

СОДЕРЖАНИЕ

Том 65, номер 1, 2020

ОБЗОР

Эмиссионно-эксплуатационные характеристики различных типов автоэмиссионных катодов

В. И. Шестеркин

3

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Анализ антенных решеток щелевых и ленточных излучателей методом обобщенной матрицы рассеяния

С. Е. Банков

31

Распространение прямоугольного радиоимпульса с хаотической фазой в холодной плазменной среде

Г. М. Стрелков

49

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

Согласование излучения с матрицей планарных антенн с СИНИС-болометрами в интегрирующей полости

М. А. Тарасов, А. М. Чекушкин, Р. А. Юсупов, А. А. Гунбина, В. С. Эдельман

65

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Корреляционные функции навигационных cosGBOC-сигналов как обратное преобразование Фурье энергетических спектров

М. С. Ярлыков, С. М. Ярлыкова

75

СТАТИСТИЧЕСКАЯ РАДИОФИЗИКА

Природа вносимого фазового $1/f$ шума в автогенераторах диапазона СВЧ

А. В. Якимов, А. В. Клюев, М. А. Кревский

90

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

Управление энергетическими потоками акустических волн в пьезоэлектрических кристаллах

В. И. Анисимкин, Н. В. Воронова

96

Правила для авторов по подготовке материалов

100

УДК 621.385.6

ЭМИССИОННО-ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ АВТОЭМИССИОННЫХ КАТОДОВ

© 2020 г. В. И. Шестеркин*

Научно-производственное предприятие “Алмаз”,
ул. Панфилова, 1, Саратов, 410033 Российская Федерация

*E-mail: ShesterkinVI@almaz-rpe.ru

Поступила в редакцию 29.03.2019 г.

После доработки 29.03.2019 г.

Принята к публикации 15.04.2019 г.

Представлен обзор эмиссионных и эксплуатационных характеристик различных типов автоэмиссионных катодов (катодов Спиндта, катодов из стеклоуглерода СУ-2000, катодов на основе углеродных нанотрубок). Проанализированы достоинства и недостатки каждого типа катодов и возможности их применения в электровакуумных приборах, в том числе в СВЧ-приборах *O*-типа.

DOI: 10.31857/S0033849420010040

ВВЕДЕНИЕ

История создания электровакуумных приборов с автоэмиссионными катодами началась с открытия Р. Вудом в 1897 г. явления автоэлектронной эмиссии. В 1928 г. Фаулером и Нордгеймом была создана квантово-механическая теория автоэлектронной эмиссии, получившая в 1929 г. экспериментальное подтверждение в работах Милликена и Лауритцена. От момента открытия явления автоэлектронной эмиссии до создания в 1936 г. электронного прибора – проектора Мюллера, прошло почти 40 лет. Сообщение о создании СВЧ-прибора – двухрезонаторного фемитрона с игольчатыми автоэмиссионными катодами из вольфрама, появилось в 1963 г. [1]. Возможность получения с одиночного автоэлектронного эмиттера больших плотностей тока ($\sim 10^{11}$ А/см² – теоретический предел; $\sim 10^8$ А/см² в эксперименте Дайка [2]) и высокая крутизна вольт-амперной характеристики (ВАХ) стимулировали исследования по созданию нового класса электровакуумных приборов [3–5], в том числе ламп бегущей волны (ЛБВ) и клистронов [6, 7], работающих на принципах автоэлектронной эмиссии.

Важным этапом в развитии автоэмиссионной электроники явилось создание в 1968 г. матричного автоэмиссионного катода Спиндта [8]. В 1986 г. на конференции по вакуумной микроэлектронике в Монтерее был представлен доклад о создании электронной пушки с катодом Спиндта для ЛБВ [9]. На конференции в 1993 г. (Ньюпорт, США) были представлены результаты экспериментальных исследований электронной пушки с матричным автоэмиссионным катодом из стек-

лоуглерода СУ-2000 [10], а ее испытание в ЛБВ было проведено в нашей стране 1995 г. [11, 12]. Лабораторный образец ЛБВ с катодом Спиндта был создан в 1997 г. [13]. В 2009 г. опубликованы результаты испытаний 100-ваттной ЛБВ *C*-диапазона, проработавшей при различных значениях тока и коэффициентах заполнения импульса около 150 ч [14, 15].

Теория автоэлектронной эмиссии хорошо разработана и продолжает совершенствоваться на основе новых экспериментальных результатов [16, 17]. Корректируется и уточняется классическое уравнение Фаулера–Нордгейма для адекватного описания эмиссионных процессов в широком диапазоне изменения напряженности поля и работы выхода на вершинах автоэмиттеров с большой кривизной поверхности [18]. Однако до сегодняшнего дня промышленные приборы, работающие на принципах автоэлектронной эмиссии, все еще не созданы.

Совершенно иначе обстоят дела с теорией термоэлектронной эмиссии, созданием катодов и промышленных электровакуумных приборов на их основе. Совершенствование термоэмиссионных катодов осуществлялось “...путем подбора материалов и технологий, а не посредством применения основательных знаний физики поверхностей” [19, 20]. Дж. Пирс в 1946 г. описал ситуацию с созданием термоэмиссионных катодов следующим образом: “пока одних ученых теория катодов не занимает все, а другие пребывают в замешательстве, созданием катодов будто бы занимаются колдуны и фокусники. Когда что-то идет не по плану, они изгоняют парочку демонов и все опять

встает на свои места. И вот таким невероятным образом катоды продолжают совершенствоваться” (цит. по [19, 20]).

Существенное отставание в создании электровакуумных приборов на автоэмиссионных катодах, в сравнении с аналогами приборов на термоэмиссионных катодах, связано с недостаточной для промышленного применения надежностью и долговечностью их работы в техническом вакууме при интенсивной бомбардировке ионами с высокими энергиями и пробоями в электровакуумных приборах [21].

Из большого многообразия известных в настоящее время типов автоэмиссионных катодов, изготовленных из различных материалов с применением различных технологий, в данной работе проведен анализ лишь тех, на основе которых созданы и экспериментально исследованы электронные пушки для СВЧ-приборов *O*-типа и лабораторные образцы самих приборов. Это катоды Спиндта, катоды из углеродных нанотрубок (УНТ) и катоды из стеклоуглерода СУ-2000. Приведены результаты экспериментальных исследований их эмиссионных характеристик, зависящих от свойств материала эмиттеров, геометрии и конструкции автоэмиссионных ячеек, проведен анализ эксплуатационных характеристик, зависящих от величины отбираемого тока, давления остаточных газов, пробоев в приборе, переходных процессов электротехнических цепей аппаратуры.

1. ДОБРОТНОСТЬ АВТОЭМИТТЕРОВ И ЯЧЕЕК НА ИХ ОСНОВЕ

В 1990 г. на Третьей международной конференции по вакуумной микроэлектронике Т. Утсуми выделил основной фактор успешного развития вакуумной автоэмиссионной микроэлектроники: “тесная связь физики, материаловедения и микротехнологии” [22]. В последующие годы на основе современных технологий были созданы автоэлектронные эмиттеры различных геометрических форм (острийные, лезвийные, пленочные и др.) из разных материалов, включая углеродные [3, 23, 24]. Для оценки эффективности автоэмиттеров Т. Утсуми ввел параметр добротности F , связывающий ток эмиттера I , его линейные размеры L , потенциал на вытягивающем электроде V и соответствующие параметры I_0 , L_0 и V_0 идеального автоэмиттера:

$$F = (I/I_0)(V/V_0)^{-1}(L/L_0)^{-1}. \quad (1)$$

Концепция добротности основана на минимизации напряжения и линейных размеров автоэмиттеров, соответствующих максимальному значению тока.

Идеальной формой автоэлектронного эмиттером является сфера, подвешенная на нити между

обкладками конденсатора. Максимально близкой к идеальной форме является тонкий и длинный эмиттер цилиндрической формы со сферической вершиной. Для получения близкого к предельному экспериментально полученному значению автоэмиссионного тока $J \sim 10^8$ А/см² на вершине автоэмиттера с работой выхода 4.5 эВ необходимо создать напряженность электрического поля $E \sim 5 \times 10^7$ В/см. Для указанных значений J и E соотношение, связывающее максимально достижимый ток и соответствующий ему потенциал V , по Т. Утсуми, имеет вид

$$I_{\text{макс}} \approx 4 \times 10^{-8} V^2. \quad (2)$$

Значение добротности эмиттера в виде цилиндрического стержня с большим аспектным отношением и сферической вершиной составляет ~ 0.6 . Добротность острия в форме прямого конуса (острие в классической ячейке Спиндта) составляет ~ 0.025 . Из известных форм эмиттеров наибольшую добротность ~ 0.18 имеет острие в форме “Эйфелевой башни” [22].

Соотношение (1) может быть использовано для сравнения добротности автоэмиссионных ячеек с автоэмиттерами различных форм и размеров.

2. АВТОЭМИССИОННЫЕ КАТОДЫ СПИНДТА

Стабильность автоэлектронной эмиссии и продолжительность работы любых типов автоэмиссионных катодов в основном зависит от температуры и ее распределения по длине автоэмиттера, стабильности работы выхода электронов, сохранения размеров и формы вершины острия, а также интенсивности ионной бомбардировки. Температура вершины автоэмиттера определяется термическими эффектами Джоуля и Ноттингама. Вклад каждого из этих эффектов в температуру вершины автоэмиттера определяется плотностью протекающего через нее автоэмиссионного тока. При достижении некоторого значения температуры, зависящего от температуры плавления материала эмиттера, наступает режим термоавтоэлектронной эмиссии и далее взрывной эмиссии [5, 25]. В сильном электрическом поле, при достижении температуры вершины автоэмиттера более одной трети от температуры плавления материала, начинается процесс диффузии атомов к вершине острийного автоэмиттера [26], который приводит к увеличению напряженности электрического поля и неконтролируемому росту плотности тока и температуры. Температура вершины автоэмиттера возрастает до некоторого критического значения, приводящего к его “взрывному” разрушению и пробое вакуумного промежутка [5, 27]. Для металлических автоэмиттеров с различной геометрией и радиусами закругления вер-

шины, предельные значения токов могут существенно отличаться, но предельное значение плотности тока, выше которого наступает пробой, для всех типов острий из тугоплавких металлов составляет $(4...7) \times 10^7$ А/см² [28–30].

В [26] приведены результаты экспериментальных исследований влияния величины отбираемого с одиночного острия тока на продолжительность работы молибденовых катодов Спиндта с различной токовой нагрузкой. С этой целью в вакуумной камере одновременно были испытаны четыре образца катодов, вырезанных из одной пластины и содержащих 25000, 10000, 100 и 100 автоэмиссионных ячеек. К сеткам всех четырех образцов были приложены напряжения в форме положительных синусоидальных полувольт, соответствующие одинаковым значениям тока величиной 10 мА. Токи с одиночного эмиттера в образцах составляли 0,4, 1,0, 100 и 100 мкА соответственно. Параметр добротности одиночной ячейки составлял $\sim 0,025$. После 12 ч испытаний на образцах, содержащих 25000 и 10000 ячеек, величина тока не изменилась, а на двух образцах, содержащих по 100 ячеек, ток уменьшился до 3 мА (рис. 1). Снижение тока на образцах со 100 ячейками авторы объяснили заострением вершин за счет их разогрева теплом Джоуля и поверхностной диффузией атомов к кончику острия в сильном электрическом поле, что привело к уменьшению площади эмиссии. Фотографии образцов после испытаний, подтверждающие данную гипотезу, в работе не были представлены. Известно, что процесс заострения вершин автоэммиттеров в сильном электрическом поле развивается лавинообразно, заканчивается пробоем и разрушением вершин острий, что неоднократно подтверждалось экспериментально [5]. Динамика процесса разрушения (взрыва) вершины автоэммиттера, разогретого до высокой температуры теплом Джоуля, исследована в работе [27]. Для данного случая наиболее вероятной представляется версия “затупления” кончиков острий вследствие распыления материала под воздействием термического нагрева и ионной бомбардировки. Это могло привести к напылению молибдена на поверхность, разделяющей катод и сетку керамики внутри ячеек и, как следствие, к появлению возрастающей во времени утечки в цепи катод–сетка. Возросшее после 12 часов испытаний значение катодного тока в области низких напряжений, вероятно, являлось током утечки.

Независимо от приведенных выше обоснований следует констатировать сам факт снижения эмиссии тока катода в 3,3 раза за относительно короткий промежуток времени. Следовательно, можно лишь предположить, что предельный для данной геометрии ячеек ток одиночного острия, не приводящий к термической деградации катода, значительно меньше 100 мкА.

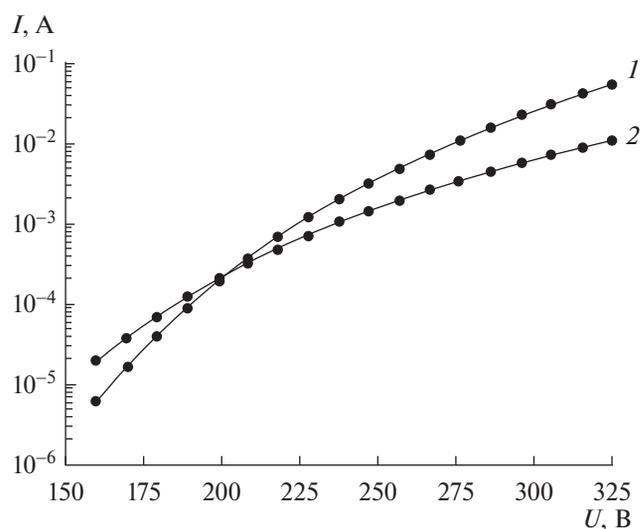


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики катода, содержащего 100 ячеек: 1 – в начале испытаний, 2 – после 12 ч испытаний.

По данным [31], продолжительность работы катода Спиндта с током одиночного острия 20 мкА составила 8 лет. Однако, по заявлению авторов указанной работы, даже при токе с одиночного острия ~ 4 мкА, что соответствует плотности тока катодной матрицы 2,5 А/см², пробой между катодом и сеткой “были не редкими”. Испытания проводились при давлении остаточных газов $10^{-10}...10^{-9}$ Торр и были прерваны из-за отказа вакуумного насоса. В 100-ваттной ЛБВ при техническом вакууме и энергии ионов более 3 кэВ при различных значениях токов эмиссии и коэффициентах заполнения импульса время работы катода в общей сложности составило 153 ч [14, 15]. Максимальное значение тока одиночной ячейки составило $\sim 2,4$ мкА при пиковом значении плотности тока катода в режиме одиночных импульсов 15,4 А/см². Вероятно, для катода Спиндта в составе электровакуумного прибора, величину тока одиночного острия 1...2 мкА, которая не приведет к его чрезмерному термическому нагреву и разрушению, следует считать близкой к предельной.

Надежность и долговечность работы автоэмиссионных катодов в значительной степени определяется сохранением изоляционных свойств керамической пленки, разделяющей катод и сетку. В [32] впервые отмечено наличие замыкания цепи катод–сетка по разделяющей их керамике из SiO₂ внутри ячеек традиционной конструкции. Вероятно, это послужило основанием для модернизации конструкции классической ячейки Спиндта. В модернизированной ячейке между пленкой из SiO₂ и сеткой был сформирован дополнительный слой диэлектрика с диаметром отверстия меньшим, чем диаметр отверстия в сетке (рис. 2). Ве-

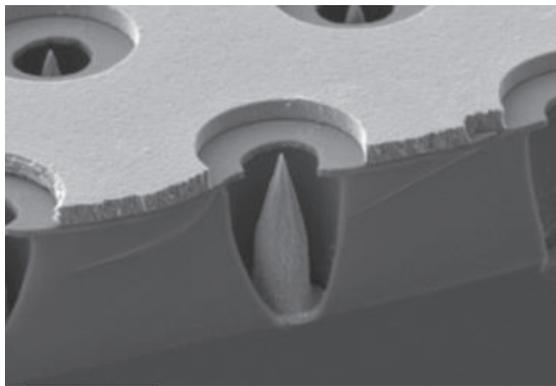


Рис. 2. Модернизированная конструкция катода Спиндта [32].

роятной причиной нарушения изоляции по поверхности диэлектрика внутри ячейки может являться напыление на поверхность диэлектрика, разделяющего катод и сетку, материала автоэммиттера в результате его термического разогрева и распыления при протекании тока большой плотности.

Эмиссионные параметры автоэмиссионных катодов при техническом вакууме изменяются в широких пределах вследствие изменения эффективной работы выхода электронов при адсорбции атомов, молекул и ионов остаточных газов [33]. Изменение работы выхода с 4.6 до 6.3 эВ приводит к уменьшению плотности автоэмиссионного тока на четыре порядка величины [34]. Температура кончиков острых автоэммиттеров в режиме интенсивного отбора тока может достигать 1000°C и более [5]. Вероятно, при высоких температурах процесс десорбции адатомов преобладает над процессом адсорбции, что приводит к стабилизации эффективной работы выхода на значении, близком к работе выхода материала автоэммиттера, и, как следствие, к стабилизации эмиссионного тока. Однако при такой температуре, по данным [26], происходит процесс самодиффузии атомов к вершине автоэммиттера, увеличению кривизны поверхности вершины автоэммиттера, увеличению плотности тока и развитию его неконтролируемого роста. Принимая во внимание вышесказанное, для получения стабильной автоэлектронной эмиссии не нужно стремиться к получению чрезмерно больших токов с одиночного острия и работать на ВАХ с невысокой крутизной.

При стабилизации работы выхода существенное влияние на эмиссионные характеристики автоэмиссионного катода оказывают рельеф эмитирующей поверхности, который изменяется в процессе ионной бомбардировки. При давлении остаточных газов $\sim 10^{-6}$ Торр количество ударов ионов на единицу поверхности составляет $\sim 4 \times 10^{14} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$, а количество ударов ионов в секунду о поверхность

вершины острия достигает нескольких сотен [35]. Даже при сверхвысоком вакууме можно лишь минимизировать негативные последствия ионной бомбардировки, но избавиться от ее разрушительного действия, без принятия специальных мер, невозможно. Негативное влияние ионов возрастает с увеличением их энергии, что ограничивает долговечность работы автоэмиссионных катодов в высоковольтных приборах.

При работе автоэммиттеров в СВЧ-полях ионную бомбардировку вершин острий удается практически полностью устранить за счет эффекта “выдавливания” ионов неоднородным полем, что было подтверждено экспериментально [36] и может повысить надежность и долговечность СВЧ приборов с модуляцией плотности тока автоэлектронной эмиссии [37, 38].

Важной характеристикой эффективности любых типов эмиттеров, работающих в режиме больших значений автоэмиссионных токов, является устойчивость к воздействию пондеромоторных сил, возрастающих пропорционально квадрату напряженности поля, достигающих $\sim 10 \text{ кг/мм}^2$ и способных оторвать основания автоэммиттеров от подложки [39]. По данному критерию ячейки Спиндта являются достаточно надежными, поскольку в опубликованных разными авторами работах, посвященных испытаниям данного типа катодов, отказов по причине отрыва оснований эмиттеров от подложки не было установлено.

Одной из причин, ограничивающих надежность матричных автоэмиссионных катодов, является разброс значений радиусов кривизны острий, обусловленный технологией их изготовления. Уменьшение рабочего напряжения на управляющей сетке до 100 В и менее в катодах Спиндта достигнуто за счет уменьшения радиуса кривизны вершин конусов до нескольких десятков нанометров. При экспоненциальной зависимости автоэмиссионного тока от напряженности поля даже незначительные отклонения радиуса кривизны приводят к значительному разбросу отбираемых токов с автоэммиттеров в катодной матрице. Это приводит к выгоранию наиболее заостренных автоэммиттеров и в лучшем случае – к ограничению полного тока катода, а в худшем – к пробое и разрушению катода в целом. Данная проблема исследована в [40] на примере матричного катода с автоэммиттерами из кремния, размещенными на подложке с плотностью упаковки 10^8 см^{-2} . Более острые наконечники располагались в центре матрицы. Равномерность эмиссии автоэммиттеров с различными радиусами кривизны была достигнута благодаря использованию ограничителей тока в виде кремниевых наностержней в форме цилиндра диаметром 200 нм с аспектным отношением 50, на вершинах которых размещались острые автоэммиттеры. Плотность тока катода

100 А/см² была получена при напряжении управляющей сетки 75 В с диаметром отверстий 350 нм и токе с одиночного автоэммиттера не более 2.5 мкА.

Принципиальным ограничением для использования катодных матриц с микронными размерами ячеек и диэлектрическим зазором катод-сетка в импульсных СВЧ приборах является их большая емкость, которая увеличивает длительности фронтов импульса тока и выходной мощности [41]. Емкость матричного катода Спиндта пропорциональна количеству ячеек и может достигать десятков нанофарад. Вследствие большого значения емкости длительность фронта импульса тока в ЛБВ с матричным катодом Спиндта достигала ~25 мкс при длительности импульса напряжения задающего генератора 40 мкс [14]. Предельно допустимая длительность фронта импульса выходной мощности современных приборов не должна превышать ~1 мкс в широком диапазоне скважностей и длительностей импульса. Для уменьшения емкости необходимо увеличивать зазор катод–сетка и отказаться от разделяющего катод и сетку диэлектрика в пользу вакуума. Использование вакуумного зазора позволит также избавиться от омических утечек по керамике и повысить надежность и долговечность катода и прибора в целом.

Полупроводниковая технология, используемая при изготовлении катодов Спиндта, не позволяет формировать автоэмиссионные ячейки на криволинейных (сферических или цилиндрических) поверхностях катодов для электронных пушек со сходностью с целью осуществления компрессии пучка по площади и увеличения плотности тока в пучке при ограниченной плотности тока на катоде.

3. КАТОДЫ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Большое количество публикаций посвящено созданию технологий изготовления и исследованию эмиссионных характеристик катодов на основе углерода в различных его модификациях (УНТ, алмазоподобные пленки, наноалмазные пленки, нанокристаллический графит, фуллерены, графены и др.) [24, 42].

Особый интерес представляют автоэммиттеры на основе нанокристаллических углеродных и наноалмазных пленок, автоэлектронная эмиссия с которых регистрируется при напряженности электрического поля порядка единиц вольт на микрометр. На микроскопическом уровне пленка состоит из ребристых кристаллитов размером 50...70 Å, размещенных с плотностью несколько ребер на квадратный микрометр [43]. Пленки имеют высокую адгезию с подложкой и не отделяются от нее при напряженностях поля до

30 В/мкм. В диоде с вакуумным зазором ~500 мкм и напряженностью поля между обкладками 9.5 В/мкм плотность тока с пленочного катода площадью несколько квадратных сантиметров достигала 2.5 А/см². Равномерное свечение люминофорного экрана размером 20 × 20 мм² свидетельствовало о высокой однородности эмиссии. Авторы считают наиболее перспективным применением данного типа катодов в автоэмиссионных дисплеях.

Аналогичные наноалмазографитовые пленки были получены в микроволновой плазме паров этанола низкого давления [44]. Пленка состояла из аморфной углеграфитовой матрицы с распределенными по поверхности микрокристаллитами алмаза. В диоде с вакуумным зазором 120 мкм при напряженности поля 9 В/мкм плотность тока составила 2.5 мА/см². Коэффициент усиления поля на микрокристаллитах достигал 1500. Столь высокое значение коэффициента усиления поля авторы указанной работы связывают не с фактором непосредственно микрокристаллитов, а с “высокой поверхностной концентрацией электронов, создающей поле поверхностного заряда до 10⁷...10⁸ В/см, которое сильно искривляет энергетические зоны вблизи поверхности кристаллитов и усиливает локальное электрическое поле на эмиссионных центрах”. К сожалению, в данных работах не приведены результаты испытаний пленочных катодов на сохранение стабильности эмиссии во времени при техническом вакууме.

В работе [45] представлена технология формирования регулярной матрицы из вертикально стоящих на подложке двухслойных графеновых ребер. Продемонстрирована стабильная эмиссия с плотностью тока ~5 мкА/см² в течение 100 ч с уровнем флуктуации менее 1%. Представлен автоэмиссионный дисплей с диагональю 21 см на основе автоэммиттеров из графена.

Следует отметить, что в конструкциях триодов и электронных пушек для электровакуумных приборов из большого многообразия катодов на основе углерода экспериментально были исследованы катоды из углеродных нанотрубок.

Большое аспектное отношение, высокая механическая прочность, химическая инертность, высокие значения тепло- и электропроводности делают УНТ весьма привлекательными для их использования в качестве материала автоэмиссионных катодов. При малом диаметре (единицы-десятки нанометров) и большой длине (до нескольких микрометров) аспектное отношение УНТ достигает 3000 и более единиц. Это позволяет в сотни раз увеличить напряженность электрического поля на их кончиках и отбирать токи с большими плотностями при низких напряжениях на вытягивающем электроде.

Химическая инертность, присущая углеродным материалам, в том числе и углеродным нанотрубкам, позволяет сохранять в техническом вакууме работу выхода более стабильной по сравнению с металлическими автоэммитерами в тех же условиях. Однако высокая механическая прочность не гарантирует сохранение УНТ в режиме интенсивного отбора тока. Вследствие термического разогрева вершины и недостаточно хорошего теплового контакта с подложкой наблюдается неоднородность распределения температуры по длине нанотрубки, что является причиной тепловой неустойчивости, приводящей к их разрушению. Под действием пондеромоторных сил электростатического поля нанотрубки разрушаются на расстоянии $\sim 1/5$ длины нанотрубки от ее кончика [24]. Механическая неустойчивость УНТ трудно прогнозируема и препятствует получению устойчивых и предсказуемых токов автоэлектронной эмиссии.

Разброс значений работы выхода для УНТ, по данным различных источников, составляет от 4.3 до 7.3 эВ. Среднее значение работы выхода находится в пределах 5.26 ± 0.85 [24]. Заявленная в работе [46] аномально низкая работа выхода ~ 1 эВ выходит далеко за рамки принятых в литературе значений. По данному важнейшему параметру углеродные нанотрубки уступают металлическим автоэмиссионным катодам из молибдена и вольфрама. Даже сформированные на одной подложке УНТ имеют разброс значений работы выхода [24]. Учитывая экспоненциальную зависимость плотности тока от работы выхода электронов, можно констатировать, что вклад в общий ток катода отдельных, даже выровненных по высоте нанотрубок, не будет одинаковым. При увеличении тока катода с множеством нанотрубок за счет увеличения напряжения, вероятность механического разрушения или распыления нанотрубок с меньшей работой выхода возрастает, что снижает стабильность и надежность катодов с УНТ.

В [24] приведены оценки предельных значений тока и плотности тока катодов на основе углеродных нанотрубок. Максимальный ток с одиночных УНТ не превышает 1 мкА. Плотность тока массива УНТ высотой 1 мкм, с учетом максимально плотного (не более $1 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$) их размещения на подложке без взаимной экранировки может достигнуть 100 А/см^2 . Указанную плотность тока можно ожидать при условии, если все УНТ в матрице ориентированы строго вертикально, не экранируют друг друга, имеют одинаковые аспектное отношение и работу выхода, что на практике трудно реализуемо. Поэтому данную оценку сверху для УНТ в режиме автоэлектронной эмиссии следует считать сильно завышенной. Плотности тока более 100 А/см^2 с УНТ получены в режиме взрывной эмиссии при одиночных импульсах [47].

К настоящему времени созданы и экспериментально исследованы три типа катодов на основе УНТ:

- катоды с хаотично ориентированными нанотрубками;
- катоды с матрицей одиночных нанотрубок;
- катоды с плотно прижатыми нанотрубками, объединенными в жгуты.

Эмиссионные характеристики УНТ существенно зависят от способа их получения. Вероятно, по этой причине наблюдаются не согласующиеся экспериментальные результаты и выводы авторов публикаций относительно влияния вакуумных условий на их характеристики. По результатам работы [48], эмиссия хаотически ориентированных нанотрубок существенно улучшается при очищении их от адсорбатов в процессе откачки вакуумной камеры. Авторы [49] наблюдали снижение эмиссии на порядок в процессе очищения нанотрубок от адсорбатов. Приведенные результаты подтверждают высокую чувствительность эмиссионных характеристик УНТ к присутствию на их поверхности адсорбатов и свидетельствуют о недостаточной изученности процессов автоэлектронной эмиссии УНТ в условиях технического вакуума.

Катодам с хаотически ориентированными нанотрубками (рис. 3а) характерна плотность тока в единицы миллиампер на квадратный сантиметр при напряженности электрического поля до 10 В/мкм (рис. 3б) [48, 50, 51]. Катоды с матрицей одиночных нанотрубок (рис. 4а) имеют низкие значения пороговой напряженности поля (рис. 4б) за счет отсутствия взаимной экранировки УНТ [52]. В диоде при напряжении анода 3000 В катод с отдельно стоящими нанотрубками при плотности тока $\sim 0.2 \text{ А/см}^2$ проработал в течение 500 ч (рис. 4в). Режим испытаний (импульсный или непрерывный) и давление остаточных газов в испытательной камере в работе не были приведены.

Катоды, состоящие из жгутов с плотно упакованными УНТ, работают при более высоких значениях напряженности электрического поля (несколько десятков вольт на микрометр) вследствие взаимной экранировки нанотрубок [53]. Сравнительные характеристики обоих типов катодов представлены на рис. 5.

Вследствие недостаточно высокой надежности автоэмиссионных ячеек с интегрированной через пленку диэлектрика сеткой, в конструкции триода была применена крупноячеистая сетка, размещенная над нанотрубками на расстоянии 100 мкм. Авторы отмечали наличие в электронном потоке больших поперечных скоростей электронов $\sim 12 \text{ эВ}$ за сеткой с потенциалом 2000 В.

В [54] приведены эмиссионные характеристики катода диаметром 1 мм с хорошо выровненными по

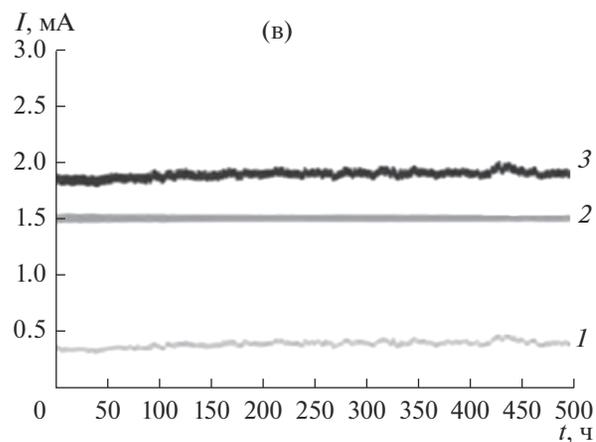
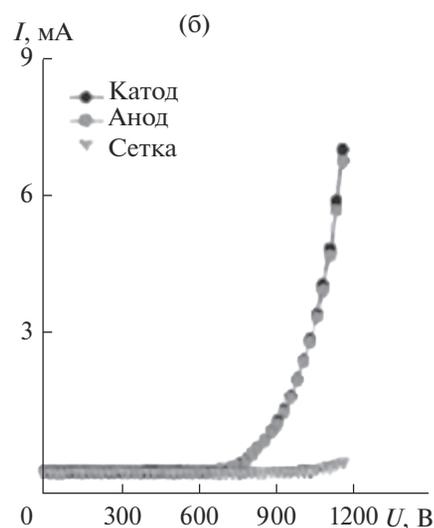
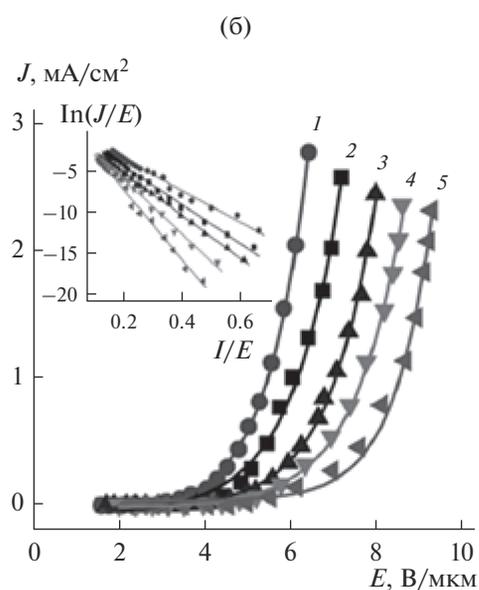
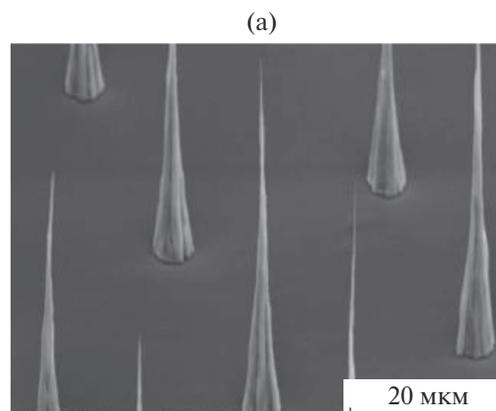
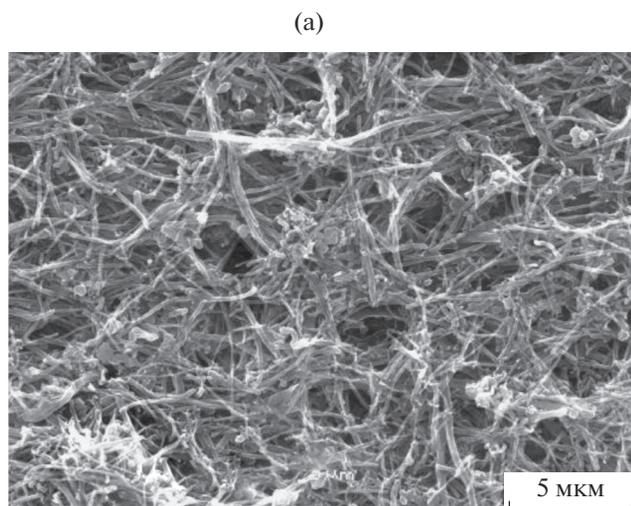


Рис. 3. Фотография катода с хаотически ориентированными УНТ (а); ВАХ при различных давлениях остаточных газов (б): 2×10^{-7} (1), 1.5×10^{-4} (2), 3.2×10^{-4} (3), 9.4×10^{-4} (4) и 2.1×10^{-3} Па (5); на вкладке – ВАХ в координатах Фаулера–Нордгейма [51].

высоте и плотно упакованными нанотрубками, размещенными на площадках размером $2.5 \times 2.5 \text{ мкм}^2$, отстоящих друг от друга на расстоянии 7.5 мкм. Максимальная плотность тока катода $\sim 4.5 \text{ А/см}^2$ в диоде при расстоянии катод–анод 300 мкм и напряжении анода 2000 В была получена при токе катода 36 мА. Давление остаточных газов составило $\sim 8.5 \times 10^{-8}$ Торр.

Одной из проблем, ограничивающей применение катодов с УНТ в вакуумных электронных устройствах, является отрыв УНТ от подложки при воздействии сильных электрических полей вследствие недостаточной энергии связи основа-

ния трубок с подложкой. Для устранения данной проблемы в работе [55] была разработана технология формирования пучков из плотно прилегающих друг к другу и выровненных по высоте УНТ на подложке из графена. Последовательность

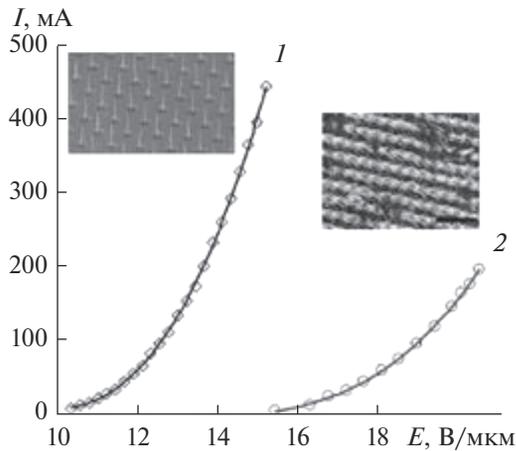


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики катодов с одиночными (1) и упакованными в жгуты (2) нанотрубками [53].

технологических операций включала в себя формирование на кремниевой подложке пленки из двуоксида кремния толщиной 300 нм, осаждение на нее пленки никеля, а затем формирование многослойных пленок графена методом плазменного осаждения. С помощью фотолитографии на графене были сформированы островки катализатора из железа с желаемыми размерами и плотностью упаковки, на которые высаживались углеродные нанотрубки. В диоде с размером катода $2 \times 2 \text{ мм}^2$ получен ток более 200 мА, что соответствовало усредненной по катоду плотности тока $\sim 2.5 \text{ А/см}^2$ (рис. 6). Стабильность эмиссии катода с током 100 мА зарегистрирована в течение 24 ч.

При формировании жгутов с плотно прижатыми нанотрубками утрачивается основное их преимущество — большое аспектное отношение.

Жгут из нанотрубок приобретает форму цилиндра или прямоугольной пирамиды с шероховатой эмитирующей поверхностью с малым значением параметра преобразования поля. Напряженность электрического поля на вершине жгута распределена неравномерно, она возрастает от центра к периферии. Высокая плотность тока, зависящая от напряженности поля по экспоненте, может вызвать термическое разрушение нанотрубок на периферии жгута.

Достаточно простой в технологическом исполнении способ изготовления автоэмиссионного катода с УНТ предложен в [56]. Паста с измельченными и перемешанными с графитовым наполнителем нанотрубками наносилась на торец графитового стержня диаметром 0.7 мм. В диодном режиме при напряжении анода 2000 В ток катода составил 8.4 мА, что соответствовало усредненному по поверхности стержня значению плотности тока 2.2 А/см^2 . Ток катода, равный 1 мА, оставался стабильным в течение 20 ч.

Для уменьшения напряжения в триодах с УНТ предпринимаются попытки создать автоэмиссионные ячейки (типа Спиндта) с интегрированной через пленку диэлектрика сеткой. Так, в работах [57, 58] хаотически ориентированные УНТ были высажены на донья углублений в пленке SiO_2 , сформированной на кремниевой подложке, методом плазмохимического осаждения из паровой фазы. Углубления диаметром $\sim 2 \text{ мкм}$ были расположены на расстоянии 4.8...10 мкм друг от друга. УНТ высотой 1...8 мкм высаживались в течение нескольких минут. На поверхности диэлектрика внутри ячейки видны углеродные нанотрубки (рис. 7), которые могут быть причиной утечек при формировании ячеек типа Спиндта с интегрированной сеткой. Вероятно, по этой причине, сеточный электрод на диэлектрике так и не был

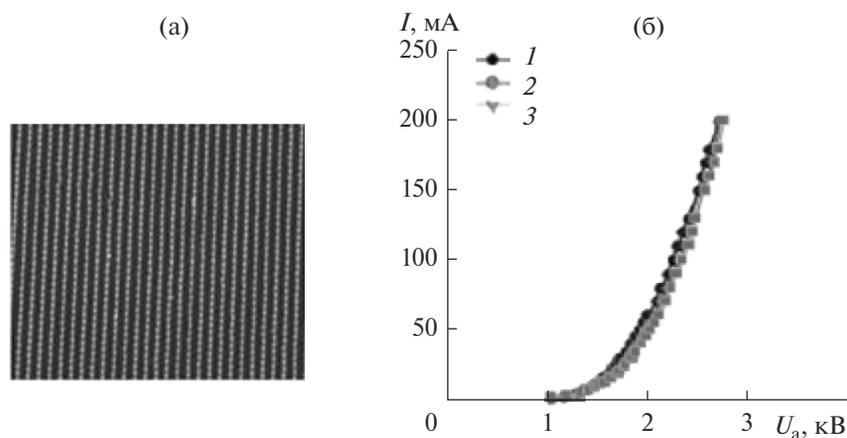


Рис. 6. Катодная матрица с островками из УНТ (а); вольт-амперные характеристики (б) в начале испытаний (1) и после 12 (2) и 24 ч (3) испытаний [55].

сформирован. Измерения эмиссии катода диаметром $\sim 0.75 \text{ мм}^2$ были проведены в плоском диоде с вакуумным зазором между диэлектриком и анодом $\sim 18 \text{ мкм}$ при давлении $\sim 8 \times 10^{-7} \text{ Торр}$. Усредненная по площади катода с УНТ высотой 8 мкм плотность тока составила $\sim 370 \text{ мА/см}^2$ при напряженности поля $\sim 22 \text{ В/мкм}$.

В [59] “была предпринята попытка” изготовления и испытания автоэмиссионной матрицы с УНТ и интегрированным затвором (сеткой) из титана. Для улучшения сцепления УНТ с подложкой последняя была выполнена из карбида титана. Технология формирования ячеек с УНТ являлась многоуровневой и включала осаждение на танталовую подложку нитрида титана, на которой формировались островки карбида титана диаметром 50 мкм и шагом 120 мкм , а затем высаживались УНТ. Изолятор и затвор были изготовлены с помощью станков с числовым программным управлением. Матрица из 253 ячеек была сформирована на площадке диаметром 2 мм . Испытания созданной триодной структуры в работе не представлены, а измерения эмиссионных характеристик катода проведены в диодном режиме. При напряженности поля 12 В/мкм ток катода составил 21.3 мА , а плотность тока 335 А/см^2 . При постоянном токе 5 мА и плотности 2.3 А/см^2 катод проработал в течение 3000 ч без заметного ухудшения эмиссионных характеристик. К сожалению, в статье не приведены данные о конструкции диода, условиях испытаний по вакууму и напряжению, что не позволило определить, к чему относится приведенное значение плотности тока.

Судя по приведенным выше результатам, ячейки с интегрированной сеткой так и не были испытаны в триодном режиме, поэтому можно сделать вывод, что конструкции ячеек типа Спиндта с интегрированными сетками являются недостаточно надежными как с молибденовыми острями, так и с УНТ. Главная причина связана с увеличением утечек во времени и возникновением пробоев между катодом и сеткой по разделяющему их диэлектрику. Авторы [60] считают наиболее предпочтительной конструкцию ячейки с вакуумным зазором катод–сетка.

Использование автоэмиссионных катодов с интегрированными сетками на основе УНТ в высоковольтных приборах СВЧ диапазона к настоящему времени не вышло за рамки лабораторных исследований. Это обусловлено, по-видимому, как было отмечено выше, более высоким значением работы выхода, недостаточной механической прочностью, вызванной тепловой неустойчивостью и утечками в цепи катод–сетка. Следует так же обратить внимание на отсутствие публикаций по стойкости УНТ к вибрационным и ударным механическим воздействиям с большим

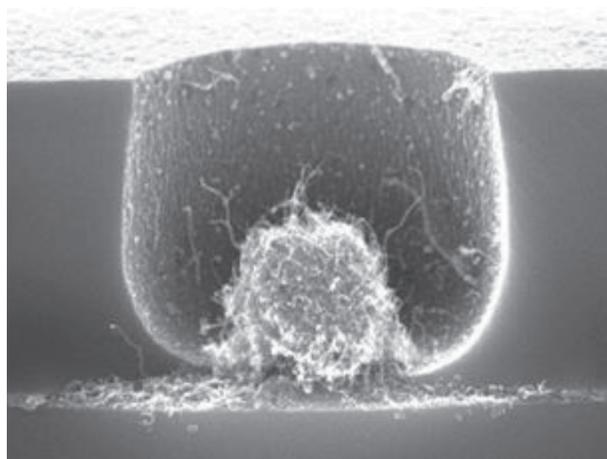


Рис. 7. Ячейка “типа Спиндта” с хаотически ориентированными УНТ [58].

ускорением, которым подвергаются электронные приборы космического и военного назначения.

Проводятся исследования по совершенствованию технологий создания полевых эмиттеров с алмазными, алмазоподобными и другими типами наноуглеродных покрытий. В [42] приведены результаты исследований в данной области и отмечены достоинства этого типа катодов. Общий недостаток — слабая энергия связи пленок с подложкой, что является причиной их отрыва пондеромоторными силами электростатического поля [61]. Достигнутые значения токов явно не достаточны для их использования в СВЧ-приборах. Продолжительность стабильной эмиссии таких катодов в условиях технического вакуума нуждается в дальнейших исследованиях.

Увеличение автоэмиссионного тока всех типов автоэмиссионных катодов даже с небольшим параметром усиления поля возможно за счет уменьшения работы выхода. С этой целью проводятся исследования и разрабатываются технологии допирования поверхности автоэмиттеров атомами элементов с малой работой выхода. Было обнаружено существенное уменьшение работы выхода, однако в процессе работы катодов под действием ионной бомбардировки и температуры за достаточно короткое время ее значение возрастало до значения работы выхода непосредственно материала автоэмиттера [42].

Авторами [62] разработана технология защиты автоэмиттеров от ионной бомбардировки нанесением двух–шести слоев фуллереновых молекул. Для снижения работы выхода пленка из фуллеренов активировалась потоком ионов калия энергией 49 эВ . Экспериментально подтверждена стабильная эмиссия многоострийного (до 350 наконечников) катода в диоде при техническом вакууме с общим током 250 мкА в течение нескольких часов.

4. АВТОЭМИССИОННЫЕ КАТОДЫ ИЗ СТЕКЛОУГЛЕРОДА СУ-2000

Удачное сочетание физико-химических свойств стеклоуглерода СУ-2000: высокая вакуумная плотность, работа выхода ~ 4.6 эВ, химическая инертность, высокая механическая прочность (возрастает с увеличением температуры и сохраняется вплоть до температуры $\sim 3000^\circ\text{C}$), удельное электрическое сопротивление $(3\dots 8) \times 10^{-6}$ Ом \cdot м делают его привлекательным материалом для автоэмиссионных катодов [63, 64]. Создание автоэмиссионных катодов из стеклоуглерода СУ-2000 и исследование их автоэмиссионных характеристик сдерживались отсутствием технологии изготовления острийных матриц.

Предложенная авторами [65] технология плазмохимического травления в среде кислорода позволяет формировать на пластинах изотропного пиролитического графита матрицу острий в форме прямого конуса высотой до одного микрона и радиусом закругления вершины ~ 0.1 мкм (рис. 8а).

В работах [66, 67] был предложен способ формирования матричных автоэмиссионных катодов с остриями в форме прямого усеченного конуса методом термохимического травления в среде водорода. Высота острий в матрице не превышала 14 мкм, размер вершин более 1.6 мкм, плотность упаковки не превышала 2×10^6 см $^{-2}$ (рис. 8б). На пластинах изотропного пиролитического графита высота острий достигала 60 мкм с размером вершины такого же порядка величины. Для увеличения параметра преобразования поля проводилось их заострение в кислородной плазме. При этом на вершинах острий формировалась шероховатая поверхность, определяемая пористой структурой стеклоуглерода СУ-2000 (рис. 8в) [68].

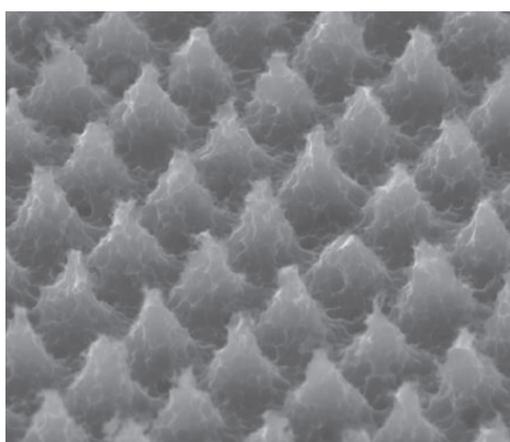
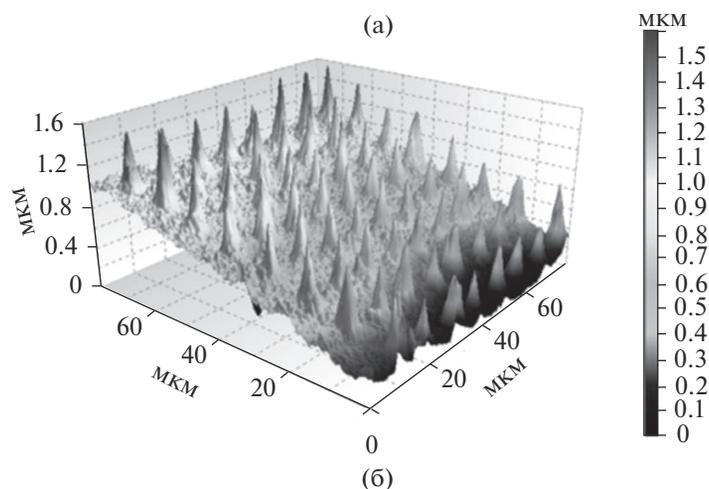
Стабильность эмиссии катодов из стеклоуглерода СУ-2000, так же как и других типов автоэмиссионных катодов, обеспечивалась их формовкой в сильных электрических полях [69]. Измерения ВАХ катодов проводились в диодах после их формовки при давлении остаточных газов $\sim 2 \times 10^{-7}$ Торр [70–73]. Максимальная плотность тока катода ~ 6.6 А/см 2 была получена в импульсном режиме. Дальнейшее увеличение плотности тока было ограничено высокой температурой анода (материал медь, молибден) и расплавлением участков его поверхности напротив острий (рис. 9). Последующие исследования диодов проводились с анодами из пиролитического графита или стеклоуглерода СУ-2000, способными рассеивать более высокие мощности электронного потока за счет более высокой рабочей температуры. Температура сублимации стеклоуглерода составляет $\sim 3700^\circ\text{C}$.

Вольт-амперные характеристики измеряли при различных зазорах между вершинами острий и плоскостью анода — от 0 мкм (касание анодом вер-

шин острий) до 200 мкм (рис. 10). Экспериментально установлено, что при сохранении макроскопической напряженности поля в диоде, автоэмиссионный ток катода возрастал с увеличением зазора диодного промежутка [74]. По мнению авторов, это связано с увеличением напряженности электрического поля на вершинах острий за счет возрастания коэффициента усиления электрического поля [75]. У катодов с различным аспектным отношением (с матрицей острий в форме прямого усеченного конуса, с текстурированной термохимическим травлением поверхностью и с полированной поверхностью) наблюдалась единая закономерность: возрастание коэффициента усиления электрического поля на вершинах эмиттеров с ростом величины зазора диодного промежутка (рис. 11а) [74, 75].

Данная закономерность может быть объяснена нарушением принципа геометрического подобия: при увеличении зазора диодного промежутка размеры острийных автоэмиттеров не изменялись. При зазорах, сравнимых с размером вершины острий, для “наблюдателя”, находящегося на поверхности анода, кривизна поверхности вершины острия практически не проявляется и напряженность электрического поля на вершине острия определяется потенциалом анода и величиной зазора, как в плоском конденсаторе. В этом случае коэффициент усиления поля определяется аспектным отношением острийных эмиттеров меньшего геометрического масштаба (наноострия), размещенных на вершинах острия, и не превышает 10 единиц [76]. С увеличением зазора все в большей степени проявлялось влияние кривизны поверхности острий, что приводило к увеличению напряженности поля и росту коэффициента усиления поля. При длине зазора, равной трем и более периодам матрицы, коэффициент усиления возрастал незначительно и его величина стремилась к некоторому максимальному значению, характерному для данной матрицы острий [77]. На рис. 11б представлены зависимости тока матричных автоэмиссионных катодов от напряженности электрического поля на эмиссионных центрах, которые были рассчитаны с учетом коэффициента усиления при различных зазорах катод–анод в диоде.

При зазорах, сравнимых с размером вершин острий, напряженность поля на вершинах большинства наноострий была примерно одинаковой, а количество эмиссионных центров максимально. Вследствие этого, эффективная площадь эмиссии, прямо пропорциональная количеству эмиссионных центров, имела максимальное значение при зазорах диода, сравнимых с размером вершин острий, и резко уменьшалась с увеличением зазора (рис. 12) [76, 78, 79]. Для фиксированного значения тока катода уменьшение эффективной площади эмиссии с увеличением зазора приводи-



(в)

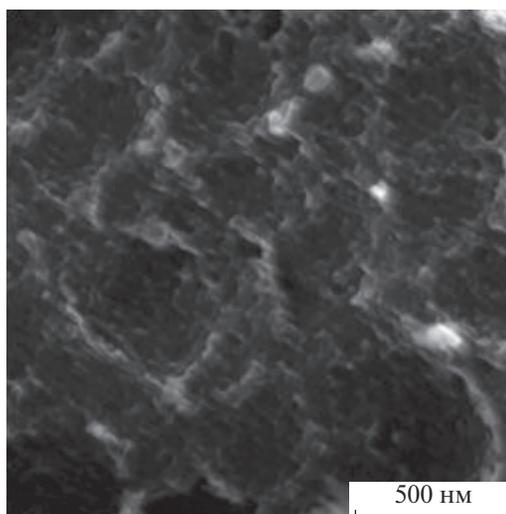


Рис. 8. Автоэмиссионные матрицы острий: а – из изотропного пиролитического графита; б – из стеклоглерода СУ-2000; в – структура поверхности на вершинах острий из стеклоглерода СУ-2000.

ло к возрастанию эффективной плотности тока на работающих эмиссионных центрах вплоть до критического значения, приводящего к их “взрыву” и пробую [80]. Для одиночного острия МАЭК

при малых зазорах эффективная площадь эмиссии составляла $\sim 3 \times 10^{-10}$ см² и равнялась примерно одной тысячной от площади вершины [79]. При больших зазорах эффективная площадь

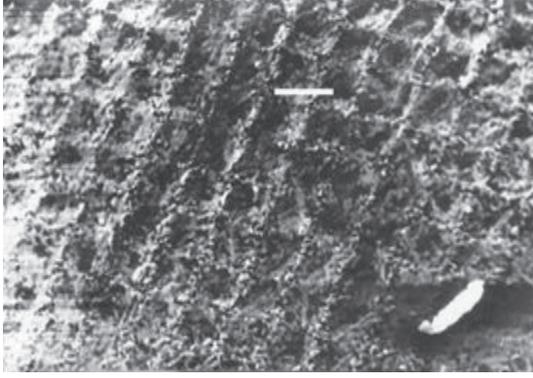


Рис. 9. Фотография поверхности анода из меди после испытаний в диоде с МАЭК.

эмиссии уменьшалась до $\sim 10^{-15}$ см², что, по порядку величины, сопоставимо с площадью эмиссии острий для катодов Спиндта, а эффективная плотность тока катода достигала $\sim 10^8$ А/см² [5].

Важной характеристикой автоэмиссионного катода является ширина спектра энергий электронов, которая определяет величину фазового объема электронного потока. При низких значениях температуры экспериментально измеренная ширина спектра хорошо согласуется с теоретическими данными и не превышает 1эВ [81]. При повышении температуры ширина спектра энергий увеличивается за счет термически возбужденных электронов [33]. Исходя из экспериментально полученной эффективной площади эмиссии МАЭК из стеклоглерода СУ-2000 в самом неблагоприятном режиме (при больших зазорах диода) эффективная плотность тока одиночного наноострия может достигать близкого к критическому значения, $\sim 10^9$ А/см². При такой плотности тока температура эмиссионных центров достигала

2800 К, а ширина спектра энергий возрастала до 7 эВ [82].

Стабильность эмиссии является одним из важнейших показателей эффективности и пригодности к эксплуатации автоэммиттеров. В [76] представлены результаты исследований влияния давления остаточных газов на стабильность эмиссии МАЭК из стеклоглерода СУ-2000 в диодах с анодами из молибдена и пиролитического графита. При изменении давления от 2×10^{-7} до 8×10^{-7} Торр в диоде с молибденовым анодом эмиссионный ток катода не изменялся, а его флуктуации возрастали с 3 до 15%. Дальнейшее увеличение давления приводило к уменьшению величины эмиссионного тока. При восстановлении давления до $\sim 4 \times 10^{-7}$ Торр эмиссия катода полностью восстанавливалась, а флуктуации катодного тока не превышали 1.5%. В диоде с анодом из пиролитического графита в аналогичных условиях уровень флуктуаций не превышал 0.5% и стабилизировался в течение короткого времени (рис. 13). Эмиссия катода с плотностью тока 0.36 А/см² и амплитудой флуктуаций не более 1.5% при напряжении анода 5.5 кВ сохранялась стабильной в течение 2000 ч испытаний в техническом вакууме.

В [83] приведены результаты исследований эмиссионных характеристик МАЭК с плотностью упаковки острий 1×10^6 см⁻² и большой площадью эмиссионной поверхности. Измерения проведены в диоде с анодом из стеклоглерода в импульсном режиме при длительности импульса 5 мкс и скважности 10000. При напряженности поля 155 В/мкм ток катода площадью 7 мм² составил 98 мА, а с катода площадью 100 мм² величина тока не превышала 160 мА. Ожидаемого увеличения тока пропорционально площади катода получить не удалось вследствие непараллельности анода с плоскостью острий и, как следствие, не-

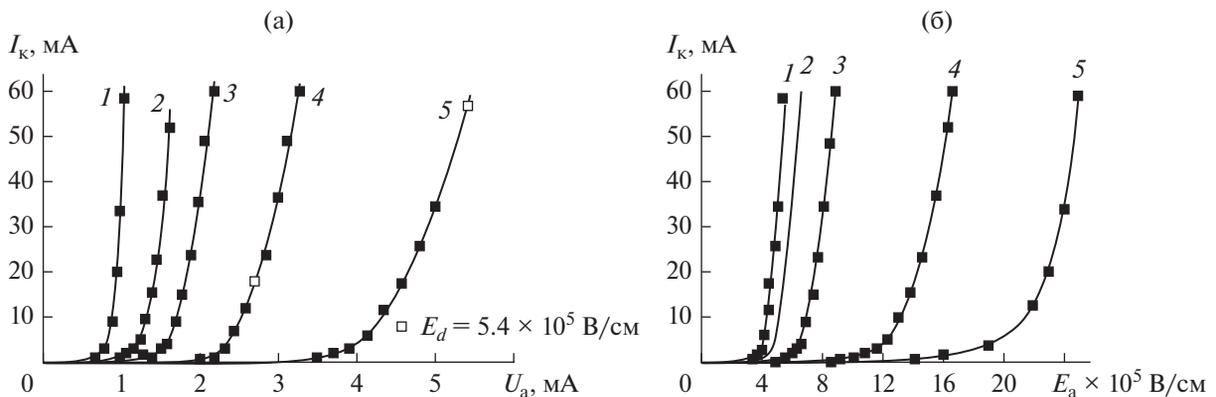


Рис. 10. Эмиссионные характеристики МАЭК в зависимости от изменения зазора диодного промежутка $d_{к-а}$: а – ВАХ при $d_{к-а} = 4$ (1), 10 (2), 25 (3), 50 (4) и 100 мкм (5); б – ток катода в зависимости от напряженности поля вблизи анода при $d_{к-а} = 100$ (1), 50 (2), 25 (3), 10 (4) и 4 мкм (5).

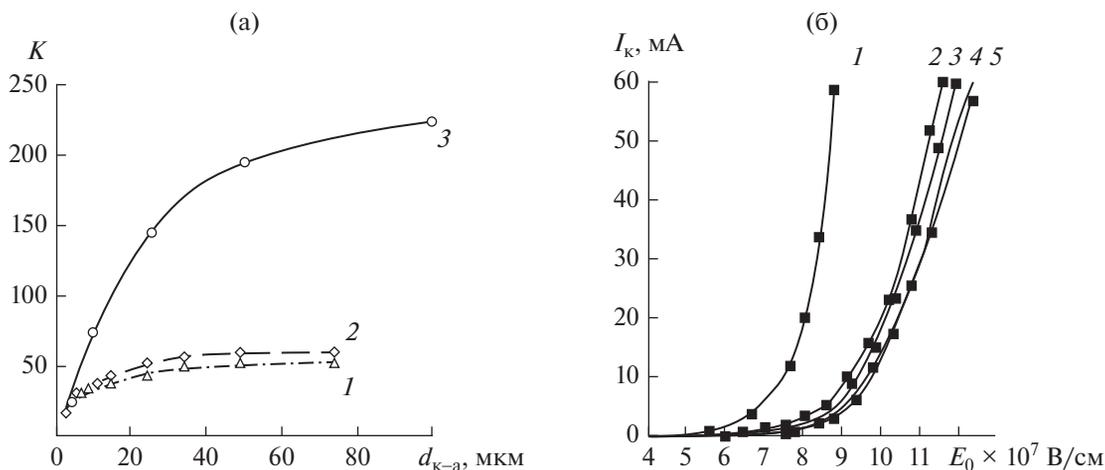


Рис. 11. Зависимость коэффициента усиления поля K в диоде от величины зазора катод–анод (а) – для катода с полированной поверхностью (1), с шероховатой поверхностью без острий (2) и с матрицей острий (3); зависимость тока катода МАЭК от напряженности поля на эмиссионных центрах (б) – при $d_{k-a} = 4$ (1), 10 (2), 25 (3), 50 (4) и 100 мкм (5).

равномерности распределения напряженности электрического поля по поверхности катода.

Для уменьшения рабочей напряженности электрического поля острия из стеклоуглерода покрывались пленкой нанокластеров толщиной 0.2...0.3 мкм из аллотропных фаз углерода [84]. Зарегистрировано смещение ВАХ в низковольтную область и снижение порогового значения напряженности поля с 47 до 23 В/мкм. Стабильность эмиссии во времени не исследовалась.

Катоды, сформированные термохимическим травлением, имеют низкий параметр преобразования поля, который определяется их малым аспектным отношением (около 10 единиц). Добротность острий, по классификации Т. Утсуми, ниже, чем у катодов Спиндта в форме пирамид. С учетом шероховатости поверхности вершин острий параметр добротности катодов составляет $F \sim 2.5 \times 10^{-5}$.

Для увеличения добротности была разработана технология формирования острий в форме иголок с аспектным отношением до 1000 единиц методом микроразмерного лазерного фрезерования [85–88]. На рис. 14 представлены фотографии катодов с одним, семью и девятнадцатью игольчатыми остриями, сформированными на диске диаметром 3.1 мм из стеклоуглерода СУ-2000.

Высота острий достигала 1.17 мм, а минимальный радиус вершин ~ 0.5 мкм (рис. 14а–14г). На рис. 14д и 14е представлены фотографии автоэмиссионного катода с 19-ю пьедесталами высотой до 500 мкм, диаметром основания ~ 300 мкм и радиусом закругления вершины ~ 60 мкм. Для повышения коэффициента усиления поля и увеличения

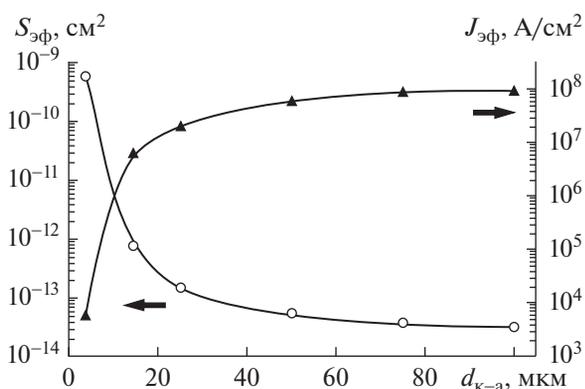


Рис. 12. Изменение эффективной площади эмиссии и эффективной плотности тока МАЭК от величины зазора в диоде.

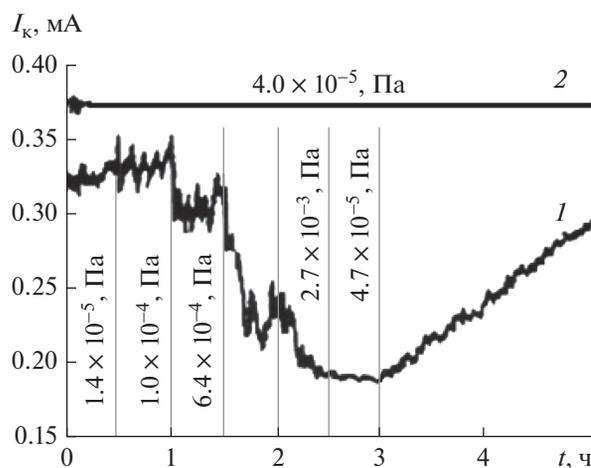


Рис. 13. Изменение тока катода и его флуктуаций в диоде при различных давлениях остаточных газов для анода из молибдена (1) и из пиролитического графита (2).

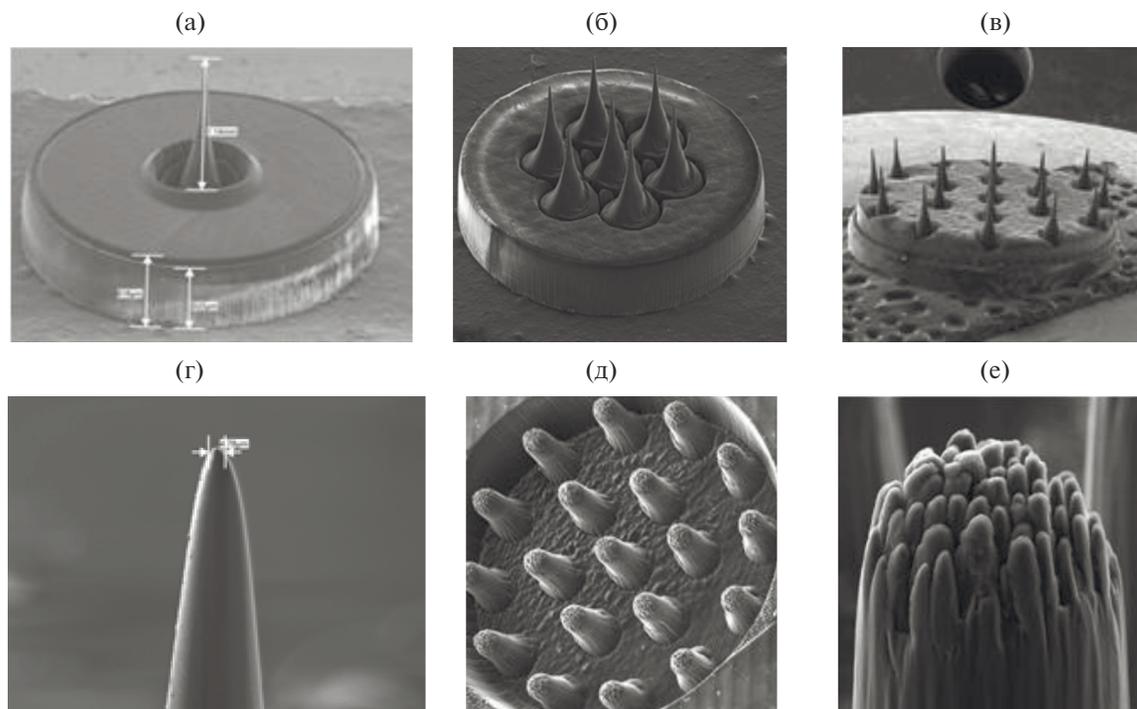


Рис. 14. Автоэмиссионные катоды из стеклоглерода СУ-2000: а – одиночное острие в форме “Эйфелевой башни”; б – семь острий; в – девятнадцать острий; г – вершина одиночного острия; д – катод с 19-ю пьедесталами и остриями на их вершинах; е – вершина пьедестала.

