1)^r \Phi_r \left(\omega - \frac{\omega_1 - \omega_0}{2} \right) \right|, \quad r = 0, 1.$$

Для модуля разности

$$|\varepsilon(a, \omega) - \tilde{\varepsilon}(\omega)| = \frac{1}{\pi(\omega_1 - \omega_0)} \times \left| \frac{a^L - 1}{a^{L-1}(a-1)} F_1 \left(1 + \frac{-2(\theta_1 + \dots + \theta_{L-1} a^{L-2})}{1 + \dots + a^{L-1}} \right) - F_1(1) \right|$$

легко вывести оценку

$$|\varepsilon(a, \omega) - \tilde{\varepsilon}(\omega)| \leq d(a),$$

где $d(a)$ – монотонно убывающая функция параметра a , равная

$$d(a) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{a} + \dots + \frac{1}{a^{L-1}} \right) \times \left(\frac{2(\omega_1 - \omega_0)(a^{L-1} - 1)}{a^L - 1} \max_x |\Phi_{-1}(x)| + \tilde{F}_0 + \frac{1}{\omega_1 - \omega_0} \tilde{F}_1 \right).$$

Число A , обеспечивающее выполнение условия (19), можно найти, решив уравнение

$$d(A) = \tilde{\varepsilon}/11.$$

5. ОЦЕНКИ ДЛЯ ЧАСТНОЙ ПРОИЗВОДНОЙ ПОГРЕШНОСТИ $\varepsilon(a, \omega)$ ПО ПАРАМЕТРУ a

В процессе работы алгоритма дискретизации возникают задачи вычисления оценок сверху модуля частной производной

$$\delta(a, \omega) = \frac{\partial \varepsilon(a, \omega)}{\partial a}$$

на отрезках вида $[a_0, a_1]$. Оценки ищутся для функций $|\delta(a, \tilde{\omega})|$, где $\tilde{\omega}$ – фиксированная частота, и $|\delta(a, \omega)|$, где ω – переменная, $\omega \in \Omega$.

Выражение для частной производной (в формуле ниже частота ω считается фиксированной) имеет вид

$$\delta(a, \omega) = \sum_{l=1}^{2^{L-1}} (-1)^{\sigma_l(L)+L} f_l(a) F_{L-1}(v_l(a)) + f(a) \Theta(a),$$

где

$$v_l(a) = \frac{\sum_{m=1}^L (-1)^{s_l(m)} a^{m-1}}{1 + \dots + a^{L-1}},$$

$$f(a) = \frac{L(-1)^L}{2\pi(\omega_1 - \omega_0)^L} \frac{(a^L - 1)^{L-1}}{a^{(L-1)L/2+1} (a-1)^{L+1}} \times \left((L-1)a^{L+1} - (L+1)a^L + (L+1)a - (L-1) \right),$$

$$f_l(a) = \frac{1}{2\pi(\omega_1 - \omega_0)^{L-1}} \frac{(a^L - 1)^{L-2}}{a^{(L-1)L/2} (a-1)^L} \times \sum_{m=1}^L \left((m-L)a^{L+m-1} + (L-m+1)a^{L+m-2} - ma^{m-1} + (m-1)a^{m-2} \right) (-1)^{s_l(m)}.$$

Оценку функции $|\delta(a, \tilde{\omega})|$ для заданной частоты $\tilde{\omega}$ можно найти, используя формулу

$$|\delta(a, \tilde{\omega})| \leq |\delta(a_0, \tilde{\omega})| + \sum_{l=1}^{2^{L-1}} (c_{l1} |F_{L-1}(v_l(a_0))| + c_{l0} \max_{x \in [a_0, a_1]} |F_{L-1}(v_l(x)) - F_{L-1}(v_l(a_0))|) + |\Theta(a_0)| \max_{x \in [a_0, a_1]} |f(x) - f(a_0)| + \max_{x \in [a_0, a_1]} |f(x)| \max_{x \in [a_0, a_1]} |\Theta(x) - \Theta(a_0)|. \tag{22}$$

Коэффициенты c_{l0} и c_{l1} в (22) равны

$$c_{l0} = \max_{x \in [a_0, a_1]} |f_l(x)|, \quad c_{l1} = \max_{x \in [a_0, a_1]} |f_l(x) - f_l(a_0)|.$$

Формула (22) применяется при небольших значениях параметра a . Ниже без доказательства приводится другое неравенство, используемое в предлагаемом алгоритме для оценки частной производной при $a_0 > 2$:

$$|\delta(a, \tilde{\omega})| \leq |\delta(a_0, \tilde{\omega})| + C_0 \max_{w \in [0, y(a_0)]} |F_0(1-2w)| + C_1 \max_{w \in [0, y(a_0)]} |F_1(1-2w)|. \tag{23}$$

В правой части (23) $y(a) = (a^{L-1} - 1)/(a^L - 1)$, а константы C_0 и C_1 равны соответственно

$$C_0 = \left(|g_1(a_0)|(\omega_1 - \omega_0) + \frac{G(a_0)}{\pi} \right) (y(a_0) - y(a_1)),$$

$$C_1 = \frac{1}{\pi(\omega_1 - \omega_0)} \sum_{k=1}^L \max_{x \in [a_0, a_1]} |c_k(x) - c_k(a_0)| + \max_{x \in [a_0, a_1]} |g_1(x) - g_1(a_0)|,$$

где

$$c_k(a) = \frac{1}{(a-1)} \left(\frac{k}{a^L} + (L-k) \right), \quad k = 1, \dots, L-2,$$

$$c_{L-1}(a) = \frac{1}{(a-1)^2} \left(\frac{(L-1)}{a^{L-1}} + a \right), \quad c_L(a) = \frac{L}{(a-1)^2},$$

$$g_1(a) = \frac{L}{2\pi(\omega_1 - \omega_0)} \frac{1}{a^L (a-1)^2} \times \left((L-1)a^{L+1} - (L+1)a^L + (L+1)a - (L-1) \right),$$

$$G(a) = \sum_{k=1}^L |c_k(a)|.$$

Для оценки модуля производной $|\delta(a, \omega)|$ на множестве $[a_0, a_1] \times \Omega$ при $a_0 \leq 2$ используется неравенство

$$|\delta(a, \omega)| \leq \max_{\omega \in \Omega} |\delta(a_0, \omega)| + \sum_{l=1}^{2^{L-1}} c_{l1} B_l + D \max_{x \in [a_0, a_1]} |f(x) - f(a_0)| + 2 \sum_{l=1}^{2^{L-1}} c_{l2} \left(\max_{x \in [a_0, a_1]} |f_l(x)| \max_x |\Phi_{L-2}(x)| + \max_{x \in [a_0, a_1]} |f(x)| \max_x |\Phi_{L-1}(x)| \right), \tag{24}$$

где

$$c_{l2} = \frac{\omega_1 - \omega_0}{2} \max_{x \in [a_0, a_1]} |v_l(x) - v_l(a_0)|,$$

$$B_l = \max_{\omega \in \Omega} \left| \Phi_{L-1} \left(\omega + \frac{\omega_1 - \omega_0}{2} v_l(a_0) \right) + (-1)^{L-1} \Phi_{L-1} \left(\omega + \frac{\omega_1 - \omega_0}{2} v_l(a_0) \right) \right|,$$

$$D = \max_{\omega \in \Omega} \left| \sum_{l=1}^{2L} (-1)^{\sigma_l(L)} \Phi_L \left(\omega + \sum_{m=1}^L (-1)^{s_l(m)} \phi_m(a_0) \right) \right|.$$

Оценка $|\delta(a, \omega)|$ при $a_0 > 2$ задается неравенством

$$|\delta(a, \omega)| \leq \max_{\omega \in \Omega} |\delta(a_0, \omega)| + 2C_0 \max_x |\Phi_0(x)| + 2C_1 \max_x |\Phi_1(x)|. \quad (25)$$

6. ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА ДИСКРЕТИЗАЦИИ

Предлагаемый метод дискретизации заключается в разбиении отрезка $[1, A]$ на S подотрезков вида $[a_s, a_{s+1}]$, где $a_{s+1} = a_s + \Delta a(s)$, $0 \leq s \leq S-1$. На каждом $[a_s, a_s + \Delta a(s)]$ ищется постоянная оценка снизу функции $M(a)$

$$\mu_s \leq M(a), \quad a_s \leq a \leq a_s + \Delta a(s).$$

Приведем описание алгоритма. Начальное значение параметра a полагается равным $a_0 = 1$.

Шаг 1. На множестве Ω задается некоторый набор частот $\omega_1, \dots, \omega_Q$ и ищется частота ω_{00} из этого набора, в которой функция $|\varepsilon(a_s, \omega)|$ достигает максимального значения

$$|\varepsilon(a_s, \omega_{00})| = \max_q |\varepsilon(a_s, \omega_q)|.$$

Шаг 2. Если для найденного ранее значения m функции $M(a)$ выполняется неравенство

$$\frac{\varepsilon_{00}}{2} < m,$$

то с помощью формулы

$$\Delta a(s) \leq \frac{\varepsilon_{00}}{2} \frac{1}{M_{00}},$$

где M_{00} — полученная с помощью соотношений (22) или (23) оценка сверху модуля производной

$$\left| \frac{d}{da} \varepsilon(a, \omega_{00}) \right| \leq M_{00}, \quad a \in [a_s, a_s + \Delta a(s)],$$

ищется шаг $\Delta a(s)$, обеспечивающий изменение функции $\varepsilon(a, \omega_{00})$ не более чем на $\varepsilon_{00}/2$. Если же

$m \leq \varepsilon_{00}/2$, то шаг $\Delta a(s)$ определяется из неравенства

$$\Delta a(s) \leq \frac{\varepsilon_{00} - m}{M_{00}}.$$

Оценка снизу $M(a)$ на $[a_s, a_s + \Delta a(s)]$ есть

$$\mu_s = M_{00} \Delta a(s).$$

Шаг 3. Если имеет место неравенство $m \leq \mu_s$, то строится следующий подотрезок $[a_{s+1}, a_{s+1} + \Delta a(s+1)]$ и ищется оценка μ_{s+1} на нем.

При $m > \mu_s$ выполняется дискретизация $[a_s, a_{s+1}]$ с шагом α , определяемым из неравенства

$$\alpha \leq \frac{\mu_s}{10 M_{10}} \frac{1}{M_{10}},$$

где M_{10} — такое число, что

$$M_{10} \geq \left| \frac{\partial \varepsilon(a, \omega)}{\partial a} \right|$$

для всех $a \in [a_s, a_{s+1}]$ и $\omega \in \Omega$. Оценка M_{10} вычисляется с помощью неравенств (24), (25). Если минимальное из множества значений $M(a_s + \alpha k)$ меньше найденного ранее числа m , то полагается

$$m = \min_k M(a_s + \alpha k).$$

7. ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

С помощью описанного в разд. 6 алгоритма для заданных граничных частот ω_0, ω_1 и различных чисел N, L были найдены фильтры с оптимальной относительно величины отклонения АЧХ (3). Из каждого набора найденных для $L = 2, \dots, 10$ оптимальных фильтров с фиксированными ω_0, ω_1, N был выбран наилучший. Полученные погрешности δ_0 и оптимальные параметры a, L представлены в табл. 1. Для сравнения там же приведены значения отклонений оптимальных фильтров Чебышева [7], имеющих ту же длину и такие же граничные частоты.

Был проведен также эксперимент, заключавшийся в сравнении новых фильтров с оконными фильтрами на основе весовых функций [7, 8] Блэкмана

$$w_1(x) = \begin{cases} 0.42 + 0.5 \cos(\pi x) + 0.08 \cos(2\pi x), & |x| \leq 1, \\ 0, & |x| > 1 \end{cases}$$

и Кайзера

$$w_2(x) = \begin{cases} I_0(\pi \beta \sqrt{1-x^2}) / I_0(\pi \beta), & |x| \leq 1, \\ 0, & |x| > 1, \end{cases}$$

Таблица 1. Параметры L, a оптимальных фильтров и отклонение δ_0 АЧХ (3) для этих параметров в полосах пропускания и подавления для различных частот ω_0, ω_1 и чисел N . Отклонение δ_1 АЧХ оптимальных фильтров Чебышева длиной $2N + 1$ для частот ω_0, ω_1

$\omega_0 = \pi/3, \omega_1 = \pi/2$				
N	L	a	δ_0	δ_1
10	2	6.465	2.67×10^{-2}	2×10^{-2}
20	2	1	1.99×10^{-3}	9.5×10^{-4}
30	3	1	2.56×10^{-4}	5.03×10^{-5}
40	4	1.114	2.14×10^{-5}	3.21×10^{-6}
50	5	1.114	2.1×10^{-6}	2.28×10^{-7}
$\omega_0 = \pi/4, \omega_1 = 7\pi/12$				
10	2	1	1.81×10^{-3}	1.04×10^{-3}
20	4	1.116	2.21×10^{-5}	2.81×10^{-6}
30	6	1.099	2.62×10^{-7}	1.92×10^{-8}
40	8	1.076	4.07×10^{-9}	6.4×10^{-11}
50	10	1.044	4.8×10^{-11}	2.43×10^{-13}

где $I_0(x)$ – модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка, $\beta = 4.54$. Эффективные носители $[-S_{эф}, S_{эф}]$ преобразований Фурье $W_1(\omega), W_2(\omega)$ окон $w_1(x), w_2(x)$ были найдены с помощью формулы

$$\left(\int_{-S_{эф}}^{S_{эф}} W_k^2(\omega) d\omega \right) / \left(\int_{\mathbb{R}} W_k^2(\omega) d\omega \right) \times 100\% = 99.99\%,$$

$k = 1, 2.$

Для $W_1(\omega)$ и $W_2(\omega)$ получено соответственно $S_{эф} = 7.3$ и $S_{эф} = 9.3$. Переходная полоса оконных фильтров длиной $2N + 1$ на основе $w_1(x)$ и $w_2(x)$ занимает отрезок

$$[\omega_c - S_{эф}/N, \omega_c + S_{эф}/N], \tag{26}$$

где ω_c – частота среза. Для набора чисел $L = 2, \dots, 10$ с помощью предложенного в работе алгоритма были построены оптимальные по параметрам L и a фильтры длиной $2N + 1$ при $N = 10k, k = 1, \dots, 5$, с переходной полосой вида (26) при $S_{эф} = 7.3$ и $S_{эф} = 9.3$. Частота ω_c принята равной $5\pi/12$. Сравнение отклонений АЧХ δ_0 полученных оптимальных фильтров с отклонениями δ_1 оконных фильтров приведено на рис. 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложено новое параметрическое семейство КИХ-фильтров с АЧХ, аппроксимирующей свертку прямоугольного импульса с финитным сплайном конечного порядка. Отклонения АЧХ

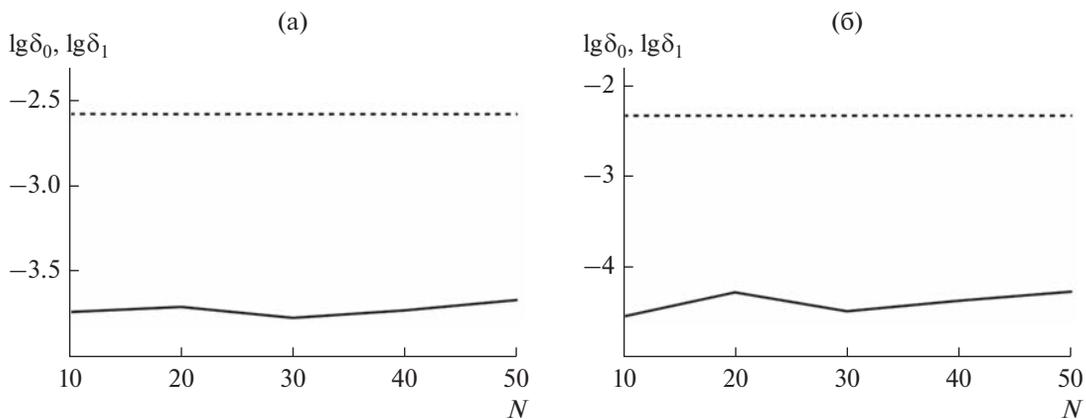


Рис. 2. Логарифмы $\lg \delta_0, \lg \delta_1$ отклонений АЧХ оптимальных фильтров (сплошная линия) и оконных фильтров (пунктирная) длиной $2N + 1$ на основе окон Блэкмана (а) и Кайзера (б) для различных чисел N .

рассмотренных фильтров меняются с изменением параметра a , в связи с чем возникает задача поиска оптимального фильтра в семействе. Разработан и теоретически обоснован алгоритм оптимизации, заключающийся в замене непрерывной задачи дискретной. Проведен численный эксперимент, где выполнено сравнение разработанных фильтров с часто используемыми оконными и оптимальными фильтрами. По величине неравномерности в полосах пропускания и подавления новые фильтры оказались лучше оконных. Отличие между отклонениями АЧХ новых фильтров и фильтров Чебышева составило один-два порядка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кравченко В.Ф., Кравченко О.В.* Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в задачах физики и техники / Под ред. В.Ф. Кравченко. М.: Техносфера, 2018.
2. *Кравченко В.Ф., Чуриков Д.В.* Цифровая обработка сигналов атомарными функциями и вейвлетами. М.: Техносфера, 2019.
3. *Будунова К.А., Кравченко В.Ф., Пустовойт В.И.* // РЭ. 2019. Т. 64. № 10. С. 984.
4. *Budunova K.A., Kravchenko V.F.* // Proc. 2021 Photonics and Electromagnetics Research Symp. (PIERS). Hangzhou, 21–25 Nov. N.Y.: IEEE, 2021. P. 270.
5. *Будунова К.А., Кравченко В.Ф., Пустовойт В.И.* // РЭ. 2021. Т. 66. № 11. С. 1085.
6. *Демьянов В.Ф., Малоземов В.Н.* Введение в минимакс. М.: Наука, 1972.
7. *Айфичер Э.С., Джервис Б.У.* Цифровая обработка сигналов. М.: ИД “Вильямс”, 2008.
8. *Дворкович В.П., Дворкович А.В.* Оконные функции для гармонического анализа сигналов. М.: Техносфера, 2016.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ ОПТИМАЛЬНОГО ПОСИМВОЛЬНОГО ПРИЕМА ЧАСТОТНО-ЭФФЕКТИВНЫХ СИГНАЛОВ С КОРРЕКТИРУЮЩИМ КОДИРОВАНИЕМ В НЕДВОИЧНЫХ ПОЛЯХ ГАЛУА

© 2023 г. Л. Е. Назаров*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: levnaz2018@mail.ru

Поступила в редакцию 26.04.2023 г.

После доработки 26.04.2023 г.

Принята к публикации 23.05.2023 г.

Дано описание алгоритма оптимального посимвольного приема сигнальных конструкций на основе блоковых помехоустойчивых кодов в недвоичных полях Галуа. Показано, что основу данного алгоритма составляет алгоритм быстрого спектрального преобразования в базисе Уолша–Адамара с размерностью поля Галуа. Показано, что результирующая сложность анализируемого алгоритма посимвольного приема определяется размерностью дуального кода, что обуславливает перспективность его применения для блоковых помехоустойчивых кодов с высокой кодовой скоростью (с низкой избыточностью). Приведены результаты моделирования алгоритма посимвольного приема с целью исследования помехоустойчивости для ряда частотно-эффективных цифровых сигналов с квадратурно-амплитудной и амплитудно-фазовой манипуляциями (с коэффициентом частотной эффективности 3, 4 и 6 бит/с/Гц) в сочетании с корректирующим кодом с проверкой на четность. Показано, что применение алгоритма посимвольного приема обеспечивает энергетический выигрыш до 1.5...3.0 дБ по отношению к передаче и приему рассматриваемого ряда сигналов без кодирования.

DOI: 10.31857/S003384942309019X, EDN: RHJWQA

ВВЕДЕНИЕ

Достижение требуемой информационной скорости передачи при разработке систем связи при ограниченной частотной полосе радиоканала обеспечиваются с помощью цифровых сигналов при увеличении их частотной эффективности m (бит/с/Гц) [1–4]. В этот класс входят цифровые сигналы с двумерными “созвездиями” и с различными видами манипуляции (фазовой, амплитудной и др.), интенсивно используемые в приложениях [1, 5, 6].

Вместе с тем увеличение значений m цифровых сигналов при постоянной мощности передающих устройств приводит к деградации помехоустойчивости (например, вероятности ошибки на бит P_b) [1]. В этом случае повышение надежности передачи по каналам с помехами возможно обеспечить путем применения сигнальных конструкций на основе цифровых частотно-эффективных сигналов в сочетании с корректирующим кодированием [7, 8].

Известны два метода оптимального приема этих сигнальных конструкций: посимвольный

прием, минимизирующий вероятность ошибки P_b , и метод максимального правдоподобия, минимизирующий вероятность ошибки на дискретное сообщение [1, 9, 10].

Теория посимвольного приема сигнальных конструкций представляет самостоятельное научное направление [1]. Алгоритмы посимвольного приема для сигнальных конструкций на основе ряда корректирующих кодов (турбо-кодов, низкоплотностных кодов и др.) обеспечивают достижение вероятностных характеристик, близких к предельным характеристикам и определяемых пропускной способностью каналов с аддитивным белым гауссовским шумом (АБГШ) [4, 5, 11–13].

Актуальной является проблема разработки, обобщения и исследования алгоритмов посимвольного приема частотно-эффективных цифровых сигналов в сочетании с корректирующими кодами в недвоичных полях Галуа $GF(2^m)$, объем которых равен объему сигнальных “созвездий” $M = 2^m$ [8, 11]. Этот подход позволяет расширить класс сигнальных конструкций, перспективных

для использования в информационных системах, что согласуется с современным направлением развития теории посимвольного приема и теории помехоустойчивых кодов в двоичных полях.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть $\vec{A} = (a_i; 0 \leq i \leq k-1)$ – последовательность k информационных символов как элементов поля Галуа $GF(2^m)$, формируемого по модулю неприводимого примитивного многочлена $\gamma(x)$ степени m [7]. Элементы поля a_i (информационные символы) представляются многочленами:

$$a_i = \sum_{p=0}^{m-1} \alpha_p(a_i) x^p,$$

где $\alpha_p(a_i) \in GF(2)$ [7].

Кодовое слово \vec{B} корректирующего кода в поле $GF(2^m)$, соответствующее \vec{A} , задается как $\vec{B} = \vec{A} \cdot H$ [7, 11]. Здесь H – порождающая матрица корректирующего кода в систематическом виде с элементами поля $GF(2^m)$, ее размерность равна $n \times k$ (n – длина кодовых слов).

Кодовые символы b_i ($0 \leq i \leq n-1$, $a_i = b_i$ для $0 \leq i \leq k-1$) кодового слова \vec{B} сопоставляются цифровым сигналам с “созвездием” объемом 2^m , которые передаются по радиоканалам.

На вход решающего устройства с выхода сигнального демодулятора поступает дискретная реализация $\vec{Y} = (y_l; 0 \leq l \leq n-1)$, y_l – “мягкие” (многоуровневые) комплексные отсчеты. Оптимальное посимвольное правило приема заключается в вычислении апостериорных вероятностей $\Pr(a_i = \beta | \vec{Y})$, $\beta \in GF(2^m)$, на основе которых принимаются решения относительно переданных символов \hat{a}_i и коэффициентов $\hat{\alpha}_p(a_i)$ с использованием правила [9, 8]:

$$\hat{a}_i = \max_{\beta \in GF(2^m)} (\Pr(a_i = \beta | \vec{Y})). \quad (1)$$

В работах [10, 15] приведено описание разработанной процедуры вычисления апостериорных вероятностей $\Pr(a_i = \beta | \vec{Y})$. Основу этой процедуры составляет алгоритм быстрого спектрального преобразования в базисе Уолша–Адамара с размерностью 2^m и функциональное преобразование вычисленных спектральных составляющих в пространстве над $GF(2^m)$ с размерностью дуального кода $n-k$ для оценивания значений \hat{a}_i . Приведены также результаты исследований помехоустойчивости этого алгоритма для класса цифровых

сигналов с многоуровневой фазовой манипуляцией [12].

Цель работы – исследование помехоустойчивости рассматриваемого алгоритма оптимального посимвольного приема для цифровых сигналов с квадратурно-амплитудной (КАМ-М) и амплитудно-фазовой (АФМ-М) манипуляциями с повышением их частотной эффективности, интенсивно используемых в информационных системах различного назначения.

2. АЛГОРИТМ ОПТИМАЛЬНОГО ПОСИМВОЛЬНОГО ПРИЕМА ЧАСТОТНО-ЭФФЕКТИВНЫХ СИГНАЛОВ

Одной из важных характеристик рассматриваемых КАМ-М и АФМ-М сигналов $s(t)$ является коэффициент частотной эффективности $m = \log_2 M$ (бит/с/Гц), задающий максимальную информационную скорость $R = m\Delta F$ (бит/с) для канала с частотной полосой ΔF (Гц) [1, 2].

Рассматриваемые цифровые сигналы $s(t)$ задаются соотношением [1]

$$s(t) = \sum_i A_i U(t) \cos(2\pi f t + \varphi_i). \quad (2)$$

Здесь f – центральная частота; $U(t) = 1$ при $iT \leq t < (i+1)T$ и $U(t) = 0$ в противном случае; A_i , φ_i – амплитуда и фаза радиоимпульсов в составе $s(t)$, дискретные значения которых задают тип “созвездия”; T – тактовые временные интервалы.

Данные сигналы формируются путем отображения m двоичных информационных символов в символы “созвездия”, как правило, с использованием кода Грея для повышения надежности передачи информации – соседние символы “созвездия” отличаются лишь в одном из информационных битов задающих последовательностей [2].

Пример “созвездия” для АФМ-16 сигналов ($m = 4$ бит/с/Гц) представлен на рис. 1 – приведены законы отображения четырех информационных битов $\alpha_p(b_i)$ ($p = 0, 1, 2, 3$) в символы “созвездия” (в комплексные огибающие $\dot{V}_i = A_i \exp(j\varphi_i)$) [5].

Класс сигналов КАМ-М ($M = 2, 4, 6, 8$), определяемых протоколом 3GPP, задаются аналитическими соотношениями [6]. Примером являются сигналы АФМ-16 ($m = 4$ бит/с/Гц), комплексные огибающие которых задаются последовательно четырьмя двоичными битами $\alpha_p(b_i)$ ($p = 0, 1, 2, 3$):

$$\dot{V}_i = [(1 - 2\alpha_0(i))[2 - (1 - 2\alpha_2(i))] + j[(1 - 2\alpha_1(i))[2 - (1 - 2\alpha_3(i))]]]$$

В табл. 1 приведен класс анализируемых в статье КАМ-М и АФМ-М сигналов в составе протоколов спутниковых информационных систем

DVB-S2, 3GPP [1, 5, 6] и используемых в системах спутниковой связи (ССС) [1, 2].

Апостериорные вероятности $\Pr(a_i = \beta | \bar{Y})$ кодовых информационных символов рассматриваемых сигнальных конструкций вычисляются с использованием выражения [10]

$$\Pr(a_i = \beta | \bar{Y}) = \sum_{\bar{B}: a_i = \beta} \Pr(\bar{B} | \bar{Y}) = \sum_{\bar{B}: a_i = \beta} \frac{\Pr(\bar{B})}{p(\bar{Y})} p(\bar{Y} | \bar{B}). \quad (3)$$

Здесь $\Pr(\bar{B} | \bar{Y})$ – условная вероятность передачи кодового слова \bar{B} для реализации \bar{Y} ; $p(\bar{Y} | \bar{B})$ – функция правдоподобия, определяемая для модели канала без памяти соотношением

$$p(\bar{Y} | \bar{B}) = \prod_{i=0}^{n-1} p(y_i | b_i).$$

Априорные вероятности полагаются равными $\Pr(\bar{B}) = 2^{-mk}$.

Сложность вычисления $\Pr(a_i = \beta | \bar{Y})$ с использованием соотношения (3), определяется требуемым объемом вычислительных операций и оценивается как $P_1 \approx 2^{mk}$, что даже для малых значений m, k представляет трудоемкую задачу. В работах [9, 10] приведено описание разработанного алгоритма вычисления $\Pr(a_i = \beta | \bar{Y})$ с существенно более низкой сложностью. Приведем общее описание этого алгоритма, чтобы пояснить особенности его применения для рассматриваемого класса частотно-эффективных сигналов.

Алгоритм состоит из трех этапов вычислений [10].

На первом этапе вычисляется множество спектральных составляющих $C_l(r)$ с размерностью 2^m для последовательностей $p(y_i | \dot{V}_i)$, $i = 0, 1, \dots, 2^m - 1$:

$$C_l(r) = \sum_{i=0 \dots 2^m - 1} p(y_i | \dot{V}_i) w_i(r), \quad r \in GF(2^m), \quad (4)$$

где $l = 0, 1, \dots, n - 1$ – номер позиции кодовых символов; $w_i(r)$ – базисные функции Уолша–Адамара с перемежением номеров i (закон перемежения может задаваться аналитически для определенного вида примитивного неприводимого многочлена

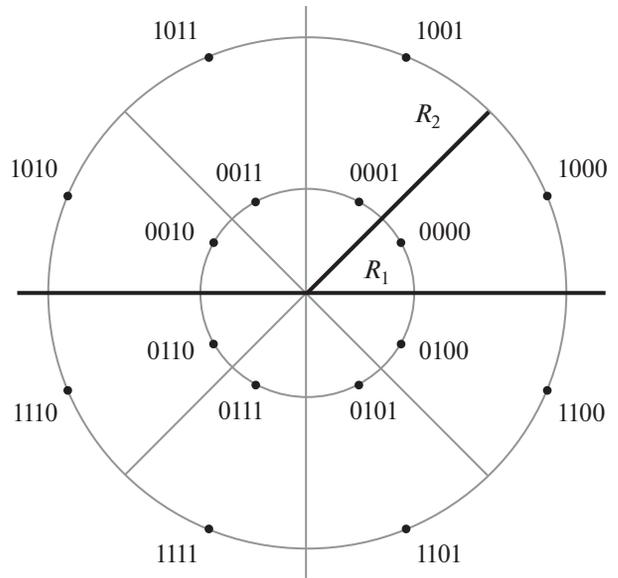


Рис. 1. Сигнальное “созвездие” АФМ-16 сигналов.

$\gamma(x)$ либо в виде таблицы, получаемой путем предварительной предобработки с целью установления правила перемежения [10]).

Нормированные отсчеты y_i для квадратурных составляющих $\text{Re}(y_i)$, $\text{Im}(y_i)$ и канала АБГШ со спектральной плотностью N_0 представляют случайные величины с средними

$$\sqrt{\frac{2mE_i}{N_0}} \cos(\varphi_i), \quad \sqrt{\frac{2mE_i}{N_0}} \sin(\varphi_i)$$

и с единичной дисперсией. Здесь E_i ($i = 0, 1, \dots, M - 1$) – энергии сигнальных символов “созвездия” с огибающей \dot{V}_i , удовлетворяющие условию

$$E_0 = \frac{1}{M} \sum_{i=0}^{M-1} E_i,$$

E_0 – энергия на 1 бит. С учетом этого условные плотности вероятности $p(y_i | \dot{V}_i)$ в (4) определяются выражением [8]

$$p(y_i | \dot{V}_i) = K \exp\left(-\|y_i - \dot{V}_i\|^2 / 2\right), \quad (5)$$

Таблица 1. Значения E_0/N_0 , требуемые для достижения $P_0 = 10^{-5}$

Параметр	АФМ-8 DVB-S2	АФМ-16 DVB-S2	АФМ-16 3GPP	КАМ-16 ССС	АФМ-64 DVB-S2	АФМ-64 3GPP	КАМ-64 ССС
$E_0^{(1)}/N_0$, дБ	17.5	15.0	15.0	16.0	19.5	17.5	18.5
$E_0^{(2)}/N_0$, дБ	16.0	13.5	12.0	14.0	17.0	15.5	15.75
ΔE , дБ	1.5	1.5	3.0	2.0	2.5	2.0	2.75

Примечание: $E_0^{(1)}/N_0$ – без кода; $E_0^{(2)}/N_0$ – с кодированием, ΔE – энергетический выигрыш.

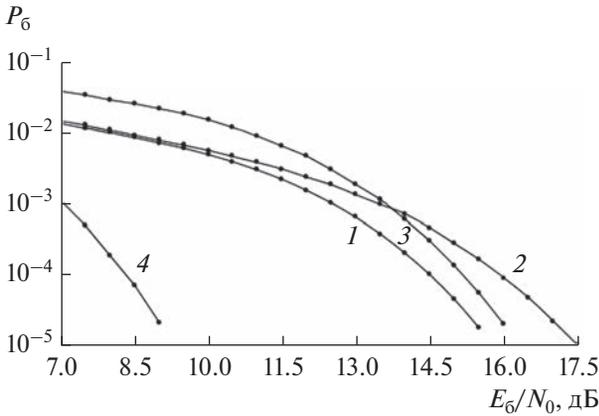


Рис. 2. Вероятности ошибки при приеме сигналов АФМ-8 (DVB-S2): 1 – с использованием корректирующего кода; 2 – без кодирования; 3 – для α_1 и α_2 элементов “созвездия”; 4 – для α_0 элементов “созвездия”.

$\|x\|$ – Евклидова метрика; K – постоянная нормировки.

На *втором* этапе вычисляется спектральное множество: $\{T_i(\lambda)\}$

$$T_i(\lambda) = \sum_{\beta=0 \dots 2^m-1} \Pr(b_i = \beta | \bar{Y}) w_{\beta}(\lambda), \quad \lambda \in GF(2^m). \quad (6)$$

Производительная процедура вычисления $\{T_i(\lambda)\}$ (6) основана на использовании величин $C_i(r)$ и множества кодовых слов R кода C_H с параметрами $(n, n-k)$ дуального к используемому корректирующему коду [10]:

$$T_i(\lambda) = \frac{\sum_{r_p: R \in C_H} C_i(r_i - \lambda) \prod_{\substack{p=0 \\ p \neq i}}^{n-1} C_p(r_p)}{\sum_{r_p: R \in C_H} \prod_{p=0}^{n-1} C_p(r_p)}. \quad (7)$$

Обозначение $r_p: R \in C_H$ в (7) определяет арифметические операции для последовательности кодовых символов r_p в составе кодового слова R кода C_H .

На *третьем* этапе вычисляются апостериорные вероятности $\Pr(b_i = \beta | \bar{Y})$ путем обратного спектрального преобразования в базисе Уолша–Адамара размерностью 2^m над множеством $\{T_i(\lambda)\}$:

$$\Pr(b_i = \beta | \bar{Y}) = \sum_{\lambda=0 \dots 2^m-1} T_i(\lambda) w_{\beta}(\lambda). \quad (8)$$

Решение относительно переданного символа b_i и информационных символов $\alpha_p(b_i)$, $p = 0, 1, \dots, m-1$ принимается в соответствии с правилом (1).

Сложность вычисления соотношения (3) оценивается приведенным выше значением P_1 , сложность вычисления (4), (7), (8) оценивается как $P_2 \cong 2^{m(n-k)}$, для значений $n-k \ll k$ справедливо условие $P_2 \ll P_1$.

Наиболее простым является рассматриваемый алгоритм посимвольного приема для сигнальных конструкций на основе кодов с проверкой на четность. В этом случае множество кодовых слов R дуального кода C_H с параметрами $(k+1, 1)$ содержит 2^m последовательностей кодовых символов одинаковых элементов $\alpha \in GF(2^m)$ длительностью $k+1$ [7, 8, 14–18].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

При моделировании алгоритма оптимального посимвольного приема задавалась передаваемая по каналу АБГШ случайная информационная последовательность объемом ≈ 100 битов [19], значения k равны соответственно 33, 25 и 16 для рассматриваемых сигнальных “созвездий” объемом $2^3, 2^4$ и 2^6 .

В табл. 1 приведены результаты моделирования, полученные для рассматриваемого ряда частотно-эффективных сигналов АФМ-8, АФМ-16, КАМ-16, АФМ-64 и КАМ-64 [1, 5, 6]. Приведены параметры: средние значения сигнал/помеха E_6/N_0 , требуемые для достижения вероятности ошибки $P_6 = 10^{-5}$ без корректирующего кодирования и с кодированием с проверкой на четность в полях Галуа $GF(2^m)$ ($m = 3, 4, 6$) и соответствующие значения энергетических выигрышей ΔE .

На рис. 2 и 3 представлены усредненные вероятностные кривые для сигнальных конструкций на основе “созвездия” АФМ-8 (DVB-S2, см. рис. 1), “созвездий” АФМ-16 и КАМ-16. Кривые 1 соответствуют использованию рассматриваемого корректирующего кода, кривые 2 – без кодирования. Подобные вероятностные кривые получены также и для сигнальных конструкций на основе “созвездий” АФМ-64 и КАМ-64.

Из табл. 1 и рис. 2, 3 следует, что энергетические выигрыши ΔE зависят от типа и объемов 2^m сигнальных “созвездий” – для $P_6 = 10^{-5}$ значения ΔE при использовании рассматриваемой простой схемы кодирования достигают значимых величин 1.5...3.0 дБ.

Моделирование алгоритма оптимального посимвольного приема рассматриваемых сигнальных конструкций показало зависимость вероятностей ошибки P_6 от положения (номера) информационных битов в составе сигнального “созвездия”. Дан-

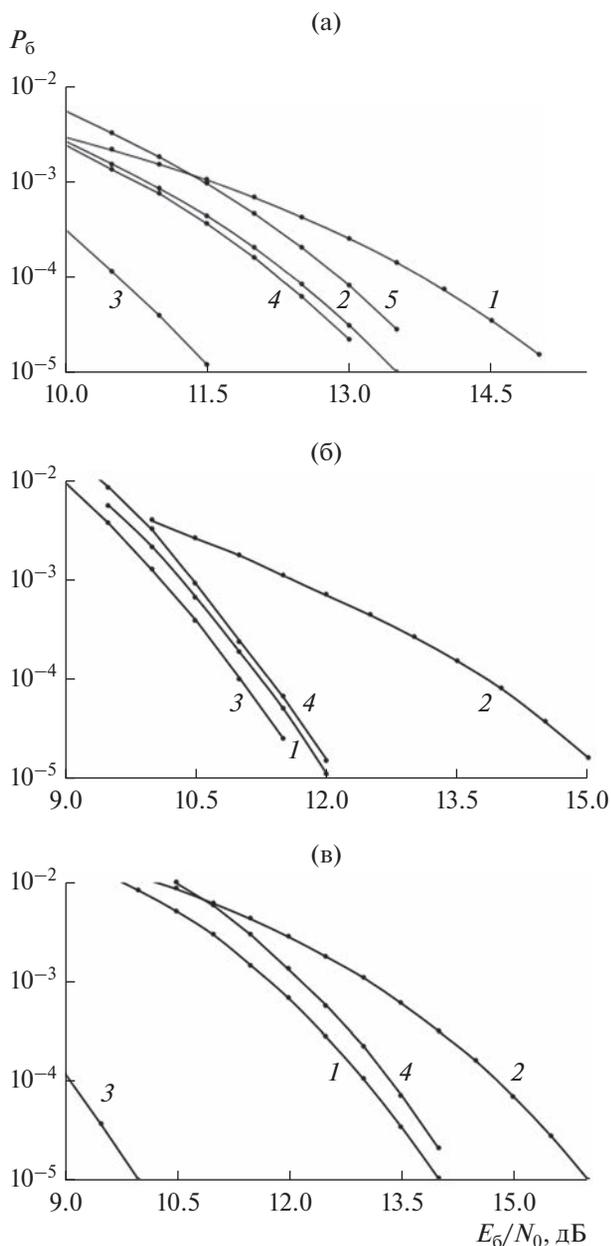


Рис. 3. Вероятности ошибки при приеме сигналов АФМ-16: 1 – с использованием корректирующего кода; 2 – без кодирования; а) DVB-S2: 3 – для α_0 , 4 – для α_1 и α_2 , 5 – для α_3 элементов “созвездия”; б) 3GPP: 3 – для α_0 и α_1 , 4 – для α_2 и α_3 элементов “созвездия”; в) KAM-16: 3 – для α_0 и α_2 , 4 – для α_1 и α_3 элементов “созвездия”.

ное свойство является полезным для усиления помехоустойчивости старших значимых передаваемых битов, например, при передаче телеметрической информации [20].

На рис. 2 кривая 3 соответствует зависимости вероятности ошибки P_6 от E_6/N_0 для значений α_1

и α_2 в представлении элементов “созвездия” АФМ-8 сигналов, кривая 4 – для α_0 . Видно, что для $P_6 = 10^{-5}$ отличия вероятностных характеристик достигают значения 6.75 дБ.

