Том 67, номер 8, 2022

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

О возможности восстановления сверхкороткого радиоимпульса, деформированного при прохождении холодной плазменной среды

Г. М. Стрелков, Ю. С. Худышев

729

Экранирование электромагнитного излучения искусственным магнитным проводником на основе анизотропного композиционного материала из емкостных решеток

Ю. Н. Казанцев, Г. А. Крафтмахер, В. П. Мальцев, В. С. Солосин

736

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

Построение траекторий лучей при рассеянии электромагнитных волн от неоднородной плазмы факела ракетного двигателя

К. И. Конов, К. Н. Климов

745

Общее решение задачи синтеза градиентной линзы с центральной симметрией

А. С. Венецкий, В. А. Калошин, Т. Т. Чан

754

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Новая конструкция вейвлетов на основе свертки финитных функций с прямоугольным импульсом

В. Ф. Кравченко, Я. Ю. Коновалов

761

Влияние гармонической помехи на эффективность процедуры беспорогового поиска шумоподобного сигнала по времени запаздывания с переходом в частотную область определения

Е. В. Кузьмин, Ф. Г. Зограф

774

Исследование помехоустойчивости оптимального посимвольного приема фазоманипулированных сигналов с корректирующими кодами в недвоичных полях Галуа

Л. Е. Назаров, В. В. Батанов

782

Формирование семеричных последовательностей Гордона—Миллса—Велча для систем передачи цифровой информации

В. Г. Стародубцев

788

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

Индуцирование сверхрешеток для канализируемых волн в магнитоупорядоченных средах сторонними волнами

А. Ф. Кабыченков, Ф. В. Лисовский, Г. В. Арзамасцева, Е. Г. Мансветова

793

ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В РАДИОФИЗИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ

Прямохаотические средства сверхширокополосной беспроводной связи в метровом и дециметровом диапазоне радиоволн

А. С. Дмитриев, Е. В. Ефремова, В. В. Ицков, М. М. Петросян, А. И. Рыжов, И. Ф. Турканов	797
ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ	
Особенности детектирования электрических характеристик проводящих жидкостей с помощью нормальных акустических волн	
В. И. Анисимкин, И. Е. Кузнецова, Е. С. Шамсутдинова	807
Исследование воздействия импульсных электромагнитных помех на устойчивость работы кольцевых генераторов	
П. С. Глазунов, А. М. Салецкий, В. А. Вдовин	816
НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ Детектор угарного газа с многоканальным режимом оповещения	
П. С. Мартьянов	825
ХРОНИКА	
К 90-летию Владимира Григорьевича Шаврова	829
К 75-летию Александра Степановича Бугаева	831

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УЛК 621.371.01

О ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СВЕРХКОРОТКОГО РАДИОИМПУЛЬСА, ДЕФОРМИРОВАННОГО ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЫ

© 2022 г. Г. М. Стрелков^{а, *}, Ю. С. Худышев^а

^а 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 17.12.2021 г. После доработки 24.03.2022 г. Принята к публикации 30.03.2022 г.

Изложены результаты анализа возможности восстановления исходной формы передаваемого радиоимпульса по временному ходу напряженности поля излучения, регистрируемого на приемном конце трассы. Анализ выполнен применительно к сверхкороткому синусоидальному цугу с синусоидальной огибающей, среда распространения — холодная разреженная плазма. Восстановление формы выполнено на основе полученного интегрального соотношения, во временной области выражающего поле излучаемого импульса через принимаемое поле. Приведены примеры, иллюстрирующие возможность эффективного восстановления исходной формы излученного импульса для ряда значений параметров задачи.

DOI: 10.31857/S0033849422080150

ВВЕДЕНИЕ

Характерной особенностью процесса распространения радиоимпульсных сигналов в плазменных средах являются нарастающие с удалением от излучателя изменения их формы и интегральных характеристик. При достаточной протяженности трассы регистрируемый временной ход суммарной напряженности поля может весьма значительно отличаться от такового для излучаемого импульса. Искажения приводят к снижению надежности передачи информации, а при их значительном уровне - к необходимости введения дополнительных процедур по предварительной идентификации принимаемого сигнала. Естественно, возникают вопросы как о возможности компенсации искажений передаваемых импульсов (см., например, [1-3]), так и о возможности определения характеристик трассы, например ее длины [4, 5], по характеристикам принимаемого поля. Самостоятельным среди них является вопрос о восстановлении исходной формы поступившего в среду импульса.

Цель данной работы — аналитически и на основе вычислений оценить возможности восстановления исходной формы поступившего в среду сверхкороткого радиоимпульса по принимаемому деформированному импульсу применительно к случаю холодной плазмы. Частично результаты доложены на Международной конференции [6].