добротности катода на вершинах пьедесталов были сформированы острия меньшего масштаба – высотой ~ 40 мкм и радиусом закругления ~ 7 мкм.

Известно, что стеклоглерод СУ-2000 имеет пористую структуру, состоящую из полых фуллереноподобных сфероидов размером от 10 нм до 2.5 мкм [67, 89]. В процессе микроразмерного лазерного фрезерования можно было ожидать, что поверхность острий будет такой же шероховатой, как после термохимического травления (см. рис. 8в). Однако исследованиями поверхности на сканирующем электронном микроскопе показано, что поверхность острий является гладкой. Этот результат можно объяснить наличием у стеклоглерода жидкой фазы, которую он имеет лишь при температуре, близкой к температуре сублимации, $\sim 3700^\circ\text{C}$ и давлении 10.5 МН/м^2 . Вероятно, что оба условия для образования жидкой фазы стеклоглерода реализуются в процессе изготовления иголок при воздействии лазерного излучения с большой плотностью мощности. Гладкая поверхность вершин острий обеспечивает равномерность автоэлектронной эмиссии по всей поверхности, где напряженность поля достигает порогового значения и уменьшает вероятность пробоев, которые неизбежно возникают на эмиттерах с шероховатой поверхностью.

На рис. 15а представлены ВАХ триодной ячейки в непрерывном режиме с одиночным острием

высотой 480 мкм и радиусом кривизны вершины 5 мкм [85, 90, 91]. Толщина сетки с центральным отверстием диаметром 480 мкм составляла 120 мкм. Вершина острия была смещена на 180 мкм относительно центра отверстия и не доходила до наружной плоскости сетки на 50 мкм. Добротность ячейки составила ~ 0.02 .

Смещение ВАХ в низковольтную область при уменьшении давления остаточных газов связано с очищением поверхности острий от адатомов. Автоэлектронная эмиссия все в большей степени определялась работой выхода непосредственно стеклоглерода СУ-2000. Очищению поверхности также способствовал термический нагрев вершин острий джоулевым теплом при протекании собственного автоэмиссионного тока. Увеличение тока в непрерывном режиме сопровождалось ухудшением вакуума и снижением эмиссии вследствие разогрева сетки перехваченным ею током. В импульсном режиме величина тока 8 мА (рис. 15б) была ограничена тепловым режимом сеточной структуры.

Для электронных пушек со сходимостью была разработана технология формирования матриц игольчатых острий с большим аспектным отношением на криволинейных поверхностях (сферических и цилиндрических) [92].

Игольчатые острия с большим аспектным отношением из стеклоглерода СУ-2000 успешно

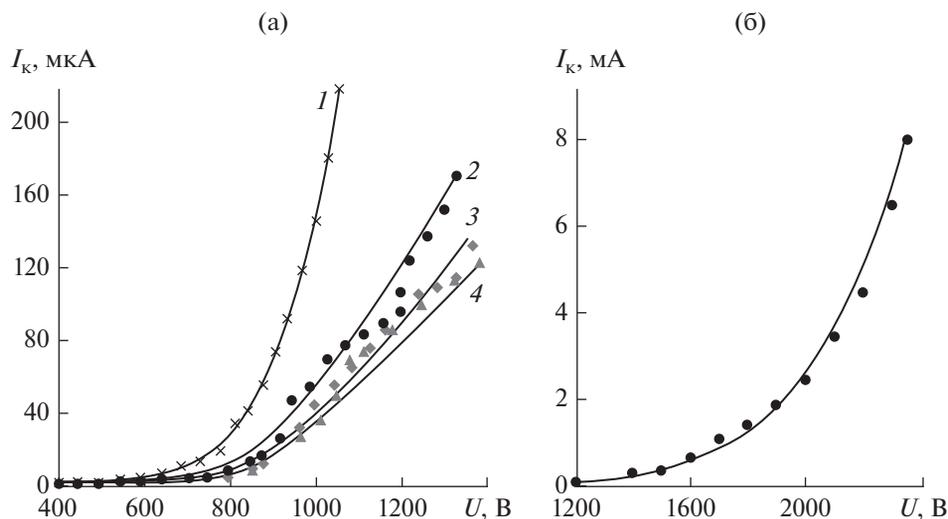


Рис. 15. Эмиссионные характеристики ячейки с одиночным острием: а – непрерывный режим при различном давлении остаточных газов: 5.8×10^{-7} (1), 7.2×10^{-7} (2), 8×10^{-7} (3) и 1×10^{-6} Торр (4); б – ВАХ в импульсном режиме при давлении 2×10^{-7} Торр.

прошли испытания на устойчивость к синусоидальным вибрациям с амплитудой ускорения до 20g в диапазоне частот 10...2000 Гц и к одиночным ударам с пиковым ускорением до 100g [93].

Одним из электронных устройств, где возможно применение одиночных острий из стеклоуглерода СУ-2000 с большим аспектным отношением являются рентгеновские трубки, в которых токи не превышают 1 мА. Высокое ускоряющее электронный поток напряжение 30...40 кВ способствует уменьшению углового разброса электронов и формированию на мишени пучка диаметром в несколько десятков микрометров.

5. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУШКИ И ЛБВ С АВТОЭМИССИОННЫМИ КАТОДАМИ

5.1. Электронные пушки с катодами из стеклоуглерода СУ-2000

Конструкции электронных пушек (ЭП) с автоэмиссионными катодами из стеклоуглерода СУ-2000 были созданы на базе конструкций и с использованием технологий, применяемых на предприятиях электронной промышленности при производстве электровакуумных приборов с термоэмиссионными катодами [94, 95]. Наиболее простой по конструкции и технологичной в исполнении являлась ЭП с токоперехватывающей сеткой, размещенной над вершинами острий. Танталовая сетка с квадратными отверстиями (125×125 мкм²) была размещена на расстоянии 70 мкм над плоскостью катода. С катода диаметром 1.5 мм был получен ток 7.5 мА при напряжениях на сетке и аноде 9 кВ. Усредненная по катоду плотность автоэмиссионного тока составила

~ 0.42 А/см². Прямой перехват тока с острий под перемычками сетки приводил к ее разогреву, повышенному газоотделению и препятствовал получению более высоких значений тока.

Прямой перехват тока сеткой в значительной степени был устранен в конструкции электронной пушки с размещенной непосредственно на катоде многослойной сеточной структурой: проводник–диэлектрик–проводник (“сэндвич-сеткой”) [96]. Сэндвич-сетка состояла из пленки пиролитического нитрида бора толщиной 200 мкм с нанесенными с обеих сторон пленками из пиролитического графита толщиной 10 мкм. Сеточная структура имела шесть отверстий диаметром 350 мкм, размещенных на окружности диаметром 1.25 мм, и одно отверстие в центре. Острия с плотностью упаковки 2.5×10^5 см⁻² были изготовлены на катодном диске диаметром 3 мм методом термохимического травления [65]. При напряжении на сетке 4.5 кВ плотность тока каждого из семи парциальных пучков за сеткой составляла ~ 1 А/см², а токовая нагрузка на одиночное острие не превышала ~ 4.2 мкА (рис. 16) [77, 97].

Проводящий слой сэндвич-сетки (формирующая сетка), размещенный на вершинах острий ослабляет электрическое поле на катоде в кольцевой области, прилегающей к формирующей сетке [98]. Ослабление поля возрастает с увеличением ее толщины и позволяет, при определенном соотношении размеров сэндвич-сетки, устранить неравномерность распределения напряженности поля по диаметру ячейки, вызванную провисанием потенциала в отверстиях управляющей сетки. Вектор напряженности электрического поля в кольцевой области направлен к оси ячейки, за счет

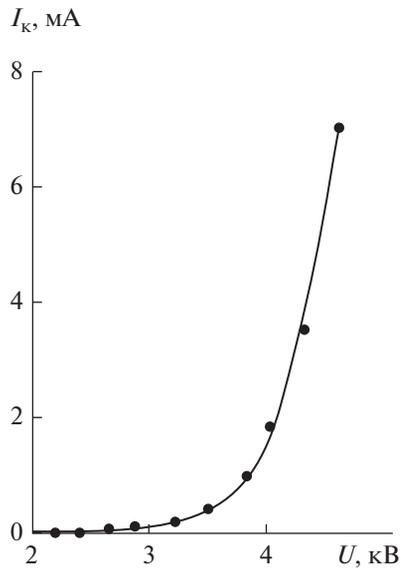


Рис. 16. Вольт-амперная характеристика триода с «сэндвич»-сеткой.

чего осуществляется фокусировка электронного потока. Выбор оптимального соотношения, связывающего толщины формирующей сетки, пленки диэлектрика, управляющей сетки и диаметр отверстия в сэндвич-сетке позволяет добиться равномерности распределения напряженности поля, а следовательно, и плотности тока, по поверхности катода в ячейке и сформировать электронный поток с минимальным углом расходимости на выходе из ячейки [99, 100]. Расходимость электронов в области вытягивающей сетки компенсировалась их сходимостью полем формирующей

сетки. В результате уравнивающего влияния разнонаправленного действия обеих линз электронный поток на выходе из ячейки имел кроссовер (рис. 17а) [101]. Добротность ячейки составила $\sim 1.3 \times 10^{-3}$.

Недостатком сэндвич-сетки, ограничивающим ее надежность и долговечность, являются омические утечки между катодом и управляющей сеткой по поверхности диэлектрика. При достижении плотности тока некоторого порогового значения фиксировались микропробоя (начальная стадия пробоя) в цепи катод–сетка, которые приводили к возрастающим во времени утечкам по боковой поверхности нитрида бора внутри ячейки и последующим пробоям. Следы пробоев были обнаружены на катоде по периметру ячеек (рис. 17б) и по периметру отверстий вытягивающей сетки (рис. 17в) [102]. Сопротивление в цепи катод–сетка уменьшилось с 1000 МОм до 6 кОм вследствие напыления углерода на изолирующую поверхность нитрида бора с разогретых до высокой температуры эмиссионных центров собственным автоэмиссионным током. Спектральный анализ поверхности нитрида бора после пробоев показал наличие углерода, что подтвердило данную гипотезу. Вероятно, аналогичные процессы характерны для миниатюрных ячеек типа Спиндта, в которых используется диэлектрик в качестве электрической изоляции промежутка катод–сетка. Для уменьшения вероятности возникновения пробоев и сохранения изоляционных свойств поверхности диэлектрика внутри ячейки необходимо избегать токовой перегрузки острий, работая на участке ВАХ с малой крутизной. Кардинальным решением данной проблемы является отказ от использования диэлектриче-

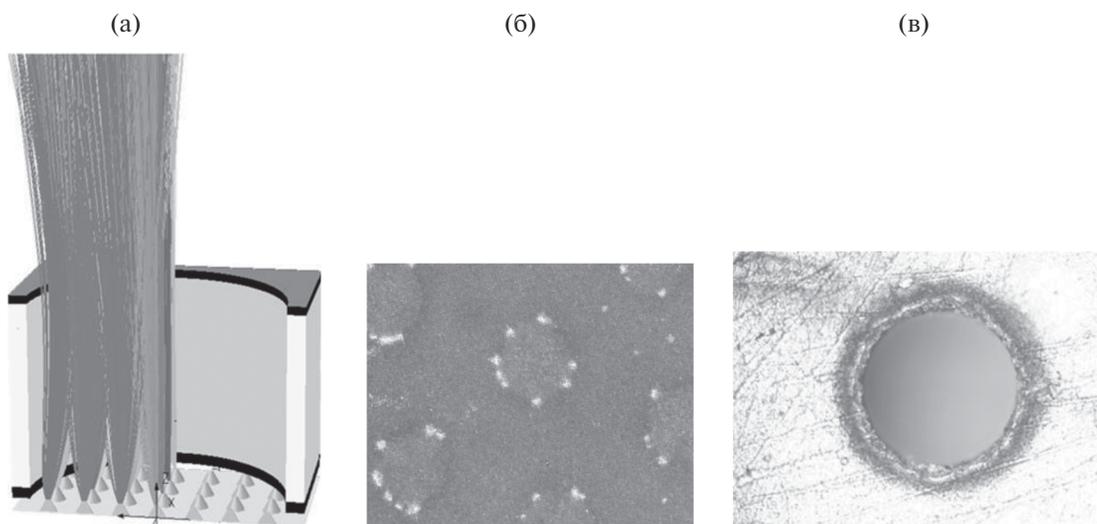


Рис. 17. Траектории электронов в «сэндвич»-ячейке (а); следы пробоев на поверхности катода (б); следы пробоев на сетке (в).

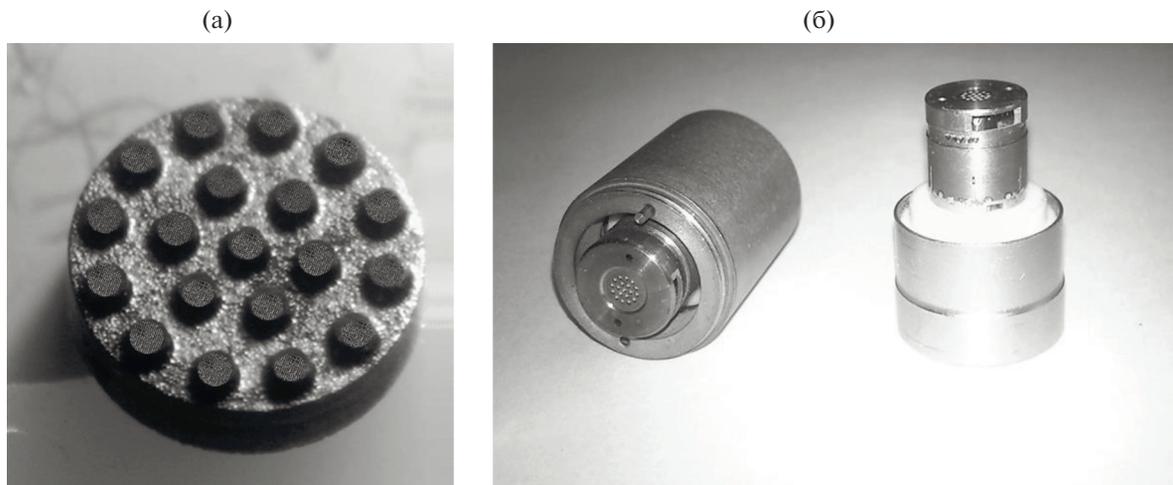


Рис. 18. Катодный диск с 19-ю парциальными цилиндрическими “катодами-пьедесталами” (а); электронная пушка в сборе (б).

ской изоляции между катодом и сеткой в пользу вакуума.

Вакуумный зазор катод–сетка был реализован в конструкции электронной пушки с 19-ю парциальными автоэмиссионными катодами из стеклогуглерода СУ-2000 в форме цилиндров, сформированных на катодном диске диаметром 3.1 мм методом электроискровой обработки (рис. 18) [79, 103]. Парциальные катоды-пьедесталы высотой 500 мкм и диаметром $d_k = 370$ мкм были размещены на двух концентрических окружностях с диаметрами 1.25 и 2.5 мм по 6 и 12 штук соответственно. Еще один катод был расположен в центре катодного диска. На плоской поверхности каждого парциального катода была сформирована матрица острий в форме усеченного конуса высотой 12 мкм и диаметром вершины ~ 1.6 мкм. Плотность упаковки острий составляла 1×10^6 см⁻². Управляющая сетка из анизотропного пиролитического графита толщиной 110 мкм с 19-ю отверстиями диаметром $d_c = 500$ мкм располагалась над поверхностью острий. Анод электронной пушки с 19-ю отверстиями диаметром $d_a = 500$ мкм был размещен соосно с отверстиями сетки и парциальными катодами. За анодом размещалась диафрагма из молибдена с малым (диаметром 30 мкм) отверстием, которая использовалась для измерения распределения плотности тока по диаметру пучка за анодом пушки и одновременно являлась коллектором для прошедших через анод электронов (рис. 19а).

При напряжении управляющей сетки $U_c = 6550$ В и токе катода $I_k = 270$ мА (рис. 19б) усредненное по поверхности парциальных катодов значение плотности тока составило ~ 13.2 А/см², а плотность тока в парциальных электронных пучках за анодом ~ 4.4 А/см². Коэффициент токопро-

хождения через анод составил 33% от тока катода. Линейность вольт-амперных характеристик в координатах Фаулера–Нордгейма свидетельствует об автоэмиссионном режиме работы катода (рис. 19в). Первеанс электронного пучка за анодом $P = 0.17 \times 10^{-6}$ А/В^{3/2}, добротность парциальной ячейки ~ 0.008 .

Результаты расчетов электростатических полей в парциальных ячейках [98, 104] показали неравномерность распределения напряженности электрического поля по поверхности парциального катода. Максимальное значение напряженности поля имело место в кольцевой области шириной не более 20 мкм на периферии катода-пьедестала (рис. 20а). Внутри кольцевой области, площадь которой не превышала 20% площади парциального катода, размещались примерно 220 острий. Электроны, эмитированные с периферийной кольцевой области, отклонялись электрическим полем от оси ячейки и оседали на боковой поверхности сетки и на аноде ЭП [105]. Ток с одиночного острия внутри кольца составил примерно 43 мкА, а усредненное по площади кольца значение плотности тока – более 40 А/см². Плотность тока на эмиссионных центрах достигала $\sim 7 \times 10^8$ А/см² (рис. 20б). Для центральной области парциального катода ток с одиночного острия составлял примерно 4.9 мкА, а плотность тока не превышала 5 А/см². Электроны, пролетевшие через анод, эмитировались в основном остриями из центральной области парциального катода.

На рис. 21 представлены измеренные с помощью диафрагмы с малым отверстием огибающие плотности тока электронного пучка, образованного пятью парциальными пучками на различных расстояниях от анода. Полуугол расходимости

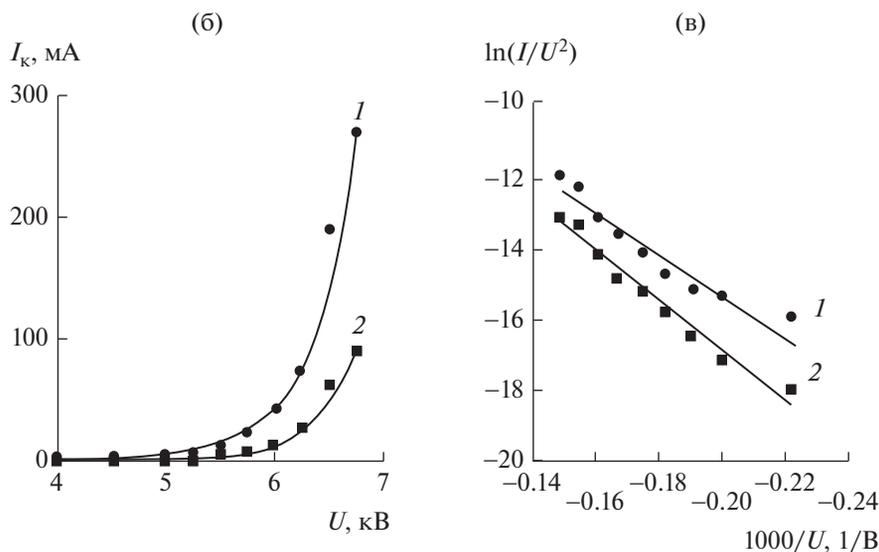
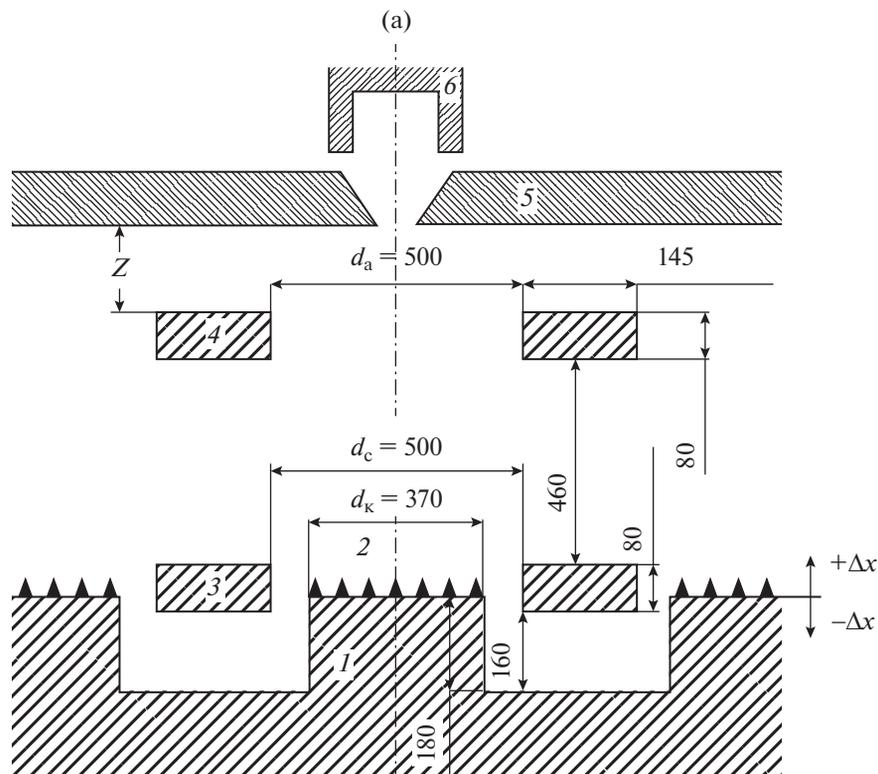


Рис. 19. Размерная схема (а) одиночной ячейки с острыми на “педестале”, все размеры даны в мкм; 1 – педестал; 2 – острия; 3 – сетка; 4 – анод; 5 – диафрагма с малым отверстием; 6 – коллектор электронов. ВАХ пушки (б) и пушки в координатах Фаулера–Нордгейма (в); 1 – ток катода; 2 – ток коллектора [103].

электронного пучка $\sim 13^\circ$ был сопоставим с полууглом расходимости пучка, сформированного пушкой с теневой и управляющей сетками и термоэмиссионным катодом. Электроны с большими углами наклона к оси были “вырезаны” перемычками вытягивающей сетки и анода. Недостатком конструкции пушки является высокое напряжение вытягивающей сетки вследствие низкой добротности парциальных ячеек.

Снижение рабочего напряжения на сетке может быть реализовано в конструкции электронной пушки, использующей ячейки с высокой добротностью за счет применения автоэммиттеров с большим аспектным отношением. Авторами [106–108] разработаны и экспериментально исследованы электронные пушки с острыми в форме иглы из стеклоглерида СУ-2000, изготовленными методом микроразмерного лазерного фрезерования.

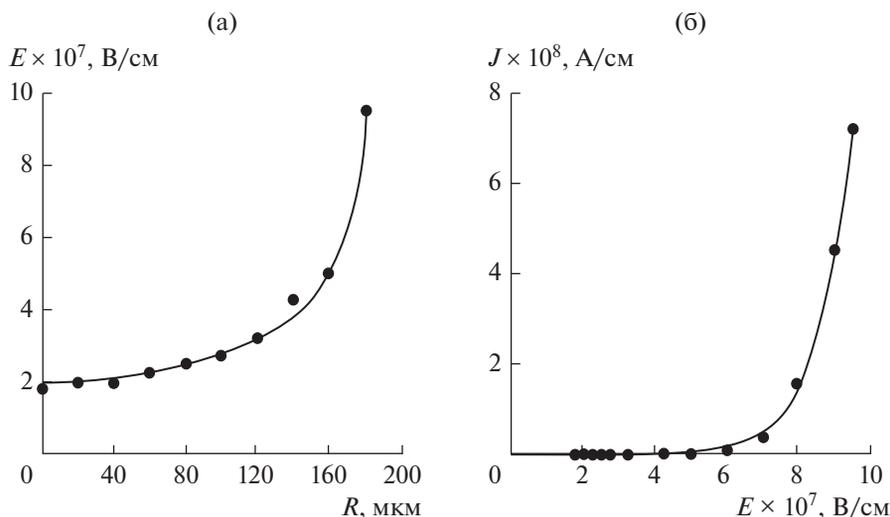


Рис. 20. Зависимости напряженности электрического поля по радиусу парциального катода (а) и плотности тока от напряженности поля (б).

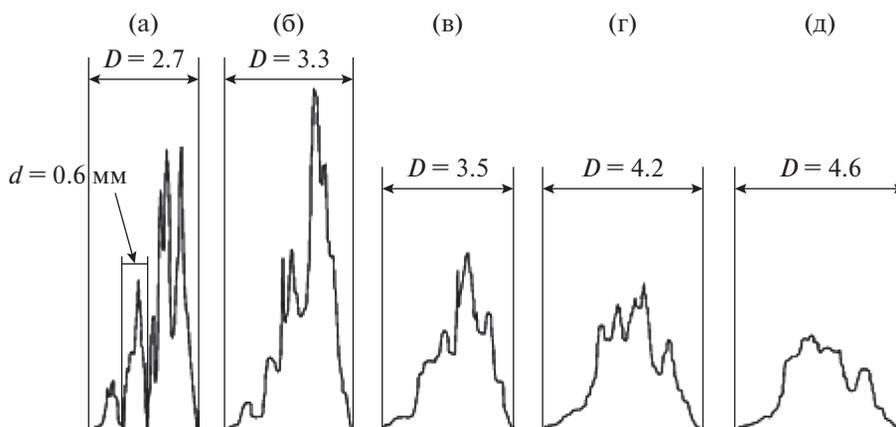


Рис. 21. Огибающие плотности тока по сечению пучка при различном удалении от анода: $Z = 0.7$ (а), 1.7 (б), 2.7 (в), 3.7 (г) и 4.7 мм (д); D – полный диаметр электронного пучка; d – диаметр парциального электронного пучка.

Острие высотой 870 мкм и радиусом кривизны вершины 2.5 мкм имело аспектное отношение ~ 350 единиц. Вершина острия была расположена в отверстии между верхней и нижней плоскостями сетки на расстоянии 40 мкм от внешней плоскости и смещена от центра ячейки на 80 мкм (рис. 22а). Сетка толщиной 120 мкм с центральным отверстием диаметром 400 мкм была изготовлена из гафния. Анод с отверстием диаметром 500 мкм располагался на расстоянии 200 мкм от сетки. Охлаждение коллектора электронов, размещенного за анодом пушки, осуществляли за счет теплопроводности на детали пушки и излучения.

Измерения ВАХ проведены в непрерывном режиме при напряжениях анода и коллектора 2000 В (рис. 22б). При токе с острия до 700 мкА оседание

на сетку не превышало 11%, а токопрохождение на коллектор составляло $\sim 40\%$. При токах более 700 мкА оседание тока на сетку возрастало, ухудшался вакуум и регистрировались микроразряды. Поэтому дальнейшие измерения ВАХ проводили в импульсном режиме с длительностью импульса до 20 мкс и скважностью 650 (рис. 23а, 23б). Давление остаточных газов поддерживалось на уровне 2×10^{-7} Торр, которое измерялось на расстоянии 70 см от пушки. При увеличении напряжения на сетке перехваченный ею ток возрастал и достигал 37% при токе острия 14 мА. При дальнейшем увеличении тока вакуум ухудшался, регистрировались пробои, эмиссия с острия уменьшалась. При пиковом значении тока катода 14 мА плотность тока на вершине острия в форме полусферы

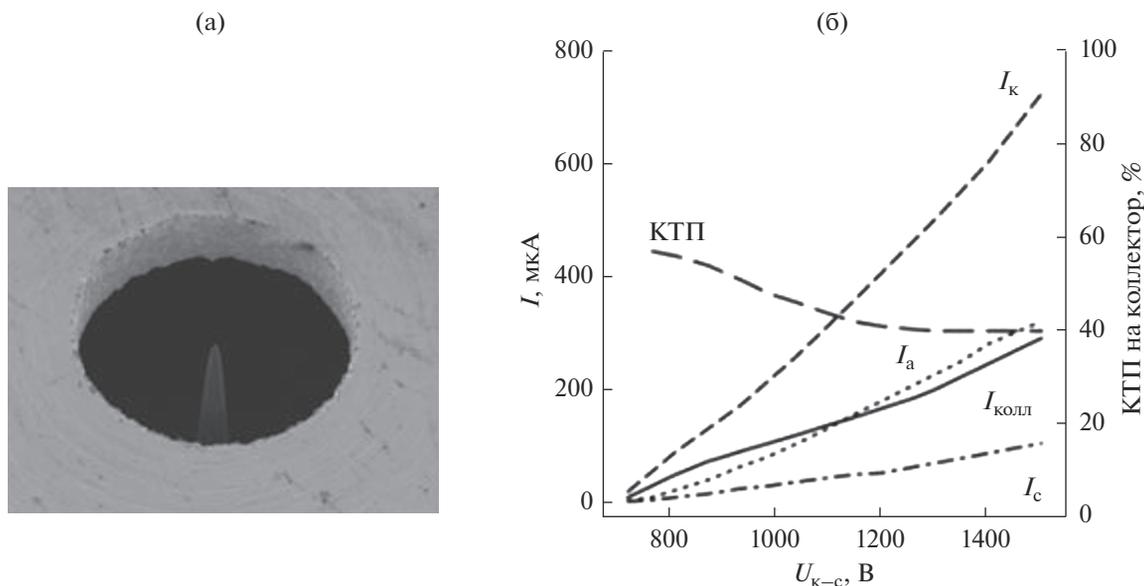


Рис. 22. Катодно-сеточный узел с одиночным острием (а), ВАХ электронной пушки в непрерывном режиме (б); КТП – коэффициент токопрохождения на коллектор.

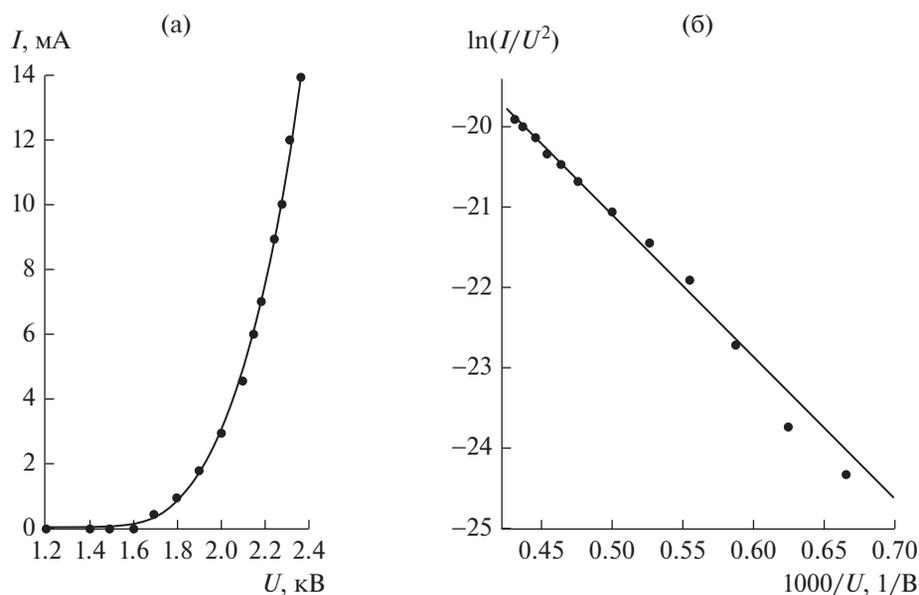


Рис. 23. Вольт-амперные характеристики (в координатах $I-U$ (а) и в координатах Фаулера–Нордгейма (б)) электронной пушки с одиночным острием в импульсном режиме.

составила $\sim 3.6 \times 10^4$ А/см², а плотность тока в пучке, усредненная по площади отверстия в сетке, составляла 11.2 А/см² [109, 110].

Добротность ячейки составила 0.06, что в 7.5 раз больше, чем добротность ячейки в 19-лучевой пушке, но в шесть раз меньше, чем добротность ячейки Спиндта. Увеличение добротности ячеек с острием в форме иглы возможно за счет уменьшения диаметра отверстия и уменьшения радиуса кривизны вершины острия.

В 1993 г. матричный автоэмиссионный катод из стеклоуглерода СУ-2000, изготовленный термохимическим травлением, был испытан в ЛБВ O -типа дециметрового диапазона [11, 12]. На катодном диске диаметром 1.5 мм была сформирована матрица острий высотой 9.0 мкм с диаметром вершины 7.0 мкм с плотностью упаковки 4.0×10^4 см⁻². На расстоянии 200 мкм от вершин острий размещалась сетка из анизотропного пиролитического графита толщиной 110 мкм с квад-

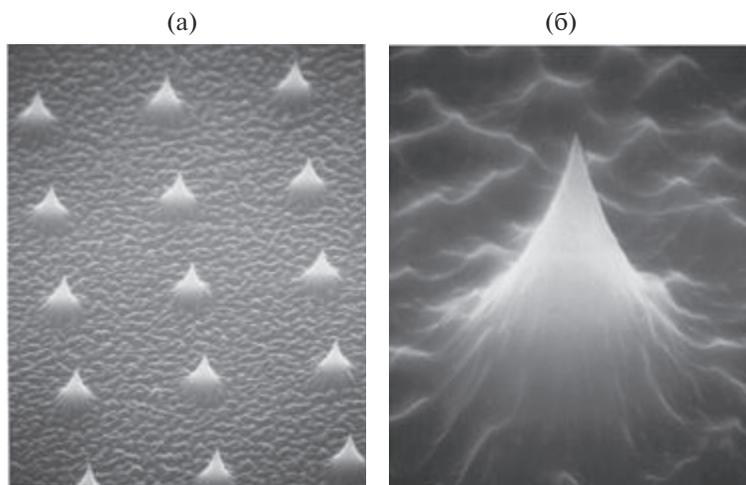


Рис. 24. Микроострия из стеклоглерода, изготовленные плазмохимическим травлением: а – матрица микроострий; б – одиночное острие [64].

ратными ячейками размером 175×175 мкм² и шириной перемычек 70 мкм. Оптическая прозрачность сетки составляла 50%. Перед испытаниями в ЛБВ эмиссионные характеристики катода были измерены в триоде с плоским анодом в импульсном режиме с длительностью импульса 20 мкс и скважностью 500 при давлении остаточных газов 1×10^{-7} Торр. При напряжении на сетке 8.5 кВ ток катода составлял 5 мА. Усредненная по катоду плотность тока равнялась 0.28 А/см². При напряжении 9 кВ ток катода увеличился до 7.5 мА, а плотность тока катода составила 0.42 А/см². В ЛБВ при напряжении сетки и замедляющей системы (ЗС) 3 кВ ток катода был равен 1.5 мА, а ток коллектора 60 мкА. При входной мощности 51.5 мВт на частоте 1470 МГц выходная мощность составила 32.7 мкВт, что соответствовало компенсации холдных потерь в ЗС на 40 дБ.

В 1997 г. в Корнельском университете США была разработана технология формирования матриц острий из стеклоглерода методом ионного травления в среде кислорода [64]. Острия высотой 5 мкм, диаметром основания 2.5 мкм и радиусом кривизны вершин 2 нм (аспектное отношение 2500) были сформированы на подложке из стеклоглерода размером $50 \times 50 \times 1$ мм³ с плотностью упаковки 1×10^{-6} см⁻² (рис. 24). Вольт-амперные характеристики катодной матрицы размером 1.2×1.2 мм² были исследованы в триоде с сеточным электродом прозрачностью 60%, размещенным над поверхностью катода на расстоянии 160 мкм от вершин острий. При напряжении на сетке 1350 В ток катода составил 50 мкА, ток анода 42 мкА (84% от тока катода), а ток с одиночного острия составил около 3.6 нА (рис. 25). Плотность тока катода, усредненная по всей его площади, составила 2.1 мА/см². Отклонение ВАХ

от прямой линии в координатах Фаулера–Нордгейма может быть связано с режимом термоавтоэлектронной эмиссии за счет разогрева кончиков острий джоулевым теплом. В этой связи полученный ток 3.6 нА с одиночного острия со столь малым радиусом кривизны, следует считать предельным, так же как и плотность тока с катода в 2.1 мА/см², что совершенно не достаточно для использования данного катода в приборах СВЧ-диапазона.

5.2. Электронные пушки с катодами на основе УНТ

В работе [111] представлены результаты исследований планарного триода с катодом из плотно упакованных УНТ, сформированных методом химического осаждения из паровой фазы. Эмитирующие области на поверхности катода, образованные плотно прилегающими друг к другу УНТ, представляли собой квадраты со стороной 54 мкм, отстоящие друг от друга на 31 мкм (рис. 26). УНТ не были выровнены по высоте и имели различные аспектные отношения. Молибденовая сетка толщиной 25 мкм с квадратными отверстиями и геометрической прозрачностью 40% была размещена над поверхностью катода на расстоянии 70 мкм через изолирующую пленку из слюды толщиной 70 мкм. Расстояние между катодом и анодом составляло 100 мкм. Совмещение эмитирующих областей с отверстиями сетки было осуществлено с помощью оптического микроскопа. Расстояние анод–сетка составляло 1 мм. При напряжениях на сетке 600 В и аноде 2000 В ток катода составил 370 мкА, а плотность тока в пучке 0.35 мА/см² (рис. 27). Прозрачность сетки по току составила 13%, что свидетельствовало о перехвате тока боковыми стенками сетки на уровне 27% от тока катода. Параметр добротности одной

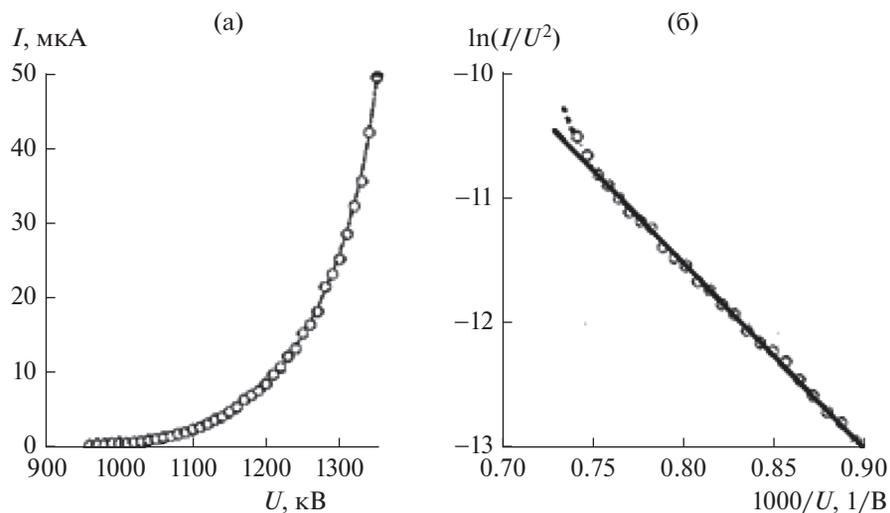


Рис. 25. Вольт-амперные характеристики триода с УНТ в координатах $I-U$ (а) и в координатах Фаулера–Нордгейма (б) [64].

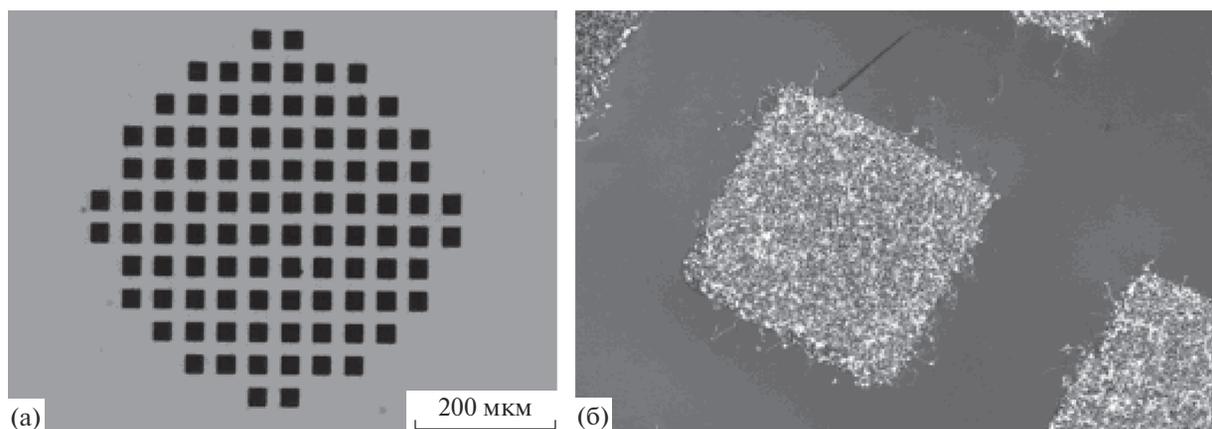


Рис. 26. Катод с плотно упакованными УНТ: а – общий вид; б – единственный эмитирующий элемент поверхности катода [111].

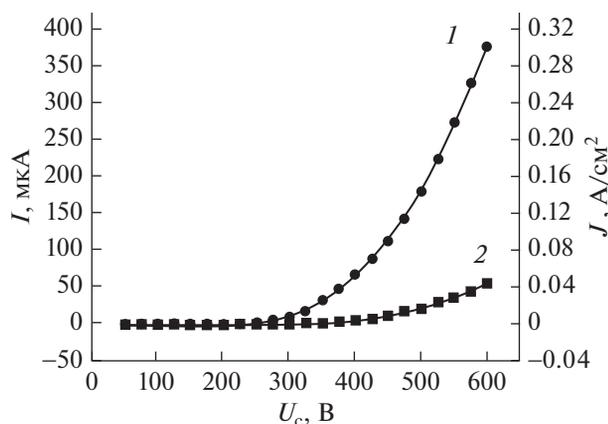


Рис. 27. Вольт-амперные характеристики триода с УНТ: 1 – ток анода; 2 – ток сетки.

ячейки катода составил примерно 3×10^{-4} . После оптимизации конструкции авторы высказали уверенность в том, что плотность тока катода может увеличиться до нескольких сотен миллиампер на квадратный сантиметр.

В работе [112] представлены результаты испытаний электронной пушки с выровненными по высоте нанотрубками. Технология получения нанотрубок и конструкция триода аналогичны технологии и конструкции триода в [111]. Шаг сетки с квадратными ячейками размером $110 \times 110 \text{ мкм}^2$ составил 130 мкм. Вольт-амперная характеристика катода диаметром 1 мм приведена для диодного режима (рис. 28). При максимальном токе катода 36 мА плотность тока с катода составила 4.5 А/см^2 . Добротность ячейки катода составила ~ 0.005 .

На основе экспериментальных ВАХ был проведен расчет электронной пушки для ЛБВ со сходимостью электронного потока по диаметру 3.3 : 1. Авторы [112] отметили, что им удалось добиться хорошей ламинарности электронного пучка.

Французская фирма Thales Electron Devices при финансовой поддержке Европейского космического агентства (проект CVED) разработала и испытала лабораторный образец ЛБВ С-диапазона с автоэмиссионным катодом на основе УНТ и с сеткой, отделенной от катода вакуумным зазором [113]. Авторы статьи считают принципиально важным в пушках с УНТ использование вытягивающей сетки, не интегрированной с катодом, а отделенной от него вакуумным зазором. Ими была усовершенствована технология формирования матрицы отдельно стоящих УНТ на пятнах катализатора малых размеров с большой плотностью упаковки. В результате напряженность поля была снижена на 39% по сравнению с катодом из пучков нанотруб. Перехват тока катода сеткой составил около 30%. Катод с током эмиссии 450 мкА проработал в течение трех месяцев. Катод диаметром 1/2 от диаметра спирали был испытан в ЛБВ С-диапазона с током 4 мА в импульсном режиме. Величина тока, прошедшего на коллектор, составила 2.1 мА. Даже при таком малом токе ЛБВ продемонстрировала положительное усиление 2.8 дБ.

Увеличение плотности тока в электронном пучке традиционно осуществляют за счет его компрессии по площади в области пушки с криволинейной поверхностью катода. Автоэмиссионные катоды, изготовленные по полупроводниковой технологии, являются планарными, что существенно затрудняет осуществление компрессии электронного пучка и нарушает его ламинарность. Этот недостаток был устранен в конструкции традиционной пушки Пирса со сферической поверхностью катода, рабочая поверхность которого была покрыта пастой из стеклообразного фритта с измельченными и перемешанными в нем углеродными нанотрубками [114].

В работах [115, 116] представлены результаты компьютерного проектирования и экспериментального исследования электронных пушек со сходимостью для ЛБВ на основе УНТ, синтезированными методом химического осаждения из паровой фазы, измельченными и перемешанными в пасте из органических веществ. Пасту высушивали, наносили тонким слоем на поверхность катода диаметром 4.3 мм и радиусом кривизны рабочей поверхности 9.73 мм, а затем запрессовывали на сферическую поверхность катода металлическим стержнем с тем же радиусом кривизны.

По программе MAGIC2D были проведены расчеты геометрии электродов, их взаимное расположение и потенциалы, а так же проведен тра-

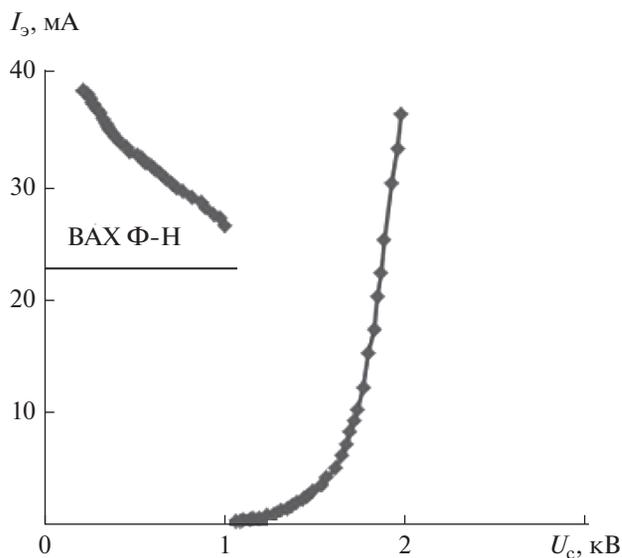


Рис. 28. Вольт-амперная характеристика диода с выровненными по высоте УНТ; на вкладке — ВАХ в координатах Фаулера–Нордгейма [112].

екторный анализ электронного потока внутри ЭП и в поле магнитной периодической фокусирующей системы с диаметром пролетного канала 2.7 мм. При сохранении напряженности электрического поля между катодом и сеткой 5 В/мкм увеличение напряжения на аноде с 4 до 8 кВ позволило уменьшить радиус пучка в кроссовере с 0.93 до 0.68 мм.

Вольт-амперные характеристики катода были измерены в диоде со сферическим анодом, который был размещен на расстоянии 480 мкм от поверхности катода. При напряжении анода 2400 В, что соответствовало напряженности поля в диодном зазоре 5 В/мкм, был получен ток катода 11 мА. Усредненная по поверхности катода плотность тока автоэлектронной эмиссии составила 73 мА/см². Были изготовлены две ЭП с сеткой толщиной 38 мкм и размером отверстий 0.216 × 0.216 мкм². Сетка размещалась на расстоянии 200 мкм от поверхности катода. Оптическая прозрачность сетки составляла 72%. Измерения характеристик пушек были проведены в импульсном режиме с длительностью импульса 100 мкс, частотой следования 10 Гц при давлении остаточных газов до 2 × 10⁻⁷ Торр. При напряжениях на сетке 1.38 кВ и аноде 4 кВ ток катода составил 2.8 мА, а ток анода 1.8 мА. Прохождение катодного тока через сетку составило 64%, что на 8% меньше ее геометрической прозрачности.

Авторы отметили трехкратное снижение тока автоэлектронной эмиссии катода после проведения технологических операций сборки пушки, одной из которых являлась лазерная приварка электродов. Были выражены сомнения в возмож-

ности получения более высоких значений тока и плотности тока с катодов на основе УНТ.

5.3. Электронные пушки и ЛБВ с катодами Спиндта

Первый экспериментальный образец ЛБВ О-типа с катодом Спиндта был разработан в 1997 г. [13]. Электронная пушка содержала катод диаметром 0.84 мм с 14350 молибденовыми остриями в форме конуса с плотностью упаковки $2.6 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$. При напряжении на вытягивающей сетке 115 В ток катода составил 58 мА, что соответствовало плотности тока 10 А/см^2 , ток с одиночного острия $\sim 4 \text{ мкА}$. Токпрохождение на коллектор не превышало 83%. Оседание тока на ЗС становилось заметным при напряжении на сетке 80 В, токе катода 10 мА и возрастало по мере увеличения напряжения на сетке. Выходная мощность при токе насыщения 58 мА на частоте 10.5 ГГц в полосе 3 ГГц при КПД 14% и усилении 19.5 дБ составила 27.5 Вт. Параметр добротности единичной ячейки данного катода составил $\sim 7.6 \times 10^{-3}$.

Теми же авторами была создана модернизированная ЛБВ. Диаметр эмитирующей поверхности катода был уменьшен до 0.6 мм, изменены размеры фокусирующего электрода. В аноде был размещен коллиматор для осаждения электронов с большими поперечными скоростями. При токе на коллектор 29 мА и усилении 22 дБ получена выходная мощность 8 Вт на частоте 11.5 ГГц.

Объединенные усилия компаний L-3 Communications и SRI International привели к серии публикаций по созданию ЛБВ О-типа на катодах Спиндта. В [117] приведены данные о создании ЛБВ с выходной мощностью 55 Вт на частоте 4.5 ГГц при усилении 23.4 дБ и КПД 17%. Был использован катод Спиндта диаметром 1 мм с 50000 молибденовыми остриями. При напряжении на сетке 250 В и усредненной по матрице острий плотности тока 19 А/см^2 ток катода составил 91.4 мА. Для уменьшения углового разброса электронов в пучке была применена система электростатических линз, которая также защищала катод от бомбардировки ионами. При напряжении на ЗС 5000 В перванс электронного пучка был равен $0.27 \times 10^{-6} \text{ А/В}^{3/2}$. Параметр добротности единичной ячейки $\sim 7 \times 10^{-4}$.

В 2002 г. разработан ЛБВ-усилитель, работающий в диапазоне частот 3.9...6.75 ГГц [118]. Диаметр катода был равен 0.3 мм. При плотности тока 7 А/см^2 и токе катода 5.03 мА токпрохождение на коллектор составило 98.5%. На частоте 6.8 ГГц импульсная выходная мощность с периодом следования импульсов 100 мкс составила 280 мВт.

В 2008 и 2009 г. опубликованы результаты испытаний ЛБВ в С-диапазоне с выходной пиковой мощностью 100 Вт [14, 32]. Катод Спиндта диа-

метром 1 мм содержал матрицу молибденовых острий с увеличенной плотностью упаковки до $6.25 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$, что позволило снизить напряжение на вытягивающей сетке с 280 до 79 В при токе с единичного острия 2.4 мкА и плотности тока по матрице 15.4 А/см^2 . При напряжении ЗС 3500 В пиковое значение тока с катода в режиме одиночных импульсов составило 121 мА. Добротность единичной ячейки $\sim 9 \times 10^{-3}$. Для фокусировки электронного пучка была использована периодическая магнитная фокусирующая система, обеспечивающая в статическом режиме токпрохождение на многоступенчатый коллектор 99.4 и 97.3% в режиме максимальной выходной мощности. Авторы отмечали, что электронный пучок имел значительно более высокий эмиттанс по сравнению с аналогичным пучком, сформированным пушкой с термоэмиссионным катодом. Однако авторы не видят трудностей с фокусировкой и сопровождением пучка с малыми потерями в данном диапазоне длин волн. В режиме одиночных импульсов пиковое значение выходной мощности на частоте 5 ГГц составило 100 Вт при КПД 24%. Усиление в режиме малого сигнала составило 32.7 дБ, а в режиме насыщения 22.1 дБ. В составе ЛБВ катод Спиндта проработал ~ 150 ч при различных значениях коэффициента заполнения импульса, уровнях катодного тока и выходной мощности.

В 2013 г. компания L-3 Communications опубликовала результаты испытаний лабораторного образца ЛБВ X/Ku-диапазона [32]. По мнению авторов, была продемонстрирована "превосходная фокусировка электронного пучка" и положительное усиление выходного сигнала в диапазоне частот 6...18 ГГц при токе катода 50 мА. Выходная мощность сигнала на частоте 10 ГГц при максимальном усилении 13.5 дБ составила 10 Вт. В данной работе впервые отмечены сложности, приводящие к снижению эмиссии катода при встраивании электронной пушки в ЛБВ. Впервые также было отмечено, что в процессе работы катода в ЛБВ С-диапазона были выявлены проблемы с возрастающими утечками по поверхности разделяющего катод и сетку диэлектрика. С целью минимизации утечек была модернизирована конструкция ячейки. Между разделяющим катод и сетку слоем диэлектрика из окиси кремния и сеткой был сформирован дополнительный слой диэлектрика с меньшим, чем у сетки, диаметром отверстия. Перед размещением в ЛБВ электронная пушка с измененной конструкцией катодной матрицы проработала в непрерывном режиме 100 ч с током 100 мА. Добротность единичной ячейки измененной конструкции составила ~ 0.01 .

Аналогичные исследования по созданию электронных пушек на катодах Спиндта для ЛБВ проводились в Пекинском НИИ по вакуумной электро-

нике [119]. Катоды диаметром 0.6 мм содержали по 17500 молибденовых острий и были испытаны в составе электронной пушки при вакууме $\sim 4 \times 10^{-8}$ Торр. Авторы констатировали уменьшение тока катода с 30 до 4.2 мА при встраивании электронных пушек с катодами Спиндта в ЛБВ с использованием традиционных для термоэмиссионных катодов технологий сборки. В дальнейшем были исключены технологические операции лазерной сварки вблизи катода, а его крепление к корпусу осуществляли механически – прижимом электродом Венельта [120]. Потеря эмиссии катодов, по мнению авторов, была связана с газоотделением из электродов и внутренней оболочки прибора, что приводило к деградации острий в результате их бомбардировки ионами с высокими энергиями и пробоями внутри ячеек.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как известно, главным требованием со стороны современных СВЧ-приборов, которому должны удовлетворять автоэмиссионные катоды, это стабильная и долговременная (по крайней мере ~ 1000 ч) работа при плотностях тока $1...20$ А/см² в условиях технического вакуума и бомбардировки ионным потоком с энергией от единиц до десятков киловольт. Требованию по плотности тока катоды Спиндта удовлетворяют в полной мере. Однако стабильность и долговечность работы в ЛБВ более 150 ч к настоящему времени не подтверждена. Остается нерешенной проблема утечек в цепи катод–сетка по разделяющей их керамике. Большая величина паразитной емкости, вызванная миниатюризацией и использованием разделяющего катод и сетку диэлектрика, увеличивает длину фронта импульса мощности выходного сигнала до 25 мкс, что на два порядка превосходит допустимые требования со стороны радиоаппаратуры. Уменьшение емкости представляется возможным за счет отказа от разделяющего катод и сетку диэлектрика в пользу вакуума и увеличения зазора катод–сетка, формируя автоэммиттеры с большим аспектным отношением за счет увеличения их высоты.

Для увеличения плотности тока в электронном пучке за счет его компрессии по площади необходимо разработать технологии формирования автоэмиссионных ячеек на криволинейных (сферической или цилиндрической) поверхностях. Современная технология формирования матриц Спиндта, основанная на полупроводниковой технологии и литографии, такими возможностями не обладает.

Катоды на основе УНТ продемонстрировали значения плотности тока в десятки ампер на квадратный сантиметр лишь в диодном режиме. Формирование ячеек “типа Спиндта” с УНТ и

интегрированной через пленку диэлектрика сеткой находится на стадии технологической разработки. Однако, даже в случае реализации таких конструкций, вряд ли следует ожидать плотности тока автоэлектронной эмиссии более 1 А/см² вследствие взаимной экранировки плотно расположенных УНТ в ячейках. Кроме того, ячейкам с УНТ и диэлектрическим зазором будут присущи недостатки, характерные для аналогичных ячеек Спиндта как по длительности нарастания фронта импульса выходной мощности, вследствие большой емкости, так и по недостаточно надежной электрической изоляции зазора катод–сетка.

По совокупности требований, предъявляемых к автоэмиссионным катодам со стороны СВЧ-приборов, в том числе и по вибропрочности, автоэмиссионные катоды из стеклоуглерода СУ-2000 с большим аспектным отношением, гладкой поверхностью вершины с радиусом кривизны в единицы микрометров и вакуумным зазором катод–сетка, данным требованиям в основном удовлетворяют. Однако автоэмиссионные ячейки с игольчатыми остриями нуждаются в усовершенствовании с целью уменьшения рабочего напряжения на сетке, которое может быть снижено за счет уменьшения диаметра отверстий в сетке с 400 до 200 мкм и менее при существующих технологиях и оборудовании.

Одной из характерных особенностей всех типов автоэмиссионных катодов является наличие больших поперечных скоростей электронов, которые вызваны не только большим углом эмиссии с острий, но и, в большей степени, линзовым эффектом в отверстиях вытягивающей сетки. Большой фазовый объем автоэлектронных потоков является главным препятствием для их использования в ЛБВ и клистронах миллиметрового и, тем более, терагерцового диапазонов. Для сопровождения сформированных автоэмиссионными ячейками электронных пучков в пролетных каналах малого размера требуются магнитные поля порядка 1 Тл и напряжения на аноде пушки более 15000 В [110].

Основным фактором, снижающим длительность работы любых типов автоэмиссионных катодов в техническом вакууме, является разрушение вершин автоэммиттеров ионами, которые образуются как вдали от автоэммиттера (пространство взаимодействия и коллектор электровакуумного прибора), так и внутри автоэмиссионной ячейки. В этой связи более предпочтительной (в сравнении с конфигурацией “острие в ячейке”) может оказаться конструкция ячейки с автоэммиттерами, расположенными на ее периферии, где ионам предоставляется возможность осаждаться в центральной области ячейки, свободной от автоэммиттеров. В области электронной пушки необходимо формировать ионную ловушку с помощью дополнительного электрода (или нескольких электродов), ко-

торый размещается между вытягивающей сеткой и анодом и имеет нулевой или отрицательный потенциал.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Charboneer F.M., Barbour J.P., Garrett L.F., Dyke W.P.* // *Pros. IEEE*. 1963. V. 51. № 7. P. 989.
2. *Dyke W.P., Trolan J.K.* // *Phys. Rev.* 1953. № 89. P. 799.
3. *Егоров Н.В., Шешин Е.П.* Автоэлектронная эмиссия: принципы и приборы. Долгопрудный: ИД “Интеллект”, 2011.
4. *Бондаренко Б.В., Шешин Е.П., Шука А.А.* // *Зарубеж. электрон. техн.* 1979. № 2. С. 3.
5. *Фурсей Г.Н.* Автоэлектронная эмиссия. СПб.; М.: Лань, 2012.
6. *Трубецков Д.И., Рожнев А.Г., Соколов Д.В.* Лекции по сверхвысокочастотной вакуумной микроэлектронике. Саратов: Изд-во ГосУНЦ “Колледж”, 1996.
7. *Трубецков Д.И., Краснова Г.М.* // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 2013. Т. 21. № 1. С. 35.
8. *Spindt C.A.* // *J. Appl. Phys.* 1968. V. 39. № 6. P. 3504.
9. *Lally P.M., Mack C.D., Spindt C.A.* // *Proc. IEEE Microwave Power Tube Conf.* 1986. Monterey. CA. N.Y.: IEEE, 1986.
10. *Grigoriev Y.A., Rehen G.A., Semenov V.C., Shesterkin V.I.* // *Tech. Dig. Int. Vacuum Microelectronics Conf. (IVMC-93).* Newport. USA. 12–15 Jul. 1993. P. 156.
11. *Григорьев Ю.А., Рехен Г.А., Семенов В.К., Шестеркин В.И.* // *РЭ.* 1995. Т. 40. № 7. С. 1127.
12. *Grigoriev Y.A., Petrosyan A.I., Penzharov V.V. et al.* // *J. Vac. Sci. Technol.* 1997. V. 15. P. 503.
13. *Imura H., Tsuida S., Takahai M. et al.* // *Tech. Dig. Int. Electron Devices Meeting (IEDM-97).* 10 Dec. 1997. N.Y.: IEEE, 1997. P. 721.
14. *Whaley D.R., Duggal R., Armstrong C.M. et al.* // *IEEE Trans. ED.* 2009. V. 56. № 5. P. 896.
15. *Whaley D.R., Duggal R., Armstrong C.M. et al.* // *Proc. IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC'08).* Monterey. CA. 22–24 April. 2008. N.Y.: IEEE, 2008.
16. *Бродский А.М., Гуревич Ю.Я.* Теория электронной эмиссии из металлов. М.: Наука, 1973.
17. *Forbs R.G.* // *Proc. IEEE IVESC-ICEE-2014.* Saint-Petersburg. Russia. June 30–July 04. 2014. N.Y.: IEEE, 2014. P. 87.
18. *Semet V., Adessi Ch., Capron T. et al.* // *Phys. Rev.* 2007. V. 75. 045430.
19. *Гилмор А.С., мл.* Лампа с бегущей волной. М.: Техносфера, 2013.
20. *Coupling J.J.* A pseudonym of J.R. Pierce. 1964. (Цит. по: [19]).
21. *Мелешкевич П.М.* // *Электрон. техн. Сер. 1. СВЧ-техника.* 2016. № 4. С. 6.
22. *Utsumi T.* // *IEEE Trans.* 1991. V. ED-38. № 10. P. 2283.
23. *Ненакаливаемые катоды / Под ред. Елинсона М.И.* М.: Сов. радио, 1974.
24. *Елецкий А.В.* // *Успехи физ. наук.* Т. 180. № 9. С. 897.
25. *Петрин А.Б.* // *ЖЭТФ.* 2009. Т. 136. №. 2. С. 369.
26. *Spindt C., Holland C., Schwoebel P.* // *Proc. IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC'14).* Monterey. CA. 22–24 April 2014. N.Y.: IEEE, 2014. P. 149.
27. *Баскин Л.М., Глазанов Д.В., Фурсей Г.Н.* // *ЖТФ.* 1989. Т. 59. № 5. С. 130.
28. *Dyke W.P., Trolan J.K., Martin E.E., Barbour J.P.* // *Phys. Rev.* 1953. V. 91. P. 1043.
29. *Dolan W.W., Dyke W.P., Trolan J.K.* // *Phys. Rev.* 1953. V. 91. № 5. P. 1054.
30. *Martin E.E., Trolan J.K., Dyke W.P.* // *J. Appl. Phys.* 1960. V. 31. № 5. P. 782.
31. *Spindt C., Holland C., Stowe R.D.* // *Appl. Surf. Sci.* 1983. V. 16. № 1–2. P. 268.
32. *Whaley D.R., Duggal R., Armstrong C.M. et al.* // *Proc. IEEE 14th Int. Conf. Vacuum Electron (IVEC'13).* Paris. 21–23 May 2013. N.Y.: IEEE, 2013. P. 9.
33. *Елинсон М.И., Васильев Г.Ф.* Автоэлектронная эмиссия. М.: Физматлит, 1958.
34. *Бондаренко Б.В.* // *РЭ.* 1983. Т. 27. № 12. С. 2305.
35. *Бобков Ф.Ф., Давыдов Е.В., Зайцев С.В. и др.* // *ЖТФ.* 2001. Т. 71. № 6. С. 95.
36. *Баскин Л.М., Ананьев А.А., Борисов Д.А.* // *РЭ.* 1983. № 2. С. 2462.
37. *Galdetskiy A.V.* // *Proc. Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC'12).* Monterey. CA. 24–26 April. 2012. N.Y.: IEEE, 2012. P. 145.
38. *Benedik A.I., Ryskin N.M.* // *Proc. IEEE Int. Vacuum Electron. Conf. (IVEC'2015).* Beijing. China. 27–29 April. N.Y.: IEEE, 2015.
39. *Бондаренко Б.В.* // *Электрон. техника. Сер. Электроника СВЧ.* 1980. № 9. С. 3.
40. *Guerrera S.A., Akinwande A.I.* // *IEEE Electron Dev. Lett.* 2016. V. 37. № 1. P. 96.
41. *Дармаев Д.А., Комаров Д.А., Масленников С.П., Морев С.П.* // *РЭ.* 2015. Т. 60. № 9. С. 1.
42. *Соминский Г.Г., Тумарева Т.А.* // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 2009. Т. 17. № 3. С. 17.
43. *Рахимов А.Т.* // *Успехи физ. наук.* 2000. Т. 170. № 9. С. 996.
44. *Яфаров Р.К.* // *ЖТФ.* 2006. Т. 76. № 1. С. 42.
45. *Cole M.T., Mille W.I., Li C.* // *Techn. Digest. 27th Int. Vac. Nanoelectron. Conf.* 6–10 July. 2014. Engelberg. Switzerland. N.-Y.: IEEE, 2014. P. 228.
46. *Chernozatonskii L.A., Kosakovskaya Z.Y., Gulyaev Y.V., Sinityn N.I.* // *J. Vac. Sci. Technol.* 1996. V. 14. № 3. P. 2080.
47. *Liao Q., Zhang Y., Xia L. et al.* // *J. Phys.* 2007. V. 40. P. 6626.
48. *Cui Y., Zhang X., Lei W. et al.* // *Proc. IEEE Int. Vacuum Electron Conf. (IVMC'12).* Monterey. CA. 24–26 April 2012. N.Y.: IEEE, 2012. P. 561.
49. *Zhao G., Zhang J., Zhang Q., et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. P. 193113.
50. *Gao F., Xiao M., Zhang X.* // *Proc. IEEE Int. Vacuum Electron Conf. (IVMC'12).* Monterey. CA. 24–26 April 2012. N.Y.: IEEE, 2012. P. 95.