На рис. 3а кривая 3 соответствует вычисленной вероятностной характеристике для α_0 в представлении элементов “созвездия” АФМ-16 сигналов DVB-S2, кривая 4 – для α_1 и α_2 , кривая 5 – для α_3 . В этом случае отличия вероятностных характеристик по отношению к кривой 3 достигают 1.75 и 2.25 дБ соответственно.

На рис. 3б кривая 3 соответствует вероятностной характеристике для α_0 и α_1 в представлении элементов “созвездия” АФМ-16 сигналов 3GPP, кривая 4 – для α_2 и α_3 ; отличия вероятностных характеристик по отношению к кривой 3 достигают 0.25 дБ.

На рис. 3в кривая 3 соответствует вероятностной характеристике для α_0 и α_2 в представлении элементов “созвездия” КАМ-16 сигналов, кривая 4 – для α_1 и α_3 ; отличия характеристик по отношению к кривой 3 достигают 4.0 дБ.

Подобные вероятностные кривые вычислены также и для сигнальных “созвездий” АФМ-64 (DVB-S2), АФМ-64 (3GPP) и КАМ-64 (ССС). В табл. 2 приведены вычисленные значения E_6/N_0 , требуемые для достижения вероятности ошибки $P_6 = 10^{-5}$ для информационных двоичных символов α_p ($p = 0, 1, \dots, m$) в зависимости от их расположения в составе “созвездий”.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дано описание алгоритма оптимального посимвольного приема сигнальных конструкций на основе сигнальных “созвездий” частотно-эффективных цифровых сигналов с квадратурно-амплитудной и амплитудно-фазовой манипуляциями и блоковых помехоустойчивых кодов в не двоичных полях Галуа $GF(2^m)$. Правило посимвольного приема минимизирует вероятность ошибки на информационный бит в отличие от известного правила максимального правдоподобия, минимизирующего вероятность ошибки на дискретное сообщение.

Основу анализируемого алгоритма оптимального посимвольного приема составляет алгоритм быстрого спектрального преобразования в базисе Уолша–Адамара с размерностью поля Галуа 2^m . Результирующая сложность алгоритма посимвольного приема определяется размерностью дуального кода, что обуславливает перспективность его применения для блоковых помехоустойчивых кодов с высокой кодовой скоростью.

Таблица 2. Значения E_b/N_0 , требуемые для достижения $P_0 = 10^{-5}$ для информационных битов 0...5 сигнальных “созвездий”

Сигналы	0	1	2	3	4	5
АФМ-8 DVB-S2	16.0	9.25	9.25	–	–	–
АФМ-16 DVB-S2	11.5	13.25	13.25	13.75	–	–
АФМ-16 3GPP	11.75	11.75	12.0	12.0	–	–
КАМ-16	10.0	14.0	10.0	14.0	–	–
АФМ-64 DVB-S2	17.0	16.5	17.0	17.0	16.75	16.5
АФМ-64 3GPP	16.0	14.75	15.5	15.25	15.5	15.5
КАМ-64	15.75	15.5	15.75	15.25	15.25	15.0

Исследование вероятностных характеристик рассматриваемого алгоритма посимвольного приема произведено путем его моделирования для сигнальных конструкций на основе интенсивно используемых в приложениях частотно-эффективных цифровых сигналов с коэффициентом частотной эффективности 3...6 бит/с/Гц в полях Гаула $GF(2^3)$, $GF(2^4)$, $GF(2^6)$ и для кодов с проверкой на четность с добавлением лишь одного проверочного символа. Показано, что применение алгоритма посимвольного приема обеспечивает энергетический выигрыш до 1.5...3.0 дБ по отношению к передаче и приему рассматриваемого ряда сигналов без кодирования.

Показана также зависимость вероятностей ошибки P_0 от положения информационных битов в составе сигнального “созвездия”, что является полезным свойством для усиления помехоустойчивости старших значимых битов при передаче телеметрической информации.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН № 075-01110-23-01.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Proakis J.G., Salehi M. Digital Communication. 5th ed. N.Y.: McGraw-Hill, Huger Education, 2001.
2. Скляр Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. М.: ИД “Вильямс”, 2003.
3. Волков Л.Н., Немировский М.С., Шинаков Ю.С. Системы цифровой радиосвязи. Базовые методы и характеристики. М.: Эко-Трендз, 2005.
4. Бакулин М.Г., Крейнделин В.Б., Панкратов Д.Ю. Технологии в системах радиосвязи на пути к 5G. М.: Горячая линия–Телеком, 2018.
5. Second Generation Framing Structure, Channel Coding and Modulation Systems for Broadcasting, Interactive Services, News Gathering and Other Broadband Satellite Applications. Part 2: DVB-S2 Extensions (DVB-S2X) DVB. Document A083-2. European Broadcasting Union CH-1218, Geneva, 2020. Режим доступа: https://dvb.org/wp-content/uploads/2019/10/A083-2_DVB-S2X_Draft-EN-302-307-2-v121_Feb_2020.pdf.
6. ATIS 3GPP SPECIFICATION, 3GPP TS 38.211 V16.2.0 (2020-06): 3rd Generation Partnership Project; Technical Specification Group Radio Access Network; NR; Physical channels and modulation (Release 16). Published by Alliance for Telecommunications Industry Solutions, Washington, 2020.
7. Питерсон У., Уэлдон Э. Коды, исправляющие ошибки. М.: Мир, 1976.
8. Назаров Л.Е., Батанов В.В. // РЭ. 2022. Т. 67. № 8. С. 782. <https://doi.org/10.31857/S0033849422080137>
9. Bahl L.R., Cocke J., Jelinek F., Raviv J. // IEEE Trans. 1974. V. IT-20. № 3. P. 284.
10. Смольянинов В.М., Назаров Л.Е. // РЭ. 1999. Т. 44. № 7. С. 838.
11. Johnson S.J. Iterative Error Correction: Turbo, Low-Density Parity-Check and Repeat-Accumulate Codes. Cambridge: Univ. Press, 2010.
12. Назаров Л.Е., Головкин И.В. // РЭ. 2010. № 10. С. 1193.
13. Терешонок М.В., Кленов Н.В., Лобов Е.М. и др. // РЭ. 2022. Т. 67. № 3. С. 294. <https://doi.org/10.31857/S0033849422030160>
14. Ping Li, Chan S., Yeng K.L. // Electronic Lett. 1997. V. 33. № 19. P. 1614.
15. Steiner F., Bocherer G., Liva G. // IEEE Commun. Lett. 2018. V. 22. № 11. P. 2210.
16. Lin S.-J. // IEEE Trans. 2018. V. COM-66. № 8. P. 3235.
17. Назаров Л.Е., Шишкин П.В. // РЭ. 2019. № 9. С. 910.
18. Kaira K. // IEEE Commun. Lett. 2018. V. 22. № 11. P. 2210.
19. Боровков А.А. Математическая статистика. Оценка параметров. Проверка гипотез. М.: Наука, 1984.
20. Назаров Л.Е. // РЭ. 1999. Т. 44. № 10. С. 1231.

АКТИВИЗАЦИЯ НОВОГО ОПОЛЗНЕВОГО ПРОЦЕССА НА БУРЕЕ ПО ДАННЫМ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ РАДАРНОМ PALSAR-2

© 2023 г. Л. Н. Захарова^а*, А. И. Захаров^а, С. А. Никитов^б

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

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

*E-mail: ludmila@sunclass.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 22.05.2023 г.

После доработки 24.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

По результатам обработки интерферометрической пары снимков радара с синтезированной апертурой (РСА) L-диапазона PALSAR-2, сделанных по территории Бурейского оползня в мае 2019 и мае 2020 гг. со спутника ALOS-2, обнаружена новая нестабильная область поверхности. Оценена среднемесячная скорость смещения грунта до 1 см/мес вдоль поверхности склона в месте формирования новой стенки отрыва. Отмечено, что материалы интерферометрической обработки архивных данных не выявили ранее каких-либо подвижек поверхности склона в этом месте. Названа наиболее возможная причина активизации оползневой поверхности на новом участке: нарушение устойчивости в результате схода в декабре 2018 г. нижележащего тела оползня.

DOI: 10.31857/S0033849423090280, EDN: RIGLGX

ВВЕДЕНИЕ

Радиолокационная интерферометрия [1, 2] является ценным информативным инструментом мониторинга опасных техногенных и природных явлений, поскольку позволяет выявлять и наблюдать мелкомасштабные нежелательные деформации отражающих покровов. Эту методику уже три десятилетия применяют для наблюдения ледников [3], оценки стабильности транспортной инфраструктуры в связи с мерзлотными процессами [4], а также оценки смещений поверхности в результате землетрясений [5], оползней [6] или просядок, связанных с выемкой полезных ископаемых или строительством метро [7, 8]. Изучение подобных явлений и истории их развития очень важны для безопасного проживания и сохранности промышленной и жилой инфраструктуры на близлежащих территориях.

1. ХАРАКТЕРИСТИКА РАЙОНА ИССЛЕДОВАНИЯ

По своим масштабам Бурейский оползень 2018 г. относится к категории грандиозных оползней: по данным модельных [9] и наземных измерений [10], подтвержденных результатами обработки космических снимков [11], длина оползня около

800 м, ширина 400 м, а объем сошедшего в русло реки Бурейя грунта составил ~19 млн м³. Последствием образования запруды стало нарастание уровня воды в реке, грозившее подтоплением населенных пунктов выше по течению, а также создавало угрозу Бурейской ГЭС из-за возможного прорыва запруды весной. Для восстановления водотока в реке сквозь слой оползневых скальных пород в период с 22 января по 1 февраля 2019 г. силами Министерства обороны РФ была проведена серия взрывов, после чего удалось сформировать протоку, обеспечившую снижение уровня воды в реке выше запруды.

В серии работ [11–15] благодаря обработке архивных радиолокационных снимков методом радарной интерферометрии удалось прояснить историю развития в начале XXI в. оползневой зоны на реке Бурей. На первом этапе изучения оползня были использованы данные спутников Sentinel-1 (радар С-диапазона, длина волны 5.6 см). Выявлено, что подвижки грунта оползневой зоны имели место по крайней мере за два года до обрушения склона [12]. По данным этого же спутника сделано заключение о стабильности оползневой зоны зимой 2019 г., сразу после схода оползня [11]. В частности, не было выявлено достоверных подвижек поверхности оползневой зоны, которые

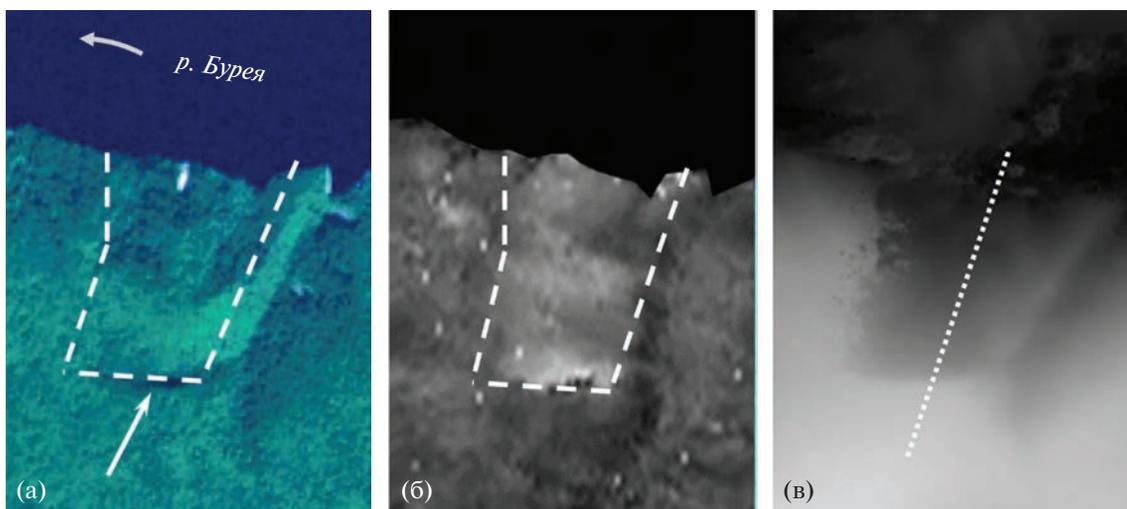


Рис. 1. Оптическое изображение (а) и интерферограмма (б) до схода оползня (область оползня обозначена штриховой линией) и цифровая модель рельефа (в) после схода оползня (пунктиром отмечено положение профиля высот, приведенного далее на рис. 3); стрелка в нижней части рис. (а) указывает положение будущей стенки отрыва.

могли быть спровоцированы взрывными работами по пробивке канала в оползневой перемычке в последнюю декаду января 2019 г. Особенностью измерений по покрытым лесом и кустарником участкам поверхности в С-диапазоне была довольно быстрая потеря когерентности отраженных сигналов, вследствие чего надежные измерения оказались возможны только в холодное время года в короткие интервалы времени между съемками (12 дней, редко 24 дня).

Дальнейшее исследование развития динамики оползневого процесса в период с 2006 по 2017 гг. было выполнено в результате обработки доступных архивных снимков спутников ALOS-1 и ALOS-2 (радары L-диапазона, длина волны 23 см) [13, 14]. Было выявлено, что средняя скорость смещений поверхности увеличивается от малозаметных, около 1 см/мес, в начале периода наблюдения до 6...7 см/мес в его конце. В работе [15] по итогам совместного анализа данных радиолокационной интерферометрии, высокодетальных цифровых моделей рельефа и метеорологической информации наземной метеостанции изложены возможные причины активизации оползневого процесса и развития его динамики с 2006 до начала 2018 г.

Вопросу исследования стабильности поверхности оползневой чаши и окружающей территории по радарным данным после события декабря 2018 г. уделялось внимание в нескольких отечественных работах. В работе [16] с помощью метода классической дифференциальной интерферограммы показано, что поверхность чаши оползня после обвала была в целом стабильна вплоть до осени 2019 г. Однако из-за ограничений применимости данных С-диапазона (высокой временной декорреляции сигналов в теплое время года) на-

блюдать возможную динамику покрытых лесом участков поверхности, примыкающих к оползневой чаше, оказалось невозможно. В работе [17] проведена обработка большой серии радиолокационных снимков спутника Sentinel-1 за 2019–2020 гг. по участку оползня методом постоянных отражателей, благодаря чему выявлены точечные стабильно отражающие объекты, расположенные на безлесных участках поверхности — оползневой чаше, земляной запруде в русле реки, прибрежных участках в устье реки Средний Сандар, и построены графики предположительных смещений соответствующих деталей поверхности за два года.

Судя по интерферограмме, построенной на базе летней интерферометрической пары снимков 2016 г., развитие оползневого процесса вплоть до момента обрушения склона в декабре 2018 г. происходило в пределах участка, обведенного на оптическом изображении на рис. 1а белой штриховой линией. На этом изображении берегового склона, покрытого лесом, штриховой линией отмечены границы будущего оползневого цирка. Размеры фрагмента на рис. 1 составляют 800×1200 м. Высота рельефа меняется от нижнего (южного) края фрагмента до берега реки в верхней части на 400 м. Стенка отрыва оползня пройдет впоследствии вдоль темной горизонтальной полосы: ложбины, отмеченной стрелкой. На рис. 1б приведен фрагмент интерферограммы, построенной по данным ALOS-2 и охватывающей 28-дневный интервал времени летом 2016 г. для той же территории. Фаза на поверхности реки в верхней части интерферограммы, представляющая собой неинформативный шум, для удобства визуального восприятия маскирована черным цветом. Более светлые тона на интерферограмме соответствуют

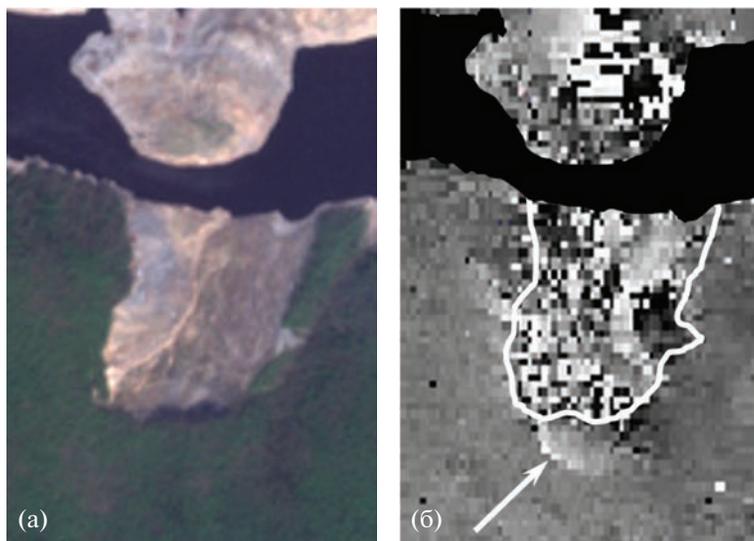


Рис. 2. Фрагменты изображений, полученных в 2019–2020 гг. после схода оползня: а) оптическое Sentinel-2; б) интерферограмма.

подвижным участки поверхности оползневого склона. По разности фаз сигналов поверхности в пределах и вне оползня можно утверждать, что летом 2016 г. скорость подвижек составляла до 6 см в месяц.

На рис. 1в приведен фрагмент цифровой модели рельефа, построенной с учетом изменений после схода оползневых масс по результатам радиолокационной съемки спутниковой группировкой TanDEM-X в 2020 г. Локальное понижение рельефа в месте нахождения чаши оползня выглядит на рис. 1в темным пятном с почти прямыми краями. Границы сформировавшейся оползневой чаши на рис. 1в близки к границам нестабильной области поверхности, выявленной на интерферограмме 2016 г. на рис. 1б (отмечена штриховой линией). Следует обратить внимание на то, что область подвижек поверхности не выходит в своей южной части за рамки оползневой зоны, отмеченной на рис. 1б.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ

В данной работе для выявления динамики покрытой лесом территории вблизи оползневой чаши использована интерферометрическая пара снимков японского радара PALSAR-2, сделанных в мае 2019 и 2020 гг. Как отмечено в [13, 14], особенностью зондирования в L-диапазоне является повышенная стабильность отражений, благодаря чему на дифференциальной интерферограмме стали возможны измерения подвижек не только безлесных, но и покрытых лесом участков поверхности, которые могли произойти за год между съемками. Новые данные о динамике оползневого склона, полученные с помощью интерферограмм

2019–2020 гг., свидетельствуют о том, что несмотря на общую относительную стабильность поверхности оползневой чаши, образовался новый участок нестабильности, расположенный на склоне выше стенки отрыва оползня.

На рис. 2 приведены оптическое изображение и интерферограмма, характеризующие состояние оползневого склона в 2019–2020 гг. Оползневая чаша на рис. 2а хорошо заметна на фоне окружающей покрытой лесом поверхности. Такой же песочный цвет, как и чаша оползня, имеет на рис. 2а образовавшаяся после схода оползня насыпь посреди русла реки. Свободная часть русла реки (проран) проходит непосредственно у подножия оползневого склона. Пестрая картина на интерферограмме в пределах чаши и на насыпи может быть объяснена неоднократными небольшими обрушениями грунта, из-за чего нарушается когерентность отражения сигналов поверхностью. Новая деталь на интерферограмме рис. 2б – светлый сегмент, отмеченный стрелкой, – это активизировавшийся оползень, размер которого поперек склона (с запада на восток) составляет около 300 м, а вдоль склона (с севера на юг) около 150 м. Расположение подвижного участка непосредственно над стенкой отрыва создает угрозу его обрушения. Еще одна деталь на интерферограмме (рис. 2б), связанная с динамикой поверхности, расположена внутри контура уже сошедшего оползня. В западной части чаши в связи с низкой когерентностью интерферометрия не может предоставить информацию о подвижках, однако в восточной части картина более гладкая: общий светлый тон и черное пятно в области треугольного выступа контура оползня. Резкая граница между черным и белым в этом месте указывает на заворот фазы

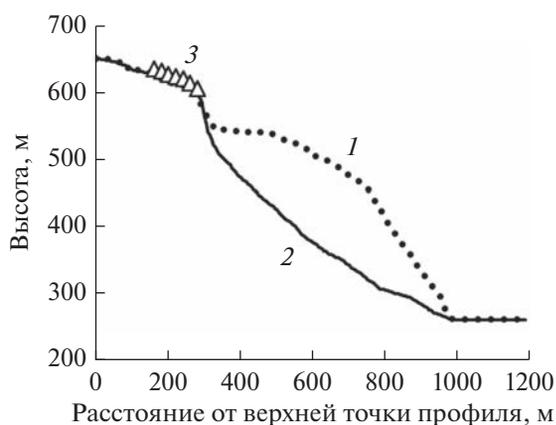


Рис. 3. Профили высот: 1 – до схода оползня, 2 – после схода оползня; 3 – положение нового подвижного участка на склоне.

при переходе через значение 2π , так что в целом значения фазы повышены относительно значений на соседних склонах, что в выбранной схеме обработки свидетельствует о смещении вниз по склону, причем значения смещения максимальны именно в черной области и составляют в среднем около 1 см в месяц на годичном интервале между съемками, проведенными 15 мая 2019 г. и 13 мая 2020 г.

На рис. 3 представлены профили высот вдоль оползневого склона до и после схода оползня, а также отмечено положение нового подвижного участка. Профили построены по цифровым моделям рельефа, полученным с помощью интерферометрической съемки группировкой TanDEM-X в 2012 г. (за шесть лет до схода оползня) и в 2020 г. (через полтора года после его схода). Расположение профиля на карте высот показано на рис. 1в: он начинается выше по склону, чем существующая стенка отрыва оползня, проходит вдоль всей оползневой чаши примерно по центру и заканчивается на уровне воды в р. Бурей (около 260 м над уровнем моря).

Новый подвижный участок, отмеченный треугольниками на рис. 3, находится на склоне на высоте ~400 м выше береговой линии. Среднемесячная величина смещений в верхней части сегмента в 2019 г. составляет около 1 см (в пересчете с измеренных 12 см/год; при этом следует отметить, что со сменой времен года скорости смещений могут меняться, поэтому указанный 1 см/мес – только усредненная оценка). Наибольшая скорость смещений зафиксирована в наиболее высотной области участка, в месте формирования новой стенки отрыва (см. рис. 2б, светлый тон в непосредственной близости от указателя белой стрелки). Весь ряд имеющихся интерферометрических данных до декабря 2018 г. свидетельствует о том, что этот участок был стабилен до схода оползня. Таким

образом, причиной его активизации представляется исчезновение опоры в виде сошедших оползневых масс ниже по склону. Можно предположить, что активизировавшийся оползневый процесс продолжит развиваться далее и закончится новым крупным сходом оползневого грунта. Учитывая, что ширина прорана в реке у подошвы оползня составляет около 150 м, существует опасность его перекрытия и возникновения новой чрезвычайной ситуации в виде подтопления населенных пунктов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Благодаря использованию данных радиолокатора L-диапазона PALSAR-2 удалось выявить новую область подвижек на береговом склоне р. Бурей, которая расположена в непосредственной близости от сошедшего в 2018 г. масштабного оползня, выше сформировавшейся ранее оползневой чаши. Размеры области составляют 150×300 м, величина смещения за период с мая 2019 по май 2020 г. составила по данным интерферометрической обработки 12 см. В связи с дестабилизацией склона возможно новое обрушение скального грунта и перекрытие русла реки. Факт выявления активизации оползневой чаши крайне важен для прогноза чрезвычайных событий в регионе, для обеспечения безопасного проживания населения региона, а также защиты промышленной и жилой инфраструктуры. Эта опасная оползневая зона требует организации безотлагательного регулярного мониторинга, в первую очередь радиолокационными средствами наблюдения, в том числе с помощью перспективного радиолокатора Кондор-ФКА, запуск которого намечен в ближайшее время.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Японскому аэрокосмическому агентству JAXA за предоставленные архивные данные съемок радиолокатором PALSAR-2, а также Немецкому аэрокосмическому агентству DLR за предоставленные данные TerraSAR-X.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН (№ 075-01133-22-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rosen P.A., Hensley S., Joughin I.R. et al. // Proc. IEEE. 2000. V. 88. № 3. P. 333. <https://doi.org/10.1109/5.838084>

2. *Chang W., Wang C., Chu C., Kao J.* // Proc. IEEE. 2012. V. 100. P. 2835.
<https://doi.org/10.1109/JPROC.2012.2194629>
3. *Goldstein R.M., Engelhardt H., Frolich M.* // Science. 1993. V. 262. № 5139. P. 1525.
<https://doi.org/10.1126/science.262.5139.1525>
4. *Wang C., Zhang H., Zhang B. et al.* // Proc. IEEE IGARSS, Milan, 26–31 July 2015. N.Y.: IEEE, 2015. P. 1634.
<https://doi.org/10.1109/IGARSS.2015.7326098>
5. *Massonnet D., Rossi M., Carmona C. et al.* // Nature. 1993. V. 364. P. 138.
<https://doi.org/10.1038/364138a0>
6. *Kursah M.B., Wang Y.* // Proc. IEEE IGARSS, Yokohama, 28 July–2 August 2019. N.Y.: IEEE, 2019. P. 939.
<https://doi.org/10.1109/IGARSS.2019.8898702>
7. *Wang Z., Liu G., Chen T. et al.* // Proc. 2nd Int. Conf. Comp. Eng. Tech., Chengdu, 16–18 April 2010. N.Y.: IEEE, 2010. V. 3. P. 222.
<https://doi.org/10.1109/ICCET.2010.5485843>
8. *Perissin D., Wang Z., Lin H.* // ISPRS J. Photogrammetry and Remote Sens. 2012. V. 73. P. 58.
<https://doi.org/10.1016/j.isprsjprs.2012.07.002>
9. *Остроухов А.В., Ким В.И., Махинов А.Н.* // Совр. пробл. дистанц. зондирования Земли из космоса. 2019. Т. 16. № 1. С. 254.
<https://doi.org/10.21046/2070-7401-2019-16-1-254-258>
10. *Зеркаль О.В., Махинов А.Н., Кудымов А.В. и др.* // ГеоРиск. 2019. Т. 13. № 4. С. 18.
<https://doi.org/10.25296/1997-8669-2019-13-4-18-30>
11. *Захарова Л.Н., Захаров А.И., Митник Л.М.* // Совр. пробл. дистанц. зондирования Земли из космоса. 2019. Т. 16. № 2. С. 69.
<https://doi.org/10.21046/2070-7401-2019-16-2-69-74>
12. *Захарова Л.Н., Захаров А.И.* // Совр. пробл. дистанц. зондирования Земли из космоса. 2019. Т. 16. № 2. С. 273.
<https://doi.org/10.21046/2070-7401-2019-16-2-273-277>
13. *Бондур В.Г., Захарова Л.Н., Захаров А.И. и др.* // Совр. пробл. дистанц. зондирования Земли из космоса. 2019. Т. 16. № 5. С. 113.
<https://doi.org/10.21046/2070-7401-2019-16-5-113-119>
14. *Бондур В.Г., Захарова Л.Н., Захаров А.И. и др.* // Исслед. Земли из космоса. 2019. № 5. С. 3.
<https://doi.org/10.31857/S0205-9614201953-14>
15. *Zakharov A., Zakharova L.* // Remote Sens. 2022. V. 14. № 20. Article No. 5218.
<https://doi.org/10.3390/rs14205218>
16. *Бондур В.Г., Захарова Л.Н., Захаров А.И.* // Исслед. Земли из космоса. 2019. № 6. С. 26.
<https://doi.org/10.31857/S0205-96142019626-35>
17. *Bondur V., Chimitdorzhiev T., Dmitriev A., Dagurov P.* // Remote Sens. 2021. V. 13. Article No. 5136.
<https://doi.org/10.3390/rs13245136>

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ОДНОСТОРОННЕ МЕТАЛЛИЗИРОВАННОМ КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОМ БИГИРОТРОПНОМ СЛОЕ (С ПРИМЕРОМ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК СПИНОВЫХ ВОЛН)

© 2023 г. Э. Г. Локк^а, *, С. В. Герус^а

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 28.04.2023 г.

После доработки 28.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Без использования магнитостатического приближения решена задача о распространении электромагнитных волн в произвольном направлении в касательно намагниченном односторонне металлизированном бигиротропном слое. Показано, что в данной задаче уравнения Максвелла сводятся к дифференциальному уравнению, которому соответствует биквадратное характеристическое уравнение с четырьмя корнями k_{x21} , $-k_{x21}$, k_{x22} и $-k_{x22}$, описывающими распределение волны в сечении слоя. Получено дисперсионное уравнение, описывающее волны с действительными значениями k_{x21} и k_{x22} . На основе этого уравнения рассчитаны характеристики спиновых волн в односторонне металлизированной ферритовой пластине (являющейся частным случаем бигиротропного слоя) для частот, лежащих выше частоты ферромагнитного резонанса. Найдено, что для этих волн величина k_{x21} может принимать как действительные, так и мнимые значения, а величина k_{x22} — только действительные. Обнаружено, что на некоторой частоте спиновая волна имеет изочастотную кривую, практически не отличающуюся от прямой линии.

DOI: 10.31857/S0033849423090152, EDN: RXSTOC

ВВЕДЕНИЕ

Для успешного развития магноники, происходящего в последние годы [1–4], необходимо разрабатывать новые экспериментальные и теоретические методы исследования характеристик спиновых волн (СВ). Как известно, СВ с волновыми числами $0 < k < 10^4 \text{ см}^{-1}$ обычно описывают в магнитостатическом приближении (МСП) [5], считая, что величина волнового числа СВ $k \gg k_0 \equiv \omega/c$ (ω — циклическая частота СВ, а c — скорость света в вакууме), и поэтому в уравнениях Максвелла можно пренебречь членами, содержащими множители ω/c . Из-за использования уравнений магнитостатики при описании СВ эти волны часто называют магнитостатическими. Такое описание СВ уже более полувека используется при разработке различных приборов на основе СВ для спиновой электроники сверхвысокочастотного диапазона (СВЧ) [1–9].

Тем не менее иногда МСП не использовалось для описания СВ [8–25]. Так, в части работ исследовались характеристики СВ в области малых волновых чисел и свойства СВ в зависимости от параметров диэлектрических проницаемостей

сред, прилегающих к ферриту [12–14, 17]. В работе [16] было показано, что расчеты в МСП вектора Пойнтинга СВ \vec{P} по формуле $\vec{P} = -\omega \text{Re}(i\Psi^* \vec{B})/8\pi$ не корректны и что вектор Пойнтинга следует вычислять по формуле $\vec{P} = c \text{Re}[\vec{E}\vec{H}^*]/8\pi$, где Ψ — магнитный потенциал, \vec{B} — вектор магнитной индукции, а \vec{E} и \vec{H} — векторы СВЧ электрического и магнитного полей. Расчеты, представленные в работах [20, 21], показали, что векторные линии магнитной индукции поверхностной СВ образуют два ряда противоположно направленных вихрей, локализованных вблизи противоположных поверхностей пластины.

Отметим, что в [12–16, 18–21] характеристики СВ исследовались лишь для случая, когда векторы групповой и фазовой скоростей СВ коллинеарны¹, т.е., когда волна распространяется перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля либо вдоль него. Лишь недавно без исполь-

¹ Лишь в работах [11, 17] описано распространение СВ в произвольном направлении; однако, как будет показано ниже, результаты, представленные в [11, 17], некорректны.

зования МСП было получено аналитическое описание характеристик электромагнитных волн (в том числе спиновых), распространяющихся в произвольном направлении в неограниченном бигиротропном пространстве [22–24] и в бигиротропном слое, окруженном диэлектрическими полупространствами [25]. В этих работах на примере ферритовой пластины (являющейся частным случаем бигиротропного слоя), рассчитаны различные характеристики СВ.

Цель работы – исследовать влияние граничных условий типа “идеального металла” на характеристики СВ в ферритовой пластине без использования МСП.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим бесконечный бигиротропный слой 2 толщиной s , граничащий сверху с идеально проводящим металлом 1, а снизу – с полупространством 3 изотропного диэлектрика (рис. 1). Характеризуя электромагнитные поля в средах 2 и 3, сопоставим им индексы $j = 2$ или 3. Пусть полупространство 3 имеет скалярные относительные диэлектрическую и магнитную проницаемости ϵ_3 и μ_3 . Слой 2 намагничен до насыщения касательным однородным магнитным полем \vec{H}_0 , направленным вдоль оси z . Пусть в этом слое распространяется монохроматическая электромагнитная волна с частотой ω , изменяющаяся во времени по гармоническому закону $\exp(i\omega t)$. Тогда этот слой можно охарактеризовать диэлектрической и магнитной проницаемостями, описываемыми эрмитовыми тензорами второго ранга

$$\vec{\mu}_2 = \begin{vmatrix} \mu & i\nu & 0 \\ -i\nu & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{vmatrix}, \quad \vec{\epsilon}_2 = \begin{vmatrix} \epsilon & ig & 0 \\ -ig & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{vmatrix}. \quad (1)$$

Поскольку полученные ниже результаты могут быть полезны исследователям электромагнитных волн в гиротропных слоях феррита, антиферромагнетика или плазмы (которые являются частными случаями бигиротропного слоя и у которых либо тензор $\vec{\epsilon}_2$, либо тензор $\vec{\mu}_2$ соответствуют выражениям (1)), то ниже математическое решение задачи представлено в общем случае – для распространения волны в бигиротропном слое. В то же время полученные формулы будут использованы для расчетов характеристик СВ в односторонне металлизированной ферритовой пластине, для которой компоненты μ и ν тензора $\vec{\mu}_2$, как известно, описываются выражениями [9]

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \nu = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (2)$$

где $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $\omega = 2\pi f$, γ – гиромагнитная постоянная, $4\pi M_0$ – намагниченность насы-

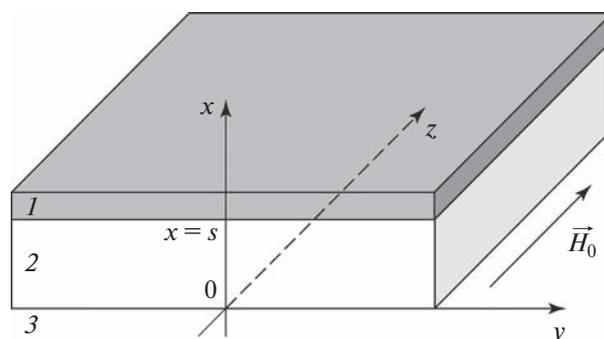


Рис. 1. Геометрия задачи: 1 – идеально проводящий металл, 2 – бигиротропный слой (например, ферритовая пластина), 3 – полупространство изотропного немагнитного диэлектрика (или вакуума).

щения феррита, f – частота электромагнитных колебаний.

Отметим, что математическое описание распространения волн в произвольном направлении на основе уравнений Максвелла является довольно громоздким, поэтому введем ряд обозначений для компактной записи полученных результатов.

Электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль слоя 2, должна удовлетворять системе уравнений Максвелла для комплексных амплитуд

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E}_j + i\omega \vec{B}_j / c = 0 \\ \text{div } \vec{B}_j = 0 \\ \text{rot } \vec{H}_j - i\omega \vec{D}_j / c = 0 \\ \text{div } \vec{D}_j = 0 \end{cases} \quad (3)$$

где \vec{E}_j и \vec{H}_j – амплитуды векторов напряженностей электрического и магнитного СВЧ-полей, а \vec{D}_j и \vec{B}_j – амплитуды векторов напряженностей электрической и магнитной СВЧ-индукций, связанные с \vec{E}_j и \vec{H}_j соотношениями

$$\vec{D}_j = \vec{\epsilon}_j \vec{E}_j \quad \text{и} \quad \vec{B}_j = \vec{\mu}_j \vec{H}_j. \quad (4)$$

Напомним, что в [11, 17] при решении системы (3) сразу предлагалось искать решение в виде плоской волны $\sim \exp(-ik_x x - ik_y y - ik_z z)$. Считаем такой подход некорректным и будем искать решения системы (3) в виде однородной плоской волны, характеризующейся волновым вектором \vec{k} и распространяющейся в плоскости yz пластины в произвольном направлении. То есть будем считать, что зависимость волны от координаты x (нормальной к плоскости пластины) должна быть найдена в ходе решения системы уравнений (3) и что компоненты полей \vec{E} и \vec{H} ($E_x E_y, E_z, H_x, H_y$ и

H_z) изменяются в плоскости пластины, как и во времени, по гармоническому закону

$$\begin{aligned} \overline{E}_j &= \overline{e}_j(x) \exp(-ik\vec{r}) \quad \text{или} \\ E_{xj,yj,zj} &= e_{xj,yj,zj}(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \overline{H}_j &= \overline{h}_j(x) \exp(-ik\vec{r}) \quad \text{или} \\ H_{xj,yj,zj} &= h_{xj,yj,zj}(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \end{aligned} \quad (6)$$

где наряду с декартовой системой координат $\{x; y; z\}$ введена соответствующая полярная система координат $\{x; r; \varphi\}$, в которой углы φ отсчитываются от оси y , а за положительное направление отсчета углов принято направление против часовой стрелки. Координаты обеих систем связаны соотношениями $y = r \cos \varphi$, $z = r \sin \varphi$, а модуль k волнового вектора \vec{k} и его компоненты k_y и k_z связаны соотношениями $k_y = k \cos \varphi$, $k_z = k \sin \varphi$, причем $k^2 = k_y^2 + k_z^2$.

2. УРАВНЕНИЯ, ОПИСЫВАЮЩИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОМ БИГИРОТРОПНОМ СЛОЕ

Как было показано ранее [9, 23, 24, 26], при описании распространения электромагнитных волн в бигиротропной среде из уравнений Максвелла можно исключить все магнитные и электрические компоненты СВЧ-поля кроме компонент, параллельных вектору внешнего однородного магнитного поля \overline{H}_0 , т.е. свести уравнения Максвелла (3) к системе из двух дифференциальных уравнений, содержащих лишь две СВЧ-компоненты, E_{z2} и H_{z2} :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_{z2}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{z2}}{\partial y^2} + \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon} \frac{\partial^2 E_{z2}}{\partial z^2} + k_0^2 \varepsilon_{zz} \mu_{\perp} E_{z2} + \\ + k_0 \mu_{zz} \left(\frac{g}{\varepsilon} + \frac{v}{\mu} \right) \frac{\partial H_{z2}}{\partial z} = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 H_{z2}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_{z2}}{\partial y^2} + \frac{\mu_{zz}}{\mu} \frac{\partial^2 H_{z2}}{\partial z^2} + k_0^2 \mu_{zz} \varepsilon_{\perp} H_{z2} - \\ - k_0 \varepsilon_{zz} \left(\frac{g}{\varepsilon} + \frac{v}{\mu} \right) \frac{\partial E_{z2}}{\partial z} = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь использованы обозначения

$$\mu_{\perp} = (\mu^2 - v^2)/\mu, \quad \varepsilon_{\perp} = (\varepsilon^2 - g^2)/\varepsilon. \quad (9)$$

Подставляя выражения (5) и (6) в уравнения (7) и (8), получим систему из двух уравнений, содержа-

щих лишь зависящие от координаты x амплитуды e_{z2} и h_{z2} компонент E_{z2} и H_{z2} :

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2 e_{z2}}{\partial x^2} - F_v e_{z2} - i \mu_{zz} F_{vg} h_{z2} = 0, \\ \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2 h_{z2}}{\partial x^2} - F_g h_{z2} + i \varepsilon_{zz} F_{vg} e_{z2} = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где безразмерные функции F_v , F_g и F_{vg} имеют вид

$$\begin{aligned} F_v &= \frac{k_y^2}{k_0^2} + \frac{\varepsilon_{zz} k_z^2}{\varepsilon k_0^2} - \frac{\varepsilon_{zz}}{\mu} (\mu^2 - v^2) = \\ &= \frac{k^2}{k_0^2} \left(\cos^2 \varphi + \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon} \sin^2 \varphi \right) - \varepsilon_{zz} \mu_{\perp}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} F_g &= \frac{k_y^2}{k_0^2} + \frac{\mu_{zz} k_z^2}{\mu k_0^2} - \frac{\mu_{zz}}{\varepsilon} (\varepsilon^2 - g^2) = \\ &= \frac{k^2}{k_0^2} \left(\cos^2 \varphi + \frac{\mu_{zz}}{\mu} \sin^2 \varphi \right) - \mu_{zz} \varepsilon_{\perp}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$F_{vg} = \frac{k_z}{k_0} \left(\frac{g}{\varepsilon} + \frac{v}{\mu} \right) = \frac{k}{k_0} \sin \varphi \left(\frac{g}{\varepsilon} + \frac{v}{\mu} \right). \quad (13)$$

Поясняя использованные обозначения, отметим, что обе недиагональные компоненты v и g тензоров $\overline{\varepsilon}_2$ и $\overline{\mu}_2$ входят только в функцию F_{vg} , тогда как в функцию F_v входит только компонента v , а в функцию F_g — только g .