1. АНАЛИТИЧЕСКИЕ И РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Пусть электромагнитный импульс распространяется в холодной плазменной среде по трассе протяженностью z с интегральной электронной концентрацией ТЕС. Процесс распространения описывается волновым уравнением

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial z^2},\tag{1}$$

где E— напряженность электрического поля; c— скорость света в среде; t— время; P— поляризация единицы объема среды. В соответствии с моделью среды со свободными зарядами [8—10] величину P опишем уравнением

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + v_9 \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{e^2 N_e}{m} E \tag{2}$$

(e и m — заряд и масса электрона, N_e — электронная концентрация).

Решение системы уравнений (1) и (2) получено в [7] при единственном условии, что спектр излучаемого импульса находится вне области непрозрачности плазмы. В соответствии с [7] напряженность поля излучения, регистрируемая

на приемном конце трассы, описывается выражением

$$E(\text{TEC};t') = E(0;t') -$$

$$- \int_{0}^{t'} \sqrt{\frac{\delta}{\theta}} J_{1}(2\sqrt{\delta\theta}) \exp(-v_{9\phi}\theta) E(0;t'-\theta) d\theta.$$
(3)

Здесь E(0;t') — напряженность поля излучения, поступающего в среду; t'=t-z/c; $v_{9\varphi}$ — эффективная частота соударений; $\delta=\omega_0^2z/(2c)$; $\omega_0^2=31.81\times 10^8 N_e$; ω_0 — плазменная частота; $J_1(x)$ — функция Бесселя. Нетрудно видеть, что величина параметра δ прямо пропорциональна TEC.

Относительно функции времени E(0;t') равенство (3) представляет собой интегральное уравнение Вольтерра второго рода с разностным ядром [10]. Соответственно, его решение найдем, применив к (3) преобразование Лапласа по временной переменной. С учетом операторного равенства из [11, ф-ла 5.5.36] имеем

$$E(\text{TEC}; p) =$$

$$= E(0; p) - \left(\exp\left(-\frac{\delta}{p + v_{9\phi}}\right) - 1\right)E(0; p) = (4)$$

$$= \exp\left(-\frac{\delta}{p + v_{9\phi}}\right)E(0; p).$$

В (4) введены следующие обозначения:

$$E(0; p) = \int_{0}^{\infty} E(0; t') \exp(-pt') dt',$$

$$E(\text{TEC}; p) = \int_{0}^{\infty} E(\text{TEC}; t') \exp(-pt') dt'.$$

Полагая далее величину E(0; p) неизвестной, перепишем (4) в виде

$$E(0; p) = \exp\left(\frac{\delta}{p + v_{3\phi} + i\omega}\right) E(\text{TEC}; p) =$$

$$= E(\text{TEC}; p) + \left(\exp\left(\frac{\delta}{p + v_{3\phi} + i\omega}\right) - 1\right) E(\text{TEC}; p).$$
(5)

Обратный переход во временную область ([9, операторное равенство 5.5.31]) дает

$$E(0;t') = E(TEC;t') +$$

$$+ \int_{1}^{t'} \sqrt{\frac{\delta}{\theta}} I_1(2\sqrt{\delta\theta}) \exp(-\nu_{\theta}\theta) E(TEC;t' - \theta) d\theta.$$
 (6a)

Здесь $I_1(x)$ — модифицированная функция Бесселя первого порядка, остальные величины определены выше.

Полагая, что временной ход величины E(TEC;t') достаточно достоверно известен, на-

пример по экспериментальным данным, и также известна величина TEC трассы, получаем возможность трактовать соотношение (ба) как инструмент восстановления исходной формы принятого импульса. Соответственно, далее под левой частью формулы (ба) будем понимать восстановленный импульс, напряженность поля которого теперь переобозначим как $E_{\rm B}({\rm TEC}\,;t')$. Тогда формула примет вид

$$E_{\rm B}({\rm TEC};t') = E({\rm TEC};t') +$$

$$+ \int_{0}^{t'} \sqrt{\frac{\delta}{\theta}} I_{1} \left(2\sqrt{\delta\theta}\right) \exp(-\nu_{\rm sp}\theta) E({\rm TEC};t'-\theta) d\theta.$$
 (66)

Вычисления в (3) и (6б) выполнялись с четверной точностью (34 значащие цифры), интегралы вычислялись методом Гаусса по 15 узлам интегрирования. Все следующие данные являются следствием соотношений (3) и (6б).