51. *Di Y., Zhang X., Xiao M. et al.* // Proc. IEEE Int. Vacuum Electron Conf. (IVMC'12). Monterey. CA. 24–26 April 2012. N.Y.: IEEE, 2012. P. 311.
52. *Lee H.R., Kang J.S., Park K.C.* // Proc. IEEE Int. Vacuum Electron Conf. (IVMC'16). Monterey. CA. 16–21 April 2016. N.Y.: IEEE, 2016. P. 17.
53. *Andre F., Ponard P., Rozier Y.* // Proc. IEEE Int. Vacuum Electron Conf. (IVEC'10). Monterey. CA. 18–20 May 2010. N.Y.: IEEE, 2010. P. 83.
54. *Wei W., Zheng. Y., Yuan X. et al.* // Proc. IEEE Int. Vacuum Electron Conf. (IVMC'15). Beijing. China. 27–29 April 2015. N.Y.: IEEE, 2015. P. 511.
55. *Zeng Y., Chen Z., Xian Z. et al.* // Proc. Int. Vacuum Sources Conf. (IVESC'14). St. Petersburg. Russia. 30 June–04 July 2014. N.Y.: IEEE, 2014. P. 301.
56. *Sun Y., Yun K.N., Lee S.H., Lee C.J.* // Proc. IEEE Int. Vacuum Sources Conf. (IVESC'14). Seoul. Korea. 18–20 October 2014. N.Y.: IEEE, 2014. P. 21.
57. *Lim Y.D., Avramchick A., Grapov D. et al.* // Proc. IEEE Int. Vacuum Electron Conf. (IVMC'16). Monterey. CA. 16–21 April 2016. N.Y.: IEEE, 2016. P. 59.
58. *Gangloff L., Xavier S., Bourat C. et al.* // Proc. IEEE Int. Vacuum Electron Conf. (IVEC'12). Monterey. CA. 24–26 April 2012. N.Y.: IEEE, 2012. P. 437.
59. *Kato S., Chouhan V., Noguchi T., Tsujinna S.* // Proc. IEEE Int. Vacuum Nanoelectronics Conf. (IVNC'14). Engelberg. Switzerland. 6–10 July 2014. N.-Y.: IEEE, 2014. P. 132.
60. *Li X., Vai G., Kon J.* // Proc. IEEE Int. Vacuum Sources Conf. (IVESC'16). Seoul. Korea. 18–20 October 2016. N.-Y.: IEEE, 2016. P. 257.
61. *Андреев К.В., Григорьев Ю.А., Милютин Д.Д. и др.* // Матер.13-й зимней школы-семинара по СВЧ-электронике и радиофизике. Саратов. 31 января–5 февраля 2006. Саратов: Изд. ГосУНЦ “Колледж”, 2006. С. 64.
62. *Sominski G.G., Taradaev E.P., Tumareva T.A. et al.* // Proc. IVESC-ICEE-2014. St. Petersburg. Russia. June 30–July 04. 2014. P. 261.
63. *Фялков А.С.* Углеродистые материалы. М.: Энергия, 1979.
64. *Sohda Y., Tanenbaum D.M., Turner S.W., Craighead H.G.* // J. Vac. Sci. Technol. 1997. V. 15. P. 343.
65. *Shesterkin V.I., Grigoriev Y.A.* // Tech. Dig. 8th Int. Vacuum Microelectron. Conf. (IVMC'95). Madison. USA. 30 July–3 Aug. 1995. P. 513.
66. *Григорьев Ю.А., Васильковский С.В., Шестеркин В.И., Ярцева З.А.* Способ изготовления топологии преимущественно многоострийного катода // Пат. РФ № 1738013. Оpubл. 12.02.1993.
67. *Grigoriev Y.A., Semenov V.C., Shesterkin V.I., Yartseva Z.A.* // Proc. IEEE Int. Vacuum Microelectron. Conf. 1991. (IVMC-91). Nagahama. Japan. 22–24 Aug. 1991. P. 194.
68. *Плешкова Л.С., Шестеркин В.И.* // ЖТФ. 2016. Т. 86. № 11. С. 141.
69. *Шестеркин В.И.* // Вестник Саратов. гос. техн. ун-та. 2013. № 4. С. 52.
70. *Бурцев А.А., Григорьев Ю.А., Денисов Д.С.* // Электрон. техн. Сер. СВЧ-техника. 2013. № 4. С. 183.
71. *Shesterkin V.I., Grigoriev Y.A., Pimenov V.G.* // Tech. Dig. 41th Int. Field Emission Symp. (IFES'94). Rouen. 11–15 July 1994. P. 271.
72. *Grigoriev Y.A., Semenov V.C., Shesterkin V.I.* // Tech. Dig. Int. Field Emiss. Symp. (IFEC'91). Vienna. 5–9 Aug. 1991. P. 162.
73. *Григорьев Ю.А., Шестеркин В.И.* // Тез. докл. XXII конф. по эмиссионной электронике. Москва, 25–27 янв. 1994. М.: МИФИ, 1994. С. 58.
74. *Grigoriev Y.A., Shesterkin V.I.* // Tech. Dig. 40th Int. Field Emission Symp. (IFES'93). Nagoya. Japan. 2–3 Aug. 1993. P. 138.
75. *Shesterkin V.I., Grigoriev Y.A.* // Tech. Dig. 10th Int. Vacuum Microelectron. Conf. (IVMC-97). Kyongju. Korea. 17–21 Aug. 1997. P. 739.
76. *Шестеркин В.И.* // Тр. Всерос. науч. конф. “Проблемы СВЧ-электроники”. Москва. 24–25 октября 2013. С. 135.
77. *Бушув Н.А., Шестеркин В.И., Григорьев Ю.А.* // Электрон. техн. Сер. 1. СВЧ-техника. 2013. № 4. С. 175.
78. *Шестеркин В.И.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 8. С. 788.
79. *Grigoriev Y.A., Petrosyan A.I., Penzyakov V.V. et al.* // Tech. Dig. Int. Vac. Microelectron. Conf. (IVMC'96). St. Petersburg. Russia. 7–12 July 1996. N.Y.: IEEE, 1996. P. 522.
80. *Бенедик А.И., Крачковская Т.М., Шестеркин В.И.* // ЖТФ. 2015. Т. 60. № 10. С. 122.
81. *Лобанов В.М., Юмагузин Ю.М.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. № 9. С. 108.
82. *Шестеркин В.И., Глухова О.Е., Иванов Д.В., Колесникова А.С.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 8. С. 782.
83. *Grigoriev Y.A., Kostina G.T., Pehen G.A.* // Tech. Dig. 11th Int. Vac. Microelectron. Conf. (IVMC'98). Asheville. NC. 19–23 Aug. 1998. N.Y.: IEEE, P. 824.
84. *Gulyaev Y.V., Sinitsyn N.I., Torgashov G.V. et al.* // Tech. Dig. 9th Int. Vac. Microelectron. Conf. (IVMC-96). St. Petersburg. 7–12 July 1996. N.Y.: IEEE, 1996. P. 519.
85. *Vasily I. Shesterkin* // Proc. Conf. 11th Int. Vac. Electron. Sources Conf. (IVESC'16). Seoul. Korea. 22–23 September 2016. N.Y.: IEEE, 2016. P. 119.
86. *Шестеркин В.И., Соколова Т.Н., Морев С.П. и др.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 9. С. 896.
87. *Bessonov D.A., Sokolova T.N., Shesterkin V.I.* // J. Phys.: Conf. Ser., 2016. V. 741. P. 1.
88. *Чеботаревский Ю.В., Сурменко Е.Л., Попов И.А. и др.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 11. С. 72.
89. *Pleshkova L.S., Shesterkin V.I.* // Techn. Phys. 2016. V. 61. № 11. P. 1747.
90. *Шестеркин В.И., Шалаев П.Д., Бессонов Д.А. и др.* // Матем. научно-техн. конф. “СВЧ электроника-2016”. Фрязино, 18–19 мая 2016. С. 32.
91. *Darmaev A.N., Morev S.P., Muraviev E.K., Shesterkin V.I.* // Proc. IEEE. 11th Int. Vac. Electron. Sources Conf. (IVESC'16). Seoul. Korea. 22–23 September. N.Y.: IEEE, 2016. P. 125.
92. *Шалаев П.Д., Шестеркин В.И., Сурменко Е.Л. и др.* Способ изготовления многоострийного автоэмиссионного катода из углеродного материала

- на криволинейной поверхности // Пат. РФ № 2576395. Оpubл. 10.03.2016. Б.И. 2016. № 7.
93. Шестеркин В.И., Бессонов Д.А., Ерзов С.В. и др. // Электрон. техника. Сер. 1. СВЧ-техника. 2017. № 1. С. 84.
 94. Сазонов В.П. Приоритеты России в вакуумной СВЧ-электронике в XX столетии. М.: Медпрактика-М, 2012.
 95. Grigoriev Y.A., Rechen G.A., Semenov V.C., Shesterkin V.I. // Tech. Dig. 6th Int. Vac. Microelectron. Conf. (IVMC'93). Newport. USA. 12–15 July. 1993. P. 156.
 96. Grigoriev Y.A., Shesterkin V.I. // Tech. Dig. 7th Int. Vac. Microelectron. Conf. (IVMC'94). Grenoble. France. 4–7 July 1994. P. 273.
 97. Shesterkin V.I., Grigoriev Y.A. // Tech. Dig. 8th Int. Vac. Microelectron. Conf. (IVMC'95). Portland. USA. 30 July–3 Aug. 1995. P. 513.
 98. Шестеркин В.И., Дармаев А.Н., Комаров Д.А. и др. // Матер. XVIII координ. науч.-техн. семинара по СВЧ-технике. Н. Новгород. 4–6 сентября 2013. С. 39.
 99. Шестеркин В.И. Катодно-сеточный узел с углеродным автоэмиссионным катодом // Пат. РФ № 2586119. Оpubл. 13 мая 2016.
 100. Шестеркин В.И. Способ изготовления катодно-сеточного узла с углеродным автоэмиссионным катодом // Пат. РФ № 2589722. Оpubл. 10 июня 2016.
 101. Дармаев А.Н., Комаров Д.А., Морев С.П. и др. // РЭ. 2014. Т. 59. № 8. С. 774.
 102. Шестеркин В.И. // Тез. докл. Междун. научн. техн. конф. “Актуальные проблемы электронного приборостроения (АПЭП-2016)”. Саратов. 22–23 сентября 2016. С. 161.
 103. Shesterkin V.I., Grigoriev Yu.A. // Proc. IEEE Int. Vac. Electron. Source Conf. (IVESC-2014). 30 июля–4 августа 2014. St. Petersburg. Russia. N.Y.: IEEE, 2014. P. 250.
 104. Дармаев А.Н., Комаров Д.А., Морев С.П. и др. // Тез. докл. Междун. науч. техн. конф. “Актуальные проблемы электронного приборостроения (АПЭП-2014)”. Саратов. 25–26 сентября. 2014. С. 295.
 105. Бушуев Н.А., Глухова О.Е., Григорьев Ю.А. и др. // ЖТФ. 2016. Т. 86. № 2. С. 134.
 106. Шестеркин В.И. // Тез. докл. Межд. науч. техн. конф. “Актуальные проблемы электронного приборостроения (АПЭП-2016)”. Саратов. 22–23 сентября. 2016. С. 117.
 107. Дармаев А.Н., Морев С.П., Муравьев Э.К., Шестеркин В.И. // Тез. докл. Междун. науч. техн. конф. “Актуальные проблемы электронного приборостроения (АПЭП-2016)”. Саратов. 22–23 сентября. 2016. С. 181.
 108. Shesterkin V.I. // Proc. IEEE Int. Vac. Electron Source Conf. (IVESC'16). Seoul. Korea. 18–20 October. 2016. N.Y.: IEEE, 2016. P. 119.
 109. Darmaev A.N., Morev S.P., Muraviev E.K., Shesterkin V.I. // Proc. IEEE Int. Vac. Electron Source Conf. (IVESC'16). Seoul. Korea. 18–20 October. 2016. N.Y.: IEEE, 2016. P. 125.
 110. Darmaev A.N., Komarov D.A., Morev S.P. et al. // Proc. IEEE Int. Vac. Electron Conf. (IVEC'17). London. 24–26 April. 2017. N.Y.: IEEE, 2017.
 111. Ulisse G., Ciceroni C., Berunetti F., Di A. // Proc. IEEE Int. Vac. Electron Conf. (IVEC'13). Paris. 21–23 May. 2013. N.Y.: IEEE, 2013.
 112. Wei W., Zheng Y., Yuan X. et al. // Proc. IEEE Int. Vac. Electron Conf. (IVEC'15). Beijing. China. 27–29 April. 2015. N.Y.: IEEE, 2015. P. 5.
 113. Andre F., Ponard P., Rozier Y. et al. // Proc. IEEE Int. Vac. Electron Conf. (IVEC'10). Monterey. CA. 18–20 May 2010. N.Y.: IEEE, 2010. P. 83.
 114. Flowery O., Kim J., Lee N. // Proc. IEEE Int. Vac. Nanoelectron. Conf. (IVNC'14). Engelberg. Switzerland. 6–10 July 2014. N.Y.: IEEE, 2014. P. 42.
 115. Kim H.J., Seo W.B., Choi J.J. et al. // Proc. IEEE Int. Vac. Electron Conf. (IVEC'06). Monterey. CA. 25–27 Apr. 2006. N.Y.: IEEE, 2006. P. 479.
 116. Kim H.J., Choi J.J., Han J.-H. et al. // IEEE Trans. 2006. V. ED-53. № 11. P. 2674.
 117. Whaley D.R., Gannon B.M., Smith C.R. et al. // Proc. IEEE Int. Vac. Electron. Conf. (IVEC'00). Monterey. CA. 22–24 Apr. 2000. N.Y.: IEEE, 2000.
 118. Whaley D.R., Gannon B.M., Spindt C.A. et al. // IEEE Trans. 2002. V. ED-30. № 3. P. 998.
 119. Li X., Bai G., Ding M. et al. // Proc. IEEE Int. Vac. Electron Conf. (IVEC'06). Monterey. CA. 25–27 Apr. 2006. N.Y.: IEEE, 2006. P. 507.
 120. Li X., Bai G., Cai S. et al. // Proc. IEEE Int. Vac. Electron Conf. (IVEC'07). Kitakyushu. 15–17 May 2007. N.Y.: IEEE, 2007. P. 335.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.67

АНАЛИЗ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК
ЩЕЛЕВЫХ И ЛЕНТОЧНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ
МЕТОДОМ ОБОБЩЕННОЙ МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ

© 2020 г. С. Е. Банков*

*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 06.03.2019 г.

После доработки 06.03.2019 г.

Принята к публикации 20.04.2019 г.

Рассмотрено применение метода обобщенной матрицы рассеяния для анализа антенных решеток щелевых и ленточных излучателей конечных размеров. Изложена схема метода, основанная на разложении электромагнитного поля по векторным сферическим волнам в локальной системе координат, связанной с выделенным элементом решетки. Численно реализован алгоритм разложения полей сферических волн, заданных в одной локальной системе координат по волнам в других локальных системах координат. Показано, что полученные коэффициенты разложений инвариантны к типу элемента решетки и ее конфигурации. Анализируются алгоритмы решения задач возбуждения щелевых и ленточных излучателей векторными сферическими волнами. Приведены примеры применения развитого в работе метода для анализа решеток разных типов: решетки ленточных вибраторов, решетки щелевых излучателей, возбуждаемых волноводными резонаторами, волноводно-щелевой решетки. Приведены результаты сравнения с расчетами в стандартных системах электродинамического моделирования. Показано, что предложенный алгоритм решения граничной задачи для решеток с большими электрическими размерами обладает вычислительной эффективностью, которая многократно превосходит эффективность стандартных систем электродинамического моделирования.

DOI: 10.31857/S0033849420010027

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Интерес к фазированным антенным решеткам (ФАР) с большим коэффициентом усиления (КУ) обусловлен их широким использованием в различных системах локации, связи, диагностики, научных исследованиях и т.д. Реализация высокого КУ неизбежно связана с увеличением числа элементарных излучателей (ЭИ) и, следовательно, электрических размеров ФАР. Несмотря на бурное развитие вычислительной техники и программного обеспечения, электродинамический анализ таких структур представляет сложную задачу, требующую больших затрат компьютерных ресурсов.

По этой причине широко используется приближение бесконечной решетки, в рамках которого ищется решение граничной задачи для одного периода структуры, так называемого канала Флоке [1]. Основанием для замены конечного объекта бесконечным является допущение о том, что ЭИ конечной решетки, достаточно удаленные от ее краев, функционируют в режиме, близ-

ком к режиму работы ЭИ бесконечной решетки. Такое допущение неоднократно проверялось и можно считать достаточно обоснованным.

При всех достоинствах данного подхода нельзя не отметить его недостатки. К их числу относятся:

- невозможность расчета диаграммы направленности (ДН) ФАР, которая для бесконечной структуры вырождается в дельта функцию;
- невозможность оценки влияния краевых эффектов на параметры решетки;
- невозможность анализа чувствительности характеристик ФАР по отношению к отклонениям ее параметров от номинальных значений;
- невозможность статистического анализа характеристик ФАР.

Говоря о недостатках, мы имеем в виду возможность выполнения разных видов анализа на электродинамическом уровне строгости в рамках модели бесконечной решетки. Безусловно, используя разные приближенные методы, можно оценить ДН структуры и, например, влияние краевых эффектов. Однако, подобные оценки всегда

будут приближенными и их использование для оценки таких “тонких” эффектов как уровень дальних боковых лепестков вызывает оправданные опасения.

Поэтому, не ставя под сомнение полезность модели ФАР в виде канала Флоке, мы должны отметить ограниченность области ее применения. В связи с этим актуальной задачей остается электродинамический анализ решеток с большим КУ. Как отмечалось выше, непосредственное применение таких методов электродинамического моделирования, как метод конечных элементов [2], метод интегральных уравнений [3], метод конечных элементов во временной области, не является оптимальным подходом, так как получаемые при их помощи вычислительные алгоритмы требуют чрезмерно больших затрат компьютерных ресурсов. Увеличение времени решения граничной задачи делает проблематичным или, как минимум, весьма затратным выполнение этапов инженерного проектирования, связанных с перебором большого числа вариантов.

В связи с ситуацией, описанной выше, в начале XX столетия был предложен ряд новых методов моделирования многоэлементных структур больших электрических размеров. Можно отметить ряд подходов, основанных на методе моментов [3]. Основным из них является метод быстрых мультиполей [4] и его развитие – многоуровневый быстрый мультипольный алгоритм [5, 6]. Этот эффективный метод расчета матричных форм используется во многих других методах, таких как метод сложных мультиполей [6], метод локализации матрицы импеданса [7], адаптивный метод [8], многоуровневый алгоритм матричной декомпозиции [8] и метод интегральных уравнений в сочетании с быстрым преобразованием Фурье [10].

Существуют методы, направленные на сокращение числа неизвестных без значительной потери точности. Концепция сокращения размерности матричных уравнений преобладает в недавно разработанных итерационных алгоритмах, например, в методе характеристических базисных функций [11], методе синтетических базисных функций [12], методе базисных функций подобластей [13], методе собственных токов [14] и многоуровневом методе подобластей [15]. Эти методы имеют общую основу в виде применения обобщенных базисных функций для представления поверхностных электрических и/или магнитных токов. Разница между ними прежде всего в способах определения базисных функций.

В ряде методов электродинамического анализа ФАР больших электрических размеров используется в качестве основы решение для бесконечной ФАР, которое затем разными приближенными способами адаптируется таким образом, чтобы но-

вое решение учитывало конечные размеры структуры. Так, в работе [16] коэффициенты связи между элементами ФАР рассчитываются для бесконечной решетки, а затем их используют для анализа конечной структуры. Более строгий подход аналогичного типа предложен в работе [17]. Он может быть эффективно использован для определения ДН элемента ФАР ограниченных размеров. Однако возможность определения коэффициентов связи в рамках данного метода остается неопределенной.

Метод обобщенной матрицы передачи предложен в работе [18]. В рамках этого метода каждый элемент решетки окружается поверхностью, на которой поле представляется в виде суммы возбуждающего и рассеянного полей. Далее поле на поверхности заменяется эквивалентными электрическими и магнитными поверхностными токами. Специально разработанные численные процедуры [19] связывают эквивалентные токи с параметрами ЭИ, расположенного внутри поверхности, а также с токами на поверхностях, окружающих разные элементы решетки. Указанные связи представляются в виде матричного уравнения, для которого может быть получено эффективное численное решение.

Отмеченные выше методы объединяет общая идея, которая состоит в том, чтобы разделить поле в окрестности ЭИ на возбуждающее его поле, источником которого являются другие элементы решетки и рассеянное им поле. Кроме того, в рассеянное поле входит поле излучения ЭИ при возбуждении его со стороны входа излучателя, а также волны, отраженные от входа. Далее тем или иным образом вводится оператор рассеяния, связывающий два вида полей. Наиболее удобными являются матричные операторы, связывающие амплитуды возбуждающих и рассеянных волн. Такие операторы близки к известным в технике СВЧ обобщенным матрицам рассеяния (ОМР). Определение ОМР ЭИ является важным этапом для данной группы методов. Другим важным этапом является определение оператора связи между амплитудами волн на разных элементах решетки, поскольку волны, рассеянные некоторым ЭИ, являются одновременно падающими волнами для других ЭИ. Такой оператор имеет вид матрицы связи, или матрицы взаимодействия. Применение операторов двух видов дает возможность формулировки матричной системы уравнений, которая полностью описывает волновые процессы в многоэлементной антенной системе.

Важно отметить, что в силу идентичности ЭИ ФАР оператор рассеяния ищется однократно. При этом решается электродинамическая задача для структуры с относительно малыми электрическими размерами. Решение системы матричных уравнений, описывающей всю решетку в целом не тре-

бует таких затрат ресурсов как прямое решение граничной задачи. Таким образом, в применении разных методов достигается их рациональное распределение, когда электродинамические методы используются для анализа малоразмерной структуры (ЭИ), а структура больших размеров анализируется при помощи намного более эффективных матричных методов. Результатом указанной рационализации оказывается существенное снижение затрат вычислительных ресурсов, необходимых для анализа ФАР с высоким КУ.

Назовем группу методов, реализующих описанную выше схему решения граничной задачи методами ОМР (МОМР). Наиболее близким подходом к данной работе является вариант МОМР, в котором в качестве возбуждающих и рассеянных волн используются векторные сферические гармоники (ВСГ). Идея разложения по ВСГ (РВСГ) антенных полей была использована в работах [20–23]. При этом необходимо отметить, что развитые в них методы использовались не только для анализа ФАР, но и для решения задач рассеяния на аperiодически расположенных одинаковых объектах. Подходы, использованные в [23], наиболее близки к данной работе. Отметим эффективное применение дополнительной теоремы сложения для сферических функций при решении задачи представления полей в смещенных друг относительно друга сферических системах координат.

Нашей задачей является развитие МОМР – РВСГ применительно к важному классу объектов – щелевым и ленточным антенным решеткам с большими электрическими размерами. В первую очередь, с практической точки зрения нас интересуют щелевые решетки. Ленточные структуры представляют методический интерес, так как их удобно использовать в качестве тестовых объектов для сравнения результатов, полученных разными методами.

Отметим, что щелевые решетки активно развиваются, в том числе и в настоящее время [24, 25]. Интерес к ним обусловлен простотой конструкции и технологичностью. В последнее десятилетие дополнительный интерес к щелевым решеткам связан с созданием антенн, сфокусированных в ближней зоне, которые находят применение в разных областях науки и техники. Сфокусированные волноводно-щелевые решетки [26, 27] относятся к числу аperiодических решеток. Их электродинамический анализ особенно сложен, поскольку использование модели бесконечной решетки в данном случае невозможно. Единственным средством моделирования в такой ситуации оказывается численное решение граничной задачи для всей решетки со всеми отмеченными выше недостатками. Поэтому разработка новых эффективных методов анализа щелевых ФАР является актуальной задачей.

2. ВЕКТОРНЫЕ СФЕРИЧЕСКИЕ ГАРМОНИКИ

Определение ВСГ следует из общего решения уравнения Максвелла в сферических координатах r, θ, φ [28]:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_{rn,m}^e \\ H_{rn,m}^m \end{bmatrix} &= \frac{1}{\rho} n(n+1) U_{n,m}, \quad \begin{bmatrix} E_{\theta n,m}^e \\ H_{\theta n,m}^m \end{bmatrix} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 (\rho U_{n,m})}{\partial \theta \partial \rho}, \\ \begin{bmatrix} E_{\varphi n,m}^e \\ H_{\varphi n,m}^m \end{bmatrix} &= \frac{1}{\rho \sin \theta} \frac{\partial^2 (\rho U_{n,m})}{\partial \varphi \partial \rho}, \\ \begin{bmatrix} H_{\theta n,m}^e \\ -E_{\theta n,m}^m \end{bmatrix} &= \frac{i}{\rho \sin \theta} \frac{\partial (\rho U_{n,m})}{\partial \varphi}, \\ \begin{bmatrix} H_{\varphi n,m}^e \\ -E_{\varphi n,m}^m \end{bmatrix} &= -\frac{i}{\rho} \frac{\partial (\rho U_{n,m})}{\partial \theta}; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} U_{n,m} &= P_n^m(\cos \theta) \exp(-im\varphi) \begin{cases} \xi_n^{(2)}(\rho) \\ \psi_n(\rho) \end{cases}, \\ \psi_n(\rho) &= \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} J_{n+1/2}(\rho), \quad \xi_n^{(2)}(\rho) = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} H_{n+1/2}^{(2)}(\rho), \quad (2) \\ \rho &= kr, \end{aligned}$$

где k – волновое число свободного пространства, ρ – безразмерный электрический радиус, P_n^m – присоединенная функция Лежандра, $\psi_n(\rho)$, $\xi_n^{(2)}(\rho)$ – сферические функции Бесселя и Ганкеля второго рода (индекс n меняется от нуля до бесконечности, а индекс m от $-n$ до n). Верхние индексы e, m соответствуют электрическим и магнитным волнам, нижние индексы задают тип волны.

Назовем ВСФ в верхней формуле (2) рассеянными волнами, а в нижней – возбуждающими. Рассеянные волны описывают поле при радиусах больших радиальных координат создающих их источников, а возбуждающие волны соответственно при меньших радиусах. Для обозначения возбуждающих и рассеянных волн мы будем использовать нижние индексы i, s от английских терминов incident и scattered.

Соотношения (1) записаны для нормированных компонент поля E, H . Они связаны с компонентами векторов E, H следующим образом:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_{rn,m}^e \\ H_{rn,m}^m \end{bmatrix} &= \frac{1}{k} \begin{bmatrix} E_{rn,m}^e \\ H_{rn,m}^m \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E_{\theta n,m}^e \\ H_{\theta n,m}^m \end{bmatrix} = \frac{1}{k} \begin{bmatrix} E_{\theta n,m}^e \\ H_{\theta n,m}^m \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} E_{\varphi n,m}^e \\ H_{\varphi n,m}^m \end{bmatrix} &= \frac{1}{k} \begin{bmatrix} E_{\varphi n,m}^e \\ H_{\varphi n,m}^m \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} H_{\theta n,m}^e \\ -E_{\theta n,m}^m \end{bmatrix} = \frac{1}{k} \begin{bmatrix} H_{\theta n,m}^e W_0 \\ -E_{\theta n,m}^m / W_0 \end{bmatrix}, \quad (3) \\ \begin{bmatrix} H_{\varphi n,m}^e \\ -E_{\varphi n,m}^m \end{bmatrix} &= \frac{1}{k} \begin{bmatrix} H_{\varphi n,m}^e W_0 \\ -E_{\varphi n,m}^m / W_0 \end{bmatrix}, \end{aligned}$$

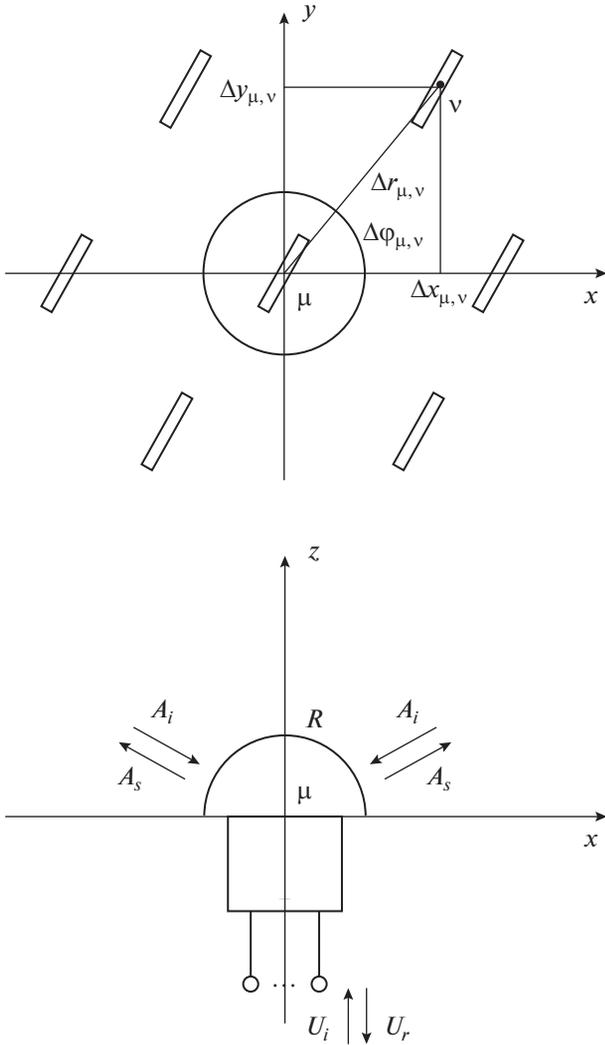


Рис. 1. Фрагмент щелевой решетки.

где W_0 – волновое сопротивление свободного пространства.

Отметим, что нормированные ВСГ не имеют размерности и зависят только от угловых координат и электрического радиуса. Кроме того, важно указать, что у электрических волн равна нулю компонента поля H_r , а у магнитных – E_r .

Сферические гармоники удовлетворяют соотношениям ортогональности:

$$\int_0^\pi \int_0^{2\pi} \begin{bmatrix} E_{rn,m}^e \\ H_{rn,m}^m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{rp,q}^e \\ H_{rp,q}^m \end{bmatrix} \sin \theta d\varphi d\theta = N_{rn,m}^{e,m} \delta_{n,p} \delta_{-m,q}, \quad (4)$$

где $N_{rn,m}^{e,m}$ – нормы радиальных компонент, $\delta_{n,p}$ – символ Кронекера.

При анализе щелевых и ленточных решеток при $\theta = \pi/2$ нам будет удобно разместить плоскость симметрии, которая для щелевых структур

является идеальной электрической стенкой, а для ленточных идеальной магнитной стенкой. Поэтому целесообразно разделить ВСФ на четные и нечетные относительно указанной плоскости:

$$E_{rn,m}^e = E_{rn,m}^{ee} + E_{rn,m}^{eo}, \quad H_{rn,m}^e = H_{rn,m}^{ee} + H_{rn,m}^{eo}. \quad (5)$$

Верхние индексы e, o соответствуют четным и нечетным волнам (от английских слов even, odd – четный, нечетный). Четные волны удовлетворяют в плоскости $\theta = \pi/2$ граничным условиям на магнитной стенке: $H_\tau = 0$, а нечетные на электрической: $E_\tau = 0$, где индекс τ соответствует тангенциальным к плоскости компонентам.

Четным электрическим и магнитным волнам соответствуют нечетные и четные значения $n + |m|$: $n + |m| = 2l + 1$, $n + |m| = 2l$, а нечетным электрическим и магнитным волнам соответствуют четные и нечетные значения $n + |m|$: $n + |m| = 2l$, $n + |m| = 2l + 1$, $l = 0, 1, \dots$. Данные соотношения следуют из свойств присоединенных функций Лежандра [29].

3. СХЕМА МОМР–РВСГ

Рассмотрим некоторую решетку (рис. 1), состоящую из ЭИ, которые в общем случае могут отличаться друг от друга. Также они могут быть расположены аперiodически. На рис. 1 изображен фрагмент щелевой решетки. Однако на данном этапе тип излучателя неважен, так как он не влияет на общую схему метода.

Положение ЭИ в решетке обычно описывают при помощи двух индексов, например, n, m . Такая нумерация удобна в случае периодической структуры. Мы будем использовать сквозную нумерацию ЭИ при помощи индекса ν , который меняется от единицы до M_R , где M_R – общее число ЭИ в решетке. Также используем один индекс N для задания типа ВСГ вместо двух индексов n, m , которые применялись в формулах (1)–(5).

Введем в пространстве ВСГ следующие векторы:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{i,sv}^{e,m} &= \begin{bmatrix} \dots \\ \vec{E}_{i,sv,N-1}^{e,m} \\ \vec{E}_{i,sv,N}^{e,m} \\ \vec{E}_{i,sv,N+1}^{e,m} \\ \dots \end{bmatrix}, \quad \vec{H}_{i,sv}^{e,m} = \begin{bmatrix} \dots \\ \vec{H}_{i,sv,N-1}^{e,m} \\ \vec{H}_{i,sv,N}^{e,m} \\ \vec{H}_{i,sv,N+1}^{e,m} \\ \dots \end{bmatrix}, \\ \mathbf{A}_{i,sv}^{e,m} &= \begin{bmatrix} \dots \\ A_{i,sv,N-1}^{e,m} \\ A_{i,sv,N}^{e,m} \\ A_{i,sv,N+1}^{e,m} \\ \dots \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\vec{E}_{i,sv,N}^{e,m}$ – вектор электрического поля сферической волны электрического или магнитного типа (верхние индексы e, m), возбуждающей или рассеянной (нижние индексы i, s) заданной в локальной сферической системе координат, связанной с центром ЭИ с номером v . Индекс N задает номер волны. Аналогично задаются векторы магнитного поля $\vec{H}_{i,sv,N}^{e,m}$. Величины $A_{i,sv,N}^{e,m}$ – это амплитуды возбуждающих и рассеянных электрических и магнитных волн ЭИ. Нам необходимо отличать векторы в пространстве ВСГ и вектора отраженных/падающих волн от векторов, заданных в физическом пространстве. Для обозначения векторов первых типов используем символы вида \mathbf{A} , а для обозначения векторов физического пространства используем стрелки \rightarrow . В этом случае символ $\vec{\mathbf{E}}$ обозначает вектор в пространстве ВСГ, элементами которого являются векторы из физического пространства, символ \mathbf{A} описывает вектор из пространства ВСГ, элементами которого являются скалярные величины. Произведение вида $\mathbf{A}\vec{\mathbf{E}}$ – это скалярное произведение в пространстве ВСГ, результатом которого является вектор из физического пространства.

Каждый ЭИ окружен сферой с электрическим радиусом R , которая не пересекает ни выделенный ЭИ, ни соседние с ним ЭИ. В случае щелевых излучателей сферы заменяются полусферами, что не вносит принципиальных изменений в схему ме-

тода. Источником возбуждающих волн для μ -го ЭИ являются волны, рассеянные всеми элементами решетки, за исключением μ -го. Источником рассеянных волн этого излучателя является дифракция возбуждающих волн на нем, а также падающие волны на его входы. Мы предполагаем, что таких входов может быть не один, а несколько. Объединяя амплитуды падающих волн $U_{i\mu,j}$ (j – номер входа), мы получаем вектор падающих волн μ -го ЭИ: $\mathbf{U}_{i\mu}$. Аналогично можно получить вектор отраженных волн $\mathbf{U}_{r\mu}$.

Отметим, что при отсутствии пересечений сфер, окружающих ЭИ, они оказываются расположенными вне областей, занятых источниками, что позволяет нам представить поля на них в виде разложений по ВСГ:

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{E}}_v &= \vec{\mathbf{E}}_{iv} + \vec{\mathbf{E}}_{sv}, & \vec{\mathbf{H}}_v &= \vec{\mathbf{H}}_{iv} + \vec{\mathbf{H}}_{sv}, \\ \vec{\mathbf{E}}_{iv} &= \mathbf{A}_{iv}^e \vec{\mathbf{E}}_{iv}^e + \mathbf{A}_{iv}^m \vec{\mathbf{E}}_{iv}^m, & \vec{\mathbf{E}}_{sv} &= \mathbf{A}_{sv}^e \vec{\mathbf{E}}_{sv}^e + \mathbf{A}_{sv}^m \vec{\mathbf{E}}_{sv}^m, \\ \vec{\mathbf{H}}_{iv} &= \mathbf{A}_{iv}^e \vec{\mathbf{H}}_{iv}^e + \mathbf{A}_{iv}^m \vec{\mathbf{H}}_{iv}^m, & \vec{\mathbf{H}}_{sv} &= \mathbf{A}_{sv}^e \vec{\mathbf{H}}_{sv}^e + \mathbf{A}_{sv}^m \vec{\mathbf{H}}_{sv}^m. \end{aligned} \quad (7)$$

Следующий этап – определение связи между амплитудами волн, рассеянных v -м ЭИ, и амплитудами волн, падающих на μ -й ЭИ. Для определения указанной связи нам необходимо осуществить разложение поля рассеянной волны v -го ЭИ в системе координат μ -го ЭИ. Воспользуемся следующими соотношениями, связывающими координаты двух систем:

$$\begin{aligned} \varphi_v &= \arctg \left(\frac{R \sin \theta_\mu \sin \varphi_\mu - \Delta y_{\mu,v}}{R \sin \theta_\mu \cos \varphi_\mu - \Delta x_{\mu,v}} \right), \\ \rho_v &= \sqrt{R^2 \cos^2 \theta_\mu + (R \sin \theta_\mu \cos \varphi_\mu - \Delta x_{\mu,v})^2 + (R \sin \theta_\mu \sin \varphi_\mu - \Delta y_{\mu,v})^2}, \\ \theta_v &= \arcsin \left(\frac{\sqrt{(R \sin \theta_\mu \cos \varphi_\mu - \Delta x_{\mu,v})^2 + (R \sin \theta_\mu \sin \varphi_\mu - \Delta y_{\mu,v})^2}}{\rho_\mu} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь под $\Delta x, y_{\mu,v}$ мы понимаем смещение v -го ЭИ относительно μ -го соответственно вдоль осей Ox и Oy . Их можно также выразить в полярных координатах:

$$\Delta x_{\mu,v} = \Delta r_{\mu,v} \cos \Delta \varphi_{\mu,v}, \quad \Delta y_{\mu,v} = \Delta r_{\mu,v} \sin \Delta \varphi_{\mu,v}. \quad (9)$$

Также нам необходимо учесть поворот векторов при переходе от одной системы к другой. Матрица \hat{M}_v связывает компоненты вектора в декартовой системе координат с компонентами в сферической системе v -го ЭИ:

$$\hat{M}_v = \begin{bmatrix} \cos \varphi_v \sin \theta_v & \sin \varphi_v \sin \theta_v & \cos \theta_v \\ \cos \varphi_v \cos \theta_v & \sin \varphi_v \cos \theta_v & -\sin \theta_v \\ -\sin \varphi_v & \cos \varphi_v & 0 \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Поскольку переход от одной декартовой системы координат к другой состоит в ее параллельном переносе, который не меняет ориентацию вектора, то при помощи соотношения (10) можно получить матрицу $\hat{M}_{\mu,v}$, связывающую компоненты векторов в двух сферических системах координат:

$$\hat{M}_{\mu,v} = \hat{M}_\mu \hat{M}_v^{-1}. \quad (11)$$

Полученные выше соотношения позволяют нам записать падающее на μ -й ЭИ поле:

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{E}}_{ir\mu}^e &= \sum_v^{(\mu)} \left(\mathbf{A}_{sv}^e \left(\hat{M}_{\mu,v} \vec{\mathbf{E}}_{sv}^e \right)_r + \mathbf{A}_{sv}^m \left(\hat{M}_{\mu,v} \vec{\mathbf{E}}_{sv}^m \right)_r \right), \\ \vec{\mathbf{H}}_{ir\mu}^m &= \sum_v^{(\mu)} \left(\mathbf{A}_{sv}^e \left(\hat{M}_{\mu,v} \vec{\mathbf{H}}_{sv}^e \right)_r + \mathbf{A}_{sv}^m \left(\hat{M}_{\mu,v} \vec{\mathbf{H}}_{sv}^m \right)_r \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Суммирование в (12) ведется по всем элементам кроме μ -го. Соотношения (12) описывают радиальные компоненты электрического и магнитного полей. Они являются функциями сферических координат $r_\mu, \theta_\mu, \varphi_\mu$ согласно выражениям (8). Вместе с тем радиальные компоненты можно представить в виде разложений по возбуждающим волнам μ -го ЭИ:

$$E_{ir\mu}^e = \mathbf{A}_{i\mu}^e \mathbf{E}_{ir\mu}^e, \quad H_{ir\mu}^m = \mathbf{A}_{i\mu}^m \mathbf{H}_{ir\mu}^m. \quad (13)$$

Приравнявая (12) и (13) и используя ортогональность ВСГ, находим векторы $\mathbf{A}_{i\mu}^{e,m}$:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{i\mu}^e &= \int_{\Omega_\mu} \sum_v^{(\mu)} (\mathbf{N}^e)^{-1} \left(\mathbf{A}_{sv}^e (\hat{M}_{\mu,v} \bar{\mathbf{E}}_{sv}^e)_r \right. \\ &\quad \left. + \mathbf{A}_{sv}^m (\hat{M}_{\mu,v} \bar{\mathbf{E}}_{sv}^m)_r \right) \bar{\mathbf{E}}_{ir\mu}^e d\Omega_\mu, \\ \mathbf{A}_{i\mu}^m &= \int_{\Omega_\mu} \sum_v^{(\mu)} (\mathbf{N}^m)^{-1} \left(\mathbf{A}_{sv}^e (\hat{M}_{\mu,v} \bar{\mathbf{H}}_{sv}^e)_r \right. \\ &\quad \left. + \mathbf{A}_{sv}^m (\hat{M}_{\mu,v} \bar{\mathbf{H}}_{sv}^m)_r \right) \bar{\mathbf{H}}_{ir\mu}^m d\Omega_\mu, \end{aligned} \quad (14)$$

$$N_{iM}^e = \int_{\Omega_\mu} |E_{ir\mu,M}^e|^2 d\Omega_\mu, \quad N_{iM}^m = \int_{\Omega_\mu} |H_{ir\mu,M}^m|^2 d\Omega_\mu.$$

Введем обозначения:

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_{\mu,v}^{ee} &= \int_{\Omega_\mu} (\mathbf{N}^e)^{-1} (\hat{M}_{\mu,v} \bar{\mathbf{E}}_{sv}^e)_r \bar{\mathbf{E}}_{ir\mu}^e d\Omega_\mu, \\ \mathbf{K}_{\mu,v}^{em} &= \int_{\Omega_\mu} (\mathbf{N}^e)^{-1} (\hat{M}_{\mu,v} \bar{\mathbf{E}}_{sv}^m)_r \bar{\mathbf{E}}_{ir\mu}^e d\Omega_\mu, \\ \mathbf{K}_{\mu,v}^{me} &= \int_{\Omega_\mu} (\mathbf{N}^m)^{-1} (\hat{M}_{\mu,v} \bar{\mathbf{H}}_{sv}^e)_r \bar{\mathbf{H}}_{ir\mu}^m d\Omega_\mu, \\ \mathbf{K}_{\mu,v}^{mm} &= \int_{\Omega_\mu} (\mathbf{N}^m)^{-1} (\hat{M}_{\mu,v} \bar{\mathbf{H}}_{sv}^m)_r \bar{\mathbf{H}}_{ir\mu}^m d\Omega_\mu. \end{aligned} \quad (15)$$

С учетом соотношений (15) запишем выражения (14) в компактном виде

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{i\mu}^e &= \sum_v^{(\mu)} (\mathbf{K}_{\mu,v}^{ee} \mathbf{A}_{sv}^e + \mathbf{K}_{\mu,v}^{em} \mathbf{A}_{sv}^m), \\ \mathbf{A}_{i\mu}^m &= \sum_v^{(\mu)} (\mathbf{K}_{\mu,v}^{me} \mathbf{A}_{sv}^e + \mathbf{K}_{\mu,v}^{mm} \mathbf{A}_{sv}^m). \end{aligned} \quad (16)$$

Матрицы \mathbf{K} описывают искомую связь между амплитудами рассеянных на v -м и возбуждающих на μ -м элементах волн. Назовем их матрицами связи.

Далее нам необходимо ввести оператор рассеяния ЭИ. Этот оператор связывает амплитуды возбуждающих и рассеянных волн ЭИ. Отметим, что наряду с ВСГ он может возбуждаться волновыми волнами со стороны своих портов. Оператор рассеяния находится в результате решения электродинамической граничной задачи. Ее решение для шелевого и ленточного излучателей будет представлено ниже, а сейчас будем пола-

гать, что оно известно и может быть записано в следующей форме:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{s\mu}^e &= \mathbf{L}_{ss\mu}^{ee} \mathbf{A}_{i\mu}^e + \mathbf{L}_{ss\mu}^{em} \mathbf{A}_{i\mu}^m + \mathbf{L}_{sw\mu}^e \mathbf{U}_{i\mu}, \\ \mathbf{A}_{s\mu}^m &= \mathbf{L}_{ss\mu}^{me} \mathbf{A}_{i\mu}^e + \mathbf{L}_{ss\mu}^{mm} \mathbf{A}_{i\mu}^m + \mathbf{L}_{sw\mu}^m \mathbf{U}_{i\mu}, \\ \mathbf{U}_{r\mu} &= \mathbf{L}_{ws\mu}^e \mathbf{A}_{i\mu}^e + \mathbf{L}_{ws\mu}^m \mathbf{A}_{i\mu}^m + \mathbf{L}_{ww\mu} \mathbf{U}_{i\mu}, \end{aligned} \quad (17)$$

где \mathbf{L} – искомые операторы рассеяния.

Введем обозначения:

$$\begin{aligned} \mathbf{L}_{ss\mu} &= \begin{bmatrix} \mathbf{L}_{ss\mu}^{ee} & \mathbf{L}_{ss\mu}^{em} \\ \mathbf{L}_{ss\mu}^{me} & \mathbf{L}_{ss\mu}^{mm} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{K}_{\mu,v} = \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{\mu,v}^{ee} & \mathbf{K}_{\mu,v}^{em} \\ \mathbf{K}_{\mu,v}^{me} & \mathbf{K}_{\mu,v}^{mm} \end{bmatrix}, \\ \mathbf{L}_{sw\mu} &= \begin{bmatrix} \mathbf{L}_{sw\mu}^e \\ \mathbf{L}_{sw\mu}^m \end{bmatrix}, \quad \mathbf{L}_{ws\mu} = \begin{bmatrix} \mathbf{L}_{ws\mu}^e & \mathbf{L}_{ws\mu}^m \end{bmatrix}, \\ \mathbf{A}_s &= \begin{bmatrix} \mathbf{A}_s^e \\ \mathbf{A}_s^m \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (18)$$

которые позволят нам записать уравнения (17) в более простом виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{s\mu} &= \sum_v^{(\mu)} \mathbf{L}_{ss\mu} \mathbf{K}_{\mu,v} \mathbf{A}_{sv} + \mathbf{L}_{sw\mu} \mathbf{U}_{i\mu}, \\ \mathbf{U}_{r\mu} &= \sum_v^{(\mu)} \mathbf{L}_{ws\mu} \mathbf{K}_{\mu,v} \mathbf{A}_{sv} + \mathbf{L}_{ww\mu} \mathbf{U}_{i\mu}. \end{aligned} \quad (19)$$

Уравнения (19) представляют собой систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), которую можно решать численно любым из известных методов. Если векторы $\mathbf{U}_{i\mu}$ известны, то достаточно решить первое из уравнений (19). Решение будет иметь вид линейной комбинации векторов $\mathbf{U}_{i\xi}$:

$$\mathbf{A}_{sv} = \sum_{\xi} \mathbf{Q}_{v,\xi} \mathbf{U}_{i\xi}. \quad (20)$$

Подставим соотношение (20) во второе уравнение (19) и найдем векторы отраженных волн $\mathbf{U}_{r\mu}$:

$$\mathbf{U}_{r\mu} = \mathbf{L}_{ws\mu} \sum_v \sum_{\xi}^{(\mu)} \mathbf{K}_{\mu,\xi} \mathbf{Q}_{\xi,v} \mathbf{U}_{i\xi} + \mathbf{L}_{ww\mu} \mathbf{U}_{i\mu}. \quad (21)$$

Из соотношения (21) несложно найти матрицу рассеяния всей решетки:

$$\mathbf{S}_{a\mu,v} = \mathbf{L}_{ws\mu} \sum_{\xi}^{(\mu)} \mathbf{K}_{\mu,\xi} \mathbf{Q}_{\xi,v} + \mathbf{L}_{ww\mu} \delta_{\mu,v}. \quad (22)$$

Матрица рассеяния \mathbf{S}_a имеет блочную структуру. Ее размерность равна $M_R \times M_R$, а элементами являются матрицы размерностью $J \times J$, где J – число входов ЭИ.

Система (19) может быть решена итерационно по следующей схеме:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{s\mu}^{q+1} &= \sum_v^{(\mu)} \mathbf{L}_{ss\mu} \mathbf{K}_{\mu,v} \mathbf{A}_{sv}^q + \mathbf{L}_{sw\mu} \mathbf{U}_{i\mu}, \\ \mathbf{A}_{sv}^0 &= \mathbf{L}_{sw\mu} \mathbf{U}_{i\mu}, \end{aligned} \quad (23)$$

где q – номер итерации. Расчеты показали, что данный процесс сходится весьма быстро. Отметим, что такое решение не требует вычисления обратной матрицы.

Для определения поля в дальней зоне при $\rho \rightarrow \infty$ воспользуемся асимптотическим представлением сферической функции Ганкеля:

$$\xi_n^{(2)}(\rho) \rightarrow \frac{\exp(-i\rho)}{\rho} i^{n+1}. \quad (24)$$

Также отметим, что в дальней зоне нас интересуют главные члены асимптотических представлений поля. В рамках такого приближения производная по координате ρ в выражениях (1) эквивалентна умножению на $-i$. С учетом этих замечаний получаем асимптотические выражения для полей ВСГ в дальней зоне:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{rn,m}^{ea} \\ \mathbf{H}_{rn,m}^{ma} \end{bmatrix} &= 0, \quad \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{\theta n,m}^{ea} \\ \mathbf{H}_{\theta n,m}^{ma} \end{bmatrix} = -i \frac{\partial U_{n,m}^a}{\partial \theta}, \\ \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{\phi n,m}^{ea} \\ \mathbf{H}_{\phi n,m}^{ma} \end{bmatrix} &= -\frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial U_{n,m}^a}{\partial \phi}, \\ \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{\theta n,m}^{ea} \\ -\mathbf{E}_{\theta n,m}^{ma} \end{bmatrix} &= \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial U_{n,m}^a}{\partial \phi}, \\ \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{\phi n,m}^{ea} \\ -\mathbf{E}_{\phi n,m}^{ma} \end{bmatrix} &= -i \frac{\partial U_{n,m}^a}{\partial \theta}, \quad U_{n,m}^a = P_n^m(\cos \theta) \exp(-im\phi) i^{n+1}. \end{aligned} \quad (25)$$

В выражениях (25) опущен общий множитель $\exp(-i\rho)/\rho$.

Далее аналогично формуле (6) формируем векторы $\vec{\mathbf{E}}_{sv}^a$, $\vec{\mathbf{H}}_{sv}^a$, являющиеся функциями угловых координат θ, ϕ :

$$\vec{\mathbf{E}}_{sv}^a = \begin{bmatrix} \vec{\mathbf{E}}_{sv}^{ea} \\ \vec{\mathbf{E}}_{sv}^{ma} \end{bmatrix}, \quad \vec{\mathbf{H}}_{sv}^a = \begin{bmatrix} \vec{\mathbf{H}}_{sv}^{ea} \\ \vec{\mathbf{H}}_{sv}^{ma} \end{bmatrix}. \quad (26)$$

Используя выражения (26), запишем поле излучения решетки в дальней зоне:

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{E}}_s^a &= \sum_v \mathbf{A}_{sv} \vec{\mathbf{E}}_{sv}^a \exp(ik \sin \theta (x_v \cos \phi + y_v \sin \phi)), \\ \vec{\mathbf{H}}_s^a &= \sum_v \mathbf{A}_{sv} \vec{\mathbf{H}}_{sv}^a \exp(ik \sin \theta (x_v \cos \phi + y_v \sin \phi)). \end{aligned} \quad (27)$$

Соотношения (27) будут использованы нами для определения ДН решетки.

Результаты данного раздела инвариантны по отношению к виду ФАР. Смена типа излучателя приводит только к изменению вида оператора рассеяния \mathbf{L} , не меняя общей схемы решения. Видно, что МОМР-РВСГ включает два основных этапа: определение матрицы связи и определение оператора рассеяния. Рассмотрим их подробнее.

4. ВЫЧИСЛЕНИЕ МАТРИЦЫ СВЯЗИ

Алгоритм вычисления матрицы связи описан в разд. 3 и в таком виде он был использован для решения конкретных задач. Рассмотрим ряд важных его особенностей, которые существенно повышают вычислительную эффективность метода МОМР-РВСГ.

Во-первых, необходимо отметить, что на этапе вычисления матриц $\mathbf{K}_{\mu,v}$ удобно использовать нормированные ВСГ (1), так как они не зависят от частоты, что позволяет уменьшить число свободных параметров. Все расчеты можно проводить для электрических расстояний. Переход к ненормированным гармоникам с помощью соотношений (3) не составляет труда.

Во-вторых, следует отметить, что элементы матриц $\mathbf{K}_{\mu,v}$ зависят от угла смещения $\Delta\phi_{\mu,v}$ (10) тривиальным образом. Допустим мы нашли при $\Delta\phi_{\mu,v} = 0$ и некотором радиусе смещения $\Delta r_{\mu,v}$ элемент $\mathbf{K}_{\mu,v,M,N}(0)$, где N – номер рассеянной гармоники, а M – номер падающей гармоники. Тогда тот же элемент при произвольном угле и том же значении $\Delta r_{\mu,v}$ можно найти следующим образом:

$$\mathbf{K}_{\mu,v,M,N}(\Delta\phi) = \mathbf{K}_{\mu,v,M,N}(0) \exp(-i\Delta\phi(m_N - m_M)), \quad (28)$$

где $m_{N,M}$ – азимутальные индексы ВСГ. Доказательство соотношения (28) можно выполнить, используя известные свойства экспоненциальных функций, описывающих зависимость ВСГ от координаты ϕ .

Таким образом, матрицы $\mathbf{K}_{\mu,v}$, по существу, являются функциями одной переменной – электрического расстояния. Такое положение служит основанием для использования следующего алгоритма вычисления матрицы связи. Отметим, что расчет матриц $\mathbf{K}_{\mu,v}$ привязан к конкретной решетке, геометрия которой задает значения расстояний между элементами. При большом их числе приходится многократно проводить вычисление матриц связи. Важно также иметь в виду, что выполнение расчетов по формулам (15) является достаточно трудоемким процессом, требующим значительных затрат компьютерных ресурсов. Поэтому необходимо максимально его оптимизировать.

Для этого вместо множества матриц $\mathbf{K}_{\mu,v}$ мы рассматривали матричную функцию $\mathbf{K}(\Delta r)$, которая находится при $\Delta\phi = 0$. Ее рассчитывали при фиксированных значениях электрического расстояния Δr_s с шагом, достаточным для построе-

ния с приемлемой точностью аппроксимации функции $\mathbf{K}(\Delta r)$:

$$\Delta r_s = \pi \begin{cases} 1, & s = 0, \\ 1.125, & s = 1, \\ 1.25, & s = 2, \\ 1.5, & s = 3, \\ 1.75, & s = 4, \\ 2 + 0.5(s - 5), & 5 \leq s \leq 41. \end{cases} \quad (29)$$

При малых расстояниях между ЭИ элементы матричной функции быстро меняются при изменении аргумента, поэтому на участке $\Delta r_s \leq 2\pi$ шаг изменения расстояния уменьшен: при $\Delta r_s > 2\pi$ он равен $\pi/2$. Максимальное значение электрического расстояния равно 20π . Для вычисления матричной функции $\mathbf{K}(\Delta r)$ при больших расстояниях удобно воспользоваться ее асимптотическим представлением при $\Delta r \gg 1$:

$$\mathbf{K}_{M,N}^a(\Delta r) = a_{M,N} \frac{\exp(-i\rho)}{\rho} + b_{M,N} \frac{\exp(-i\rho)}{\rho^2}. \quad (30)$$

Коэффициенты $(a, b)_{M,N}$ можно найти аналитически, применяя асимптотические представления сферических функций Ганкеля. На практике удобнее оказался численный вариант, при котором указанные постоянные определяли из условий совпадения асимптотических $\mathbf{K}_{M,N}^a(\Delta r)$ и точных функций $\mathbf{K}_{M,N}(\Delta r)$ при $\Delta r = 10, 20\pi$.

Если решетка составлена из одинаковых ЭИ с одинаковыми операторами рассеяния \mathbf{L}_μ , то лучшие результаты с точки зрения скорости вычислительного процесса дает аппроксимация не матрицы связи, а матриц взаимодействий \mathbf{W} , являющихся произведением матрицы связи и операторов рассеяния:

$$\mathbf{W}_{ss} = \mathbf{L}_{ss} \mathbf{K}, \quad \mathbf{W}_{ws} = \mathbf{L}_{ws} \mathbf{K}. \quad (31)$$

Матрицы взаимодействий напрямую входят в СЛАУ (19), описывающую решетку. При анализе решеток щелевых и ленточных излучателей использовалась сплайн-аппроксимация элементов матриц (31).

Независимо от способа аппроксимации переход к матричной функции $\mathbf{K}(\Delta r)$ дает существенное повышение эффективности метода. Массивы значений матричной функции рассчитываются однократно и сохраняются в виде файлов данных. Как отмечалось выше, эти данные инвариантны к типу излучателя и конфигурации решетки. При расчетах частных структур файлы считываются, преобразуются, и на их основе строятся те или иные аппроксимации, по которым определяются матрицы $\mathbf{W}_{\mu,\nu}$, входящие в СЛАУ (19). Таким образом,

матричная функция $\mathbf{K}(\Delta r)$ играет роль специальной функции метода МОМР-РВСГ, которая однократно вычисляется и далее без существенных затрат ресурсов многократно используется при анализе ФАР.

Важным вопросом является выбор числа ВСГ. При этом следует иметь в виду, что число рассеянных и возбуждающих гармоник может быть различным. Число возбуждающих волн выбираем так, чтобы обеспечить необходимую точность представления поля на сфере, окружающей ЭИ. Наибольшее число гармоник необходимо для минимального расстояния Δr , которое в нашем случае равно π .

Число рассеянных волн существенно зависит от вида излучателя. Оно определяется из условия достижения приемлемой точности описания поля на сфере ЭИ суммой ВСГ при его возбуждении по входу. Числом учитываемых угломестных гармоник N_θ определяется общее число ВСГ N_h :

$$N_h = (N_\theta + 1)^2 - 1. \quad (32)$$

Были приняты следующие количественные критерии точности представления поля:

$$\delta^e = \frac{1}{4\pi \max |E_r|} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |E_r^a - E_r| d\Omega, \quad (33)$$

$$\delta^m = \frac{1}{4\pi \max |H_r|} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |H_r^a - H_r| d\Omega.$$

Поля в соотношениях (33) брались на сфере, окружающей ЭИ с радиусом $\pi/2$. Индекс a соответствует приближенным аппроксимациям. Было принято условие, что погрешности $\delta^{e,m}$ не должны превышать 10^{-3} ни при каких условиях, т.е. при минимальном расстоянии Δr для любой из рассеянных волн. Эти условия удовлетворялись при $N_{\theta s} = 5$, $N_{\theta i} = 12$ ($N_{\theta i,s}$ – число учитываемых угломестных гармоник возбуждающих и рассеянных волн). Таким образом, мы видим, что параметры $N_{\theta i,s}$ неодинаковые и, следовательно, матрицы \mathbf{K}, \mathbf{L} прямоугольные. При этом, однако, матрица \mathbf{W} оказывается квадратной.

5. ОПЕРАТОР РАССЕЯНИЯ

Определение оператора рассеяния – следующий этап МОМР-РВСГ. На этом этапе учитывается конструкция ЭИ. Рассматривается одиночный ЭИ, который многократно возбуждается со стороны своих входов, а также со стороны свободного пространства ВСГ. В работе были исследованы три типа излучателей: щель в волноводе, щель в резонаторе, ленточный вибратор. Они показаны на рис. 2а–2в. Щель и лента имеют длину

L и ширину w . Ширина волновода a , а высота b . Волновод и волноводный резонатор (см. рис. 2а, 2б) заполнены диэлектриком с относительной проницаемостью ϵ . Щелевые излучатели имеют бесконечный бесконечно тонкий экран, в котором выполнена щель. Все металлические элементы конструкций идеально проводящие.

Волноводно-щелевой ЭИ предназначен для использования в составе волноводно-щелевой решетки бегущей волны, поэтому он имеет два входа 1, 2, роль которых выполняют полубесконечные волноводы, расположенные слева и справа от щели соответственно. Резонаторно-щелевой ЭИ возбуждается при помощи коаксиальной линии передачи, которая моделируется цилиндром, радиус которого $R_{ц}$. Цилиндр имеет контакт с верхней стенкой резонатора. В зазор между нижней стенкой и цилиндром включен источник напряжения с внутренним сопротивлением R_r , которое равно характеристическому сопротивлению коаксиальной линии. Данный источник выполняет функцию единственного входа 1 излучателя.

Рассмотрим процедуру определения оператора рассеяния в простейшем случае ленточного ЭИ. Решение для всех рассмотренных структур было получено с помощью стандартной методики, которая неоднократно описывалась в литературе. Она основана на записи интегральных уравнений (ИУ) относительно электрических токов на ленте или магнитных на щели и последующем решении ИУ методом Галеркина [30]. Поэтому подробно излагать ее не имеет смысла, остановимся только на некоторых существенных для нас моментах решения.

Излучатель имеет один вход 1 в виде сосредоточенного источника с сопротивлением R_r . Мы решаем граничную задачу в приближении узкой ленты, полагая, что

$$w \ll L, \quad w \ll \lambda, \quad (34)$$

где λ – длина волны в свободном пространстве.

Условия (34) позволяют нам учитывать только продольные компоненты электрических токов, текущих по ленте I_y^e и пренебречь поперечными токами. Для записи ИУ воспользуемся представлением функции Грина свободного пространства в виде интеграла Фурье [28]:

$$-ikW_0 \int_S I_y^e(s') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-i(x-x')\kappa_1 - i(y-y')\kappa_2)}{\gamma} \times \\ \times d\kappa_1 d\kappa_2 ds' = \delta(y)(e_0 + JR_r), \quad (35) \\ \gamma = \sqrt{\kappa_1^2 + \kappa_2^2 - k^2}.$$

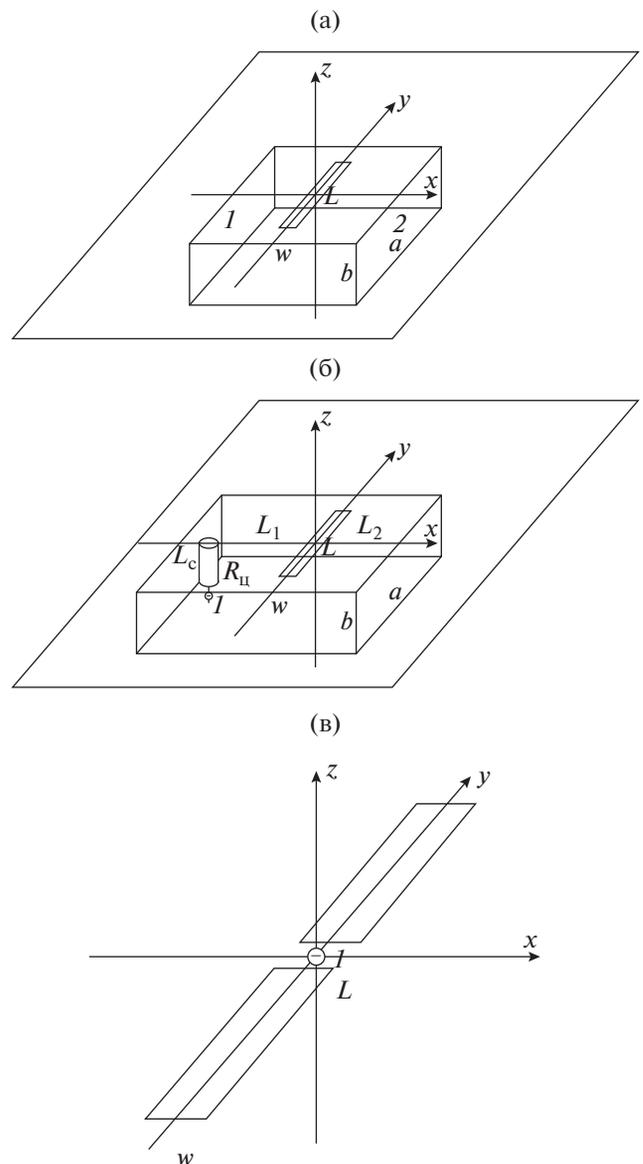


Рис. 2. Исследованные излучатели: волноводно-щелевой (а), резонаторно-щелевой (б), ленточный (в).