Подставляя величину h_{z2} из первого уравнения системы (10) во второе, получим дифференциальное уравнение относительно амплитуды e_{z2}

$$\frac{\partial^4 e_{z2}}{\partial x^4} + 2\eta \frac{\partial^2 e_{z2}}{\partial x^2} + \alpha e_{z2} = 0, \quad (14)$$

где

$$\eta = -k_0^2 (F_v + F_g)/2, \quad (15)$$

$$\alpha = k_0^4 F_v F_g - \mu_{zz} \varepsilon_{zz} k_0^4 F_{vg}^2. \quad (16)$$

Уравнению (14) соответствует характеристическое уравнение

$$k_{x2}^4 + 2\eta k_{x2}^2 + \alpha = 0, \quad (17)$$

которое имеет *четыре простых* (не кратных) корни:

$$\begin{aligned} k_{x21} &= \sqrt{-\eta - \sqrt{\eta^2 - \alpha}} = \\ &= k_0 \sqrt{\frac{F_v + F_g}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{(F_v - F_g)^2 + 4\mu_{zz} \varepsilon_{zz} F_{vg}^2}}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} k_{x22} &= \sqrt{-\eta + \sqrt{\eta^2 - \alpha}} = \\ &= k_0 \sqrt{\frac{F_v + F_g}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(F_v - F_g)^2 + 4\mu_{zz} \varepsilon_{zz} F_{vg}^2}}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$k_{x23} = -k_{x21}, \quad (20)$$

$$k_{x24} = -k_{x22}. \quad (21)$$

Отметим, что корни $k_{x21} \dots k_{x24}$ уравнения (17) не могут быть *комплексными* числами, поскольку его дискриминант всегда больше нуля (см. [25, ф-ла (18)]), а могут принимать лишь действительные или мнимые значения.

3. ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ КОМПОНЕНТ ВОЛНЫ ВНУТРИ СЛОЯ

По аналогии с работами [23, 25] далее получим дисперсионное уравнение и выражения для компонент СВЧ-поля для случая, когда все корни $k_{x21} \dots k_{x24}$ являются действительными, а общее решение дифференциального уравнения (14) имеет вид², определяющий распределение волны по оси x :

$$e_{z2} = A \exp(k_{x21}x) + B \exp(-k_{x21}x) + C \exp(k_{x22}x) + D \exp(-k_{x22}x), \quad (22)$$

что соответствует поверхностно-поверхностной волне [25]; здесь A, B, C и D – независимые коэффициенты.

Подставляя соотношения (5) и (6) в уравнения Максвелла (3), производя дифференцирование и решив полученную систему уравнений, можно выразить зависящие от x амплитуды всех СВЧ-компонент через амплитуду e_{z2} и, с учетом (22), получить выражения для всех компонент СВЧ-поля:

$$E_{x2} = \frac{i}{\epsilon F_2} \left[\frac{k_z}{k_0} (b_0 \Sigma_0 + F_{g2} \Sigma_1 + b_2 \Sigma_2 + F_{vg} \Sigma_3) - \frac{k_y}{k_0} F_2 \Sigma_2 - g (a_0 \Sigma_0 + F_{vg} \Sigma_1 + a_2 \Sigma_2 + F_{v2} \Sigma_3) \right] \times \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (23)$$

$$H_{x2} = \frac{1}{\mu F_2} \left[\frac{k_y}{k_0} F_2 \Sigma_0 - \frac{k_z}{k_0} (a_0 \Sigma_0 + F_{vg} \Sigma_1 + a_2 \Sigma_2 + F_{v2} \Sigma_3) + v (b_0 \Sigma_0 + F_{g2} \Sigma_1 + b_2 \Sigma_2 + F_{vg} \Sigma_3) \right] \times \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (24)$$

$$E_{y2} = \frac{1}{F_2} [a_0 \Sigma_0 + F_{vg} \Sigma_1 + a_2 \Sigma_2 + F_{v2} \Sigma_3] \times \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (25)$$

$$H_{y2} = \frac{i}{F_2} [b_0 \Sigma_0 + F_{g2} \Sigma_1 + b_2 \Sigma_2 + F_{vg} \Sigma_3] \times \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (26)$$

$$E_{z2} = \Sigma_0(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (27)$$

$$H_{z2} = i \Sigma_2(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (28)$$

где зависящие от x безразмерные функции $\Sigma_0, \Sigma_1, \Sigma_2$ и Σ_3 имеют вид

$$\Sigma_0(x) = A \exp(k_{x21}x) + B \exp(-k_{x21}x) + C \exp(k_{x22}x) + D \exp(-k_{x22}x), \quad (29)$$

$$\Sigma_1(x) = \frac{k_{x21}}{k_0} (A \exp(k_{x21}x) - B \exp(-k_{x21}x)) + \frac{k_{x22}}{k_0} (C \exp(k_{x22}x) - D \exp(-k_{x22}x)), \quad (30)$$

$$\Sigma_2(x) = \beta_1 (A \exp(k_{x21}x) + B \exp(-k_{x21}x)) + \beta_2 (C \exp(k_{x22}x) + D \exp(-k_{x22}x)), \quad (31)$$

$$\Sigma_3(x) = \frac{k_{x21}}{k_0} \beta_1 (A \exp(k_{x21}x) - B \exp(-k_{x21}x)) + \frac{k_{x22}}{k_0} \beta_2 (C \exp(k_{x22}x) - D \exp(-k_{x22}x)). \quad (32)$$

Безразмерные величины, входящие в (23)–(32), определяют следующие выражения

$$F_2 = F_{v2} F_{g2} - F_{vg}^2, \quad (33)$$

$$F_{v2} = \frac{k_z^2}{\epsilon k_0^2} - \mu_{\perp}, \quad (34)$$

$$F_{g2} = \frac{k_z^2}{\mu k_0^2} - \epsilon_{\perp}, \quad (35)$$

$$a_0 = \frac{k_y k_z}{\mu k_0^2} F_{v2} - \frac{v k_y}{\mu k_0} F_{vg}, \quad (36)$$

$$a_2 = \frac{k_y k_z}{\epsilon k_0^2} F_{vg} - \frac{g k_y}{\epsilon k_0} F_{v2}, \quad (37)$$

$$b_0 = \frac{k_y k_z}{\mu k_0^2} F_{vg} - \frac{v k_y}{\mu k_0} F_{g2}, \quad (38)$$

$$b_2 = \frac{k_y k_z}{\epsilon k_0^2} F_{g2} - \frac{g k_y}{\epsilon k_0} F_{vg}, \quad (39)$$

$$\beta_1 = \frac{1}{\mu_{zz} F_{vg}} \left(F_v - \frac{k_{x21}^2}{k_0^2} \right), \quad (40)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{\mu_{zz} F_{vg}} \left(F_v - \frac{k_{x22}^2}{k_0^2} \right). \quad (41)$$

Поясняя введенные обозначения, отметим, что цифровой индекс при величинах Σ соответствует максимальной степени x -компонент волновых чисел k_{x21} и k_{x22} в множителях при экспонентах в выражениях (29)–(32) (с учетом того, что величины k_{x21} и k_{x22} входят еще и в соотношения (40) и (41)).

² Другие формы записи решения дифференциального уравнения (14) рассмотрены в [25].

4. ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ КОМПОНЕНТ ВОЛНЫ ВНЕ СЛОЯ

По аналогии с работой [25] выражения для СВЧ-компонент электромагнитного поля СВ и в среде Z имеют вид

$$E_{x3} = \frac{i}{q_3} (Lk_y k_0 \mu_3 + Kk_z k_{x3}) \times \exp(k_{x3}x - ik_y y - ik_z z), \quad (42)$$

$$H_{x3} = -\frac{1}{q_3} (Lk_z k_{x3} + Kk_y k_0 \epsilon_3) \times \exp(k_{x3}x - ik_y y - ik_z z), \quad (43)$$

$$E_{y3} = \frac{1}{q_3} (Kk_y k_z + Lk_{x3} k_0 \mu_3) \times \exp(k_{x3}x - ik_y y - ik_z z), \quad (44)$$

$$H_{y3} = \frac{i}{q_3} (Lk_y k_z + Kk_{x3} k_0 \epsilon_3) \times \exp(k_{x3}x - ik_y y - ik_z z), \quad (45)$$

$$E_{z3} = K \exp(k_{x3}x - ik_y y - ik_z z), \quad (46)$$

$$H_{z3} = iL \exp(k_{x3}x - ik_y y - ik_z z), \quad (47)$$

где L и K – независимые коэффициенты, а q_3 описывает выражение

$$q_3^2 = k_z^2 - k_0^2 \epsilon_3 \mu_3. \quad (48)$$

Очевидно, что для полупространства Z также справедливо соотношение

$$k_{x3}^2 = k_z^2 + k_y^2 - k_0^2 \epsilon_3 \mu_3. \quad (49)$$

5. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ВОЛН В БИГИРОТРОПНОМ СЛОЕ, ГРАНИЧАЩЕМ С ИДЕАЛЬНЫМ МЕТАЛЛОМ

Приступим теперь к выводу дисперсионного уравнения, описывающего распространение электромагнитных волн в бигиротропном слое, граничащем с идеально проводящим металлом (рис. 1). Используя граничные условия непрерывности тангенциальных компонент E_y , E_z , H_y и H_z при $x = 0$ и граничные условия на поверхности металла ($E_{y2} = 0$ и $E_{z2} = 0$ при $x = s$) с учетом выражений (25)–(28) и (44)–(47) для этих компонент, получим систему из шести уравнений для коэффициентов A , B , C , D , K , L (напомним, что коэф-

фициенты A , B , C , D входят в выражения (29)–(32) для величин Σ_0 , Σ_1 , Σ_2 , и Σ_3):

$$\begin{aligned} \Sigma_0(s) = 0, \quad a_0 \Sigma_0(s) + F_{vg} \Sigma_1(s) + a_2 \Sigma_2(s) + \\ + F_{v2} \Sigma_3(s) = 0, \quad K = \Sigma_0(0), \quad Kk_y k_z + Lk_{x3} k_0 \mu_3 = \\ = q_3^2 [a_0 \Sigma_0(0) + F_{vg} \Sigma_1(0) + a_2 \Sigma_2(0) + F_{v2} \Sigma_3(0)] / F_2, \quad (50) \\ L = \Sigma_2(0), \quad Lk_y k_z + Kk_{x3} k_0 \epsilon_3 = \\ = q_3^2 [b_0 \Sigma_0(0) + F_{g2} \Sigma_1(0) + b_2 \Sigma_2(0) + F_{vg} \Sigma_3(0)] / F_2. \end{aligned}$$

Исключая величины K и L из системы (50), подставляя первое уравнение во второе и группируя слагаемые с одинаковыми величинами Σ_0 , Σ_1 , Σ_2 , Σ_3 , получим систему из четырех уравнений для коэффициентов A , B , C и D :

$$\begin{aligned} \Sigma_0(s) = 0, \quad F_{vg} \Sigma_1(s) + a_2 \Sigma_2(s) + F_{v2} \Sigma_3(s) = 0, \\ \left(a_0 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 \right) \Sigma_0(0) + F_{vg} \Sigma_1(0) + \\ + \left(a_2 - \frac{\mu_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 \right) \Sigma_2(0) + F_{v2} \Sigma_3(0) = 0, \quad (51) \\ \left(b_0 - \frac{\epsilon_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 \right) \Sigma_0(0) + F_{g2} \Sigma_1(0) + \\ + \left(b_2 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 \right) \Sigma_2(0) + F_{vg} \Sigma_3(0) = 0. \end{aligned}$$

Подставляя в систему (51) выражения (29)–(32) и приводя подобные при коэффициентах A , B , C и D , получим систему уравнений

$$\begin{aligned} d_{11}A + d_{12}B + d_{13}C + d_{14}D = 0, \\ d_{21}A + d_{22}B + d_{23}C + d_{24}D = 0, \\ d_{31}A + d_{32}B + d_{33}C + d_{34}D = 0, \\ d_{41}A + d_{42}B + d_{43}C + d_{44}D = 0, \end{aligned} \quad (52)$$

где элементы $d_{11} \dots d_{44}$ системы уравнений имеют вид

$$d_{11} = \exp(k_{x21}s), \quad (53)$$

$$d_{12} = \exp(-k_{x21}s), \quad (54)$$

$$d_{13} = \exp(k_{x22}s), \quad (55)$$

$$d_{14} = \exp(-k_{x22}s), \quad (56)$$

$$d_{21} = \left(a_2 \beta_1 + \frac{k_{x21}}{k_0} F_{vg} + \frac{k_{x21}}{k_0} \beta_1 F_{v2} \right) \exp(k_{x21}s), \quad (57)$$

$$d_{22} = \left(a_2 \beta_1 - \frac{k_{x21}}{k_0} F_{vg} - \frac{k_{x21}}{k_0} \beta_1 F_{v2} \right) \exp(-k_{x21}s), \quad (58)$$

$$d_{23} = \left(a_2 \beta_2 + \frac{k_{x22}}{k_0} F_{vg} + \frac{k_{x22}}{k_0} \beta_2 F_{v2} \right) \exp(k_{x22}s), \quad (59)$$

$$d_{24} = \left(a_2 \beta_2 - \frac{k_{x22}}{k_0} F_{vg} - \frac{k_{x22}}{k_0} \beta_2 F_{v2} \right) \exp(-k_{x22}s), \quad (60)$$

$$d_{31} = a_0 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 + \frac{k_{x21}}{k_0} F_{vg} + \beta_1 \left(a_2 - \frac{\mu_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 + \frac{k_{x21}}{k_0} F_{v2} \right), \quad (61)$$

$$d_{32} = a_0 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 - \frac{k_{x21}}{k_0} F_{vg} + \beta_1 \left(a_2 - \frac{\mu_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 - \frac{k_{x21}}{k_0} F_{v2} \right), \quad (62)$$

$$d_{33} = a_0 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 + \frac{k_{x22}}{k_0} F_{vg} + \beta_2 \left(a_2 - \frac{\mu_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 + \frac{k_{x22}}{k_0} F_{v2} \right), \quad (63)$$

$$d_{34} = a_0 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 - \frac{k_{x22}}{k_0} F_{vg} + \beta_2 \left(a_2 - \frac{\mu_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 - \frac{k_{x22}}{k_0} F_{v2} \right), \quad (64)$$

$$d_{41} = b_0 - \frac{\epsilon_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 + \frac{k_{x21}}{k_0} F_{g2} + \beta_1 \left(b_2 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 + \frac{k_{x21}}{k_0} F_{vg} \right), \quad (65)$$

$$d_{42} = b_0 - \frac{\epsilon_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 - \frac{k_{x21}}{k_0} F_{g2} + \beta_1 \left(b_2 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 - \frac{k_{x21}}{k_0} F_{vg} \right), \quad (66)$$

$$d_{43} = b_0 - \frac{\epsilon_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 + \frac{k_{x22}}{k_0} F_{g2} + \beta_2 \left(b_2 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 + \frac{k_{x22}}{k_0} F_{vg} \right), \quad (67)$$

$$d_{44} = b_0 - \frac{\epsilon_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 - \frac{k_{x22}}{k_0} F_{g2} + \beta_2 \left(b_2 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 - \frac{k_{x22}}{k_0} F_{vg} \right). \quad (68)$$

Итак, дисперсионное уравнение для электромагнитной волны, имеющей распределение вида (22) по толщине односторонне металлизированного бигиротропного слоя, представляет собой определитель четвертого порядка системы (52) с элементами $d_{11} \dots d_{44}$, определяемыми выражениями (53)–(68).

6. ХАРАКТЕРИСТИКИ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ, ГРАНИЧАЩЕЙ С ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИМ МЕТАЛЛОМ

Рассмотрим в качестве примера характеристики СВ в ферритовой пластине (являющейся частным случаем бигиротропного слоя), одна из поверхностей которой граничит с идеальным металлом (см. рис. 1). Будем считать диэлектрическую проницаемость пластины ϵ_2 скалярной величиной, полагая в представленных выше формулах $\epsilon = \epsilon_{zz} = \epsilon_2$ и $g = 0$. На рис. 2 представлены изочастотные зависимости СВ для различных частот, причем кривые I – $3'$ рассчитаны для поверхностной СВ с использованием МСП, а кривые I – 3 рассчитаны на основе полученного точного дисперсионного уравнения. Расчеты проводили при следующих параметрах: $H_0 = 300$ Э, $s = 40$ мкм, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $\epsilon_2 = 15$ (что соответствует железиттриевому гранату) и $\epsilon_3 = \mu_3 = 1$ (что соответствует вакууму).

Как видно из рис. 2а, изочастотные зависимости волн, имеющих положительные и отрицательные значения k_y , сильно различаются (как при описании волн в МСП, так и без него), что связано с несимметричностью структуры – металлизацией одной из поверхностей феррита (см. рис. 1). Кроме того, соответствующие кривые, рассчитанные с использованием МСП и без него, также заметно отличаются как количественно, так и качественно. Так, на рис. 2, кривая I для частоты $f_1 = 2198$ МГц, чуть превышающей частоту ферромагнитного резонанса (ФМР) пластины $f_{\perp} = \omega_{\perp}/2\pi = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H \omega_M}/2\pi = 2197.7$ МГц, выгнута в другую сторону при $k_y > 0$ по сравнению с аналогичной кривой I' , рассчитанной в МСП. Однако кривая 3 для $f_3 = 2210$ МГц и $k_y > 0$ уже изогнута так же, как и соответствующая кривая $3'$ (см. рис. 2б). Следовательно, для одной из промежуточных частот изочастотная кривая будет представлять собой практически прямую линию, что и подтвердили расчеты для частоты $f_2 = 2202$ МГц (см. рис. 2б, кривая 2). Очевидно, что для прямой линии, параллельной оси k_z , угол ψ , описывающий ориентацию вектора групповой скорости \vec{V} , направлен вдоль оси y , и, значит, на частоте $f_2 = 2202$ МГц вдоль оси y будут распространяться СВ со всеми волновыми векторами, у которых $k_y > 0$!

Таким образом, рис. 2 показывает, что изочастотные кривые, рассчитанные с МСП и без него заметно отличаются друг от друга лишь в области малых значений волнового числа ($|k| \sim 3$ см⁻¹), т.е. на частотах, близких к величине f_{\perp} . Кроме того, важным отличием является то, что при использовании МСП все СВ являются поверхностными, т.е. распределение СВ внутри ферритовой

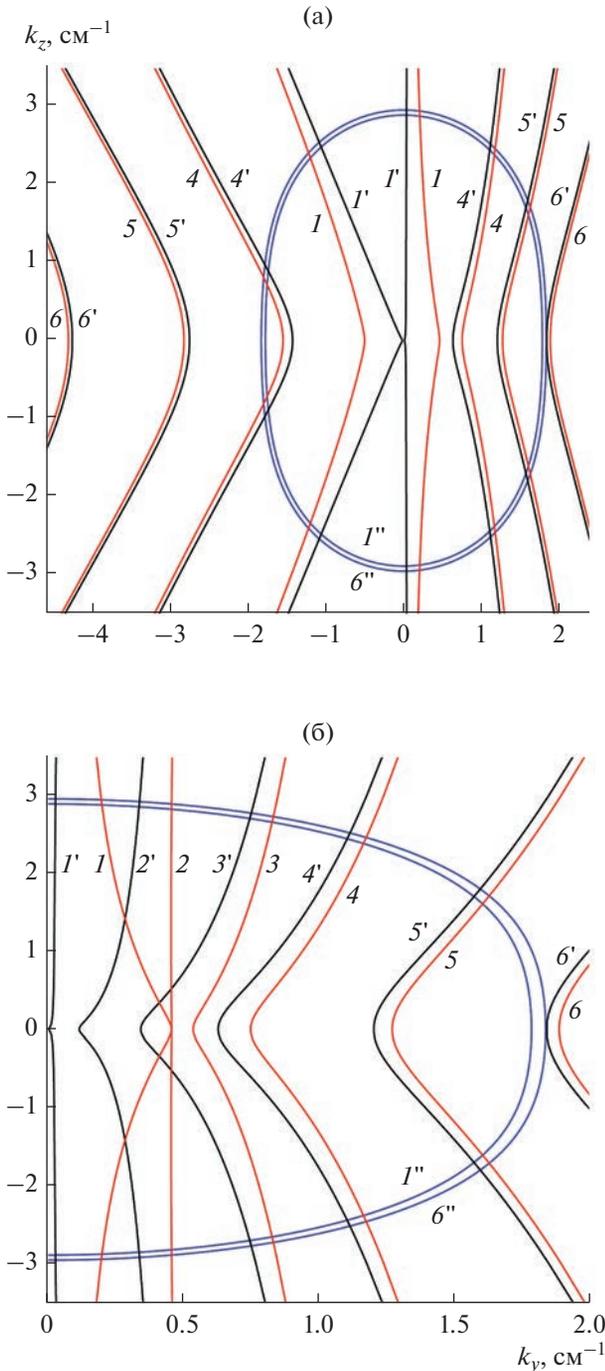


Рис. 2. Изочастотные зависимости СВ в касательно намагниченной ферритовой пластине для частот 2198 (1 и 1'), 2202 (2 и 2'), 2210 (3 и 3'), 2220 (4 и 4'), 2240 (5 и 5') и 2262 МГц (6 и 6'); а – общий вид, б – вид в полуплоскости $k_y > 0$ (масштаб по оси абсцисс специально увеличен); кривые 1'–6' рассчитаны в магнитостатическом приближении, кривые 1–6 – без него; показаны граничные эллипсоиды 1'' и 6'' для частот 2198 и 2262 МГц соответственно (эллипсоид 1'' отделяет на кривой 1 участок с объемно-поверхностным и участки с поверхностно-поверхностным распределением волны).

пластины описывает *одно* волновое число k_{x2ms} , в то время как при описании СВ без МСП распределение СВ внутри ферритовой пластины описывает *два* волновых числа, k_{x21} и k_{x22} , причем в данном случае k_{x22} всегда принимает действительные значения, а k_{x21} может принимать как действительные, так и мнимые значения (подробнее о возможных значениях величин k_{x21} и k_{x22} и возможных типах СВ в ферритовой пластине и структурах на ее основе см. [25, разд. 4]). На рис. 2 граничные кривые – эллипсоиды 1'' и 6'' – являются пересечением поверхности $\alpha = 0$, описываемой формулой (16), и плоскостью $f = 2198$ и 2262 МГц. Эллипсоид 1'', пересекая изочастотную зависимость 1, делит ее на участки, лежащие внутри эллипсоида 1'' и соответствующие объемно-поверхностному распределению волны, и участки, лежащие вне эллипсоида 1'' и соответствующие поверхностно-поверхностному распределению волны (граничные эллипсоиды 2''...5'' для остальных частот лежат между эллипсоидами 1'' и 6'' и поэтому на рис. 2 не показаны). Эллипсоид 6'' не пересекает соответствующую изочастотную зависимость 6, поэтому все волны на этой частоте имеют поверхностно-поверхностное распределение по толщине пластины в соответствии с формулой (22).

Однако, если посмотреть, как вдоль изочастотных зависимостей изменяются волновые числа k_{x21} и k_{x22} , характеризующие распределение СВЧ поля СВ по толщине ферритовой пластины, и сравнить это изменение с аналогичным изменением волнового числа k_{x2ms} , рассчитанного в МСП, то увидим значительные различия (см. рис. 3). Так, при углах φ , близких к углам отсечки волнового вектора, зависимости $k_{x2ms}(\varphi)$ проходят вблизи кривых $k_{x22}(\varphi)$, а при $\varphi = 0$ магнитостатические зависимости $k_{x2ms}(\varphi)$ проходят вблизи кривых $k_{x21}(\varphi)$, причем разница в значениях $k_{x22}(\varphi = 0)$ и $k_{x21}(\varphi = 0)$ существенно зависит от частоты, меняясь от $\sim 260 \text{ см}^{-1}$ при $f = 2198 \text{ МГц}$ до $\sim 15 \text{ см}^{-1}$ при $f = 2262 \text{ МГц}$ (для частоты 2198 МГц зависимости $k_{x21}(\varphi)$, $k_{x22}(\varphi)$ и $k_{x2ms}(\varphi)$ на рис. 3 не показаны).

Следует отметить, что при $\varphi \sim 0$ величина k_{x21} (вблизи которой проходят магнитостатические зависимости $k_{x2ms}(\varphi)$) реально не описывает распределение амплитуд СВЧ-поля СВ по толщине ферритовой пластины, поскольку, как видно из рис. 4, коэффициенты A и B (соответствующие волновому числу k_{x21}) равны нулю при $\varphi = 0$ и $k_z = 0$, т.е. в соответствии с формулами (23)–(32) *основной вклад в это распределение* при $\varphi \sim 0$ вносят коэффициенты C и D и соответствующее им волновое число k_{x22} . Следовательно, в магнитостатическом приближении описание распределения СВ по толщине пластины с использованием МСП не-

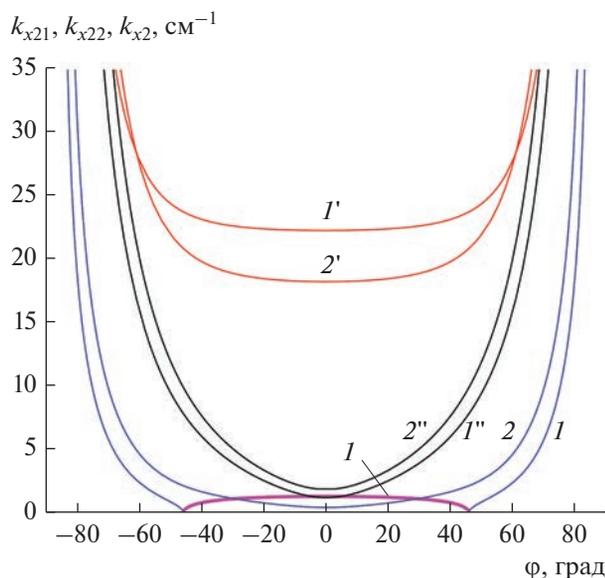


Рис. 3. Зависимости волновых чисел k_{x21} (кривые 1 и 2), k_{x22} (кривые 1' и 2') и k_{x2ms} (кривые 1'' и 2'') от угла ϕ , задающего ориентацию волнового вектора, для частот 2240 (1, 1', 1'') и 2262 МГц (2, 2', 2''); эти зависимости соответствуют изменению величин k_{x21} , k_{x22} и k_{x2ms} вдоль изочастотных кривых 5 и 6, расположенных в полуплоскости $k_y > 0$ на рис. 2). На части кривой 1, подобной половинке эллипсоида (показана жирной линией), k_{x21} принимает мнимые значения, соответствующие объемно-поверхностной волне (для этой части кривой 1 по оси ординат показана величина $|k_{x21}|$).

корректно для значительной части частотного интервала СВ, лежащего выше частоты ФМР f_{\perp} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аналитически, без использования магнито-статического приближения впервые решена общая задача о распространении электромагнитных волн в произвольном направлении в касательно намагниченном односторонне металлизированном бигиротропном слое, у которого диэлектрическая и магнитная проницаемости описываются эрмитовыми тензорами второго ранга. Показано, что, представляя решение уравнений Максвелла в виде распространяющейся в плоскости слоя волны вида $\exp(-ik_y y - ik_z z)$ и оставляя произвольной зависимость волны от координаты x , нормальной плоскости слоя, можно привести уравнения Максвелла к линейному дифференциальному уравнению четвертого порядка, которое содержит лишь зависящую от x амплитуду электрического СВЧ-поля, параллельного вектору

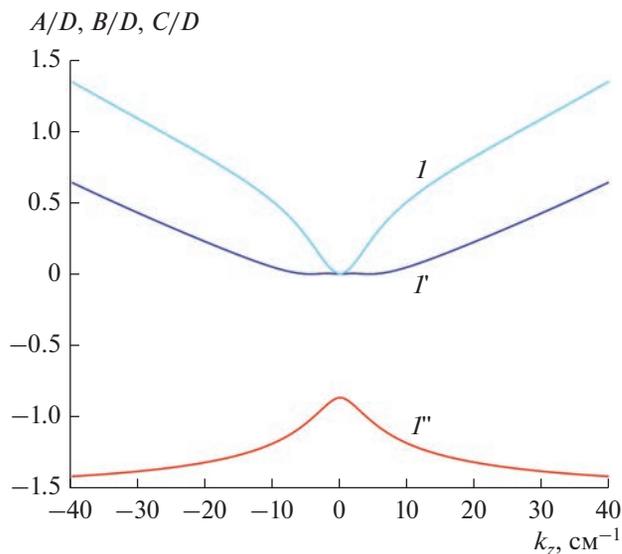


Рис. 4. Зависимости отношений коэффициентов A/D (кривая 1), B/D (кривая 1') и C/D (кривая 1'') от волнового числа k_z для частоты 2262 МГц.

постоянного однородного магнитного поля \vec{H}_0 . Установлено, что соответствующее биквадратное характеристическое уравнение, определяющее волновые числа распределения волны в поперечном сечении слоя, имеет четыре простых (не кратных) корня $k_{x21}, k_{x22}, k_{x23} = -k_{x21}$ и $k_{x24} = -k_{x22}$, которые могут принимать только действительные или только мнимые значения. Для случая, когда величины k_{x21} и k_{x22} являются действительными числами, получено дисперсионное уравнение, описывающее распространение электромагнитных волн в односторонне металлизированном бигиротропном слое.

На основе построенной теории исследованы изочастотные зависимости и различные характеристики СВ в односторонне металлизированной ферритовой пластине (являющейся частным случаем бигиротропного слоя) для частот, лежащих выше частоты ферромагнитного резонанса пластины. Показано, что для этих волн величина k_{x21} может принимать как действительные, так и мнимые значения, а величина k_{x22} — только действительные. Обнаружено, что на некоторой частоте СВ имеет изочастотную кривую, практически не отличающуюся от прямой линии.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Topics in Applied Physics. V. 125. Magnonics: From Fundamentals to Applications / Ed. S.O. Demokritov, A.N. Slavin. Berlin: Springer-Verlag, 2013.
2. Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В. и др. // Успехи физ. наук. 2015. Т. 185. № 10. С. 1099.
3. Никитов С.А., Сафин А.Р., Калябин Д.В. и др. // Успехи физ. наук. 2020. Т. 190. № 10. С. 1009.
4. Pirro P., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B. // Nat. Rev. Mater. 2021. V. 6. P. 1114.
5. Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V. 19. № 3/4. P. 308.
6. Ваннэ Г.М. СВЧ устройства на магнитостатических волнах. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1984. Вып. 8. 80 с.
7. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1993.
8. Данилов В.В., Зависляк И.В., Балинский М.Г. Спин-волновая электродинамика. Киев: Либідь, 1991.
9. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994.
10. Вендик О.Г., Калиникос Б.А., Митева С.И. // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. 1981. Т. 24. № 9. С. 52.
11. Ruppri R. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. № 1. P. 11.
12. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // РЭ. 2001. Т. 46. № 6. С. 729.
13. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // РЭ. 2001. Т. 46. № 10. С. 1257.
14. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // РЭ. 2002. Т. 47. № 1. С. 97.
15. Локк Э.Г. // РЭ. 2003. Т. 48. № 12. С. 1484.
16. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // Успехи физ. наук. 2011. Т. 181. № 3. С. 293.
17. Вяткина С.А., Бабичев Р.К., Иванов В.Н. // Электромагнитные волны и электромагнитные системы. 2011. Т. 16. № 10. С. 64.
18. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // РЭ. 2012. Т. 57. № 5. С. 541.
19. Локк Э.Г. // РЭ. 2014. Т. 59. № 7. С. 711.
20. Локк Э.Г. // РЭ. 2016. Т. 61. № 1. С. 35.
21. Локк Э.Г., Вашковский А.В. // РЭ. 2016. Т. 61. № 8. С. 746.
22. Локк Э.Г. // РЭ. 2017. Т. 62. № 3. С. 259.
23. Локк Э.Г., Луговской А.В., Герус С.В. // РЭ. 2021. Т. 66. № 7. С. 662.
24. Локк Э.Г., Луговской А.В., Герус С.В., Анненков А.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1546.
25. Lock E.H., Gerus S.V. // arXiv.org/abs/2303.08800.
26. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физматлит, 1960.

К 70-ЛЕТИЮ ИРЭ
ИМ. В.А. КОТЕЛЬНИКОВА РАН

УДК 53.04

ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ НА ОСОБУЮ ТОЧКУ
В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ДУФФИНГА

© 2023 г. О. С. Темная^{a, *}, А. Р. Сафин^{a, b}, О. В. Кравченко^{a, c}, С. А. Никитов^{a, d, e}

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

^b Национальный исследовательский университет “МЭИ”,
ул. Красноказарменная, 14, стр. 1, Москва, 111250 Российская Федерация

^c Вычислительный центр им. А.А. Дородницына
Федерального исследовательского центра “Информатика и управление” РАН,
ул. Вавилова, 40, Москва, 119333 Российская Федерация

^d Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской области, 141700 Российская Федерация

^e Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация

*E-mail: ostemnaya@gmail.com

Поступила в редакцию 10.06.2023 г.

После доработки 15.06.2023 г.

Принята к публикации 25.06.2023 г.

Исследовано влияние нелинейности на смещение особой точки в системе двух связанных осцилляторов Дуффинга при изменении коэффициентов связи и вносимых потерь. Показано, что смещение особой точки при изменении коэффициента нелинейности сопровождается уменьшением амплитуды возбуждаемых колебаний и сдвигом резонансной частоты. Численно найдены пороговые значения коэффициентов нелинейности, связи и вносимых потерь, при которых возникает особая точка. Показано, что увеличение коэффициента нелинейности приводит к уменьшению порогового значения вносимых потерь, необходимых для образования особой точки.

DOI: 10.31857/S0033849423090231, EDN: SJESLH

ВВЕДЕНИЕ

Особыми точками (ОТ) называют такие точки пространства параметров, в которых собственные векторы и собственные значения совпадают [1]. Такое вырождение характерно для неэрмитовых квантовых систем с симметрией “четность–время” (PT-симметрией). Вещественные спектры таких систем при переходе через особую точку становятся комплексными, что сопровождается спонтанным нарушением симметрии. В PT-симметричных системах добиться появления ОТ можно за счет изменения величины вносимых потерь и силы связи между частями системы [2]. В ОТ могут возникать различные интересные с практической точки зрения эффекты, такие как резкое увеличение чувствительности, увеличенный диапазон генерации частот, лучшее шумоподавление [2, 3]. Таким образом, важной задачей является поиск условий возникновения ОТ и способов управления их положением в пространстве параметров системы.

Особые точки были обнаружены в различных физических средах и системах, включая оптику [2, 4, 5], акустику [6, 7], электронику [3], магнетику и спинтронику [8–11]. В большинстве приведенных выше примеров для наблюдения ОТ используются не квантовые, а классические системы, а именно колебательные и волновые. С точки зрения теории колебаний и волн две нормальные моды двух взаимосвязанных систем за счет вносимых положительных и отрицательных потерь вырождаются в одну собственную в ОТ. Для этого системы должны быть идентичными, вносимые потери в одной из них положительными (затухание усиливается), а в другой отрицательными (затухание компенсируется). При таком внесении потерь резонансные свойства колебательных систем в ОТ не ухудшаются и определяются собственным затуханием. Величина же вносимых потерь, необходимая для появления ОТ, прямо пропорционально зависит от величины связи между системами. В большинстве работ, посвященных ОТ в колебательных системах, анализ проводится в линейном случае, тогда как нелинейность пред-

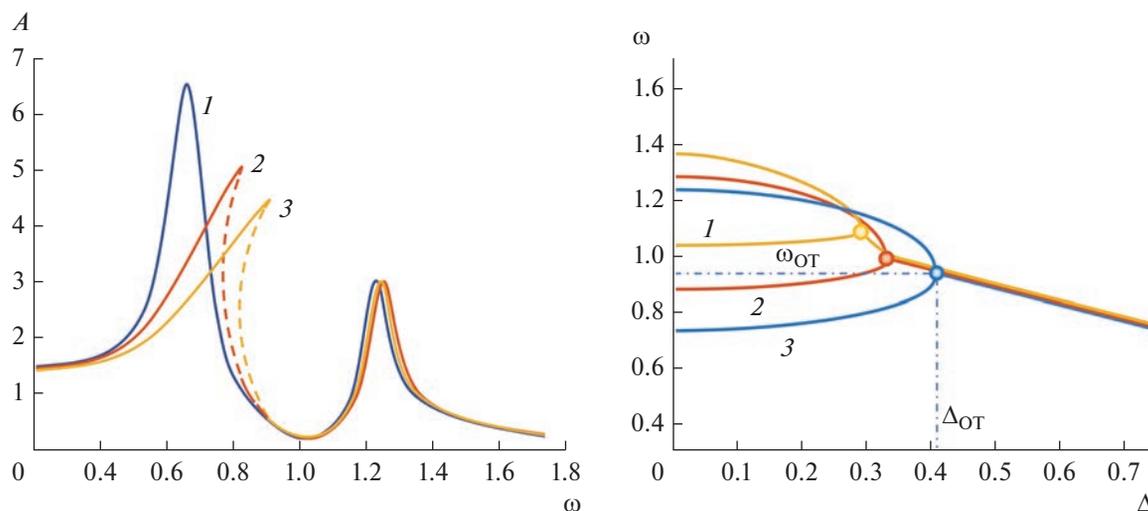


Рис. 1. Семейство амплитудно-частотных характеристик двух связанных осцилляторов Дуффинга (а) и зависимости действительных частей нормальных частот от величины вносимых потерь (б) для трех значений коэффициента нелинейности: $\beta = 0$ (1), 1 (2) и 3 (3); штрихпунктирной линией обозначены неустойчивые области резонансной кривой.

полагается малой (см., например, [3, 8]). Вместе с тем существенная нелинейность может быть дополнительной степенью свободы для возможности управления положением особой точки.

Цель данной работы — исследовать влияние консервативной кубической нелинейности на ОТ в системе связанных осцилляторов Дуффинга. Выбор данного типа осцилляторов обусловлен их широким применением для описания различных нелинейных колебательных систем — от электрических генераторов до спинтронных наноосцилляторов [12–14].

1. АНАЛИЗ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Рассмотрим систему неавтономных дифференциальных уравнений относительно координат $x(t)$, $y(t)$ двух взаимосвязанных нелинейных осцилляторов с коэффициентом связи μ и коэффициентом нелинейности β следующего вида:

$$\begin{cases} \ddot{x} + (\Delta_0 - \Delta)\dot{x} + \omega_0^2(1 + \beta x^2)x + \mu y = f \sin \omega t, \\ \ddot{y} + (\Delta_0 + \Delta)\dot{y} + \omega_0^2(1 + \beta y^2)y + \mu x = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где Δ_0, Δ — коэффициенты собственного и вносимого затухания осцилляторов, соответственно, β — коэффициент нелинейности, μ — коэффициент связи между осцилляторами, ω_0 — собственная частота каждого осциллятора, f, ω — амплитуда и частота внешнего воздействия. Как видно по знакам коэффициентов вносимых потерь Δ в (1), в первом осцилляторе собственные потери компенсируются вносимыми потерями, а во втором потери усиливаются. Внешнее гармоническое воздействие действует на первый осциллятор, во

втором же колебания возникают как вынужденные колебания за счет связи с первым.

Проведем численное интегрирование системы уравнений (1) стандартными методами анализа дифференциальных уравнений (метод Рунге–Кутты четвертого порядка) при следующих параметрах: $\omega_0 = 1$, $\Delta_0 = 0.1$, $f = 0.1$, $\mu = 0.7$, $\Delta, \beta, \omega = \text{var}$. При $\beta = 0$ в системе двух связанных осцилляторов наблюдаются две нормальные частоты $\omega_{1,2}$ на амплитудно-частотной характеристике (рис. 1а), которые при увеличении коэффициента нелинейности $\beta > 0$ также увеличиваются (при $\Delta = 0$), причем помимо смещения нормальных частот при некотором значении β возникает гистерезисный эффект с образованием неустойчивых ветвей [12, 13]. При этом для фиксированной частоты внешнего воздействия амплитуда нижней моды системы уменьшается при увеличении частоты вынужденных колебаний.