2. ИЗЛУЧАЕМЫЙ, ДЕФОРМИРОВАННЫЙ И ВОССТАНОВЛЕННЫЙ СВЕРХКОРОТКИЕ ИМПУЛЬСЫ

Возможность восстановления исходной формы излученного импульса с применением соотношений (3) и (6б) рассмотрим на примере радиоимпульса вида

$$E(0;t) = \begin{cases} E_0 \sin(\pi t/t_{_{\rm H}}) \sin(2\pi N t/t_{_{\rm H}}), & 0 \le t \le t_{_{\rm H}}; \\ 0, & t > t_{_{\rm H}}, \end{cases}$$
(7)

где N — число полных колебаний поля в импульсе; $t_{\rm u}=NT=N/f$ — длительность импульса; T и f — период колебаний и частота колебаний ("несущая") поля в излучаемом импульсе; E_0 — "высота" импульса. Начальное значение энергии импульса (3) при $E_0=1$ и целых значениях параметра N равно

$$E_{\rm M}(0) = \int_0^{t_{\rm M}} E^2(0;t) \, dt = 0.25t_{\rm M}.$$

Рисунки 1 и 2 совместно иллюстрируют принципиальную возможность восстановления формы поступившего в среду импульса по временной зависимости напряженности поля, регистрируемой на приемном конце трассы. На рисунках для ряда возрастающих по величине TEC (10^{15} , 10^{16} , 2.0×10^{16} , 2.4×10^{16} и 2.6×10^{16} м $^{-2}$) сопоставлены кривые I и 2: соответственно напряженность поля излучения E(0;t'), поступающего в среду (излучаемый импульс), и напряженность поля E(TEC;t'), регистрируемая на приемном конце трассы (деформированный импульс). Как видим, кривые 2 постепенно отстают и становятся шире относительно кривых I. Количественные данные о степени нарастающей деформации кривых 2

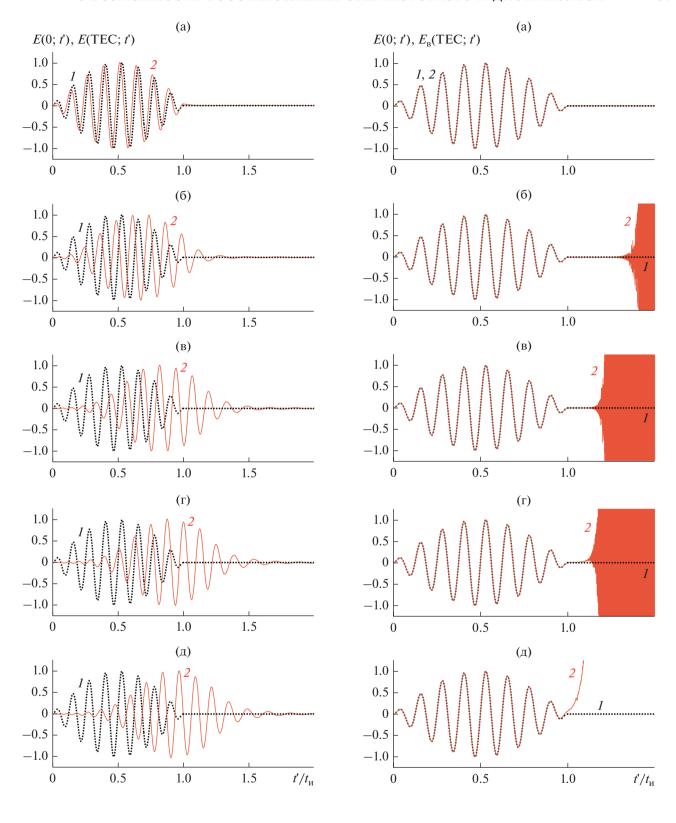


Рис. 1. Сопоставление напряженностей поля излучаемого E(0;t') (кривые I) и принимаемого $E(\mathrm{TEC};t')$ (кривые 2) импульсов при $t_{\mathrm{H}}=8$ нс, N=8, f'=1 ГГц, $v_{\mathrm{3} \dot{\mathrm{ф}}}=0$, TEC = 10^{15} (a), 10^{16} (б), 2.0×10^{16} (в), 2.4×10^{16} (г) и 2.6×10^{16} м $^{-2}$ (д).

Рис. 2. Сопоставление напряженностей поля излучаемого E(0;t') (кривые I) и восстановленного $E_{\rm B}({\rm TEC};t')$ (кривые 2) импульсов при тех же значениях параметров, что и на рис. 1.