Здесь e_0 – электродвижущая сила (ЭДС) источника напряжения, а J – текущий через него полный ток:

$$J = \int_{-w/2}^{w/2} I_y^e(x, 0) dx. \quad (36)$$

В соответствии с методом Галеркина представляем ток в виде ряда по базисным функциям $f_{bp}(x, y)$:

$$I_y^e(x, y) = \sum_p X_p \frac{f_{bp}(y)}{\sqrt{(w/2)^2 - x^2}}, \quad (37)$$

$$f_{bp}(x, y) = \sin(\alpha_p(y + L/2)), \quad \alpha_p = \pi p/L,$$

где X_p – неизвестные коэффициенты.

Алгебраизация ИУ (35) проводится в соответствии с методом Галеркина:

$$\begin{aligned}
 -ikW_0\pi^2 \sum_{p=1}^P X_p \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} J_0^2 \left(\kappa_1 \frac{w}{2} \right) \frac{\Psi_p(\kappa_2) \Psi_q^*(\kappa_2)}{\gamma} d\kappa_1 d\kappa_2 = \\
 = \pi f_{bq}(0) \left(e_0 + \pi R_r \sum_{n=1}^N X_p f_{bp}(0) \right), \quad (38) \\
 q = 1, \dots, P, \quad \Psi_p(\kappa_2) = \int_{-L/2}^{L/2} f_{bp}(y) \exp(i\kappa_2 y) dy.
 \end{aligned}$$

Соотношение (38) представляет собой СЛАУ относительно коэффициентов X_p . ЭДС источника e_0 может быть выражена через параметры рассеяния:

$$e_0 = 2U_i, \quad (39)$$

где U_i — амплитуда падающей на вход волны. Считаем, что она равна единице, $e_0 = 2$. Тогда амплитуда отраженной волны U_r представляется следующим образом:

$$U_r = 1 + \pi R_r \sum_{p=1}^P X_{wp} f_{bp}(0). \quad (40)$$

Отметим, что система (39) и соотношение (40) получены для случая возбуждения вибратора со стороны его входа. В выражении (40) мы использовали индекс w , чтобы подчеркнуть, что данный параметр соответствует возбуждению ЭИ со стороны его входа.

Полученный результат позволяет нам найти оператор \mathbf{L}_{ww} (см. разд. 3), который в данном случае является скалярной величиной из-за наличия у ЭИ одного входа. Поскольку амплитуда падающей волны равна единице, то $\mathbf{L}_{ww} = U_r$.

Также мы теперь можем определить оператор \mathbf{L}_{sw} . Для этого необходимо найти амплитуды ВСГ, возбуждаемых электрическим током на вибраторе. Для этого воспользуемся результатами [28]. При решении данной задачи был принят ряд упрощающих допущений.

Воспользуемся еще раз условиями (34). Если лента узкая, то мы можем приближенно заменить ток, распределенный по координате x нитью тока:

$$I_y^e(x, y) = \pi \delta(x) \sum_{p=1}^P X_p f_{bp}(y). \quad (41)$$

Представление тока (41) нельзя использовать при решении интегрального уравнения, однако его применение для вычисления полей пространственных гармоник допустимо, так как поля ВСГ достаточно низкого порядка сравнительно слабо меняются по ширине ленты. Поэтому при интегрировании по координате x допустимо поля ВСГ положить равными постоянной, например, значению при $x = 0$. Такое приближение соответ-

ствует представлению (41). Отметим, что при решении интегрального уравнения замена листка тока нитью недопустима, так как поле, возбужденное листком тока может существенно меняться в области, занятой током, т.е. на поверхности ленты.

Выражение (41) можно без труда записать в сферических координатах:

$$\begin{aligned}
 I_r^e(r, \varphi) = \pi \delta(\varphi - \pi/2) \sum_{p=1}^P X_p f_{bp}(r) - \\
 - \pi \delta(\varphi - 3\pi/2) \sum_{p=1}^P X_p f_{bp}(-r). \quad (42)
 \end{aligned}$$

При записи формулы (42) учтены соотношения

$$\begin{aligned}
 r = y, \quad \varphi = \pi/2, \quad I_r^e = I_y^e \quad \text{при } y > 0, \\
 r = -y, \quad \varphi = 3\pi/2, \quad I_r^e = -I_y^e \quad \text{при } y < 0. \quad (43)
 \end{aligned}$$

Теперь для определения амплитуд рассеянных волн можем воспользоваться соотношением из [28, ф-ла (2.108)]:

$$\begin{aligned}
 A_{sn,m}^e = - \frac{W_0(2n+1)(n-m)! P_n^m(0)}{4\pi(n+m)!} \times \\
 \times \int_S I_r^e(r', \varphi') r' \psi_n(kr') \exp(-im\varphi') dr' d\varphi', \quad (44)
 \end{aligned}$$

где θ' равно $\pi/2$. Амплитуды магнитных волн равны нулю, так как электрический ток имеет только радиальную компоненту.

Для того чтобы найти оператор \mathbf{L}_{sw} , достаточно разделить выражение (44) на амплитуду падающей волны U_i (но в силу того, что ток пропорционален U_i , она не войдет в соотношение для оператора).

Для того чтобы найти операторы \mathbf{L}_{ws} , \mathbf{L}_{ss} , нам необходимо возбудить вибраторы полями ВСГ. Интегральное уравнение в этом случае приобретает вид

$$\begin{aligned}
 -ikW_0 \int_S I_y^e(s') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-i(x-x')\kappa_1 - i(y-y')\kappa_2)}{\gamma} \times \\
 \times d\kappa_1 d\kappa_2 ds' = \delta(y) J R_r + E_{iyn,m}^e(x, y). \quad (45)
 \end{aligned}$$

Здесь $E_{iyn,m}^e(x, y)$ — поле возбуждающей ВСГ электрического типа на ленте. Уравнение (45) записано для случая единичной амплитуды ВСГ.

Алгебраизация уравнения (45) приводит к необходимости вычисления интегралов $i_{n,m,q}$, в которые входит функция $E_{iyn,m}^e(x, y)$:

$$i_{n,m,q} = \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{f_{bq}(y) E_{iyn,m}^e(x, y)}{\sqrt{(w/2)^2 - x^2}} dx dy. \quad (46)$$

Применим для вычисления параметров $i_{n,m,q}$ прием, аналогичный приему, использованному выше (см. формулу (41)):

$$\begin{aligned}
 i_{n,m,q} &= \pi \int_{-L/2}^{L/2} f_{bq}(y) E_{iy_n,m}^e(0, y) dy = \\
 &= \pi \int_0^{L/2} f_{bq}(r) E_{irn,m}^e(r, \pi/2) dr - \\
 &- \pi \int_0^{L/2} f_{bq}(-r) E_{irn,m}^e(r, 3\pi/2) dr.
 \end{aligned}
 \tag{47}$$

Поскольку компонента поля $E_{irn,m}^e$ выражается с помощью соотношений (1), (2), то для определения параметров $i_{n,m,q}$ необходимо взять интегралы, аналогичные интегралам, стоящим в формуле (44). Их определяли численно. После этого СЛАУ для коэффициентов X_p при возбуждении ВСГ полностью определена и может быть решена. В результате решения находим параметры X_{sp} , где индекс s показывает, что они получены при возбуждении вибратора ВСГ.

Для определения оператора \mathbf{L}_{ss} мы должны воспользоваться соотношением (44), заменив в нем X_{wp} на X_{sp} . Для оператора \mathbf{L}_{ws} имеется следующее соотношение:

$$\mathbf{L}_{ws} = \pi R_s \sum_{p=1}^P X_{sp} f_{bp}(0).
 \tag{48}$$

Таким образом, оператор рассеяния полностью определен. Отметим, что в рамках принятых приближений удалось уменьшить число учитываемых пространственных гармоник за счет исключения магнитных волн, а также за счет учета только четных волн. Нечетные волны не возбуждаются вибраторами в силу симметрии структуры относительно плоскости XOY .

6. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 представлена зависимость модуля элемента матрицы взаимодействия $|\mathbf{W}_{6,6}|$ от электрического расстояния ρ . Матрица взаимодействия получена для щелевой решетки. Она не зависит от типа щелевого излучателя (см. рис. 2а, 2б). Как отмечено выше, для обозначения ВСГ была использована сквозная нумерация с индексом N . Номера $N = 6$ соответствуют индексам ВСГ в двойной нумерации: $n = 1, m = -1$.

Отметим, что учет конкретного типа излучателя позволяет дополнительно уменьшить размерность матрицы взаимодействия, так как многие из ВСГ возбуждаются щелью или лентой с нулевыми или пренебрежимо малыми амплитудами. Вы-

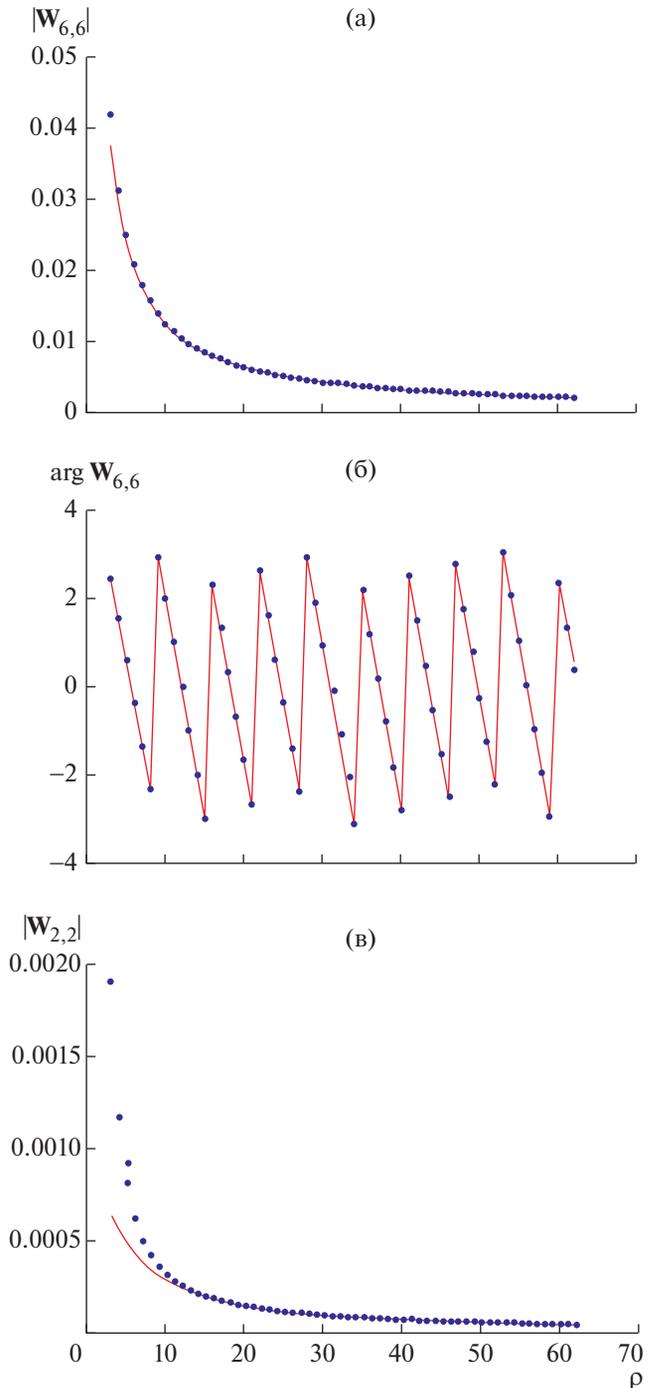


Рис. 3. Зависимость модуля (а) и фазы (б) элемента матрицы взаимодействия $\mathbf{W}_{6,6}$, а также модуля элемента матрицы взаимодействия $\mathbf{W}_{2,2}$ (в) от электрического расстояния: точки – расчет по формуле (30), сплошная кривая – сплайн аппроксимация.

ше было отмечено, что при описании рассеянных полей мы ограничились пятью угломестными гармониками $N_{\theta s} = 5$. При этом в соответствии с формулой (32) общее число гармоник равно 35. Из них

Таблица 1. Номера, ВСГ с существенными амплитудами в сквозной и двойной нумерациях

N	n	m
2	3	-3
6	1	-1
7	3	-1
12	1	1
13	3	1
17	3	3

существенные амплитуды имеют волны с номерами N в сквозной нумерации, представленными в таблице 1.

Как следует из таблицы, для достижения приемлемой точности расчетов нам достаточно учитывать шесть ВСГ.

Представленные на рис. 3а–3в зависимости получены при $L = 10$, $w = 1$, $f = 9.15$ ГГц. Все размеры на рис. 3 и далее приведены в миллиметрах. Сплошная кривая рассчитана с использованием сплайн-аппроксимации матричной функции $\mathbf{W}(\rho)$. Точки соответствуют расчету по формуле (30). Как видно из рис. 3а, аппроксимация при больших ρ описывает функцию $|\mathbf{W}_{6,6}|$ с достаточно высокой точностью уже при $\rho > 2\pi$. На рис. 3б показана зависимость фазы функции $\mathbf{W}_{6,6}$ от электрического расстояния ρ . Видно, что для фазы совпадение между ними еще лучше, чем для амплитуды. На рис. 3в показана зависимость модуля функции

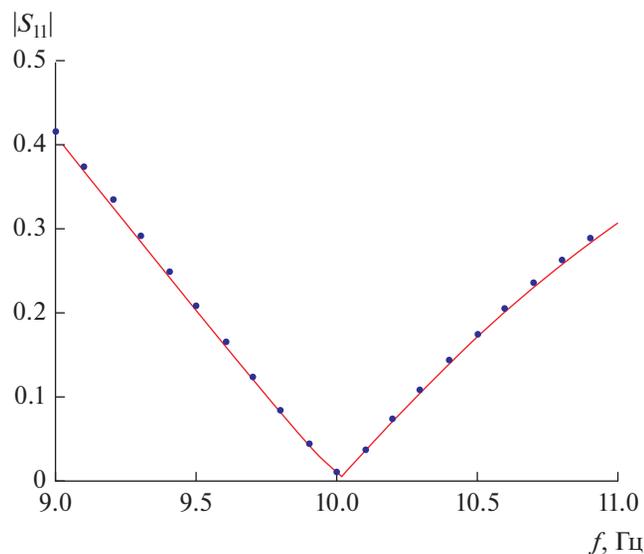


Рис. 4. Частотная зависимость модуля коэффициента отражения одиночного ленточного излучателя: сплошная кривая — расчет по МОМР-РВСГ, точки — расчет по методу ИУ.

$\mathbf{W}_{2,2}$ также от параметра ρ . В данном случае асимптотическая формула хуже описывает исходную функцию. Причина в том, что номеру $N = 2$ соответствует ВСГ с большим угломестным индексом $n = 3$, для которого условия дальней зоны начинают выполняться при больших ρ . Очевидно, что расхождение асимптотики и точной функции будет увеличиваться с ростом индекса n .

Из рис. 3а–3в может показаться, что вклады ВСГ с номерами $N = 2, 6$ в матрицу взаимодействия сильно отличаются друг от друга. Однако это не совсем так, поскольку при изменении индекса существенно меняются сами пространственные гармоники (см. соотношение (2)). Поэтому изменения в амплитудах не дают полного представления об изменении вклада ВСГ в рассеянное поле.

Рассмотрим далее результаты численного решения граничной задачи для ленточного ЭИ. На рис. 4 показана частотная зависимость модуля коэффициента отражения от входа вибратора S_{11} при $L = 13.85$, $w = 1$, $R_r = 70$ Ом. Для представления тока на ленте мы использовали три базисные функции (37). Число базисных функций выбиралось из условия сходимости решения. При этом использовался следующий критерий сходимости:

$$\left\| S_{11}^{(n+1)} - S_{11}^{(n)} \right\| < 10^{-3}, \quad (49)$$

где n — число учитываемых базисных функций.

Зависимости получены методом МОМР-РВСГ и с помощью стандартной системы электродинамического моделирования. При решении в такой системе (см. рис. 4, точки) нами использовался метод ИУ. Расхождение решений, полученных двумя способами по модулю коэффициента отражения не превышает 0.01.

Важным параметром, характеризующим точность решения, является выполнение закона сохранения энергии. Для одиночного вибратора он формулируется следующим образом:

$$|S_{11}|^2 + \frac{\pi}{P_i W_0} \sum_{n,m} |A_{sn,m}|^2 \times \int_0^{\pi/2} \left(\left(\frac{m P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \right)^2 + \left(\frac{d P_n^m(\cos \theta)}{d \theta} \right)^2 \right) \sin \theta d \theta = 1, \quad (50)$$

где

$$P_i = U_i^2 / 2R_r. \quad (51)$$

— мощность, падающая на вход вибратора.

В формуле (50) $A_{sn,m}$ — амплитуды четных рассеянных ВСГ электрического типа. При выводе уравнения (51) принято во внимание асимптотическое поведение сферических функций Ганкеля (24).

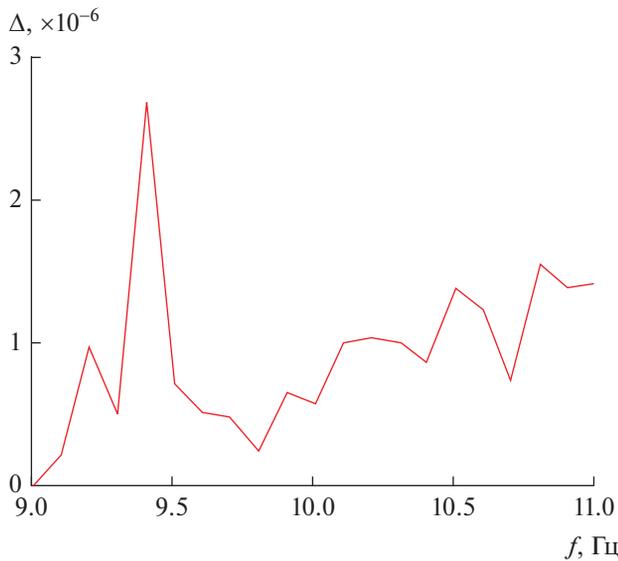


Рис. 5. Погрешность выполнения закона сохранения энергии для одиночного ленточного излучателя.

На рис. 5 показана частотная зависимость параметра Δ , показывающего точность выполнения закона сохранения энергии (Δ – модуль разницы между выражением в левой части (51) и единицей). Видно, что энергетический дисбаланс весьма мал, что является свидетельством корректности использованного метода решения.

Точность решения проверялась также путем сравнения с результатами, полученными при помощи стандартной системы. Расчеты в ней, как и в случае одиночного вибратора, проводили методом ИУ. На рис. 6 показана решетка из пяти вибраторов, рассчитанная в режиме синфазного возбуждения, расстояние между вибраторами равно 17.

На рис. 7а–7в показаны частотные зависимости модулей коэффициентов отражения от входов вибраторов с номерами 1–3 (см. рис. 6). Под коэффициентом отражения вибратора в составе решетки R_j ($j = 1, \dots, 5$) мы понимаем отношение амплитуды отраженной волны к амплитуде падающей волны при условии возбуждения всех элементов решетки. Параметры вибраторов: $L = 13.85$, $w = 1$, $R_r = 70$ Ом. Сплошные кривые получены методом МОМР-РВСГ, а точки – методом ИУ. Расхождение в параметрах рассеяния не превышает 0.01.

На рис. 8 показана частотная зависимость погрешности Δ выполнения закона сохранения энергии для пятиэлементной решетки. На рис. 9 показана нормированная ДН решетки по вектору Пойнтинга в плоскости ZOY .

В целом следует отметить достаточно хорошее совпадение результатов, полученных методом МОМР-РВСГ, с расчетами с помощью стандарт-

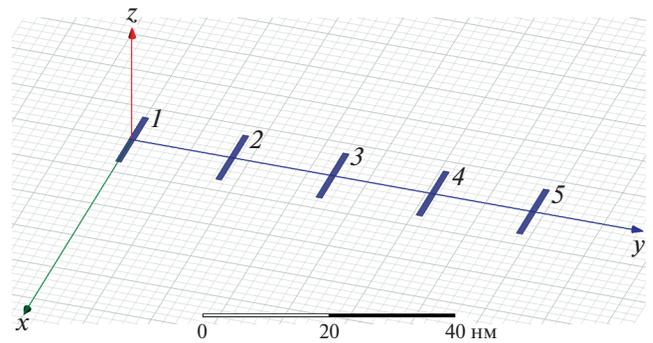


Рис. 6. Пятиэлементная решетка ленточных излучателей.

ной системы моделирования. Исключение составляет только уровень дальних боковых лепестков ДН, который в случае МОМР-РВСГ на 2.5 дБ выше, чем при использовании метода ИУ. При этом наблюдается хорошее совпадение ДН в области главного и первого бокового лепестков.

Рассмотрим далее применение МОМР-РВСГ для анализа решетки щелевых ЭИ, изображенных на рис. 2б. Мы рассматривали ЭИ со следующими параметрами: $a = 14$, $b = 5$, $L = 10$, $w = 1.2$, $R_{ш} = 0.62$, $L_c = 4$, $L_1 = 7.06$, $L_2 = 1$, $\epsilon = 2.5$. Решетка состояла из 26 излучателей ($N_x = 26$) расположенных вдоль оси Ox с периодом $P_x = 17$.

Параметры ЭИ выбраны из условия его согласования на частоте 10 ГГц. Частотная характеристика модуля коэффициента отражения S_{11} излучателя приведена на рис. 10.

Контроль точности решения для щелевого излучателя также осуществлялся путем расчета погрешности выполнения закона сохранения энергии Δ . Ее зависимость от частоты показана на рис. 11. Из кривых на рис. 10, 11 видно, что решение по МОМР-РВСГ имеет достаточно высокую точность и в случае щелевого ЭИ.

На рис. 12 представлена частотная зависимость модуля коэффициента отражения. Кривая 2 соответствует одиночному ЭИ (см. также рис. 10), а кривая 1 соответствует коэффициенту отражения от решетки. Отметим, что решетка работает в режиме синфазного возбуждения. При этом каждый из ее элементов может быть описан при помощи коэффициента отражения излучателя в составе решетки R_j , $j = 1, \dots, N_x$. Под коэффициентом отражения всей решетки в целом мы понимаем корень из отношения суммарной мощности всех волн, отраженных от входов ЭИ, к мощности всех падающих волн. Из рис. 12 видно, что резонансная частота, соответствующая минимуму S_{11} , сместилась вверх, а минимальное значение коэффициента отражения увеличилось, что является следствием взаимодействия излучателей в решетке.

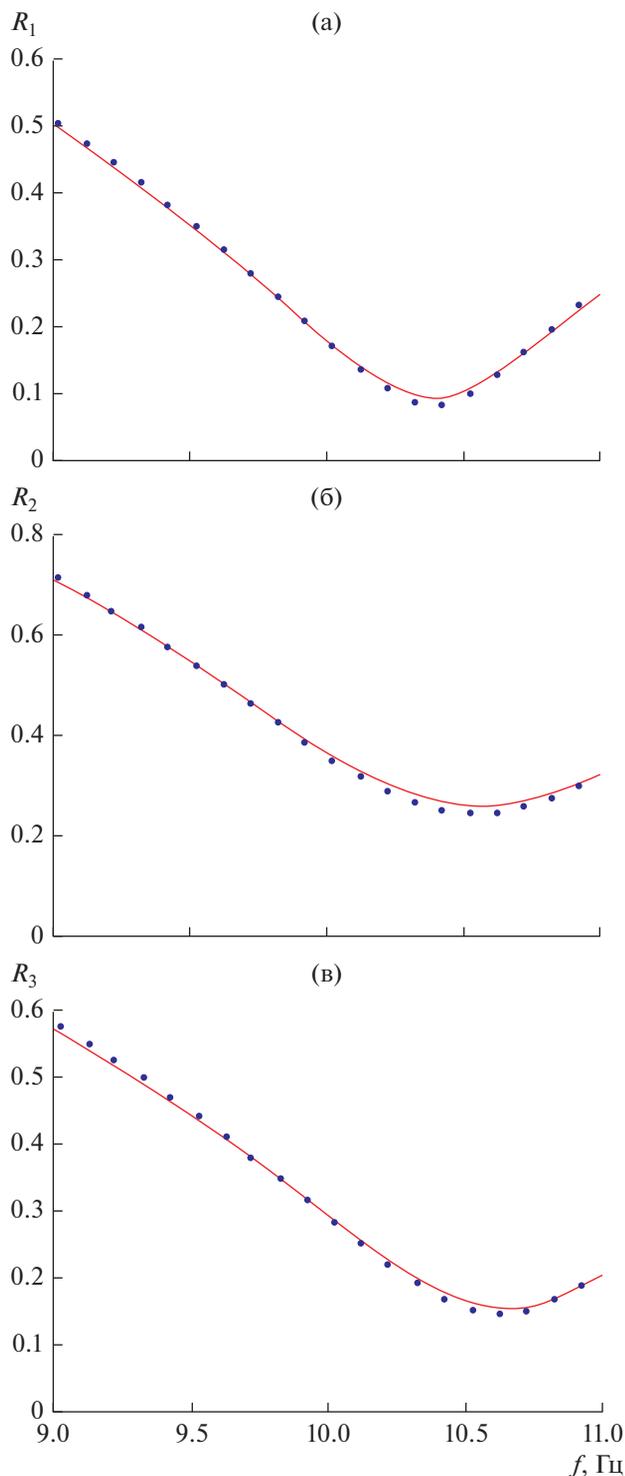


Рис. 7. Частотная зависимость модулей коэффициентов отражения первого–третьего (а)–(в) ленточных излучателей в составе решетки, сплошные кривые – расчет по МОМР-РВСГ, точки – расчет по методу ИУ.

На рис. 13 представлено распределение коэффициентов R_j вдоль решетки на частоте 10 ГГц. Видно, что на границах структуры наблюдаются

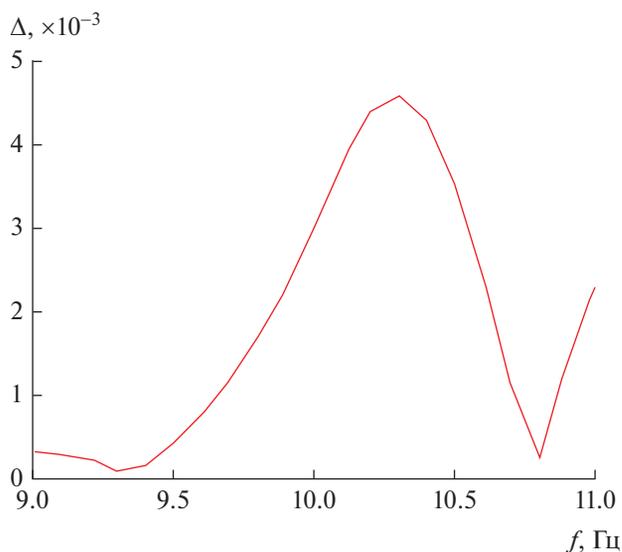


Рис. 8. Погрешность выполнения закона сохранения энергии для решетки ленточных излучателей.

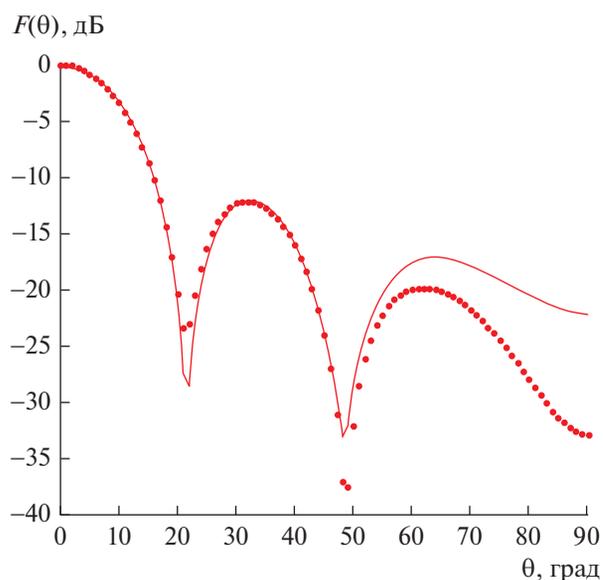


Рис. 9. Диаграмма направленности решетки ленточных излучателей: сплошная кривая – расчет по МОМР-РВСГ, точки – расчет по методу ИУ.

достаточно резкие изменения параметров R_j , являющиеся следствием краевых эффектов. При смещении к центру вариации коэффициента отражения уменьшаются, а его значение стремится к коэффициенту отражения в составе бесконечной решетки.

На рис. 14 представлена нормированная ДН структуры на частоте 10 ГГц в плоскости XOZ . Она соответствует ДН линейной антенны с равномерным амплитудно-фазовым распределени-

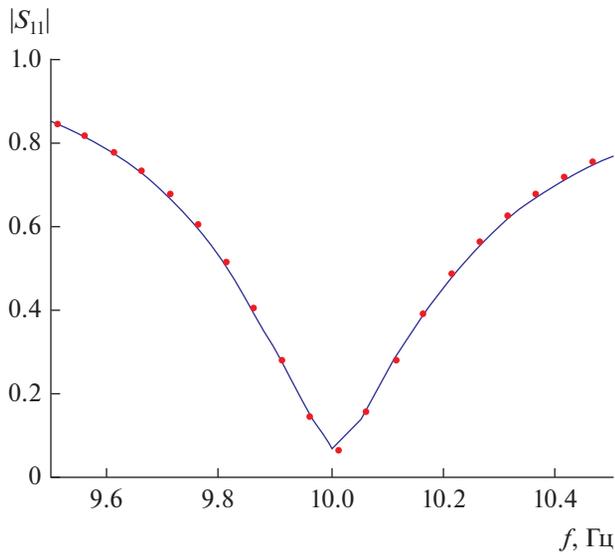


Рис. 10. Частотная зависимость модуля коэффициента отражения одиночного резонаторно – щелевого излучателя: сплошная кривая – расчет по МОМР-РВСГ, точки – расчет по методу ИУ.

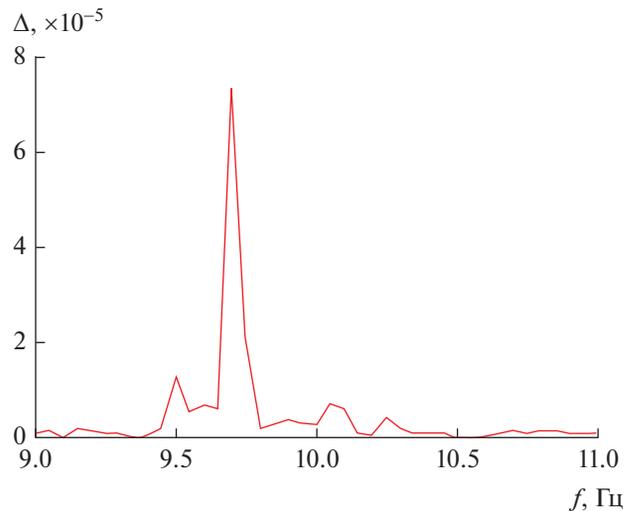


Рис. 11. Погрешность выполнения закона сохранения энергии для одиночного резонаторно – щелевого излучателя.

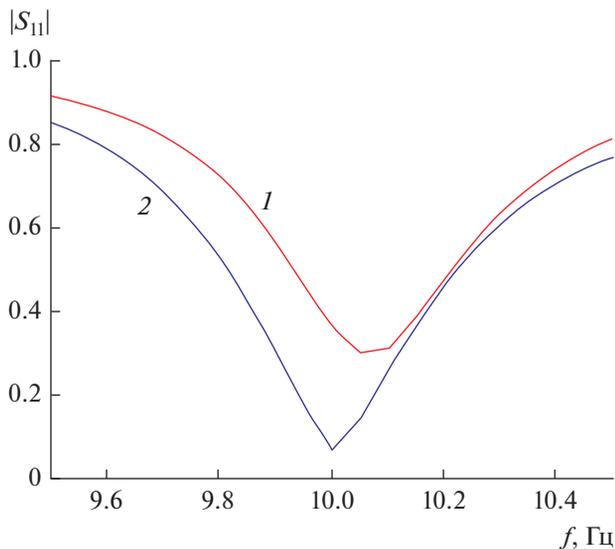


Рис. 12. Частотная зависимость модуля коэффициента отражения решетки резонаторно-щелевых излучателей (кривая 1) в сравнении с коэффициентом отражения одиночного резонаторно-щелевого излучателя (кривая 2).

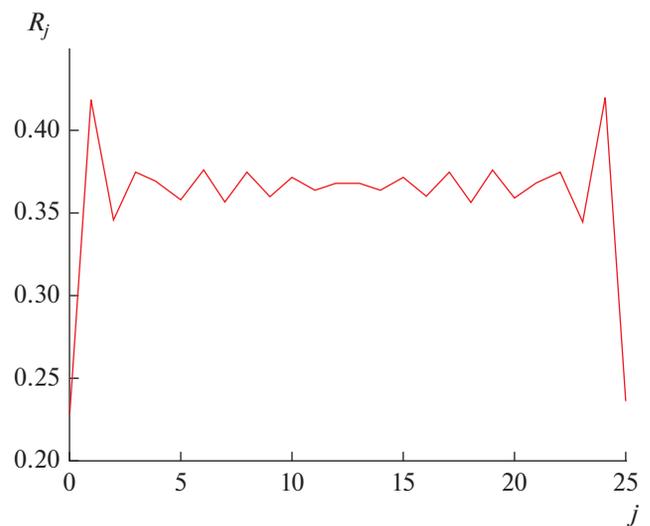


Рис. 13. Распределение модулей коэффициентов отражения резонаторно-щелевых излучателей в составе 26-элементной решетки вдоль решетки.

ем источников. Таким образом, мы видим, что влияние краевых эффектов на ДН незначительно.

В заключение рассмотрим применение МОМР-РВСГ для анализа волноводно-щелевой линейной решетки. Ее излучатель показан на рис. 2в. Особенностью данной структуры является схема возбуждения ЭИ. Если раньше каждый из них возбуждался индивидуально, то теперь все они возбуждаются последовательно общим волноводом. Таким образом, в составе решетки появляет-

ся дополнительный блок, выполняющий функцию связи ЭИ.

Для анализа решетки целесообразно рассмотреть схему двух многополюсников (рис. 15). Первый из них с матрицей рассеяния S_a является решеткой, состоящей из N_x щелевых ЭИ. Входы ЭИ не связаны между собой. Матрицу S_a мы можем найти в соответствии с методикой, изложенной в разд. 3, последовательно возбуждая решетку

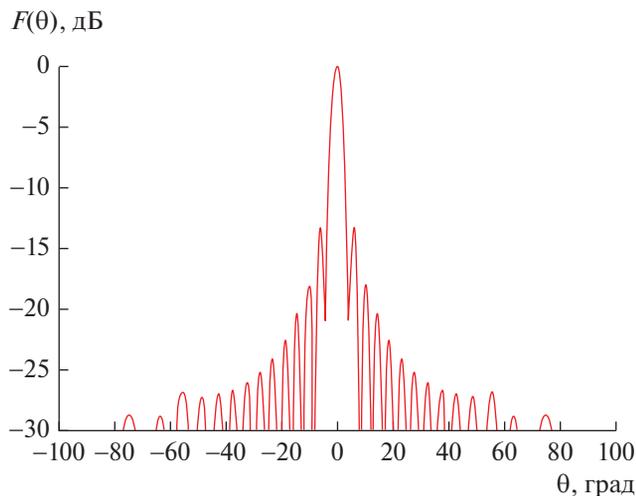


Рис. 14. Диаграмма направленности 26-элементной решетки резонаторно-щелевых излучателей.

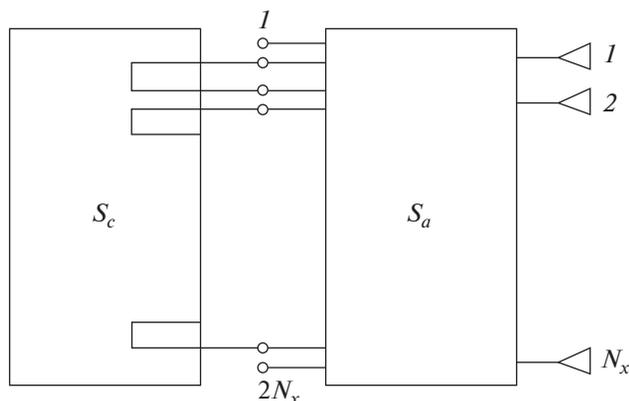


Рис. 15. Схема волноводно-щелевой решетки.

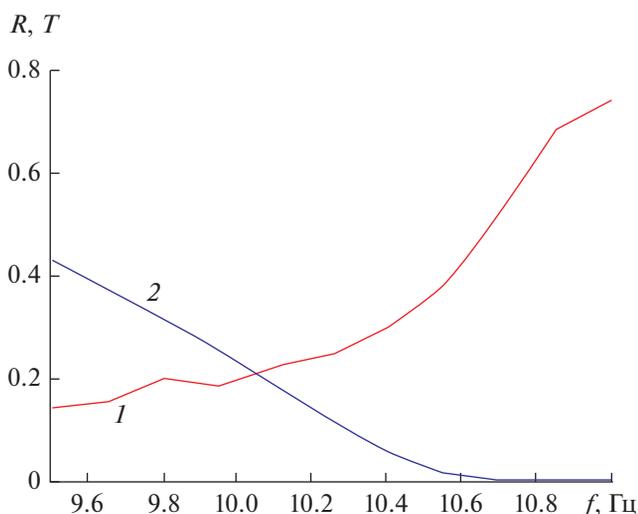


Рис. 16. Частотная зависимость модулей параметров рассеяния волноводно-щелевой решетки.

со стороны всех ее входов. Второй многополюсник с матрицей рассеяния S_c состоит из отрезков волноводов длиной P_x . Определение матрицы S_c не составляет труда, и мы не будем останавливаться на этом вопросе. Из рис. 15 видно, что два входа решетки с номерами $1, 2N_x$ остаются свободными. Они являются входами интересующей нас волноводно-щелевой решетки. Присвоим им соответственно номера 1, 2.

Найти результирующую матрицу рассеяния волноводно-щелевой решетки по заданным матрицам $S_{a,c}$ можно любым из известных способов. Мы использовали методику анализа сложных составных многополюсников описанную в книге [31].

На рис. 16 показана частотная зависимость параметров рассеяния волноводно-щелевой решетки от частоты. Здесь R – модуль коэффициента отражения от входа 1, а T – модуль коэффициента передачи со входа 1 на вход $2N_x$. Кривые получены при следующих параметрах структуры: $N_x = 30$, $P_x = 17$, $a = 16$, $b = 5$, $L = 9$, $w = 1$, $\varepsilon = 2.5$.

Видно, что коэффициент передачи падает с ростом частоты, а коэффициент отражения растет. Причем на частотах, близких к 11 ГГц, в некоторой полосе наблюдается резкий рост коэффициента отражения. Данный эффект часто называют эффектом нормали, поскольку в указанной полосе максимум ДН направлен по нормали к плоскости решетки.

Эволюцию ДН анализируемой структуры можно понять из рис. 17а–17в, на котором показаны нормированные ДН в плоскости XOZ , рассчитанные соответственно на частотах 9, 10 и 10.5 ГГц. Положительные углы θ соответствуют полуплоскости $x > 0$, а отрицательные $x < 0$. Видно, что максимум ДН находится в области отрицательных углов. Если учесть, что возбуждение решетки ведется со входа 1, т.е. в положительном направлении по оси Ox , то можно сделать вывод, что излучение происходит на минус первой пространственной гармонике, что возможно благодаря диэлектрическому заполнению волновода.

Главный луч ДН смещается при повышении частоты в направлении угла $\theta = 0$, т.е. к нормали к плоскости, в которой расположена структура. При этом изменяется амплитудное распределение источников в апертуре решетки. На рис. 18 показано распределение нормированного модуля амплитуды доминирующей рассеянной пространственной гармоники $A_{s6,j}$ (j – номер щели). Номер гармоники в сквозной нумерации соответствует индексам двойной нумерации $n = 1$, $m = -1$ (см. таблицу). Нормировка осуществлялась на максимальную амплитуду гармоники.

Видно, что распределение имеет экспоненциальный характер, что соответствует элементар-

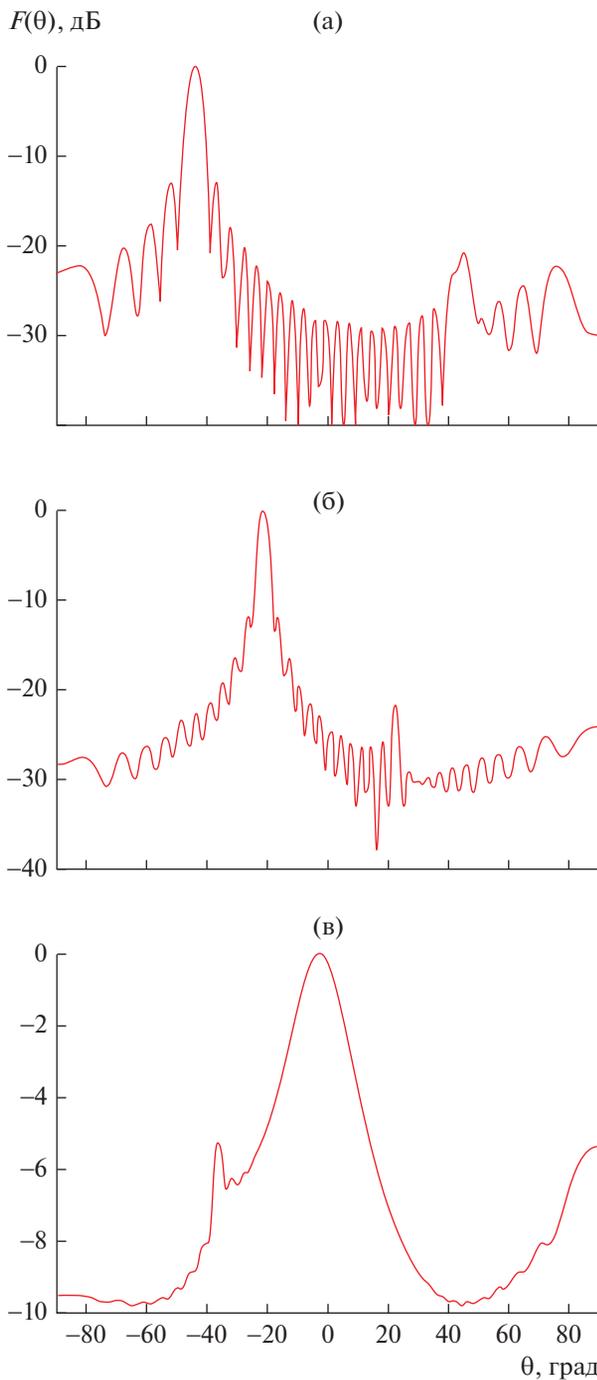


Рис. 17. Диаграммы направленности волноводно-щелевой решетки на частотах 9.5 (а), 10 (б), 10.5 ГГц (в).

ной теории решеток бегущей волны [32] с одинаковыми ЭИ. Скорость затухания волны в решетке сильно зависит от частоты. Кривые 1–3 рассчитаны при $f = 9.5, 10, 10.5$ ГГц. Амплитудное распределение определяет форму ДН. В частности, на частоте 10.5 ГГц скорость затухания столь велика, что практически работает лишь небольшой участок структуры, расположенный в ее левой части. При этом ДН сильно искажается (см. рис. 17в).

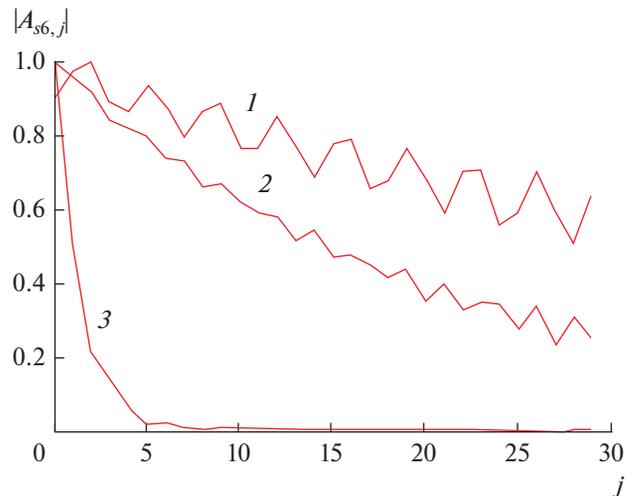


Рис. 18. Распределение модуля амплитуды пространственной гармоники $A_{s,6}$ вдоль решетки на частотах 9.5 (1), 10 (2), 10.5 ГГц (3).

Программа расчета щелевых и ленточных решеток была реализована в среде Маткад. Полный расчет характеристик решетки из 30 элементов на 10 частотных точках занимает 20...30 с при использовании компьютера со средней производительностью. При этом существенная часть времени расходуется на вычисление ДН. Если анализ не связан с изменением параметров ЭИ, то оператор рассеяния определяется однократно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из представленных результатов видно, что алгоритм на основе МОМР-РВСГ обеспечивает при анализе решеток щелевых ЭИ существенно более высокую вычислительную эффективность, чем стандартные системы электродинамического моделирования и при этом дает близкие к ним результаты, что является подтверждением его точности.

Одним из ключевых этапов метода является решение граничной задачи для одиночного ЭИ и определение его оператора рассеяния. В рассмотренном нами случае несложная геометрия щели или ленты позволяет решить эту задачу достаточно простыми средствами. Однако, если рассматривать возможность применения МОМР-РВСГ к решеткам ЭИ произвольного вида, то нетрудно увидеть, что ее решение требует создания специальной системы электродинамического моделирования, которая будет мало отличаться от уже существующих универсальных систем типа HFSS. Поэтому целесообразно было бы рассмотреть возможность их использования для решения указанной задачи.

Современные системы электродинамического моделирования предусматривают решение задач возбуждения сложных структур заданными источниками. Особенностью МОМР-РВСГ является то, что источником служит поле ВСГ. Напрямую современные системы моделирования таких источников не имеют, что заставляет искать те или иные обходные пути решения данной задачи.

В заключение имеет смысл остановиться на ограничениях на конструкцию ЭИ и параметры решетки, которые накладывает МОМР-РВСГ. Главным из них является то, что излучатели должны быть вписаны в сферы некоторого радиуса и эти сферы не должны пересекаться. Несложно увидеть, что выполнить данное условие не всегда возможно даже для таких структур как щели. Например, если они расположены достаточно близко.

Требование на отсутствие пересечений сфер соседних ЭИ является следствием представления поля в виде разложения по сферическим гармоникам. Его можно ослабить, если в качестве базиса использовать решения уравнений Максвелла в координатных системах более общего вида, например в сфероидальной системе координат. В этом случае поверхность, окружающая ЭИ будет иметь форму эллипсоида вращения, вытянутого вдоль оси Oz , что ослабит ограничения на соответствующий габаритный размер ЭИ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания (тема 0030-2019-0014) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-07-00655а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Банков С.Е., Курушин А.А. Электродинамика для пользователей САПР СВЧ. М.: Солон—Пресс, 2017.
2. Jian-Ming Jin. The Finite Element Method in Electromagnetics. 3rd ed. N-Y.: Wiley-IEEE Press, 2014.
3. Harrington R.F. Field Computation by Moment Methods. N-Y. USA: Macmillan, 1968.
4. Engheta N., Murphy W.D., Rokhlin V., Vassilion M.S. // IEEE Trans. 1992. V. AP-40. № 6. P. 634.
5. Song J.M., Chew W.C. // Microwave and Optical Technology Letters. 1995. V. 10. № 1. P. 14.
6. Song J.M., Lu C.C., Chew W.C. // IEEE Trans. 1997. V. AP-45. № 10. P. 1488.
7. Boag A., Mittra R. // IEEE Trans. 2007. V. 42. № 4. P. 366.
8. Canning F.X. // IEEE Antennas and Propagation Magazine. 1990. V. 42. № 5. P. 18.
9. Bleszynski E., Jaroszewicz T. // Radio Sci. 1996. V. 31. № 5. P. 1225.
10. Michielssen E., Boag A. // Microwave and Optical Technology Letters. 1994. V. 7. № 12. P. 790.
11. Seo S.M., Lee J.-F. // IEEE Trans. 1997. V. M-41. № 9. P. 1476.
12. Prakash V., Mittra R. // Microwave Opt. Technol. Lett. 2003. V. 36. № 1. P. 95.
13. Matekovits L., Laza V.A., Vecchi G. // IEEE Trans. 2007. V. AP-55. № 9. P. 2509.
14. Lu W.B., Cui T.J., Qian Z.G., Yin X.X., Hong W. // IEEE Trans. 2004. V. AP-52. № 11. P. 3078.
15. Bekers D.J., Van Eijndhoven S.J.L., Van de Ven A.A.F. et al. // IEEE Trans. 2006. V. MTT-54. № 6. P. 2821.
16. Roscoe A.J., Perrott R.A. // IEEE Trans. 1994. V. AP-42. № 7. P. 983.
17. Bhattacharyya A.K. // IEEE Trans. 2015. V. AP-63. № 3. P. 1040.
18. Xiao G.B., Mao J.F., Yuan B. // IEEE Trans. 2008. V. AP-56. № 12. P. 3723.
19. Xiang S., Xiao G., Tian X., Mao J. // IEEE Trans. 2013. V. AP-61. № 11. P. 5453.
20. Roblin C., Sibille A. // Proc. of 29th URSI General Assembly. Chicago. USA. 10–16 August 2008.
21. Кузикова Н.И. // Антенны. 2004. Вып. 1(81). С. 79.
22. Кузикова Н.И. // Тез. докл. Всерос. науч.-техн. конф. ИСТ-2001. Н. Новгород. 2001. С. 49.
23. Mohammad A., Homayoon O. // IEEE Trans. 2018. V. AP-66. № 11. P. 6233.
24. Ettorre M., Sauleau R., Le Coq L. // IEEE Trans. 2011. V. AP-59. № 4. P. 1093.
25. Akiyama A., Yamamoto T., Hirokawa J. et al. // IEEE Proc. Microwaves, Antennas and Propagation. 2000. V. 147. № 2. P. 134.
26. Банков С.Е., Калошин В.А., Фролова Е.В. // Журнал радиоэлектроники. 2017. № 5. <http://jre.cplire.ru/jre/may17/9/text.pdf>.
27. Банков С.Е. // РЭ. 2018. Т. 63. № 9. С. 902.
28. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983.
29. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1964.
30. Никольский В.В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. М.: Наука, 1967.
31. Гупта К., Гардже Р., Чадха Р. Машинное проектирование СВЧ устройств. М.: Радио и связь, 1987.
32. Банков С.Е. Антенные решетки с последовательным питанием. М.: Физматлит, 2013.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.371.01

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО РАДИОИМПУЛЬСА С ХАОТИЧЕСКОЙ ФАЗОЙ В ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЕ

© 2020 г. Г. М. Стрелков*

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

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

Поступила в редакцию 07.02.2018 г.

После доработки 07.02.2018 г.

Принята к публикации 16.02.2018 г.

Выполнен анализ особенностей дисперсионных искажений прямоугольного микросекундного радиоимпульса с хаотической фазой, моделируемой на основе отображения Чебышева первого рода третьего порядка, при распространении в холодной плазменной среде. Показано, что удаление импульса от излучателя сопровождается его трансформацией к виду шумоподобного сигнала и формированием “хвоста”, протяженность которого может многократно превышать первоначальную длительность импульса. Установлено, что в достаточно широких интервалах значений параметров, описывающих степень хаотичности мгновенной фазы излучаемого импульса, влияние среды не приводит к заметным последующим изменениям вида его авто- и частотной корреляционных функций в процессе распространения.

DOI: 10.31857/S0033849419120167

ВВЕДЕНИЕ

Одним из современных направлений развития радиосистем различного назначения является исследование импульсных сигналов, характеристики которых изменяются случайным образом (хаотически) (см., например, [1–4]). Такие сигналы обладают широкими спектрами, позволяют в том числе увеличивать скрытность работы систем и обладают рядом других преимуществ по сравнению с регулярными сверхширокополосными сигналами. В то же время в опубликованных к настоящему времени результатах соответствующих исследований полностью отсутствует анализ важного аспекта проблемы, связанного с влиянием среды распространения на характеристики хаотических сигналов. Такая ситуация обусловлена, в первую очередь, тем, что дисперсионные искажения сигналов всегда рассматриваются на основе интеграла Фурье. Для амплитудных и фазовых спектров хаотических сигналов аналитические описания отсутствуют, а характерные размеры ширины таковы, что препятствуют, по-видимому, получению прямых численных оценок уровня искажений.

В работе [5] приведено решение задачи о распространении радиоимпульса в холодной столкновительной плазме, основанное на временном представлении сигнала и не являющееся, таким образом, результатом вычисления интеграла Фурье. Принципиальная особенность решения –

возможность аналитического описания на его основе пространственно-временной эволюции импульса при условии, что его спектр находится вне области непрозрачности плазмы или, точнее, что гармоники спектра с частотами ниже плазменной содержат малую долю его начальной энергии. В [6, 7] указанное решение применено к анализу процесса распространения в холодной плазме прямоугольного импульса микро-секундной длительности с хаотической несущей.

Цель данной работы – изложить результаты начального этапа теоретического анализа аналогичной задачи о дисперсионных искажениях в плазменной среде прямоугольного радиоимпульса с хаотической фазой. Хаотичность фазы, как и хаотичность несущей в [6, 7], моделируется на основе отображения Чебышева первого рода третьего порядка. Аналогичным образом задача может быть рассмотрена с привлечением альтернативных отображений, обсуждаемых в литературе (см., например, [1, 8]).

1. АНАЛИТИЧЕСКИЕ И РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Комплексную напряженность электрического поля излучаемого прямоугольного импульса запишем в виде

$$\tilde{E}(0;t) = \begin{cases} A_0 \exp(i\omega' t + i\Phi_x(t)) = \tilde{A}(0;t) \exp(i\omega' t), & 0 < t \leq t_n; \\ 0; & t > t_n. \end{cases} \quad (1)$$

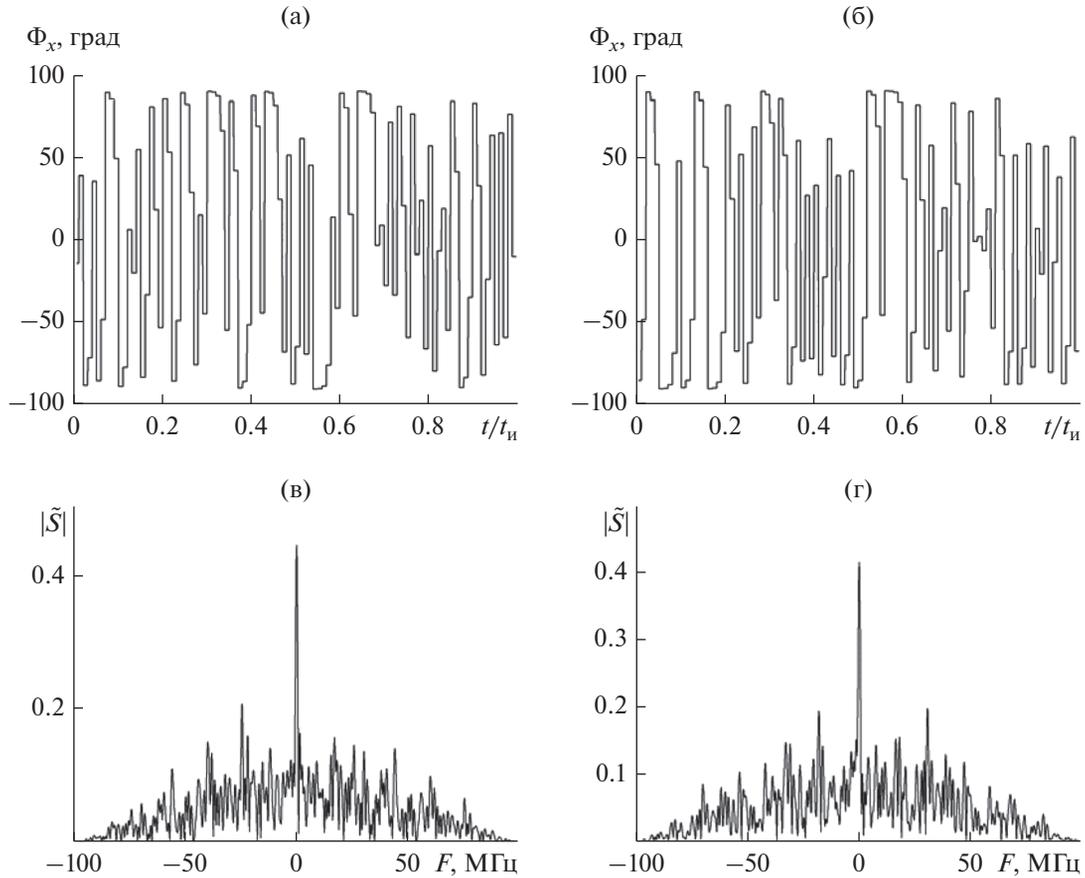


Рис. 1. Хаотическая фаза прямоугольного импульса (а, б) и амплитудный спектр его комплексной огибающей (в, г) при $A_0 = 1$; $\Phi_0 = 0$; $\Delta\Phi = 180^\circ$; $N = 100$; $t_n = 10^{-6}$ с и $X_0 = 0.05$ (а, в) и 0.4 (б, г).

Здесь t – время; $\omega' = 2\pi f'$; f' – несущая; A_0 и t_n – “высота” и длительность излучаемого импульса; $\Phi_x(t)$ – хаотически изменяющаяся составляющая его текущей фазы (далее – хаотическая фаза) и $\tilde{A}(0;t)$ – начальная комплексная огибающая импульса.

Примем далее, что: а) за время излучения импульса t_n величина $\Phi_x(t)$ претерпевает N скачков в моменты времени $t_k = kt_n/N$ ($k = 1; 2; 3; \dots; N$), оставаясь неизменной в пределах промежутков между скачками, равных t_n/N ; б) в пределах промежутка с номером k величина $\Phi_x(t)$ определяется как

$$\Phi_x(t) = \Phi_0 + (\Delta\Phi/2)X_k, \quad t_{k-1} < t \leq t_k; \quad (2)$$

(Φ_0 – постоянное смещение величины Φ_x от нуля; $\Delta\Phi$ – интервал значений скачков (девиация) хаотической фазы и величина X_k определяется через отображение Чебышева первого рода третьего порядка:

$$X_k = 4X_{k-1}^3 - 3X_{k-1}. \quad (3)$$

Конкретный вид знакопеременной последовательности величин X_k задается выбором начального условия X_0 , причем $|X_0| < 1$, как и $|X_k|$.

На рис. 1а и 1б приведены примеры временно-го хода ступенчатой функции $\Phi_x(t)$ для двух значений параметра $X_0 = 0.05$ и 0.4 – и совпадающих (одинаковых) значениях других параметров. Визуально кривые $\Phi_x(t)$, приведенные на рис. 1а и 1б, заметно различаются, однако их средние $\bar{\Phi}_x$ и среднеквадратические ширины

$$\Delta(\Phi_x) = \left(\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (\Phi_x - \bar{\Phi}_x)^2 \right)^{0.5}$$

для указанных в подписи значениях X_0 почти не изменяются: для $X_0 = 0.05$ имеем $\bar{\Phi}_x = 5^\circ$ и $\Delta(\Phi_x) = 65^\circ$, а для $X_0 = 0.4$ имеем $\bar{\Phi}_x = -6^\circ$ и $\Delta(\Phi_x) = 67^\circ$.

Амплитудные спектры начальных огибающих импульса (1), вычисленные для приведенных кривых $\Phi_x(t)$ в интервале $-100 \dots 100$ МГц, представлены на рис. 1в и 1г. Вид спектров практически совпадает, как и их интегральные характеристики, найденные

для указанного частотного интервала. В частности, энергии приведенных спектров составляют 0.915 (рис. 1в) и 0.918 (рис. 1г) от энергии излучаемого импульса, а их среднеквадратические ширины равны 30.6 и 31.1 МГц соответственно. Обратим также внимание, что при принятых значениях параметров введение хаотической фазы приводит к расширению его спектра по сравнению с случаем квазимонохроматического импульса равной длительности более чем на два порядка.

Согласно [5], искажения комплексной огибающей импульсного сигнала в холодной столкновительной плазме применительно к изложенной выше постановке задачи описываются следующими выражениями:

при $0 < t \leq t_{и}$ –

$$\tilde{A}(\delta; t') = A_0 \left[\exp(i\Phi_x(t')) - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \times \right. \quad (4)$$

$$\left. \times \exp(-((v_{эф} + i\omega')\theta)) \exp(i\Phi_x(t' - \theta)) d\theta \right]$$

и при $t > t_{и}$ –

$$\tilde{A}(\delta; t') = - \int_{t-t_{и}}^{t'} \frac{\sqrt{\delta}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \times \quad (5)$$

$$\times \exp(-((v_{эф} + i\omega')\theta)) \exp(i\Phi_x(t' - \theta)) d\theta.$$

Здесь z – длина трассы; $t' = t - z/c$ (c – скорость света); функция $\Phi_x(t')$ определена формулой (2);

$\delta = \int_0^z \omega_0^2 \frac{dz}{2c}$; $\omega_0 = \sqrt{31.81 \times 10^2 N_e}$ – плазменная частота; N_e – электронная концентрация (м^{-3}); $v_{эф}$ – эффективная частота соударений (с^{-1}); $J_1(x)$ – функция Бесселя. Таким образом, величина δ прямо пропорциональна интегральной электронной концентрации трассы $TEC = \int_0^z N_e(z) dz$ или $\delta = \delta(TEC) = 31.81 \times 10^2 TEC / (2c)$. Единицей измерения TEC является TECU, $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ см}^{-2}$. При $X_0 = 0$ соотношения (4) и (5) описывают искажения прямоугольного квазимонохроматического импульса, а приводимые ниже результаты иллюстрируют характер этих искажений.

2. ОГИБАЮЩАЯ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ИМПУЛЬСА С ХАОТИЧЕСКОЙ ФАЗОЙ

Общее представление о характере эволюции огибающей $|\tilde{A}(\delta; t')|$ импульса с хаотической фазой при увеличении интегрального электронного содержания ионосферной трассы дает рис. 2. При

$N_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$ длина трассы изменяется от 1 км (рис. 2а) до 3000 км (рис. 2м), а начальные параметры импульса те же, что и на рис. 1а, 1в. Широкий спектр излучаемого импульса (см. рис. 1в) обуславливает значительную разность скоростей распространения гармоник, формирующих его высоко- и низкочастотное крылья. Поэтому уже при малых величинах TEC трассы изначально прямоугольная огибающая импульса принимает шумоподобный вид (см. рис. 2а, 2б). В отдельные моменты времени амплитуда поля в пределах текущей длительности импульса может двукратно превышать начальную величину $A_0 = 1$ (рис. 2в). Последующее увеличение TEC сопровождается формированием у импульса также шумоподобного “хвоста”, протяженность которого и величины поля в котором постепенно возрастают при одновременном уменьшении максимальных значений $|\tilde{A}|$ в импульсе в целом (ср. рис. 2е и 2м). Из других характерных особенностей деформаций огибающей укажем на быстрое “размывание” обоих фронтов импульса (рис. 2е), отсутствие запаздывания его передней части, вплоть до значительных величин TEC (рис. 2м) и нарастание осцилляций поля с приближением к началу импульса (рис. 2з–2м). Перечисленные особенности естественно интерпретируются в рамках спектральных представлений, в соответствии с которыми переднюю часть распространяющегося импульса формируют относительно высокочастотные и относительно мало поглощающиеся гармоники.

Результаты визуального анализа характера деформации текущей огибающей радиоимпульса с удалением от излучателя дополним количественными оценками. Обратимся к текущим интегральным характеристикам распространяющегося импульса. При описании импульсных сигналов обычно рассматриваются характеристики: энергия $E_{и}$, центр тяжести $t_{цт}$, среднеквадратическая ширина $\Delta t_{и}$, асимметрия γ_1 и эксцесс γ_2 . Описывающие их выражения общеизвестны (см., например, [9]) и в принятых выше обозначениях приведены нами ранее [10]. Асимметрия определяет степень различия между частями импульса с координатами $t' < t_{цт}$ и $t' > t_{цт}$ соответственно. Эксцесс определяет степень “островершинности” огибающей по сравнению с гауссоидой, имеющей среднеквадратическую ширину $\Delta t_{и}$. По вычислении поля импульса по формулам (4) и (5) любые его интегральные характеристики находятся далее без введения каких-либо упрощений. Если же искажения описывать на основе спектральных представлений, то их определение, во-первых, представляет самостоятельную задачу и, во-вторых, обусловлено необходимостью последующих оценок влияния на получаемые результаты вводимых при вычислении интеграла Фурье допущений.