Расстояние между резонансными пиками (рис. 1а) напрямую зависит от константы связи между осцилляторами. Как было сказано выше, ОТ возникает из-за вырождения нормальных частот $\omega_{1,2}$ в собственную ω_0 за счет увеличения коэффициента вносимых потерь Δ . В линейной системе для любой величины константы связи μ существует единственное значение вносимых потерь Δ_{OT} , при котором возникает ОТ (рис. 1б). При этом имеется такое пороговое значение β_n (для приведенных выше параметров $\beta_n \approx 0.79$), при котором смещение особой точки резко меняется, а при $\beta < \beta_n$ частота появления ОТ практически не меняется при увеличении Δ . Критическое значение Δ_{OT} также остается неизменным, однако при $\beta > \beta_n$ частота

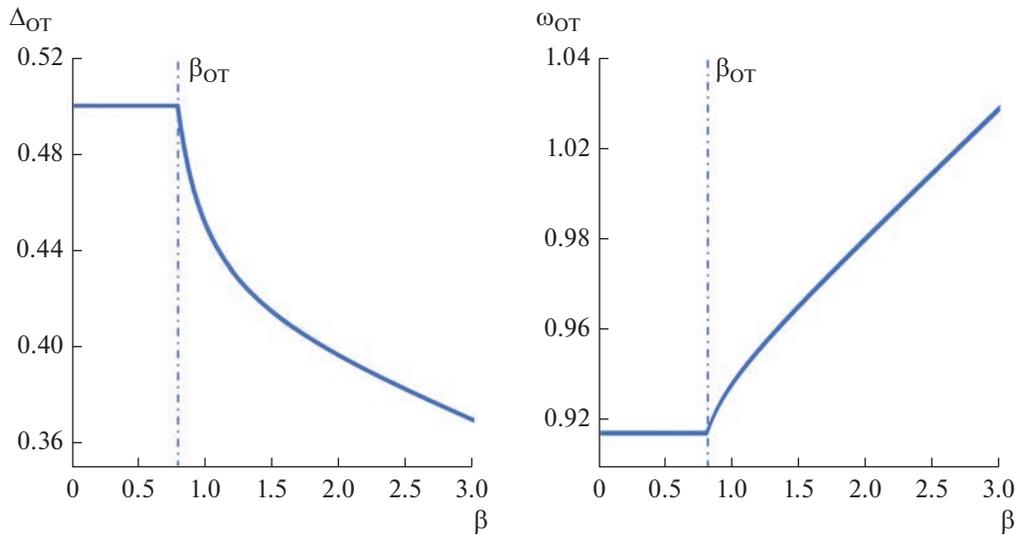


Рис. 2. Зависимости вносимых потерь Δ_{OT} (а) и частоты ω_{OT} (б), при которых образуется особая точка, от величины коэффициента нелинейности β ; штрихпунктиром обозначена линия критического параметра нелинейности $\beta_{п} \approx 0.79$, при котором происходит смещение вносимых потерь и резонансной частоты.

От ω_{OT} увеличивается, а Δ_{OT} уменьшается (см. рис. 1б). Таким образом, наличие кубической нелинейности приводит к появлению ОТ при меньших значениях вносимых потерь. Увеличение параметра нелинейности β приводит к резкому уменьшению Δ_{OT} , при котором появляется ОТ (рис. 2а). При увеличении порогового значения параметра нелинейности резонансные частоты смещаются, вследствие чего требуется меньшее вносимое затухание (рис. 2б).

В заключение проведем численное моделирование влияния зависимости вносимых потерь Δ

от константы связи μ и параметра нелинейности β , при которых появляется особая точка. В линейном случае при $\beta = 0$ зависимость ОТ от μ линейна, а именно $\mu = \Delta$. Как указывалось ранее, увеличение коэффициента нелинейности β приводит к появлению ОТ при меньших значениях Δ , что также проявляется при изменении параметра связи μ . При этом зависимость $\mu(\Delta)$ имеет следующий вид:

$$\mu(\Delta) = A(\beta)\Delta,$$

где $A > 1$ — крутизна этой зависимости (рис. 3). Следовательно, при большей связи между осцилляторами наличие нелинейности приводит к уменьшению вносимых потерь, при котором появляется ОТ.

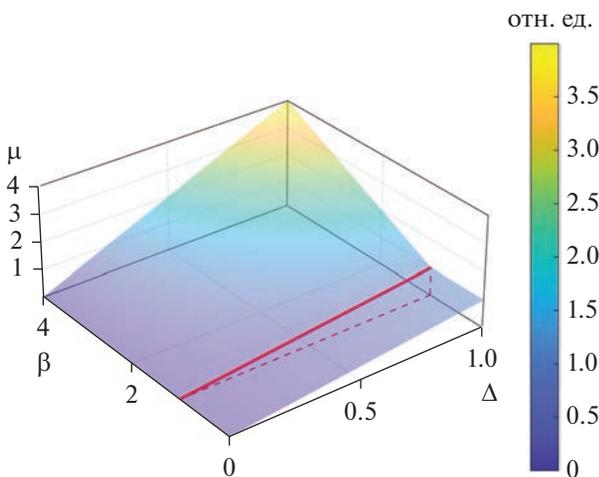


Рис. 3. Зависимость константы связи μ от величины вносимых потерь Δ и коэффициента нелинейности β , при которых наблюдается особая точка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, исследовано влияние нелинейности на положение особой точки на плоскости параметров в системе двух консервативно связанных осцилляторов Дуффинга при изменении коэффициентов связи и вносимых потерь. Показано, что смещение положения особой точки при изменении коэффициента нелинейности сопровождается уменьшением амплитуды возбуждаемых колебаний и сдвигом резонансной частоты. Численно найдены пороговые значения коэффициентов нелинейности, связи и вносимых потерь, при которых возникает особая точка (см. рис. 3). Показано, что увеличение коэффициента нелинейности приводит к уменьшению порогового значения вносимых потерь, необходимых для образования особой точки. Предлагаемый анализ может быть проведен

для осцилляторов различной физической природы, разных типов связи между ними, а также большего числа осцилляторов с появлением особых точек высших порядков. Соответствующие задачи являются предметом отдельного детального исследования и в данной работе не рассматриваются.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-19-00607П).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kato T.* A Short Introduction to Perturbation Theory for Linear Operators. N.Y.: Springer., 2011. <https://doi.org/10.1007/978-1-4612-5700-4>
2. *Wiersig J.* // *Photon. Res.* 2020. V. 8. № 9. P. 1457. <https://doi.org/10.1364/PRJ.396115>
3. *Weidong C., Wang C., Chen W. et al.* // *Nat. Nanotech.* 2022. V. 17. Article No. 262268. <https://doi.org/10.1038/s41565-021-01038-4>
4. *Зябловский А.А., Виноградов А.П., Пухов А.А. и др.* // *Успехи физ. наук.* 2014. Т. 184. № 11. С. 1177. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0184.201411b.1177>
5. *Rüter C., Makris K., El-Ganainy R.* // *Nat. Phys.* 2010. V. 6. Article No. 192195. <https://doi.org/10.1038/nphys1515>
6. *Вилков Е.А., Бышевский-Конопко О.А., Темная О.С. и др.* // *Письма в ЖТФ.* 2022. Т. 48. № 24. С. 38. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2022.24.54023.19291>
7. *Zhu X., Ramezani H., Shi C. et al.* // *Phys. Rev. X* 2014. V. 4. Article No. 031042. <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.4.031042>
8. *Wittrock S., Perna S., Lebrun R. et al.* // *arXiv:* 2108.04804.
9. *Liu H., Sun D., Zhang C. et al.* // *Sci. Adv.* 2019. V. 5. № 11. Article No. aax9144. <https://doi.org/10.1126/sciadv.aax9144>
10. *Temnaya O.S., Safin A.R., Kalyabin D.V., Nikitov S.A.* // *Phys. Rev. Appl.* 2022. V. 18. Article No. 014003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.18.014003>
11. *Sadovnikov A.V., Zyablovsky A.A., Dorofeenko A.V., Nikitov S.A.* // *Phys. Rev. Appl.* 2022. V. 18. Article No. 024073. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.18.024073>
12. *Rajasekar S., Sanjuan M.* *Nonlinear Resonances.* Cham: Springer, 2015.
13. *Рабинович И.М., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. Ижевск: НИЦ РХД, 2000.
14. *Moon K.-W., Chun B.S., Kim W. et al.* // *Sci. Reports.* 2014. V. 4. Article No. 6170.

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ РАСЧЕТА СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ ПОЛУАНАЛИТИЧЕСКОГО РАСЧЕТА И В ПРОГРАММАХ ЧИСЛЕННОГО ТРЕХМЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

© 2023 г. Ф. В. Хан^{a, b, *}, А. А. Атепалихин^{a, b}, Л. В. Филиппенко^a, В. П. Кошелец^a

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

^b Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141701 Российская Федерация

*E-mail: khanfv@hitech.cplire.ru

Поступила в редакцию 10.05.2023 г.

После доработки 10.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Проведено моделирование сверхпроводниковых интегральных структур в частотном диапазоне 300...750 ГГц двумя методами: 1) с помощью ABCD-матриц, сопоставляемых каждому элементу схемы, 2) с использованием программы Ansys HFSS. Значения поверхностного импеданса сверхпроводящих пленок рассчитаны численно с помощью выражений из теории Маттиса–Бардина. Найдено, что для образцов с шириной микрополосковых линий менее четверти длины волны обе модели находятся в качественном соответствии друг с другом и с экспериментальными данными. Показано, что при увеличении ширины линий и геометрических размеров других элементов структуры возникают поперечные моды, а также искривление волнового фронта распространяющихся по линиям волн, что обуславливает различия между полуаналитическим и численным расчетом, который совпадает с экспериментом для всех образцов.

DOI: 10.31857/S0033849423090115, EDN: SBYWUN

ВВЕДЕНИЕ

Устройства современной сверхпроводниковой электроники находят широкое применение, как в различных прикладных задачах, так и в фундаментальных исследованиях ввиду уникальных характеристик, недостижимых приборами на других принципах: шумовая температура сверхпроводниковых приемников достигает нескольких значений квантового предела [1–3], а нелинейность вблизи шелевого напряжения при достаточно низких температурах является наиболее сильной из известных на сегодняшний день [4]. Смесители на основе туннельных джозефсоновских переходов являются основными компонентами в приемных системах на телескопах субмиллиметрового диапазона наземного базирования, например, на телескопах ALMA (<https://almaobservatory.org>), APEX (<https://www.apex-telescope.org>) и в строящемся комплексе на плато Суффа (<http://asc-lebedev.ru/index.php?dep=16>). Также использование сверхпроводниковых смесителей планируется и в предстоящих космических миссиях, например Миллиметрон (<https://millimetron.ru/>). С помощью сверхпроводникового гетеродинного

приемника проводятся исследования излучения человеческого тела в терагерцовом (ТГц) диапазоне [5]. Подобные устройства также применялись при проведении анализа состава атмосферы как в лаборатории [6], так и на борту высотного аэростата [7].

Практически во всех работах, указанных выше, сверхпроводниковые устройства выполнены в виде планарных интегральных структур, сочетающих в себе микрополосковые линии, антенны и, собственно, распределенные и сосредоточенные джозефсоновские переходы. На эффективности работы сверхпроводниковых приемников сказываются не только параметры отдельных джозефсоновских переходов, но и согласование между элементами всей схемы [7, 8]. В связи с этим задача проектирования устройств с необходимыми параметрами заслуживает отдельного внимания.

Для проектирования подобных устройств, с одной стороны, можно воспользоваться методом ABCD-матриц, широко используемым при расчете электрических цепей [9, 10], с другой – можно рассчитывать непосредственно распределение полей в структуре в коммерческих 3D-симуляторах, напри-

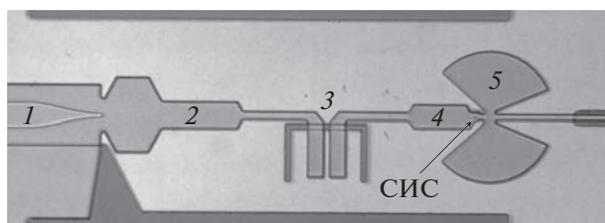


Рис. 1. Изображение схемы исследуемой сверхпроводниковой СВЧ-структуры, полученное с помощью оптического микроскопа: 1 – генератор СВЧ-сигнала на РДП; 2 – ступенчатый трансформатор импеданса между РДП и разрывом по постоянному току 3; 4 – ступенчатый трансформатор импеданса между СИС-детектором и разрывом по постоянному току; 5 – радиальный замыкатель для отстройки емкости СИС-перехода.

мер, Ansys HFSS (<https://www.ansys.com/products/electronics/ansys-hfss>). В данной работе проводится сравнение результатов обоих методов между собой и с экспериментом.

1. МОДЕЛИРУЕМЫЕ УСТРОЙСТВА

Схема одного из устройств, исследуемых в данной работе, представлено на рис. 1. Подобные интегральные микросхемы применяются для исследования различных сверхпроводниковых детекторов и генераторов ТГц-диапазона [11, 12], а также являются составной частью сверхпроводникового интегрального гетеродинного приемника [2, 13].

В качестве генератора СВЧ-сигнала используется распределенный джозефсоновский переход (РДП), (см. рис. 1). Мощность, излучаемая РДП и проходящая через схему согласования 2, 3 и 4 (см. рис. 1), детектируется при помощи сосредоточенного джозефсоновского перехода сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС, положение указано стрелкой). Вольт-амперная характеристика (ВАХ) СИС-перехода с подавленным с помощью магнитного поля критическим током показана на рис. 2. Под действием внешнего переменного электромагнитного поля существенно повышается вероятность туннелирования квазичастиц через барьер в СИС-переходе [14]. Это приводит к появлению на ВАХ так называемой квазичастичной ступени, отстоящей по напряжению на hf/e от щелевого (f – частота внешнего сигнала), а по величине тока на ней оценивается доля прошедшей через схему мощности (см. рис. 2, штриховая линия).

Между генератором на РДП и принимающим СИС-переходом в схеме предусмотрен разрыв по постоянному току, выполненный в виде щелевой антенны. Такой способ позволяет подключить их независимо по постоянному току, в то же время

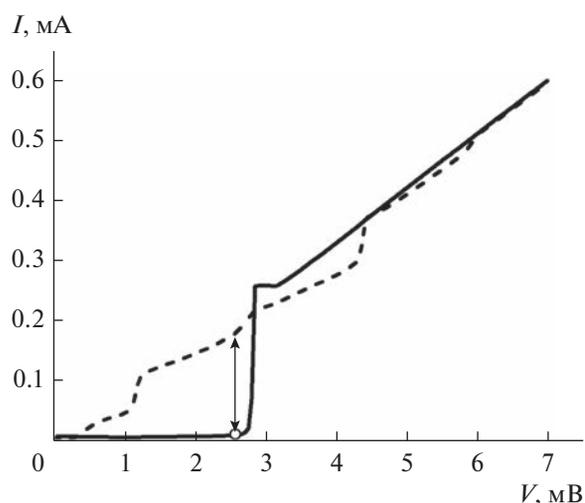


Рис. 2. Экспериментальные ВАХ СИС-перехода под действием внешнего переменного электромагнитного поля частотой 400 ГГц (штриховая кривая) и без него (сплошная); по величине тока накачки в рабочей точке (показана стрелкой) определяется приходящая мощность; критический ток подавлен с помощью магнитного поля.

обеспечивая возможность передачи СВЧ-сигнала. Для отстройки емкости СИС-перехода в схеме присутствует радиальный замыкатель, вносящий дополнительную индуктивность. Схема согласования между РДП, СИС-детектором и разрывом по постоянному току реализована с помощью ступенчатых трансформаторов импеданса в виде микрополосковых линий определенной толщины. Геометрические размеры были подобраны для каждого образца таким образом, чтобы обеспечить наилучшую передачу сигнала в требуемом диапазоне.

Технология изготовления сверхпроводниковых тонкопленочных интегральных многослойных структур, исследуемых в работе, описана многими авторами [15–17].

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛЕЙ

2.1. Полуаналитическая модель

При моделировании исследуемых структур методом ABCD-матриц (или матриц передачи), каждый элемент схемы представляется в виде матрицы [9, 10, 18]. Перемножение ABCD-матриц всех элементов в соответствующем порядке даст в результате матрицу передачи всей структуры. Выражения для импеданса щелевой антенны можно найти, например, в [19].

Как показано в работах [20, 21], постоянная распространения и характеристический импеданс микрополосковой линии со сверхпроводящими электродами изменяются по сравнению с

идеальным микрополоском из-за проникновения магнитного поля в электроды. Аккуратные вычисления с учетом краевых эффектов дают выражения [20]:

$$\begin{aligned} Z_0 &= \frac{\eta_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{эф}}}} \sqrt{g_1^2 - \frac{jg_1g_2(Z^B + Z^H)}{k_0\eta_0}}, \\ \gamma &= \sqrt{-k_0^2\epsilon_{\text{эф}} + \frac{jg_2k_0\epsilon_{\text{эф}}(Z^B + Z^H)}{\eta_0g_1}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где η_0 – волновое сопротивление вакуума; k_0 – волновой вектор волны в свободном пространстве; $\epsilon_{\text{эф}}$ – эффективная диэлектрическая проницаемость слоя изолятора с поправкой на неоднородность поля в микрополосковой линии; g_1 учитывает краевые эффекты, связанные с конечной толщиной электродов и полем вне линии; g_2 – проникновение магнитного поля в электроды. Значения поверхностных импедансов Z^B и Z^H верхнего и нижнего электрода соответственно посчитаны с использованием выражений теории Маттиса–Бардина [22]. Более тонкие эффекты, связанные с конечным временем свободного пробега [23, 24] оказываются несущественными для пленок, изготовленных методом магнетронного напыления ввиду малости длины свободного пробега [25].

Вольт-амперные характеристики СИС-детектора при воздействии внешнего переменного сигнала по известной ВАХ в отсутствие накачки можно рассчитать с помощью выражений из [14]. Дифференциальное сопротивление вблизи рабочей точки (на ближайшей к щели квазичастичной ступени) на высоких частотах можно считать приблизительно равным R_n . Также на высоких частотах обязательно учитывать емкость СИС-перехода. Кроме того, наличие СИС-перехода существенно изменяет течение токов в электродах микрополоска. Для учета этого эффекта к импедансу СИС-перехода добавляется индуктивное слагаемое:

$$\begin{aligned} L_{\text{spread}} &= \\ &= 4\pi \left(\lambda_B \operatorname{cth} \left(\frac{d_B}{\lambda_B} \right) + \lambda_H \operatorname{cth} \left(\frac{d_H}{\lambda_H} \right) + \frac{H}{2} \right) \ln \left(\frac{R_{\text{внеш}}}{R_{\text{СИС}}} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где λ_B , λ_H и d_B , d_H – глубины проникновения магнитного поля и толщины верхнего и нижнего электродов соответственно; H – толщина слоя изолятора; $R_{\text{СИС}}$ – радиус СИС-перехода; $R_{\text{внеш}}$ – характерное расстояние, на котором существенно искривляются линии тока. Во всех расчетах $R_{\text{внеш}}$ было выбрано равным 3 мкм.

Существенным ограничением данной модели является предположение о том, что в линиях возможны только продольные (квази-ТЕМ) моды [21]. Использование многоступенчатых транс-

форматоров импеданса, необходимых для согласования разрыва по постоянному току, как с генератором, так и с детектором на СИС-переходе, приводит к тому, что на границе двух микрополосковых линий фронт волны может существенно отличаться от плоского. Однако в большинстве схем длина таких участков много меньше длины микрополосков, на которых волновой фронт плоский, и поэтому отклонение экспериментальных характеристик от расчетных незначительно.

2.2. Моделирование в Ansys HFSS

В Ansys HFSS для нахождения СВЧ-полей в структуре используется метод конечных элементов с адаптивной сеткой: производится серия последовательных разбиений структуры на тетраэдры, причем каждое последующее разбиение выполняется в областях, где изменение поля при переходе через границу тетраэдров на предыдущем шаге было наибольшим. Решения уравнений Максвелла ищутся в виде полиномов некоторой степени (по умолчанию, первой) с помощью минимизации функционала вида $\iint \phi \Delta \phi d^3r$ [26], где ϕ – электростатический потенциал, а интегрирование проводится по всему объему.

Возбуждение и прием сигнала в 3D-симуляторах осуществляются с помощью портов. По сути, порт представляет собой некоторую плоскость, для которой сначала ищутся собственные моды, а после найденное решение становится граничным условием для трехмерной задачи. В данной работе наиболее удобным оказалось использовать сосредоточенные порты ввиду того, что порт, соответствующий СИС-детектору, должен находиться внутри моделируемой области, где постановка волнового порта невозможна.

Моделирование структур в 3D-симуляторах в некотором смысле проще в контексте правильности учета краевых эффектов и распределения полей, а также взаимного влияния элементов друг на друга. Однако в большинстве коммерческих программ отсутствует встроенный модуль, который позволил бы учитывать сверхпроводниковые свойства материалов.

В качестве решения данной проблемы предлагается задавать граничные условия на поверхностях объектов, соответствующих сверхпроводящим электродам линии передачи. Как показано в работах [28, 29], при правильной постановке граничных условий, можно добиться хорошего согласия между результатами моделирования и экспериментом.

Во всех рассматриваемых схемах СИС-переход используется для непосредственного детекти-

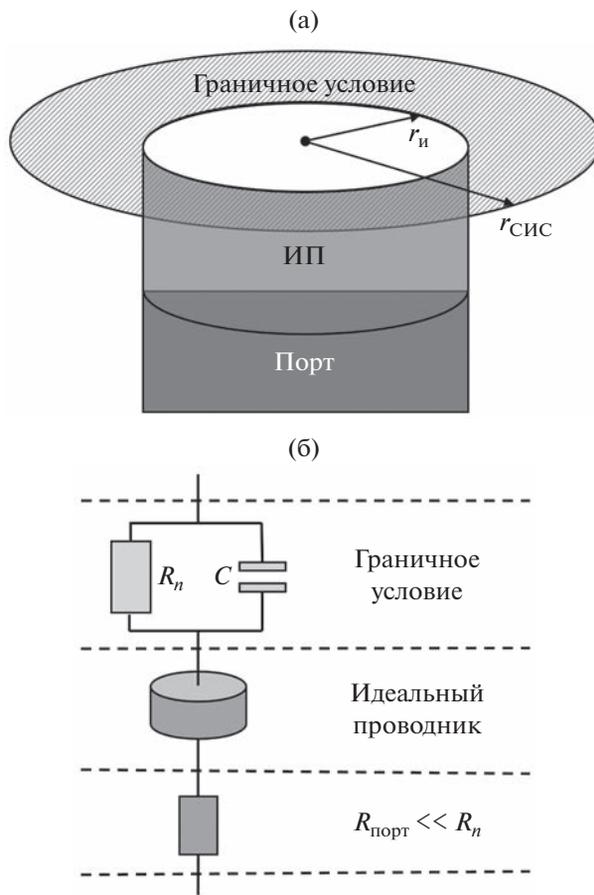


Рис. 3. Схема включения СИС-перехода в микрополосковую линию при моделировании в Ansys HFSS (а) и эквивалентная схема (б).

рования сигнала. Для того чтобы учесть изменение течения токов вблизи сосредоточенного СИС-перехода, а также чтобы задать порт непосредственно на нем, СИС-переход был установлен, как показано на рис. 3. Сосредоточенный порт $R_{\text{порт}}$ (см. рис. 3а) представлен прямоугольником, касающимся нижнего электрода и цилиндра из идеального проводника R_n . Высота и радиус r_n идеально проводящего цилиндра никак не сказываются на результатах расчета. Вокруг идеального проводника расположено кольцо, внешний радиус которого равен радиусу СИС-перехода в образце, а внутренний – радиусу цилиндра. На кольцо заданы граничные условия, соответствующие импедансу $Z_{\text{СИС}}$ параллельно соединенных емкости СИС-перехода и R_n – сопротивления выше щели. В пересчете на квадрат поверхности граничным условиям соответствует выражение

$$Z_{\square} = Z_{\text{СИС}} \frac{2\pi}{\ln(r_{\text{СИС}}/r_n)}. \quad (3)$$

На рис. 3б изображена эквивалентная схема. Для перехода от мощности, регистрируемой портом, к

полной мощности, приходящей на СИС-переход, необходимо воспользоваться выражением, полученным по правилу Кирхгофа:

$$S_{21}^{\text{СИС}} = S_{21}^{\text{порт}} + 10 \lg \left(1 + \frac{\text{Re}(Z_{\text{СИС}})}{R_{\text{порт}}} \right), \quad (4)$$

где $R_{\text{порт}}$ – сопротивление порта, которое во всех симуляциях было выбрано равным 1 МОм – много меньше $\text{Re}(Z_{\text{СИС}})$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчеты, выполненные с помощью обеих моделей, а также экспериментальные результаты представлены на рис. 4. Всего было проведено моделирование более 10 структур с различной топологией и параметрами СИС-переходов. Площади СИС-переходов в исследуемых образцах лежат в диапазоне 0.5...2.5 мкм², а плотности туннельного тока – 5...25 кА/см². Каждый образец спроектирован так, чтобы обеспечить наилучшее согласование в требуемом диапазоне. Для большинства

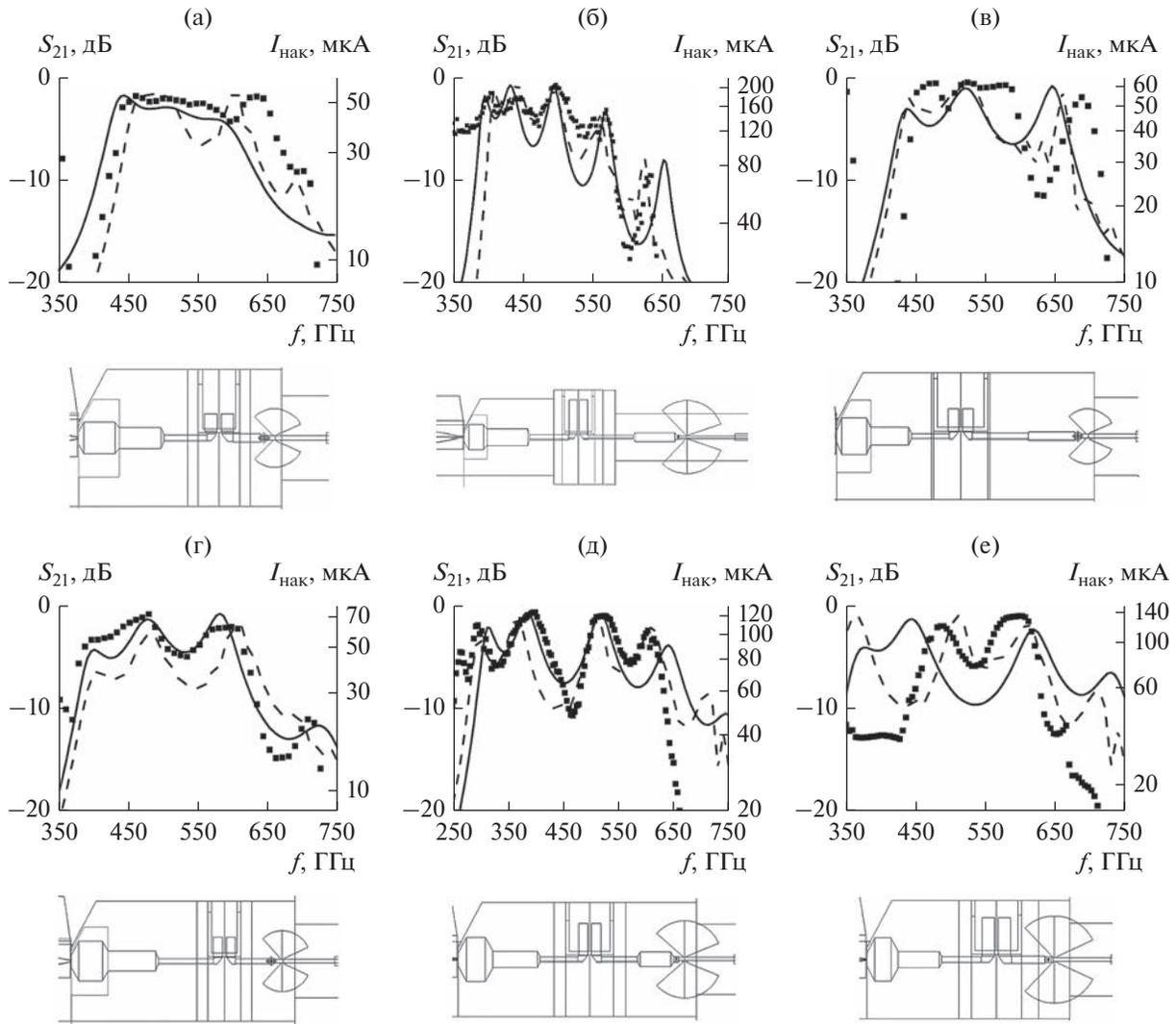


Рис. 4. Полуаналитический расчет (сплошная кривая) и расчет в Ansys HFSS (штриховая) параметра S_{21} для моделируемых структур, а также экспериментальные данные $I_{\text{нак}}$ (черные квадраты); под каждым графиком приведен чертеж соответствующей структуры: а, г, е – образцы с односекционным трансформатором импеданса между СИС-детектором и разрывом по постоянному току (см. 4 на рис. 1); б, в, д – двухсекционным. Площади СИС-детекторов: 0.67 (а), 2.55 (б), 0.87 (в), 0.69 (г), 1.05 (д), 1.3 $\mu\text{км}^2$ (е).

структур положение особенностей на кривых S_{21} , рассчитанных с помощью обеих моделей, совпадает по частоте с измеренным откликом СИС-перехода.

Следует отметить, что генератор на распределенном джозефсоновском переходе является сложной динамической системой, в которой также присутствует сильная нелинейность. Из-за этого в нем помимо сигнала на основной частоте возникают также и волны с кратными частотами. Этим обусловлена разница между расчетами и экспериментом на частотах ниже 350 ГГц. Оценка мощности, генерируемой РДП, также затруднительна, поэтому можно говорить лишь о качественном совпадении расчетов с экспериментом.

Как было отмечено в разд. 2, полуаналитический расчет предполагает, что в линиях распространяется квази-*ТЕМ*-волна, иными словами, поверхности постоянной фазы имеют плоский фронт, перпендикулярный краям микрополосковых линий. Поэтому для расчета на рис. 4е результаты полуаналитического расчета не соответствуют экспериментальным и Ansys HFSS. Искривление формы волнового фронта между СИС-переходом и радиальным замыкателем показано на рис. 5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было проведено моделирование сверхпроводниковых интегральных структур двумя способами, результаты которых находятся в качественном

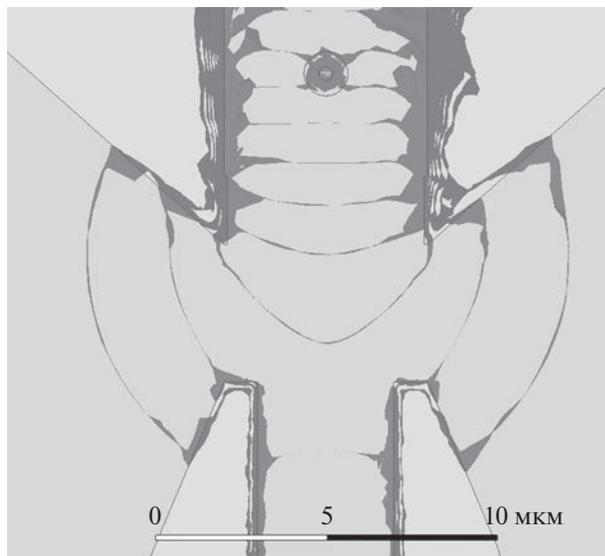


Рис. 5. Распределение амплитуды электрического поля на частоте 500 ГГц вблизи перехода от СИС-детектора к радиальному замыкателью с внешним радиусом 48 мкм, рассчитанное в Ansys HFSS; поверхности постоянной фазы сильно искривлены.

согласии как друг с другом, так и с результатами экспериментов. Реализованные программы уже позволили спроектировать образцы, покрывающие полностью диапазон 400...650 ГГц по уровню не ниже -3 ± 1 дБ. Часть образцов была изготовлена и успешно апробирована, несколько новых образцов готовятся к изготовлению. Методы, изложенные в данной работе, применимы для широкого класса структур и уже используются при проектировании схем сверхпроводниковых приемников и генераторов.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны за возможность доступа к оборудованию уникальной научной установки “Криоинтеграл” (№ 352529), которое было использовано при изготовлении образцов и проведении измерений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Разработка и исследование структур выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-79-00019, <https://rscf.ru/project/23-79-00019/>). Численные расчеты проведены при бюджетном финансировании в рамках государственного задания. Функционирование уникальной научной установки “Криоинтеграл” поддержано Министерством науки и высшего образования РФ в рамках соглашения (RF-2296.61321X0041).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kojima T., Kroug M., Takeda M. et al.* // Appl. Phys. Express 2009. V. 2. № 10. P. 102201. <https://doi.org/10.1143/APEX.2.102201>
2. *De Lange G., Birk M., Boersma D. et al.* // Superconductor Sci. Technol. 2010. V. 23. № 4. P. 045016. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/23/4/045016>
3. *Billade B., Pavolotsky A., Belitsky V.* // IEEE Trans. 2013. V. TST-3. № 4. P. 416. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2013.2255734>
4. *Шмидт В.В.* Введение в физику сверхпроводников М.: МЦНМО, 2000.
5. *Baksheeva K.A., Ozhegov R.V., Goltsman G.N. et al.* // IEEE Trans. 2021. V. TST-11. № 4. P. 381. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2021.3066099>
6. *Kinev N.V., Rudakov K.I., Filippenko L.V., Koshelets V.P. et al.* // Phys. Solid State. 2021. V. 63. P. 1414. <https://doi.org/10.1134/S1063783421090171>
7. *Barychev A.M.* Superconductor–Insulator–Superconductor THz Mixer Integrated with a Superconducting Flux-Flow Oscillator. PhD thesis, Delft: Delft Univ. Technol, 2005. 144 p.
8. *Водзяновский Я.О., Худченко А.В., Кошелец В.П.* // ФТТ. 2022. Т. 64. № 10. С. 1385. <https://doi.org/10.21883/FTT.2022.10.53078.42НН>
9. *Фуско В.* СВЧ цепи. М.: Радио и связь, 1990.
10. *Frickey D.A.* // IEEE Trans. 1994. V. MTT-42. № 2. P. 205. <https://doi.org/10.1109/22.275248>
11. *Шевченко М.С., Филиппенко Л.В., Киселев О.С., Кошелец В.П.* // ФТТ. 2022. Т. 64. № 9. С. 1223. <https://doi.org/10.21883/FTT.2022.09.52809.38НН>
12. *Koshelets V.P., Shitov S.V., Filippenko L.V. et al.* // Superconducting Sci. Technol. 2004. V. 17. № 127. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/17/5/007>
13. *Koshelets V.P., Shitov S.V.* // Superconductor Sci. Technol. 2000. V. 13. № 5. P. 53. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/13/5/201>
14. *Tucker J.R., Feldman M.J.* // Rev. Mod. Phys. 1985. V. 57. № 4. P. 1055. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.57.1055>
15. *Filippenko L.V., Shitov S.V., Dmitriev P.N. et al.* // IEEE Trans. 2001. V. TAS-11. № 1. P. 816. <https://doi.org/10.1109/77.919469>
16. *Fominsky M.Yu., Filippenko L.V., Chekushkin A.M. et al.* // Electronic. 2021. V. 10. № 23. P. 2944. <https://doi.org/10.3390/electronics10232944>
17. *Tolpygo S.K., Bolkhovky V., Weir T.J. et al.* // IEEE Trans. 2014. V. TAS-25. № 3. P. 1. <https://doi.org/10.1109/TASC.2014.2369213>
18. *Атепалухин А.А., Хан Ф.В., Филиппенко Л.В., Кошелец В.П.* // ФТТ. 2022. Т. 64. № 10. С. 1378. <https://doi.org/10.21883/PSS.2022.10.54219.41НН>
19. *Шитов С.В.* Интегральные устройства на сверхпроводниковых туннельных переходах для приемников миллиметровых и субмиллиметровых волн. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М.: ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2003. 428 с.
20. *Yassin G., Withington S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. № 9. P. 1983. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/28/9/028>

21. *Swihart J.C.* // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. № 3. P. 461.
<https://doi.org/10.1063/1.1736025>
22. *Mattis D.C., Bardeen J.* // Phys. Rev. 1958. V. 111. № 2. P. 412.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.111.412>
23. *Zimmermann W., Brandt E.H., Bauer M. et al.* // Physica C: Superconductivity. 1991. V. 183. № 1–3. P. 99.
[https://doi.org/10.1016/0921-4534\(91\)90771-P](https://doi.org/10.1016/0921-4534(91)90771-P)
24. *Pöpel R.* // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. № 12. P. 5950.
<https://doi.org/10.1063/1.343622>
25. *Nam S.B.* // Phys. Rev. 1967. V. 156. № 2. P. 470.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.156.470>
26. *Банков С.Е., Курушин А.А., Разевиг В.Д.* // Анализ и оптимизация СВЧ-структур с помощью HFSS. Учеб. пособие. М.: СОЛОН-Пресс, 2005.
27. *Kerr A.R., Pan S.K.* // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1990. V. 11. № 10. P. 1169.
<https://doi.org/10.1007/BF01014738>
28. *Belitsky V., Risacher C., Pantaleev M., Vassilev V.* // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 2006. V. 27. № 1. P. 809.
<https://doi.org/10.1007/s10762-006-9116-5>

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРЫ ГЕТЕРОДИННОГО ПРИЕМНИКА С РАЗДЕЛЕНИЕМ БОКОВЫХ ПОЛОС ДЛЯ ДИАПАЗОНА 211...275 ГГц

© 2023 г. И. В. Третьяков^{a, b, *}, А. В. Худченко^{a, c}, Р. А. Черный^a, С. Ф. Лихачев^a

^a Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,
ул. Профсоюзная, 84/32, Москва, 117810 Российская Федерация

^b Московский педагогический государственный университет,
ул. Малая Пироговская, 1/1, Москва, 119435 Российская Федерация

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

*E-mail: tretyakov@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 19.05.2023 г.

После доработки 19.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Описаны СВЧ-свойства составных частей волноводной структуры гетеродинного приемника диапазона 211...275 ГГц с разделением боковых полос на основе пары туннельных переходов сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС). Исследованы следующие элементы волноводной структуры: гибридный четырехпортовый делитель, направленный ответвитель, Т-образный делитель и волноводный поглотитель. Рассчитаны S параметры для всех элементов. Для гибридного делителя дополнительно приведен фазовый баланс, имеющий отклонения менее 0.4 град, и амплитудный баланс в пределах 1 дБ. Проанализирован ожидаемый уровень качества разделения полос в приемнике с разделением полос при использовании исследованных волноводных элементов, величина его составляет более –25 дБ. Волноводные элементы спроектированы с учетом того, что блок будет изготавливаться методом прецизионного фрезерования; минимальные размеры волноводной структуры ограничиваются диаметром используемой фрезы, в нашем случае выбрано 100 мкм. Все численные расчеты были выполнены методом конечных интервалов в пакете HFSS.

DOI: 10.31857/S0033849423090243, EDN: RHTEEX

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Высококочувствительные когерентные приемниками с разделением боковых полос для диапазона 1.1...1.4 мм на основе смесителей на туннельном переходе сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) [1–4] позволяют проводить астрономические наблюдения с предельной чувствительностью. Наблюдения на миллиметровых и субмиллиметровых телескопах позволяют решать фундаментальные задачи по изучению Вселенной, связанные с вопросами образования и эволюции звезд и планетных систем, устройством окрестности черных дыр, происхождением воды и появлении жизни. Колоссальную научную значимость миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов для астрономии подтверждают результаты наблюдений на существующих в мире обсерваториях, наиболее известные из которых ALMA (<https://www.eso.org/public/teles-instr/alma/>), NOEMA (<https://iram-institute.org/observatories/noema/>), SMA (<https://lweb.cfa.harvard.edu/sma/>),

APEX (<http://www.apex-telescope.org/ns/>), IRAM, SPT и др. В частности, приборы с высоким частотным разрешением позволяют наблюдать огромное количество спектральных линий, дающих уникальную информацию о химическом составе и физических параметрах межзвездной среды [5], и делать открытия в области образования и эволюции звезд, а также планетных систем. Венцом развития таких обсерваторий стало недавнее объединение большей их части в единый интерферометр – телескоп горизонта событий (Event Horizon Telescope, EHT) (<https://eventhorizontelescope.org>), дающий сверхвысокое угловое разрешение, позволяющее провести наблюдение окружения сверхмассивных черных дыр вблизи горизонта событий. Эти измерения проводились на длине волны 1.3 мм. Космическая пыль, искажающая оптические и инфракрасные сигналы, и плазма, рассеивающая длинноволновое и радиоизлучение, прозрачны в миллиметрах.