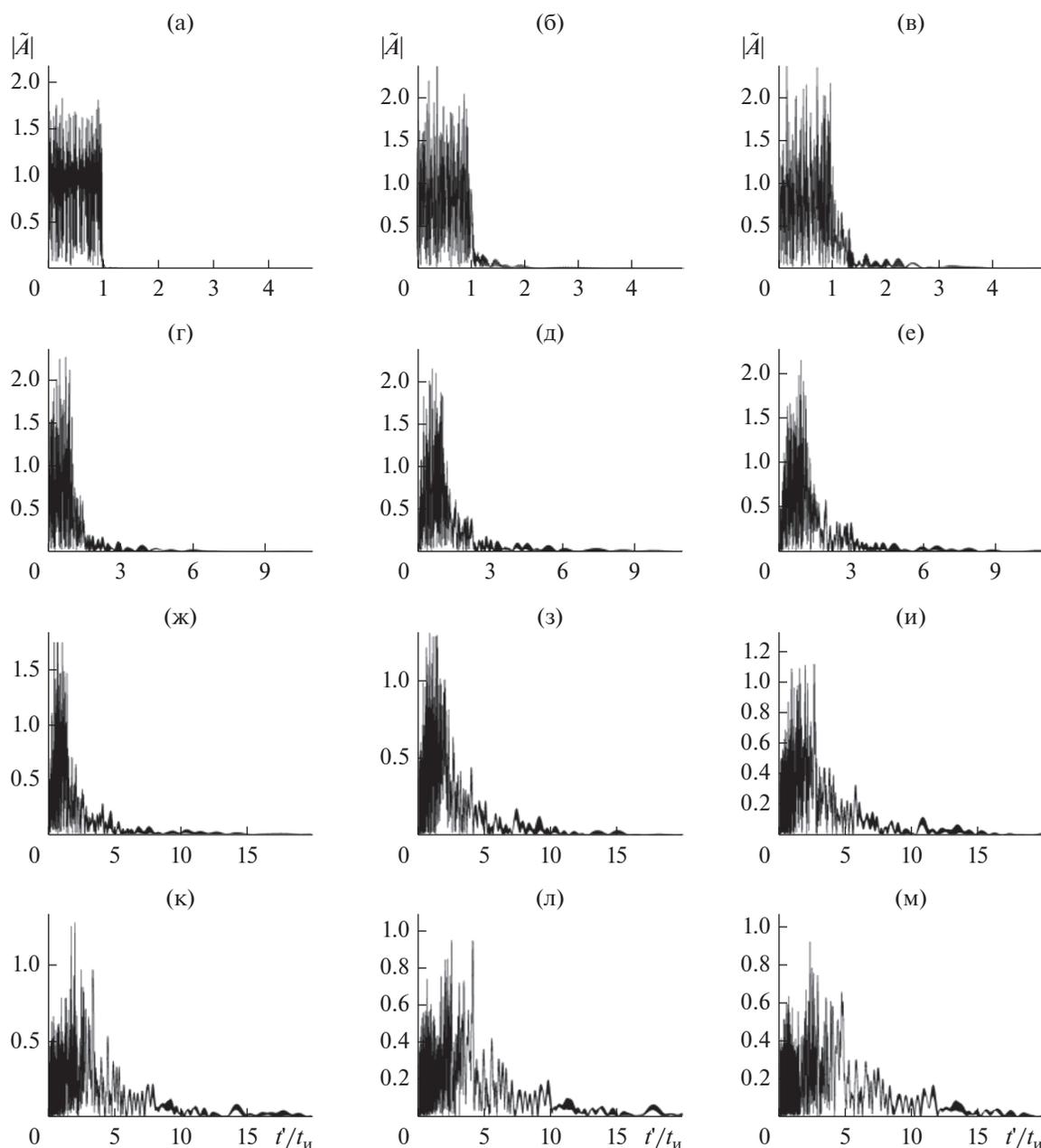


Рис. 2. Деформация прямоугольного радиоимпульса с хаотической фазой в холодной столкновительной плазме при $A_0 = 1$; $f' = 100$ МГц; $t_{и} = 10^{-6}$ с; $X_0 = 0.05$; $\Phi_0 = 0$; $\Delta\Phi = 180^\circ$; $N = 100$; $N_e = 10^5$ см $^{-3}$; $v_s = 5 \times 10^4$ с $^{-1}$ и $TEC = 0.01$ (а); 0.15 (б); 0.5 (в); 1.0 (г); 2.0 (д); 3.0 (е); 5.0 (ж); 10 (з); 15 (и); 20 (к); 25 (л) и 30 TECU (м).

На рис. 3 приведены зависимости от TEC интегральных характеристик импульса, огибающие которого изображены на рис. 2. Здесь и далее величина $E_{и}$ нормирована на начальную энергию импульса, величины $t_{цт}$ и $\Delta t_{и}$ — на начальную длительность импульса, так что $\bar{E}_{и} = E_{и}/E_{и}(0)$; $\bar{t}_{цт} = t_{цт}/t_{и}$ и $\Delta \bar{t}_{и} = \Delta t_{и}/t_{и}$. Видно, что в поведении интегральных характеристик импульса шумоподобность его текущей огибающей не проявляется.

С увеличением TEC трассы энергия импульса монотонно убывает (кривая 1, рис. 3а), как и должно быть, поскольку в пределах частотного интервала, занимаемого его спектром, оптическая глубина трассы возрастает также монотонно. Кривая 2 на рис. 3а соответствует величине $X_0 = 0$, т.е. описывает текущую энергию прямоугольного квази-монохроматического импульса. Как видим, при прочих равных условиях переход к хаотической фазе сопровождается увеличением (на ~8%) по-

глошения импульса в плазменной среде. Этот эффект является непосредственным следствием уширения спектра импульса при указанном переходе и нелинейного роста коэффициента поглощения среды с уменьшением частоты. С незначительной погрешностью кривая 2 на рис. 3в описывается выражением $\exp(-\tau(f'; TEC))$, где

$$\tau(f'; TEC) = 31.81 \times 10^2 \frac{V_3}{(\omega')^2 c} TEC$$

глубина трассы (по мощности) на несущей частоте. Последнее обеспечивает возможность дополнительного контроля получаемых результатов.

Рисунок 3б показывает, что в пределах рассмотренного на рис. 2 интервала значений TEC величины $t_{цт}$ (кривая 1) и $\Delta t_{и}$ (кривая 2) непрерывно возрастают (обе в ~ 9 раз), что означает, прежде всего, монотонное расширение импульса по временной оси в процессе распространения и согласуется с отмеченной выше тенденцией формирования у него “хвоста”. Квазимонохроматический импульс с увеличением TEC при прочих равных условиях расширяется значительно медленнее импульса с хаотической фазой. Так, при $X_0 = 0$ и $TEC = 30$ TECU вычисления дают $\Delta t_{и} \sim 0.4 t_{и}$, т.е. по сравнению со своим начальным значением среднеквадратическая ширина квазимонохроматического импульса изменилась лишь в ~ 1.35 раза (ср. кривую 2 на рис. 3б).

На рис. 3в сопоставлены зависимости $\gamma_1(TEC)$ (кривые 1) и $\gamma_2(TEC)$ (кривые 2), найденные для импульса с хаотической фазой (сплошные кривые) и квазимонохроматического импульса (пунктирные кривые). Хотя энергии импульсов различаются незначительно, введение хаотической фазы не только многократно изменяет численные значения γ_1 и γ_2 , но и заметно смещает границы интервалов значений TEC , в пределах которых асимметрия и эксцесс возрастают либо убывают.

К интегральным характеристикам импульсных сигналов относятся и их корреляционные функции (КФ). Из них наиболее обсуждаемыми являются, по-видимому, автокорреляционная функция (АКФ)

$$\Psi_A(\delta; \mu) = \left| \frac{1}{E_{и}(\delta)} \int_{\mu}^{\infty} \tilde{A}^*(\delta; t' - \mu) \tilde{A}(\delta; t') dt' \right| \quad (6)$$

и частотная корреляционная функция (ЧКФ)

$$\Psi_F(\delta; F) = \left| \frac{1}{E_{и}(\delta)} \int_0^{\infty} \tilde{A}^*(\delta; t') \tilde{A}(\delta; t') \exp(2\pi i F t') dt' \right|. \quad (7)$$

В формулах (6) и (7): μ – временной сдвиг; $F = f - f'$ – разностная частота; * – знак комплексного сопряжения.

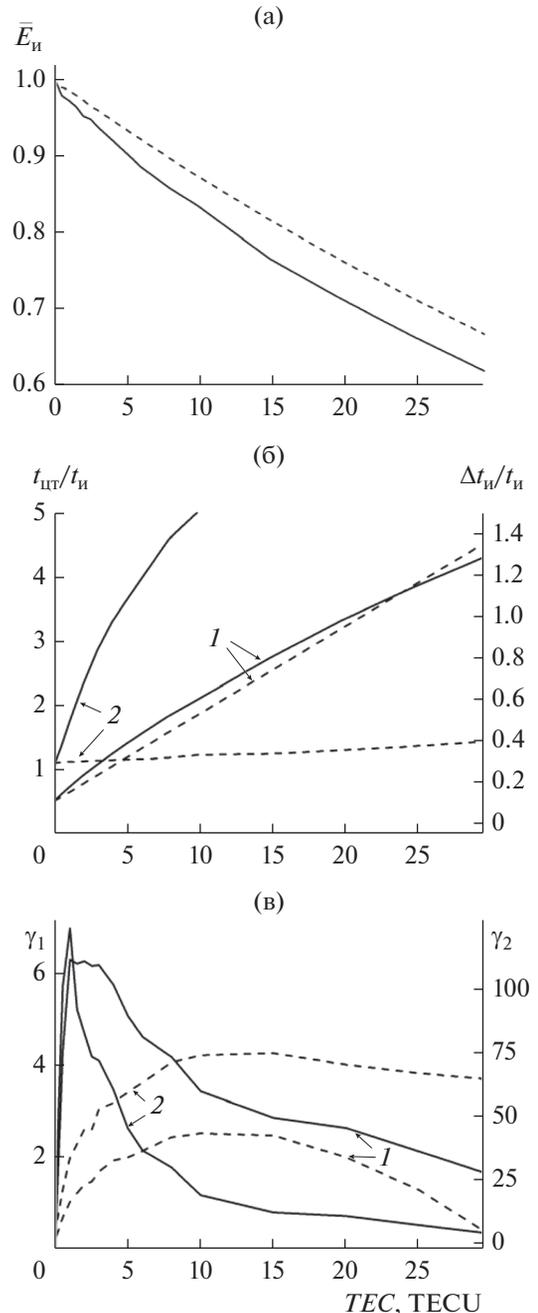


Рис. 3. Интегральные характеристики прямоугольного импульса с хаотической фазой (сплошные кривые) и прямоугольного квазимонохроматического импульса (пунктирные кривые) в холодной столкновительной плазме (значения параметров те же, что и на рис. 2): а – энергия; б – центр тяжести (кривые 1) и среднеквадратическая ширина (кривые 2); в – асимметрия (кривые 1) и эксцесс (кривые 2).

Вид КФ определяет возможности радиосистем по точности измерений дальности и скорости целей [11]. Как и интегральные характеристики, рассмотренные выше, КФ можно найти непосредственно по результатам вычислений поля по

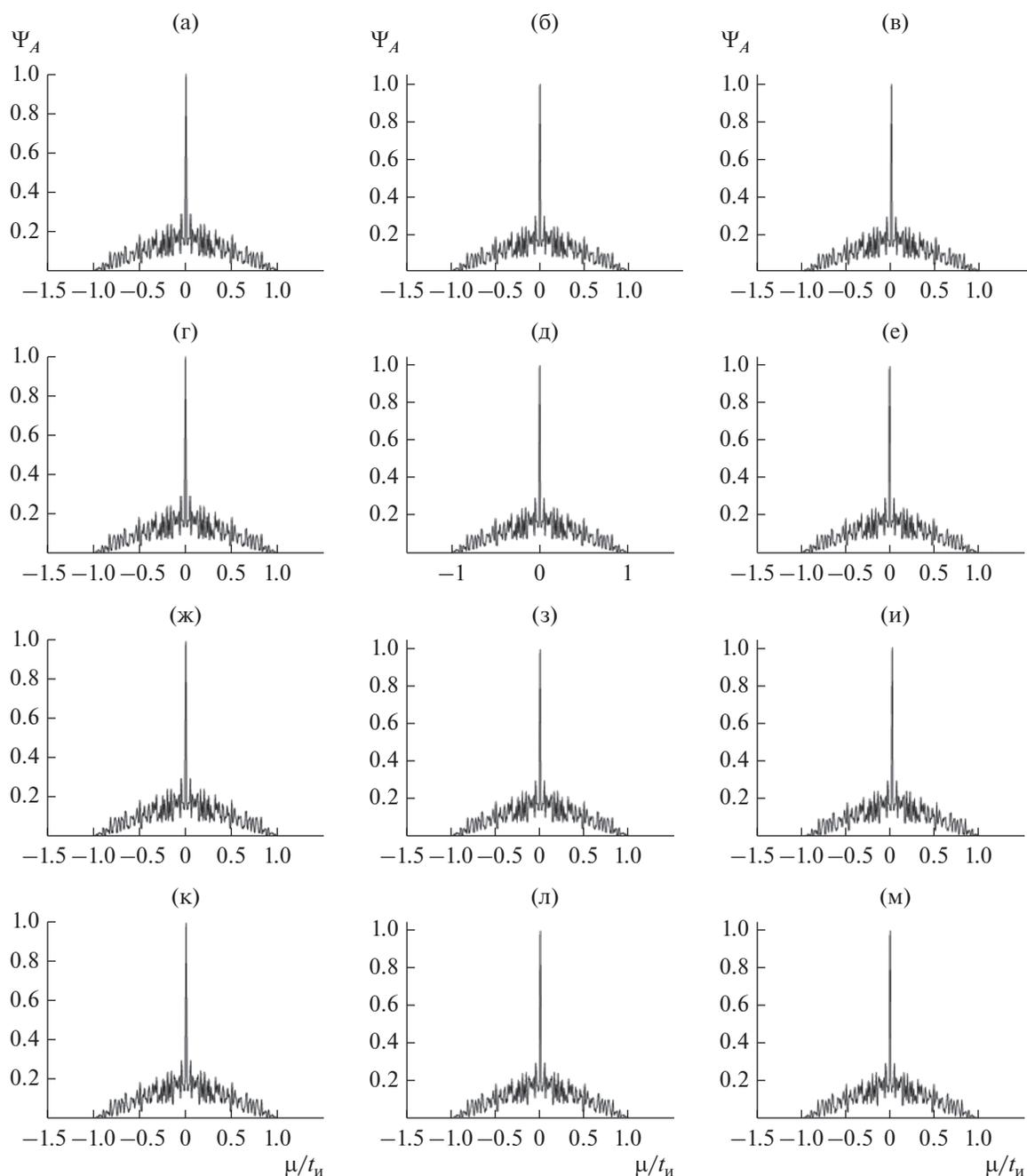


Рис. 4. Автокорреляционная функция прямоугольного радиоимпульса с хаотической фазой в холодной столкновительной плазме (значения параметров те же, что и на рис. 2).

формулам (4) и (5). В прямоугольной системе координат $(\mu; F; \Psi)$ кривые $\Psi_A(\delta; \mu)$ и $\Psi_F(\delta; F)$ представляют собой сечения поверхности неопределенности импульса $\Psi(\delta; \mu; F)$ плоскостями $F = 0$ и $\mu = 0$ соответственно [11]. На начальном этапе их изучения представляет интерес, по-видимому, установить возможный характер деформации КФ, обуславливаемый изменениями TEC .

На рис. 4 приведена совокупность АКФ импульса с хаотической фазой, соответствующих огибающим на рис. 2. Хотя вид текущих огибающих с увеличением TEC заметно варьирует, их АКФ различаются лишь в незначительных деталях. При этом во всех случаях АКФ имеет узкий и высокий по сравнению с пьедесталом максимум или, т.е. близка к идеальной. В отсутствии боковых максимумов единственной характеристикой

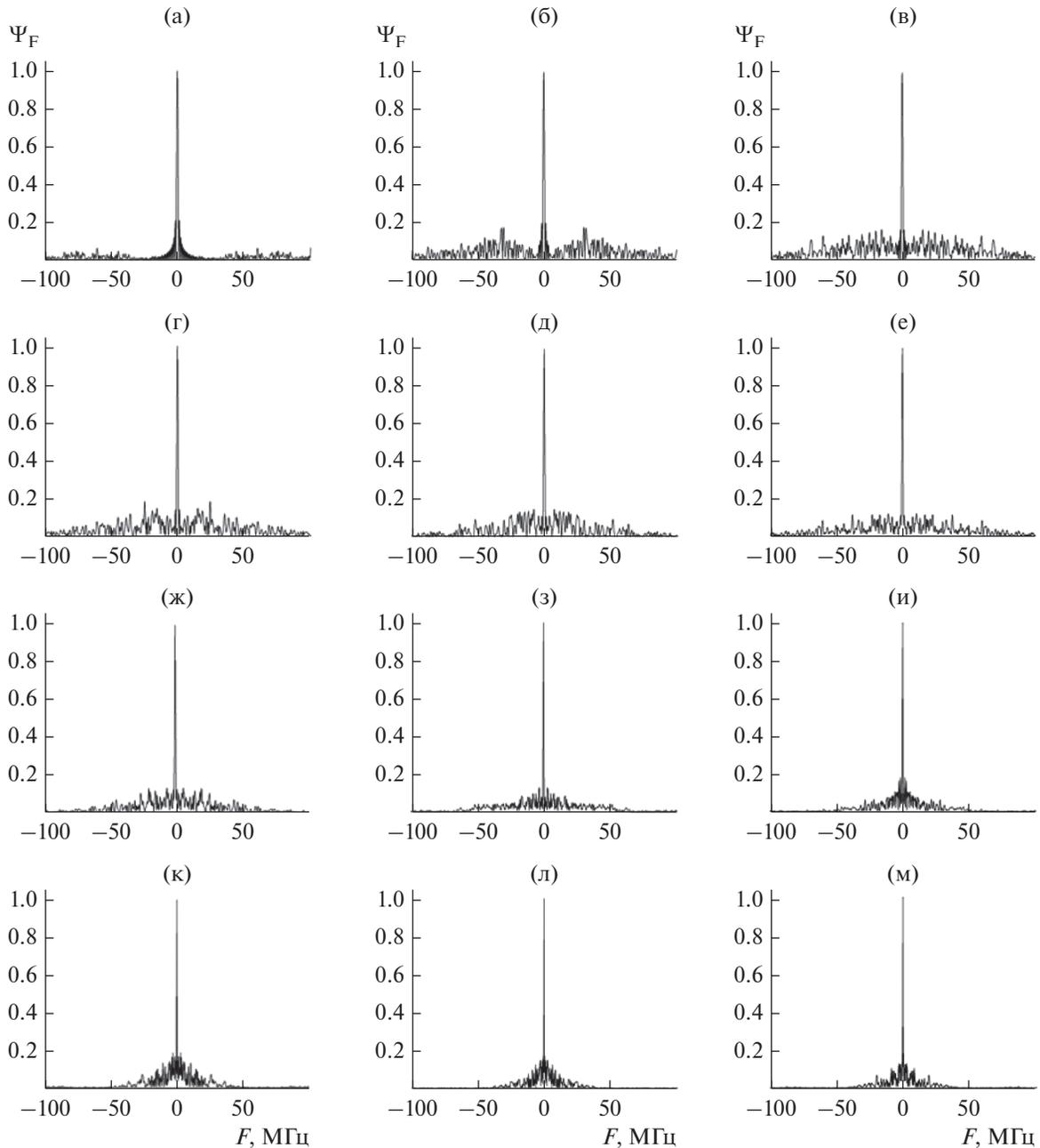


Рис. 5. Частотная корреляционная функция прямоугольного радиоимпульса с хаотической фазой в холодной столкновительной плазме (значения параметров те же, что и на рис. 2).

АКФ является величина $\Delta\mu_{0.5}(\delta)$, равная ширине ее центрального пика по уровню 0.5. На рис. 4 ширины АКФ с увеличением TEC изменяются от $\sim 0.012t_{и}$ (рис. 4а) до $\sim 0.013t_{и}$ (рис. 4м), т.е. весьма незначительно.

Совокупность ЧКФ импульса с хаотической фазой, соответствующих кривым $|\vec{A}|$ на рис. 2 и кривым АКФ на рис. 4, представлена на рис. 5. Кривые ЧКФ также имеют единственный максимум, пьедестал которого по сравнению с кривыми на

рис. 4 еще менее выражен, а их единственной характеристикой является теперь величина $\Delta F_{0.5}(\delta)$, определяемая по аналогии с величиной $\Delta\mu_{0.5}(\delta)$. Ширина ЧКФ возрастает с $\Delta F_{0.5}(\delta) = \sim 1.2$ МГц (рис. 5а) до ~ 2.0 МГц (рис. 5м). Это означает, что при рассмотренных значениях параметров задачи величина TEC трассы практически не влияет на вид и ширину АКФ и ЧКФ импульса с хаотической фазой.

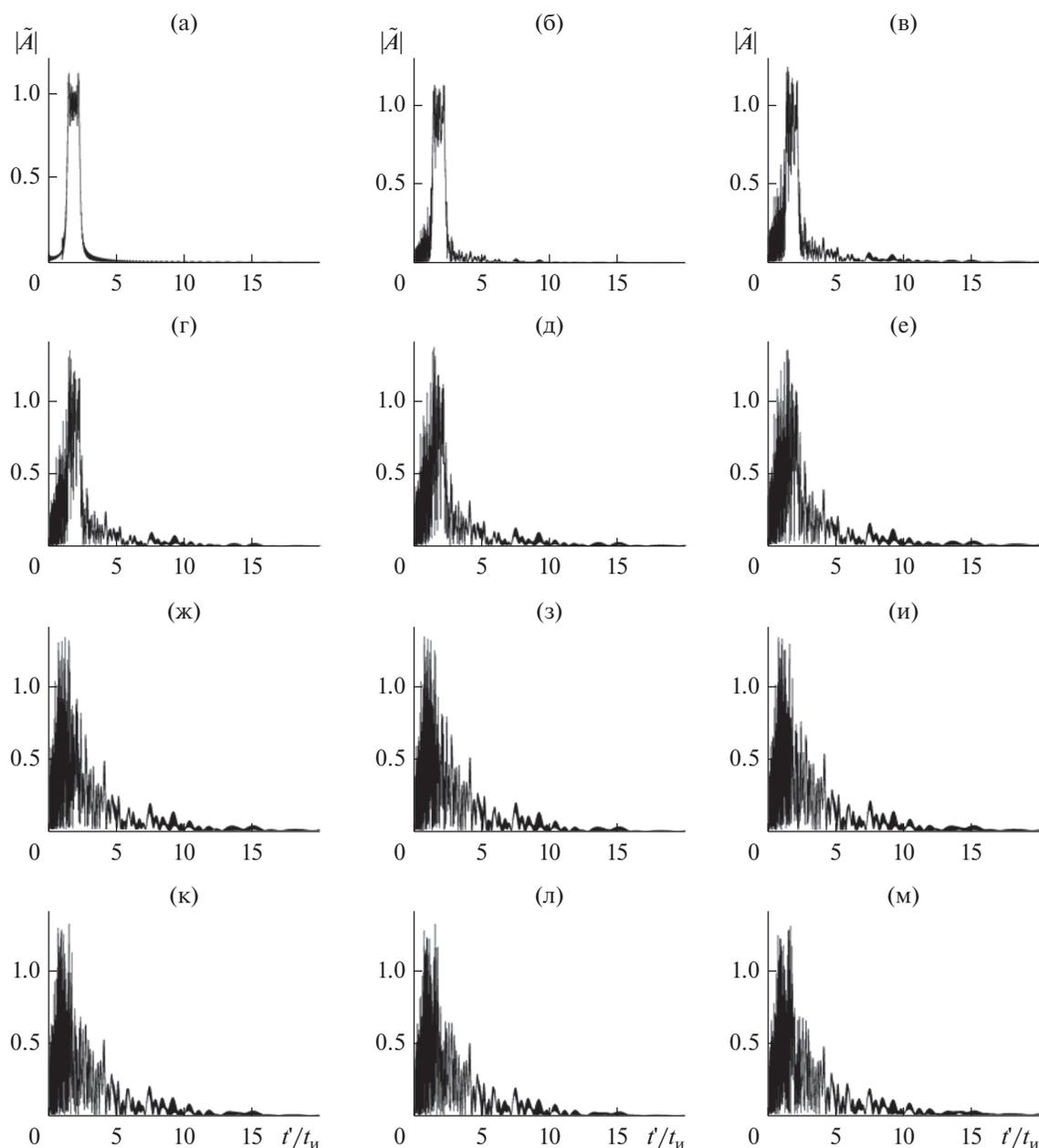


Рис. 6. Примеры влияния девиации хаотической фазы на искажения огибающей прямоугольного импульса при $A_0 = 1$; $f' = 100$ МГц; $t_n = 10^{-6}$ с; $X_0 = 0.05$; $\Phi_0 = 0$; $N = 100$; $N_e = 10^5$ см $^{-3}$; $v_z = 5 \times 10^4$ с $^{-1}$; $TEC = 10$ TECU и $\Delta\Phi$, град = 0 (а), 30 (б), 60 (в), 90 (г), 120 (д), 150 (е), 210 (ж), 240 (з), 270 (и), 300 (к), 330 (л), 360 (м).

3. О ВЛИЯНИИ ПАРАМЕТРОВ ХАОТИЧЕСКОЙ ФАЗЫ НА ИСКАЖЕНИЯ ОГИБАЮЩЕЙ И КФ ДЕФОРМИРОВАННОГО ИМПУЛЬСА

Приведенные на рис. 2–5 результаты и основанные на них выводы получены при неизменном временном ходе величины Φ_x , изображаемой кривой I на рис. 1а. Вместе с тем указанный временной ход совместно формируют несколько параметров задачи, величины которых могут зна-

чительно отличаться от их значений, принятых для рис. 1: девиация хаотической фазы $\Delta\Phi$; число ее скачков N в пределах длительности излучаемого импульса и начальное условие X_0 .

3.1. Девиация хаотической фазы

На рис. 6–8 представлены изменения тех же характеристик импульса с хаотической фазой, что и рис. 2, 4 и 5, но в зависимости от девиации

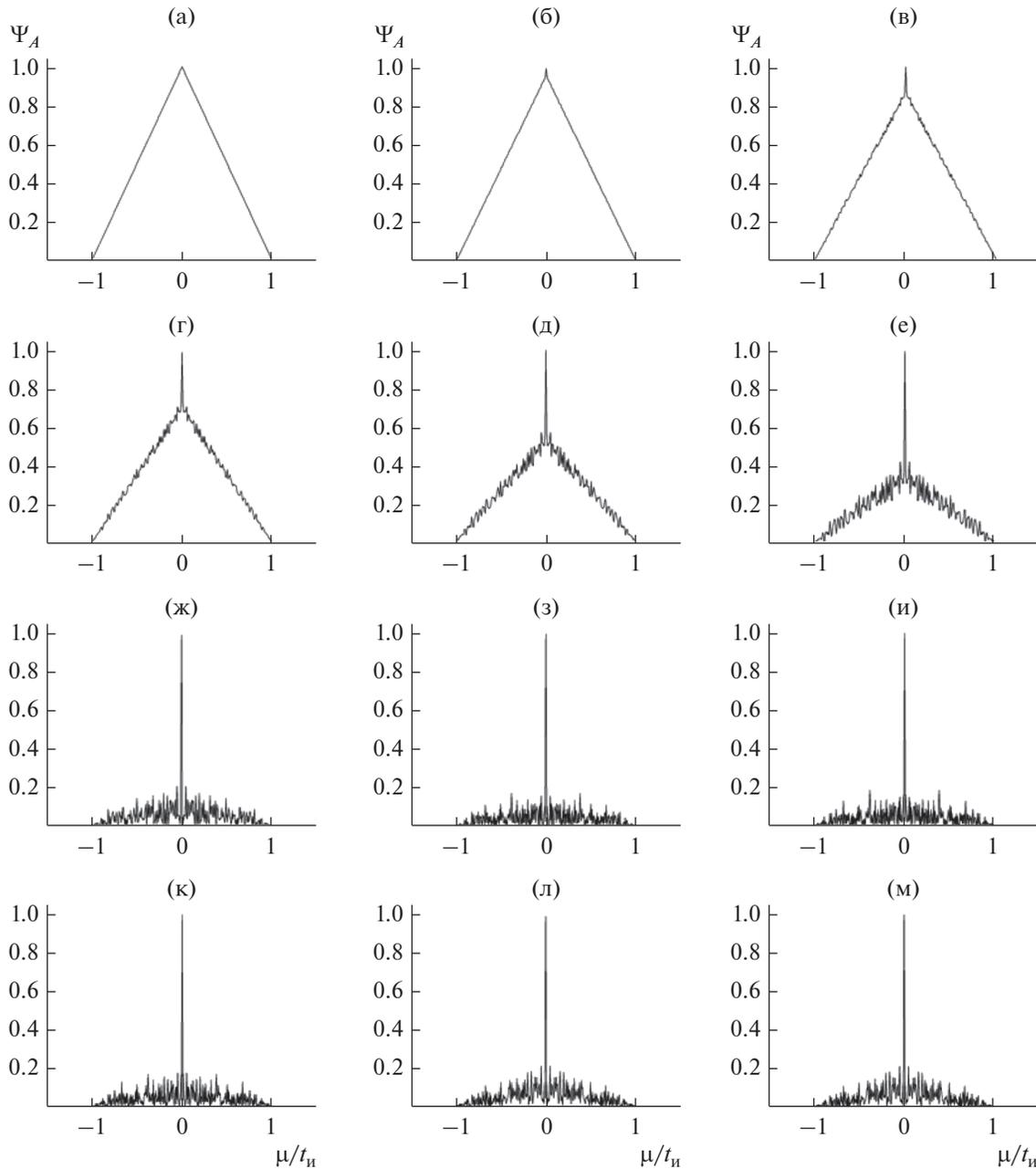


Рис. 7. Примеры влияния девиации хаотической фазы на искажения АКФ прямоугольного импульса (значения параметров те же, что и на рис. 6).

$\Delta\Phi$. Величина TEC здесь постоянна и равна 10 TECU, что при $N_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$ отвечает длине трассы 1000 км, девиация $\Delta\Phi$ изменяется с шагом 30° от 0° до 150° (см. рис. 6а–6е) и от 210° до 360° (см. рис. 6ж–6м), остальные параметры те же, что и на рис. 2, для $\Delta\Phi = 180^\circ$ деформированная огибающая приведена на рис. 2з.

Огибающая на рис. 6а сохраняет характерные признаки излучаемого квазимонохроматического импульса ($\Delta\Phi = 0^\circ$). Она компактна в целом, и

ее фронты занимают временные интервалы, весьма малые по сравнению с начальной длительностью импульса. При нарастании параметра $\Delta\Phi$ фронты одновременно и достаточно быстро “размываются” (см. рис. 6б–6г) с последующей постепенной трансформацией заднего фронта в протяженный “хвост” (см. рис. 6д–6м). При этом поле в пределах текущей длительности импульса по-прежнему можно определить как шумоподобное. Визуальный анализ кривых на рис. 6 позволяет также сделать вывод, что когда девиация фа-

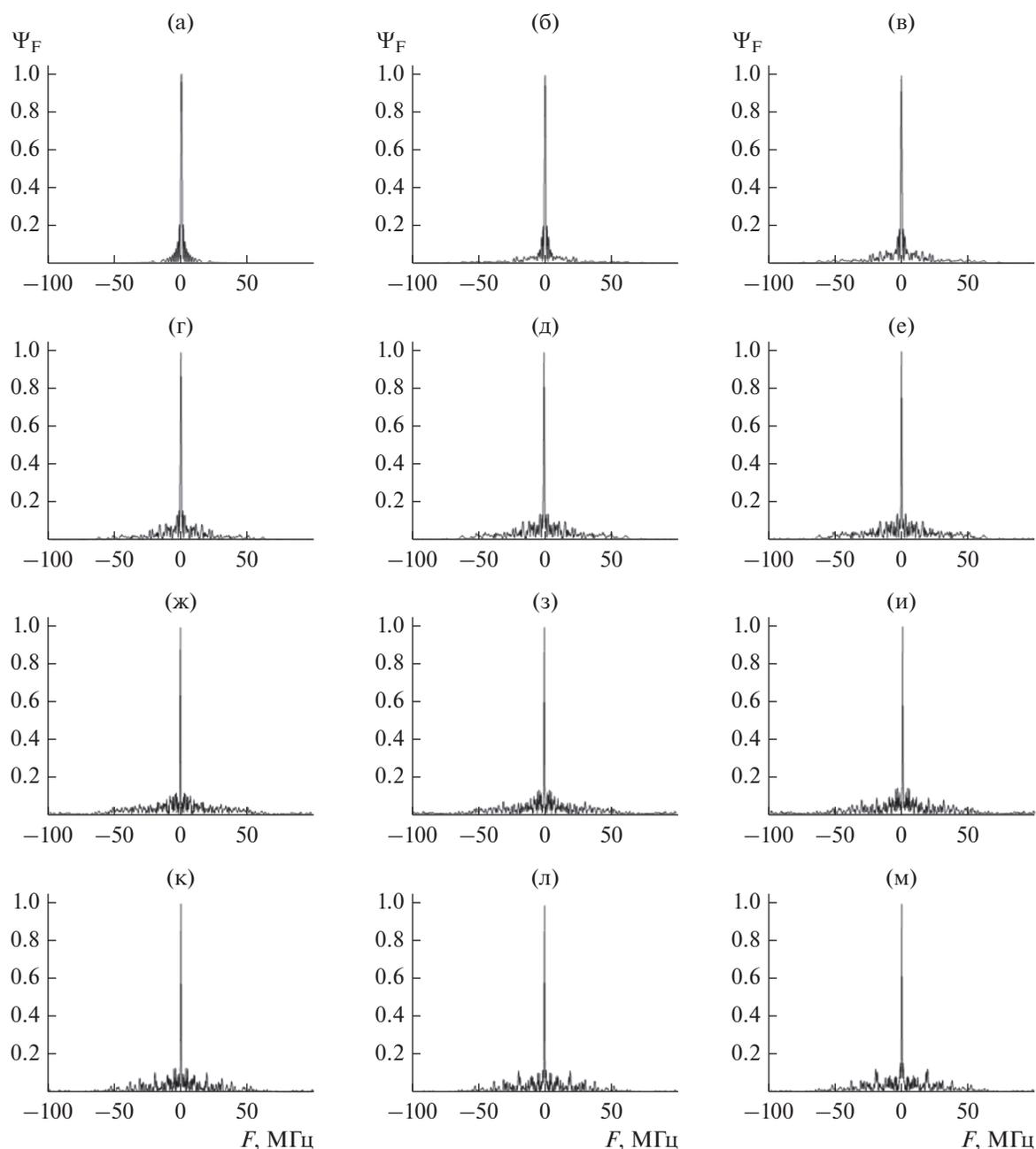


Рис. 8. Примеры влияния девиации хаотической фазы на искажения ЧКФ прямоугольного импульса (значения параметров те же, что и на рис. 6).

зы достигнет величины $\sim 200^\circ$, ее последующее увеличение практически не приводит к сколько-нибудь выраженным изменениям вида огибающей (ср. рис. 6ж–6м). Этот вывод подтверждается и оценками интегральных характеристик кривых (ср. рис 6ж и 6м): величина $\Delta t_{\text{и}}$ изменяется от $\sim 1.64 t_{\text{и}}$ до $\sim 1.68 t_{\text{и}}$, а величина $\gamma_{\text{л}}$ от ~ 3.06 до ~ 2.84 .

Совокупности КФ, соответствующие огибающим на рис. 6, приведены на рис. 7 и рис. 8, их следует рассматривать совместно с КФ, найденными

для $\Delta\Phi = 180^\circ$ и приведенными на рис. 4з и 5з. При $\Delta\Phi = 0^\circ$ и рассматриваемых параметрах задачи АКФ прямоугольного квазимонохроматического импульса практически сохраняет начальную форму (см. рис. 7а). Далее увеличение девиации фазы приводит к выделению центрального пика АКФ из опускающегося пьедестала (см. рис. 7в–7е) и последующей стабилизации вида АКФ (рис. 7ж–7м). С погрешностью, не превышающей 2%, ширина АКФ на рис. 7ж–7м равна $10^{-2} t_{\text{и}}$.

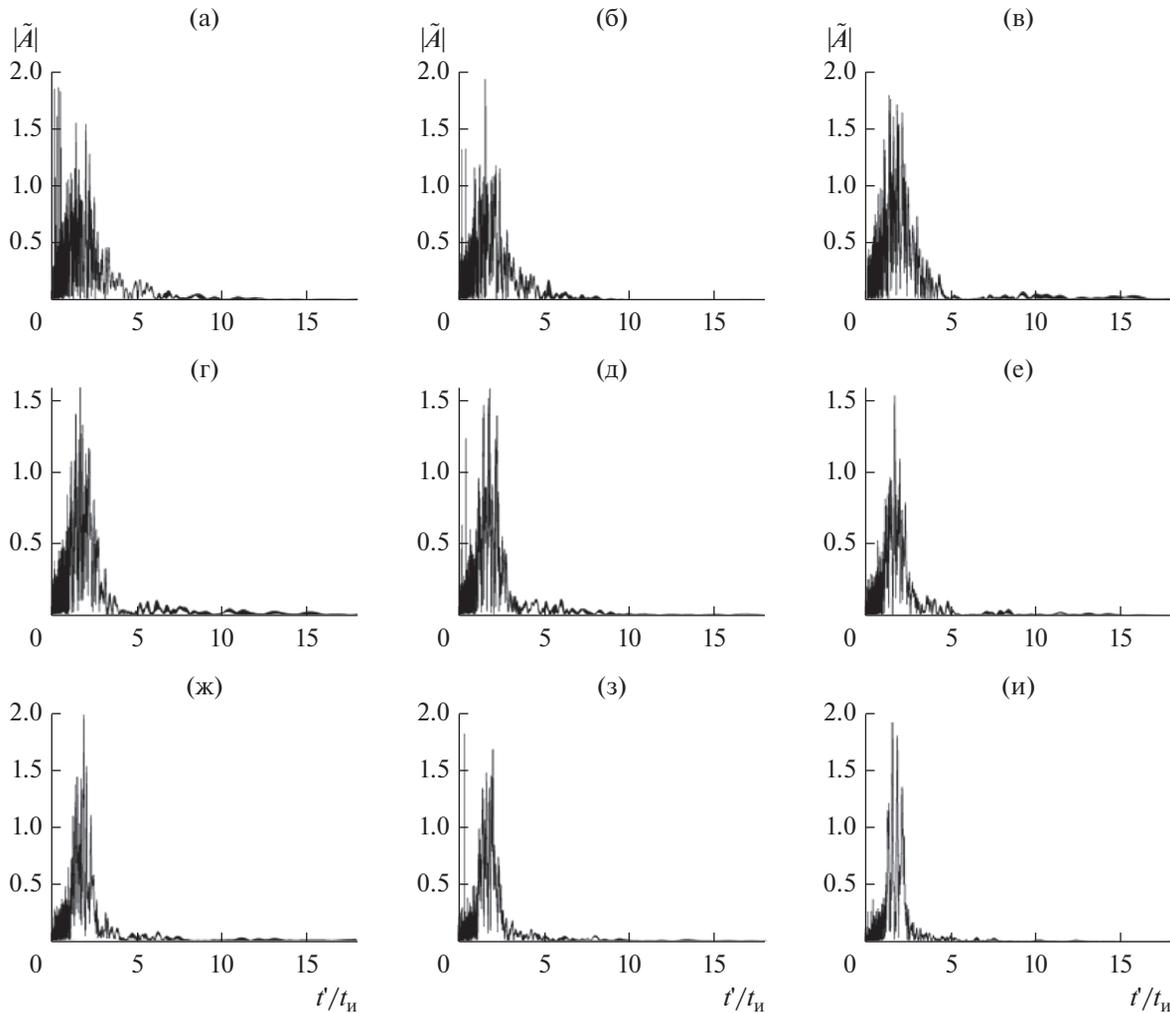


Рис. 9. Примеры влияния числа скачков фазы в излучаемом прямоугольном импульсе с хаотической фазой на искажения его огибающей при $A_0 = 1$; $f' = 100$ МГц; $t_n = 10^{-6}$ с; $X_0 = 0.05$; $\Phi_0 = 0$; $\Delta\Phi = 180^\circ$; $N_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$; $\nu_3 = 5 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$; $TEC = 10 \text{ TECU}$ и $N = 80$ (а); 64 (б); 50 (в); 40 (г); 32 (д); 25 (е); 20 (ж); 16 (з); 10 (и).

При рассмотренных значениях параметров задачи с увеличением девиации фазы не происходит также и разрушения центрального пика ЧКФ (см. рис. 8). Напротив, если ширина ЧКФ квазимонохроматического импульса на рис. 8а составляет $\Delta F_{0,5}(\delta) = \sim 1.2$ МГц и близка к соответствующей величине для излучаемого импульса, то с увеличением $\Delta\Phi$ пик ЧКФ сужается и на рис. 8ж–8м отклонение ее ширины от ~ 0.4 МГц не превышают $\sim 2\%$. Таким образом, анализ результатов, представленных на рис. 6–8, позволяет допустить возможность проявления эффекта “насыщения” уровня искажений импульса с хаотической фазой, когда дальнейшее увеличение параметра $\Delta\Phi$ при прочих равных условиях уже не приводит к выраженным дополнительным вариациям его текущих характеристик.

3.2. Число скачков хаотической фазы

Отдельные огибающие на рис. 9 различаются только значениями параметра $N \leq 80$, $TEC = 10$ (см. рис. 2з). Уменьшение числа скачков при прочих равных условиях приводит к сужению спектра излучаемого импульса и, значит, к уменьшению его искажений. Так, при $N = 10$ среднеквадратическая ширина спектра равна ~ 9 МГц, что в ~ 3.4 раза меньше аналогичной величины для импульса, искажения которого показаны на рис. 2. Соответственно, на рис. 9а ($N = 80$) огибающая уже заметно отличается от огибающей на рис. 2з ($N = 100$). При дальнейшем уменьшении N импульс смещается влево по временной оси, а его “хвост” укорачивается (см. рис. 9и). Эти тенденции более определенно проявляются в поведении интегральных характеристик, значения которых

Таблица 1. Интегральные характеристики прямоугольного импульса с хаотической фазой в холодной плазменной среде в зависимости от числа скачков фазы N

N	Интегральная характеристика				
	$E_{и}$	$\bar{t}_{цт}$	$\Delta\bar{t}_{и}$	γ_1	γ_2
100	0.836	2.083	1.501	3.433	19.1
80	0.849	1.985	1.151	3.798	31.1
64	0.849	1.923	0.861	2.739	26.6
50	0.852	1.923	0.987	6.955	83.6
40	0.859	1.908	0.899	6.770	82.1
32	0.863	1.880	0.739	6.497	101.8
25	0.866	1.872	0.719	7.090	96.50
20	0.867	1.865	0.643	8.771	168.5
16	0.870	1.856	0.574	7.870	156.2
10	0.871	1.851	0.483	7.980	185.0

Примечание: $A_0 = 1$; $f' = 100$ МГц; $t_{и} = 10^{-6}$ с; $X_0 = 0.05$; $\Phi_0 = 0$; $\Delta\Phi = 180^\circ$; $N_e = 10^5$ см $^{-3}$; $v_э = 5 \times 10^4$ с $^{-1}$; $TEC = 10$ TECU.

Таблица 2. Интегральные характеристики прямоугольного импульса с хаотической фазой в холодной плазменной среде в зависимости от параметра X_0

X_0	Интегральная характеристика				
	$E_{и}$	$\bar{t}_{цт}$	$\Delta\bar{t}_{и}$	γ_1	γ_2
0.05	0.836	2.083	1.501	3.433	19.1
0.1	0.836	2.118	1.673	3.25	15.6
0.15	0.839	2.077	1.53	4.026	24.6
0.20	0.836	2.078	1.534	3.516	19.8
0.25	0.835	2.095	1.6	4.02	27.0
0.3	0.837	2.072	1.589	3.615	20.8
0.4	0.835	2.075	1.643	4.056	24.1

Примечание: $A_0 = 1$; $f' = 100$ МГц; $t_{и} = 10^{-6}$ с; $\Phi_0 = 0$; $\Delta\Phi = 180^\circ$; $N = 100$; $N_e = 10^5$ см $^{-3}$; $v_э = 5 \times 10^4$ с $^{-1}$; $TEC = 10$ TECU.

для огибающих на рис. 2з и рис. 9 приведены в табл. 1. При уменьшении N энергия импульса возрастает, что находится в соответствии с результатом, полученным при других значениях параметров задачи (см. рис. 3а). Центр тяжести импульса смещается влево по временной оси, а его среднеквадратическая ширина уменьшается, как и должно быть при смещении к началу координат импульса в целом (см. рис. 9). Выше аналогичное поведение характеристик $t_{цт}$ и $\Delta t_{и}$ отмечено на рис. 3б при уменьшении TEC . Наконец, относительно малым значениям параметра N в табл. 1,

т.е. относительно малому уровню искажений, соответствуют наибольшие значения асимметрии и эксцесса. Аналогичная особенность в поведении величин γ_1 и γ_2 отмечена выше при анализе их зависимости от TEC (см. рис. 3в). В целом можно полагать, что интегральные характеристики импульса при уменьшении числа скачков фазы изменяются таким же образом, как и при увеличении TEC .

На рис. 10 и 11 представлены совокупности КФ, отвечающих огибающим на рис. 9. Их элементами являются также АКФ и ЧКФ, найденные при $N = 100$ (см. рис. 4з и 5з). Все кривые имеют центральный пик, заметно выделяющийся из пьедестала. Исключение составляет лишь кривая на рис. 11и, у которой дополнительно сформировались два боковых максимума высоты ~ 0.5 . Сопоставление кривых показывает, что вариации параметра N могут заметно влиять как на ширины пиков, так и на форму пьедестала КФ: $\Delta\mu_{0.5}(\delta) = 0.016t_{и}$ и $0.127t_{и}$ (ср. рис. 10а и 10и); $\Delta F_{0.5}(\delta) = 0.25$ МГц и 1.02 МГц (рис. 11а и 11и).

Таким образом, при уменьшении N в указанных пределах ширина обеих КФ изменилась в несколько раз, а влияние формы пьедестала легко прослеживается при непосредственном сопоставлении, например, кривых АКФ на рис. 10а и 10и и кривых ЧКФ на рис. 11а и 11и. При этом при изменении формы пьедестала кривых его характерная высота относительного центрального пика практически сохраняется (за исключением рис. 11и).

3.3. Параметр X_0

При прочих равных условиях изменения величины X_0 не приводят к заметным изменениям спектра импульса (см. рис. 1в, 1г) и, как можно предположить, не будут сопровождаться заметными дополнительными изменениями текущей огибающей импульса. Приведенные ниже данные подтверждают это. Так, огибающие на рис. 12 отвечают различающимся значениям $X_0 \in [0.1 - 0.4]$. К их совокупности относится и огибающая на рис. 2з, для которой $X_0 = 0.05$. Видно, что различия между отдельными огибающими весьма незначительны. Количественно на их близость друг к другу указывают и интегральные характеристики кривых, которые приведены в табл. 2. (Следует отметить, что значения первых строк табл. 1 и 2 совпадают.) Относительные отклонения величин $\bar{t}_{цт}$ и $\Delta\bar{t}_{и}$ в табл. 2 от их средних значений 2.085 и 1.581 не превышают $\sim 1.1\%$ и 5.8% соответственно. Для величин γ_1 и γ_2 относительные отклонения от средних значений 3.701 и 21.5 возрастают, но не превышают $\sim 12\%$ и $\sim 27\%$. Во всех случаях максимальные относительные отклонения для инте-

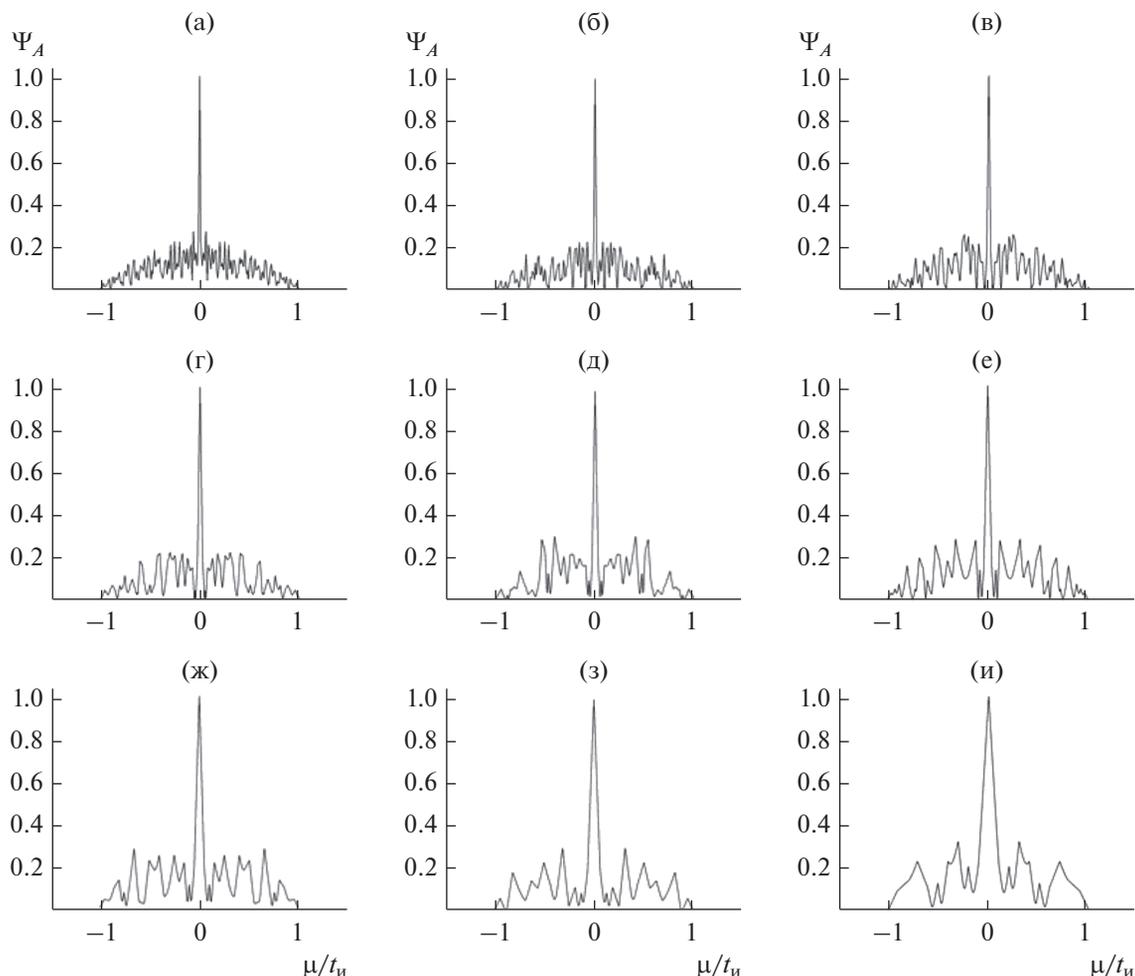


Рис. 10. Примеры влияния числа скачков фазы в излучаемом прямоугольном импульсе на искажения его АКФ (значения параметров те же, что и на рис. 9).

гральных характеристик в табл. 2 достигаются при $X_0 = 0.1$. Что касается большего разброса величин γ_1 и γ_2 , то он полностью обусловлен структурой определяющих их выражений [9].

Корреляционные функции для огибающих, представленных на рис. 12, приведены на рис. 13 и 14 (см. также рис. 4з и 5з). Визуально в каждой из совокупностей кривые весьма близки. Это замечание относится прежде всего к центральным пикам кривых. На рис. 13 максимальное относительное отклонение ширины максимумов $\Delta\mu_{0.5}(\delta)$ от среднего значения $\sim 0.012t_n$ не превышает 3%; аналогично на рис. 14 ширина кривых $\Delta F_{0.5}(\delta)$ отличается от среднего значения ~ 0.5 МГц не более чем на 2%. Таким образом, следует ожидать, что возможные вариации величины X_0 при прочих равных условиях заметным образом не будут сказываться на виде и характеристиках КФ импульса с хаотической фазой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены результаты начального анализа дисперсионных искажений характера и особенностей процесса распространения прямоугольного радиоимпульса с хаотической фазой в холодной плазменной среде. Хаотичность фазы моделируется на основе отображения Чебышева первого рода третьего порядка. Удаление импульса от излучателя уже при малых величинах интегральной электронной концентрации трассы сопровождается трансформацией его огибающей к виду шумоподобного сигнала и формированием “хвоста”, протяженность которого может многократно превышать первоначальную длительность огибающей. На поведение интегральных характеристик импульса шумоподобность огибающей не влияет, их текущие значения при увеличении интегральной электронной концентрации трассы изменяются непрерывно и могут варьировать в широких пределах, значительно отклоняясь от

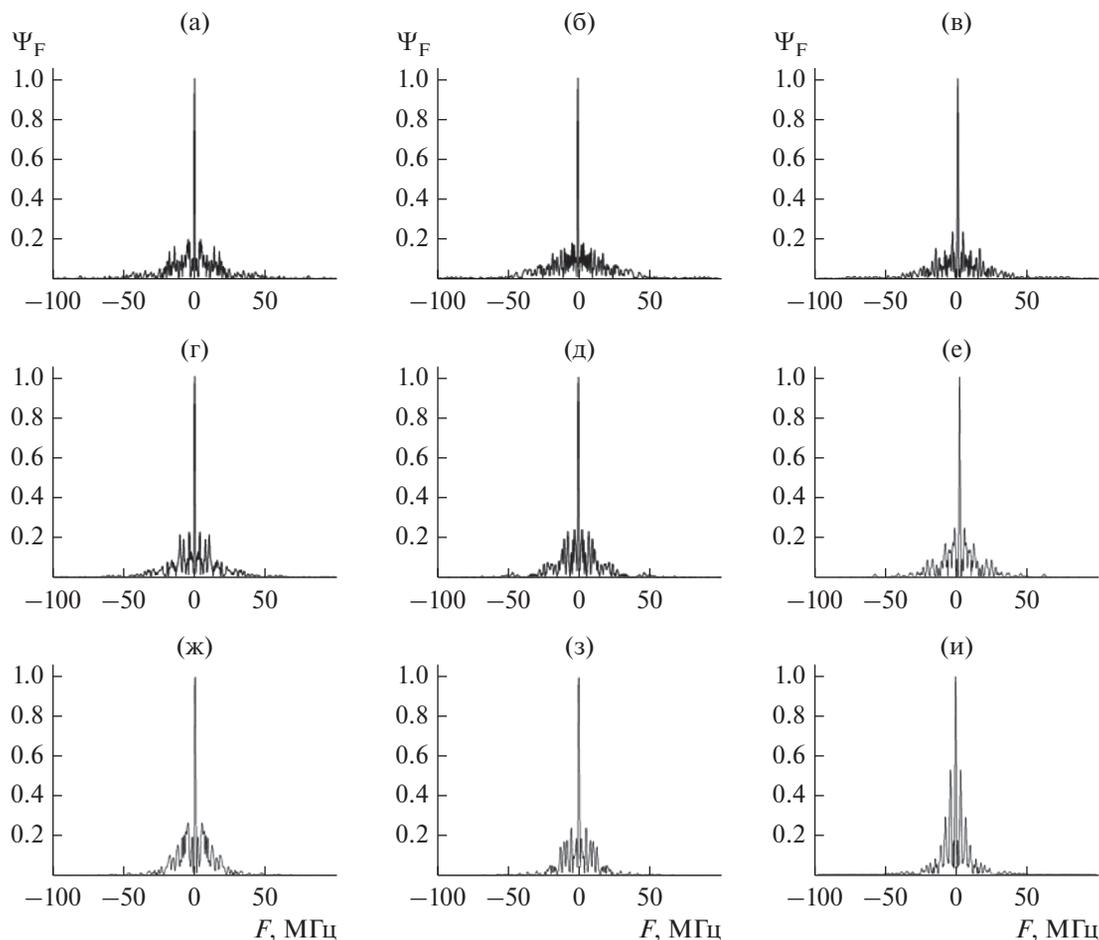


Рис. 11. Примеры влияния числа скачков фазы в излучаемом прямоугольном импульсе на искажения его ЧКФ (значения параметров те же, что и на рис. 9).

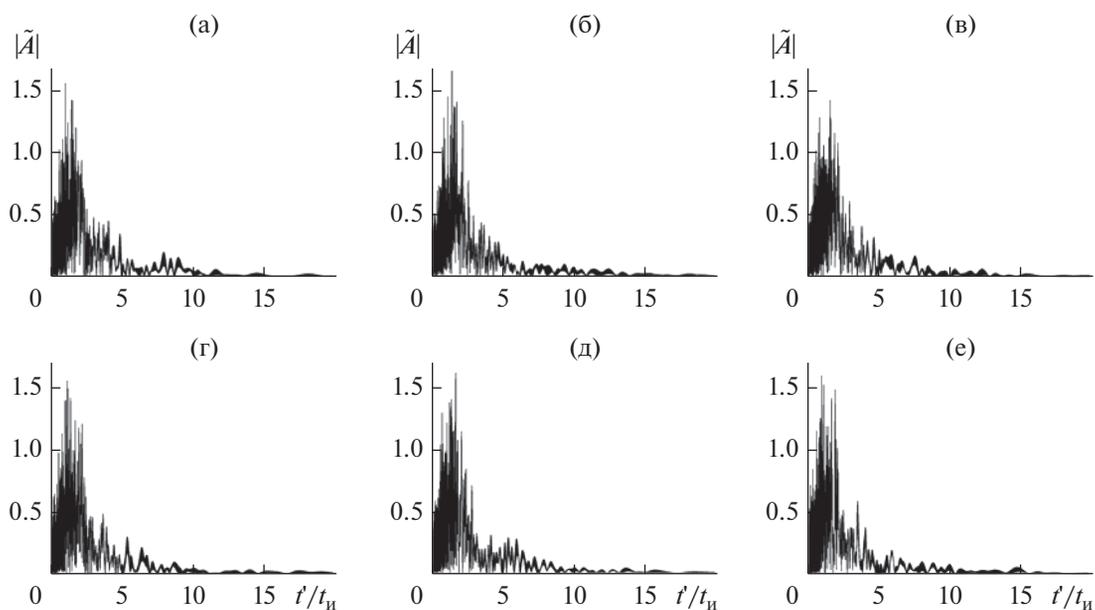


Рис. 12. Примеры влияния параметра X_0 на искажения огибающей прямоугольного импульса с хаотической фазой при $A_0 = 1$; $f' = 100$ МГц; $t_n = 10^{-6}$ с; $\Phi_0 = 0$; $\Delta\Phi = 180^\circ$; $N = 100$; $N_e = 10^5$ см $^{-3}$; $v_\varepsilon = 5 \times 10^4$ с $^{-1}$; $TEC = 10$ ТЕСУ и $X_0 = 0.1$ (а); 0.15 (б); 0.2 (в); 0.25 (г); 0.3 (д); 0.4 (е).

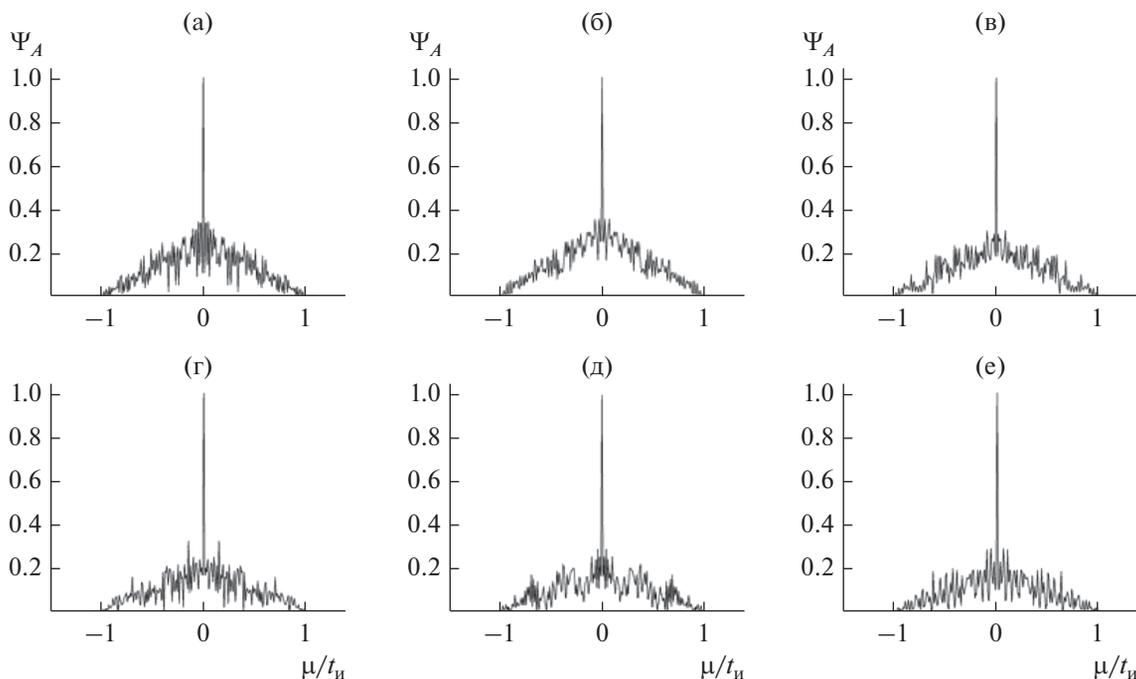


Рис. 13. Примеры влияния параметра X_0 на искажения АКФ прямоугольного импульса (значения параметров те же, что и на рис. 12).

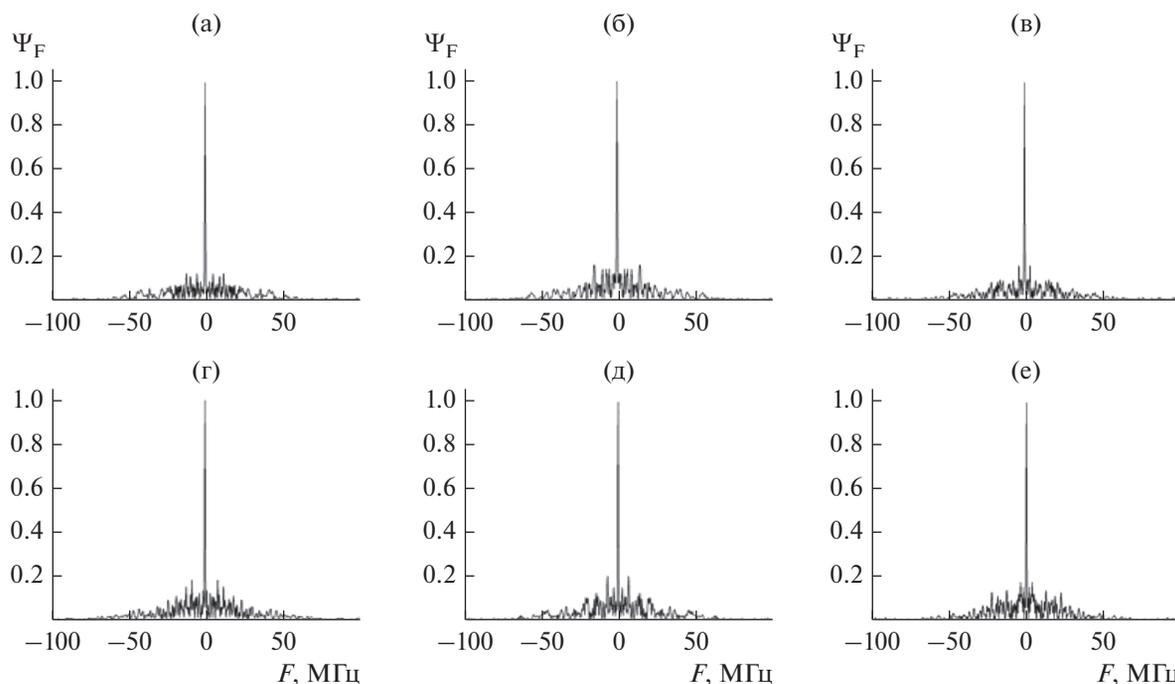


Рис. 14. Примеры влияния параметра X_0 на искажения ЧКФ прямоугольного импульса (значения параметров те же, что и на рис. 12).

соответствующих величин, характеризующих излучаемый импульс.

В рассмотренных интервалах значений параметров, описывающих степень хаотичности мгновен-

ной фазы излучаемого импульса, влияние среды не приводит к последующим заметным изменениям вида его авто- и частотной корреляционных функций в процессе распространения. Во всех рассмот-

ренных ситуациях текущие КФ деформирующегося импульса имеют вид узкого пика на фоне широкого пьедестала, и характерная высота последнего значительно меньше единицы. При этом ширина АКФ и ЧКФ по уровню 0.5 удовлетворяет неравенствам $\Delta\mu_{0.5} \ll t_n$ и $\Delta F_{0.5} \ll f'$. Таким образом, введение хаотической фазы обеспечивает не только по виду близкую к “игольчатой” поверхность неопределенности излучаемого прямоугольного импульса [1], но сохранение ее характерного вида в условиях последующей значительной деформации огибающей из-за частотной дисперсии.