Космический телескоп “Миллиметрон” (<https://millimetron.ru/>) будет работать в режиме интерферометра Земля–космос. Данные со спутника будут коррелированы с данными с наземных телескопов, полученными с помощью приемников с разделением боковых полос [6, 7]. Такой приемник в два раза снижает вклад шумов атмосферы, а также влияние флуктуаций атмосферы, поэтому именно этот тип приемника установлен на наземных телескопах. В таком случае использование на борту “Миллиметрона” приемника с разделением боковых полос даст итоговую чувствительность интерферометра в 1.41 раза больше, чем в случае применения двухполосного приемника. Отметим также, что упомянутый приемник идеален для применения в перспективных проектах субтерагерцовой радиоастрономии [8].

Создание сверхчувствительных приемников является сложной научно-технической задачей и требует следующих шагов: развития и отработки технологии проектирования и изготовления волноводных структур для криогенного применения; разработки и изучения специализированных сверхпроводниковых туннельных наноструктур, СИС-смесителей; системного моделирования всего комплексного приемника с разделением боковых полос.

Цель данной статьи – представить электромагнитный и механический дизайн волноводного блока, обеспечивающего разделение полос с параметрами SRR лучше -25 дБ, отражением по входу лучше -25 дБ, балансом амплитуды сигнала лучше 1 дБ, балансом фазы сигнала лучше 0.4 град.

2. ВОЛНОВОДНЫЙ БЛОК ПРИЕМНИКА С РАЗДЕЛЕНИЕМ ПОЛОС ДИАПАЗОНА 211...275 ГГц

За основу был выбран дизайн элементов волноводного блока приемника с разделением полос диапазона 600...720 ГГц [14] (ALMA Band 9). Однако размерное масштабирование этого дизайна на частоты 211...275 ГГц ожидаемо не обеспечило требуемую полосу частот гибридного делителя. Для решения этой задачи было увеличено количество щелей в гибридном делителе с 5 до 7.

На рис. 1 представлен общий вид сборки приемника с разделением полос. На волноводных камерах установлены SMA-разъемы. По ним будут входить ПЧ-сигналы с одиночных СИС-смесителей в диапазоне 4...12 ГГц. Сигнал и опорный сигнал генератора гетеродина подаются в СИС-смесители по волноводам сечением 1×0.5 мм со входами на фланцах волноводного блока. Магнитное поле концентрируется на СИС-смесителях с помощью магнитопроводов.

На рис. 2 приведен чертеж, детально отображающий геометрию волноводной структуры сплит-

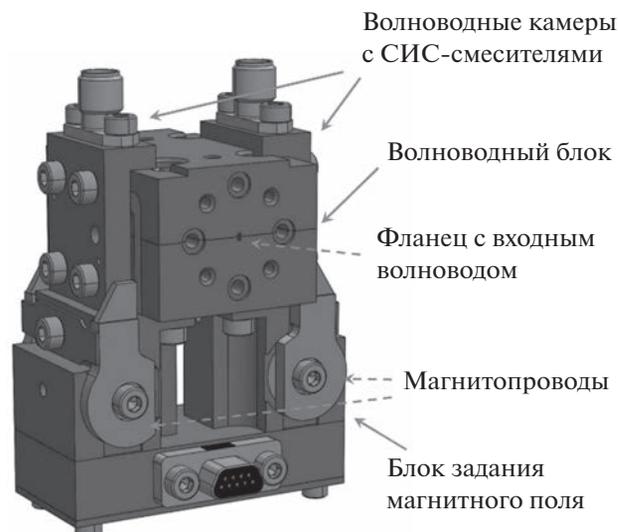


Рис. 1. Приемник диапазона 211...275 ГГц с разделением боковых полос на основе пары СИС-смесителей.

блока. Через порт 1 задается внешний сигнал. Далее он разделяется на две части, которые направляются к одиночным (СИС-смесителям СИС-1 и СИС-2 (порты 3 и 4 соответственно). При этом фаза сигнала, идущего на смеситель СИС-2, повернута на $+90^\circ$ относительно фазы сигнала, идущего на СИС-1. Частично сигналы будут отражаться, и поэтому для подавления основной части этих отражений используется волноводный поглотитель, (порт 2). С противоположной от порта 1 стороны блока, через порт 7, подается сигнал опорного генератора (гетеродина). Далее он делится пополам в делителе мощности. Малые доли сигнала опорного генератора проходят через направленные ответвители и следуют к одиночным СИС-смесителям, основная же мощность проходит к нагрузкам (порты 5 и 6), и большей частью поглощается в них.

Ключевыми функциональными элементами волноводного блока являются следующие.

1. Волноводный гибридный делитель мощности осуществляет разделение сигнала на две равные части с поворотом фазы для одной части на 90° относительно второй.

2. Волноводные направленные ответвители используются для введения сигнала опорного генератора на одиночные СИС-смесители.

3. Делитель мощности опорного генератора разделяет сигнал опорного генератора на две равные части, которые далее подаются через направленные ответвители на одиночные СИС-смесители.

4. Поглотители. В блоке используется три таких элемента. Их функция заключается в поглощении приходящих сигналов для минимизации

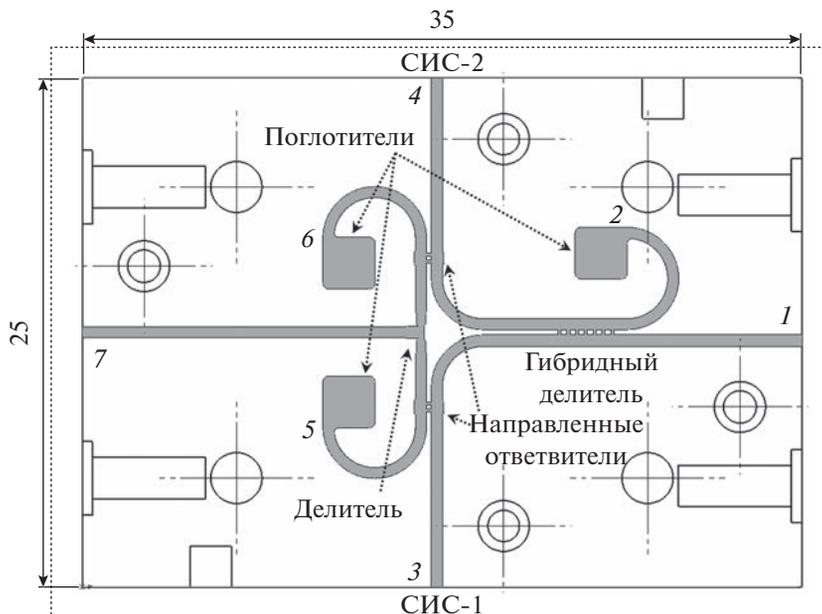


Рис. 2. Волноводный сплит-блок диапазона 211...275 ГГц с разделением боковых полос на основе пары СИС-смесителей: серым выделена волноводная структура, 1–7 – номера портов, СИС-1 и СИС-2 – выходы, на которых будут размещаться волноводные камеры с СИС-смесителями).

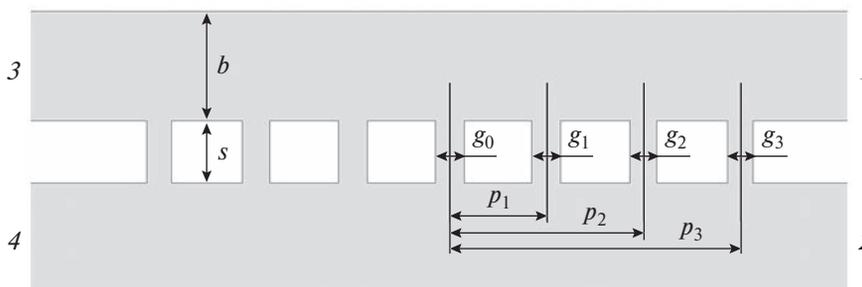


Рис. 3. Схема волноводного гибридного делителя: 1...4 – порты гибрида; $g_0 = 124$, $g_1 = 124$, $g_2 = 116$, $g_3 = 108$ – ширины щелей; $p_1 = 428$, $p_2 = 856$, $p_3 = 1284$, обозначают положение щелей относительно середины центральной щели g_0 ; $s = 290$ – расстояние между волноводами гибрида; $b = 500$ – высота волновода. Все размеры – приведены в мкм.

влияния стоячих волн на работу всего смесителя. Один из поглотителей соединен волноводом с соответствующим выходом гибридного разделителя и используется для поглощения утечек, попадающих на этот выход. Основная задача двух других поглотителей заключается в поглощении сигнала опорного генератора, попадающего на выход направленных ответвителей.

При проектировании волноводных элементов предполагалось, что углубления под волновод будут сделаны с помощью фрезерования. Размер волновода определен и имеет ширину $a = 1000$ мкм и высоту $b = 500$ мкм. Изготовление блока предполагается по стандартной технологии разделения на две половины, так что волновод составляется из двух частей, соединяющихся вдоль линий электрического поля в середине волновода. Это значит, что глубина погружения фрезы при изготовлении будет 0.5 мм. Данный размер накладывает

ограничение на минимальный допустимый диаметр фрезы и, как следствие, на минимальный размер при изготовлении волноводных щелей в гибридном разделителе и в направленных ответвителях. С учетом технической возможности было принято решение, что минимальный диаметр фрезы, используемой при изготовлении, будет 0.1 мм. На скруглениях внутренних углов в волноводных элементах используется диаметр величиной также не меньше 0.1 мм.

2.1. Гибридный четырехпортовый делитель

Геометрическая модель волноводной структуры гибридного делителя мощности представлена на рис. 3. Он обладает осевой симметрией относительно центра и обеспечивает связь двух волноводов посредством семи щелевых соединений. Щели имеют различную ширину и расположены

с нерегулярным шагом. Минимальная ширина щели (величина g_3) составляет 108 мкм, поэтому структура может быть изготовлена фрезой диаметром 100 мкм. Число щелей было подобрано так, чтобы обеспечить широкую полосу рабочих частот. Сигнал протекает через щели и синфазно складывается таким образом, что на выходах 3 и 4 мы имеем два сигнала почти одинаковой амплитуды и с разностью фаз, близкой к 90° .

Рассчитанное согласование между портами гибрида приведено на рис. 4. Уровень S_{31} и S_{41} , близок к -3 дБ. Уровень отражения S_{11} и утечки S_{21} (этот параметр также называют изоляцией) доведен до значений ниже -25 дБ. Это сделано специально для минимизации отражений во всей волноводной структуре, отражение негативно влияет на работу всего приемника.

С использованием S -параметров были рассчитаны фазовый и амплитудный баланс гибридного делителя. Амплитудный баланс показывает отношение мощностей разделенных сигналов и обычно выражается в дБ. На рис. 5 представлен баланс амплитуды в диапазоне 211...275 ГГц, который не превышает 1 дБ. Разность фаз этих же выходных сигналов рассчитана как разность аргументов комплексных величин S_{31} и S_{41} : $\arg S_{31} - \arg S_{41}$. Зависимость этой величины от частоты показана на рис. 6. Как видно из рисунка, фазовый баланс остается в пределах 0.4° .

Фазовый и амплитудный баланс показывают качество работы волноводного делителя, однако не отображают напрямую, насколько качественно он будет осуществлять разделение полос. Для этого наиболее показательным является расчет качества разделения полос SRR (Sideband Rejection Ratio) с предпосылкой, что нарушение баланса происходит только в самом делителе. В этом случае зависимость SRR может быть рассчитана по формуле

$$SRR = 20 \lg \left| \frac{S_{41} + iS_{31}}{S_{41} - iS_{31}} \right|.$$

График зависимости представлен на рис. 7. Уровень SRR не превышает -25 дБ в рабочем диапазоне.

2.2. Направленный ответвитель

Геометрическая модель направленного ответвителя представлена на рис. 8. Ответвитель имеет две щели, кроме того, ширина b волновода увеличена для расширения рабочей полосы.

Частотные характеристики ответвителя представлены на рис. 9. Коэффициент ответвления мощности составляет порядка -16 дБ. Данный уровень согласования позволяет доставить доста-

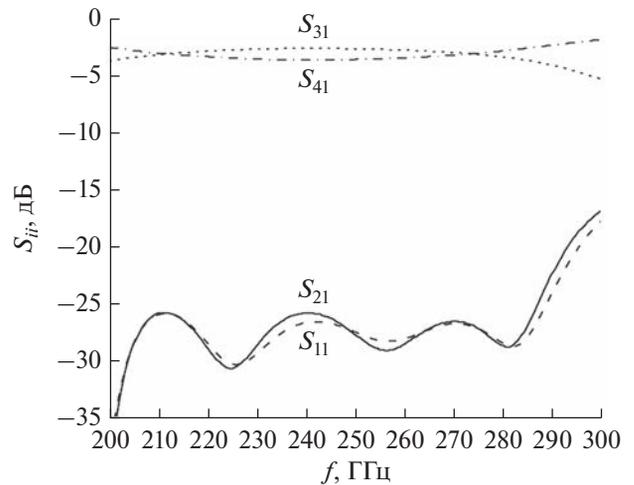


Рис. 4. S -параметры гибридного делителя.

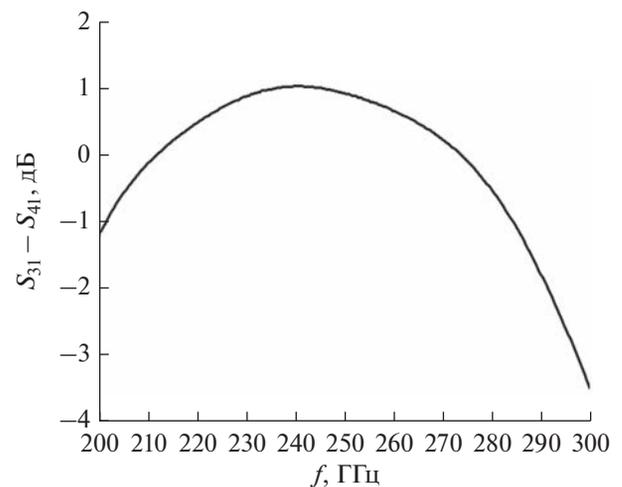


Рис. 5. Амплитудный баланс гибридного делителя.

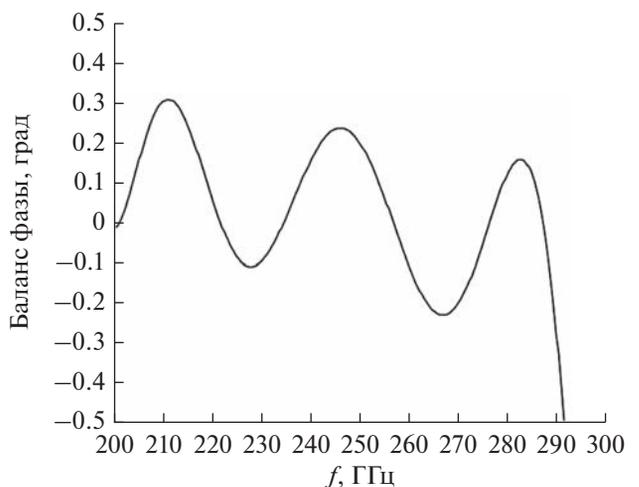


Рис. 6. Фазовый баланс гибридного делителя.

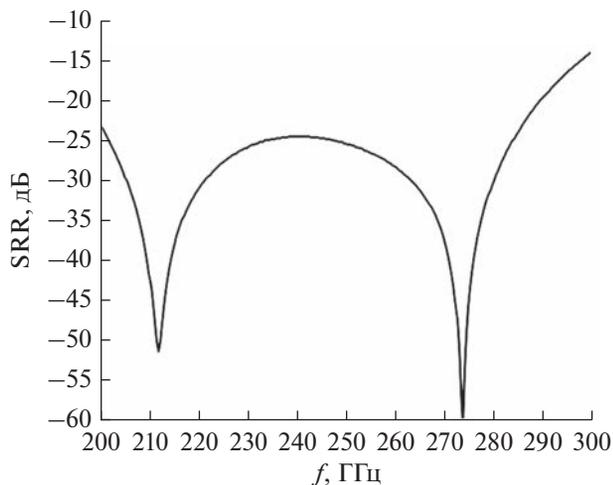


Рис. 7. Зависимость уровня разделения полос SRR от частоты, построенная на основе баланса одного волноводного гибридного делителя.

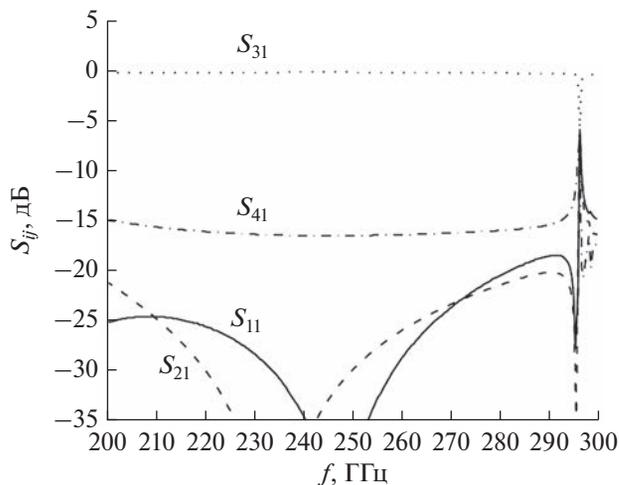


Рис. 9. Частотные характеристики волноводного ответвителя.

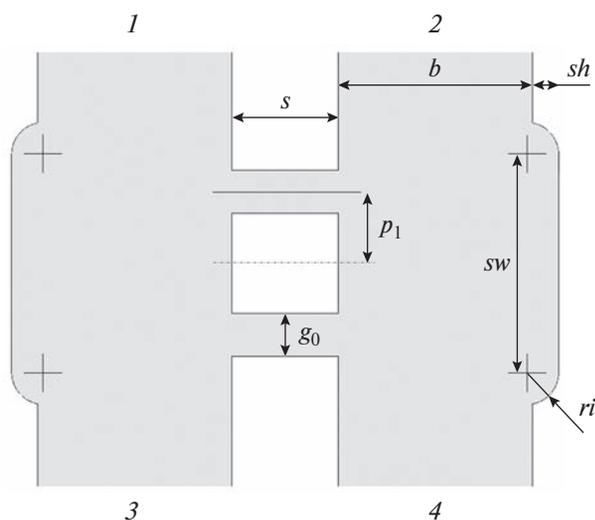


Рис. 8. Волноводный направленный ответвитель: 1–4 – порты, $b = 500$, $s = 276$, $g_0 = 108$, $p_1 = 183$, $sw = 560$, $sh = 67$, $ri = 80$. Все размеры даны в мкм.

точную мощность на СИС-смесители, при этом потери принимаемого сигнала будут около 2.5%, или 0.1 дБ, а тепловые шумы генератора будут подавляться в 40 раз.

2.3. Делитель мощности

Делитель мощности изображен на рис. 10. Он реализован в виде Т-образного разветвителя, т.е. имеет один вход и два симметричных выхода. Для обеспечения равномерного широкополосного согласования во всех трех волноводах сделаны до-

полнительные секции. Так как делитель выполнен по трехпортовой бездиссипативной схеме, он имеет достаточно малый уровень изоляции и высокий уровень отражений по выходам 2 и 3, однако возникающие от этого стоячие волны не являются большой проблемой для работы приемника, поскольку со стороны генератора схема симметричная и вклад этих стоячих волн будет одинаковым для обоих СИС-смесителей.

В волноводном блоке предполагается использование трех поглотителей излучения, так называемых согласованных нагрузок. Их задача, эффективно поглощать проходящее, чтобы уровень отражения был не более -20 дБ. Существует несколько вариантов конструирования таких нагрузок [9–11]. В текущем дизайне предварительно заложены квадратные углубления, где можно разместить тот или иной поглотитель.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен электромагнитный и механический дизайн волноводного блока, обеспечивающего разделение полос с параметрами SRR лучше -25 дБ, отражением по входу лучше -25 дБ, балансом амплитуды сигнала лучше 1 дБ, балансом фазы сигнала лучше 0.4 град. В дальнейшем авторы предполагают промоделировать работу цельного волноводного блока в реальных условиях для различного уровня отражений СИС-смесителей и коэффициентов отражения волноводных нагрузок.

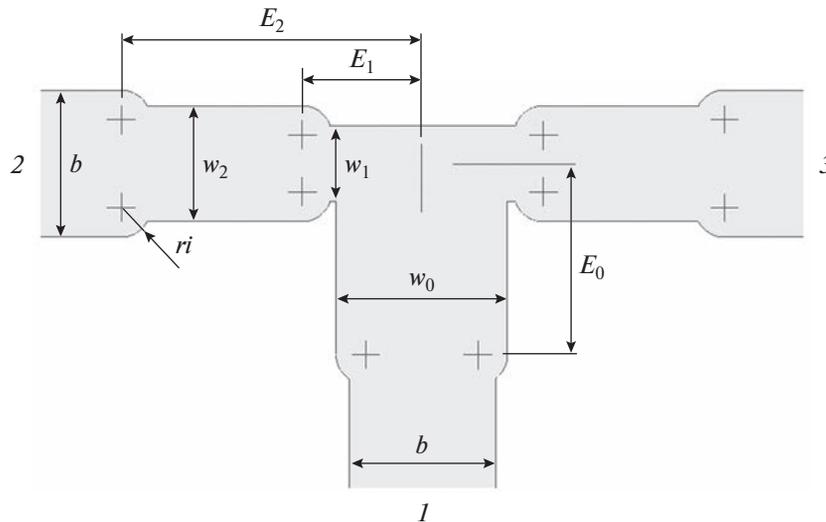


Рис. 10. Делитель мощности опорного генератора, $b = 500$, $w_0 = 587$, $w_1 = 259$, $w_2 = 394$, $E_0 = 649$, $E_1 = 415$, $E_2 = 1039$, $r_i = 80$. Все размеры даны в мкм.

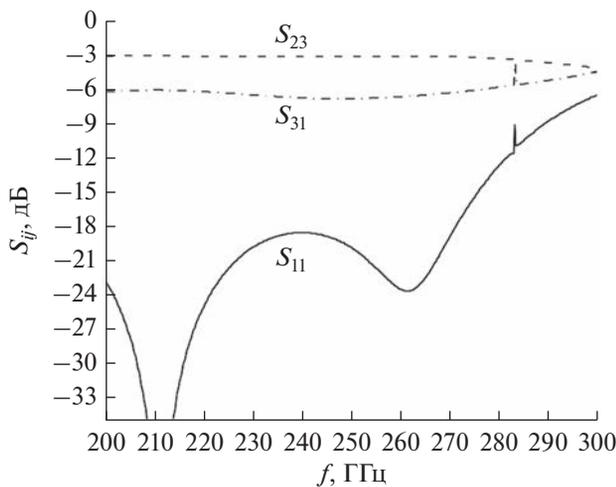


Рис. 11. Частотные характеристики делителя мощности опорного генератора.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Расчет электромагнитных моделей волноводных структур и анализ результатов расчетов выполнен за счет гранта РФФИ № 23-79-00061, <https://rscf.ru/project/23-79-00061/>. Аналитический обзор существующих терагерцовых приемников и наблюдательных инструментов на их основе выполнен за счет гранта РФФИ № 23-12-00187, <https://www.rscf.ru/project/23-12-00187/>. При выполнении работ использовано оборудование Уникальной научной установки № 352529 “Криоинтеграл”, которая поддержана Министерством науки и

высшего образования РФ (Соглашение № 075-15-2021-667).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kerr A.R., Feldman M.J., Pan S.-K.* // Proc. Eighth Int. Symp. on Space Terahertz Technology. Cambridge MA. 25–27 Mar. 1997. Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 1997. P. 101.
2. *Rudakov K.I., Khudchenko A.V., Filippenko L.V. et al.* // Appl. Sci. 2021. V. 11. № 21. P. 10087.
3. *Balega Yu.Yu., Baryshev A.M., Bubnov G.M. et al.* // Radiophysics and Quantum Electronics. 2020. V. 63. № 7. P.479.
4. *Рудаков К.И., Дмитриев П.Н., Барышев А.М. и др.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2019. Т. 62. № 7. С. 613.
5. *Pickett H.M., Poynter R.L., Cohen E.A. et al.* // J. Quantum Spectroscopy Radiative Transfer. 1998. V. 60. P. 883.
6. *Новиков И.Д., Лихачев С.Ф., Шекинов Ю.А. и др.* // Успехи физ. наук. 2021. Т. 191. № 4. С. 404.
7. *Лихачёв С.Ф., Рудницкий А.Г., Андрианов А.С. и др.* // Космич. исслед. 2024. № 1. С. 78.
8. *Hesper R., Khudchenko A., Baryshev A.M.* // IEEE Trans. 2017. V. TST-7. № 6, P. 686.
9. *Kerr A.R., Moseley H., Wollack E. et al.* MF-112 and MF-116: Compact Waveguide Loads and its Measurements at Room Temperature and 5 K. ALMA memo 494, 2004.
10. *Mena F.P., Baryshev A.M.* Design and Simulation of a Waveguide Load for ALMA-band 9. ALMA memo 513, 2005.
11. *Hesper R., Khudchenko A., Baryshev A.M. et al.* // Proc. SPIE. 2016. V. 9914. Article No. 9914G.

ТЕХНОЛОГИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НЕТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ЕСТЕСТВЕННЫЕ И ИСКУССТВЕННЫЕ СРЕДЫ

© 2023 г. В. А. Вдовин^а, *, Р. А. Денисов^а, С. А. Сапецкий^а, В. А. Черепенин^а

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

*E-mail: vdv@cplire.ru

Поступила в редакцию 23.05.2023 г.

После доработки 23.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Рассмотрены особенности технологии экспериментов по нетепловому воздействию мощных наносекундных импульсов на примере установки, используемой для модификации биологических сред и других объектов, обладающих разнородными электрофизическими характеристиками. Создана экспериментальная установка для исследования нетеплового воздействия мощных импульсов на образцы различных материалов, которая формирует импульсы с частотой повторения до 500 Гц, амплитудой до 60 кВ и длительностью 5 нс. Проведено моделирование переходных процессов в эквивалентной электрической схеме нагрузки, а в качестве нагрузки был использован биологический материал, помещенный в микропланшет.

DOI: 10.31857/S0033849423090267, EDN: SILADT

ВВЕДЕНИЕ

Нетепловое воздействие электромагнитного излучения на различные среды исследуется уже сравнительно давно. Достаточно отметить работы по облучению маломощными миллиметровыми волнами точек акупунктуры на теле человека [1]. Исследования же по нетепловому воздействию мощных электромагнитных импульсов начались сравнительно недавно, в основном в результате развития релятивистской сильноточной электроники [2] и связанных с ней технологий быстрых сильноточных коммутаторов тока, взрывной эмиссии и сильноточных ускорителей [3, 4]. Приведем, например, работы [5–8], где делались попытки использовать высокие значения напряженностей электрического поля в микроволновых импульсах для воздействия на живые организмы с целью, например, разрушения раковых клеток. Отметим, что, несмотря на большую мощность импульса, энергия в нем невелика и не приводит к нагреву среды.

Параллельно развивались исследования, связанные с воздействиями на среды как естественного, так и искусственного происхождения. Примерами исследований первого типа являются работы [9–13].

В работах [9–11] мощные импульсы использовались для вскрытия упорных золотосодержащих руд и лежалых отходов горно-обогачительных

комбинатов. Действие электрического поля с высокой напряженностью в неоднородной смеси металлов, полупроводников и диэлектриков приводит к целому семейству нелинейных эффектов — пондеромоторным силам, микропробоям вблизи неоднородностей и т.д. Все они в той или иной степени способствуют дезинтеграции частиц золота, при этом происходит значительное увеличение извлечения золота классическим методом цианирования. В работе [12] для дезинтеграции золотосодержащих пород используется гидроудар, образующийся при искровом пробое воды импульсами наносекундной длительности. Опыты проводили в резервуаре с водой, где находилась также взвесь руды, при постоянном перемешивании.

В работе [13] была рассмотрена возможность изменения структуры льна и льносодержащих материалов при воздействии мощными электромагнитными импульсами. Воздействию подвергались образцы соломы и льняная пряжа. Было показано, что при обработке соломы наблюдаются изменения в поперечном срезе, проявляющиеся в разделении волокнистых пучков на комплексы, следствием чего является улучшение декортационной способности (отделяемости) почти на 30%. При экспериментах с образцами пряжи было зарегистрировано, что импульсные воздействия снижают жесткость пряжи на 25%, при этом раз-

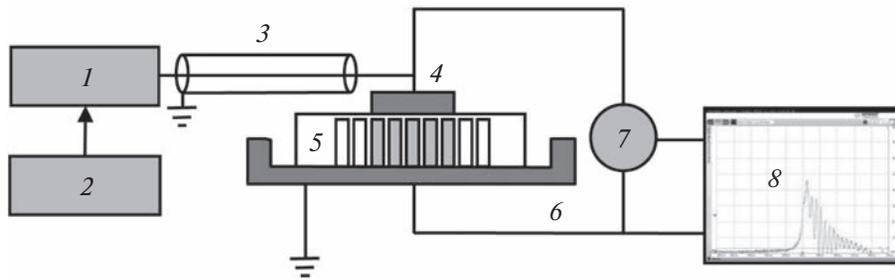


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – генератор импульсов; 2 – генератор, управляющий запуском; 3 – высоковольтный коаксиальный кабель; 4 – высоковольтный электрод (диск); 5 – микропланшет с образцом; 6 – нижний (“земля”) электрод; 7 – ВЧ-шуп – делитель напряжения; 8 – цифровой осциллограф.

рывная нагрузка не только не уменьшается, но даже несколько увеличивается.

В качестве примера воздействия на искусственные среды можно назвать исследования стойкости полупроводниковой элементной базы электроники к мощным электромагнитным импульсам излучения [14–17]. Стойкость интегральных микросхем под действием импульсного радиоизлучения в свободном пространстве рассматривалась в работе [14]. В работе [15] исследовались сбои в работе микроконтроллеров в зависимости от амплитуды напряженности электрического поля. Показано, что с изменением степени интеграции микросхем пороговый уровень воздействия может сильно различаться. При исследовании современных микроконтроллеров установлено, что по сравнению с блоком данных более уязвимы блоки reset, тактовой частоты и электропитания [16]. При исследовании интегральных микросхем микроконтроллеров было установлено, что воздействия импульсов с напряжением, близким к пробойному, регулярно вызывают сбои при выполнении логических операций. Частота сбоев зависит не только от импульсного напряжения, но и от сложности логической операции, выполняемой при воздействии [17].

Примером работ по воздействию на искусственные среды также можно назвать исследования, связанные с биоподобными средами. В работах [18–20] изучалось взаимодействие синтезированных нанокomпозитных липосом с ультракороткими импульсами. Показано, что воздействие импульсами наносекундной длительности приводит к декапсуляции, что может быть использовано для дистанционной доставки лекарств.

Цель данной работы – продемонстрировать особенности технологии экспериментов по нетепловому воздействию мощных наносекундных импульсов на примере установки, используемой для модификации биологических сред и других объектов, обладающих разнородными электрофизическими характеристиками.

1. СХЕМА УСТАНОВКИ

Установка по нетепловому воздействию электромагнитными импульсами обычно включает генератор импульсов, систему диагностики и нагрузку, оптимизированную под различные исследуемые среды. Схема одного варианта экспериментальной установки, разработанной в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, показана на рис. 1. В качестве нагрузки здесь используется система двух электродов с помещенным между ними образцом. В установке используется высоковольтный генератор наносекундных импульсов 1 (компания FID Technology), с выхода которого по высоковольтному коаксиальному кабелю 3 импульсы поступают на электроды: верхний электрод 4 в форме диска диаметром 50 мм и нижний электрод 6 в форме чаши. Между электродами, которые образуют плоский конденсатор, расположен исследуемый образец 5. Для контроля амплитуды и формы поступающих на него импульсов к электродам подключен высокочастотный высоковольтный шуп-делитель напряжения 7 Актаком АСА-6039, с выхода которого уменьшенные по напряжению в 1000 раз импульсы поступают на вход цифрового осциллографа 8 Infinium MSO9404.

При поступлении на вход генератора внешней синхронизации низковольтного импульса запуска от внешнего источника 2, в качестве которого используется генератор RIGOL DG4102, высоковольтный генератор формирует на выходе импульс амплитудой 30 кВ и длительностью 5 нс. Так как волновое сопротивление кабеля значительно меньше импеданса нагрузки в виде рассматриваемого ниже образца, то вследствие отсутствия согласования амплитуда импульса удваивается и достигает 60 кВ. Пуск и остановка импульсов запуска (обычно от 0.5 до 100 Гц) производятся вручную по секундомеру, таким образом контролируется общее количество высоковольтных импульсов, воздействующих на образец. Также возможна работа генератора, управляющего запуском в режиме одиночных импульсов, который

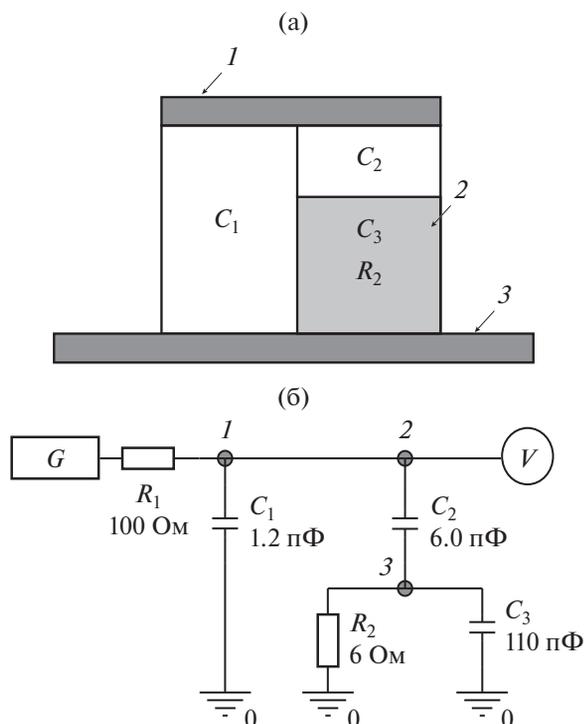


Рис. 2. Эквивалентная схема микропланшета с образцом (а) и принципиальная электрическая схема (б): 1 – верхний электрод (диск); 2 – микропланшет с образцом; 3 – нижний электрод; C_1 – суммарная емкость зазоров между лунками; C_2 – суммарная емкость зазоров снизу и сверху от лунок; C_3 – суммарная емкость лунок с биологическим материалом; R_1 – волновое сопротивление коаксиального кабеля; R_2 – суммарное электрическое сопротивление лунок с биологическим материалом.

используется при настройке выходного напряжения и для снятия осциллограмм.

В качестве одного из возможных вариантов исследуемого образца 5 используется биологический материал, для загрузки которого предназначен микропланшет. Он представляет собой пластиковую коробку высотой 16.5 мм, внутри с шагом 9 мм расположены 96 цилиндрических лунок высотой 10.5 мм и диаметром 6.5 мм. Матрица из 5×5 лунок в центре микропланшета заполняется биологическим материалом и помещается в чашку-электрод так, чтобы верхний электрод полностью закрывал эту матрицу.

Лунки занимают некоторый объем микропланшета: существуют воздушно-пластиковые зазоры сверху, снизу и в промежутках между лунками. Они существенно ослабляют степень воздействия на образец высоковольтных импульсов, подаваемых на электроды. Чтобы оценить реальное значение потенциала непосредственно на биологическом материале, микропланшет можно представить в виде эквивалентной электрической схемы (рис. 2). Здесь образец, обладающий емко-

стью C_3 и проводимостью R_2 , соединен последовательно с воздушно-пластиковым зазором C_2 , а параллельно этой цепочке подключен конденсатор C_1 , представляющий собой суммарную емкость вертикальных промежутков между лунками. Импульсное напряжение подается с генератора G через волновое сопротивление кабеля R_1 . Напряжение на микропланшете (цепочка элементов C_1, C_2, C_3, R_2) контролируется высоковольтным щупом-вольтметром V .

Численные значения элементов эквивалентной схемы можно оценить следующим образом. Волновое сопротивление кабеля R_1 известно и равно 100 Ом; суммарная емкость зазоров C_1 между лунками – исходя из геометрических размеров, а именно соотношения суммарных площадей сечения лунок и общей площади сечения микропланшета – составляет часть емкости цилиндрического конденсатора, площадь сечения которого задается верхним электродом, а расстояние между обкладками – толщиной микропланшета, зажатого между электродами:

$$C = \epsilon \epsilon_0 \frac{S}{d},$$

где S – площадь сечения обкладки конденсатора, d – расстояние между обкладками, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды между обкладками, ϵ_0 – электрическая постоянная.

Ёмкость такого конденсатора с пустым микропланшетом C_0 была измерена напрямую измерителем Instek LCR-810 и составила 3 пФ. Таким образом, $C_1 = 0.4C_0 = 1.2$ пФ. Суммарную емкость зазоров снизу и сверху от лунок C_2 можно оценить по соотношению величин этих зазоров и толщины микропланшета, поэтому она равна $2C_0 = 6$ пФ. Чтобы определить суммарную емкость C_3 и электрическое сопротивление лунок R_2 с биологическим материалом, была использована кювета в форме параллелепипеда, на торцах которой расположены электроды. Кювета заполнялась исследуемым биологическим материалом в виде раствора. Его удельные емкость и сопротивление были вычислены по измерениям емкости и сопротивления параллелепипеда. Зная внутренние длину, ширину и высоту заполненной части кюветы, а также суммарную площадь сечения лунок под верхним электродом и их высоту, можно вычислить искомую $C_3 = 110$ пФ. Формула для сопротивления среды подобна формуле ее же емкости:

$$R = \frac{1}{\sigma S} d,$$

где σ – проводимость среды, только зависимость от геометрических параметров обратная. Сопротивление R_2 вычисляется через те же параметры S и d и, таким образом, составляет 6 Ом. Эти значе-

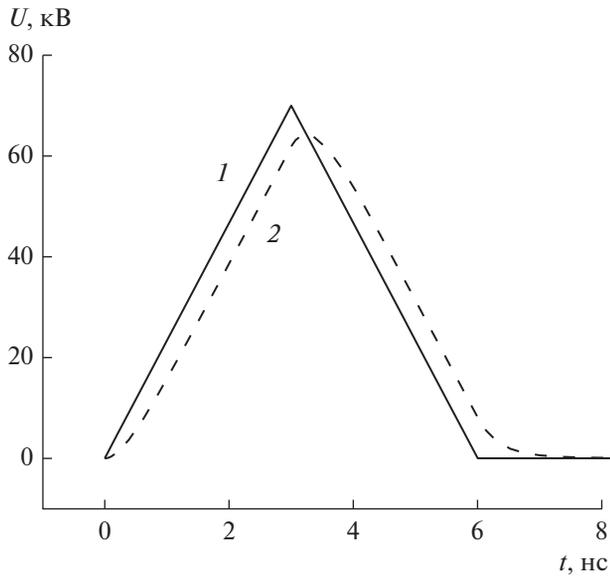


Рис. 3. Зависимость напряжения от времени в точках 1 (1) и 2 (2).

ния использовались в дальнейшем при моделировании.

При выборе параметров моделирования других сред с разными значениями проводимости и диэлектрической проницаемости руководствовались данными, близкими к представленным в работе [21] для различных типов биологических клеток. Из диапазонов параметров диэлектрической проницаемости и проводимости клеток были взяты минимальные, максимальные и некоторые средние значения для выделения общих тенденций изменения моделируемых величин.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Было выполнено моделирование переходных процессов в данной схеме (см. рис. 2б). На вход G схемы (с выхода генератора) подавался треугольный импульс с амплитудой 70 кВ и временем нарастания и спада по 3 нс (рис. 3, кривая 1).

Тогда на резисторе R_2 на эквивалентной схеме он принимает форму, амплитуду и длительность, близкие к характеристикам импульса, наблюдаемого на осциллограмме, снятой с помощью высоковольтного щупа-делителя напряжения (см. рис. 3, кривая 2).