Представленные данные указывают на принципиальную необходимость учета влияния среды распространения при выполнении оценок преимуществ применения в радиосистемах хаотических сигналов, в том числе импульсов с хаотической фазой. Представят также интерес изучение влияния несущей частоты и длительности хаотического импульса на его характеристики и поиск оптимальных отображений, которые обеспечат наибольшее уширение спектра излучаемого импульса при относительно малом числе скачков фазы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Васюта К.С., Мальшев А.А., Зоц Ф.Ф.* // Системи обробки інформації. 2012. Т. 2. № 3. С. 22.
2. *Костенко П.Ю., Васюта К.С., Барсуков А.Н.* // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2010. Т. 53. № 5. С. 41.
3. *Костенко П.Ю., Васюта К.С., Симоненко С.Н.* // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2011. Т. 54. № 3. С. 47.
4. *Зудилин А.С., Назаров Л.Е.* // Труды VI Всерос. Науч.-техн. конф. “Радиолокация и радиосвязь”. М.: ИРЭ РАН, 2012. Т. 2. С. 3.
5. *Стрелков Г.М.* // РЭ. 2008. Т. 58. № 10. С. 989.
6. *Деркач Д.А., Вознесенская Т.В., Стрелков Г.М.* // Докл. IV Всерос. микроволновой конф. (Москва, 2016). М.: ИРЭ РАН, 2016. С. 251.
7. *Деркач Д.А., Вознесенская Т.В., Стрелков Г.М.* // Докл. V Всерос. микроволновой конф. (Москва, 2017). М.: ИРЭ РАН, 2017. С. 279.
8. *Seventline J.B., Rani D.E., Rajeswari K.R.* // Radioengineering. 2010. V. 19. № 3. P. 415.
9. *Вадзинский Р.Н.* Справочник по вероятностным распределениям. СПб.: Наука, 2001.
10. *Стрелков Г.М., Деркач О.Г.* // РЭ. 2017. Т. 62. № 2. С. 99.
11. *Варакин Л.Е.* Теория сложных сигналов. М.: Сов. радио, 1970.

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

УДК 520.8.056

СОГЛАСОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С МАТРИЦЕЙ ПЛАНАРНЫХ АНТЕНН С СИНИС-БОЛОМЕТРАМИ В ИНТЕГРИРУЮЩЕЙ ПОЛОСТИ¹

© 2020 г. М. А. Тарасов^a, А. М. Чекушкин^{a, *}, Р. А. Юсупов^a, А. А. Гунбина^{b, c}, В. С. Эдельман^d

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

^bНижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева,
ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950 Российская Федерация

^cИнститут прикладной физики РАН,
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950 Российская Федерация

^dИнститут физических проблем им. П.Л. Капицы РАН,
ул. Косыгина, 2, Москва, 119334 Российская Федерация

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

Поступила в редакцию 11.07.2019 г.

После доработки 11.07.2019 г.

Принята к публикации 19.07.2019 г.

Разработаны, изготовлены и экспериментально исследованы приемные матрицы планарных кольцевых антенн диапазона 345 ГГц с интегрированными болометрами структуры сверхпроводник–изолятор–нормальный металл–изолятор–сверхпроводник (СИНИС). Для повышения эффективности поглощения согласование сигнала источника с матрицей осуществлялось при помощи пары встречных рупоров с контррефлектором. Исследована эффективность приемной структуры в зависимости от направления облучения: через подложку и со стороны антенны, а также в зависимости от толщины подложки. Описана методика нормировки принимаемого сигнала с использованием опорного канала снаружи и внутри криостата. Лучшие результаты были получены при освещении матрицы со стороны антенны при толщине подложки, эквивалентной четверти длины волны в диэлектрике и с запылением обратной стороны пленкой золота (контррефлектор). Полоса эффективного согласования в основном диапазоне составила более 50 ГГц, вольт-ваттная чувствительность достигает 10^9 В/Вт.

DOI: 10.31857/S0033849420010064

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно развивается астрономия в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых длин волн. Исследования в этой области направлены на изучение реликтового излучения, “холодной” Вселенной, процессов звездообразования и многое другое. Для таких задач создаются высокогорные наземные, баллонные и космические обсерватории, например, ALMA, Olimpo, Millimetron и др. Детектирование сигнала, собираемого зеркалом телескопа, осуществляется высокочувствительными детекторами. При создании приемных систем для различных обсерваторий одной из ключевых задач является согласование сигнала, приходящего с зеркала телескопа, с детектором. В качестве согласующих устройств могут выступать различные конструкции зеркал, рупоров и линзовых систем. В данной статье представлено экспе-

риментальное исследование согласования приемной матрицы планарных антенн с болометрами структуры сверхпроводник–изолятор–нормальный металл–изолятор–сверхпроводник (СИНИС) с внешним излучением при помощи пары встречных рупоров с контррефлектором.

1. ПАРА ВСТРЕЧНЫХ РУПОРОВ С КОНТРЕФЛЕКТОРОМ В КАЧЕСТВЕ ИНТЕГРИРУЮЩЕЙ ПОЛОСТИ

Конструкция в виде пары встречных рупоров применяется для согласования приемника с телескопом в целом ряде радиоастрономических инструментов, например, таких как Европейская космическая обсерватория Планк (проект ESA Planck), итальянский баллонный телескоп OLIMPO и др. Как отмечалось в классическом обзоре [1], поглощительная способность большинства болометров по сравнению с черным телом меньше единицы и для повышения эффективности поглощения

¹ Работа удостоена премии на 15-м конкурсе молодых ученых имени Ивана Анисимкина.

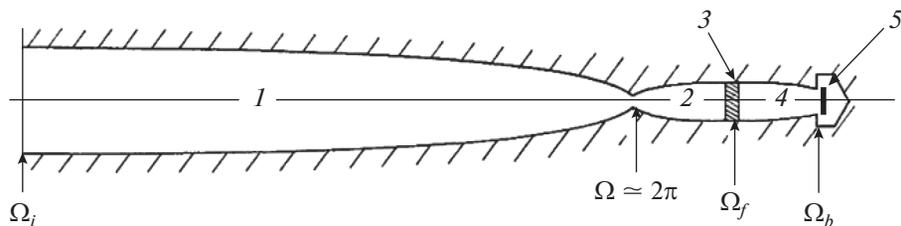


Рис. 1. Конструкция оптической системы: 1 – концентратор Винстона, определяющий пропускную способность $A\Omega$, 2 – второй концентратор, 3 – облучающий фильтр, 4 – третий конус, 5 – непосредственно облучающий болометр в третьей полости.

принимаемого излучения приходится использовать интегрирующую полость. В такой полости присутствует множество стоячих волн, что делает очень сложным точный численный анализ подобной структуры, в связи с чем большая роль приобретает экспериментальные исследования, результаты которых представлены в данной работе. Один из подходов в рамках модели случайных фотонов был предложен в [2] для полостей произвольной формы размерами много больше длины волны. Предполагается, что фотон может быть поглощен несколькими путями. При произвольном распределении фотонов поглощение пропорционально эффективной площади черного тела, равной произведению реальной площади на поглощающую способность (степень черноты). Предполагается, что эффективная площадь черного тела абсорбера больше площади всех отверстий и эффективной черноты стенок. С этой точки зрения использование концентратора света соответствует уменьшению относительной площади согласующего отверстия. Согласно [3] телесный угол, под которым болометр видит свое отражение в стенках полости, должен быть меньше телесного угла, под которым он видит источник. Если полость освещается частично коллимированным пучком, то детектор следует наклонить, чтобы отраженный луч не вернулся наружу, а остался в полости и был поглощен после многократных отражений. Классическая конструкция такой системы была разработана в [4] (рис. 1).

Еще одна конструкция рупоров с интегрирующей полостью (рис. 2) была реализована для теле-

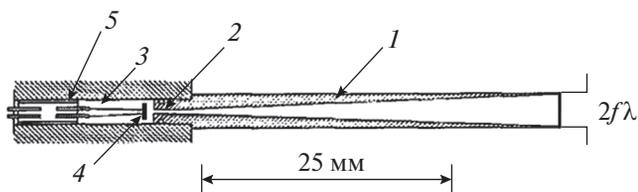


Рис. 2. Конструкция рупоров с интегрирующей полостью: 1 – рупор в виде прямого конуса, 2 – круглый волновод, 3 – интегрирующая полость для NTD-Ge болометров (4) SCUBA.

скопа JCMT и болометра SCUBA [5], в ней применяется прямой рупор и матрица из 91 болометра для диапазонов 438 и 855 мкм. Здесь необходимость применения длинных проводов приводит к увеличению области за болометром больше желательного для высокой оптической эффективности.

Одной из простейших конструкций интегрирующей полости является цилиндрическая (рис. 3) [6], разработанная и изготовленная в Лаборатории микрорайонных устройств Калифорнийского технологического университета (Jet Propulsion Lab Micro Devices Laboratory). Коэффициент поглощения в такой камере достигает 95% при перекрестных помехах между пикселями менее 1% и полосой пропускания $\Delta f/f = 0.33$. Сопротивление на квадрат в абсорбере может варьироваться в диапазоне 150...700 Ом на квадрат.

Можно еще упомянуть реализацию встречных рифленых рупоров для центральной частоты 90 ГГц для высокочастотного инструмента (High Frequency Instrument, HFI) COBRAS/SAMBA (позднее – Планк) [7], где полоса пропускания составила 25%, длина цилиндрической части узкого одномодового круглого волновода 2λ , радиус 0.6λ .

Детальный теоретический анализ работы встречных рупоров проведен в работе [8], где отмечено, что резкий скачок импеданса на краю

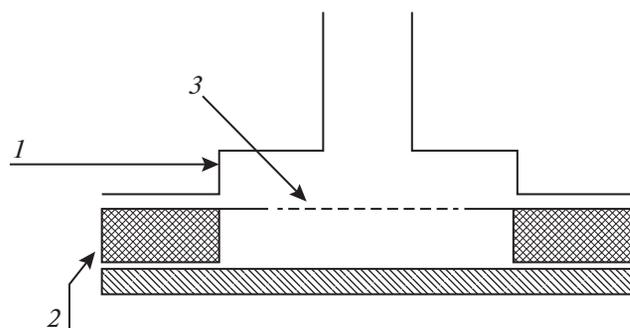


Рис. 3. Схема болометрической камеры 1 диапазона 214 ГГц, включающая кремниевую подложку 2 толщиной 400 мкм, протравленную до металлизации (поглотителя 3).

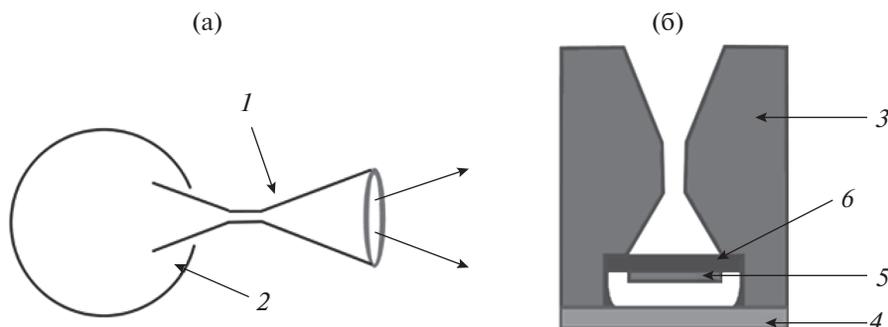


Рис. 4. Эскизы: а – рупорного согласующего устройства 1 НФИ с интегрирующей полостью 2 космического телескопа PLANCK Surveyor Satellite; б – нашей конструкции встречных рупоров 3 и плоского контррефлектора 4 с матрицей планарных антенн 5 с интегрированными СИНИС-боллометрами на кремниевой подложке 6.

волновода и интегрирующей полости приводит к отражениям и снижает эффективность согласования с широкополосным источником. Применение второго плавного рупора существенно улучшает равномерность спектральной характеристики. Такие рупоры используются в каналах 550 и 850 ГГц НФИ космического телескопа PLANCK Surveyor Satellite. Эскиз этой конструкции приведен на рис. 4а, эскиз нашей конструкции со встречными рупорами и контррефлектором – на рис. 4б. Расчет диаграммы направленности в дальней зоне сводится к суммированию в квадратурах, т.е. к сложению мощностей всех незатухающих мод. Численным расчетом показано, что форма расширяющихся рупоров как квадрат синуса позволяет получить наиболее узкую диаграмму направленности такого одномодового рупора $\pm 5^\circ$. Сравнимый результат можно получить для существенно более длинного прямого конического рупора.

Таким образом, интегрирующая сфера или полость является простым решением проблемы эффективного согласования в случае фокусировки сигнала источника на детектор. Главные причины применения интегрирующей полости следующие:

- потребность создания однородной диаграммы направленности (ДН) для детектора с неоднородной ДН;
- необходимость обеспечения изотропного приема даже детекторами с избирательными направлениями поглощения;
- уменьшение поляризационных эффектов из-за размера/формы детектора;
- возможность использования в предложенной структуре всей диаграммы направленности детектора, включая боковые и задние лепестки.

Интегрирующая сфера представляет собой отражающую поверхность, внутри которой детектор помещается так, чтобы сигнал, приходящий в полость, многократно отражался от стенок полости, и в итоге большая часть приходящего сигнала

поглощалась детектором. Таким образом, интегрирующая полость повышает эффективность детектирования сигнала за счет мультипликации излучения, попадающего в полость. Тем самым улучшается согласование приходящего излучения с детектором. Одной из характеристик интегрирующей полости является коэффициент множителя сферы (M), который связан с коэффициентом отражения от стенок (ρ_w) и отношением входного окна сферы к ее общей площади следующими соотношениями:

$$M = \rho_w / [1 - \rho_w(1 - f)],$$

где $f = A_w/A_s$. Для $\rho_w = 1$, $M = A_s/A_w$. На практике площадь входного окна составляет около 5% от общей площади сферы, отражение от стенок 95...99% и результирующий коэффициент множителя сферы может быть от 10 до 50. Плотность потока внутри интегрирующей полости в M раз больше по сравнению с прямым облучением.

В нашем случае приемная матрица согласуется с внешним сигналом с помощью конструкции встречных рупоров, соединенных круглым волноводом с диаметром 0.9 мм и длиной 2 мм, и контррефлектора (рис. 5), представляющей собой некий эквивалент интегрирующей полости. Сигнал от источника попадает в рупор, многократно отражается от его стенок и контррефлектора и поглощается приемной матрицей на основе болометров структуры СИНИС. Наличие металлических стенок можно рассматривать как зеркала, в которых отражается изображение нашей матрицы болометров (схематическое изображение см. на рис. 5а).

2. МАТРИЦЫ ПЛАНАРНЫХ АНТЕНН С ИНТЕГРИРОВАННЫМИ СИНИС-БОЛОМЕТРАМИ

СИНИС-болометр представляет собой тонкую пленку абсорбера (поглотителя) из нормального металла и два перехода сверхпровод-

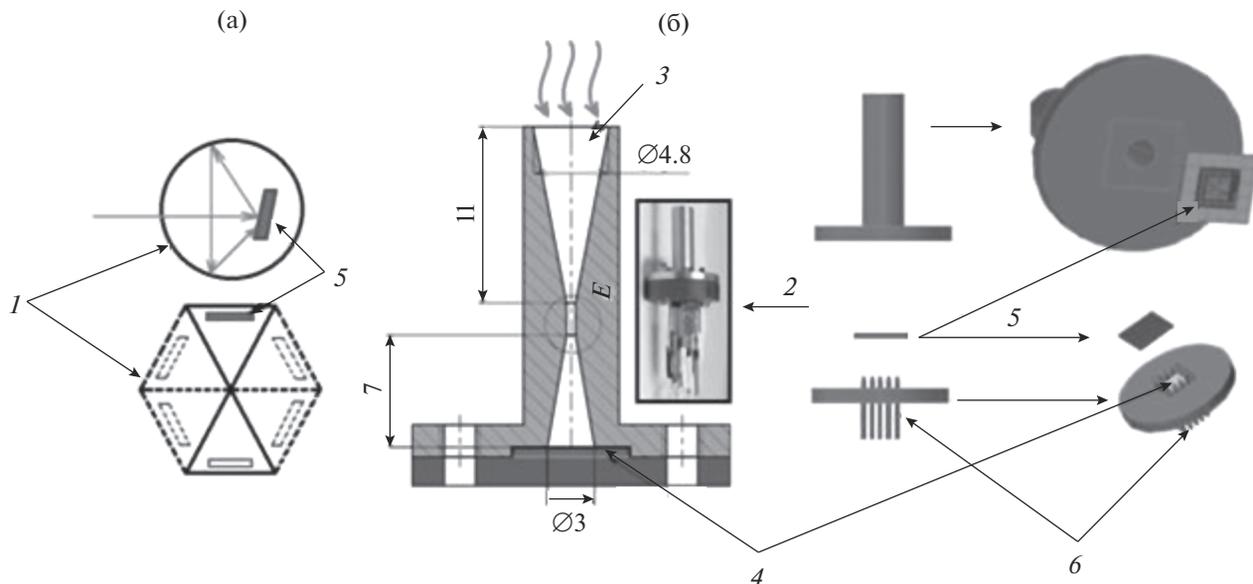


Рис. 5. Схема интегрирующей полости 1 (а) и разрез 3D-модели используемого держателя 2 образцов (б) в виде конструкции встречных рупоров 3 с контррефлектором 4. Исследуемый образец 5 зафиксирован в держателе при помощи прижимных контактов 6.

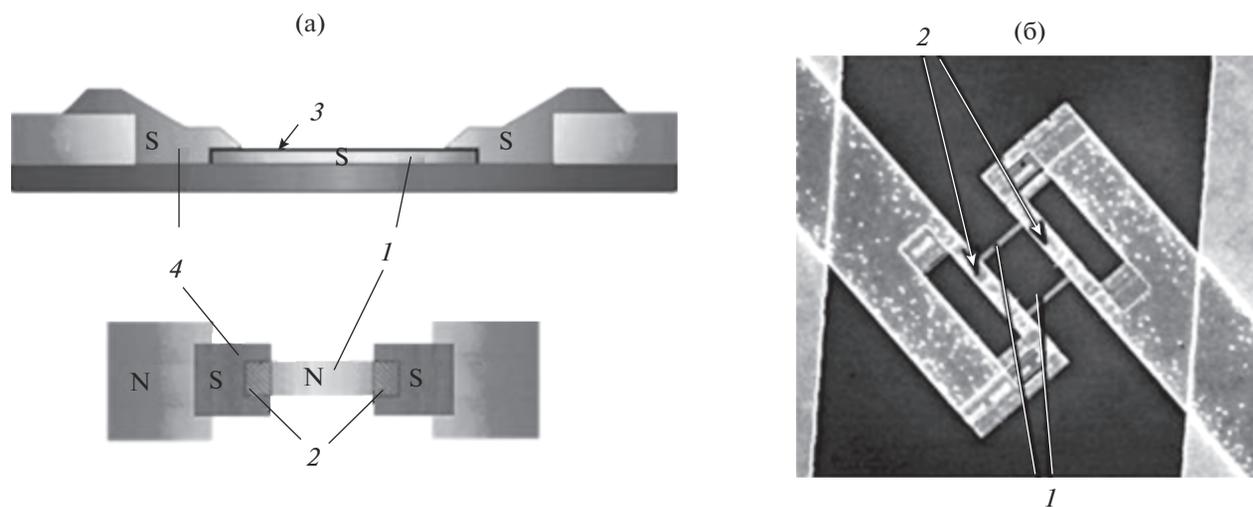


Рис. 6. Схема (а) и фотография (б) СИНИС-болометра: 1 – тонкая пленка абсорбера (поглотителя) из нормального металла (алюминий с подслоем железа), 2 – два СИН-перехода. Слой изолятора 3 образуется путем окисления алюминия в камере, после чего напыляется сверхпроводящий алюминий 4.

ник–изолятор–нормальный металл (СИН) (рис. 6). Приходящее излучение поглощается абсорбером, вследствие чего возрастает его электронная температура, измеряемая СИН-переходом.

В условиях работы на реальных обсерваториях фоновая мощность достигает десятков пиковатт. Одиночный СИНИС-болометр насыщается на уровне поглощаемой мощности менее 1 пВт, но при объединении десятков таких болометров в матрицу можно значительно повысить мощность

насыщения, так как приходящая мощность будет распределяться между болометрами.

Моделирование разрабатываемых структур проводилось в программном пакете CST STUDIO SUITE. Смоделировать реальную приемную структуру и составить полную электродинамическую картину не удалось из-за очень большого количества пространственных мод. В системе рупор–контррефлектор возникает огромное количество отражений и происходит взаимодействие

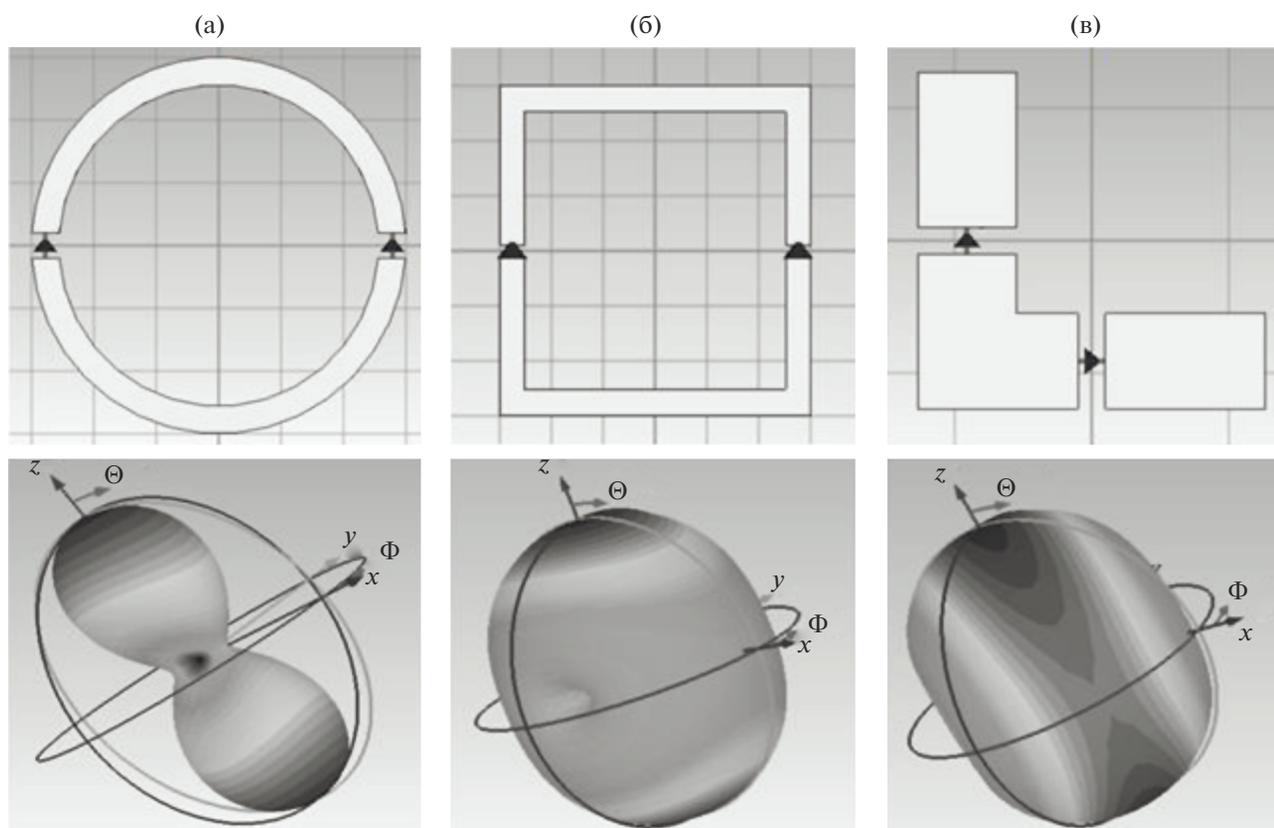


Рис. 7. Моделируемые структуры (верхний ряд) и полученные диаграммы направленности (нижний ряд): а – кольцевая антенна; б – квадратная антенна; в – L -антенна.

между 50 антеннами матрицы и модами сигнала. Мы можем провести приблизительное качественное моделирование для предварительной оценки разрабатываемых структур, чтобы определить некоторые параметры матриц. Все остальные корректировки вводятся после экспериментальных исследований.

Для рассматриваемых задач единственный элемент матрицы должен отвечать следующим требованиям: отсутствие селективности по поляризации, возможность интегрирования СИНИС-боллометров и наличие такой диаграммы направленности (ДН), которая не создает так называемых подложечных мод. В качестве единичного элемента были рассмотрены различные антенны: кольцевая, квадратная и L -антенна. Смоделированные ДН представлены на рис. 7. По полученным результатам можем сделать вывод, что планарная кольцевая антенна (см. рис. 7а) лучше других удовлетворяет перечисленным требованиям. В случае L -антенны (см. рис. 7в) часть ДН ориентирована в плоскость подложки, что будет создавать подложечные моды.

Определившись с выбором единичного элемента, мы можем такие антенны объединить в

матрицу, так называемую частотно-селективную поверхность [9].

Эффективность поглощения проходящего сигнала в разрабатываемых структурах зависит от толщины подложки, на которой изготавливается матрица антенн, а также от расстояния до контррефлектора. Мы смоделировали (рис. 8) ДН кольцевой антенны на кремниевых подложках различной толщины Z_{sub} : $64.5 \text{ мкм} (\lambda^*/4)^2$, $129 \text{ мкм} (\lambda^*/2)$, 280 и 380 мкм (стандартные толщины подложек). Подложка полуволновой толщины (см. рис. 8в) способствует образованию подложечных мод, что снижает эффективность поглощения проходящего сигнала. Наиболее оптимальный вариант – подложка толщиной в четверть длины волны (см. рис. 8б). На практике, для получения требуемой толщины используется процесс травления кремния в газе SF_6 (фото подложки с вытравленными мембранами см. на рис. 8е). Такой процесс не всегда доступен, трудно контролируем, и, кроме того, подложка становится хрупкой. Если нет возможности изготовить травленную подложку, то ее можно заменить на стандартную с толщиной 380 мкм (см. рис. 8д).

² λ^* – длина волны в диэлектрике.

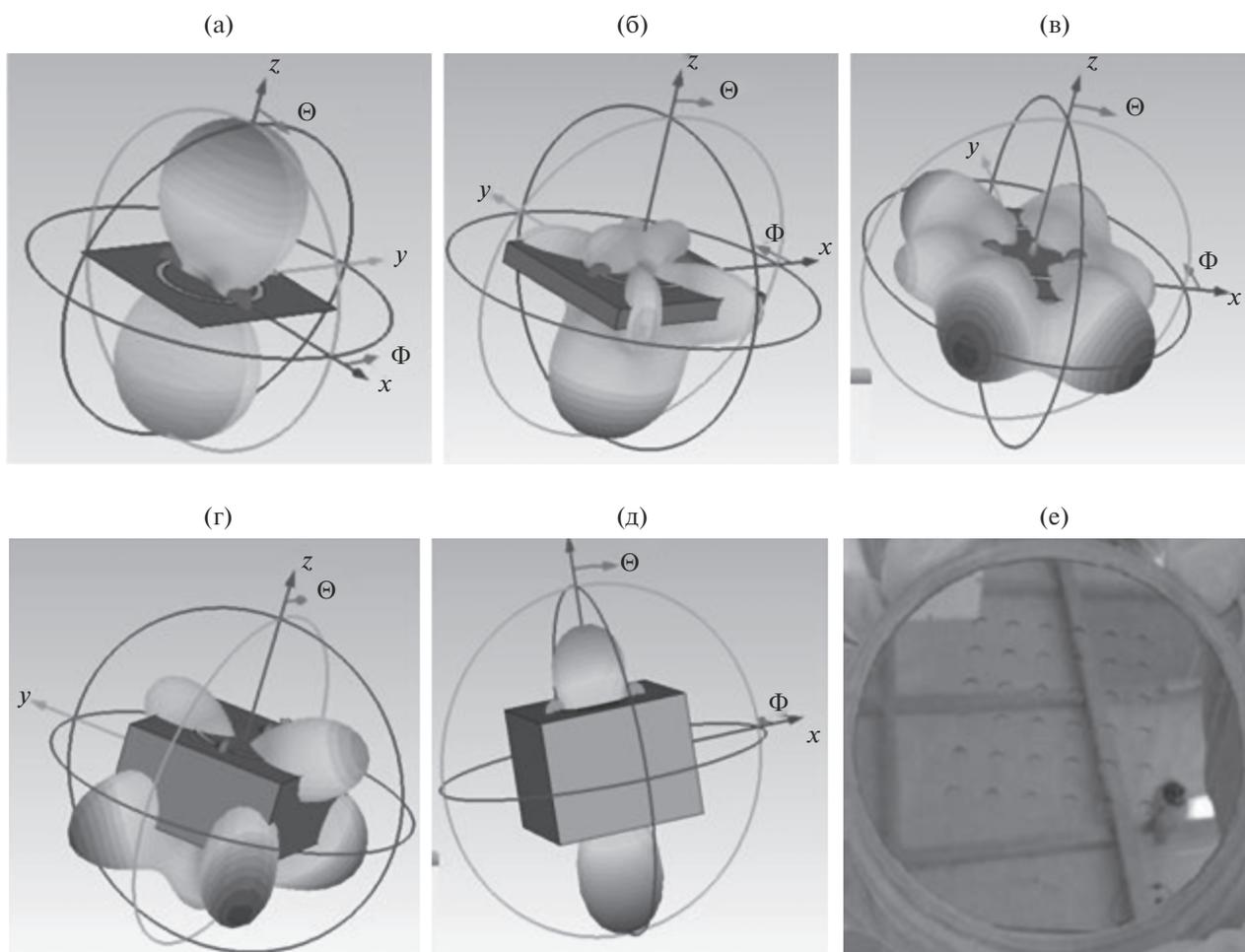


Рис. 8. Диаграммы направленности кольцевой антенны на кремниевой подложке различной толщины: $Z_{\text{sub}} = 0$ (а), 64.5 (б), 140 (в), 280 (г), 380 мкм (д); и фотография вытравленных мембран (е).

Изготовление таких болометрических матриц осуществляется в три технологических цикла: травление кремния; формирование первого слоя, состоящего из планарных антенн, соединительных проводов и контактных площадок; формирование второго слоя, состоящего из матрицы болометров. Первый слой может изготавливаться путем электронной (или лазерной) литографии, а затем напыляются три слоя методом электронно-лучевого напыления – 10 нм Ti/100 нм Au/20 нм Pd. Слой, в котором находятся СИНИС-болометры изготавливается с применением техники теневого напыления. Формирование резистивной маски для слоя с болометрами осуществляется только путем электронной литографии из-за малых размеров поглотителя (минимальный размер болометрических структур – ширина поглотителя, составляющая 100 нм). Сначала под прямым углом напыляется тонкая пленка абсорбера из нормального металла (15 нм Fe/Al), затем формируется слой изолятора путем напуска кислорода в каме-

ру, а потом напыляются сверхпроводящие алюминиевые электроды под углами $\pm 45^\circ$.

Были изготовлены матрицы кольцевых антенн, состоящие из 25 кольцевых планарных антенн с интегрированными двумя или четырьмя СИНИС-болометрами. Матрица 5×5 кольцевых антенн с центральной частотой в 345 ГГц геометрически вписывается в раскрыв рупора диаметром 3 мм. Элементы в матрице могут быть соединены как последовательно, так и параллельно, в зависимости от того, какая предполагается система считывания. Последовательное соединение элементов обеспечивает высокое выходное асимптотическое сопротивление (15 кОм), в этом случае в рабочей точке сопротивление матрицы составит порядка 500 кОм и оптимальной будет система считывания на основе полевых транзисторов с полупроводниковым затвором. При параллельном соединении элементов нормальное сопротивление матрицы будет около 15 Ом, что позволяет использовать сверхпроводящий квантовый интерферометр (СКВИД) или биполярный тран-

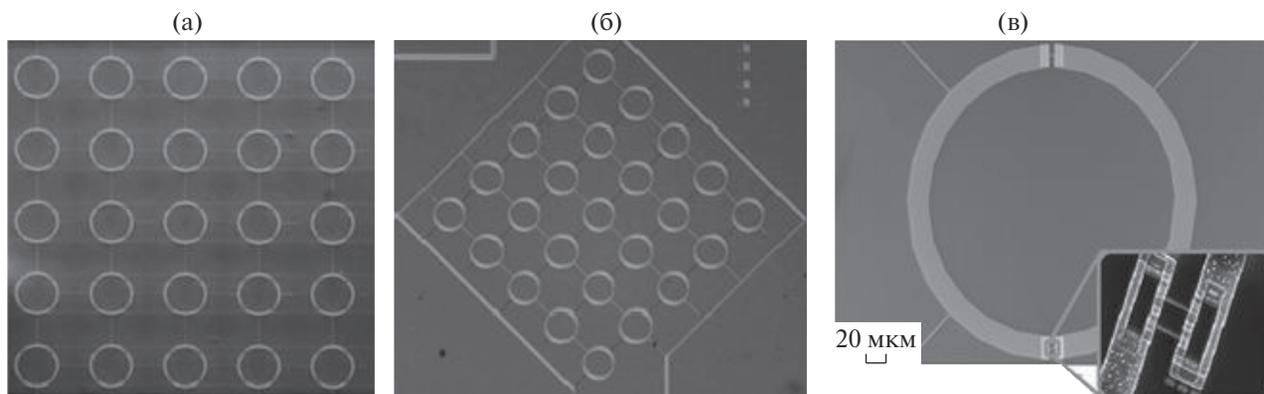


Рис. 9. Фотографии изготовленных болометрических матриц: а – матрица с последовательным соединением элементов, б – матрица с параллельным соединением элементов, в – единственный элемент матрицы, на вставке-СИНИС-болометр.

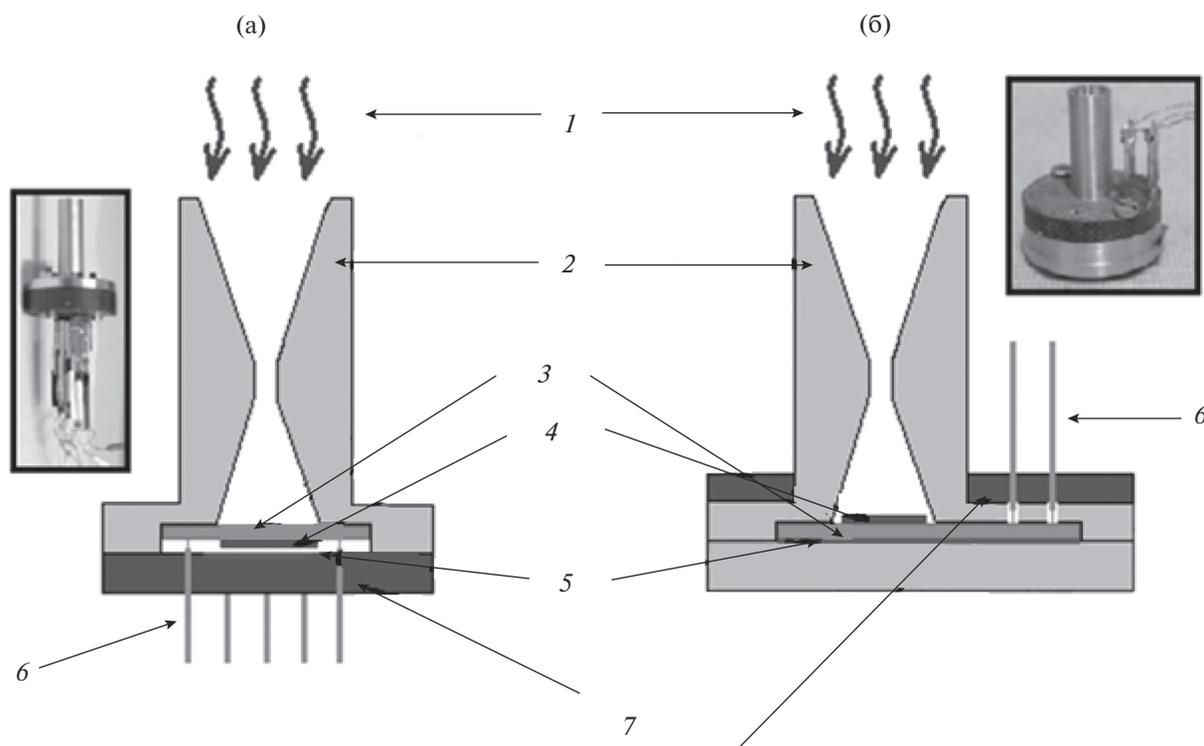


Рис. 10. Схематичное изображение и фотографии реальных образцов для различных способов облучения приемной матрицы: а – со стороны кремния, б – со стороны антенн. 1 – входящее излучение, 2 – встречные рупора, 3 – кремниевая подложка, 4 – приемная матрица, 5 – контррефлектор, 6 – прижимные контакты, 7 – стеклотекстолитовая вставка для вклеивания прижимных контактов.

зистор с криогенным согласующим трансформатором для считывания сигнала. Фотографии изготовленных образцов представлены на рис. 9.

3. СПОСОБЫ ОБЛУЧЕНИЯ ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ

Было рассмотрено два типа облучения приемной матрицы: через диэлектрическую подложку (рис. 10а) [10] и со стороны антенн (рис. 10б). В первом случае при моделировании контррефлектор устанавливался на расстоянии $\lambda/4$. На прак-

тике же такой контррефлектор представляет собой кусочек алюминиевого скотча, наклеенного на держатель образцов (схематично показано на рис. 5). Во втором случае, когда матрица облучается со стороны антенн, контррефлектор наносится непосредственно на подложку с обратной стороны путем напыления толстого слоя (100 нм) золота. Компьютерное моделирование (рис. 11) показало, что вариант с облучением со стороны антенн дает лучшие результаты – более равномерный отклик и лучшее согласование. Сравнение с экспериментальными данными будет представлено в следующем

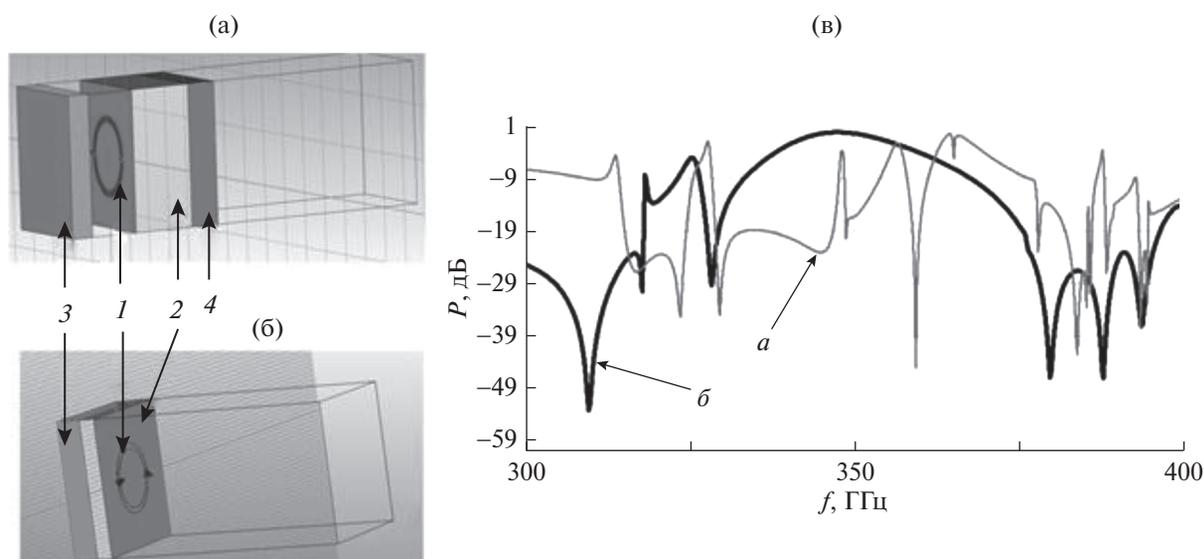


Рис. 11. Внешний вид моделируемых структур при облучении через диэлектрическую подложку (а) и со стороны антенн (б): 1 – кольцевая антенна, 2 – кремниевая подложка, 3 – контррефлектор, 4 – антиотражающее покрытие; а также результаты моделирования (в), полученные соответственно при облучении со стороны антенн (б) и через диэлектрическую подложку (а).

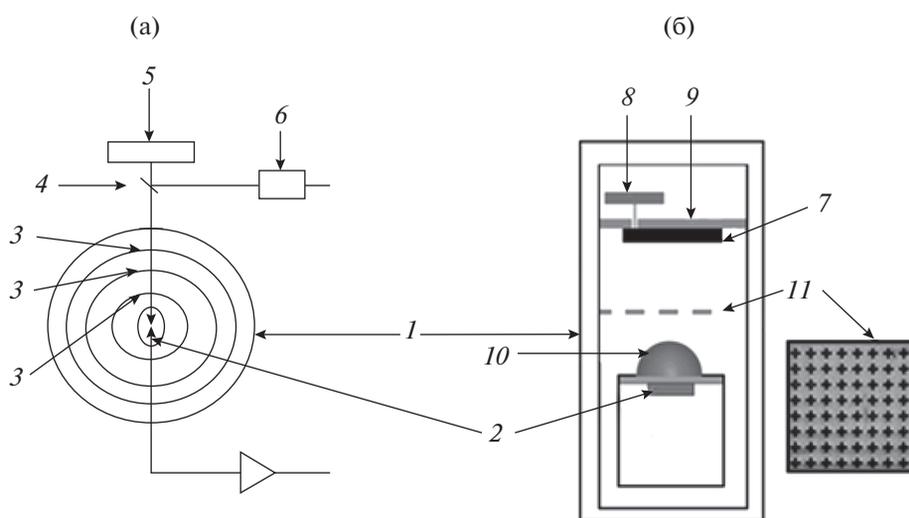


Рис. 12. Схематичное изображение экспериментальных установок: 1 – криостат (300 мК (а) и 100 мК (б)), 2 – исследуемый образец, 3 – оптические фильтры в окнах криостата, 4 – модулятор обтюраторного типа, 5 – источник излучения (ЛОВ), 6 – пьезоэлектрик, 7 – источник излучения (ЧТ), 8 – нагреватель, 9 – плата криостата с температурой 0.5 К, 10 – линза, 11 – полосовой фильтр.

разделе. Для улучшения равномерности спектрального отклика в случае облучения со стороны диэлектрической подложки было использовано антиотражающее покрытие, на практике в качестве такого покрытия было использовано два слоя каптонового скотча.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Схематичные изображения экспериментальных установок представлены на рис. 12. Исследо-

вание образцов проводили при рабочей температуре 100 мК в погружном криостате растворения [11] и при 300 мК в криостате фирмы Oxford Instruments – He3 Refrigerator – Heliox AC–V. Держатель с рупором и образцом устанавливался на холодную плиту криостата. Проводилось два типа измерений: измерение спектрального отклика, когда в качестве источника излучения использовали лампу обратной волны (ЛОВ) диапазона 230...380 ГГц и измерение оптического отклика на излучение черного тела (ЧТ).

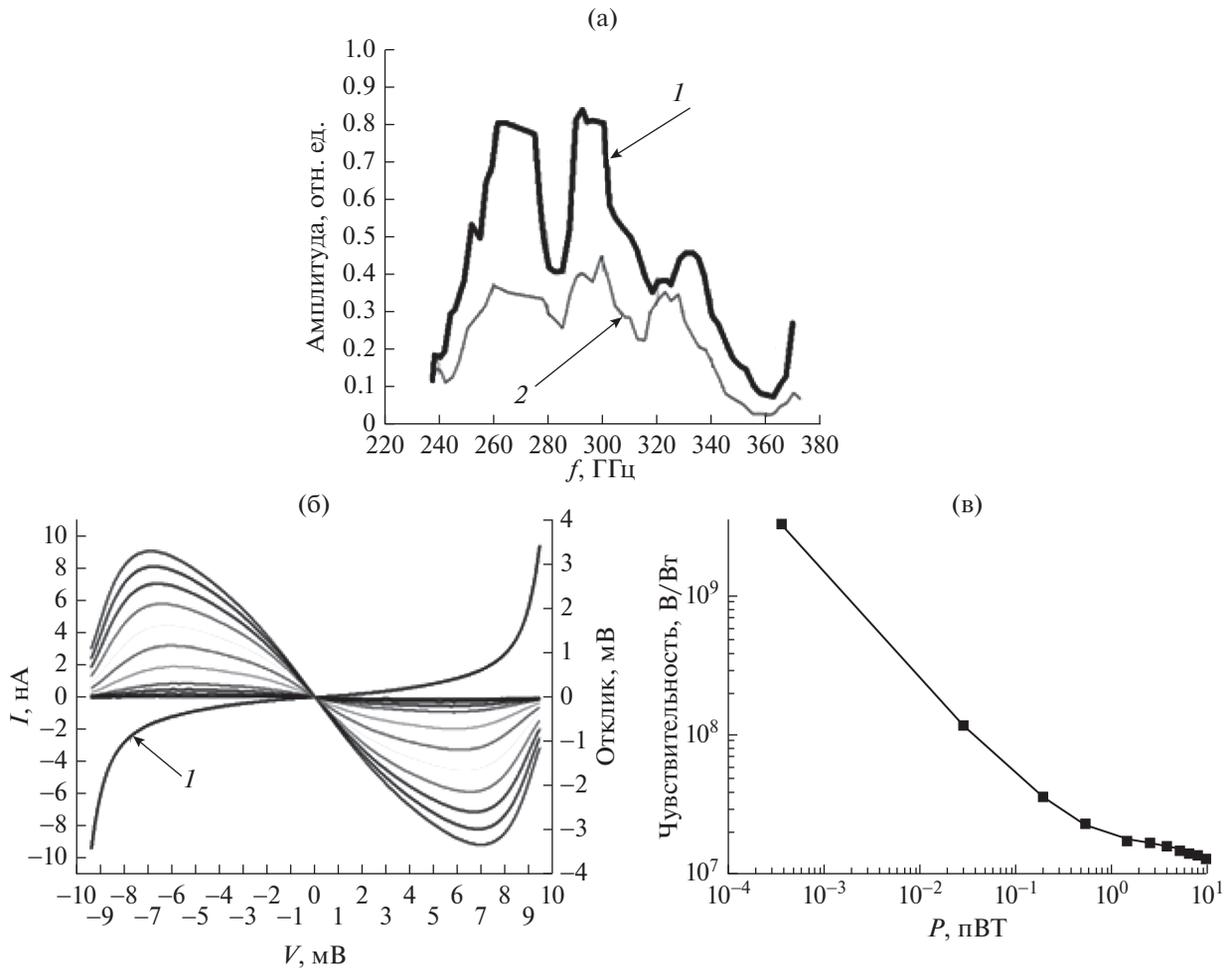


Рис. 13. Результаты экспериментальных измерений: а – спектральный отклик образцов на входящий сигнал от ЛОВ в случае облучения со стороны антенн и через диэлектрическую подложку; б – отклик матрицы последовательно соединенных элементов на излучение ЧТ различной температуры, кривые от меньшей к большей – $T_{\text{ЧТ}}$ (в К): 0.7, 2, 3, 4, 6, 7.5, 9, 10.7, 12.4, 14, 15.5; в – вольт-ваттная чувствительность.

4.1. Измерение спектрального отклика

Сигнал от источника излучения, находящийся в комнате, поступал к образцу через три оптических окна криостата (см. рис. 12а). Одновременно детектировался сигнал с болометра и опорный сигнал с ЛОВ при помощи пироэлектрического приемника, после чего сигнал с болометра нормировался на опорный сигнал. При исследовании спектрального отклика матриц с различными типами облучения для сравнения уровня принимаемого сигнала образцы измеряли в едином экспериментальном цикле (рис. 13).

4.2. Измерение оптического отклика

При измерении оптического отклика использовали в качестве источника сигнала ЧТ, представляющее собой тонкую пленку нихрома, напыленную на сапфир или кремний. Черное тело устанавливали на плите криостата с температурой

0.5 К, оно могло нагреваться до 7 К. Чтобы “вырезать” необходимую полосу из спектра излучения ЧТ и избавиться от паразитной ИК-засветки, перегревающей болометра, между источником сигнала и приемной матрицей располагали полосовые фильтры [12]. Результаты измерения показаны на рис. 13б, 13в.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При измерении спектрального отклика сигнал от источника излучения (ЛОВ) претерпевает множественные отражения на пути к приемной матрице. В наших ранних работах сигнал, измеряемый с болометрической матрицы, нормировался на опорный сигнал, измеряемый пироэлектрическим приемником, расположенным снаружи криостата (см. рис. 12а). Для того чтобы более точно измерить спектральный отклик, необходима дополнительная калибровка на опорный сигнал,

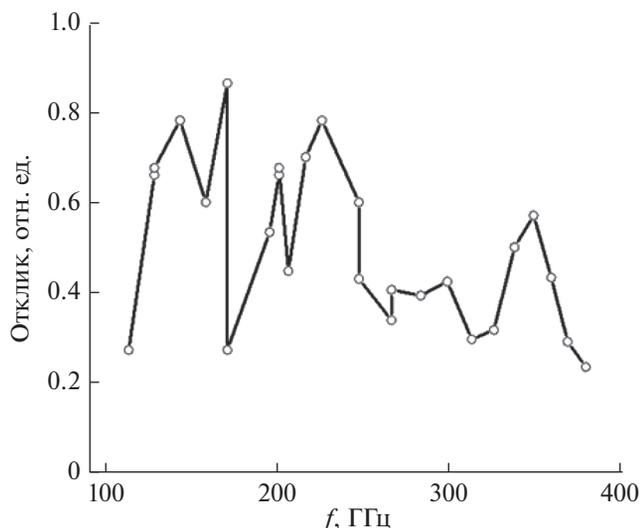


Рис. 14. Спектральная характеристика матрицы 350 ГГц на сапфировой линзе в диапазоне частот 100...400 ГГц.

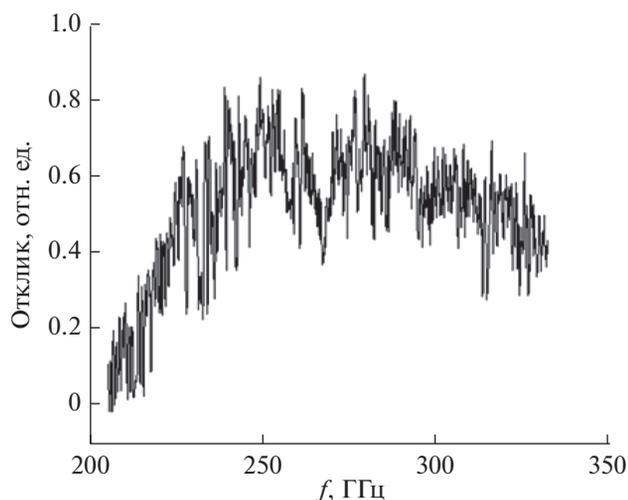


Рис. 15. Спектральная характеристика одиночного колечка, рассчитанного на центральную частоту 240 ГГц.

который необходимо измерять внутри криостата. Такая методика была реализована в двух вариантах: с использованием резистора для поверхностного монтажа на основе оксида рутения [13] и с использованием последовательной цепочки СИН-переходов. Как видно из эксперимента (рис. 14), собственно матрица является существенно более широкополосным приемником, что было показано в экспериментах с иммерсионной сапфировой линзой и калибровкой по резистору внутри криостата (см. рис. 14). Основной расчетный максимум находится в районе 350 ГГц, а также на субгармониках и комбинационных частотах, поскольку к каждой антенне подключены элементы соседних антенн и наблюдаются резонансы на ха-

рактерных размерах больше половины эквивалентной длины волны в диэлектрике на частотах в районе 230 и 160 ГГц.

Нормировка принимаемого сигнала на отклик длинной последовательной цепочки СИН-переходов и непрерывная развертка частоты источника позволяют получить достаточно гладкие зависимости принимаемого сигнала (рис. 15).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработаны, изготовлены и экспериментально исследованы матрицы кольцевых планарных антенн с интегрированными СИНИС-боллометрами. Для согласования приходящего сигнала с приемной матрицей эффективно использовать интегрирующую полость. Показано, что в случае облучения матрицы со стороны антенн заметно возрастает уровень принимаемого сигнала. Чтобы получить более точный спектральный отклик приемной матрицы необходима дополнительная нормировка на опорный сигнал, измеряемый внутри криостата.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-32-50002).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Richards P.L. // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. № 1. P. 1.
2. Lamb W.E. // Phys. Rev. 1946. V. 70. № 5–6. P. 308.
3. Hildebrand R.H. // Opt. Engineering. 1986. V. 25. № 2. P. 252323.
4. Nishioka N.S., Richards P.L., Woody D.P. // Appl. Opt. 1978. V. 17. № 10. P. 1562.
5. Cunningham C.R., Gear W.K. // Instrumentation in Astronomy VII. Intern. Soc. Optics and Photonics. 1990. V. 1235. P. 515.
6. Glenn J., Chattopadhyaya G., Edgington S. et al. // Appl. Opt. 2002. V. 41. № 1. P. 136.
7. Church S.E., Philhour B., Lnage A.E. // Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation. 1996. V. 388. P. 77.
8. Murphy J.A., Colgan R., O'Sullivan C. et al. // Infrared Phys. Technol. 2001. V. 42. № 6. P. 515.
9. Munk B.A. // Frequency selective surfaces: theory and design. N.Y.: John Wiley & Sons, 2005.
10. Mahashabde S., Sobolev A., Bengston A. et al. // IEEE Trans. 2015. V. TST-5. № 1. P. 145.
11. Эдельман В.С. // ПТЭ. 2009. № 2. С. 159.
12. Тарасов М.А., Громов В.Д., Богомолов Г.Д. и др. // ПТЭ. 2009. С. 85.
13. Лемзяков С.А., Эдельман В.С. // ПТЭ. 2016. № 4. С. 146.

**ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ
ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ**

УДК 621.391.2

**КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ НАВИГАЦИОННЫХ
cosGBOC-СИГНАЛОВ КАК ОБРАТНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФУРЬЕ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ**
© 2020 г. М. С. Ярлыков^{a, *}, С. М. Ярлыкова^{b, **}^aРедакция журнала “Радиотехника и электроника”,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация^bИнститут кибернетики Российского технологического университета МИРЭА,
просп. Вернадского, 78, Москва, 119454 Российская Федерация

*E-mail: red@cplire.ru

**E-mail: yarlykova@mirea.ru

Поступила в редакцию 27.03.2019 г.

После доработки 27.03.2019 г.

Принята к публикации 08.04.2019 г.

Рассмотрены модулирующие функции (МФ) cosGBOC-сигналов (косинусных обобщенных ВОС-сигналов) для нового поколения спутниковых радионавигационных систем, таких как Galileo (ЕС), GPS (США), ГЛОНАСС (Россия) и BeiDou (Китай). На основе обратного преобразования Фурье (ПФ) энергетических спектров получены аналитические выражения и построены графики корреляционных функций (КФ) одиночных элементов МФ cosGBOC-сигналов с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 2$ и 4 для различных значений коэффициента заполнения ρ , где $\rho \in [0, 1]$. При вычислении КФ в основу методики положено представление энергетического спектра в виде взвешенной алгебраической суммы косинусов углов, определяемых характерными точками косинусного символа МФ (точками излома КФ) cosGBOC-сигналов. В ряде случаев вычисление КФ cosGBOC-сигналов путем обратного ПФ энергетических спектров оказывается более предпочтительным (в частности, по трудоемкости) при сравнении со способом получения КФ на основе ее общего определения.

DOI: 10.31857/S0033849420010088

ВВЕДЕНИЕ

Рост числа потребителей спутниковых радионавигационных систем (СРНС), таких как Galileo (ЕС), GPS (США), ГЛОНАСС (Россия) и BeiDou (Китай) при одновременном ужесточении требований, предъявляемых к многообразием и качеству их функционирования, обуславливают возрастающую потребность в разработке и применении различных разновидностей и обобщений ВОС-сигналов (binary offset carrier modulated signals) [1–4].

В связи с этим применительно к перспективному глобальным СРНС следует отметить исследование и разработку обобщенных (Generalized) ВОС-сигналов (GBOC) [5–10].

Основное отличие GBOC-сигналов от ВОС-сигналов заключается в том, что у обобщенных ВОС-сигналов поднесущее колебание (ПК) представляет собой прямоугольный сигнал, т.е. периодическую биполярную последовательность прямоугольных видеопульсов, с произвольным значе-

нием коэффициента заполнения ρ , где $\rho \in [0, 1]$. Такое ПК навигационных GBOC-сигналов называется прямоугольным ПК (ППК) [7–9]. Иначе говоря, GBOC-сигналы – это шумоподобные сигналы с ППК, а ВОС-сигналы – это шумоподобные сигналы с меандровым ПК (МПК).

Когда у ППК коэффициент заполнения $\rho = 0.5$, то в этом важном частном случае оно представляет собой МПК, а сами GBOC-сигналы при этом являются традиционными ВОС-сигналами [1–4]. В другом частном случае, когда $\rho = 0$ или $\rho = 1$, GBOC-сигналы вырождаются в двоичные фазоманипулированные сигналы (binary phase shift keying signals – BPSK-сигналы) [11]. Этот случай является вырожденным, поскольку при этом утрачивается зависимость сигналов от значения коэффициента кратности импульсов прямоугольного ПК N_{Π} [7]. Возможность изменять у GBOC-сигналов значение коэффициента заполнения ρ в пределах от 0 до 1, позволяет варьировать в широких пределах форму и параметры кор-

реляционных функций (КФ) и энергетических спектров таких сигналов. Это обстоятельство обуславливает преимущества (в частности, по электромагнитной совместимости) применения GBOC-сигналов по сравнению с ВОС-сигналами или BPSK-сигналами в перспективных СРНС.

Использование GBOC-сигналов, как вариант, обсуждается в китайской СРНС BeiDou на третьей фазе ее развития. При этом рассматриваются следующие значения параметров таких GBOC-сигналов: несущая частота GBOC-сигнала $f_H = 1561.098$ МГц, тип модуляции GBOC(2, 2, ρ), коэффициент заполнения $\rho = 0.3$, частота следования символов псевдослучайной последовательности (ПСП) дальномерного кода $f_C = 2.046$ МГц, частота ППК $f_{\Pi} = 2.046$ МГц, базовая (опорная) частота $f_{\text{оп}} = 1.023$ МГц [5, 6].

Свойства и возможности GBOC-сигналов во многом определяются их корреляционными характеристиками. Знание аналитических выражений и графиков КФ позволяет в принципе количественно рассчитать для приемников СРНС потенциальные характеристики точности слежения за ПСП дальномерного кода и оценить разрешающую способность сигналов в условиях многолучевости и при действии помех. Располагая формулами КФ GBOC-сигналов, удается разрабатывать дискриминаторы приемников, близкие к оптимальным, которые обеспечивали бы, по возможности, однозначное слежение за основным пиком КФ и минимизировали бы вероятность захвата ее боковых (ложных) пиков.

Получение явных формул КФ GBOC-сигналов (особенно при больших значениях коэффициента кратности импульсов N_{Π}) представляет собой довольно трудоемкую задачу [8, 10].

В ряде случаев аналитические выражения КФ GBOC-сигналов (аналогично ВОС-сигналам [12]) предпочтительнее получать как обратное преобразование Фурье (ПФ) их энергетических спектров. Кроме того, вычисление КФ GBOC-сигналов другим методом (на основе энергетических спектров, а не прямым методом, используя общее определение КФ) позволяет дополнительно подтвердить правильность полученных формул КФ.

Как известно, GBOC-сигналы (аналогично ВОС-сигналам) в зависимости от относительного сдвига по времени между ПСП дальномерного кода и ППК делятся на sinGBOC-сигналы (синусные обобщенные ВОС-сигналы) и cosGBOC-сигналы (косинусные обобщенные ВОС-сигналы) [5–10].

Аналитические выражения КФ sinGBOC-сигналов как обратное ПФ энергетических спектров получены в [13], где предложена методика расчета КФ одиночных элементов МФ таких сигналов. В

основе методики лежит представление энергетического спектра sinGBOC-сигналов в виде взвешенной алгебраической суммы косинусов углов, определяемых характерными точками синусного символа МФ $\mu_{\text{sinGBOC}}(t)$ sinGBOC-сигнала (т.е. точками излома КФ $R_{\text{sinGBOC}}(\tau, \rho)$).

В данной статье рассматриваются cosGBOC-сигналы.

Цель работы – на основе обратного ПФ энергетических спектров в соответствии с методикой [13] получить аналитические выражения КФ одиночных элементов МФ cosGBOC-сигналов с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 2$ и 4 при различных значениях коэффициента заполнения ρ , где $\rho \in [0, 1]$.

Рассматриваемые ПСП дальномерного кода и косинусные ППК имеют единичные амплитуды, поэтому полученные выражения характеризуют нормированные КФ.

Термин типа “одиночный элемент МФ cosGBOC-сигнала” означает, что рассматривается математическое выражение, описывающее один элемент МФ cosGBOC-сигнала.

1. СТРУКТУРА И ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧАЕМЫХ cosGBOC-СИГНАЛОВ

Навигационный cosGBOC-сигнал $s(t)$, излучаемый бортовым передатчиком какого-либо одного спутника из состава орбитальной группировки СРНС, имеет известный вид [2, 4, 7, 10]:

$$s(t - t_0) = A d_{\text{cosGBOC}}(t - t_0) \cos[\omega_H(t - t_0) + \varphi(t)], \quad (1)$$

где $A = \sqrt{2P_{\text{cp}}}$ – амплитуда cosGBOC-сигнала на выходе передатчика; P_{cp} – средняя мощность cosGBOC-сигнала на выходе передатчика; $d_{\text{cosGBOC}}(t)$ – МФ cosGBOC-сигнала, $\omega_H = 2\pi f_H$ – круговая несущая частота радиосигнала; f_H – несущая частота cosGBOC-сигнала; $\varphi(t)$ – фаза радиосигнала; t_0 – начало отсчета.

Вся сложность и специфика cosGBOC-сигналов $s(t)$, как видно из (1), полностью определяется структурой и характеристиками МФ $d_{\text{cosGBOC}}(t)$. Свойства и структура МФ $d_{\text{cosGBOC}}(t)$, а также ее статистические характеристики в случаях cosGBOC-сигналов достаточно детально обсуждаются в [9, 10].

Далее для краткости, когда это не влияет на суть изложения, полагаем, что МФ $d_{\text{cosGBOC}}(t)$ cosGBOC-сигнала $s(t)$ обусловлена собственно ПСП дальномерного кода и косинусным ППК. В

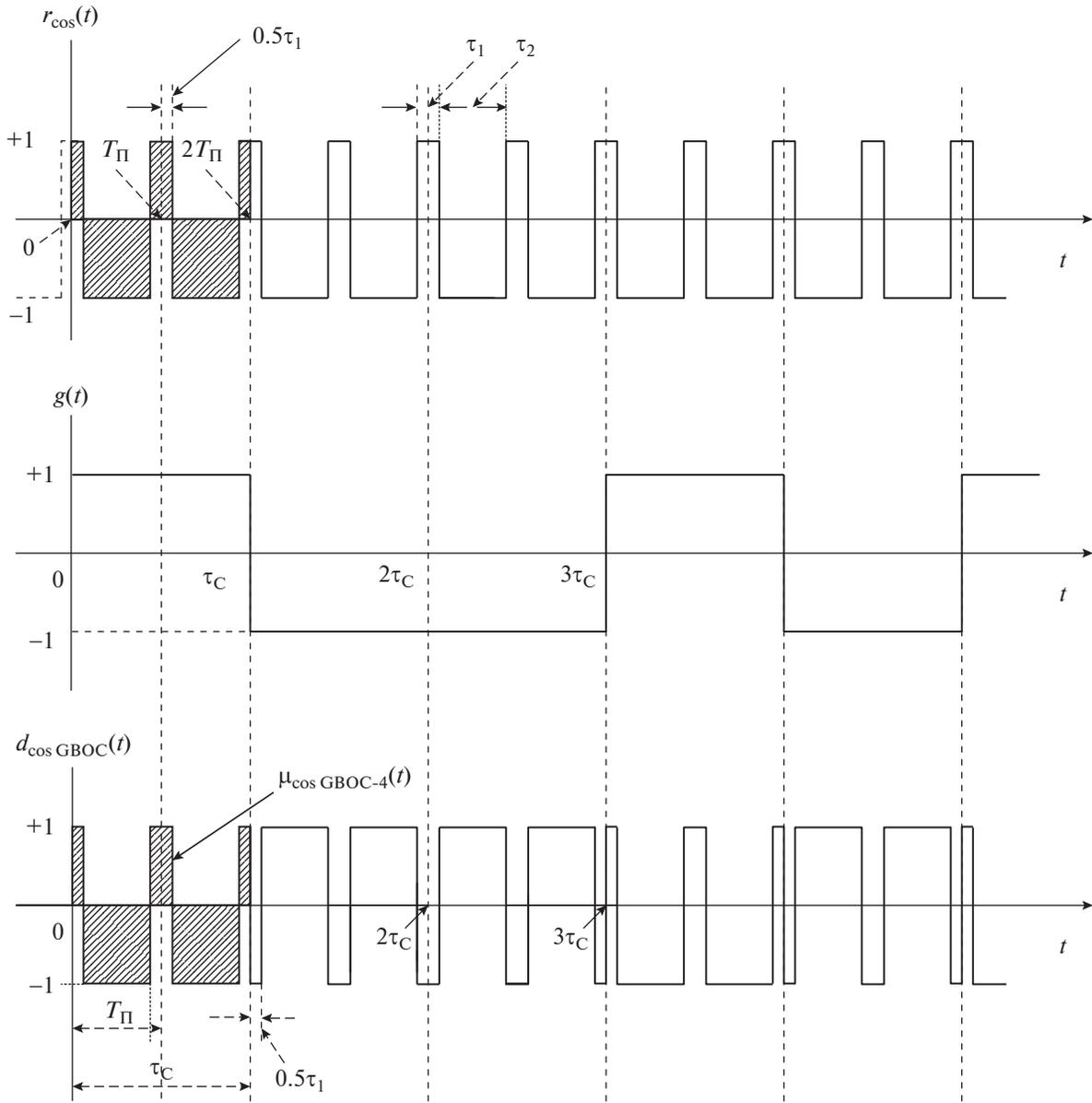


Рис. 1. Формирование модулирующей функции cosGBOC-сигнала при $\rho = 0.25$ и $N_{\Pi} = 4$.