Моделирование показало, что на лунках с биологическим материалом амплитуда напряжения почти на два порядка меньше, чем на выходе высоковольтного генератора: 0.5 кВ при $\sigma = 1.31$ См/м или 1.5 кВ при $\sigma = 0.25$ См/м, а форма импульса сильно искажается, он становится биполярным, так как напряжение поступает через малую емкость C_2 (рис. 4а).

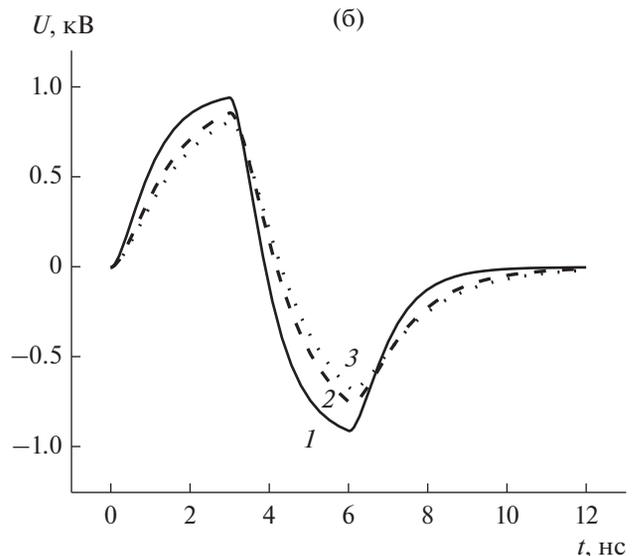
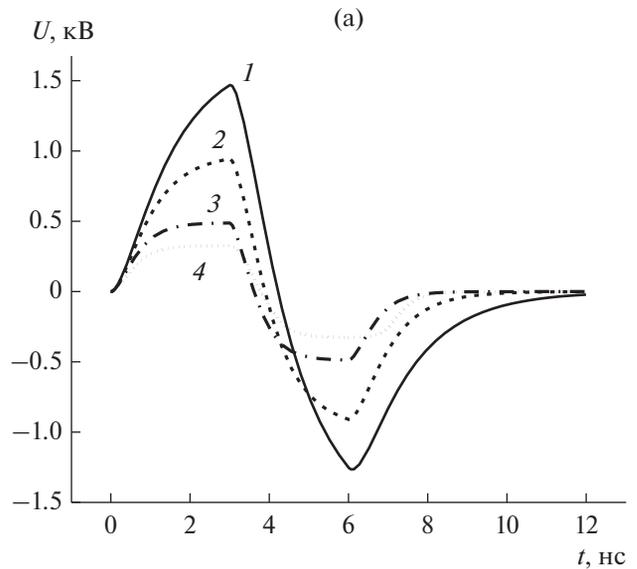


Рис. 4. Зависимость напряжения в точке 3 от времени при фиксированном значении диэлектрической проницаемости $\epsilon = 36.3$ ($C_3 \sim 60$ пФ) и разных значениях проводимости (а): $\sigma = 0.25$ См/м, $R_2 \sim 21$ Ом (кривая 1), $\sigma = 0.446$ См/м, $R_2 \sim 12$ Ом (кривая 2), $\sigma = 0.85$ См/м, $R_2 \sim 6$ Ом (кривая 3), $\sigma = 1.31$ См/м, $R_2 \sim 4$ Ом (кривая 4); а также при фиксированном значении проводимости $\sigma = 0.446$ См/м ($R_2 \sim 12$ Ом) и разных значениях диэлектрической проницаемости (б): $\epsilon = 36.3$, $C_3 \sim 60$ пФ (кривая 1), $\epsilon = 60$, $C_3 \sim 100$ пФ (кривая 2), $\epsilon = 70$, $C_3 \sim 120$ пФ (кривая 3).

За время с 3 до 6 нс, когда напряжение на выходе генератора спадает до 0, амплитуда напряжения в точке 3 меняет знак, что объясняется поступлением на него напряжения с заряженного почти до 60 кВ конденсатора C_2 , который оказывается подключенным с обратной полярностью.

Форма импульса и амплитуда напряжения мало меняются при изменении ϵ от 36.3 ($C_3 = 60$ пФ) до $\epsilon = 70$ ($C_3 = 120$ пФ) (рис. 4б).

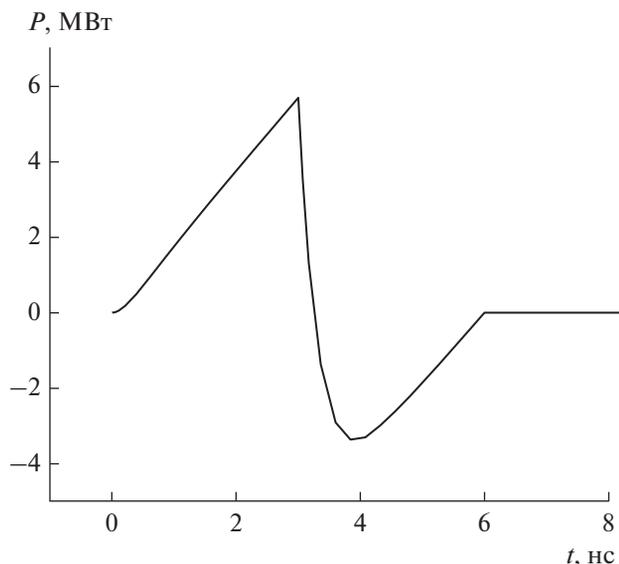


Рис. 5. Зависимость поступающей в схему мощности от времени.

Таким образом, для частного вида емкости с исследуемым образцом, показано, что монополярный импульс трансформируется в биполярный, и этот факт необходимо учитывать при анализе результатов воздействия.

В схему поступает пиковая мощность около 5.5 МВт (рис. 5), которая представляет собой произведение проходящего по коаксиальному кабелю (через R_1) тока и напряжения на генераторе — в точке 1. На спаде импульса напряжения от генератора (от 3 до 6 нс) образуется отрицательный пик 3.5 МВт, который означает что большая часть энергии уходит обратно в генератор.

Поступающая мощность рассеивается на лунках в виде двух импульсов с пиками лишь 100 кВт при $\sigma = 1.31$ См/м ($R_2 = 4$ Ом) или 25 кВт при $\sigma = 0.25$ См/м ($R_2 = 21$ Ом), а на втором импульсе 75 кВт при $\sigma = 1.31$ См/м ($R_2 = 4$ Ом) или 25 кВт при $\sigma = 0.25$ См/м ($R_2 = 21$ Ом) (рис. 6а). При увеличении диэлектрической проницаемости до $\epsilon = 70$ ($C_3 = 120$ пФ) мощность, рассеиваемая на R_2 , уменьшается (рис. 6б). Первый максимум мощности достигается в точке 3 нс, когда напряжение на выходе генератора также достигает максимума, а второй — в точке 6 нс за счет оставшегося в C_2 заряда.

Проинтегрировав зависимость мощности от времени (см. рис. 5), можно оценить энергию одного импульса: от генератора поступает около 7 мДж (рис. 7), большая часть которой затем возвращается обратно в генератор (кривая спадает почти до 0). Это объясняется несогласованной нагрузкой преимущественно емкостного характера.

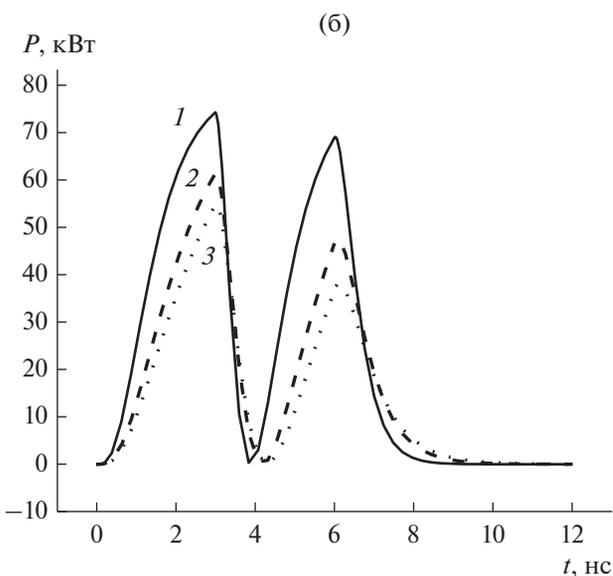
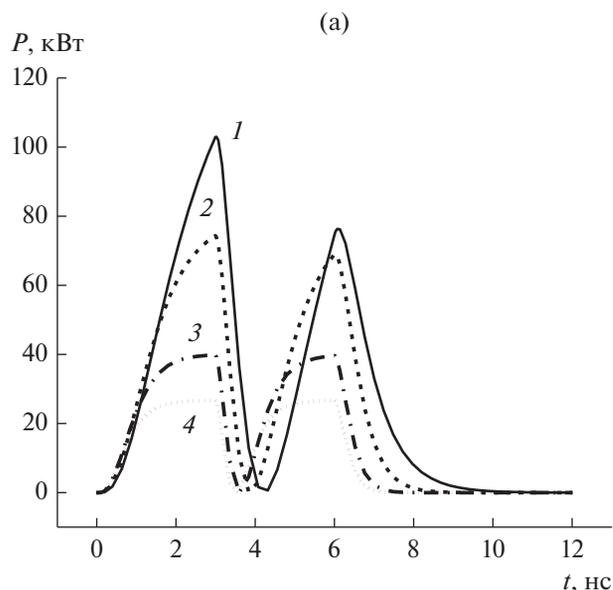


Рис. 6. Зависимость мощности, рассеиваемой на R_2 , от времени при фиксированном значении диэлектрической проницаемости $\epsilon = 36.3$ ($C_3 \sim 60$ пФ) и разных значениях проводимости (а): $\sigma = 0.25$ См/м, $R_2 \sim 21$ Ом (кривая 1), $\sigma = 0.446$ См/м, $R_2 \sim 12$ Ом (кривая 2), $\sigma = 0.85$ См/м, $R_2 \sim 6$ Ом (кривая 3), $\sigma = 1.31$ См/м, $R_2 \sim 4$ Ом (кривая 4); а также при фиксированном значении проводимости $\sigma = 0.446$ См/м ($R_2 \sim 12$ Ом) и разных значениях диэлектрической проницаемости (б): $\epsilon = 36.3$, $C_3 \sim 60$ пФ (кривая 1), $\epsilon = 60$, $C_3 \sim 100$ пФ (кривая 2), $\epsilon = 70$, $C_3 \sim 120$ пФ (кривая 3).

В среде энергия рассеивается в виде тепла: 330 мкДж при $\sigma = 1.31$ См/м ($R_2 = 4$ Ом) или 125 мкДж при $\sigma = 0.25$ См/м ($R_2 = 21$ Ом) (рис. 8а). Из рисунков видно, что энергия накапливается во время прохождения первого и второго импульса, а затем не меняется. При разных значениях ϵ ,

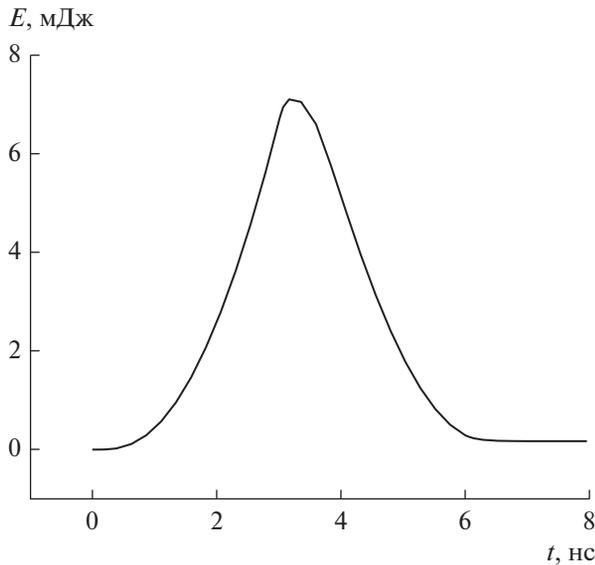


Рис. 7. Зависимость энергии одного импульса, поступающего от генератора, от времени.

от 36.3 до 70, получаются примерно такие же результаты (рис. 8б).

При максимально возможной для данного прибора частоте повторения импульсов 500 Гц средняя за 1 с мощность, поступающая от генератора, составляет менее 3.6 Вт, а менее 160 мВт рассеивается в среде.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены особенности построения экспериментальной установки для исследования нетеплового воздействия мощных электромагнитных импульсов на биологические среды, которая формирует импульсы с частотой повторения до 500 Гц, амплитудой до 60 кВ и длительностью 5 нс. Для оценки напряженности поля воздействия создана принципиальная электрическая схема нагрузки в виде микропланшета, заполненного биологическим материалом, при этом использовались в том числе и измеренные экспериментально электрические характеристики материала и установки.

Было выполнено моделирование переходных процессов в данной схеме, которое показало, что на лунках с биологическим материалом амплитуда напряжения почти на два порядка меньше, чем на выходе высоковольтного генератора, а форма импульса сильно искажается — он становится биполярным. Это объясняется наличием воздушных зазоров в микропланшете и большой диэлектрической проницаемостью и электрической проводимостью биологического материала.

Мгновенная тепловая мощность, рассеиваемая на рассматриваемых в статье образцах, может

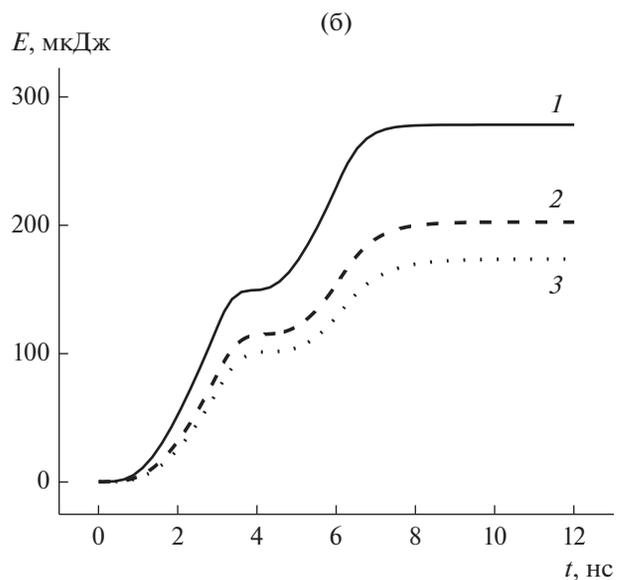
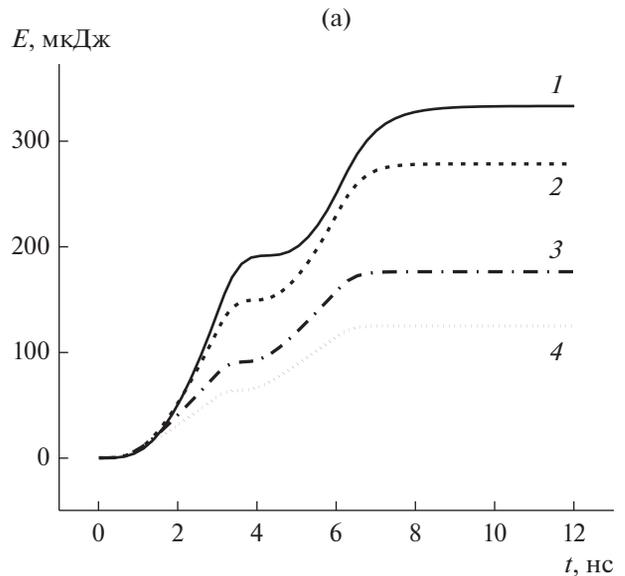


Рис. 8. Зависимость энергии, рассеиваемой на R_2 , от времени при фиксированном значении диэлектрической проницаемости $\epsilon = 36.3$ ($C_3 \sim 60$ пФ) и разных значениях проводимости (а): $\sigma = 0.25$ См/м, $R_2 \sim 21$ Ом (кривая 1), $\sigma = 0.446$ См/м, $R_2 \sim 12$ Ом (кривая 2), $\sigma = 0.85$ См/м, $R_2 \sim 6$ Ом (кривая 3), $\sigma = 1.31$ См/м, $R_2 \sim 4$ Ом (кривая 4); а также при фиксированном значении проводимости $\sigma = 0.446$ См/м ($R_2 \sim 12$ Ом) и разных значениях диэлектрической проницаемости (б): $\epsilon = 36.3$, $C_3 \sim 60$ пФ (кривая 1), $\epsilon = 60$, $C_3 \sim 100$ пФ (кривая 2), $\epsilon = 70$, $C_3 \sim 120$ пФ (кривая 3).

достигать нескольких десятков киловатт, но благодаря малой длительности воздействующих импульсов и, следовательно, их небольшой энергии, средняя тепловая мощность составляет десятые доли ватта даже на максимальной частоте следования импульсов. Таким образом, тепловое воздействие импульсов на среду пренебрежимо мало

и не оказывает заметного влияния на температуру исследуемых образцов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-12-00125).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Медико-биологические аспекты миллиметрового излучения низкой интенсивности / Под ред. Н.Д. Девяткова. М.: ИРЭ АН СССР, 1987.
2. Applications of High-Power Microwaves. / Ed. A.V. Garopov-Grekhov, V.L. Granatstein. L.: Artech House, 1994.
3. *Месяц Г.А.* Эктоны. Екатеринбург: Наука, 1993. Ч. 3.
4. *Месяц Г.А., Яландин М.И.* // Успехи физ. наук. 2005. Т. 175. № 3. С. 225.
5. *Девятков Н.Д., Чернов З.С., Бецкий О.В. и др.* // Биофизика. 1982. Т. 28. № 3. С. 558.
6. *Девятков Н.Д., Плетнев С.Д., Чернов З.С. и др.* // Докл. РАН. 1994. Т. 336. № 6. С. 826.
7. *Девятков Н.Д., Плетнев С.Д., Бецкий О.В. и др.* // Биомедицинская радиоэлектроника. 2000. № 10. С. 29.
8. *Большаков М.А., Бугаев С.П., Гончарик А.О. и др.* // Докл. РАН. 2000. Т. 371. № 5. С. 691.
9. *Чантурия В.А., Гуляев Ю.В., Лунин В.Д. и др.* // Докл. РАН. 1999. № 5. С. 680.
10. *Чантурия В.А., Бунин И.Ж., Лунин В.Д. и др.* // Физико-технич. проблемы разработки полезных ископаемых. 2001. № 4. С. 95.
11. *Вдовин В.А., Гуляев Ю.В., Чантурия В.А., Черепенин В.А.* // РЭ. 2005. Т. 50. № 9. С. 1129.
12. *Котов Ю.А., Месяц Г.А., Филатов А.Л. и др.* // Докл. РАН. 2000. Т. 372. № 5. С. 654.
13. *Вдовин В.А., Осипов Б.П., Черепенин В.А.* // Тр. X Всерос. школы-семинара “Физика и применение микроволн”. Звенигород Моск. обл., 2005. Секция 6. С. 11.
14. *Ключник А.В., Пирогов Ю.А., Солодов А.В.* // РЭ. 2011. Т. 56. № 3. С. 375.
15. *Грибский М.П., Григорьев Е.В., Старостенко В.В. и др.* // Прикладная радиоэлектроника. 2006. Т. 5. № 2. С. 294.
16. *Hong J.I., Hwang S.M., Nuh C.S.* // J. Electromagn. Waves Appl. 2008. V. 22. P. 2451.
17. *Вдовин В.А., Гераськин А.А., Горбоконенко П.А. и др.* // Журн. радиоэлектроники. 2020. № 11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.11.13>
18. *Гуляев Ю.В., Черепенин В.А., Вдовин В.А. и др.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 10. С. 1051.
19. *Гуляев Ю.В., Черепенин В.А., Вдовин В.А. и др.* // РЭ. 2020. Т. 65. № 2. С. 189.
20. *Гуляев Ю.В., Черепенин В.А., Таранов И.В. и др.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 1. С. 61.
21. *Costa J.A., de Oliveira P.X., Pereira L.S. et al.* // IEEE Trans. 2021. V. DEI-28. № 6. С. 1850.

ЭФФЕКТ ФРАНЦА–КЕЛДЫША В СТРУКТУРАХ КРЕМНИЙ–СВЕРХТОНКИЙ (3.7 нм) ОКИСЕЛ–ПОЛИКРЕМНИЙ

© 2023 г. Д. А. Белорусов^а, Е. И. Гольдман^а, Г. В. Чучева^а, *

^а *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация*

*E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 02.05.2023 г.

После доработки 02.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Обнаружено проявление эффекта Франца–Келдыша при освещении непрямым дневным светом структур Al–n⁺–Si:P–SiO₂–(100) n–Si со сверхтонким (3.7 нм) окислом. Показано, что использование подсветки даже при малых полевых напряжениях (до 3 В) приводит к росту туннельного тока через окисел по сравнению с током в условиях темноты на три порядка. Построена модель влияния излучения на процесс туннелирования электронов через сверхтонкий изолирующий слой. Сначала в результате эффекта Франца–Келдыша происходит захват кванта излучения электроном и туннелирование данного носителя заряда через барьер на более высоком, по сравнению с темнотой, уровне. После попадания носителя заряда в полупроводник его энергии хватает для нескольких актов рождения пар электрон–дырка в ходе ударной ионизации кремния.

DOI: 10.31857/S0033849423090036, EDN: SBHPRG

ВВЕДЕНИЕ

Кремниевые пластины, покрытые сверхтонкими, менее 5 нм, изолирующими слоями SiO₂, – это основная часть современных и будущих устройств наномасштабного диапазона [1]. В структурах металл–окисел–полупроводник (МОП) прозрачность барьера такого изолятора уже при нулевом напряжении между полевым электродом и полупроводником ($V_g = 0$) настолько велика, что в отличие от толстых окислов эффекты туннелирования сквозь потенциальный рельеф в диэлектрике проявляются при измерениях вольт–амперной характеристики (ВАХ) сразу же после нарушения детального равновесия. В частности, известно [2, 3], что электроны, попавшие туннельным образом из затвора в кремний n–типа, оказываются в полупроводнике сильно разогретыми и их термализация приводит к росту темпа генерации электронно–дырочных пар за счет ударной ионизации.

Цель данной работы – изучить влияние освещения полупроводника на проводящие свойства сверхтонкого окисла. Оказывается, что воздействие света приводит к увеличению на порядки туннельного тока через SiO₂. Мы обсудим экспериментальные результаты наблюдения этого явления и физический механизм его проявления.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Опыты проводили на образцах из группы структур, служивших объектами исследований [4, 5], у которых реакция на полевое воздействие, типа повреждение, практически отсутствует, т.е. с увеличением продолжительности выдержки при полевых напряжениях разной полярности, вплоть до перехода в состояние мягкого пробоя, у объектов практически не изменяются ни проводимость через окисел, ни распределение встроенного заряда. Высокое качество SiO₂ у этих объектов подтверждено и низкими токами утечки через изолирующий слой за счет туннельной проводимости. Si–МОП–структуры имели полевые электроды Al–n⁺–Si:P (концентрация доноров в поликремнии $N_d^+ \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$, площадь полевого электрода $S = 1.6 \times 10^{-3} \text{ см}^2$), изолированные от (100) n–Si–подложек слоем полученного при высокотемпературном окислении SiO₂ с оптической толщиной 3.7 нм.

Эксперименты проводили при комнатной температуре на автоматизированной установке [6], они включали в себя измерения ВАХ и высокочастотных вольт–фарадных характеристик (ВФХ) объектов на частотах 1 МГц (C_1) и 0.5 МГц (C_2) с использованием прецизионного измерителя LCR Agilent E4980A. Были получены два типа

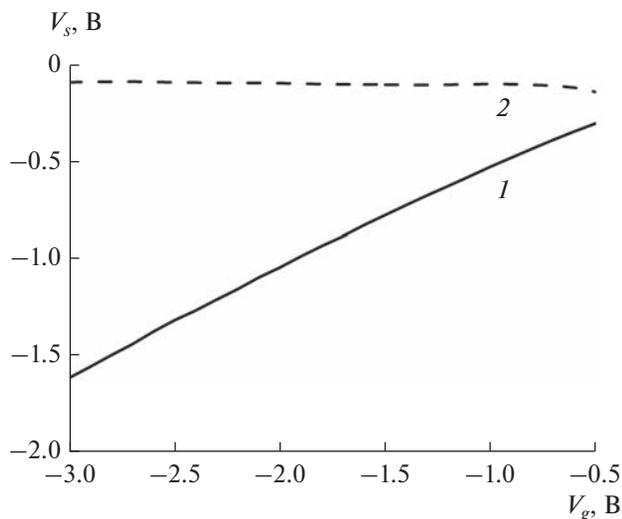


Рис. 1. Полевая зависимость обедняющего изгиба зон в кремнии: 1 – характеристика в темноте, 2 – характеристика при подсветке.

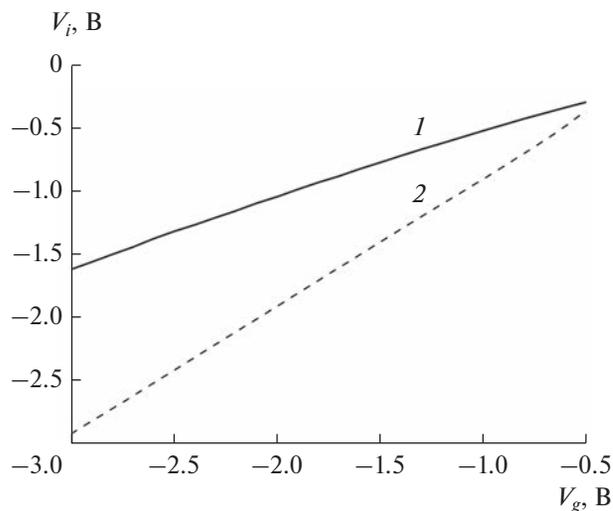


Рис. 2. Полевая зависимость падения напряжения на окисле: 1 – характеристика в темноте, 2 – характеристика при подсветке.

характеристик: темновые – при измерениях на образцах, находящихся под светонепроницаемым колпаком, и при подсветке – на образцы попадало дневное освещение (свет из окон в отсутствие прямого солнечного облучения). Опыты проводили в нестационарном специальном режиме [4], когда значения высокочастотных емкостей и тока при их фиксации отвечают практически одному и тому же состоянию образца. Схема опыта: для каждой точки измерений из положения полевого напряжения $V_g = 0$ на образец подавали заданное смещение V_g ; после окончания RC-процессов (менее 0.3 с) фиксировался ток через окисел I , а затем в течение 3 с емкости C_1 и C_2 . После этого поданное напряжение сбрасывали до нуля, и структуру выдерживали 6 с. Общая продолжительность измерений тока и емкостей при одном и том же значении напряжения на полевом электроде существенно меньше, чем характерное время переходного процесса, связанного с перезарядкой локализованных электронных состояний на границе раздела (ГР) Si–SiO₂, (более 15 с). Такая процедура позволяет при измерениях минимизировать длительность пребывания образца в предпробойных условиях. Данные ВФХ, соответствующие двум высоким частотам, дают возможность провести паспортизацию образца [6, 7] – определить концентрацию доноров у ГР Si–SiO₂, сопротивление полупроводниковой подложки и построить зависимости от полевого напряжения изгиба зон V_s в полупроводнике и падения внешнего напряжения на изолирующем слое V_i [8].

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ. МОДЕЛЬ ЯВЛЕНИЯ

Результаты обработки измеренных значений тока в функции от напряжения на окисле и связи этого напряжения, а также изгиба зон в полупроводнике с внешним смещением показаны на рис. 1–3. Диапазон представленных данных соответствует области обеднения полупроводника, где явление высокой светочувствительности сверхтонкого окисла выражено наиболее ярко.

Уже первые два рисунка указывают на существенную разницу состояний поверхности кремния при одинаковых полевых воздействиях в темноте и при подсветке. В условиях темноты внешнее поле V_g делится между полупроводником и окислом; при подсветке практически все V_g приложено к SiO₂, обеднение фактически не проявляется, максимальный изгиб зон не превышает $4T/q$, где T – температура в энергетических единицах, q – элементарный заряд. Основной полученный экспериментальный результат – это изменение ВАХ образца в результате подсветки (см. рис. 3). Туннельный ток при освещении превосходит темновой на три порядка, и это при одних и тех же падениях напряжения на окисле; т.е. если сравнивать ВАХ при одинаковом поле V_g , то разница токов при подсветке и в темноте еще более возрастет, поскольку в опыте под светозащитным колпаком V_g делится между кремнием и окислом.

Такая картина объясняется двумя обстоятельствами.

Во-первых, рассмотренным в [2, 3] рождением электронно-дырочных пар при ударной иониза-

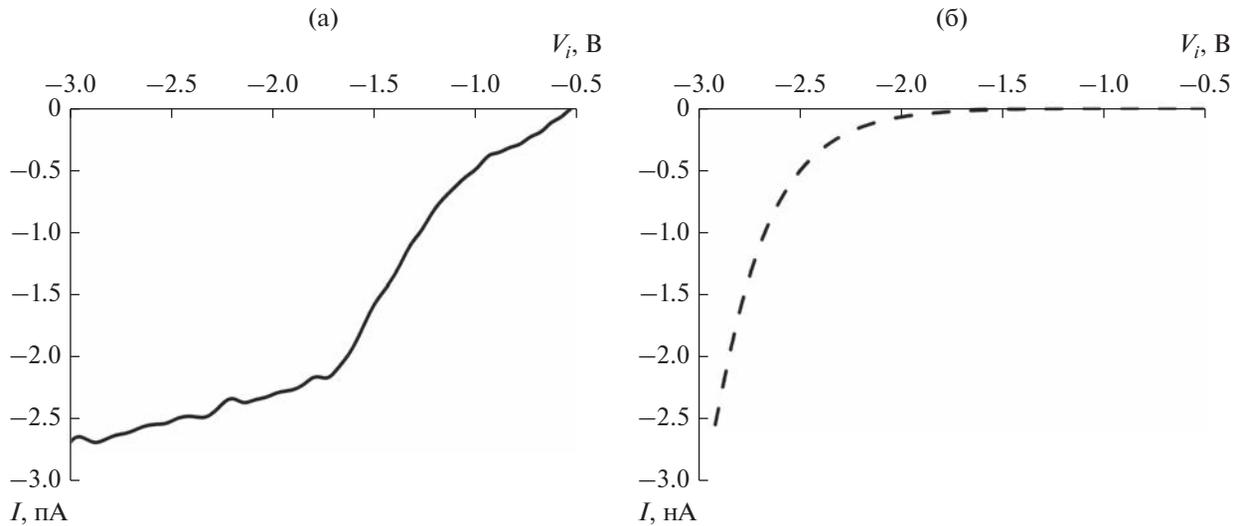


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики изолирующего промежутка Si-МОП-структуры: а – характеристика в темноте, б – характеристика при подсветке.

ции кремния носителями заряда, попавшими в полупроводник туннельным образом из полевого электрода, см. зонную схему структуры на рис. 4¹. Причем, поскольку энергии одного такого носителя заряда достаточно для участия в актах генерации нескольких пар², то имеет место эффект умножения: число рождающихся в единице объема пар электрон–дырка больше, чем плотность потока туннельных электронов. Из опыта следует (см. рис. 1, кривая 2), что темп генерации неосновных носителей заряда при подсветке настолько велик, что концентрации дырок, скапливающихся у ГР Si–SiO₂ достаточно, чтобы практически компенсировать заряд слоя обеднения и уменьшить его толщину до размера порядка длины экранирования Дебая. Отметим, что, когда скорость рождения дырок возрастет и достигнет некоторой пороговой величины, то в процессе переноса носителей заряда обоих типов вместо слоя обеднения у ГР Si–SiO₂ образуется область с локальной квазинейтральностью, в которой будет происходить рекомбинация дырок и электронов. Поскольку методика обработки высокочастотных ВФХ [8] основана на распределении основных носителей заряда по Больцману, то ее результаты становятся не применимы в условиях образования подобных неравновесных областей с локальной квазинейтральностью при больших V_g .

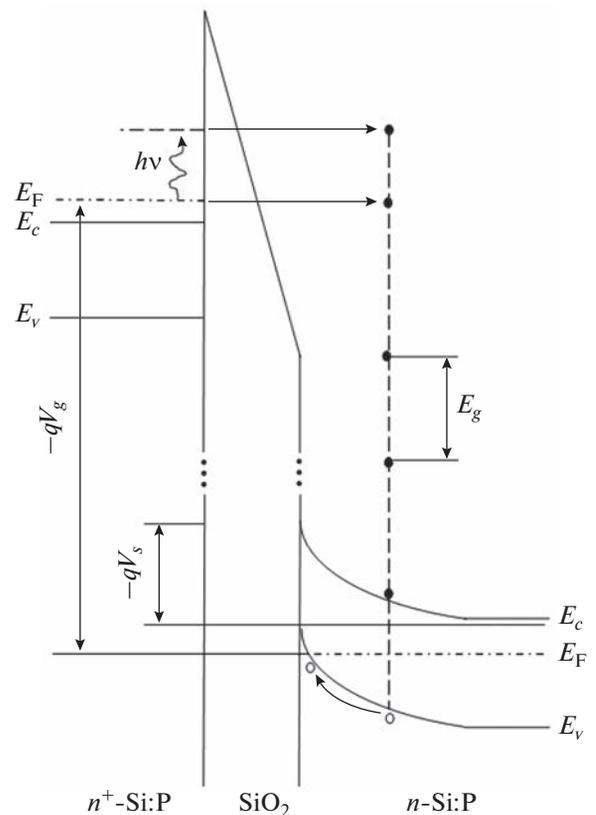


Рис. 4. Зонная схема Si-МОП-структуры со сверхтонким окислом в состоянии обеднения: E_c – дно зоны проводимости, E_v – потолок валентной зоны, E_g – ширина запрещенной зоны в кремнии, E_F – уровень Ферми, h – постоянная Планка, ν – частота падающей световой волны.

¹ Данный рисунок практически повторяет рис. 1 из работы [3], но с важным изменением, касающимся иллюстрации воздействия света на процесс тунnelирования.

² Энергия электрона, попавшего при тунnelировании из полевого электрода в кремний, существенно превышает необходимую для генерации одной пары ширины запрещенной зоны в Si.

Во-вторых, супернелинейная и гораздо более резкая по сравнению с темновой зависимость тока от поля в окисле при освещении (см. рис. 3) свидетельствует о прямом воздействии света на процесс туннелирования электронов через барьер, создаваемый изолирующим слоем Si МОП-структуры. Такое поведение естественно связать с эффектом Франца–Келдыша [9–11]. Поглощение кванта электромагнитного поля электроном в полевом электроде разрешено, так как волновые функции свободных носителей заряда здесь не плоские волны и существенно провисают в классически недоступную область под барьером. Перекрывание этих функций в подбарьерной области и определяет вероятность поглощения световой энергии и туннелирования электрона на более высоком уровне через пониженный барьер (рис. 4).

Отметим, что структуры со сверхтонкими туннельно проводящими изолирующими слоями – это удачные объекты для проявления эффекта Франца–Келдыша. В них высокие внутренние поля и наблюдение результатов воздействия света возможно при небольших внешних напряжениях практически сразу после нарушения детального равновесия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаруженная высокая чувствительность Si-МОП-структур со сверхтонким окислом к подсветке при использовании малых внешних напряжений ставит вопрос о возможности применения данных объектов в качестве датчиков электромагнитного излучения. Наличие или отсутствие конкурентных преимуществ таких структур по сравнению с имеющимися приборами фиксации электромагнитного поля в различных частотных диапазонах может выясниться только после детальных исследований результатов воздействия излучения. Необходимо получить спектральные данные о чувствительности Si-МОП-структур со сверхтонким окислом к облучению и порогах реакции этих объектов в разных частотных диапазонах. Отметим, что при теоретическом анализе в

ходе выполнения этих работ следует учитывать, что реальная форма потенциального барьера в сверхтонком изолирующем слое SiO_2 далека от прямоугольной [12, 13]. Поэтому непосредственное применение формул современной теории [11] к экспериментальным результатам изучения эффекта Франца–Келдыша в Si-МОП-структурах со сверхтонким окислом невозможно и потребуются модификация необходимых выражений.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН (№ 075-01110-23-01).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zwanenburg F.A., Dzurak A.S., Simmons M.Y. et al. // Rev. Mod. Phys. 2013. V. 85. № 3. P. 961.
2. Векслер М.И., Грехов И.В., Шулекин А.Ф. // ФТП. 2000. Т. 34. № 7. С. 803.
3. Ждан А.Г., Чучева Г.В., Гольдман Е.И. // ФТП. 2006. Т. 40. № 2. С. 195.
4. Гольдман Е.И., Левашов С.А., Чучева Г.В. // ФТП. 2019. Т. 53. № 4. С. 481.
5. Белорусов Д.А., Гольдман Е.И., Нарышкина В.Г., Чучева Г.В. // ФТП. 2021. Т. 55. № 1. С. 24.
6. Гольдман Е.И., Левашова А.И., Левашов С.А., Чучева Г.В. // ФТП. 2015. Т. 49. № 4. С. 483.
7. Гольдман Е.И., Левашов С.А., Нарышкина В.Г., Чучева Г.В. // ФТП. 2017. Т. 51. № 9. С. 1185.
8. Гольдман Е.И., Кухарская Н.Ф., Левашов С.А., Чучева Г.В. // ФТП. 2019. Т. 53. № 1. С. 46.
9. Franz W. // Z. Naturforschung. 1958. V. 13a. № 2. P. 484.
10. Келдыш Л.В. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. № 4. С. 994.
11. Жёлтиков А.М. // Успехи физ. наук. 2017. Т. 187. № 11. С. 1169.
12. Гольдман Е.И., Ждан А.Г., Кухарская Н.Ф., Черняев М.В. // ФТП. 2008. Т. 42. № 1. С. 94.
13. Гольдман Е.И., Чучева Г.В., Шушарин И.А. // ФТП. 2022. Т. 56. № 3. С. 328.

МАГНЕТРОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ПЛЕНОК ГЕКСАФЕРРИТА БАРИЯ ИЗ МИШЕНИ СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА

© 2023 г. В. А. Лузанов*

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино, Московской обл., 141190 Российская Федерация*

**E-mail: valery@luzanov.ru*

Поступила в редакцию 25.02.2023 г.

После доработки 25.02.2023 г.

Принята к публикации 23.03.2023 г.

Предложена методика получения пленок гексаферрита бария на сапфире с ориентацией (0001) методом высокочастотного магнетронного распыления стехиометрической мишени $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ с последующим отжигом. Проведенные рентгеноструктурный анализ и рамановская спектроскопия показали возможность кристаллизации ориентированных пленок без использования коррекции состава мишени.

DOI: 10.31857/S0033849423090176, EDN: RGKOWT

Соединения оксида железа с оксидами других металлов, называемые ферритами, образуют различные группы, объединяемые по структурному признаку: например, ферриты-гранаты, ортоферриты, ферриты шпинели и гексаферриты. Две последние группы, в частности, могут быть представлены ферритами бария. Первое упоминание об исследовании феррита бария относится еще к 1931 г. [1]. Открытие гексаферритов в 50-е годы дало толчок к активизации исследований этих соединений. Наиболее известным из них является гексаферрит бария. Как и все гексагональные ферриты, он является ферромагнетиком.

На сегодня повышенный коммерческий и технологический интерес к этому материалу обусловлен возможным использованием его в элементах устройств, работающих на гигагерцовых частотах. Это такие области, как мобильная и беспроводная связь, запись и хранение данных, поглотители электромагнитных волн. Развитие нанотехнологий диктует необходимость разработки воспроизводимых методов получения необходимых материалов в виде тонкопленочных элементов. Сообщалось о различных способах успешного получения пленок гексаферрита бария: импульсно-лазерное напыление [2], ионно-лучевое распыление [3], молекулярно-лучевая эпитаксия [4], жидкофазная эпитаксия [5] и др. В настоящее время для этого чаще других используются магнетронные методы напыления на постоянном и переменном токе [6, 7]. При этом первый вариант требует использования специальных низкоомных мишеней. Применение керамических мишеней из стехиометрической керамики в реактивных

процессах затруднено из-за возможной бомбардировки растущей пленки отрицательными ионами кислорода, и вследствие этого, обратного распыления атомов бария. Это приводит к отклонению результирующего состава пленки от стехиометрического. Для компенсации потерь в [6] авторы размещали на мишени обогащенные барием элементы.