таком случае МФ $d_{\cos GBOC}(t)$ cosGBOC-сигнала $s(t)$ записывается в виде [9, 10]

$$d_{\cos GBOC}(t - t_0) = g(t - t_0)r_{\cos}(t - t_0), \quad (2)$$

где $g(t - t_0)$ – собственно ПСП дальномерного кода; $r_{\cos}(t - t_0)$ – косинусное ППК, отражающее специфику cosGBOC-сигналов $s(t)$.

Входящие в соотношение (2) ПСП $g(t)$ (для произвольно заданной реализации) и косинусное ППК $r_{\cos}(t)$ представлены на рис. 1, где введены следующие обозначения: τ_c – длительность элемента ПСП $g(t)$; T_{Π} – длительность периода коси-

нусного ППК $r_{\cos}(t)$; τ_1 и τ_2 – длительности положительного и отрицательного импульсов косинусного ППК $r_{\cos}(t)$ соответственно.

Длительность периода T_{Π} косинусного ППК $r_{\cos}(t)$ (см. рис. 1) равна

$$T_{\Pi} = 0.5\tau_1 + \tau_2 + 0.5\tau_1 = \tau_1 + \tau_2. \quad (3)$$

Частота косинусного ППК $r_{\cos}(t)$ с учетом (3) характеризуется выражением

$$f_{\Pi} = \frac{1}{T_{\Pi}} = \frac{1}{\tau_1 + \tau_2}, \quad (4)$$

где f_{Π} – частота косинусного ППК $r_{\cos}(t)$.

Важный параметр косинусного ППК $r_{\cos}(t)$ (и, соответственно, $\cos\text{GBOC}$ -сигналов $s(t)$), каким является коэффициент заполнения прямоугольного сигнала ρ , определяется как [6, 9, 10]

$$\rho \triangleq \frac{\tau_1}{T_{\Pi}}, \quad (5)$$

где $\rho \in [0, 1]$.

На рис. 1 коэффициент заполнения косинусного ППК $r_{\cos}(t)$ в качестве примера принят равным $\rho = 0.25$, а начало отсчета $t_0 = 0$.

Согласно (3) и (5) имеем, что для коэффициента заполнения ρ выполняются следующие соотношения (см. рис. 1):

$$\tau_1 = \rho T_{\Pi}, \quad \tau_2 = (1 - \rho)T_{\Pi}. \quad (6)$$

Частным случаем косинусного ППК $r_{\cos}(t)$, когда коэффициент заполнения $\rho = 0.5$, является меандровый сигнал, у которого длительности положительного и отрицательного импульсов равны, т.е.

$$\tau_1 = \tau_2 \triangleq \tau_M, \quad (7)$$

где τ_M – длительность меандрового импульса. При этом длительность периода ПК равна $T_{\Pi} \triangleq T_M = 2\tau_M$, где T_M – период МПК [4].

Таким образом, если коэффициент заполнения $\rho = 0.5$, то косинусное ППК $r_{\cos}(t)$ представляет собой косинусное МПК, а $\cos\text{GBOC}$ -сигнал $s(t)$ является традиционным $\cos\text{BOC}$ -сигналом.

Соотношение для ПСП дальномерного кода $g(t)$, описывающее ее один период, имеет известный вид [4, 9, 11]:

$$g(t - t_0) = \sum_{k=0}^{L-1} v_k \text{rect}_{\tau_c}[t - k\tau_c - t_0], \quad (8)$$

где L – коэффициент расширения спектра, т.е. число элементов на периоде ПСП $g(t)$; τ_c – длительность элемента ПСП $g(t)$; $k = 0, 1, 2, \dots, (L - 1)$ – номер элемента ПСП на периоде; t_0 – начало отсчета.

Функция $\text{rect}_{\tau_c}[\cdot]$ в (8) представляет собой импульс единичной амплитуды длительностью τ_c :

$$\text{rect}_{\tau_c}[t - k\tau_c] = \begin{cases} 1 & \text{при } k\tau_c \leq t < (k+1)\tau_c, \\ 0 & \text{при } k\tau_c > t \geq (k+1)\tau_c, \end{cases} \quad (9)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots, (L - 1)$.

Кодовые коэффициенты $v_k = v(t_k)$, где $t_k = k\tau_c$ – дискретное время, формируют ПСП дальномерного кода $g(t)$ (8). Они принимают на каждом элементе ПСП длительностью τ_c значения $+1$ или -1 согласно определяемому кодом закону чередова-

ния элементов на периоде. Длительность периода ПСП $g(t)$ (8) равна

$$T_L = L\tau_c. \quad (10)$$

Например, в СРНС типа ГЛОНАСС дальномерный код стандартной точности представляет собой периодическую последовательность максимальной длины (М-последовательность, или последовательность Хаффмена) с периодом $T_L = 1$ мс и частотой следования символов $f_C = 511$ кГц.

В СРНС типа GPS дальномерный С/А код является периодической последовательностью Голда с периодом $T_L = 1$ мс и частотой следования символов $f_C = 1.023$ МГц [14, 15].

Для сравнения различных типов модуляции $\cos\text{GBOC}$ -сигналов (по аналогии с $\cos\text{BOC}$ -сигналами) используется следующее обозначение: $\cos\text{GBOC}(f_{\Pi}, f_C, \rho)$ [4–7]. Поскольку у СРНС частоты f_{Π} и f_C , как правило, кратны базовой (опорной) частоте $f_{\text{оп}}$ (в частности, для систем GPS и Galileo $f_{\text{оп}} = 1.023$ МГц), то обычно применяется несколько иная форма записи для обозначения типа модуляции $\cos\text{GBOC}$ -сигналов: $\cos\text{GBOC}(\alpha, \beta, \rho)$, где $\alpha = f_{\Pi}/f_{\text{оп}}$ и $\beta = f_C/f_{\text{оп}}$.

В качестве еще одного показателя $\cos\text{GBOC}$ -сигналов $s(t)$ используется либо коэффициент кратности импульсов N_{Π} косинусного ППК $r_{\cos}(t)$, либо эквивалентный ему параметр Q_{Π} – коэффициент кратности периодов косинусного ППК $r_{\cos}(t)$ [7–10].

Коэффициент кратности импульсов N_{Π} представляет собой число прямоугольных импульсов (положительных длительностью τ_1 и отрицательных длительностью τ_2) косинусного ППК $r_{\cos}(t)$, которые укладываются на длительности τ_c одного элемента ПСП $g(t)$ (см. рис. 1):

$$N_{\Pi} = \frac{2\tau_c}{T_{\Pi}} = \frac{2f_{\Pi}}{f_C} = \frac{2\alpha}{\beta}, \quad (11)$$

где N_{Π} – положительное четное число ($N_{\Pi} = 2, 4, 6, \dots$).

Следует отметить, что в случае $\cos\text{GBOC}$ -сигналов при определении коэффициента кратности импульсов N_{Π} первый и последний импульсы длительностью $0.5\tau_1$ каждый, укладываемые на длительности τ_c одного элемента ПСП $g(t)$ (см. (3) и рис. 1), рассматриваются как половины одного импульса и при подсчете учитываются как один импульс длительностью τ_1 . На рис. 1 график МФ $d_{\cos\text{GBOC}}(t)$ в качестве примера характеризует $\cos\text{GBOC}$ -сигналы с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 4$.

Коэффициент кратности периодов Q_{Π} представляет собой число периодов длительностью T_{Π} косинусного ППК $r_{\cos}(t)$, которые укладываются на длительности τ_c одного элемента ПСП $g(t)$ (см. рис. 1):

$$Q_{\Pi} = \frac{1}{2} N_{\Pi} = \frac{\tau_c}{T_{\Pi}} = \frac{f_{\Pi}}{f_c} = \frac{\alpha}{\beta},$$

где $Q_{\Pi} = 1, 2, 3, \dots$

В частном случае косинусного ППК $r_{\cos}(t)$, когда коэффициент заполнения $\rho = 0.5$, т.е. в случае cosBOC-сигналов, коэффициент кратности импульсов N_{Π} представляет собой используемый при рассмотрении cosBOC-сигналов параметр N_M – коэффициент кратности меандровых импульсов:

$$N_M = \frac{\tau_c}{\tau_M} = \frac{2f_M}{f_c} = \frac{2\alpha}{\beta},$$

где τ_M – длительность меандрового импульса МПК, характеризуемая (7).

2. ОДИНОЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ МОДУЛИРУЮЩЕЙ ФУНКЦИИ cosGBOC-СИГНАЛОВ

При сравнительной оценке свойств и возможностей cosGBOC-сигналов с cosBOC-сигналами и BPSK-сигналами многое определяется КФ и энергетическими спектрами одиночных элементов МФ этих сигналов.

Согласно (2) и (8) произвольный k -й элемент МФ $d_{\cos GBOC}(t)$ cosGBOC-сигналов (по аналогии с cosBOC-сигналами) имеет вид [4, 9, 10]

$$d_{\tau_c\text{-cos GBOC}}(t) = v_k \mu_{\cos GBOC}(t), \quad (12)$$

где $d_{\tau_c\text{-cos GBOC}}(t)$ – одиночный элемент МФ $d_{\cos GBOC}(t)$ cosGBOC-сигнала; $\mu_{\cos GBOC}(t)$ – одиночный косинусный символ МФ $d_{\cos GBOC}(t)$ cosGBOC-сигнала; $v_k = v(t_k)$ – кодовый коэффициент k -го элемента ПСП дальномерного кода $g(t)$, характеризуемой (8); $t_k = k\tau_c$ – дискретное время ($k = 0, 1, 2, \dots$).

В формуле (12) и далее для простоты принято, что начало отсчета $t_0 = 0$. Индекс τ_c у обозначения $d_{\tau_c\text{-cos GBOC}}(t)$ отражает тот факт, что рассматривается одиночный элемент МФ $d_{\cos GBOC}(t)$ длительностью τ_c . (Далее в выражениях типа “одиночный элемент” или “одиночный символ” слово “одиночный”, где это не вызывает сомнений, для краткости опускаем.)

В соответствии с (12) элемент МФ $d_{\tau_c\text{-cos GBOC}}(t)$ cosGBOC-сигнала $s(t)$ (1) представляет собой символ $\mu_{\cos GBOC}(t)$, взятый со знаком “+” или “–” в зависимости от значения кодового коэффициента v_k k -го элемента ПСП $g(t)$.

Косинусный символ $\mu_{\cos GBOC-N_{\Pi}}(t)$, учитывая (2), (8) и (11), при различных значениях коэффициента кратности импульсов N_{Π} может быть записан в следующем виде [9, 10]:

$$\begin{aligned} \mu_{\cos GBOC-N_{\Pi}}(t) = & \sum_{m=0}^{0.5N_{\Pi}-1} \{ \text{rect}_{0.5\tau_1} [t - mT_{\Pi}] - \\ & - \text{rect}_{\tau_2} [t - mT_{\Pi} - 0.5\tau_1] + \\ & + \text{rect}_{0.5\tau_1} [t - mT_{\Pi} - 0.5\tau_1 - \tau_2] \}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $N_{\Pi} = 2, 4, 6, \dots$

В формуле (13) и далее индекс N_{Π} в обозначениях типа $\mu_{\cos GBOC-N_{\Pi}}(t)$ указывает значение коэффициента кратности импульсов N_{Π} .

Как видно из (13) и рис. 1, косинусный символ МФ $\mu_{\cos GBOC-N_{\Pi}}(t)$ представляет собой отрезок длительностью τ_c косинусного ППК $r_{\cos}(t)$ при определенном значении коэффициента заполнения ρ . Длительность τ_c косинусного символа $\mu_{\cos GBOC-N_{\Pi}}(t)$ в соответствии с (11) равна

$$\tau_c = 0.5N_{\Pi}T_{\Pi}. \quad (14)$$

Косинусный символ МФ $\mu_{\cos GBOC-4}(t)$ на рис. 1 заштрихован.

В частном случае cosGBOC-сигналов, когда коэффициент заполнения $\rho = 0.5$, т.е. рассматриваются cosBOC-сигналы, формула (13) с учетом того, что $\tau_1 = \tau_2 = \tau_M$ и $N_{\Pi} = N_M$, может быть представлена в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mu_{\cos BOC-N_M}(t) = & \text{rect}_{0.5\tau_M} [t] + \\ & + \sum_{m=1}^{N_M-1} (-1)^m \text{rect}_{\tau_M} [t - (m-0.5)\tau_M] + \\ & + \text{rect}_{0.5\tau_M} [t - (N_M-0.5)\tau_M], \end{aligned} \quad (15)$$

где $N_M = 2, 4, 6, \dots$

Видно, что формула (15) совпадает, например, с выражением из работы [4, (2.2)] (при четном N_M).

На рис. 2 в соответствии с формулой (13) представлены графики косинусных символов МФ $\mu_{\cos GBOC-N_{\Pi}}(t)$ при $\rho = 0.25$ применительно к двум типам МФ cosGBOC-сигналов с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 2$ и 4 для одной и той же длительности τ_c элемента ПСП $g(t)$.

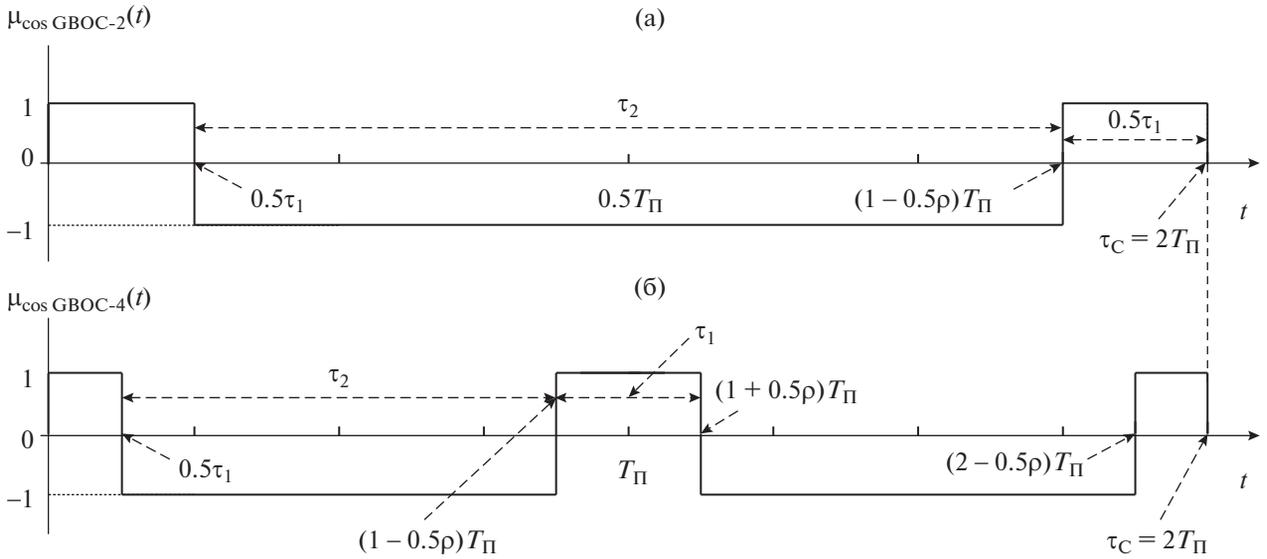


Рис. 2. Косинусные символы модулирующей функции $\cos\text{GBOC}$ -сигналов при $\rho = 0.25$, $N_{\Pi} = 2$ (а) и $N_{\Pi} = 4$ (б).

График на рис. 2а соответствует случаю $N_{\Pi} = 2$ и представляет косинусный символ $\mu_{\cos\text{GBOC}-2}(t)$, который согласно (13) определяется соотношением

$$\mu_{\cos\text{GBOC}-2}(t) = \text{rect}_{0.5\tau_1}[t] - \text{rect}_{\tau_2}[t - 0.5\tau_1] + \text{rect}_{0.5\tau_1}[t - 0.5\tau_1 - \tau_2]. \quad (16)$$

Косинусный символ $\mu_{\cos\text{GBOC}-2}(t)$ характеризует $\cos\text{GBOC}$ -сигналы с модуляцией, например, типа $\cos\text{GBOC}(1, 1, \rho)$ или $\cos\text{GBOC}(2, 2, \rho)$.

График на рис. 2б соответствует случаю $N_{\Pi} = 4$ и представляет косинусный символ $\mu_{\cos\text{GBOC}-4}(t)$, который в соответствии с (13) характеризуется формулой

$$\mu_{\cos\text{GBOC}-4}(t) = \text{rect}_{0.5\tau_1}[t] - \text{rect}_{\tau_2}[t - 0.5\tau_1] + \text{rect}_{\tau_1}[t - 0.5\tau_1 - \tau_2] - \text{rect}_{\tau_2}[t - T_{\Pi} - 0.5\tau_1] + \text{rect}_{0.5\tau_1}[t - T_{\Pi} - 0.5\tau_1 - \tau_2]. \quad (17)$$

Косинусный символ $\mu_{\cos\text{GBOC}-4}(t)$ определяет $\cos\text{GBOC}$ -сигналы с модуляцией, например, типа $\cos\text{GBOC}(10, 5, \rho)$.

Из рассмотрения формулы (13) и рис. 2б видно, что в формировании косинусных символов $\mu_{\cos\text{GBOC}-N_{\Pi}}(t)$ при $N_{\Pi} \geq 4$ используются импульсы (в зависимости от их длительности) трех видов:

- положительные импульсы длительностью $0.5\tau_1$,
- положительные импульсы длительностью τ_1 ,
- отрицательные импульсы длительностью τ_2 .

Отметим, что при $N_{\Pi} = 2$ структура косинусного символа $\mu_{\cos\text{GBOC}-2}(t)$ по сравнению с общим

случаем упрощается и в ней положительные импульсы длительностью τ_1 не используются.

Если у $\cos\text{GBOC}$ -сигналов коэффициент заполнения ρ варьировать в пределах от 0 до 1, то тогда при определенных значениях ρ соотношения между длительностями этих трех видов импульсов косинусных символов $\mu_{\cos\text{GBOC}-N_{\Pi}}(t)$ изменяются на противоположные (см. (3) и (6)).

По этой причине, согласно (13), с учетом (3) и (6) в зависимости от значения коэффициента заполнения ρ , где $\rho \in [0, 1]$, при $N_{\Pi} = 4, 6, 8, \dots$ возможен один из следующих трех вариантов формирования косинусного ППК $r_{\cos}(t)$ $\cos\text{GBOC}$ -сигналов [9, 10]:

$$\text{1-й вариант: } \tau_1 \leq \tau_2, \text{ т.е. } \rho \in \left[0, \frac{1}{2}\right]; \quad (18)$$

$$\text{2-й вариант: } 0.5\tau_1 \leq \tau_2 \leq \tau_1, \text{ т.е. } \rho \in \left[\frac{1}{2}, \frac{2}{3}\right]; \quad (19)$$

$$\text{3-й вариант: } 0.5\tau_1 \geq \tau_2, \text{ т.е. } \rho \in \left[\frac{2}{3}, 1\right]. \quad (20)$$

Как отмечали [9, 10], для $\cos\text{GBOC}$ -сигналов при $N_{\Pi} = 2$ в структуре косинусного символа $\mu_{\cos\text{GBOC}-2}(t)$ положительные импульсы длительностью τ_1 не используются, поэтому в таком случае имеют место лишь два варианта формирования косинусного ППК $r_{\cos}(t)$ при $\rho \in [0, 1]$:

$$\text{1-й вариант: } 0.5\tau_1 \leq \tau_2, \text{ т.е. } \rho \in \left[0, \frac{2}{3}\right]; \quad (21)$$

$$\text{2-й вариант: } 0.5\tau_1 \geq \tau_2, \text{ т.е. } \rho \in \left[\frac{2}{3}, 1\right]. \quad (22)$$

Каждому варианту формирования косинусного ППК $r_{\cos}(t)$ cosGBOC-сигналов соответствует свое аналитическое выражение КФ $R_{\cos\text{GBOC}-N_{\Pi}}(\tau, \rho)$ одиночного элемента МФ $d_{\tau\text{-cosGBOC}}(t)$ cosGBOC-сигналов [10].

3. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПО РАСЧЕТУ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДИНОЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ МОДУЛИРУЮЩЕЙ ФУНКЦИИ cosGBOC-СИГНАЛОВ

При вычислении КФ cosGBOC-сигналов на основе обратного преобразования Фурье энергетического спектра основные соотношения по расчету статистических характеристик (корреляционных и спектральных) по существу во многом подобны случаю sinGBOC-сигналов [13].

Спектральная плотность (спектральная функция) $G_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho)$ одиночного элемента МФ $d_{\tau\text{-cosGBOC}}(t)$ cosGBOC-сигнала представляет собой прямое ПФ от этого элемента МФ [9, 13, 16, 17]:

$$G_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho) \triangleq \text{FT}\{d_{\tau\text{-cosGBOC}}(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} d_{\tau\text{-cosGBOC}}(t) \exp\{-i\omega t\} dt, \quad t_0 = 0, \quad (23)$$

где $\text{FT}\{\cdot\}$ – символ прямого ПФ.

Энергетический спектр (спектральная плотность мощности) $S_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho)$ одиночного элемента МФ $d_{\tau\text{-cosGBOC}}(t)$ cosGBOC-сигнала характеризуется соотношением [9, 13, 16, 17]

$$S_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho) \triangleq \frac{1}{\tau_C} \times \left[G_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho) G_{\cos\text{GBOC}}^*(\omega, \rho) \right], \quad (24)$$

где $G_{\cos\text{GBOC}}^*(\omega, \rho)$ – комплексно-сопряженная спектральная плотность от $G_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho)$.

В соответствии с определением КФ для одиночного элемента МФ $d_{\tau\text{-cosGBOC}}(t)$ cosGBOC-сигнала, характеризуемого (12) и (13), можно записать [16, 17]

$$R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho) \triangleq \frac{1}{\tau_C} \times \int_0^{\tau_C} d_{\tau\text{-cosGBOC}}(t) d_{\tau\text{-cosGBOC}}(t - \tau) dt, \quad (25)$$

где $R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho)$ – КФ одиночного элемента МФ $d_{\tau\text{-cosGBOC}}(t)$ cosGBOC-сигнала; $\tau_C = 1/f_C$ – длительность элемента ПСП $g(t)$; $|\tau| \leq \tau_C$.

Согласно общему положению статистической радиотехники, КФ $R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho)$ и соответствующий энергетический спектр $S_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho)$ одиночного элемента МФ $d_{\tau\text{-cosGBOC}}(t)$ cosGBOC-сигнала представляют собой пару ПФ (оригиналы и изображения) [16, 17].

В соответствии с этим выполняются следующие соотношения:

$$R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho) = \text{FT}^{-1}\{S_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho) \exp\{i\omega\tau\} d\omega, \quad (26)$$

$$S_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho) = \text{FT}\{R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho)\} = \int_{-\infty}^{\infty} R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho) \exp\{-i\omega\tau\} d\tau, \quad (27)$$

где $\text{FT}^{-1}\{\cdot\}$ – символ обратного ПФ.

Учитывая, что КФ $R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho)$ и энергетический спектр $S_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho)$ представляют собой четные функции своих аргументов, формулы (26) и (27) принимают вид

$$R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho) = \text{FT}^{-1}\{S_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho)\} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho) \cos\omega\tau d\omega, \quad (28)$$

$$S_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho) = \text{FT}\{R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho)\} = 2 \int_0^{\infty} R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho) \cos\omega\tau d\tau. \quad (29)$$

В статье [13] предложена методика расчета КФ $R_{\sin\text{GBOC}}(\tau, \rho)$ одиночных элементов МФ $d_{\tau\text{-sinGBOC}}(t)$ sinGBOC-сигналов на основе обратного ПФ их энергетического спектра $S_{\sin\text{GBOC}}(\omega, \rho)$. Распространим эту методику на cosGBOC-сигналы.

Суть методики, позволяющей получить аналитические выражения КФ $R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho)$ одиночного элемента МФ $d_{\tau\text{-cosGBOC}}(t)$ cosGBOC-сигналов как обратное ПФ энергетического спектра $S_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho)$, состоит в том, что он представляется в виде взвешенной алгебраической суммы косинусов углов, определяемых характерными точками (точками излома КФ $R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho)$) косинусного символа МФ $\mu_{\cos\text{GBOC}-N_{\Pi}}(t)$ (13). При таком представлении энергетического спектра $S_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho)$ последующее вычисление оригиналов по изображениям затруднений не вызывает. Пары ПФ (оригиналы и изображения), которые необходимы для получения аналитических выражений КФ $R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho)$, представлены в табл. 1 [4, 12, 17].

Таблица 1. Пары преобразований Фурье

Оригинал	Изображение
$R(\tau) = FT^{-1}\{S(\omega)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \exp\{i\omega\tau\} d\omega$	$S(\omega) = FT\{R(\tau)\} = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) \exp\{-i\omega\tau\} d\tau$
$\frac{1}{2}[\delta(\tau + T) + \delta(\tau - T)]$	$\cos \omega T$
$\text{sign}(\tau)$	$\frac{2}{i\omega}$
τ^n	$i^n 2\pi \delta^{(n)}(\omega)$
τ	$i 2\pi \delta^{(1)}(\omega)$
$\tau \text{sign}(\tau)$	$-\frac{2}{\omega^2}$
$-\frac{1}{2} \tau \text{sign}(\tau)$	$\frac{1}{\omega^2}$
$-\frac{1}{4}(\tau + bT) \text{sign}(\tau + bT) - \frac{1}{4}(\tau - bT) \text{sign}(\tau - bT)$	$\frac{1}{\omega^2} \cos b\omega T$

Примечание: $\delta^{(n)}(\omega)$ – n -я производная дельта-функции Дирака $\delta(\omega)$, $\delta^{(1)}(\omega)$ – 1-я производная дельта-функции Дирака $\delta(\omega)$,

$$\text{sign } z = \begin{cases} 1 & \text{при } z > 0; \\ 0 & \text{при } z = 0; \\ -1 & \text{при } z < 0. \end{cases} \text{ – функция "сигнум".}$$

Далее получим аналитические выражения КФ $R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho)$ одиночных элементов МФ $d_{\tau_c-\cos\text{GBOC}}(t)$ $\cos\text{GBOC}$ -сигналов на основе формулы (28) как обратное ПФ энергетических спектров $S_{\cos\text{GBOC}}(\omega, \rho)$ при коэффициенте кратности импульсов $N_{\Pi} = 2$ и 4 для различных значений коэффициента заполнения ρ , где $\rho \in [0, 1]$.

4. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ ОДИНОЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ МОДУЛИРУЮЩЕЙ ФУНКЦИИ $\cos\text{GBOC}$ -СИГНАЛОВ

Применительно к $\cos\text{GBOC}$ -сигналам энергетический спектр $S_{\cos\text{GBOC}}(f, \rho)$ одиночного элемента МФ $d_{\tau_c-\cos\text{GBOC}}(t)$, характеризуемого (12) и (13), при произвольном значении коэффициента кратности импульсов N_{Π} определяется следующей формулой [9]:

$$S_{\cos\text{GBOC}-N_{\Pi}}(f, \rho) = \frac{1}{f_c} \frac{\sin^2\left(\frac{\pi f}{f_c}\right)}{\left(\frac{\pi f}{f_c}\right)^2 \sin^2\left(\frac{2\pi f}{N_{\Pi} f_c}\right)} \times \left[2\sin\left(\rho \frac{\pi f}{N_{\Pi} f_c}\right) \cos\left((2-\rho) \frac{\pi f}{N_{\Pi} f_c}\right) - \sin\left((1-\rho) \frac{2\pi f}{N_{\Pi} f_c}\right) \right]^2, \quad (30)$$

где f_c – частота следования символов ПСП $g(t)$ (8); $N_{\Pi} = 2, 4, 6, \dots$ – коэффициент кратности импульсов, характеризуемый (11); $\rho \in [0, 1]$ – коэффициент заполнения (5).

Методика вычисления аналитических выражений КФ $R_{\cos\text{GBOC}}(\tau, \rho)$ одиночных элементов МФ $d_{\tau_c-\cos\text{GBOC}}(t)$ на основе обратного ПФ (28) энергетических спектров $S_{\cos\text{GBOC}}(f, \rho)$ (30) применительно к $\cos\text{GBOC}$ -сигналам в случаях $N_{\Pi} = 2$ и 4 по существу одинакова.

4.1. Корреляционная функция $R_{\cos\text{GBOC}-2}(\tau, \rho)$ одиночного элемента модулирующей функции $\cos\text{GBOC}$ -сигнала с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 2$

При коэффициенте кратности импульсов $N_{\Pi} = 2$ энергетический спектр $S_{\cos\text{GBOC}-2}(f, \rho)$ одиночного элемента МФ $d_{\tau_c-\cos\text{GBOC}-2}(t)$ $\cos\text{GBOC}$ -сигналов, согласно (30), описывается следующим выражением:

$$S_{\cos\text{GBOC}-2}(f, \rho) = \frac{1}{f_c} \frac{1}{\left(\frac{\pi f}{f_c}\right)^2} \times \left[2\sin\rho \frac{\pi f}{2f_c} \cos(2-\rho) \frac{\pi f}{2f_c} - \sin(1-\rho) \frac{\pi f}{f_c} \right]^2, \quad (31)$$

где $\rho \in [0, 1]$, $N_{\Pi} = 2$, $\tau_c = T_{\Pi}$.

В соответствии с предложенной методикой (по аналогии с sinGBOC-сигналами [13]) представим энергетический спектр $S_{\text{cosGBOC-2}}(f, \rho)$ (31) при $N_{\Pi} = 2$ в виде взвешенной алгебраической суммы косинусов углов, определяемых характерными точками косинусного символа МФ $\mu_{\text{cosGBOC-2}}(t)$ (16) cosGBOC-сигналов (т.е. точками излома КФ $R_{\text{cosGBOC-2}}(\tau, \rho)$).

В таком случае формула (31) принимает следующий вид:

$$S_{\text{cosGBOC-2}}(\omega, \rho) = \frac{2}{\omega^2 \tau_C} \sum_{i=0}^4 h_i \text{cos} g_i \omega \tau_C, \quad (32)$$

где $\rho \in [0, 1]$, $N_{\Pi} = 2$, $\tau_C = T_{\Pi}$, $\omega = 2\pi f$, а коэффициенты h_i и g_i ($i = \overline{0, 4}$) представлены в табл. 2.

Видно, что формула (32) совпадает с соответствующим выражением для энергетического спектра $S_{\text{cosGBOC-2}}(\omega, \rho)$ из работы [10, ф-ла (38)].

Найдем КФ $R_{\text{cosGBOC-2}}(\tau, \rho)$ (25) одиночного элемента МФ $d_{\tau_C\text{-cosGBOC-2}}(t)$ (см. (12) и (16)) cosGBOC – сигналов с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 2$ как обратное ПФ (28) энергетического спектра $S_{\text{cosGBOC-2}}(\omega, \rho)$ (32).

Подставив (32) в (28), получим

$$\begin{aligned} R_{\text{cosGBOC-2}}(\tau, \rho) &= \text{FT}^{-1} \{ S_{\text{cosGBOC-2}}(\omega, \rho) \} = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S_{\text{cosGBOC-2}}(\omega, \rho) \text{cos} \omega \tau d\omega = \\ &= \text{FT}^{-1} \left\{ \frac{2}{\omega^2 \tau_C} \sum_{i=0}^4 h_i \text{cos} g_i \omega \tau_C \right\} = \\ &= \frac{2}{\tau_C} \sum_{i=0}^4 h_i \text{FT}^{-1} \left\{ \frac{1}{\omega^2} \text{cos} g_i \omega \tau_C \right\}. \end{aligned} \quad (33)$$

Оригиналы $\text{FT}^{-1} \left\{ \frac{1}{\omega^2} \text{cos} g_i \omega \tau_C \right\}$, где $i = \overline{0, 4}$, приведены в табл. 1 и имеют вид

$$\begin{aligned} \text{FT}^{-1} \left\{ \frac{1}{\omega^2} \text{cos} g_i \omega \tau_C \right\} &= -\frac{1}{4} (\tau + g_i \tau_C) \text{sign}(\tau + g_i \tau_C) - \\ &= -\frac{1}{4} (\tau - g_i \tau_C) \text{sign}(\tau - g_i \tau_C), \end{aligned} \quad (34)$$

коэффициенты g_i ($i = \overline{0, 4}$) приведены в табл. 2.

Входящая в формулу (34) функция “сигнум” z (см. табл. 1) имеет вид

$$\text{sign} z = \begin{cases} 1 & \text{при } z > 0; \\ 0 & \text{при } z = 0; \\ -1 & \text{при } z < 0. \end{cases} \quad (35)$$

Таблица 2. Коэффициенты формулы энергетического спектра $S_{\text{cosGBOC-2}}(\omega, \rho)$

i	h_i	g_i
0	5	0
1	-1	1
2	-4	0.5ρ
3	-4	1 - ρ
4	4	1 - 0.5ρ

Подставив (34) в (33), находим, что КФ $R_{\text{cosGBOC-2}}(\tau, \rho)$ равна

$$\begin{aligned} R_{\text{cosGBOC-2}}(\tau, \rho) &= -\frac{1}{2} \times \\ &\times \sum_{i=0}^4 h_i \left\{ \frac{\tau}{\tau_C} [\text{sign}(\tau + g_i \tau_C) + \text{sign}(\tau - g_i \tau_C)] + \right. \\ &\left. + g_i [\text{sign}(\tau + g_i \tau_C) - \text{sign}(\tau - g_i \tau_C)] \right\}, \end{aligned} \quad (36)$$

где $\rho \in [0, 1]$, $N_{\Pi} = 2$, $\tau_C = T_{\Pi}$, а коэффициенты h_i и g_i ($i = \overline{0, 4}$) приведены в табл. 2.

Для cosGBOC-сигналов при $N_{\Pi} = 2$ в зависимости от значения коэффициента заполнения ρ , где $\rho \in [0, 1]$, возможен, как отмечали (см. (21) и (22)), один из двух вариантов формирования косинусного ППК $r_{\text{cos}}(t)$.

Так, 1-й вариант формирования косинусного ППК $r_{\text{cos}}(t)$ cosGBOC-сигналов при $N_{\Pi} = 2$ (21) соответствует условию, что $0.5\tau_1 \leq \tau_2$, т.е. $\rho \in \left[0, \frac{2}{3}\right]$, и 2-й вариант формирования косинусного ППК $r_{\text{cos}}(t)$ cosGBOC-сигналов при $N_{\Pi} = 2$ (22) соответствует условию, что $0.5\tau_1 \geq \tau_2$, т.е. $\rho \in \left[\frac{2}{3}, 1\right]$.

Каждому варианту формирования косинусного ППК $r_{\text{cos}}(t)$ присуща своя последовательность чередования характерных точек КФ $R_{\text{cosGBOC-2}}(\tau, \rho)$ на оси времени смещения τ (т.е. точек излома КФ $R_{\text{cosGBOC-2}}(\tau, \rho)$) и соответственно свое аналитическое выражение КФ $R_{\text{cosGBOC-2}}(\tau, \rho)$ одиночного элемента МФ $d_{\tau_C\text{-cosGBOC-2}}(t)$ cosGBOC-сигналов [10].

Согласно предложенной методике с учетом значений функции “сигнум” (35) произведем вычисления в формуле (36) отдельно для 1-го и 2-го вариантов формирования косинусного ППК $r_{\text{cos}}(t)$.

В результате находим, что КФ $R_{\text{cosGBOC-2}}(\tau, \rho)$ одиночного элемента МФ $d_{\tau_C\text{-cosGBOC-2}}(t)$ cosGBOC-сигналов с коэффициентом кратности импульсов

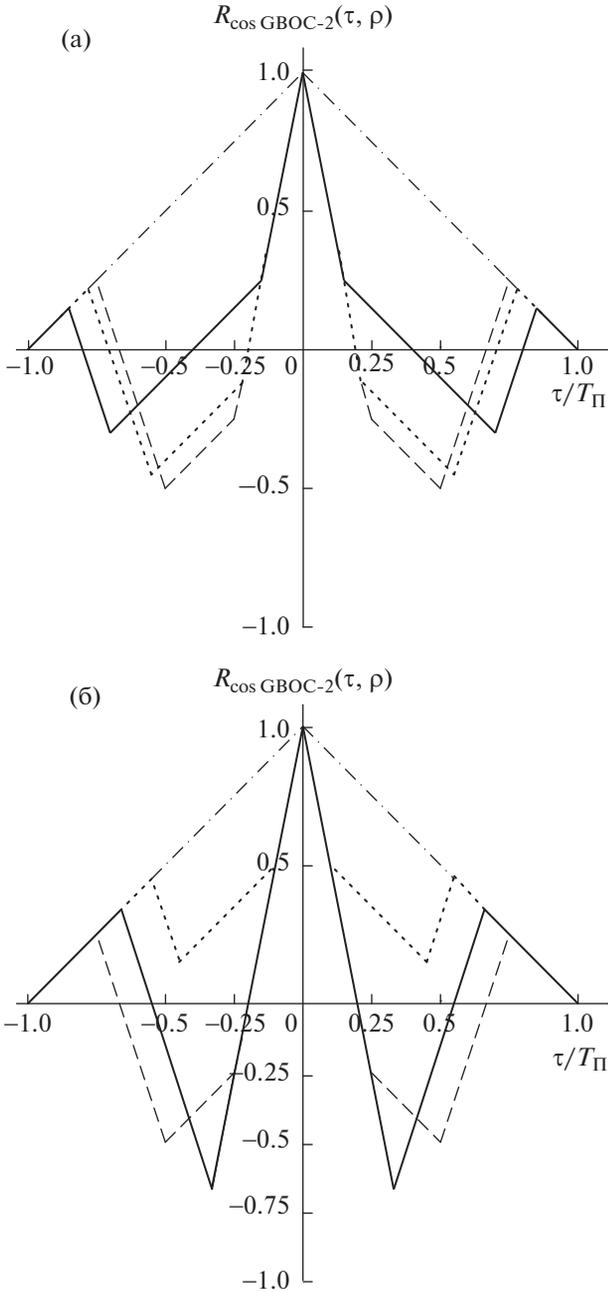


Рис. 3. Корреляционные функции $R_{\cos\text{GBOC-2}}(\tau, \rho)$ одиночного элемента модулирующей функции $\cos\text{GBOC}$ -сигнала с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 2$ при $\rho \in \left[0, \frac{2}{3}\right]$ (а) и $\rho \in \left[\frac{2}{3}, 1\right]$ (б).

$N_{\Pi} = 2$ характеризуется следующими соотношениями:

$$R_{\cos\text{GBOC-2}}(\tau, \rho) = \begin{cases} R_{\cos\text{GBOC-2-1}}(\tau, \rho) & \text{при } 0 \leq \rho \leq \frac{2}{3}, \\ R_{\cos\text{GBOC-2-2}}(\tau, \rho) & \text{при } \frac{2}{3} \leq \rho \leq 1. \end{cases} \quad (37)$$

Входящие в формулу (37) КФ $R_{\cos\text{GBOC-2-1}}(\tau, \rho)$ и $R_{\cos\text{GBOC-2-2}}(\tau, \rho)$ равны соответственно

$$R_{\cos\text{GBOC-2-1}}(\tau, \rho) = \begin{cases} 1 - 5 \frac{|\tau|}{\tau_c} & \text{при } 0 \leq |\tau| \leq 0.5\rho\tau_c, \\ 1 - 2\rho - \frac{|\tau|}{\tau_c} & \text{при } 0.5\rho\tau_c \leq |\tau| \leq (1 - \rho)\tau_c, \\ -3 + 2\rho + 3 \frac{|\tau|}{\tau_c} & \text{при } (1 - \rho)\tau_c \leq |\tau| \leq (1 - 0.5\rho)\tau_c, \\ 1 - \frac{|\tau|}{\tau_c} & \text{при } (1 - 0.5\rho)\tau_c \leq |\tau| \leq \tau_c, \\ 0 & \text{при } |\tau| \geq \tau_c, \end{cases} \quad (38)$$

где $\rho \in \left[0, \frac{2}{3}\right]$, $N_{\Pi} = 2$, $\tau_c = T_{\Pi}$;

$$R_{\cos\text{GBOC-2-2}}(\tau, \rho) = \begin{cases} 1 - 5 \frac{|\tau|}{\tau_c} & \text{при } 0 \leq |\tau| \leq (1 - \rho)\tau_c, \\ -3 + 4\rho - \frac{|\tau|}{\tau_c} & \text{при } (1 - \rho)\tau_c \leq |\tau| \leq 0.5\rho\tau_c, \\ -3 + 2\rho + 3 \frac{|\tau|}{\tau_c} & \text{при } 0.5\rho\tau_c \leq |\tau| \leq (1 - 0.5\rho)\tau_c, \\ 1 - \frac{|\tau|}{\tau_c} & \text{при } (1 - 0.5\rho)\tau_c \leq |\tau| \leq \tau_c, \\ 0 & \text{при } |\tau| \geq \tau_c, \end{cases} \quad (39)$$

где $\rho \in \left[\frac{2}{3}, 1\right]$, $N_{\Pi} = 2$, $\tau_c = T_{\Pi}$.

В формулах (37)–(39) и далее, характеризующих КФ $R_{\cos\text{GBOC-2-1}}(\tau, \rho)$ и $R_{\cos\text{GBOC-2-2}}(\tau, \rho)$, последние цифры в индексах означают, что рассматривается 1-й или 2-й вариант формирования косинусного ППК $r_{\cos}(t)$ $\cos\text{GBOC}$ -сигналов.

Формулы (37)–(39), как и следовало ожидать, совпадают с соответствующими выражениями для КФ $R_{\cos\text{GBOC-2}}(\tau, \rho)$ из [10] (см. (30)–(32)), которые получены другим методом (на основе общего определения КФ и без использования энергетического спектра).

На рис. 3а и 3б представлены графики КФ $R_{\cos\text{GBOC-2}}(\tau, \rho)$, построенные согласно (37)–(39), для одиночного элемента МФ $d_{\tau-\cos\text{GBOC-2}}(t)$ $\cos\text{GBOC}$ -сигналов с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 2$ при различных значениях коэффициента заполнения ρ : а) при $\rho \in \left[0, \frac{2}{3}\right]$, б) при $\rho \in \left[\frac{2}{3}, 1\right]$. На этих же рисунках изображены графики КФ $R_{\cos\text{BOC-2}}(\tau)$ и $R_{\text{BPSK}}(\tau)$ соответствующим образом.

щих cosBOC-сигналов (штриховые линии) и BPSK-сигналов (штрихпунктирные линии).

Графики на рис. 3а характеризуют КФ $R_{\cos\text{GBOC}-2}(\tau, \rho)$ cosGBOC-сигналов при $\rho = 0.3$ (сплошная линия) и 0.45 (пунктирная линия), на рис. 3б – при $\rho = 2/3$ (сплошная линия) и 0.9 (пунктирная линия). Все КФ $R_{\cos\text{GBOC}-2}(\tau, \rho)$ на рис. 3а и 3б являются нормированными. Особенности КФ $R_{\cos\text{GBOC}-2}(\tau, \rho)$ обсуждаются в [10].

4.2. Корреляционная функция $R_{\cos\text{GBOC}-4}(\tau, \rho)$ одиночного элемента модулирующей функции cosGBOC-сигнала с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 4$

Энергетический спектр $S_{\cos\text{GBOC}-4}(f, \rho)$ (24) одиночного элемента МФ $d_{\tau_c-\cos\text{GBOC}-4}(t)$, характеризуемого (12) и (17), cosGBOC-сигналов с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 4$, в соответствии с (30), имеет вид

$$S_{\cos\text{GBOC}-4}(f, \rho) = \frac{1}{f_c} \frac{\cos^2 \frac{\pi f}{2f_c}}{\left(\frac{\pi f}{2f_c}\right)^2} \times \quad (40)$$

$$\times \left[2\sin\rho \frac{\pi f}{4f_c} \cos(2 - \rho) \frac{\pi f}{4f_c} - \sin(1 - \rho) \frac{\pi f}{2f_c} \right]^2,$$

где $\rho \in [0, 1]$, $N_{\Pi} = 4$, $\tau_c = 2T_{\Pi}$.

Согласно предложенной методике, чтобы получить аналитическое выражение КФ $R_{\cos\text{GBOC}-4}(\tau, \rho)$ (25) одиночного элемента МФ $d_{\tau_c-\cos\text{GBOC}-4}(t)$ cosGBOC-сигналов, представим энергетический спектр $S_{\cos\text{GBOC}-4}(f, \rho)$ (40) при $N_{\Pi} = 4$ (по аналогии с sinGBOC-сигналами [13]) в виде взвешенной алгебраической суммы косинусов углов, определяемых характерными точками косинусного символа МФ $\mu_{\cos\text{GBOC}-4}(t)$ (17) (т.е. точками излома КФ $R_{\cos\text{GBOC}-4}(\tau, \rho)$). В таком случае находим, что формула энергетического спектра $S_{\cos\text{GBOC}-4}(f, \rho)$ (40) может быть записана в следующем виде:

$$S_{\cos\text{GBOC}-4}(\omega, \rho) = \frac{1}{\omega^2 T_{\Pi}^2} \sum_{i=0}^9 h_i \cos g_i \omega T_{\Pi}, \quad (41)$$

где $\rho \in [0, 1]$, $N_{\Pi} = 4$, $\tau_c = 2T_{\Pi}$, $\omega = 2\pi f$, а коэффициенты h_i и g_i ($i = 0, 9$) представлены в табл. 3.

Видно, что формула (41) совпадает с соответствующим выражением для энергетического спектра $S_{\cos\text{GBOC}-4}(\omega, \rho)$ из [10] (см. ф-ла (54)).

Таблица 3. Коэффициенты формулы энергетического спектра $S_{\cos\text{GBOC}-4}(\omega, \rho)$

i	h_i	g_i
0	9	0
1	-4	0.5ρ
2	-4	ρ
3	-8	1 - ρ
4	8	1
5	4	1 - 0.5ρ
6	-4	1 + 0.5ρ
7	-4	2 - ρ
8	4	2 - 0.5ρ
9	-1	2

Далее получим КФ $R_{\cos\text{GBOC}-4}(\tau, \rho)$ (25) при $N_{\Pi} = 4$ как обратное ПФ энергетического спектра $S_{\cos\text{GBOC}-4}(\omega, \rho)$ (41). Подставив (41) в (28), получим

$$\begin{aligned} R_{\cos\text{GBOC}-4}(\tau, \rho) &= \text{FT}^{-1} \{ S_{\cos\text{GBOC}-4}(\omega, \rho) \} = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S_{\cos\text{GBOC}-4}(\omega, \rho) \cos \omega \tau d\omega = \\ &= \text{FT}^{-1} \left\{ \frac{1}{\omega^2 T_{\Pi}^2} \sum_{i=0}^9 h_i \cos g_i \omega T_{\Pi} \right\} = \\ &= \frac{1}{T_{\Pi}^2} \sum_{i=0}^9 h_i \text{FT}^{-1} \left\{ \frac{1}{\omega^2} \cos g_i \omega T_{\Pi} \right\}. \end{aligned} \quad (42)$$

Оригиналы $\text{FT}^{-1} \left\{ \frac{1}{\omega^2} \cos g_i \omega T_{\Pi} \right\}$, где $i = \overline{0, 9}$, входящие в (42), приведены в табл. 1 и имеют вид

$$\begin{aligned} \text{FT}^{-1} \left\{ \frac{1}{\omega^2} \cos g_i \omega T_{\Pi} \right\} &= -\frac{1}{4} (\tau + g_i T_{\Pi}) \text{sign}(\tau + g_i T_{\Pi}) - \\ &- \frac{1}{4} (\tau - g_i T_{\Pi}) \text{sign}(\tau - g_i T_{\Pi}), \end{aligned} \quad (43)$$

коэффициенты g_i ($i = \overline{0, 9}$) приведены в табл. 3.

Подставив (43) в (42), после вычислений находим, что КФ $R_{\cos\text{GBOC}-4}(\tau, \rho)$ равна

$$\begin{aligned}
 R_{\cos\text{GBOC-4}}(\tau, \rho) = & \\
 = -\frac{1}{4} \sum_{i=0}^9 h_i \left\{ \frac{\tau}{T_{\Pi}} [\text{sign}(\tau + g_i T_{\Pi}) + \text{sign}(\tau - g_i T_{\Pi})] + \right. & \\
 \left. + g_i [\text{sign}(\tau + g_i T_{\Pi}) - \text{sign}(\tau - g_i T_{\Pi})] \right\}, & \quad (44)
 \end{aligned}$$

где $\rho \in [0, 1]$, $N_{\Pi} = 4$, $\tau_c = 2T_{\Pi}$, а коэффициенты h_i и g_i ($i = \overline{0,9}$) приведены в табл. 3.

Для $\cos\text{GBOC}$ -сигналов с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 4$ в зависимости от значения коэффициента заполнения ρ , где $\rho \in [0, 1]$, возможен, как отмечали (см. (18)–(20)), один из трех вариантов формирования косинусного ППК $r_{\cos}(t)$ [10]. Так, 1-й вариант (18) соответствует условию, что $\tau_1 \leq \tau_2$, т.е. $\rho \in \left[0, \frac{1}{2}\right]$; 2-й вариант (19) соответствует условию, что $0.5\tau_1 \leq \tau_2 \leq \tau_1$, т.е. $\rho \in \left[\frac{1}{2}, \frac{2}{3}\right]$; 3-й вариант (20) соответствует условию, что $\tau_2 \leq 0.5\tau_1$, т.е. $\rho \in \left[\frac{2}{3}, 1\right]$.

Каждому варианту формирования косинусного ППК $r_{\cos}(t)$ присуща своя последовательность чередования характерных точек КФ $R_{\cos\text{GBOC-4}}(\tau, \rho)$

на оси времени смещения τ (т.е. точек излома КФ) и, соответственно, свое аналитическое выражение КФ $R_{\cos\text{GBOC-4}}(\tau, \rho)$ [10].

В соответствии с используемой методикой (аналогично случаю при $N_{\Pi} = 2$) произведем с учетом (35) вычисления в формуле (44) отдельно для каждого варианта формирования косинусного ППК $r_{\cos}(t)$.

В результате находим, что КФ $R_{\cos\text{GBOC-4}}(\tau, \rho)$ одиночного элемента МФ $d_{\tau_c - \cos\text{GBOC-4}}(t)$ $\cos\text{GBOC}$ -сигналов с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 4$ характеризуется следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}
 R_{\cos\text{GBOC-4}}(\tau, \rho) = & \\
 = \begin{cases} R_{\cos\text{GBOC-4-1}}(\tau, \rho) & \text{при } 0 \leq \rho \leq \frac{1}{2}, \\ R_{\cos\text{GBOC-4-2}}(\tau, \rho) & \text{при } \frac{1}{2} \leq \rho \leq \frac{2}{3}, \\ R_{\cos\text{GBOC-4-3}}(\tau, \rho) & \text{при } \frac{2}{3} \leq \rho \leq 1. \end{cases} & \quad (45)
 \end{aligned}$$

Входящие в формулу (45) КФ $R_{\cos\text{GBOC-4-1}}(\tau, \rho)$, $R_{\cos\text{GBOC-4-2}}(\tau, \rho)$ и $R_{\cos\text{GBOC-4-3}}(\tau, \rho)$ равны соответственно:

$$R_{\cos\text{GBOC-4-1}}(\tau, \rho) = \begin{cases} 1 - 4.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } 0 \leq |\tau| \leq 0.5\rho T_{\Pi}, \\ 1 - \rho - 2.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } 0.5\rho T_{\Pi} \leq |\tau| \leq \rho T_{\Pi}, \\ 1 - 3\rho - 0.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } \rho T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (1 - \rho)T_{\Pi}, \\ -3 + \rho + 3.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (1 - \rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (1 - 0.5\rho)T_{\Pi}, \\ -1 + 1.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (1 - 0.5\rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq T_{\Pi}, \\ 3 - 2.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (1 + 0.5\rho)T_{\Pi}, \\ 1 - \rho - 0.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (1 + 0.5\rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (2 - \rho)T_{\Pi}, \\ -3 + \rho + 1.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (2 - \rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (2 - 0.5\rho)T_{\Pi}, \\ 1 - 0.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (2 - 0.5\rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq 2T_{\Pi} = \tau_c, \\ 0 & \text{при } |\tau| \geq 2T_{\Pi} = \tau_c, \end{cases} \quad (46)$$

где $\rho \in \left[0, \frac{1}{2}\right]$, $N_{\Pi} = 4$, $\tau_c = 2T_{\Pi}$;

$$R_{\cos GBOC-4-2}(\tau, \rho) = \begin{cases} 1 - 4.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } 0 \leq |\tau| \leq 0.5\rho T_{\Pi}, \\ 1 - \rho - 2.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } 0.5\rho T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (1 - \rho)T_{\Pi}, \\ -3 + 3\rho + 1.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (1 - \rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq \rho T_{\Pi}, \\ -3 + \rho + 3.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } \rho T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (1 - 0.5\rho)T_{\Pi}, \\ -1 + 1.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (1 - 0.5\rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq T_{\Pi}, \\ 3 - 2.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (1 + 0.5\rho)T_{\Pi}, \\ 1 - \rho - 0.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (1 + 0.5\rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (2 - \rho)T_{\Pi}, \\ -3 + \rho + 1.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (2 - \rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (2 - 0.5\rho)T_{\Pi}, \\ 1 - 0.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (2 - 0.5\rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq 2T_{\Pi} = \tau_c, \\ 0 & \text{при } |\tau| \geq 2T_{\Pi} = \tau_c, \end{cases} \quad (47)$$

где $\rho \in \left[\frac{1}{2}, \frac{2}{3}\right]$, $N_{\Pi} = 4$, $\tau_c = 2T_{\Pi}$;

$$R_{\cos GBOC-4-3}(\tau, \rho) = \begin{cases} 1 - 4.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } 0 \leq |\tau| \leq (1 - \rho)T_{\Pi}, \\ -3 + 4\rho - 0.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (1 - \rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq 0.5\rho T_{\Pi}, \\ -3 + 3\rho + 1.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } 0.5\rho T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (1 - 0.5\rho)T_{\Pi}, \\ -1 + 2\rho - 0.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (1 - 0.5\rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq \rho T_{\Pi}, \\ -1 + 1.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } \rho T_{\Pi} \leq |\tau| \leq T_{\Pi}, \\ 3 - 2.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (2 - \rho)T_{\Pi}, \\ -1 + 2\rho - 0.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (2 - \rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (1 + 0.5\rho)T_{\Pi}, \\ -3 + \rho + 1.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (1 + 0.5\rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq (2 - 0.5\rho)T_{\Pi}, \\ 1 - 0.5 \frac{|\tau|}{T_{\Pi}} & \text{при } (2 - 0.5\rho)T_{\Pi} \leq |\tau| \leq 2T_{\Pi} = \tau_c, \\ 0 & \text{при } |\tau| \geq 2T_{\Pi} = \tau_c, \end{cases} \quad (48)$$

где $\rho \in \left[\frac{2}{3}, 1\right]$, $N_{\Pi} = 4$, $\tau_c = 2T_{\Pi}$.

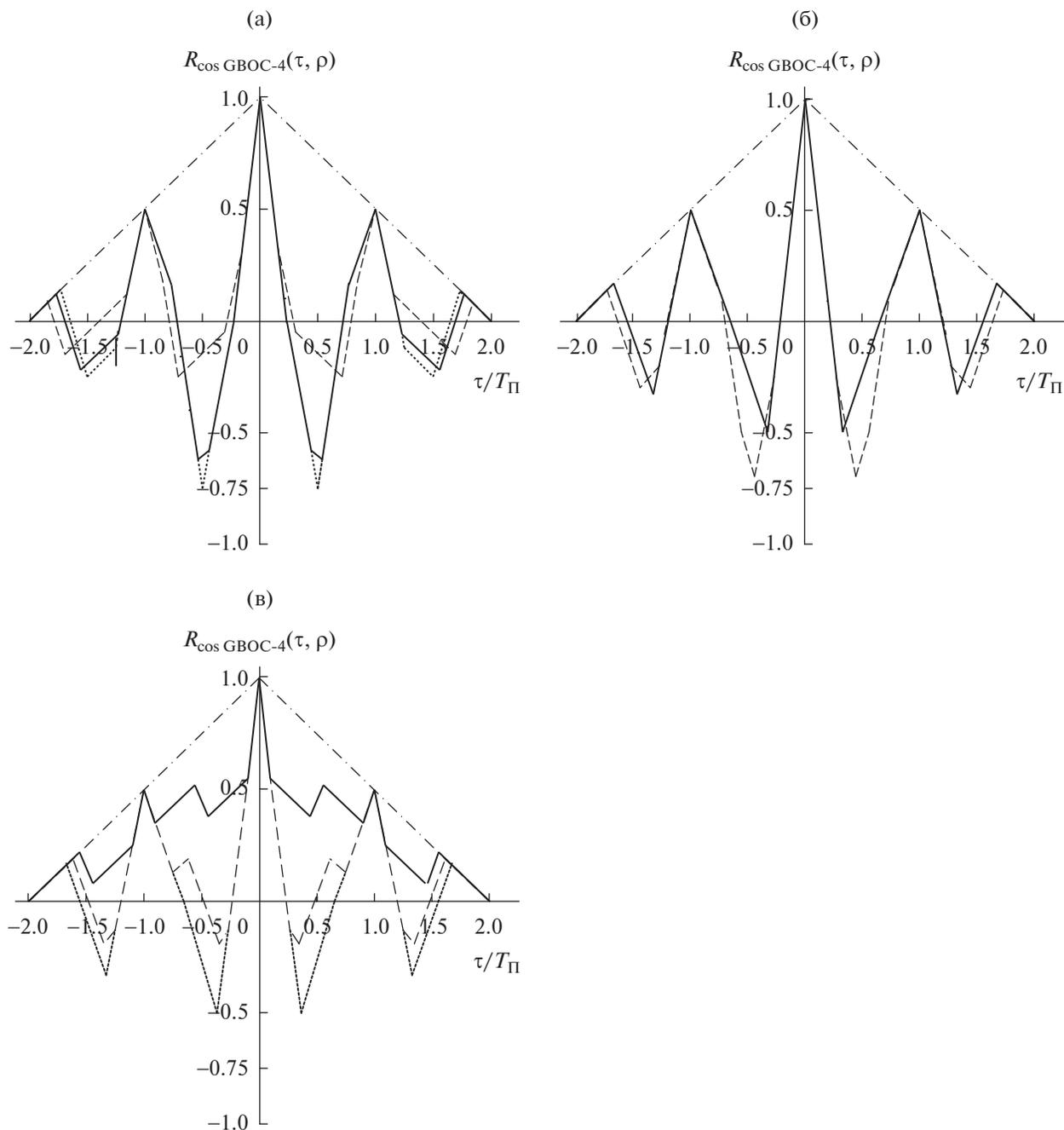


Рис. 4. Корреляционные функции $R_{\cos\text{GBOC-4}}(\tau, \rho)$ одиночного элемента модулирующей функции $\cos\text{GBOC}$ -сигнала с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 4$ при $\rho \in [0, \frac{1}{2}]$ (а), $\rho \in [\frac{1}{2}, \frac{2}{3}]$ (б) и $\rho \in [\frac{2}{3}, 1]$ (в).

Как и следовало ожидать, формулы (45)–(48), совпадают с соответствующими выражениями для КФ $R_{\cos\text{GBOC-4}}(\tau, \rho)$ из [10], которые получены другим методом (на основе общего определения КФ и без использования энергетического спектра).

На рис. 4а–4в согласно (45)–(48) представлены графики КФ $R_{\cos\text{GBOC-4}}(\tau, \rho)$ для одиночного элемента МФ $d_{\tau\text{-}\cos\text{GBOC-4}}(t)$ $\cos\text{GBOC}$ -сигналов с

коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 4$ при различных значениях коэффициента заполнения ρ , где $\rho \in [0, 1]$ (при $\rho \in [0, \frac{1}{2}]$ – рис. 4а, при $\rho \in [\frac{1}{2}, \frac{2}{3}]$ – рис. 4б и при $\rho \in [\frac{2}{3}, 1]$ – рис. 4в). На этих же рисунках изображены графики КФ $R_{\text{BPSK}}(\tau)$ BPSK -сигналов (штрихпунктирные).

На рис. 4а–4в представлены графики КФ $R_{\cos GBOC-4}(\tau, \rho)$ cosGBOC-сигналов при различных ρ :

а) $\rho = 0.45$ (сплошная кривая), $\rho = 0.3$ (штриховая) и $\rho = 0.5$ (пунктирная) (случай соответствующих cosBOC-сигналов);

б) $\rho = 2/3$ (сплошная) и $\rho = 0.55$ (штриховая);

в) $\rho = 0.9$ (сплошная), $\rho = 0.75$ (штриховая) и при $\rho = 2/3$ (пунктирная).

Все КФ $R_{\cos GBOC-4}(\tau, \rho)$ на рис. 4а–4в являются нормированными.

Особенности КФ $R_{\cos GBOC-4}(\tau, \rho)$ cosGBOC-сигналов рассматриваются в [10].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Шумоподобные cosGBOC-сигналы, являющиеся обобщением cosBOC-сигналов, предназначены для применения в перспективных глобальных СРНС таких, как GPS (США), Galileo (ЕС), ГЛОНАСС (Россия) и BeiDou (Китай).

Основной научный результат работы состоит в том, что предложенная в [13] методика вычисления КФ одиночных элементов МФ sinGBOC-сигналов на основе обратного ПФ энергетических спектров распространена на cosGBOC-сигналы, и этим способом получены аналитические выражения КФ $R_{\cos GBOC-N_{\Pi}}(\tau, \rho)$ одиночных элементов МФ $d_{\tau-\cos GBOC}(t)$ cosGBOC-сигналов с коэффициентом кратности импульсов $N_{\Pi} = 2$ и 4 для различных значений коэффициента заполнения ρ , где $\rho \in [0, 1]$.

В основе методики лежит представление энергетического спектра GBOC-сигналов в виде взвешенной алгебраической суммы косинусов углов, определяемых характерными точками синусного символа МФ $\mu_{GBOC}(t)$ (т.е. точками излома КФ).

Полученные аналитические выражения КФ $R_{\cos GBOC-2}(\tau, \rho)$ и $R_{\cos GBOC-4}(\tau, \rho)$, как и следовало ожидать, совпадают с соответствующими формулами из [10], найденными другим методом (на основе общего определения КФ и без использования энергетических спектров).

Вычисление КФ $R_{\cos GBOC-N_{\Pi}}(\tau, \rho)$ путем обратного ПФ энергетических спектров $S_{\cos GBOC-N_{\Pi}}(\omega, \rho)$ в ряде случаев оказывается более предпочтительным при сравнении со способом получения КФ на основе их общего определения.

По изложенной методике аналогичным образом можно получить аналитические выражения КФ $R_{\cos GBOC-N_{\Pi}}(\tau, \rho)$ одиночных элементов МФ cosGBOC-сигналов при любом другом значении коэффициента кратности импульсов N_{Π} , где $N_{\Pi} = 2, 4, 6, \dots$

Располагая аналитическими выражениями КФ $R_{\cos GBOC-N_{\Pi}}(\tau, \rho)$ одиночных элементов МФ cosGBOC-сигналов, удается осознанно преодолеть трудности при разработке навигационной аппаратуры потребителей (в частности, дискриминаторов) с целью обеспечения, по возможности, однозначного слежения за основным пиком КФ и минимизации вероятности захвата ее боковых (ложных) пиков. Для СРНС грядущего поколения на этой же основе можно в принципе количественно рассчитать потенциальные характеристики точности слежения за ПСП дальномерного кода и оценить разрешающую способность сигналов в условиях многолучевости и при действии помех различного рода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Betz J.W. // Proc. National Technical Meeting of the Institute of Navigation (ION – NTM'99), January 1999. P. 639.
2. Betz J.W. // Navigation, J. ION. 2001. V. 48. № 4. P. 227.
3. Hein G.W., Godet J., Issler J.-L. et al. // Proc. Institute of Navigation Global Positioning System Meeting (ION GPS 2002). Portland. USA. 24–27 Sep. 2002. Fairfax: ION, 2002. P. 266.
4. Ярлыков М.С. Меандровые шумоподобные сигналы (BOC-сигналы) и их разновидности в спутниковых радионавигационных системах. М.: Радиотехника, 2017.
5. Liu W., Hu Y., Zhan X.Q. // Electronics Lett. 2012. V. 48. № 5. P. 284.
6. Liu W., Hu Y. // J. Communications Technology and Electronics. 2014. V. 59. № 11. P. 1206.
7. Ярлыков М.С. // РЭ. 2017. Т. 62. № 10. С. 964.
8. Ярлыков М.С., Ярлыкова С.М. // РЭ. 2018. Т. 63. № 2. С. 157.
9. Ярлыков М.С. // РЭ. 2018. Т. 63. № 8. С. 808.
10. Ярлыков М.С., Ярлыкова С.М. // РЭ. 2019. Т. 64. № 7. С. 694.
11. Варакин Л.Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. М.: Радио и связь, 1985.
12. Ярлыков М.С. // РЭ. 2016. Т. 61. № 8. С. 725.
13. Ярлыков М.С. // РЭ. 2019. Т. 64. № 8. С. 775.
14. Global Positioning Systems Directorate. Systems Engineering and Integration. Interface Specification IS – GPS – 200. – Navstar GPS Space Segment/Navigation User Interfaces, IS – GPS – 200G, 05 September 2012.
15. Шебшаевич В.С., Дмитриев П.П., Иванцевич Н.В. и др. Сетевые спутниковые радионавигационные системы. 2-е изд. М.: Радио и связь, 1993.
16. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. 2-е изд. М.: Сов. радио, 1982.
17. Стеценко О.А. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Высшая школа, 2007.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ
РАДИОФИЗИКА

УДК 621.375.4:621.391.822.2;621.373.12;621.391.822

ПРИРОДА ВНОСИМОГО ФАЗОВОГО 1/f ШУМА
В АВТОГЕНЕРАТОРАХ ДИАПАЗОНА СВЧ

© 2020 г. А. В. Якимов^а, *, А. В. Клюев^а, М. А. Кревский^б

^аНижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950 Российская Федерация

^бНаучно-производственное предприятие “Салют”,
ул. Ларина, 7, Нижний Новгород, 603107 Российская Федерация

*E-mail: yakimov@rf.unn.ru

Поступила в редакцию 28.06.2018 г.