В данной работе использовалось распыление мишени стехиометрического состава в атмосфере аргона на холодную подложку. Минимальное содержание кислорода в вакуумной камере в процессе распыления мишени позволяет избежать бомбардировки растущего слоя отрицательными ионами кислорода, а низкая температура подложки препятствует избирательному реиспарению осажденных атомов, что положительно влияет на перенос состава мишени на подложку. Давление в камере составляло 3×10^{-3} Торр, диаметр мишени 50 мм, расстояние до подложки 50 мм. При мощности разряда 100 Вт скорость осаждения составляла 0.25 мкм/ч.

Полученные пленки были исследованы методами рентгеновской дифрактометрии и рамановской спектроскопии комбинационного рассеяния. Рентгеноструктурный анализ проводили на автоматизированном дифрактометре ДРОН-3 с кварцевым монохроматором. Длина волны рентгеновской трубки составляла 0.15405 нм. Съемка рамановских спектров была использована раман-микроскоп EnSpectr M532 с длиной волны лазера 532 нм. Сразу после напыления на рентгеновской

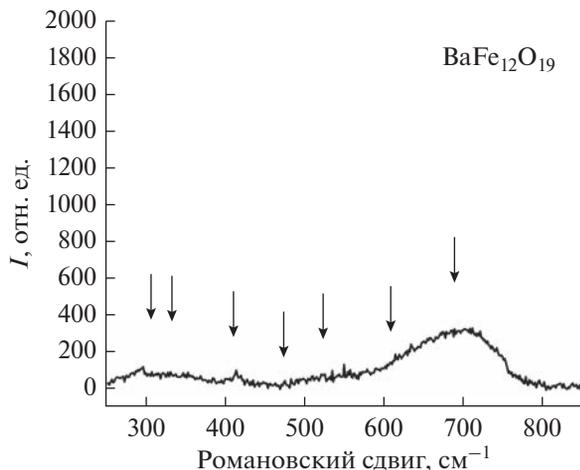


Рис. 1. Рамановский спектр от аморфной пленки гексаферрита бария.

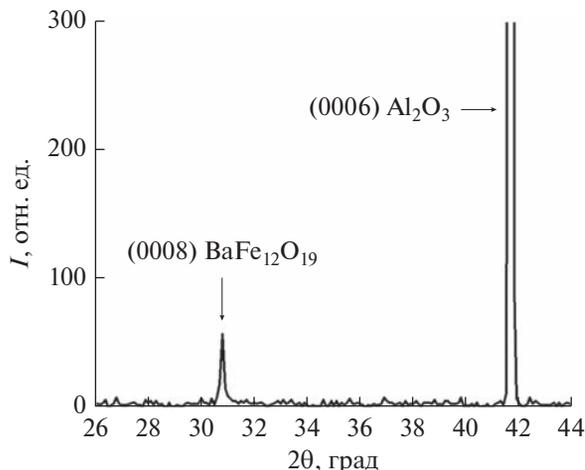


Рис. 2. Рентгеновский спектр от пленки гексаферрита бария после отжига на 800°C.

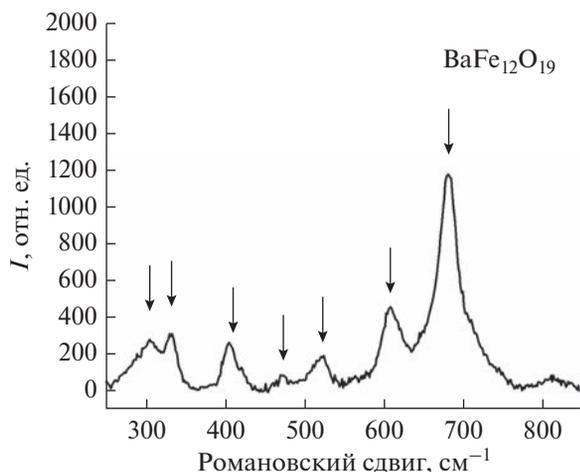


Рис. 3. Рамановский спектр от пленки гексаферрита бария после отжига на 800°C.

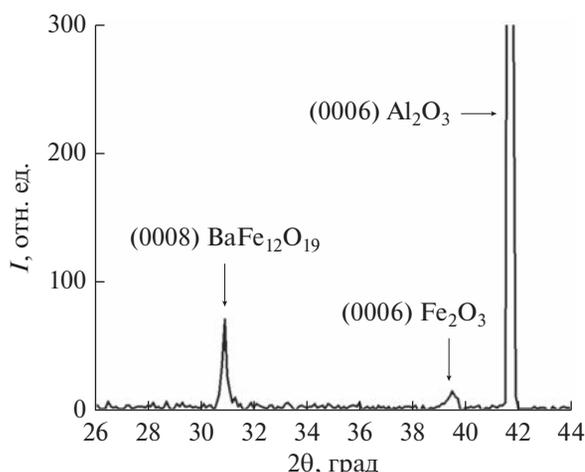


Рис. 4. Рентгеновский спектр от пленки гексаферрита бария после отжига на 900°C.

дифрактограмме выраженных пиков, кроме пика от подложки, не обнаружено.

Рамановский спектр приведен на рис. 1. Наблюдаются очень широкие пики, совпадающие по расположению с приведенными в [8] спектрами для $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. Все это свидетельствует о том, что в указанных условиях напыления происходит, во-первых, перенос распыляемого материала без искажения состава, во-вторых, образуется аморфная фаза. Для рекристаллизации осажденного слоя была проведена серия отжигов при различных температурах. До 700°C изменений в кристаллической структуре не наблюдалось. После отжига при температуре 800°C на дифрактограмме (рис. 2) появляется пик, соответствующий отражению (0008) $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. По ширине этого пика, используя метод Шеррера, был определен размер

областей когерентного рассеяния, который составил около 17 нм. Раман-спектр (рис. 3) показывает наличие узких линий, что подтверждает успешную рекристаллизацию гексаферрита бария. Посторонних фаз не обнаружилось. Однако после увеличения температуры отжига до 900°C на рентгенограмме от полученной пленки наблюдалось появление пика, который можно интерпретировать как отражение от плоскости (0001) Fe_2O_3 . Это свидетельствует о том, что в данном случае происходит разложение гексаферрита с выделением гематита (Fe_2O_3) в отдельную фазу. Так что можно сказать, что оптимальной температурой отжига является 800°C.

Таким образом, определены оптимальные условия получения пленок гексаферрита бария путем магнетронного распыления мишени сте-

хиометрического состава в чистом аргоне без нагрева подложки с последующим отжигом в атмосфере при 800°C. Показано, что в этом случае нет необходимости в коррекции состава мишени. А последующий отжиг позволяет провести рекристаллизацию полученной аморфной пленки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Guillissen J., Van Rysselberghe, Pierre J.* // J. Electrochem. Soc. 1931. V. 59. № 1. P. 95.
2. *Cai Z., Chen Z., Goodrich T.L. et al.* // J. Cryst. Growth. 2007. V. 307. P. 321.
3. *Kostishin V.G., Mironovich A.Yu., Shakirzyanov R.I. et al.* // J. Magn. Magn. Mat. 2021. V. 527. P. 167786.
4. *Ohodnicki P.R., Goh K.Y., McHenry M.E. et al.* // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. № 7. P. 07E514.
5. *Yoon S.D., Vittoria C.* // J. Appl. Phys. 2004. V. 96. P. 2131.
6. *Xiaozhi Zh., Zhenxing Y., Siqin M., Lixin Y.* // J. Appl. Phys. 2014. V. 116. P. 243909.
7. *Abuzir A.R., Salman S.A.* // Results Phys. 2018. V. 8. P. 587.
8. *Kreisel J., Pignard S., Vincent H., Sénateur J.P.* // J. Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. № 9. P. 1194.

МЕТАЛЛ–ПОЛУПРОВОДНИК–МЕТАЛЛ-ДЕТЕКТОРЫ ZnS/GaP ДЛЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ И ВИДИМОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА С ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ

© 2023 г. С. В. Аверин^а, *, В. А. Житов^а, Л. Ю. Захаров^а, В. М. Котов^а, М. П. Темиряева^а

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: sva278@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 04.05.2023 г.

После доработки 04.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Высококачественные эпитаксиальные слои ZnS выращены на полупроводниковых подложках GaP методом МOCVD. Изготовлены и исследованы фотодетекторы видимой и УФ-части спектра на основе встречно-штыревых Шоттки барьерных контактов металл–полупроводник–металл (МПМ) к полупроводниковой структуре ZnS/GaP. Детекторы демонстрируют низкие величины темновых токов. Установлена зависимость характеристик спектрального отклика детекторов от напряжения смещения. Найдено, что длинноволновая граница отклика ZnS/GaP МПМ-детекторов может сдвигаться с 355 до 450 нм при изменении напряжения смещения с 10 до 30 В. На длине волны максимальной фоточувствительности 450 нм ампер-ваттная чувствительность детектора составила 0.3 А/Вт при напряжении смещения 60 В, а квантовая эффективность 82%.

DOI: 10.31857/S0033849423090024, EDN: SDNVRT

ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые фотодетекторы УФ- и видимой части спектра перспективны для использования во многих промышленных, научных и военных применениях (космос, медицина, биология, исследования окружающей среды, системы оповещения старта ракет, датчики очагов возгорания и т.д.) [1]. До недавнего времени для детектирования светового излучения в указанной области спектра использовались исключительно фотодетекторы на основе полупроводниковых материалов Si и GaAs [2, 3]. Недостатком таких фотодетекторов является существенная деградация параметров (“старение”) при воздействии излучения с энергией фотона, намного превышающей ширину запрещенной зоны Si и GaAs [2]. Еще одним недостатком устройств на Si и GaAs является то, что их наибольшая чувствительность находится в более длинноволновой ИК-области и заметно снижается в области видимого света и УФ [2–4].

Широкозонные полупроводники имеют ряд преимуществ при создании на их основе фотодетекторов, поскольку позволяют реализовать низкие темновые токи и высокую чувствительность. Кроме того, прочность химических связей широ-

козонных полупроводниковых материалов приводит к их повышенной радиационной стойкости, что обеспечивает надежность приемного устройства в условиях освещения фотонами высоких энергий [2]. По этим причинам разработка и создание фотодетекторов на основе широкозонных полупроводниковых материалов является актуальной задачей современной оптоэлектроники, а в качестве активных слоев фотодетекторов УФ- и видимой части спектра в настоящее время интенсивно используются GaN, ZnO, ZnSe и их твердые растворы [2, 3]. В работах [5, 6] были исследованы детекторы с барьером Шоттки УФ-излучения вертикальной геометрии на основе широкозонного ZnSe, выращенного на GaAs-подложках. Рассогласование решеток ZnSe и GaAs приводило к большому количеству дефектов в эпитаксиальном слое ZnS, что обуславливало большие темновые токи, снижало чувствительность и эффективность таких детекторов. Другой проблемой детекторов с барьером Шоттки является создание достаточно совершенных омических контактов к широкозонным полупроводниковым материалам. В работе [7] изготовлены и исследованы *p-i-n*-фотодиоды на основе ZnSe и ZnMgBeSe с токовой чувствительностью 0.17 А/Вт. Однако сложность структуры диода приводила к

проблемам интеграции детектора со схемами усиления и обработки принимаемого сигнала, а наличие p -слоя – к большим рекомбинационным потерям и существенному снижению чувствительности детектора, что особенно заметно в видимой и УФ-части спектра. В работе [8] представлены результаты исследований детекторов металл–полупроводник–металл (МПП) на основе гетероструктуры ZnSTeSe/ZnSe. Здесь реализован достаточно эффективный широкополосный отклик детектора в спектральном диапазоне 305...900 нм с максимумом fotocувствительности на длине волны ~ 800 нм, обусловленным присутствием GaAs-подложки.

Недавно авторы работы [9] опубликовали результаты исследований фотодетекторов на основе полимерных перовскитовых слоев. Получен отклик детектора с возможностью подстройки максимальной чувствительности в диапазоне 680...710 нм за счет выбора полимерных материалов с разными спектрами поглощения. Наконец, совсем недавно были изготовлены и исследованы эпитаксиальные GaN МПП-детекторы со встречно-штыревой системой контактных площадок. Детекторы изготовлены на сапфировых подложках и имеют максимальную чувствительность к излучению с длиной волны 350...360 нм [10]. Было обнаружено, что быстрый термический отжиг структур со сформированными МПП-детекторами позволяет уменьшить темновой ток в 30 раз. Однако даже в этом случае темновой ток составлял 10 мА при напряжении смещения 2.5 В.

Цель данной работы – исследовать возможность управления шириной спектрального отклика и длинноволновой границей фотодетектора УФ- и видимой части спектра путем изменения напряжения смещения. Детектор реализован в виде встречно-штыревых Шоттки барьерных контактов МПП к эпитаксиальной структуре ZnS/GaP и обеспечивает высокую ампер-ваттную чувствительность и низкий темновой ток. Длинноволновая граница отклика МПП-детектора может сдвигаться с 355 до 450 нм при изменении напряжения смещения с 10 до 30 В.

1. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ цитируемых работ [5–10] показывает, что наиболее перспективным детектором УФ-излучения и видимой части спектра является фотодетектор на основе двух выпрямляющих, последовательно включенных Шоттки барьерных контактов в системе МПП [11]. Такой детектор позволяет использовать полупроводниковый материал только одного типа проводимости, а его планарная геометрия обеспечивает легкую интеграцию со схемами усиления и обработки принимаемых информационных сигналов. Поскольку коротковол-

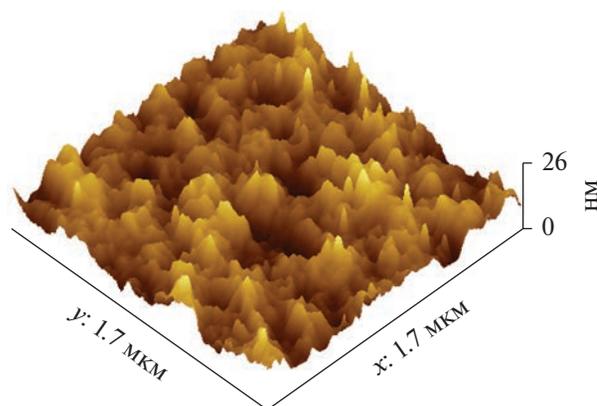


Рис. 1. Микрофотография фрагмента поверхности гетероструктуры ZnS/GaP; толщина эпитаксиального слоя ZnS равна 255 нм; среднеквадратичная высота неровностей составляет 6.3 нм.

новое излучение поглощается в области высокого электрического поля барьера Шоттки МПП-диода, это существенно повышает быстродействие и эффективность фотодетектора и обеспечивает потенциально большую широкополосность оптической информационной системы. Следует также отметить, что при равной емкости площадь активной области МПП-диода приблизительно в четыре раза больше площади p - i - n -диода. Это заметно облегчает фокусирование принимаемого оптического излучения на светочувствительную область детектора [12].

Полупроводниковые структуры ZnS/GaP были выращены методом MOCVD на полуизолирующих подложках GaP, легированных Сг до 10^{15} см $^{-3}$ ($\rho = 10^6$ Ом см), с 10-градусным отклонением базовой плоскости (100) по направлению к плоскости (111)А. Технология структур подробно описана в работе [13]. Качество поверхности выращенной гетероструктуры оценивалось на атомно-силовом микроскопе Smart SPM (АИСТ-НТ).

На рис. 1 представлена микрофотография поверхности полупроводниковой структуры ZnS/GaP с толщиной эпитаксиального слоя ZnS 255 нм. Среднеквадратичная высота неровностей на площади 1.7×1.7 мкм 2 составляет 6.3 нм. Толщина выращенного эпитаксиального слоя вычислялась по спектрам отражения.

На рис. 2 представлены экспериментальный и расчетный спектры сигнала отражения от полупроводниковой структуры ZnS/GaP. Расчетная кривая отражения дана с учетом интерференционных эффектов в тонких слоях структурах. Для моделирования сигнала отражения был использован матричный метод расчета многослойных структур [14]. Дисперсия показателя преломления GaP взята из работы [15], а для ZnS получена из данных эллипсометрии. Расчетная и экспери-

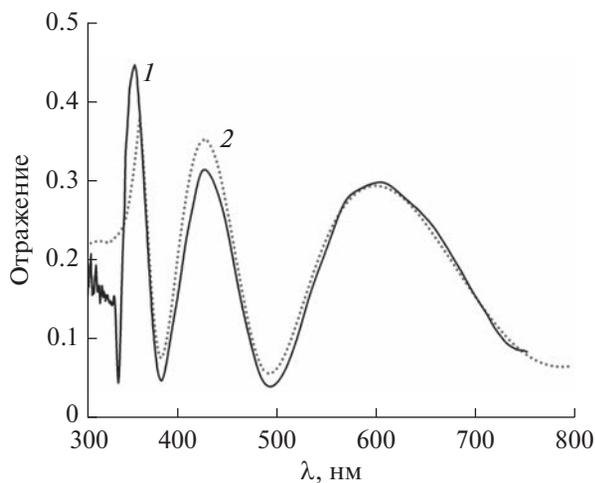


Рис. 2. Экспериментальный (1) и расчетный (2) спектры сигнала отражения от полупроводниковой структуры ZnS/GaP.

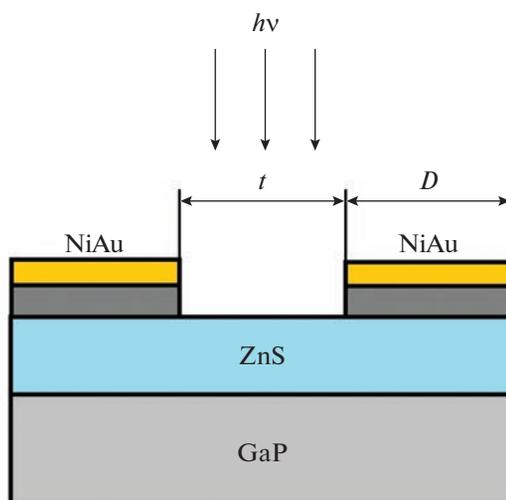


Рис. 3. Структура полупроводниковых слоев МПМ-диода и его встречно-штыревые контакты.

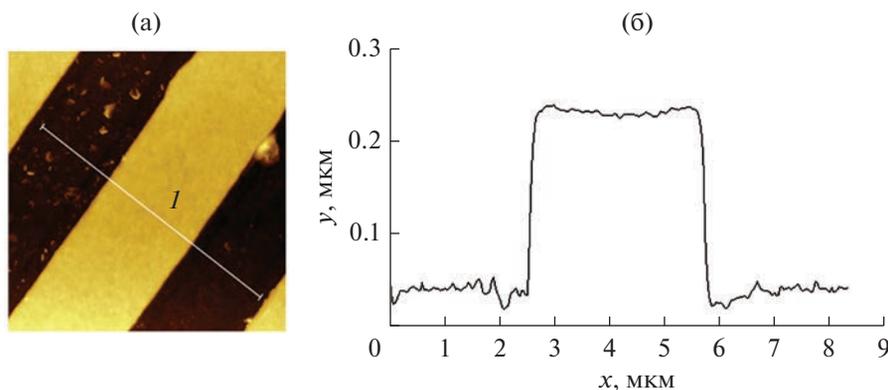


Рис. 4. Микрофотография поверхности (а) и профиль поверхности диодной МПМ-структуры вдоль условной линии 1 (б); ширина контактов и расстояние между ними 3 мкм.

ментальная кривые находятся в хорошем соответствии для толщины пленки ZnS 255 нм. Особенность в спектре отражения на длине волны 340 нм соответствует ширине запрещенной зоны ZnS ($E_g = 3.66$ эВ).

На выращенных гетероструктурах изготовлены МПМ-диоды (рис. 3). На поверхность ZnS осаждались пленки Au/Ni с общей толщиной 210 нм и методами фотолитографии были сформированы встречно-штыревые контакты диодов. Согласно измерениям шероховатость поверхности встречно-штыревых контактов МПМ-диодов была равна 3.4 нм. Были изготовлены два типа МПМ-детекторов: Д1 – с шириной контактов D и зазором t между ними 3 мкм и Д2 – с шириной контактов и зазором между ними 10 мкм. При этом активная площадь детектора Д1 составила 100×100 мкм², а детектора Д2 – 500×500 мкм².

Моделирование в рамках одномерной модели [16] показывает, что при такой геометрии встречно-штыревой системы контактов может быть обеспечено время отклика детекторов Д1 и Д2 соответственно 30 и 200 пс. На рис. 4 представлена микрофотография поверхности гетероструктуры ZnS/GaP с встречно-штыревыми Шоттки барьерными контактами МПМ-диода Д1 и профиль поверхности диодной структуры вдоль условной линии 1. Ширина контактов и расстояние между ними 3 мкм.

Измерение вольт-амперных характеристик изготовленных фотодиодных структур показало возможность работы МПМ-диодов при больших напряжениях смещения с малыми токовыми токами (рис. 5). Детекторы позволяют использовать высокие рабочие напряжения: образцы фотодиодных структур Д1, как правило, выдерживали без пробоя напряжение 80 В, а детекторы Д2 – 100 В.

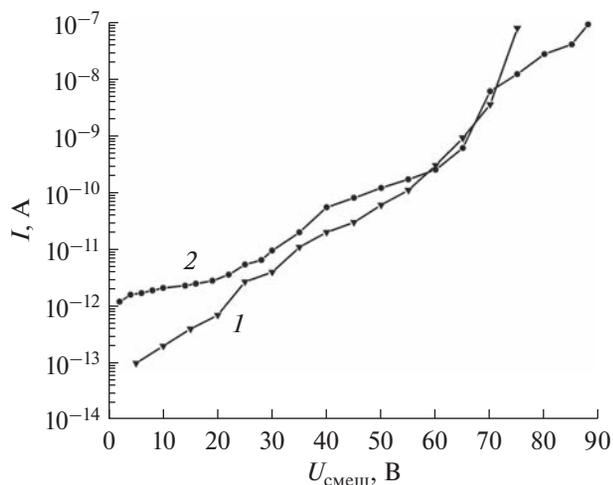


Рис. 5. Темновой ток МПМ-диодов Д1 (1) и Д2 (2).

Увеличение напряжения смещения увеличивает динамический диапазон детектора, поскольку позволяет исключить эффекты экранирования внутреннего поля диода при больших уровнях сигнала оптического возбуждения детектора [17]. Измерение длительности сигнала импульсного отклика фотодетекторов не было проведено из-за отсутствия пикосекундного лазера. Темновой ток детектора Д1 при напряжении смещения 40 В составляет 2×10^{-11} А, что на порядок величины меньше темнового тока МПМ-диода на основе низко-размерной гетероструктуры ZnCdS/ZnMgS/GaP [18]. Несмотря на увеличенный межконтактный зазор, темновой ток детектора Д2 несколько больше, чем у детектора Д1, что связано с существенно большей активной площадью детектора Д2 [19]. Темновой ток детектора в значительной степени определяет чувствительность фотоприемного [20, 21]. Низкие величины темновых токов исследуемых диодов подтверждают высокое качество выращенных эпитаксиальных слоев.

Интересно сравнить полученные значения темновых токов наших детекторов и результаты других исследовательских групп. Так, МПМ-детектор на омических контактах к пленке ZnO с максимумом фоточувствительности на длине волны 360 нм имел темновой ток 250 нА при смещении 3 В [22]. Темновой ток МПМ-детектора с Шоттки барьерными контактами к ZnO с максимумом фоточувствительности на длине волны 390 нм составлял 5×10^{-7} А [23]. Наконец, ZnSTeSe МПМ-фотодетектор ($t = D = 2$ мкм), демонстрировал темновой ток 5×10^{-10} А при смещении 40 В [24]. Как видим, темновые токи, реализованные на МПМ-диодах Д1 и Д2, существенно ниже темновых токов, полученных на МПМ-детекторах, работающих в тех же диапазонах длин волн, но изготовленных на других полупроводниковых материалах.

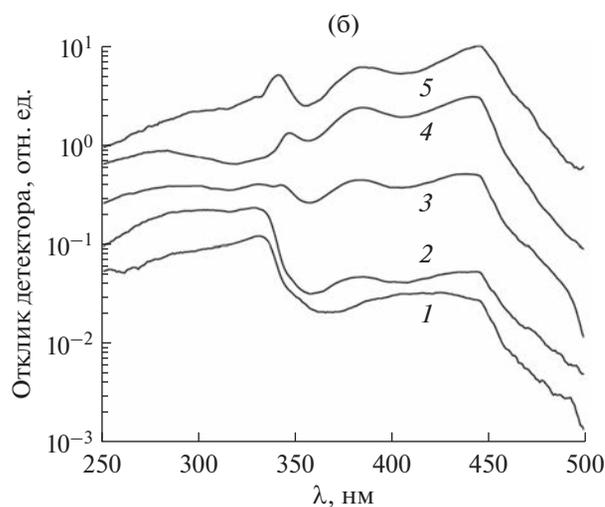
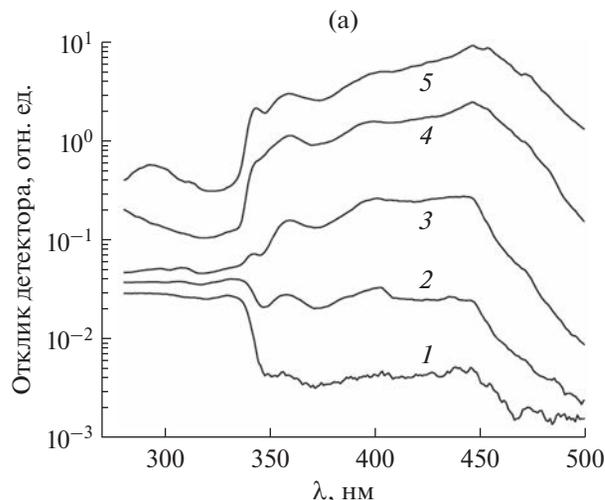


Рис. 6. Зависимость спектральной фоточувствительности МПМ-детектора Д1 (а) и Д2 (б) от напряжения смещения: а) $U_{смещ} = 10$ (1), 20 (2), 30 (3), 50 (4) и 60 В (5); б) $U_{смещ} = 5$ (1), 10 (2), 15 (3), 30 (4) и 40 В (5).

Измерение спектральной зависимости фоточувствительности МПМ-детекторов было выполнено с использованием галогеновой лампы в качестве источника излучения, монохроматора, модулятора и селективного вольтметра PAR 124 А с применением режима синхронного детектирования электрического сигнала отклика с МПМ-фотодиода. Ампер-ваттная чувствительность определялась как отношение фототока детектора к мощности оптического излучения, падающего на МПМ-диод. Мощность излучения измеряли откалиброванным кремниевым фотодиодом.

На рис. 6а представлен спектр сигнала фотоотклика детектора Д1 при различных напряжениях смещения. При небольших смещениях электрическое поле диода Д1 с межконтактным зазором 3 мкм проникает лишь на небольшую глубину и

отклик детектора обеспечивается фотогенерацией и сбором на контактах носителей заряда исключительно верхнего слоя ZnS. Резкий спад фоточувствительности при смещении 10 В на длине волны 340 нм достаточно хорошо совпадает с шириной запрещенной зоны этого полупроводникового материала. Постепенный сдвиг максимальной фоточувствительности в сторону более длинных волн оптического излучения объясняется усиливающимся влиянием ниже лежащего GaP-слоя при увеличении напряжения смещения. Как результат, при напряжениях смещения, превышающих 30 В, происходит существенное увеличение широкополосности детектора и сдвиг его максимальной чувствительности на длину волны 450 нм с последующим резким спадом. При этом положение “красной” (длинноволновой) границы отклика исследуемого МПМ-диода хорошо согласуется с пороговой энергией прямых оптических переходов в GaP. В этом случае детектор захватывает всю фиолетовую часть видимого спектра и его спектральная чувствительность близка области максимального эффекта пигментационного излучения Солнца (360...450 нм) [3]. Таким образом, исследуемый фотодетектор обеспечивает эффективное двухцветное детектирование излучения в УФ- и видимой части спектра и при низких напряжениях смещения может служить детектором, не чувствительным к видимому свету, а при смещении 40...60 В может быть эффективным датчиком загара. При напряжении смещения 10 В ампер-ваттная чувствительность детектора Д1 на длине волны 330 нм составляет 0.1 А/Вт, а внешняя квантовая эффективность $EQE = 37\%$. Если учесть, что в МПМ-детекторе при $t = D$, как минимум, 50% света отражается от встречно-штыревых контактов, а ~10% от поверхности полупроводника в межконтактной области МПМ-диода, то внешняя квантовая эффективность детектора Д1 близка к теоретически возможной. Для сравнения ампер-ваттная чувствительность AlGaIn $p-i-n$ -фотодиода на этой длине волны была равна 0.06 А/Вт [25]. Токовая чувствительность МПМ-детектора Д1 на длине волны 450 нм при напряжении смещения 60 В согласно измерениям была равна 0.3 А/Вт, а $EQE = 82\%$. С учетом затенения активной области детектора встречно-штыревыми контактами МПМ-диода внутренняя квантовая эффективность детектора в этом случае превышает 100%, и это указывает на внутреннее усиление фототока в такой диодной структуре при повышенном напряжении смещения. Мы полагаем, что наблюдаемое фотоусиление обусловлено захватом неосновных носителей заряда (дырок) на центрах захвата гетероперехода ZnS/GaP. Существование центров захвата на границе раздела двух полупроводников хорошо известно [26, 27]. Также известно, что захват носителей заряда увеличивается с приложен-

ным смещением [27]. Захват дырок на гетероинтерфейсе ZnS/GaP уменьшает эффективную высоту барьера Шоттки при освещении обратно смещенного перехода МПМ-диода, что увеличивает внутреннее усиление фототока детектора и его квантовую эффективность. Это и наблюдается в нашем эксперименте при увеличении напряжения смещения до 60 В.

Спектральный отклик детектора Д2 (рис. 6б), по существу, не отличается от отклика детектора Д1, но расширение спектрального отклика детектора в этом случае происходит при меньших напряжениях смещения. Это связано с тем, что в структурах с большим межконтактным зазором поле внешнего смещения активно проникает вглубь МПМ-диода, и поэтому в нашем случае уже при смещении 15 В достаточно для эффективного сбора носителей заряда, фотогенерированных как в верхнем слое ZnS полупроводниковой структуры диода Д2, так и в слое GaP.

Сравним полученные нами ампер-ваттные чувствительности, с результатами других исследовательских групп. Шоттки барьерные фотодиоды на основе ZnS и ZnSSe демонстрировали токовые чувствительности, равные 0.08 и 0.09 А/Вт на длинах волн 335 и 370 нм соответственно [28]. Фотодетектор на основе $Zn_{0.84}Mg_{0.16}S$ на длине волны 325 нм имел ампер-ваттную чувствительность 0.1 А/Вт [29]. Токовая чувствительность ZnSe МПМ-детектора оптического излучения на длине волны 448 нм составила 0.128 А/Вт, а его квантовая эффективность была равна 36% [30]. Ампер-ваттная чувствительность МПМ-фотодетектора на основе ZnSTeSe ($t = D = 2$ мкм) была равна 0.4 А/Вт в диапазоне длин волн 350...475 нм [24]. Таким образом, темновые токи и токовые чувствительности наших детекторов находятся в достаточно хорошем соответствии с результатами, полученными другими авторами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

Изготовлены и исследованы МПМ-детекторы видимого и ультрафиолетового излучения на основе гетероструктуры ZnS/GaP.

МПМ-диоды демонстрируют низкие значения темновых токов и сильную зависимость спектрального отклика от напряжения смещения. Темновой ток ZnS/GaP МПМ-фотодиодных структур составляет 2×10^{-11} А при напряжении смещения 40 В, что более чем на порядок величины меньше, чем у AlGaIn МПМ-диодов.

Изменяя напряжение смещения, можно менять полосу спектральной фоточувствительности МПМ-детектора. При низких напряжениях смещения ZnS/GaP МПМ-диод является детектором,

не чувствительным к видимому свету. Увеличение напряжения смещения приводит к существенному увеличению широкополосности детектора и сдвигу его максимальной чувствительности на длину волны 450 нм с последующим резким спадом сигнала фотоотклика. В этом случае спектральная чувствительность фотодетектора захватывает область излучения Солнца с максимальным пигментационным эффектом и детектор может служить эффективным датчиком загара.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ РАН (тема 075-01110-23-01).

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим П.И. Кузнецова за предоставленные образцы полупроводниковых структур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lin C., Lu Y., Tian Y. et al.* // Opt. Express. 2019. V. 27. № 21. P. 29962.
2. *Monroy E., Omnes F., Calle F.* // Semicond. Sci. Technol. 2003. V. 18. № 4. P. R33.
3. *Бланк Т.Б., Гольдберг Ю.А.* // Физика и техника полупроводников. 2003. Т. 37. № 9. С. 1025.
4. *Qin Z., Song D., Xu Zh. et al.* // Organic Electron. 2020. V. 76. Article No. 105417.
5. *Vigue F., Tournie E., Faurie J.-P.* // Electron. Lett. 2000. V. 36. № 4. P. 352.
6. *Monroy E., Vigue F., Calle F. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. № 17. P. 2761.
7. *Vigue F., Tournie E., Faurie J.-P.* // IEEE J. Quant. Electron. 2001. V. 37. № 9. P. 1146.
8. *Chen W.-R., Meen T.-H., Cheng Y.-Ch.* // IEEE Electron Device Lett. 2006. V. 27. № 25. P. 347.
9. *Qin Z., Song D., Xu Zh. et al.* // Organic Electron. 2020. V. 76. P. 105417.
10. *Синицкая О.А., Шубина К.Ю., Мохов Д.В. и др.* // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2022. Т. 15. № 3.3. С. 157.
11. *Soole J.B.D., Schumacher H.* // IEEE J. Quantum Electron. 1991. V. 27. № 3. P. 737.
12. *Аверин С.В., Гуляев Ю.В., Дмитриев М.Д. и др.* // Квантов. электроника. 1996. Т. 23. № 3. С. 284.
13. *Аверин С.В., Кузнецов П.И., Житов В.А. и др.* // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49. № 11. С. 1441.
14. *Аззам Р., Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. С. 379.
15. *Aspnes D.E., Studna A.A.* // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. № 2. P. 985.
16. *Averine S.V., Chan Y.C., Lam Y.L.* // Solid State Electron. 2001. V. 45. № 3. P. 441.
17. *Аверин С.В., Кузнецов П.И., Алкеев Н.В.* // Журн. технич. физики. 2009. Т. 79. № 10. С. 89.
18. *Averin S.V., Kuznetsov P.I., Zhitov V.A. et al.* // Solid State Electron. 2015. V. 114. P. 135.
19. *Averin S.V., Sachot R.* // Solid State Electron. 2000. V. 44. № 9. P. 1627.
20. *Lee I.-H.* // Phys. Status Solidi A. 2002. V. 192. № 1. P. R4.
21. *Kim D.-W., Chea K.-S., Park Y.-J. et al.* // Phys. Status Solidi. 2004. V. A201. P. 2686.
22. *Liu K.W., Ma J.G., Zhang J.Y. et al.* // Solid State Electron. 2007. V. 51. № 5. P. 757.
23. *Janow N.N., Yam F.K., Thahab S.M. et al.* // Current Appl. Phys. 2010. V. 10. P. 1452.
24. *Chang S.J., Su Y.K., Chen W.R. et al.* // IEEE Photonics Technol. Lett. 2002. V.14. № 2. P. 188.
25. *Yan Z., Jinglan S., Nili W. et al.* // J. Semiconductors. 2010. V. 31. № 12. P. 124015.
26. *Zhang Z., Wenckstern H., Schmidt M., Grundmann M.* // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. № 8. P. 083502.
27. *Rhoderick E.H., Williams R.H.* Metal-Semiconductor Contacts: Oxford: Univ. Press, 1988.
28. *So I.K., Ma H., Zhang Z.Q., Wong G.K.L.* // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. № 9. P. 1098.
29. *Sou I.K., Wu M.C.W., Sun T. et al.* // J. Electronic Mater. 2001. V. 30. № 6. P. 673.
30. *Lin T.K., Chang S.J., Su Y.K. et al.* // Mater. Sci. Engineering B. 2005. V. 119. № 2. P. 202.

МЕТОД КОРРЕЛЯЦИОННОГО ПРИЕМА РАДИОСВЕТА С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ И ЕГО РЕАЛИЗАЦИЯ

© 2023 г. М. М. Петросян^а, А. И. Рыжов^а, *

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

**E-mail: mef.box@gmail.com*

Поступила в редакцию 13.05.2023 г.

После доработки 13.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Рассмотрен метод приема сверхширокополосного шумоподобного микроволнового излучения — радиосвета, на основе корреляционного приема сигналов, поступающих от разнесенных в пространстве приемных антенн, с целью дальнейшего эффективного формирования изображений освещенной радиосветом среды. Разработана математическая модель для исследования формируемого отклика системы приема и оценки влияния времени накопления сигнала на ее динамический диапазон. Получены одномерные отклики корреляционной приемной системы на точечные источники излучения, в качестве которых были использованы источники радиосвета. Разработан экспериментальный макет корреляционного приемника радиосвета и проведены физические эксперименты с ним, подтверждающие результаты, полученные при моделировании, а также в целом работоспособность предложенного подхода.

DOI: 10.31857/S003384942309022X, EDN: RHKLCB

ВВЕДЕНИЕ

На основе подобия шумового электромагнитного излучения радиодиапазона и света видимого диапазона в работах [1, 2] была предложена концепция “радиосвета”. Основная идея этой концепции состоит в возможности использовать источники сверхширокополосного (СШП) микроволнового шумового излучения аналогично источникам видимого света для освещения локальной области и предметов, находящихся в ней, на основе чего далее может быть получена информации о них.

Ранее в работах, посвященных радиосвету, были исследованы и решены вопросы, касающиеся генерации радиосвета [1, 2], а также создания чувствительных к радиосвету приемных элементов [3, 4]. Показана возможность обнаружения движущихся объектов в радиоосвещенной среде и проведены измерения расстояния от источников радиосвета до точки приема сигнала [4]. В работах [5, 6] исследованы вопросы освещения пространства множеством источников радиосвета в закрытых помещениях с целью получения их изображения в радиосвете, а также объектов, находящихся в них. Кроме того, было показано, что на основе чувствительного к радиосвету элемента и антенной системы с узкой диаграммой направленности можно получать изображения интересующей области среды и обнаруживать компактные

объекты, находящиеся в ней, в том числе за непрозрачными для видимого света препятствиями [5, 6].

Использование электромагнитного излучения сантиметрового диапазона для получения изображений является предметом активного изучения. Этому способствуют следующие факторы: возможность такого излучения проникать через препятствия типа стен, относительно высокая разрешающая способность, позволяющая обнаруживать небольшие объекты, а также развитие вычислительных машин и алгоритмов обработки в целом.

Анализ актуальных работ, посвященных этой тематике, показал, что для получения изображений при помощи электромагнитного излучения сантиметрового диапазона применяются многоэлементные приемные системы типа антенных решеток [7–12] или системы с механическим сканированием узконаправленными антеннами [13–15]. Отличительной особенностью этих методов заключается том, что в них передатчики и приемники сигнала связаны прямым или косвенным способом.

При работе с радиосветом подчеркивается аналогия между шумовым электромагнитным излучением и видимым светом, что можно также использовать при создании системы наблюдения

на основе радиосвета. Как и в случае с видимым светом, здесь в локальной области пространства можно использовать более одного источника излучения без наблюдения интерференционных эффектов. Кроме того, важным фактом является возможность работы устройства наблюдения в пассивном режиме, что способствует организации множественного доступа, где элементы системы не создают помехи друг другу в процессе работы [5].

Ранее в работах, посвященных исследованию радиосвета, решались принципиальные вопросы генерации, приема, использования радиосвета и получения изображений с его помощью. В них изображения получали путем механического сканирования антенны с параболическим зеркалом или антенной решеткой на базе сверхвысокочастотной (СВЧ) линзы с небольшим числом лучей, угол направления которых закладывался при проектировании антенной решетки. Такие способы формирования изображений ограничивают потенциальные области применения радиосвета, и для их расширения необходимо иметь возможность формирования множества лучей одновременно с высокой разрешающей способностью. Основой для приемной системы, обладающей такими характеристиками, могут послужить радиоастрономические методы, в которых относительно небольшим количеством приемных антенн формируются изображения космоса с высокой разрешающей способностью [16].

Цель же данной работы – предложить подобное решение для получения изображений в радиосвете без использования механического сканирования или антенных решеток. Для достижения этой цели решается задача получения одномерных откликов приемной системы, основывающейся на корреляционной обработке сигналов, получаемых от двух слабонаправленных антенн, на точечные источники излучения, в качестве которых используются источники радиосвета.

1. КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ ПРИЕМ РАДИОСВЕТА

Рассмотрим задачу получения изображения объекта в случае, когда объектом является источник радиосвета. Предлагаемый подход применения корреляционных методов обработки сигналов для построения изображения в радиосвете предполагает использовать не одну высоконаправленную антенну с большим коэффициентом усиления, а систему слабонаправленных антенн, разнесенных в пространстве. В простейшем случае такая система может содержать всего две антенны. Разрешающая способность при этом достигается за счет корреляционных свойств самого радиосвета. Решение задачи для построения одномерного

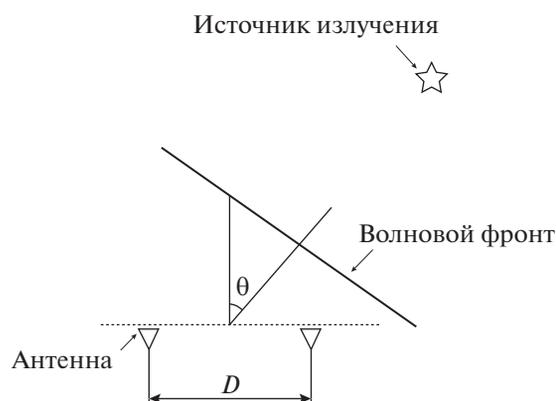


Рис. 1. Схема корреляционного приема сигнала для единственного источника излучения.

изображения рассмотрим на примере использования всего двух слабонаправленных антенн.

Сначала представим базовый случай (рис. 1). Пусть имеется одиночный источник радиосвета, который находится в дальней зоне относительно пары принимающих антенн, т.е. фронт падающей на антенны волны является плоским. Расстояние между антеннами равно D (далее будем также называть эту величину базой).

В зависимости от угла падения θ волнового фронта и расстояния между антенными элементами D будут возникать разные относительные задержки τ поступления волнового фронта на антенны. Максимальная задержка поступающего от лампы радиосвета сигнала в левой антенне относительно правой антенны (см. рис. 1) будет равна $\tau_{\max} = D/c$, при $\theta = \pi/2$, где c – скорость света. Если сигналы с выходов антенн коррелировать, то часть значений автокорреляционной функции $R(\tau_\theta)$ сигнала источника излучения будет сопоставлена угловым координатам θ относительно базы пар антенн, где $\tau_\theta = D \sin\theta/c$, $\tau_\theta \in [-\tau_{\max}, \tau_{\max}]$.

Рассмотрим отклик такой системы (обозначим нормированную амплитуду отклика системы A_n) на узкополосный сигнал с частотой, равной $f_0 = c/\lambda_0$, и расстоянием $D = 0.5r\lambda_0$ (r – целое число). Как видно из рис. 2, в зависимости от расстояния между антеннами меняется интерференционная картина, ширина лепестков отклика пропорциональна λ/D , и чем больше расстояние между приемными элементами D , тем большее число интерференционных лепестков попадет в углы $\theta \in [-\pi/2, \pi/2]$. Наличие максимумов создает неоднозначность при определении местоположения источника излучения.

В радиоастрономии неоднозначность в подобном случае преодолевается путем совмещения откликов от множества различных баз приемников, при этом разрешающая способность будет зада-

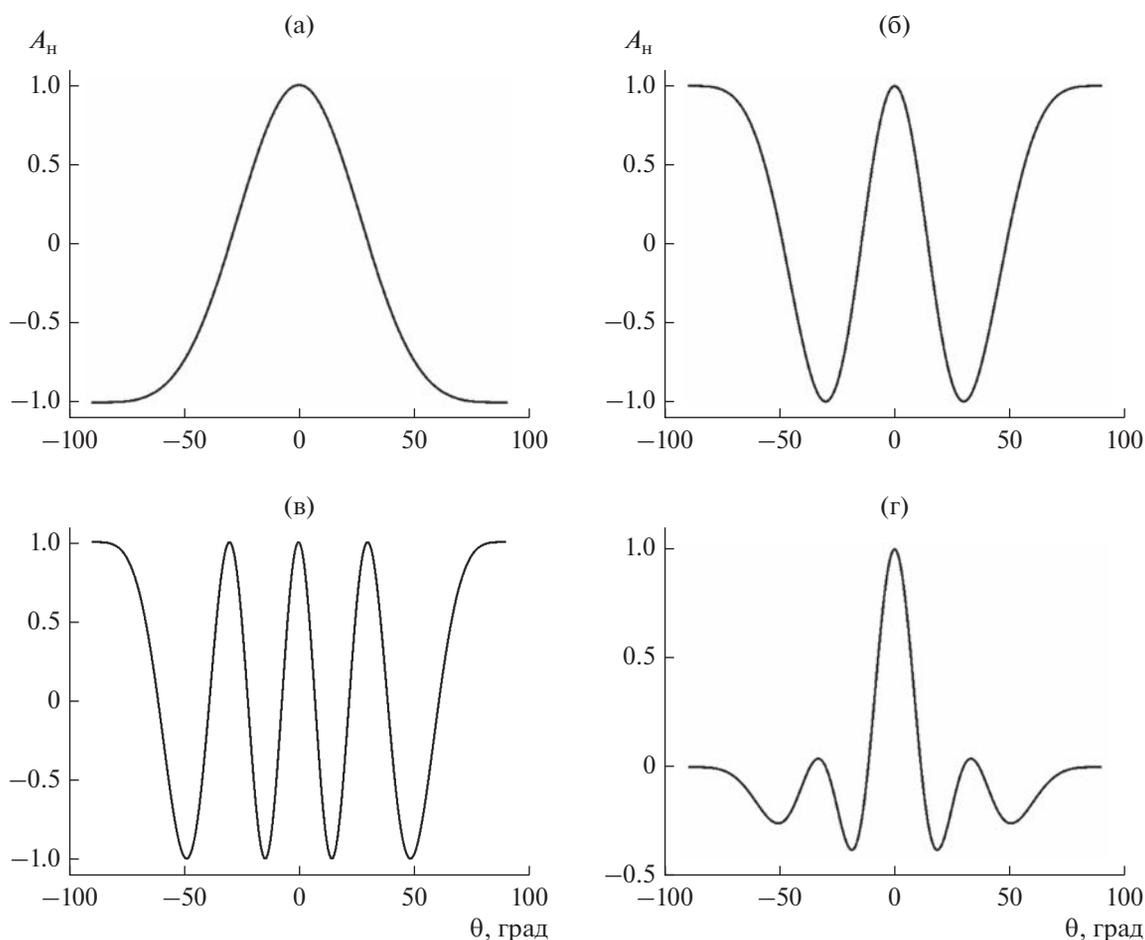


Рис. 2. Отклик корреляционного приемника на узкополосный сигнал $D = 0.5\lambda_0$ (а), λ_0 (б), $2.0\lambda_0$ (в); отклик приемной системы после совмещения четырех баз (г) для D , равного $0.5\lambda_0$, λ_0 , $1.5\lambda_0$ и $2\lambda_0$.

ваться максимальным расстоянием между приемными элементами $D_{\text{макс}}$ и частотой излучения источника λ_0 [16]:

$$\theta_{-3 \text{ дБ}} \approx \frac{\lambda_0}{D_{\text{макс}}}. \quad (1)$$

На рис. 2г приведен вид совмещенных откликов, полученных для четырех различных баз.

Перейдем к исследованию того, как будет осуществляться прием сигнала в случае работы с СШП-источником излучения, имеющим ширину полосы частот Δf и центральную частоту f_0 . Сначала рассмотрим, как будет выглядеть сигнал во временной области. Для источника с равномерной спектральной плотностью мощности (СПМ), равной G_0 , в полосе частот Δf и с центральной частотой f_0 , автокорреляционная функция $R(\tau)$ будет иметь следующий вид [17]:

$$R(\tau) = G_0 \Delta f \frac{\sin \pi \Delta f \tau}{\pi \Delta f \tau} \cos f_0 \tau. \quad (2)$$

На рис. 3 приведен вид этой функции.

У широкополосного сигнала с равномерной СПМ экстремумы огибающей автокорреляционной функции спадают пропорционально времени задержки. Другими словами, при соответствующем выборе значения расстояния между приемными антеннами и ширины полосы сигнала неоднозначность определения местоположения можно свести к небольшому диапазону углов, соответствующему центральному лепестку огибающей автокорреляционной функции. В случае работы со СШП-сигналами уменьшить неоднозначность можно не только за счет добавления приемников с разными базами, но и за счет увеличения полосы сигнала. Однако при таком способе формирования отклика разрешающая способность зависит не от центральной частоты, а от ширины полосы частот Δf . Для радиосвета с равномерной полосой излучения огибающая автокорреляционная функция задается sinc-функцией, которая принимает значение 0.5 при величине аргумента 1.89. Тогда ширину ос-

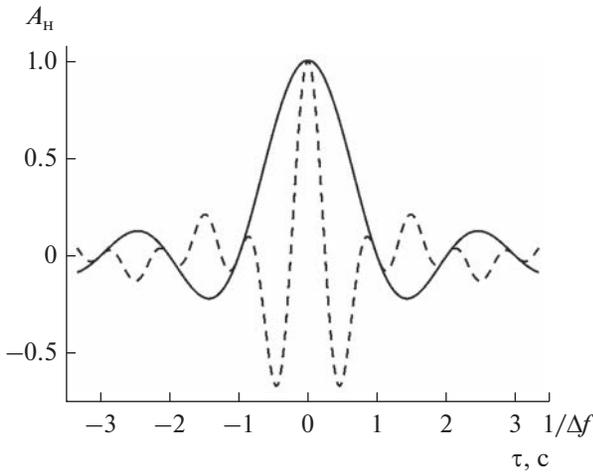


Рис. 3. Автокорреляционная функция (штриховая кривая) СШП-сигнала с полосой Δf и центральной частотой f_0 , в данном случае $\Delta f = f_0$; сплошная линия соответствует огибающей.

новного лепестка по уровню -3 дБ с учетом формулы (2) можно оценить следующим образом:

$$\frac{\pi \Delta f D \sin 0.5\theta_{-3 \text{ дБ}}}{c} = 1.89, \quad (3)$$

$$\theta_{-3 \text{ дБ}} = 2 \operatorname{asin} \left(\frac{1.89c}{\pi \Delta f D} \right). \quad (4)$$

В случае $\Delta f D \gg c$ получаем

$$\theta_{-3 \text{ дБ}} \approx \frac{3.8c}{\pi \Delta f D} \approx \frac{c}{\Delta f D}. \quad (5)$$

Следовательно, чем больше ширина полосы частот или расстояние между приемными антеннами, тем уже ширина центрального лепестка и лучше раз-

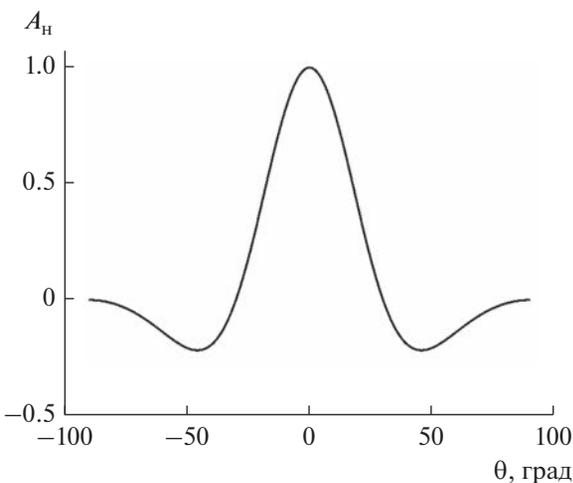


Рис. 4. Отклик корреляционного приемника на широкополосный сигнал для базы с $D = 2c/\Delta f$.

решающая способность приемной системы. Также из (2) видно, что максимум автокорреляционной функции будет соответствовать полной мощности излучения источника $P = G_0 \Delta f$. На рис. 4 для примера приведен отклик корреляционной приемной системы с полосой Δf и расстоянием $D = 2c/\Delta f$, для сопоставления с откликом, приведенным на рис. 2г.

Таким образом, нужную разрешающую способность и однозначность определения местоположения источника можно достичь за счет увеличения базы и/или ширины полосы СШП-сигнала.

Теперь рассмотрим влияние нескольких источников излучения на отклик корреляционной приемной системы. Пусть имеются две независимые лампы радиосвета Л1 и Л2, разнесенные в пространстве, и две приемные антенны А1 и А2 на расстоянии D друг от друга (рис. 5). Сигнал $s_{Л1}(t)$ от первой лампы будет поступать на приемные антенны А1 и А2 с задержками $\tau_{А1Л1}$ и $\tau_{А2Л1}$ соответственно, а от второй лампы сигнал $s_{Л2}(t)$ будет поступать на антенны с задержками $\tau_{А1Л2}$ и $\tau_{А2Л2}$.

В рассматриваемом случае сигналы на выходе первой и второй антенн можно представить соответственно в виде

$$s_{А1}(t) = s_{Л1}(t - \tau_{А1Л1}) + s_{Л2}(t - \tau_{А1Л2});$$

$$s_{А2}(t) = s_{Л1}(t - \tau_{А2Л1}) + s_{Л2}(t - \tau_{А2Л2}).$$

Взаимную корреляцию выходов антенн можно представить в следующем виде:

$$R(\tau) = M [s_{А1}(\tau) s_{А2}(t + \tau)],$$

где M – усреднение по времени. С учетом того, что лампы независимы, и постоянная компо-

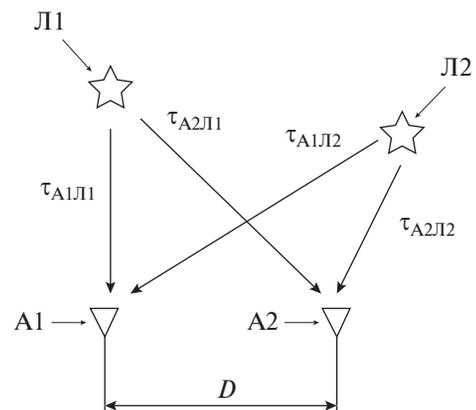


Рис. 5. Схема корреляционного приема радиосвета для нескольких источников излучения: Л1, Л2 – лампы радиосвета; А1, А2 – приемные антенны; $\tau_{А1Л1}$, $\tau_{А2Л1}$, $\tau_{А1Л2}$, $\tau_{А2Л2}$ – задержки распространения для соответствующих ламп радиосвета и приемных антенн, D – расстояние между приемными антеннами.

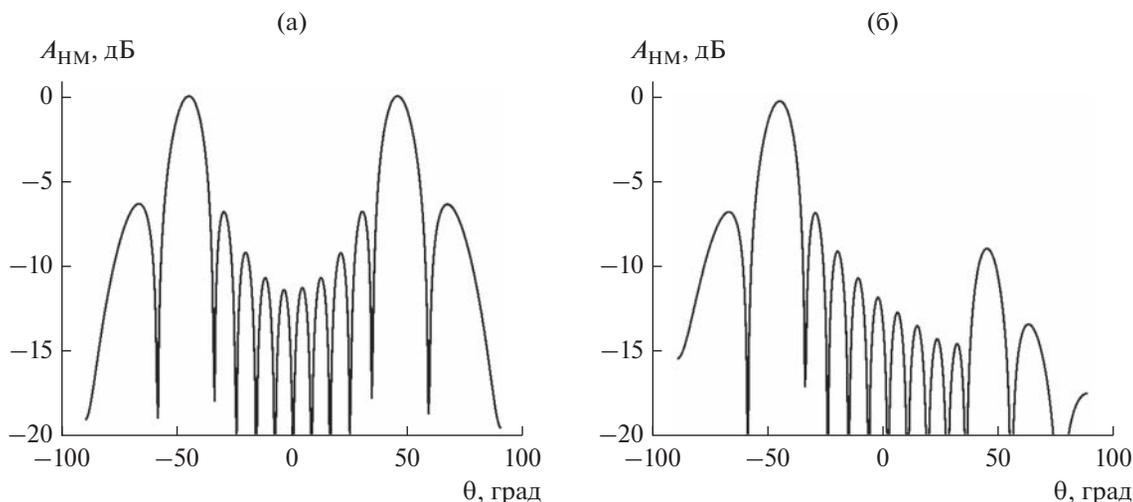


Рис. 6. Отклик корреляционного приемника, когда присутствуют две лампы радиосвета, расположенные по направлениям углов $\theta = -45^\circ$ и $\theta = 45^\circ$ при $D = 1$ м, $\Delta f = 2$ ГГц для случаев: а) одинаковых мощностей излучения источников; б) мощностей излучения источников, отличающихся в 10 раз (здесь введено обозначение нормированной мощности отклика сигнала A_{HM} , в дБ).

нента поступающих от антенн сигналов равна нулю, получим

$$R(\tau) = M[s_{L1}(\tau)s_{L1}(t + \tau - (\tau_{A2L1} - \tau_{A1L1}))] + M[s_{L2}(\tau)s_{L2}(t + \tau - (\tau_{A1L2} - \tau_{A2L2}))]. \quad (6)$$

Таким образом, корреляция сигналов, поступающих с двух разнесенных в пространстве приемных антенн, будет равна сумме автокорреляционных функций ламп, смещенных на разницу задержек во времени распространения между лампами. На рис. 6 приведены изображения отклика приемной системы при наличии двух источников излучения радиосвета, находящихся по направлениям $\theta = -45^\circ$ и $\theta = 45^\circ$ по азимуту относительно центра пары приемных антенн. При этом полоса излучения составляет 2 ГГц, а расстояние между приемными антеннами $D = 1$ м. На рис. 6а приведены результаты для случаев, когда лампы имеют одинаковые мощности излучения, а на рис. 6б мощности излучения различаются в 10 раз.

Разницу яркостей/мощностей двух источников радиосвета, которые можно отличить на отклике, будем называть динамическим диапазоном. Динамический диапазон будет определяться формой автокорреляционной функции, которая в свою очередь определяется формой СПМ в соответствии с теоремой Винера–Хинчина, согласно которой

$$R(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) \exp(i\omega\tau) d\omega. \quad (7)$$

Для заданной полосы Δf излучаемого сигнала минимальная ширина главного лепестка отклика корреляционной приемной системы будет дости-

гаться в случае, когда спектр сигнала является равномерным, однако в таком случае максимум первого бокового лепестка будет на 6.8 дБ ниже максимума основного лепестка, а максимум для каждого последующего бокового лепестка будет примерно на 3 дБ ниже относительно максимума предыдущего [18]. Эти параметры можно регулировать путем применения весовых функций в спектральной области, которые будут увеличивать влияние одних частотных компонент и понижать другие. За счет этого можно уменьшить уровень первого бокового лепестка и скорость спада остальных, но это приведет к уширению главного лепестка.

Есть еще фактор, влияющий на динамический диапазон и на формирующийся отклик системы. Это время интегрирования двух сигналов, поступающих с антенн после их перемножения. Графики, приведенные на рис. 2, были получены при интегрировании автокорреляционной функции за бесконечное время, однако при реальных измерениях время интегрирования конечно, и от него зависит, насколько точно можно оценить степень корреляции двух сигналов.

Точность оценки (чувствительность) после перемножения двух сигналов, поступающих с антенн, пропорциональна отношению постоянной компоненты сигнала к среднеквадратичному отклонению, она задается следующим образом [16]:

$$\Delta P = \sqrt{P_{A1}P_{A2}} \sqrt{\frac{\Delta f}{\Delta f_{\text{ВЫХ}}}}, \quad (8)$$

где P_{A1} и P_{A2} – мощности сигналов, поступающих на антенны, обусловленные источником, Δf – ширина полосы входного сигнала, $\Delta f_{\text{ВЫХ}}$ – полоса

пропускания фильтра нижних частот (интегратора) после перемножения.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ПРИЕМА РАДИОСВЕТА

Для того чтобы исследовать, как влияет форма спектра излучаемого сигнала и наличие нескольких источников радиосвета на отклик приемной системы, а также длительность накопления сигнала на ее динамический диапазон, была разработана соответствующая математическая модель в программной среде MATLAB, которая моделирует схему, представленную на рис. 1. В качестве входных данных в программе задаются координаты ламп радиосвета и принимающих антенн, затем в процессе моделирования производится расчет временных задержек, образующихся в процессе распространения сигнала от места расположения ламп до принимающих антенн. Далее формируются сигналы радиосвета в заданной полосе частот для каждой лампы S_{Ln} (N – число ламп радиосвета), излучаемые сигналы которых суммируются для всех приемных антенн S_{Am} (M – число антенн) с заданными задержками. Так, для m -й антенны имеем

$$S_{Am}(t) = \sum_{n=1}^N S_{Ln}(t - \tau_{AmLn}). \quad (9)$$

В качестве модели хаотического сигнала для упрощения и ускорения процесса моделирования используется сигнал, формируемый последовательностью псевдослучайных чисел, пропускаемой через полосовой фильтр с требуемой полосой. Для формирования последовательности был использован генератор псевдослучайных чисел с нормальным распределением.

Далее произведем корреляцию сигналов для заданной точки пространства. Для того чтобы формировать задержки между сигналами, равные τ_θ , и произвести перемножение с усреднением, применяли теорему Парсеваля и свойство фурье-преобразования:

$$s(t + \tau) \leftrightarrow S(\omega) \exp(-i\omega\tau).$$

Для дискретного сигнала корреляция сигналов, поступающих с пары антенн, для заданной точки пространства будет иметь вид

$$\begin{aligned} R(\tau_\theta) &= \frac{1}{K} \sum_{k=0}^{K-1} s_{A1}(k) s_{A2}^*(k + \tau_\theta) = \\ &= \frac{1}{K^2} \sum_{n=0}^{K-1} S_{A1}(n) S_{A2}^*(n) \exp\left(i \frac{2\pi}{K} n \tau_\theta\right), \end{aligned} \quad (10)$$

где K – число отсчетов, для которых производится корреляция, n – номер отсчета в фурье-пространстве.

Полученные значения автокорреляционной функции $R(\tau_\theta)$ ставятся в соответствие пространственным координатам, соответствующим углам θ .

На рис. 7 приведен отклик корреляционного приемника для разных значений уровня накопления сигнала K . Как видим, увеличение накопления сигнала с 10^2 до 10^3 дает увеличение динамического диапазона приемной системы примерно с 7 до 11 дБ (рис. 7а, 7б), изменение накопления с 10^3 до 10^4 увеличивает динамический диапазон примерно с 11 до 13 дБ (рис. 7б, 7в) и, наконец, повышение уровня накопления сигнала до 10^5 практически не дает эффекта и динамический диапазон системы остается примерно на уровне 13 дБ (рис. 7в, 7г).

На основе полученных результатов можно сделать выводы, что при увеличении уровня накопления сигнала и достижении определенного значения формируется отклик приемной системы, при котором динамический диапазон определяется формой автокорреляционной функции и дальнейшее увеличение времени интегрирования сигнала не дает значимого улучшения динамического диапазона.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ПРИЕМА РАДИОСВЕТА

После предварительного моделирования корреляционной приемной системы для радиосвета и анализа его результатов было решено провести физический эксперимент для апробации метода. Схема и фотографии экспериментальной установки приведены на рис. 8 и 9 соответственно.

Были созданы лампы радиосвета с повышенной мощностью излучения (см. рис. 9а), за основу которых были взяты устройства, предложенные в [2]. Используемые лампы радиосвета излучают в полосе 2.5...4.8 ГГц с интегральной мощностью на выходе тракта 23 дБм. В качестве приемных антенн в эксперименте использовались специально разработанные направленные антенны типа Вивальди, сигнал с которых попадает в маломощный усилитель с коэффициентом усиления 20 дБ (см. рис. 9а). Усиленный сигнал поступает на пассивные смесители, где частота смещения задается генератором узкополосного сигнала (ГУС) (рис. 9б). После прохождения через смеситель полоса частот сигнала составляет около 1 ГГц, и далее сигнал попадает на вход осциллографа, который использован в данной экспериментальной установке для дискретизации сигнала с частотой 2.5 ГГц и квантованием 8 бит (рис. 9в). Наконец, оцифрованный сигнал передавался на ПК для финальной обработки (рис. 9в), которая осуществлялась в соответствии с моделированием, представленном в разд. 2.

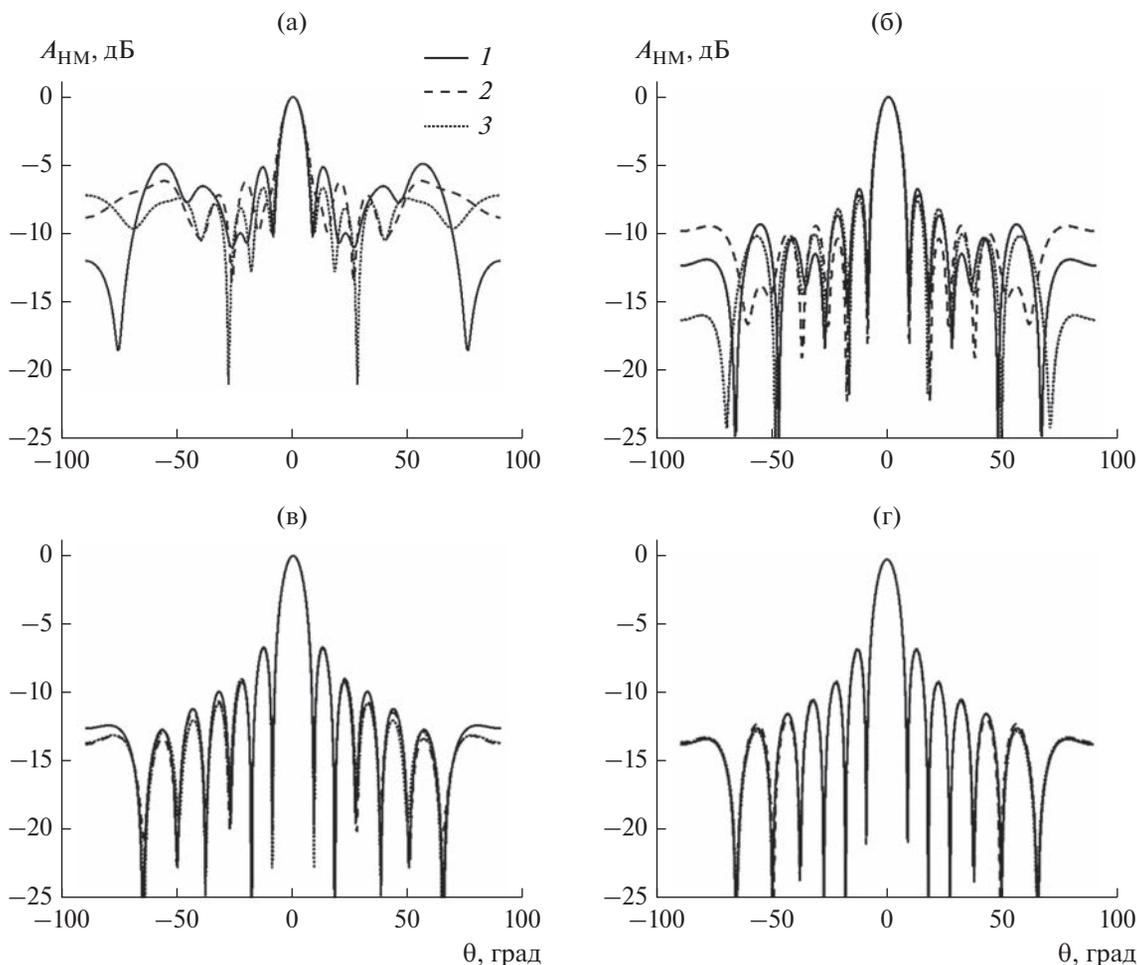


Рис. 7. Отклик приемной системы на лампу радиосвета для разных уровней накопления сигнала: $K = 10^2$ (а), 10^3 (б), 10^4 (в) и 10^5 (г); кривые 1...3 соответствуют различным начальным условиям генерации шума.

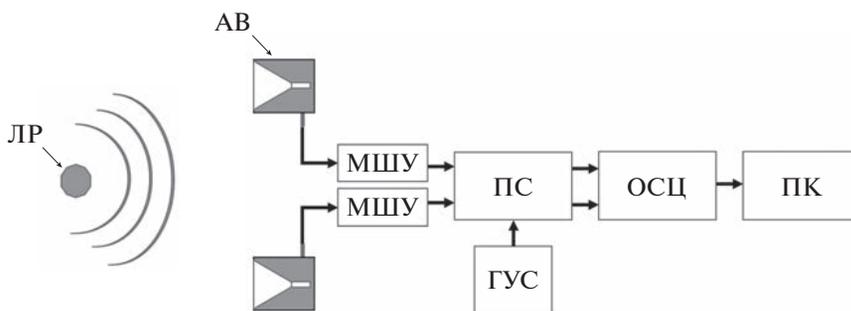


Рис. 8. Схема экспериментальной установки: ЛР – лампа радиосвета, АВ – антенна Вивальди, МШУ – малошумящий усилитель, ПС – пассивный смеситель, ГУС – генератор узкополосного сигнала, ОСЦ – осциллограф, ПК – персональный компьютер.

Характерные расстояния между элементами экспериментальной установки были следующими: между приемными антеннами 1.5 м, между плоскостью приемных антенн и плоскостью генераторов – 2 м, между лампами радиосвета – 2.4 м.

Результаты проведенных экспериментов представлены на рис. 10 в виде полученных откликов

системы на различные сценарии работы источников радиосвета. Сначала была включена только первая лампа радиосвета (рис. 10а), потом только вторая (рис. 10б), а затем оба источника радиосвета одновременно (рис. 10в).

Лампы радиосвета имеют практически одинаковую мощность излучения, поэтому для того,

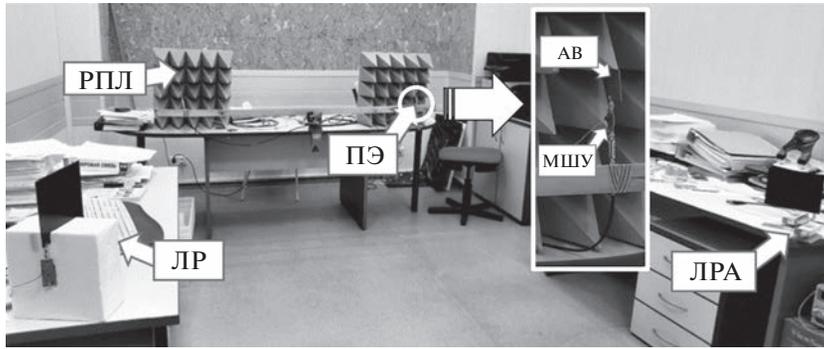


Рис. 9. Фото экспериментальной установки: РПЛ – радиопоглощающий лист; ЛР – лампа радиосвета; ЛРА – лампа радиосвета с аттенуатором; АВ – антенна Вивальди; МШУ – малошумящий усилитель, ПЭ – приемный элемент.

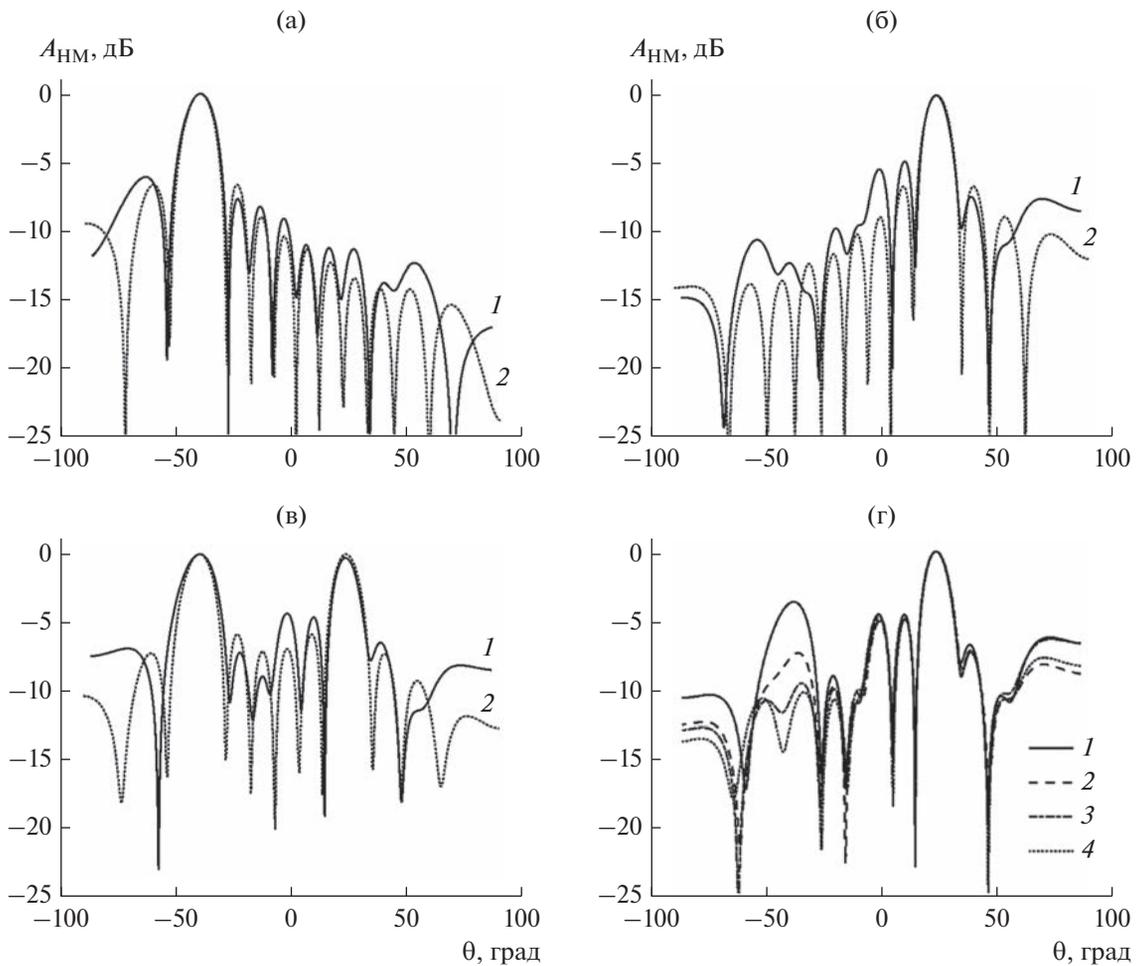


Рис. 10. Результаты проведения экспериментов с двумя лампами радиосвета (сплошная линия) и модельный отклик системы для соответствующей геометрической конфигурации (пунктир): а) включена только лампа по направлению $\theta = -40^\circ$; б) включена лампа по направлению $\theta = 24^\circ$; в) включены обе лампы; г) включены обе лампы, дополнительное затухание сигнала для лампы радиосвета по направлению $\theta = -40^\circ$ составляло 4 (1), 8 (2), 10 (3) 12 дБ (4).

чтобы показать возможность обнаружения источников излучения, имеющих различную яркость, для одной из ламп вносилось дополнительное затухание при помощи настраиваемого аттенуатора от 0 до 16 дБ с шагом 2 дБ. Для каждого изменения уровня излучения лампы радиосвета строился от-

клик приемной системы (на рис. 10г для наглядности показаны четыре отклика для значений затуханий 4, 8, 10 и 12 дБ).

Для сопоставления результатов, полученных при проведении физического эксперимента, с модельными результатами в идеальных условиях

было проведено моделирование с аналогичными параметрами: полоса сигнала 1.25 ГГц (соответствует полосе сигнала на выходе смесителя), расстояние между антеннами 1.5 м и при таком же расположении источников, как в эксперименте. Результаты этого моделирования отображены на рис. 10а–10в (пунктир). Представленные результаты демонстрируют корректное поведение откликов разработанной корреляционной системы приема на различные сценарии работы с источниками излучения. Так, полученные результаты показывают, что положение источника в пространстве влияет на получаемый системой отклик (см. рис. 10а, 10б), другими словами, рассмотренный приемник обладает пространственным разрешением. Кроме того, показана возможность обнаружения более одного источника излучения радиосвета (см. рис. 10в), в том числе при разнице между излучаемыми мощностями этих источников в 10 дБ и более (см. рис. 10г), что успешно регистрируется откликом корреляционной системы приема.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована задача создания приемника радиосвета с пространственным разрешением, основанного на корреляции сигналов, поступающих от разнесенных в пространстве приемных антенн, с целью дальнейшего эффективного формирования изображений освещенной радиосветом среды. Решение этой задачи рассмотрено на примере получения одномерных откликов на объекты, в качестве которых выбраны источники радиосвета при использовании двух слабонаправленных антенн путем корреляционной обработки сигналов, полученных от них. Для этого случая была оценена ширина основного лепестка отклика корреляционного приемника. Разработана модель для исследования формирующегося отклика системы приема и оценки влияния времени накопления сигнала на ее динамический диапазон. Показано, что при достижении определенного уровня накопления сигнала формируется отклик, при котором динамический диапазон определяется формой автокорреляционной функции и дальнейшее увеличение времени интегрирования сигнала не дает существенного выигрыша в динамическом диапазоне приемной системы. Наконец, были проведены физические эксперименты, подтверждающие результаты, полученные при моделировании, а также в целом работоспособность предложенного подхода.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-29-00070).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Герасимов М.Ю., Ицков В.В.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 11. С. 1073. <https://doi.org/10.7868/S0033849416110024>
2. *Дмитриев А.С., Ефремова Е.В.* // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. № 24. С. 49. <https://doi.org/10.21883/pjtf.2016.24.44078.16439>
3. *Гуляев Ю.В., Дмитриев А.С., Ицков В.В. и др.* // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. № 21. С. 81. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2018.21.46859.17115>
4. *Гуляев Ю.В., Дмитриев А.С., Ицков В.В. и др.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 9. С. 1. <https://doi.org/10.1134/S0033849418090085>
5. *Дмитриев А.С., Ицков В.В., Петросян М.М. и др.* // РЭ. 2019. Т. 64. № 9. С. 916. <https://doi.org/10.1134/S0033849419080047>
6. *Дмитриев А.С., Ицков В.В., Петросян М.М., Рыжов А.И.* // Физические основы приборостроения. 2020. Т. 9. № 3. С. 32.
7. *Adib F., Hsu C.-Y., Mao H. et al.* // ACM Trans. Graph. 2015. V. 34. № 6. P. 1. <https://doi.org/10.1145/2816795.2818072>
8. *Zhao M., Liu Y., Raghu A. et al.* // Proc. 2019 IEEE/CVF Int. Conf. Computer Vision (ICCV). Seoul, 29 Oct.–02 Nov. N.Y.: IEEE, 2019. P. 10112. <https://doi.org/10.1109/ICCV.2019.01021>
9. *Vakalis S., Gong L., Nanzer J.A.* // IEEE Access. 2019. V. 7. P. 28616. <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2019.2902315>
10. *Vakalis S., Nanzer J. A.* // IEEE Trans. 2018. V. MTT-66. № 12. P. 5842. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2018.2867433>
11. *Shipilov S.E., Satarov R.N., Yakubov V.P. et al.* // Opt. Quant. Electron. 2017. V. 49. № 339. P. 1. <https://doi.org/10.1007/s11082-017-1172-7>
12. *Tan K., Wu S., Wang Y. et al.* // IEEE Trans. 2017. V. AP-65. № 2. P. 989. <https://doi.org/10.1109/TAP.2016.2632626>
13. *Karanam C.R., Mostofi Y.* // Proc. 2017 16th ACM/IEEE Int. Conf. Information Processing in Sensor Networks (IPSN). Pittsburgh. 18–21 Apr. N.Y.: IEEE, 2017. P. 131. <https://doi.org/10.1145/3055031.3055084>
14. *Korany B., Karanam C.R., Mostofi Y.* // Proc. 2018 IEEE 10th Sensor Array and Multichannel Signal Processing Workshop (SAM). Sheffield, 8–11 Jul. N.Y.: IEEE, 2018. P. 134. <https://doi.org/10.1109/SAM.2018.8448565>
15. *Ивашов С.В., Бугаев А.С.* // РЭ. 2013. Т. 58. № 9. С. 935. <https://doi.org/10.7868/S0033849413090052>
16. *Thompson A.R., Moran J.M., Swenson G.W.* Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy. 3rd ed. N.-Y.: Springer, 2017. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-44431-4>
17. *Романюк Ю.А.* Основы обработки сигналов: Учеб. пособие. М.: МФТИ, 1989.
18. *Романюк Ю.А.* Дискретное преобразование Фурье в цифровом спектральном анализе. М.: МФТИ, 2007.