После доработки 03.11.2018 г.

Принята к публикации 22.01.2019 г.

Исследована природа вносимого фазового 1/f (фликкерного) шума в усилителе автогенератора диапазона СВЧ, содержащего развязывающий элемент типа направленного ответвителя. Показано, что причиной возникновения шума могут быть флуктуации резистивных эквивалентных параметров гетеробиполярного транзистора (ГБТ), входящего в состав усилителя. Спектры этих флуктуаций можно оценить при измерениях на постоянном токе, что дает возможность отбора транзисторов для создания усилителей с малым вносимым фазовым 1/f-шумом и, как следствие, автогенераторов с малыми фликкерными флуктуациями частоты.

DOI: 10.31857/S0033849420010076

ВВЕДЕНИЕ

Задача поиска путей снижения фазового шума (флуктуаций фазы) и, таким образом, уменьшения флуктуаций частоты в генераторных системах остается актуальной по настоящее время (см., например, [1–4]). Особую практическую важность эта задача имеет в телекоммуникации, включая цифровую спутниковую связь, см., например, [5, 6].

Общая теория флуктуаций в таких системах разработана довольно детально [7–9]. Обобщение этих результатов на системы с произвольным числом степеней свободы приведено в работах [10, 11]. В работе [12] показана полная эквивалентность методов укороченных [8] и символических [9] уравнений.

Расчет спектра флуктуаций фазы, вызванных естественным шумом (тепловым и дробовым), не представляет сложностей. При этом может быть учтена периодическая нестационарность шума [9, 13].

Основные проблемы заключаются в анализе фликкерного (1/f) шума.

Первая проблема состоит в том, что природа этого шума до конца не известна. Эта проблема здесь не обсуждается.

Вторая проблема касается специфики генераторных систем. Обычно подразумевается, что усилитель содержит емкостной элемент, подвер-

женный фликкерным флуктуациям. Этот элемент, входящий в состав эквивалентной емкости резонатора (колебательного контура), приводит к фликкерным флуктуациям частоты генерируемого сигнала [8]. Решение проблемы усложняется при анализе генераторов диапазона СВЧ [5]. Они, как правило, содержат направленный ответвитель на выходе усилителя [2]. Поэтому емкостные элементы усилителя слабее влияют на эквивалентную емкость резонатора. Тем не менее именно флуктуации элементов схемы усилителя приводят к появлению вносимого фазового 1/f-шума [1, 14].

Отметим, что анализ преобразования сигналов, подверженных флуктуациям, может осуществляться с применением кумулянтного анализа [15, 16]. Здесь используется упрощенный подход, который заключается в исследовании квазигармонического сигнала, обладающего флуктуациями фазы, не приводящими к существенному уширению его спектра.

Проявление 1/f-шума актуально и для мемристивных устройств [17]. В этих приборах 1/f-шум присутствует всегда [18]. Его необходимо учитывать в проектируемых генераторах.

Цель данной работы – выявление механизмов возникновения вносимого фазового 1/f-шума в транзисторах диапазона СВЧ.

В работе анализируется генератор СВЧ с высокотемпературным сверхпроводящим (ВТСП) дисковым резонатором в цепи обратной связи с низким уровнем фазового шума [2], аналитически исследовано преобразование фазового 1/f-шума, вносимого усилителем, во флуктуации фазы выходного сигнала, проанализирована эквивалентная схема усилителя, ориентированная на выявление возможных источников вносимого фазового 1/f-шума. Также проанализировано влияние рассматриваемых источников 1/f-шума на фазу выходного сигнала усилителя.

1. БЛОК-СХЕМА ГЕНЕРАТОРА

Рассмотрим генератор СВЧ [2], блок-схема которого представлена на рис. 1. Все элементы генератора согласованы на сопротивление 50 Ом.

Усилитель (У) собран на двух микросхемах НМС606LC5 [14], дополненных полосовым фильтром для исключения самовозбуждения на других модах резонатора. Коэффициент усиления в линейном режиме равен 22 дБ. Усилитель работает в режиме насыщения при коэффициенте усиления 12 дБ. Амплитуда U_1 входного сигнала u_1 равна 0.63 В. Коэффициент передачи фазовращателя (ФВ) составляет -3 дБ. Коэффициент передачи направленного ответвителя (НО) на резонатор (ДР) составляет -2 дБ, а на выход $u_{\text{вых}}$ генератора -10 дБ. Амплитуда U_2 первой гармоники сигнала u_2 , поступающего на вход ДР, равна 1.41 В.

Резонатор представляет собой подложку алюмината лантана размером 12.5 × 12.5 мм и толщиной 0.5 мм. На одной стороне подложки сформирован диск диаметром 9.7 мм из пленки ВТСП $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-d}$ (YBCO). Вторая сторона подложки полностью покрыта пленкой YBCO. Резонатор охлаждался до температуры 77 К; остальные элементы генератора находились при комнатной температуре. Коэффициент передачи резонатора составляет -7 дБ. Резонансная частота, определяющая частоту генерируемого сигнала, составляет $f_0 = 7.5 \times 10^9$ Гц при нагруженной добротности $Q_L = 2.67 \times 10^4$.

Выяснилось, что флуктуации фазы генерируемого сигнала обусловлены фазовым шумом, вносимым усилителем. Влияния шумов резонатора выявлено не было.

2. АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ ФАЗЫ

Напряжение u_1 сигнала на входе усилителя, напряжения 1-й гармоники сигналов на выходе генератора $u_{\text{вых}}$ и на входе резонатора u_2 , могут быть представлены в следующем виде:

$$u_i = U_i \cos(2\pi f_0 t + \varphi_{i0} + \varphi_i); \quad i = 1, \text{ вых}, 2. \quad (1)$$

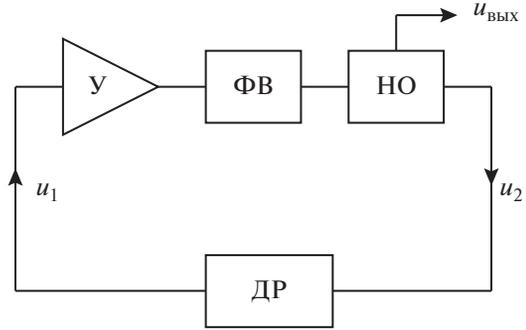


Рис. 1. Блок-схема генератора: У – двухкаскадный усилитель; ФВ – фазовращатель; НО – направленный ответвитель; ДР – дисковый ВТСП-резонатор.

Здесь U_i – амплитуды рассматриваемых сигналов. Для упрощения анализа флуктуации этих амплитуд не учитываем. Через φ_{i0} обозначены начальные фазы. Учтены флуктуации фаз $\varphi_i = \varphi_i(t)$, называемые также фазовыми шумами.

Представление (1) сигналов, обладающих (в общем случае широкополосными) флуктуациями фазы, означает использование аналитического сигнала [19], см. также [12, 20, 21].

Исследуем проявление фазового шума $\varphi_{yc} = \varphi_{yc}(t)$, вносимого усилителем (см., например, [10]). Этот шум суммируется с флуктуациями фазы φ_1 сигнала, поступающего на вход усилителя. Таким образом, для флуктуаций фазы на входе резонатора имеем

$$\varphi_2 = \varphi_1 + \varphi_{yc}. \quad (2)$$

Для определения флуктуаций φ_1 фазы сигнала на выходе резонатора ограничимся анализом достаточно малых отстроек от несущей (частоты автоколебаний). Это означает, что генератор рассматривается как система с одной степенью свободы. В этом случае получим

$$\varphi_1 = \frac{1}{1 + jF/B} \varphi_2. \quad (3)$$

Здесь j – мнимая единица, F – частота анализа (отстройки от несущей), $B = f_0/(2Q_L)$ – полуполоса пропускания резонатора. Отметим, что соотношение (3) подразумевает переход к обобщенным фурье-образам рассматриваемых шумов. Подобный переход справедлив и для соотношения (2).

Из соотношений (2) и (3) находим связь между шумом φ_{yc} , вносимым усилителем, и флуктуациями φ_2 фазы сигнала на входе резонатора и, как следствие, выходного сигнала:

$$\varphi_2 = \left[-\frac{jB}{F} + 1 \right] \varphi_{yc}. \quad (4)$$

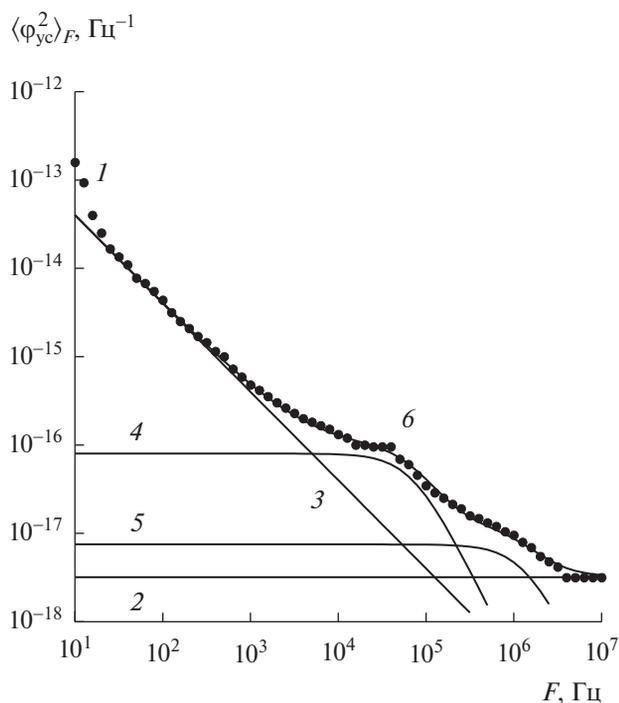


Рис. 2. Результаты обработки экспериментальных данных [2]: сглаженные экспериментальные данные (точки 1) и результаты моделирования (2–6).

Здесь слагаемое в квадратных скобках правой части, равное единице, учитывает аддитивный вклад вносимого фазового шума.

Если известен спектр $\langle \phi_{yc}^2 \rangle_F$ вносимого фазового шума, то из соотношения (4) можно найти спектр фазового шума выходного сигнала:

$$\langle \phi_2^2 \rangle_F = \left[\left(\frac{B}{F} \right)^2 + 1 \right] \langle \phi_{yc}^2 \rangle_F. \quad (5)$$

Полученное соотношение известно как формула Лисона [7]. Эта формула применима к автогенераторам, обладающим одной степенью свободы. Для автогенераторов, имеющих больше степеней свободы, следует пользоваться методикой [10].

Другим ограничением применимости формулы Лисона является требование малости дисперсии флуктуаций фазы. В автогенераторах это условие не выполняется вследствие существования неинтегрируемой особенности спектра (5) в окрестности нулевой частоты (при $F \rightarrow 0$). Использование методик из работ [8] и [10] позволяет снять указанное ограничение.

Зная физические механизмы возникновения вносимого фазового шума ϕ_{yc} , можно найти путь к уменьшению флуктуаций фазы сигнала на выходе генератора. Таким образом, дальнейшая за-

дача состоит в анализе спектра $\langle \phi_{yc}^2 \rangle_F$ фазового шума, вносимого усилителем.

3. СПЕКТР ВНОСИМОГО ФАЗОВОГО ШУМА

Воспользуемся экспериментальными данными, представленными в работе [2]. Измерения спектра $\langle \phi_{yc}^2 \rangle_F$ вносимого фазового шума проводились на анализаторе источников сигналов R&S FSUP 26.5 с использованием кросс-корреляции в режиме усреднения по 50 тысячам точек. Если исключить гармонические помехи, то можно сделать вывод, что погрешность измерений имеет величину порядка ± 0.5 дБ.

На рис. 2 представлены сглаженные экспериментальные данные и результаты моделирования. Спектр $\langle \phi_{yc}^2 \rangle_F$ вносимого фазового шума можно представить моделью, содержащей сумму четырех компонент: $\langle \phi_{yc}^2 \rangle_F^{(w)}$ – естественный (белый) шум; $\langle \phi_{yc}^2 \rangle_F^{(1/f)}$ – фликкерный (1/f) шум; $\langle \phi_{yc}^2 \rangle_F^{(GR1)}$ и $\langle \phi_{yc}^2 \rangle_F^{(GR2)}$ – две компоненты, имеющие характер генерационно-рекомбинационного шума (ГРШ).

$$\langle \phi_{yc}^2 \rangle_F = \langle \phi_{yc}^2 \rangle_F^{(w)} + \langle \phi_{yc}^2 \rangle_F^{(1/f)} + \langle \phi_{yc}^2 \rangle_F^{(GR1)} + \langle \phi_{yc}^2 \rangle_F^{(GR2)}. \quad (6)$$

Спектр естественного шума не зависит от частоты анализа F (в рассматриваемом диапазоне частот):

$$\langle \phi_{yc}^2 \rangle_F^{(w)} = D. \quad (7)$$

Компонента, представляющая шум типа 1/f, имеет следующую зависимость от частоты анализа:

$$\langle \phi_{yc}^2 \rangle_F^{(1/f)} = A/F^\gamma. \quad (8)$$

Здесь A – высота спектра на частоте $F = 1$ Гц, γ – параметр формы спектра.

Компоненты ГРШ характеризуются зависимостью от частоты анализа, имеющей лоренцев вид:

$$\langle \phi_{yc}^2 \rangle_F^{(GR1)} = \frac{B_1}{1 + (F/F_{c1})^2}, \quad (9)$$

$$\langle \phi_{yc}^2 \rangle_F^{(GR2)} = \frac{B_2}{1 + (F/F_{c2})^2}.$$

Здесь B_1 и B_2 – высоты спектров, F_{c1} и F_{c2} – опорные частоты. Эти компоненты обусловлены генерационно-рекомбинационными процессами в транзисторах, входящих в состав усилителя автогенератора.

Таким образом, соотношение (6) для модельного спектра принимает следующий вид:

$$\langle \Phi_{\text{вс}}^2 \rangle_F = D + \frac{A}{F^\gamma} + \frac{B_1}{1 + (F/F_{c1})^2} + \frac{B_2}{1 + (F/F_{c2})^2}. \quad (10)$$

Результаты обработки экспериментальных данных [2] представлены на рис. 2. Полный спектр (10) представлен сплошной линией б; показаны его компоненты. Используются следующие аппроксимирующие параметры:

– естественный шум: $D = 3.2 \times 10^{-18} \text{ Гц}^{-1}$ (прямая 2);

– фликкерный (1/f) шум: $A = 4 \times 10^{-13}$, $\gamma = 1$ (прямая 3);

– компоненты ГРШ (лоренцианы 4 и 5): $B_1 = 8 \times 10^{-17} \text{ Гц}^{-1}$, $B_2 = 7.5 \times 10^{-18} \text{ Гц}^{-1}$; $F_{c1} = 70 \text{ кГц}$, $F_{c2} = 1.3 \text{ МГц}$.

Расхождение между моделью б и экспериментом 1 на частотах ниже 20 Гц можно объяснить пониженной точностью измерения спектра в области низких частот. В этой области частот возможно также проявление броуновского шума, имеющего спектр вида $1/F^2$.

Перейдем к анализу возможных механизмов возникновения вносимого фазового 1/f-шума в усилительных элементах (транзисторах) диапазона СВЧ.

На рассматриваемых частотах автоколебаний обычно используются гетеробиполярные транзисторы (ГБТ). Однако представленный анализ может быть обобщен на биполярные и полевые транзисторы.

Следует оговориться, что проведенный анализ не учитывает сложную архитектуру ГБТ, связанную с использованием специальных слоев, увеличивающих подвижность носителей. Это позволяет данному типу транзистора иметь флуктуационные характеристики биполярного транзистора, а частотные свойства – полевого. В современной литературе флуктуационные свойства ГБТ досконально не изучены и не оптимизированы, однако уже существует класс согласованных транзисторов и усилителей с нормированным вносимым фазовым шумом. Исследованный в работе [2] генератор собран на таком типе транзистора.

4. ФЛИККЕРНЫЙ ШУМ В ТРАНЗИСТОРЕ

Полная эквивалентная схема усилителя содержит большое количество резистивных и реактивных элементов, включая согласующие и паразитные элементы (см., например, [5]).

Рассмотрим упрощенную малосигнальную схему усилителя на ГБТ (рис. 3). На ее основе покажем, что причиной вносимого фазового 1/f-шума могут являться фликкерные флуктуации пара-

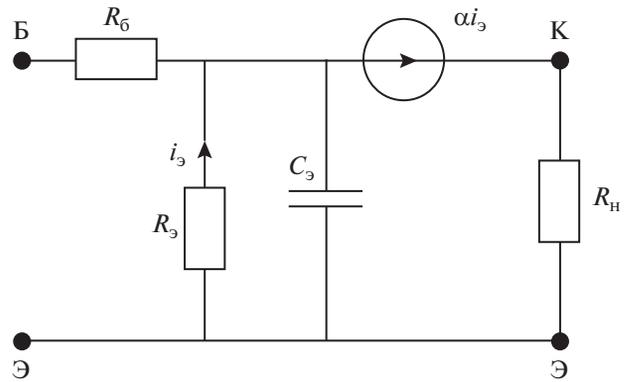


Рис. 3. Эквивалентная схема усилителя: R_6 – объемное сопротивление базы; R_3 и C_3 – дифференциальные сопротивление и емкость эмиттерного перехода; i_3 – диффузионная компонента тока эмиттера; α – коэффициент передачи по току в схеме с общим эмиттером; генератор тока αi_3 определяет малосигнальную компоненту тока коллектора; R_H – сопротивление нагрузки.

метров как емкостных, так и резистивных элементов транзистора.

Определим входной импеданс $Z_{\text{вх}}$ усилителя:

$$Z_{\text{вх}} = R_6 + \frac{R_3}{1 - \alpha + j2\pi f T_3}. \quad (11)$$

Здесь $T_3 = R_3 C_3$ – постоянная времени эмиттерной RC-цепочки. На низких частотах, $f \ll \ll (1 - \alpha)/(2\pi T_3)$, импеданс имеет вещественное значение, $Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} = R_6 + R_3/(1 - \alpha)$.

Комплексный коэффициент передачи усилителя равен

$$K = \frac{\alpha R_H}{(1 - \alpha + j2\pi f T_3) R_6 + R_3}. \quad (12)$$

На низких частотах имеем $K = \alpha R_H / [(1 - \alpha) R_6 + R_3]$.

Из (12) находим фазочастотную характеристику (ФЧХ) усилителя:

$$\Phi = -\arctg(2\pi f \tau), \quad (13)$$

где $\tau = r C_3$ – постоянная времени по входу, эквивалентное сопротивление r определяется следующим соотношением:

$$\frac{1}{r} = \frac{1 - \alpha}{R_3} + \frac{1}{R_6}. \quad (14)$$

Сопротивления R_6 , R_3 и емкость C_3 могут быть подвержены фликкерным (1/f) флуктуациям:

$$R_6 = (1 + \delta R_6) R_{60}, \quad R_3 = (1 + \delta R_3) R_{30}, \quad C_3 = (1 + \delta C_3) C_{30}, \quad (15)$$

где R_{60} , R_{30} и C_{30} – невозмущенные значения сопротивлений и емкости транзистора; $\delta R_6 = \delta R_6(t)$,

$\delta R_3 = \delta R_3(t)$ и $\delta C_3 = \delta C_3(t)$ – относительные флуктуации этих параметров, обладающие спектрами $\langle \delta R_3^2 \rangle_F$, $\langle \delta R_3^2 \rangle_F$ и $\langle \delta C_3^2 \rangle_F$ соответственно. Детальный анализ возможных источников фликкерных флуктуаций параметров транзистора представлен в работе [22].

Флуктуации параметров транзистора проявляются через флуктуации постоянной времени по входу:

$$\tau = (1 + \delta\tau)\tau_0. \quad (16)$$

Здесь τ_0 – невозмущенное значение, определяемое соответствующими параметрами транзистора; $\delta\tau = \delta\tau(t)$ – относительные флуктуации.

Полагая флуктуации сопротивлений и емкости достаточно малыми, найдем

$$\delta\tau = \delta r + \delta C_3. \quad (17)$$

То есть флуктуации эквивалентного сопротивления δr и емкости δC_3 дают одинаковый удельный вклад во флуктуации постоянной времени $\delta\tau$.

Флуктуации эквивалентного сопротивления могут быть обусловлены флуктуациями сопротивлений базы и эмиттера. Из (14), учитывая представления (15) и (16), находим

$$\delta r = K_3 \delta R_3 + K_6 \delta R_6. \quad (18)$$

Здесь введены соответствующие модуляционные чувствительности

$$K_3 = \frac{(1 - \alpha)R_6}{(1 - \alpha)R_6 + R_3}, \quad K_6 = 1 - K_3. \quad (19)$$

Флуктуации параметров транзистора следующим образом проявляются в спектре флуктуаций постоянной времени (17):

$$\langle \delta\tau^2 \rangle_F = K_3^2 \langle \delta R_3^2 \rangle_F + K_6^2 \langle \delta R_6^2 \rangle_F + \langle \delta C_3^2 \rangle_F. \quad (20)$$

Здесь для упрощения анализа не учтена возможная корреляция между флуктуациями сопротивления и емкости эмиттера.

Флуктуации постоянной времени (17) приводят к появлению вносимого фазового шума $\varphi_{yc}^{(1/f)} = \varphi_{yc}^{(1/f)}(t)$:

$$\Phi = \Phi_0 + \varphi_{yc}^{(1/f)}, \quad (21)$$

где Φ_0 – невозмущенное значение сдвига фазы, вносимого усилителем на частоте сигнала f_0 .

Связь между вносимым фазовым шумом и флуктуациями постоянной времени $\delta\tau$ находится путем линеаризации ФЧХ (13) в окрестности частоты f_0 с учетом представления (21):

$$\varphi_{yc}^{(1/f)} = K_\varphi(f_0)\delta\tau, \quad (22)$$

где

$$K_\varphi(f_0) = \left[\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} \right]_{\tau_0} \tau_0 = \frac{-2\pi f_0 \tau_0}{1 + (2\pi f_0 \tau_0)^2} \quad (23)$$

– коэффициент преобразования, имеющий смысл модуляционной чувствительности сдвига фазы, вносимого транзистором, к относительным флуктуациям постоянной времени.

Из соотношения (22) находим спектр вносимого фазового шума

$$\langle \varphi_{yc}^2 \rangle_F^{(1/f)} = |K_\varphi(f_0)|^2 \langle \delta\tau^2 \rangle_F. \quad (24)$$

Перейдем к численным оценкам для рассматриваемого усилителя.

5. ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Поскольку в описании усилителя [14] отсутствуют данные о паспортных параметрах использованного транзистора, воспользуемся ориентировочными параметрами, обеспечивающими удовлетворительное совпадение с характеристиками рассматриваемого усилителя.

В качестве первичных параметров примем $R_6 = 1$ Ом; $C_3 = 0.5$ пФ; $\alpha = 0.99$; $R_n = 50$ Ом. Полагая, согласно [14], постоянную составляющую тока эмиттера, равной $I_3 = 64$ мА, оценим $R_3 = V_T/I_3 \approx 0.39$ Ом ($V_T \approx 25$ мВ – тепловой потенциал).

Оценим входной импеданс $Z_{вх}$ усилителя (11). Для постоянной времени эмиттерной RC-цепочки имеем $T_3 \approx 195$ пс. Таким образом, при $f = f_0 = 7.5$ ГГц получаем $2\pi f_0 T_3 \approx 9.2$; $|Z_{вх}| \approx 1$ Ом. То есть входной импеданс определяется в основном сопротивлением базы R_6 . На достаточно низких частотах имеем $Z_{вх} = R_{вх} \approx 40$ Ом.

Коэффициент передачи (12) усилителя на частоте автоколебаний имеет сильно выраженную мнимую компоненту, его модуль равен $|K| \approx 5.4$. В паспорте усилителя [14] декларируется $|K| \approx 4.7$; измерения [2] дают $|K| \approx 6.3$. На достаточно низких частотах имеем $K \approx 124$. Эти результаты свидетельствуют об адекватности использованной модели усилителя.

Перейдем к анализу спектра вносимого фазового 1/f-шума. Согласно оценкам, приведенным в разд. 3, имеем

$$\langle \varphi_{yc}^2 \rangle_F^{(1/f)} = \frac{4 \times 10^{-13}}{F} [\text{Гц}^{-1}]. \quad (25)$$

Для модуляционной чувствительности (23), определяющей спектр вносимого фазового шума (24), получим $|K_\varphi(f_0)|^2 \approx 1.9 \times 10^{-3}$.

Таким образом, для объяснения имеющихся экспериментальных данных необходимо, чтобы

спектр относительных флуктуаций постоянной времени имел следующий вид:

$$\langle \delta\tau^2 \rangle_F = \frac{\langle \varphi_{yc}^2 \rangle_F^{(1/f)}}{|K_\varphi(f_0)|^2} = \frac{2.1 \times 10^{-10}}{F} [\text{Гц}^{-1}]. \quad (26)$$

Если основным источником являются флуктуации емкости эмиттерного перехода δC_3 , то их спектр согласно (20) должен иметь такой же вид: $\langle \delta C_3^2 \rangle_F = 2.1 \times 10^{-10}/F [\text{Гц}^{-1}]$.

Допустим теперь, что вносимый фазовый 1/f-шум обусловлен флуктуациями эквивалентного сопротивления r , определенного соотношением (14). Для оценки требуемых спектров флуктуаций сопротивлений эмиттера и базы вычислим соответствующие модуляционные чувствительности (19): $K_3 = 0.025$; $K_6 = 0.975$. Отсюда видно, что удельный вклад флуктуаций сопротивления базы почти в 40 раз (≈ 32 дБ) превосходит вклад флуктуаций сопротивления эмиттера.

Если основным источником являются флуктуации сопротивления эмиттерного перехода δR_3 , то их спектр согласно (20) и (26) должен иметь вид

$$\langle \delta R_3^2 \rangle_F = \frac{\langle \delta\tau^2 \rangle_F}{K_3^2} = \frac{3.4 \times 10^{-7}}{F} [\text{Гц}^{-1}]. \quad (27)$$

В случае, когда вносимый фазовый 1/f-шум обусловлен только флуктуациями сопротивления базы δR_6 , для спектра этих флуктуаций имеем

$$\langle \delta R_6^2 \rangle_F = \frac{\langle \delta\tau^2 \rangle_F}{K_6^2} = \frac{2.2 \times 10^{-10}}{F} [\text{Гц}^{-1}]. \quad (28)$$

Отметим, что если флуктуации сопротивления и емкости эмиттера присутствуют одновременно, то их возможной корреляцией можно пренебречь вследствие относительно низкой модуляционной чувствительности фазы усилителя к флуктуациям сопротивления эмиттера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенного анализа следует главный вывод. Вносимый фазовый 1/f-шум может быть обусловлен фликкерными флуктуациями сопротивления эквивалентных резистивных элементов транзистора. Резистивные элементы транзистора, подверженные фликкерным флуктуациям, а также значения спектров этих флуктуаций могут быть определены на основании измерений в режиме постоянного тока с помощью методики, представленной в работе [22]. Это дает возможность отбора транзисторов для создания усилителей с малым вносимым 1/f фазовым шумом.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение от 27 августа 2013 г. 02.В.49.21.0003 между МОН РФ и ННГУ) и частичной финансовой поддержке Правительства Российской Федерации (договор № 074-02-2018-330 (2)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Плутешко А.В., Царанкин Д.П. // РЭ. 2012. Т. 57. № 4. С. 437.
2. Парафин А.Е., Мастеров Д.В., Павлов С.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 23. С. 63.
3. Казаков Л.Н., Шахтарин Б.И., Вишняков Д.Ю. // РЭ. 2014. Т. 59. № 11. С. 1111. <https://doi.org/10.7868/S0033849414100039>
4. Носков В.Я., Игнатков К.А. // РЭ. 2016. Т. 61. № 9. С. 905.
5. Сечи Ф., Бужатти М. Мощные твердотельные СВЧ-усилители / Пер. с англ. М.: Техносфера, 2015.
6. Спилкер Дж. Цифровая спутниковая связь / Пер. с англ. М.: Связь, 1979.
7. Leeson D.B. // Proc. of IEEE. 1966. V. 54. № 2. P. 329.
8. Малахов А.Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М.: Наука, 1967.
9. Жалуд В., Кулешов В.Н. Шумы в полупроводниковых устройствах. М.: Сов. радио, 1977.
10. Якимов А.В. // РЭ. 1985. Т. 30. № 12. С. 2361.
11. Якимов А.В. Флуктуации в автоколебательных системах. Анализ с помощью ЭЦВМ. Горький: Горьк. гос. ун-т, 1989.
12. Якимов А.В. // РЭ. 1986. Т. 31. № 6. С. 1168.
13. Силаев А.М., Якимов А.В. // РЭ. 1979. Т. 24. № 9. С. 1806.
14. GaAs InGaP HBT MMIC ultra low phase noise, distributed amplifier, 2–18 GHz. <http://www.radiant.su/other/hittite/pdf/hmc606lc5.pdf>
15. Малахов А.Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. М.: Сов. радио, 1978.
16. Клюев А.В. // РЭ. 2013. Т. 58. № 2. С. 199.
17. Ракитин В.В., Русаков С.Г. // РЭ. 2017. Т. 62. № 6. С. 601.
18. Patterson G.A., Fierens P.I., Grosz D.F. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. № 7. P. 074102-1.
19. Gabor D.J. // J. IEE. 1946. V. 93. Pt 3. № 26. P. 429.
20. Вакман Д.Е. // РЭ. 1976. Т. 21. № 6. С. 1275.
21. Вайнштейн Л.А., Вакман Д.Е. Разделение частот в теории колебаний и волн. М.: Наука, 1983.
22. Богословский Н.Н., Якимов А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 6. С. 675.

**НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ
СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ**

УДК 534.2

УПРАВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПОТОКАМИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

© 2020 г. В. И. Анисимкин^{а, *}, Н. В. Воронова^б^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация^бНИИ Элпа, Панфиловский просп., 10, Москва, Зеленоград, 124460 Российская Федерация

*E-mail: anis@cplire.ru

Поступила в редакцию 22.04.2019 г.

После доработки 22.04.2019 г.

Принята к публикации 28.05.2019 г.

Исследована возможность управления энергетическими потоками поверхностных (ПАВ) и нормальных (НАВ) акустических волн в пьезоэлектрических кристаллах без изменения ориентации кристаллов. Показано, что угол Ψ между направлением потока энергии и волновой нормалью ПАВ скачкообразно меняется при металлизации поверхности, а величина скачка зависит от значения коэффициента электромеханической связи волны и его анизотропии в плоскости распространения. Для НАВ угол Ψ дополнительно зависит от номера моды, толщины пластины и длины акустической волны. Благодаря этому излучение мод разных номеров периодическим встречно-штыревым преобразователем (ВШП) на разных частотах осуществляется веерообразно.

DOI: 10.31857/S0033849420010015

ВВЕДЕНИЕ

Направление потока энергии акустических волн имеет важное практическое значение, так как определяет положение приемного преобразователя, принимающего излученный пучок, и вносимые потери акустоэлектронного устройства [1]. Угол Ψ между направлением потока и волновой нормалью зависит от ориентации кристалла и направления распространения волны [2]:

$$\Psi = (1/V)(dV/d\Theta), \quad (1)$$

где V – скорость волны, а Θ – угол, задающий направление волновой нормали относительно кристаллографической оси в плоскости кристалла. Знак и величина угла Ψ определяются наклоном $dV/d\Theta$ кривой $V(\Theta)$ в выбранном направлении распространения (угле Θ). Большим Ψ соответствуют быстрые изменения V с Θ (большие наклоны $dV/d\Theta$), а нулевым Ψ – экстремумы кривой $V(\Theta)$ ($dV/d\Theta = 0$).

При создании практических устройств наряду с направлением потока энергии учитываются и другие характеристики волн – коэффициент электромеханической связи K^2 , определяющий эффективность возбуждения, температурный коэффициент задержки, отвечающий за чувствительность волн к температуре, и т.д. Поскольку при этом оптимальные значения разных акустических характеристик достигаются в разных на-

правлениях распространения и для разных ориентаций кристаллов, возникает вопрос о возможности управления этими характеристиками без изменения направления распространения и ориентации.

Цель данной работы – исследовать возможность управления потоками энергии поверхностных и нормальных акустических волн в пьезоэлектрических кристаллах.

1. УПРАВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПОТОКАМИ ПАВ

Металлизация поверхности зануляет электрические поля на поверхности пьезокристаллов и уменьшает фазовую скорость волны V . Различие скоростей для свободной V_0 и металлизированной V_m поверхностей определяет коэффициент электромеханической связи $K^2 = 2(V_0 - V_m)/V_0$ и его анизотропию в плоскости распространения (угла Θ). Поэтому можно ожидать изменения направления переноса энергии ПАВ при металлизации поверхности.

Для вывода аналитического выражения, описывающего это изменение, запишем значения углов отклонения потока энергии Ψ для свободной (0) и металлизированной (м) поверхностей как $\Psi_0 = (1/V_0)(dV_0/d\Theta)$ и $\Psi_m = (1/V_m)(dV_m/d\Theta)$. Учтем, что V_0 , V_m и K^2 зависят от Θ и что $K^2 = 2(V_0 - V_m)/V_0$.

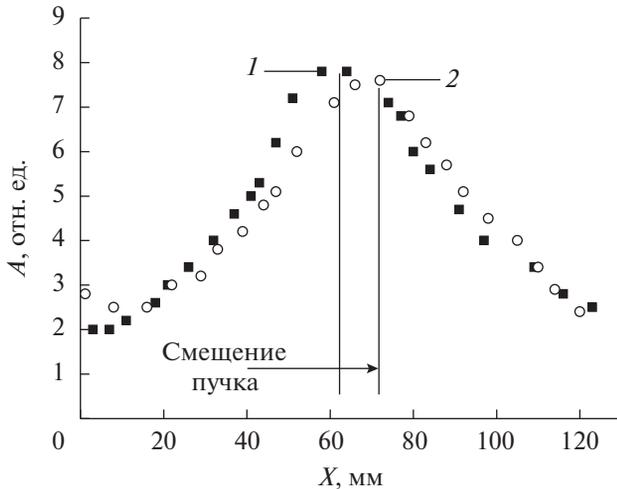


Рис. 1. Профили ПАВ, измеренные в пьезокристалле ZX-LiNbO₃ со свободной (1) и металлизированной (2) поверхностями.

Выразим V_m через V_0 и K^2 , подставим в выражение для Ψ_m и после несложных алгебраических преобразований получим

$$\Psi_m = \Psi_0 - \{dK^2/d\Theta\} / \{2 - K^2\}. \quad (2)$$

Выражение (2) показывает, что отличие углов отклонения потока энергии на металлизированной Ψ_m и свободной Ψ_0 поверхностях пьезокристаллов зависит от коэффициента электромеханической связи волны K^2 и его анизотропии в плоскости распространения. Оно тем сильнее, чем больше величина K^2 и сильнее градиент кривой $K^2(\Theta)$ в выбранном направлении Θ . Так как K^2 для всех известных кристаллов и волн не превышает нескольких десятков процентов, то знаменатель выражения (2) всегда положителен, и поэтому $\Psi_m < \Psi_0$ при $dK^2/d\Theta > 0$, $\Psi_m > \Psi_0$ при $dK^2/d\Theta < 0$ и $\Psi_m = \Psi_0$ (отсутствие эффекта металлизации) при $dK^2/d\Theta = 0$ (экстремумы кривой $K^2(\Theta)$).

Численные расчеты подтвердили наличие эффекта металлизации. При этом для слабых пьезоэлектриков (кварц) величина эффекта была мала и составила всего $|\Psi_m - \Psi_0| \sim 0.1^\circ$, тогда как для сильных пьезоэлектриков (ниобат лития) — эффект становился более заметным и достигал нескольких градусов. Примечательно, что для срезов с $\Psi_0 \approx 0^\circ$ эффект металлизации мог приводить к изменению не только величины, но и знака угла Ψ , т.е. к “перебрасыванию” вектора потока энергии с одной стороны волновой нормали на другую (это имеет место, например, для $YX + 68^\circ$ -LiNbO₃, $YX + 35^\circ$ -LiTaO₃ и $YX + 55.5^\circ$ -LiTaO₃).

Экспериментальную проверку эффекта металлизации проводили с использованием пьезокри-

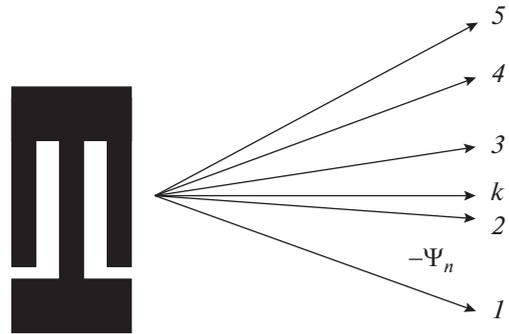


Рис. 2. Схематичное представление “веерообразного” излучения энергетических потоков нормальных волн разных порядков n : $n = 0, f = 12.4$ МГц (1); $n = 1, f = 12.7$ МГц (2); $n = 3, f = 14.2$ МГц (3); $n = 5, f = 16.2$ МГц (4); $n = 7, f = 18.5$ МГц (5); k — волновой вектор, Ψ_n — угол отклонения потока энергии, отсчитываемый от k .

сталла XZ-LiNbO₃, выбор которого был продиктован большой величиной пьезоэффекта, а также отсутствием отклонения потока энергии на свободной поверхности ($\Psi_0 = 0^\circ$) и его возникновением на металлизированной поверхности ($\Psi_m \neq 0^\circ$). Именно такая постановка эксперимента, по нашему мнению, представлялась наиболее корректной, так как противоположная ситуация не увеличения, а уменьшения угла Ψ при металлизации могла быть отнесена за счет воздействия замедляющего упруго-изотропного материала металлического покрытия, для которого $\Psi = 0^\circ$.

Измерения проводили с помощью вольфрамового зонда с диаметром острия 100 мкм, на частоте 5 МГц. Протяженность металлической пленки поликристаллического Ti вдоль направления распространения ПАВ составляла 13.6 мм, ее толщина 1000 Å. Точность измерений угла Ψ была равна $\pm 0.1^\circ$. В соответствии с выражением (2) профили ПАВ в отсутствие и присутствии металлического покрытия (рис. 1), измеренные непосредственно после металлической пленки, демонстрируют смещение звукового пучка при металлизации. Величина смещения согласуется с расчетом и соответствует отклонению потока энергии на угол $\Psi_{m\Delta} \approx -2.2^\circ$.

2. УПРАВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПОТОКАМИ НАВ

Подобно акустическим волнам других типов, потоки энергии нормальных волн в анизотропных кристаллах в общем случае также не совпадают с волновой нормалью [3]. Кроме того, как показали исследования данной работы, они зависят не только от направления распространения (угла Θ), но и от номера моды n (рис. 2, 3, таблица 1). Поэтому обычный встречно-штыревой преобразо-

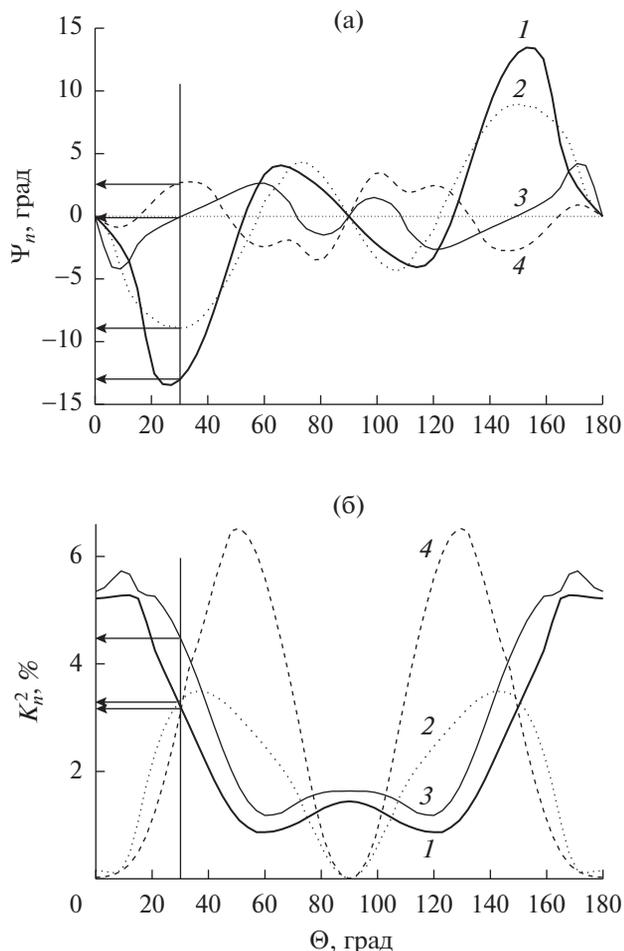


Рис. 3. Зависимости угла отклонения потока энергии Ψ_n и коэффициента электромеханической связи K_n^2 нормальных акустических волн разных номеров от направления распространения (угла Θ) в пластине $128^\circ Y, X + 30^\circ$ -LiNbO₃ (углы Эйлера $0^\circ, 37.86^\circ, \Theta$) толщиной $H/\lambda = 1.67$: $n = 0$ (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4)

ватель (ВШП), период которого равен длине акустической волны λ , излучает моды разных номеров “веерообразно”, под разными углами Ψ_n к волновому вектору k (см. рис. 2). Более того, частоты мод также отличаются друг от друга из-за различия скоростей мод ($f_n = V_n/\lambda$), типы излученных мод не совпадают друг с другом из-за зависимости их поляризации от их номера n , а эффективность возбуждения различна из-за отличия коэффициентов электромеханической связи у мод разных номеров n даже в одном направлении распространения (см. рис. 3) [3]. Так, для пластины LiNbO₄ толщиной $H/\lambda = 1.67$ энергетические потоки разных мод образуют “веер” с углами Ψ_n от -13.1° до $+5.6^\circ$, частоты мод меняются от 12.4 до 34.1 МГц, а типы волн соответствуют как обобщенным волнам Лэмба, так и квазипродольным

волнам QL -поляризации (см. рис. 3 и таблицу). При этом плавное изменение толщины пластины H и длины волны λ приводит к постепенному изменению направлений потоков каждой моды [3].

Экспериментальная проверка зависимости угла отклонения потока энергии Ψ_n от номера моды n проводилась путем возбуждения волн разных порядков вдоль ($\Theta = 0^\circ$) и под углом ($\Theta = 30^\circ$) к оси X в пластине $128^\circ Y$ -LiNbO₄ толщиной $H/\lambda = 1.67$. В соответствии с расчетами в первом случае отклонение потоков энергии всех мод отсутствовало ($\Psi_n = 0^\circ$), а во втором – максимальные акустические сигналы детектировались разными приемными ВШП, расположенными по дуге вокруг излучающего ВШП, подтверждая зависимость Ψ_n от n и неравенство нулю углов Ψ_n . Так, мода нулевого порядка $n = 0$ наиболее эффективно фиксировалась приемным ВШП, ось которого образовывала угол $\Theta = -45^\circ$ с осью X , что при направлении распространения $\Theta = 30^\circ$ к этой оси давало угол отклонения потока энергии, равный

Таблица 1. Характеристики нормальных акустических волн разных номеров n в пластине $128^\circ Y, X + 30^\circ$ -LiNbO₄ толщиной $H/\lambda = 1.67$ (углы Эйлера $0^\circ, 37.86^\circ, 30^\circ$)

n	V_n , м/с	Ψ_n , град	Тип НАВ
0	3720.69	-13.1	Лэмб
1	3804.95	-8.9	Лэмб
2	4013.36	-0.1	Лэмб
3	4272.11	2.7	Лэмб
4	4678.26	-6.8	Лэмб
5	4858.73	5.3	Лэмб
6	5418.39	-2.8	Лэмб
7	5558.37	5.6	Лэмб
8	6184.44	-1.0	Лэмб
9	6438.84	2.2	Лэмб
10	6620.86	1.6	Лэмб
11	7084.55	-4.1	QL
12	7166.33	1.2	QL
13	7405.95	1.6	Лэмб
14	8049.2	-5.4	Лэмб
15	8162.85	-1.0	Лэмб
16	8411.3	0.8	Лэмб
17	9146.75	-5.5	Лэмб
18	9282.84	-1.7	Лэмб
19	9457.99	0.7	Лэмб
20	10230.8	-5	Лэмб

$\Psi_n = -15^\circ$ в хорошем согласии с расчетом (см. таблицу 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Направления потоков энергии поверхностных и нормальных акустических волн могут меняться как за счет металлизации поверхности пьезоэлектрических кристаллов, так и при изменении номера моды, толщины пластины и длины нормальной волны. При этом в первом случае это изменение носит скачкообразный характер и даже в сильных пьезоэлектриках не превышает нескольких градусов, тогда как во втором – оно может происходить плавно и достигать десятка градусов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-07-00074-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зайцев В.В., Кузнецова И.Е.* Акустические волны в тонких пьезоэлектрических пластинах. М.: Радиотехника, 2018.
2. *Козловский К.Н., Ананских А.В., Лавут А.П.* // Вопросы радиоэлектроники. Сер. Общетеchnическая. 1968. Т. 10. № 10. С. 70.
3. *Anisimkin V.I.* // IEEE Trans. 2014. V. UFFC-61. № 1. P. 120.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ ПО ПОДГОТОВКЕ МАТЕРИАЛОВ

ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Редакция журнала “Радиотехника и электроника” принимает к рассмотрению рукописи оригинальных ранее нигде не опубликованных статей с результатами теоретических и экспериментальных исследований в области радиотехники и электроники, имеющих самостоятельное и прикладное значение. Основные направления публикаций в журнале соответствуют следующим тематическим рубрикам:

1. Электродинамика и распространение радиоволн
2. Антенно-фидерные системы
3. Статистическая радиофизика
4. Теория и методы обработки сигналов
5. Динамический хаос в радиофизике и электронике
6. Теория радиотехнических цепей
7. Радиофизические явления в твердом теле и плазме
8. Электроника СВЧ
9. Электронная и ионная эмиссия
10. Применение радиотехники и электроники в биологии и медицине
11. Нанозлектроника
12. Электронная и ионная оптика
13. Физические процессы в электронных приборах
14. Новые радиоэлектронные системы и элементы
15. Критика и библиография
16. Хроника

Публикация в разделах Критика и библиография и Хроника инициируются редколлегией журнала. Редколлегия оставляет за собой право отклонять статьи, не соответствующие тематике журнала.

ПРЕДОСТАВЛЕНИЕ И ОФОРМЛЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ

Рукописи статей предоставляются в редакцию в *электронном виде* на адрес red@cplire.ru. Также обязательно должны быть присланы в электронном виде сопроводительные документы с печатью учреждения — направление от организации, экспертное заключение (для работающих авторов) и договор о передаче авторского права с издательством “Плеадес Паблишинг” (файл бланка дого-

вора размещен на сайте Издательства <http://pleiades.online/ru/authors/>, там же авторы могут ознакомиться с другими материалами и требованиями издательства).

Рекомендованный объем статьи — до 20 страниц текста с таблицами, рисунков — до 10. Статьи большего формата — обзоры — заказываются редколлегией и их объем согласовывается с редакцией.

В случае получения положительной рецензии автор должен прислать в редакцию *бумажной оригинал* (в одном экземпляре без разметки), идентичный электронному варианту, исправленному в соответствии с рецензией.

Материалы рукописи должны быть расположены в следующем порядке.

1. **Название рубрики** (см. выше) оформляется полужирным прямыми прописными буквами по центру.

1. **Индекс УДК** оформляется курсивом, в левый край, между рубрикой и названием статьи.

2. **Название статьи** оформляется полужирным и прямыми прописными буквами по центру.

3. **Информация об авторах** приводится полностью в шапке статьи, без сносок внизу страницы. **Авторы:** инициалы и фамилии оформляются полужирным шрифтом с прописной буквы, прямым шрифтом, размещаются по центру.

Места работы: оформляются светлым курсивом по центру. Перед наименованием места работы ставится значок сноски *латинскими* буквами (*a*, *b* и т.д.), соответствующими буквам у фамилий авторов. При наличии нескольких мест работы под символом *a* указывается место работы первого автора, под символом *b* — второе место работы первого автора или место работы второго автора, далее по порядку. *Место работы обязательно должно быть указано для каждого автора.* Для неработающих авторов указывается бывшее место работы или адрес редакции журнала. Адрес оформляется в следующем порядке: МЕСТО РАБОТЫ, УЛИЦА, НОМЕР ДОМА, ГОРОД, ИНДЕКС, СТРАНА.

4. **Адрес электронной почты:** оформляется отдельной строкой по центру курсивом. Соответствие электронного адреса фамилии автора оформляется символами *, **, *** и т.д. В каждой статье обязательно должен быть хотя бы один электронный адрес.

5. Аннотация (без слова “аннотация”) должна содержать не более пяти-шести предложений, на-

чинающихся словами: Показано, Получено, Предсказано, Рассмотрено, Исследовано и т.п.

6. Текст статьи (без рисунков и таблиц) в формате MSWord.

7. Список литературы.

8. Подрисуночные подписи.

9. Таблицы.

10. Рисунки.

После названия рубрики, УДК, заглавия статьи, авторов, адресов, заголовков и подзаголовков точка не ставится.

Для статей из рубрики “Применение радиотехники и электроники в биологии и медицине”, описывающих эксперименты с людьми и (или) животными, необходимо наличие раздела о соблюдении этических стандартов. Подробнее см. на сайте Издательства <http://pleiades.online/ru/authors/guidlines/ethics-statements/>.

НАБОР ТЕКСТА И ФОРМУЛ

Текст статьи должен быть набран и напечатан через два интервала (аннотация через 1.5), размер шрифта – 14 (для аннотации 12). Просьба использовать для текста шрифт Times New Roman, а для символов – Symbol. Просьба не смешивать в одном слове русские и латинские буквы.

Разделы статьи нумеруются цифрами: 1. Название, 2. Название, ..., подразделы цифрами: 1.1. Название, 1.2. Название, ... Последующие по уровню подразделы не нумеруются, а выделяются курсивом: *Схема совпадений*. Далее текст.... Не нумеруются Введение и Заключение.

Нумерация формул по всей статье сплошная, без деления на разделы. Допускается разбиение на “подформулы”: (5), (5.1), (5.2). Просьба соблюдать последовательность и не ставить, например, формулу (5.2) после формулы (7). Если в работе име(ю)тся Приложение(я), то нумерация формул во всех приложениях также сплошная: (П.1), (П.2) и т.д. Не допускается присвоение нумерации отдельным частям формулы

$$z(t) = \begin{cases} 0, & 0 \leq t \leq \frac{1}{2}, \\ 1, & 1 \leq t \leq \frac{3}{2}. \end{cases} \quad (2)$$

(3)

Ссылки на рисунки в тексте даются в сокращении со строчной буквы: рис. 1, рис. 2 и т.д. Также и ссылки на таблицы – табл. 1, табл. 2 и т.д. Все таблицы (независимо от их числа) должны иметь название.

Список подрисуночных подписей может быть кратким: Рис. 1. Рис. 2. Рис. N, или полным: Рис. 1. Название: экспликация (пояснение обозначений на рисунке). Если рисунок один, то текстовая подпись к нему обязательна.

Скалярные величины, обозначенные латинскими буквами, должны набираться курсивом (например, c , T), обозначаемые греческими буквами – прямым шрифтом (например, μ , θ). Для обозначения матриц, векторов-столбцов или векторов-строк необходимо использовать прямой полужирный шрифт; для векторов физических величин – светлый курсив и стрелку сверху.

Не вводите более одного пробела подряд (в том числе, при нумерации формул) – используйте абзацные отступы и табуляцию.

Не заканчивайте строку нажатием клавиши “Enter” – используйте ее только для начала нового абзаца.

Используйте возможности, предоставляемые текстовым редактором, – автоматическое создание сносок, автоматический перенос или автоматический запрет переносов, создание списков, автоматический отступ и т.п.

При создании таблиц, используйте специальные возможности приложения MSWord или MSExcel. Не следует набирать таблицы вручную с помощью большого числа пробелов или знаков табуляции.

ГРАФИЧЕСКИЙ МАТЕРИАЛ

Авторы должны учитывать, что бумажная версия журнала выходит в черно-белом формате, поэтому предоставляемые цветные иллюстрации при черно-белой печати должны быть хорошо различимы. Соответствующие правила предоставления цветных иллюстраций выложены на сайте Издательства. Все предоставляемые иллюстрации должны быть черно-белыми. Они должны иметь разрешение не ниже 150 dpi. Толщина линии на рисунках не должна быть меньше 0.5 pt. Иллюстрации не должны быть уже 8 см (расположение на одну колонку) или 17 см (расположение на две колонки).

Редакция просит не оставлять на рисунках сетку или серый фон – только в случаях особой необходимости. Надписи на рисунках не должны соприкасаться ни с какими-либо другими частями. На рисунках (графиках) не допускаются буквенные пояснения – они должны быть вынесены в подрисуночные подписи. Кривые нумеруются курсивными цифрами. Если экспериментальные кривые обозначаются треугольниками, квадратами, кружками и т.д., то кривые описываются в подписи к рисунку либо в тексте. Если кривые идут очень близко и проставить цифры затруднительно, то тогда к рисунку дается вставка, в которой указываются элементы кривых, обозначенные цифрами. Элементы больших схем также нумеруются курсивными цифрами и поясняются в подписи или в тексте. Имеющиеся в математических редакторах обозначения 0.0 на графиках не

допускаются! Нужно использовать просто 0! Если по вертикальной и горизонтальной осям начала отсчета совпадают, то ставится только одна цифра 0. Не допускается предоставление величин 10^N в виде 1E-N. При широком диапазоне значений недопустимо использовать различные системы записей величин: $10\ 100\ 10^3$ – просьба использовать единообразную систему. Просьба избегать записей целых чисел в виде 1.0, 2.0 и т.д. Для очень больших чисел желательно вводить масштабный множитель и указывать его перед единицей измерения.

Редакция просит авторов обратить внимание, что в журнале принято писать: Ганкель (а не Ханкель!), Доплер (с одним п!), Шоттки (с двумя т).

Рукописные буквы могут быть только большими латинскими. Готические буквы могут быть только большими прямыми. Наименования химических элементов набираются прямым шрифтом. Аналогично – все математические функции и операции: rot, div, grad, Re, Im, lim, sin, tg, arctg, exp, Si, sn, dn, max, min, sup, inf и др. Запись экспоненциальной зависимости допускается только в форме $\exp(\dots)$.

Все индексы, являющиеся сокращениями от русских слов (входной, выходной, падающий, отраженный и т.д.) должны даваться маленькими русскими буквами (вх, вых, пад, отр и т.д.). Если в тексте введена аббревиатура, то в соответствующем индексе она дается большими буквами: оптическое изображение (ОА) – d_{OA} . Индексы от фамилий иностранных авторов даются прямыми прописными латинскими буквами: E_F – энергия Ферми.

Все размерности единиц в тексте и на рисунках указываются в русской транскрипции (В, эВ, кА, Ом, МВт, дБ, Дж, с, К, отн. ед., град, мин, рад). Нуль (0) размерности не имеет, поэтому она не указывается (за исключением логарифмических величин: 0 дБ). Десятичные дроби набираются только через точку (1.37), а не через запятую (1,37).

Буква “ë” везде заменяется на “e”, кроме фамилий и особых случаев.

Одиночные буквы или символы, одиночные переменные или обозначения, у которых есть только верхний или нижний индекс, единицы измерения в тексте, а также простые математические ($a + b = c$) или химические формулы (H_2SO_4) желательно набирать в текстовом режиме без математического редактора.

Точка в формулах в качестве знака умножения не допускается.

Прямым шрифтом должны быть набраны все вертикальные линии (модули, значения производной в точке и т.д.).

Точка не ставится после названий таблиц, размерностей (г – грамм, с – секунда, см – сантиметр).

Промежутки величин в тексте даются не через знак тире (–), а с помощью отточия: 10...24 МГц; 0.14...1.23 см и т.д. Через тире даются ссылки на рисунки (рис. 1–4), формулы ((2)–(5)) и даты (2–6 февраля).

Редакция просит авторов набирать математические формулы при помощи встроенного в редактор Word пакета Уравнение и не использовать Math Typeation. Выносные математические формулы (оформляемые отдельной строкой) должны набираться в рамке математического редактора. Очень длинные формулы должны разбиваться на строки с использованием двойных, тройных и т.д. рамок. При этом знак, оканчивающий формулу одной строки (“+”, “–”, “×”), должен повторяться и в начале новой строки. Не допускается также вставка формул в виде рисунка.

Для формул, набранных в математическом редакторе, должны использоваться общие установки шрифта, размеров символов и их размещения. Принудительное ручное изменение для отдельных символов или элементов не допускается.

Просьба по возможности избегать “многоэтажных” формул. Дробные показатели степени давать через косую черту: $1/2$.

АББРЕВИАТУРЫ, СОКРАЩЕНИЯ, РАЗМЕРНОСТИ

В названии статьи не допускается никаких (даже самых известных) аббревиатур. Если в аннотации введена аббревиатура, то в тексте она должна быть продублирована. В тексте можно использовать без расшифровки некоторые общепринятые аббревиатуры: СВЧ, КПД, ЭДС.

Аббревиатуры, употребляемые как прилагательные, пишутся через дефис (ИК-излучение, СВЧ-техника).

Сокращения и следующее за ним слово отделяются пробелом (760 мм рт. ст.; г. Москва, рис. 1, табл. 2). Без пробелов пишутся аббревиатуры географической широты (с.ш.) и долготы (з.д.). Словосочетание “так как” дается полностью, “то есть” – в сокращении: т.е. Размерности отделяются от числа пробелом (100 кПа, 9.81 м/с, 273 К), кроме градусов, процентов, промилле (90° , 1%, 5%). Просьба не делать набор размерностей в математическом редакторе!

Для сложных размерностей допускается использование как отрицательных степеней (Дж моль $^{-1}$ К $^{-1}$), так и скобок (Дж/(моль К) или Дж (моль К) $^{-1}$), при этом в тексте, подписях и на рисунках следует выдерживать единообразие записи.

При перечислении, а также в числовых интервалах размерность приводится лишь для последнего числа (18...20 Дж/моль), за исключением угловых градусов, которые никогда не опускаются (кроме 0). Градусы Цельсия даются в виде 5°C, а градусы Кельвина 5 К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Все ссылки даются на языке оригинала и нумеруются в строгом соответствии с порядком их появления в статье. Просьба не ссылаться на переводные версии русскоязычных статей. Каждый пункт должен содержать ссылку на один источник. Исключение — две статьи одного автора в одном номере журнала.

Для обозначения номеров как русских, так и иностранных журналов просьба употреблять символ №.

Если ссылка на источник содержит только URL адрес, то такая ссылка должна быть оформлена прямо в тексте статьи в виде гиперссылки.

Ссылки на статьи даются следующим образом: *Фамилия И.О., Фамилия И.О., ...* (если авторов четыре или меньше — то всех, если пять или больше — то только первых трех плюс сокращение *и др. (et al.)*), (название статьи не приводится!), две косые черты // Название журнала. Год. Том. Номер (если есть). Номер только первой страницы.

Просьба использовать следующие сокращения для основных журналов: Успехи физ. наук (мат. наук), Письма в ЖЭТФ, ФТТ, ПТЭ, Письма в ЖТФ, РЭ (Радиотехника и электроника), Квантов. электрон. Названия редко упоминаемых журналов даются полностью. Для англоязычных журналов: Phys.Rev. (Lett.), J. Appl. Phys. (Lett.). Ссылки на журнал IEEE Transactions даются в следующем порядке: IEEE Trans. Год. V. (сокращенное название серии MTT, AP) — номер тома. Номер выпуска. Номер первой страницы. Пример: IEEE Trans. 1998. V. AP-23. № 5. P. 234.

Для электронных журналов кроме стандартной ссылки желательно указывать и адрес прямого доступа в Интернете.

Ссылка на книги дается следующим образом: *Фамилия И.О., Фамилия И.О., Фамилия И.О.* (если авторов четыре или меньше — то всех, если пять или больше — то только первых трех плюс сокращение *и др. (et al.)*) Название книги. Город: Издательство, год. (число страниц не указывается!). При ссылке на определенную главу или страницу в книге после года ставится номер страницы: С. 371. В названии книг на иностранных языках все слова (кроме артиклей и предлогов) даются с большой буквы. Просьба учесть, что названия городов Москва, Ленинград (Санкт-Петербург),

New York, London даются в сокращении (М.: Л.: (СПб.): N.Y.: L.).

Ссылки на авторские свидетельства и патенты даются следующим образом: *Фамилия И.О., Фамилия И.О., ...* (если авторов четыре или меньше — то всех, если пять или больше — то только первых трех плюс сокращение *и др. (et al.)*). Название, вид (раньше — патент или а.с., ныне — патент на изобретение или патент на полезную модель), № регистрации, Бюллетень изобретений (Б.И.) или Официальный бюллетень “Изобретения и полезные модели”, год, номер, страница (если есть!), на которой опубликована информация о патенте. Ссылка на закрытые авторские свидетельства и патенты не допускается, даже если прошло много лет со дня их выдачи!

Ссылка на труды или тезисы конференций даются следующим образом: *Фамилия И.О.* (Название доклада не печатается) // Сокращенное название вида публикации: Тез. докл. 7-й конф. ... (Proc. Conf. ...), место и дата проведения. Город, где находится Издательство: название Издательства, год издания. Том (если есть). Номер первой страницы! Для конференций, проводимых IEEE, городом издания считается Нью-Йорк (N.Y.: IEEE, 2015. V. 2. P. 173).

Если труды выпущены на компакт-дисках, то можно указать: CD-ROM Proc. Conf. ... Вместо номера первой страницы можно указать номер доклада. Если труды конференции есть в только Интернете — дается адрес прямого доступа к докладу.

Ссылки на диссертации и авторефераты даются следующим образом: *Фамилия И.О.* Название диссертации. (Автореферат) Дис. ... канд. (д-ра) физ.-мат. наук. Город: организация, год. Полное число страниц. При ссылке на иностранные диссертации, имеющиеся в Интернете, желательно кроме формальных данных указывать адреса прямого доступа (для материалов, имеющихся только в Интернете — обязательно).

Ниже приведены примеры ссылок

1. *Домбровский А.Н., Решетняк С.А.* // РЭ. 2009. Т. 54. № 11. С. 1369.
2. *Hong J.-S., Lancaster M.J.* // IEEE Trans. 1997. V. MTT-45. № 12. P. 2358.
3. *Семенов Б.Ю.* Силовая электроника: от простого к сложному. М.: СОЛОН-Пресс, 2005.
4. Springer Handbook of Speech Recognition / Eds. J. Benesty, M. Sondh, Y. Huang. N.Y.: Springer, 2008.
5. Van de Wiele F. Solid State Imaging / Eds. P.G. Jespers, F. Van De Weile, M.H. White. Leyden: Noordhoof, 1976. P. 41.
6. *Мармалюк А.А., Панин А.А., Сабитов Д.Р.* *и др.* // Тр. XXIII научн.-техн. конф. по фотоэлек-

тронике и приборам ночного видения. Москва. 28–30 мая 2014. М.: НПО “Орион”, 2014. С. 37.

7. *Deng H., He X., Yao B., Zhou Y.* // Proc. 2008. Int. Conf. Microwave and Millimeter Wave Technol. Nanjin. 08–12 Oct. N.Y.: IEEE, 2008. P. 231.

8. *Седнев М.В., Бурлаков И.Д., Болтаръ К.О.* Способ сборки фотоприемного устройства. Патент РФ № 2 308 787. Оpubл. офиц. бюл. “Изобретения. Полезные модели” № 29 от 20.10.2007.

9. *Кузьмин Е.П.* Повышение эффективности обработки широкополосных сигналов на фоне внутрисистемных и преднамеренных помех. Дис. ... док. техн. наук. Красноярск: Сибирский федеральный университет, 2017. 333 с.

10. *Hamner C.A., Spencer R.A.* Conformal Array, Luneburg Lens Antenna System. US Pat. № 8854257 B2. Publ. 07 Oct. 2014.

11. Каталог фирмы Spectral Imaging, Ltd. Oulu. <http://www.specim.fi/hyperspectral-cameras/>.

БЛАГОДАРНОСТИ И ФИНАНСИРОВАНИЕ

Благодарности выносятся в конце статьи в отдельный раздел. При этом благодарности отдельным лицам даются без упоминания академических и ученых званий, только инициалы и фамилия.

Отдельным разделом указывается источник финансирования работы, например: Работа выполнена при (частичной) финансовой поддержке ... название фонда, организации... (грант (проект №) ...).

ПРАВИЛА РАБОТЫ С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Основные правила работы авторов с электронной корректурой статей можно найти на указанном выше сайте Издательства: <http://pleiades.online/ru/authors/>.

По всем вопросам, связанным с подготовкой и предоставлением статей, авторы могут обращаться в редакцию: e-mail: red@cplire.ru, тел. +7 (495) 629-33-80.