Таблица 1. Интегральные характеристики для (E(TEC; t')) (см. рис. 1 кривые 2)

TEC, M^{-2}	$\overline{t}_{ ext{IIT}}$	$\Delta \overline{t}_{\!\scriptscriptstyle \mathrm{H}}$
0	0.5000	0.1807
10^{15}	0.5169	0.1808
10^{16}	0.6698	0.1821
2.0×10^{16}	0.8395	0.1857
2.2×10^{16}	0.8734	0.1866
2.4×10^{16}	0.9073	0.1876
2.6×10^{16}	0.9412	0.1887

Таблица 2. Интегральные характеристики для (E(TEC;t')) (см. рис. 3 кривые 2)

N	$\overline{t}_{ ext{IIT}}$	$\Delta \overline{t_{_{ m H}}}$
6	0.9568	0.1994
5	1.0530	0.2186
4	1.2024	0.2685
2	2.1060	1.1345
1	5.3681	7.7159

Таблица 3. Интегральные характеристики для (E(TEC;t')) (см. рис. 5 кривые 2)

N	$\overline{t}_{ ext{IIT}}$	$\Delta \overline{t}_{\!\scriptscriptstyle m H}$
6	1.1091	0.2125
5	1.3847	0.2644
4	1.9036	0.4172
2	6.9030	3.8591
1	26.310	19.524

приведены в табл. 1: нормированные на $t_{\rm u}$ величины центра тяжести —

$$\overline{t}_{\text{ur}}(\text{TEC}) = \frac{1}{t_{\text{u}} E_{\text{u}}(0)} \int_{0}^{\infty} t' E^{2}(\text{TEC}; t') dt'$$
 (8)

и среднеквадратической ширины –

$$\Delta t_{\text{II}}(\text{TEC}) = \frac{1}{t_{\text{II}}} \left(\frac{1}{E_{\text{II}}(0)} \int_{0}^{\infty} (t' - t_{\text{IIT}})^{2} E^{2}(\text{TEC}; t') dt' \right)^{1/2}.$$
 (9)

Дополнительно в первой строке таблицы приведены величины $\overline{t}_{\text{цт}}$ и $\Delta \overline{t}_{\text{и}}$ для излучаемого импульса. Данные таблицы указывают, в частности, на заметно большие относительные вариации величины $\overline{t}_{\text{цт}}(\text{TEC})$ в рассмотренном интервале значений TEC и прочих равных условиях.

Аналогично на рис. 2а-2д сопоставлены излучаемая E(0;t') (кривые I) и восстанавливаемая по (6б) $E_{p}(TEC;t')$ (кривые 2) напряженности поля. При относительно малой величине $TEC = 10^{15} \text{ м}^{-2}$ (см. рис. 2а) кривые 1 и 2 практически совпадают, но и на рис. 1а расхождение кривых 1 и 2 весьма мало. С увеличением ТЕС восстановление также оказывается практически полным (см. рис. 26-2д), однако при принятых значениях параметров уже начиная с $TEC = 10^{16} \text{ м}^{-2}$, по-видимому, нарастающие погрешности вычислений приводят к "срыву" восстанавливаемых величин $E_{R}(TEC;t')$ в пределах широкого интервала значений. Так, при $TEC = 10^{16} \text{ м}^{-2}$ "срыв" наблюдается при $t' \sim 1.3t_{\text{H}}$ (см. рис. 26), а при ТЕС = $2.6 \times 10^{16} \text{ M}^{-2}$ (см. рис. 2д) "срыв" происходит сразу после окончания импульса.

Выше было отмечено, что в примерах, представленных на рис. 1 и 2, деформацию излученных импульсов визуально можно определить как заметную, но еще, возможно, малозначимую. На рис. 3 и 4 приведены примеры восстановления импульсов со значительно большей деформацией. Их содержание аналогично содержанию рис. 1 и 2, но переменной величиной является не ТЕС, а число колебаний поля в излучаемом импульсе. При постоянной несущей это означает, что вместе с N изменяется и его длительность. Укорочение излучаемого импульса за счет числа колебаний приводит к значительному относительному уширению временного интервала, занимаемого деформированным импульсом (см. рис. 3, кривые 2) и соответствующему росту значений его интегральных характеристик (см. табл. 2). При этом достигается полное восстановление импульса (см. рис. 4, кривые 2) при всех принятых значениях N. Дополнительно отметим, что укорочение излучаемого импульса смещает начало "срыва" вправо по временной оси.

Возможность полного восстановления при дальнейшем нарастании деформации распространяющегося импульса показана на рис. 5 и 6. Их содержание аналогично содержанию рис. 3 и 4, но при изменении величины N теперь длительность импульса остается постоянной и равной 8 нс, как на рис. 1 и 2. Качественно возросший уровень искажений иллюстрирует вкладка на рис. 5д, на которой представлен увеличенный фрагмент начального участка кривой 2. На временном интервале $0 \le t' < 1.5t_{_{\mathrm{H}}}$ поле деформированного импульса практически отсутствует. Количественно возросший уровень искажений подтверждают данные табл. 3, величины $\overline{t}_{\text{цт}}$ и $\Delta \overline{t}_{\text{и}}$ в которой в десятки раз превышают соответствующие величины, приведенные в табл. 1. Тем не менее в пределах своей длительности импульсы восстанавливаются без искажений. Дополнительный анализ показал, что восстановление излучаемого импульса без "сры-

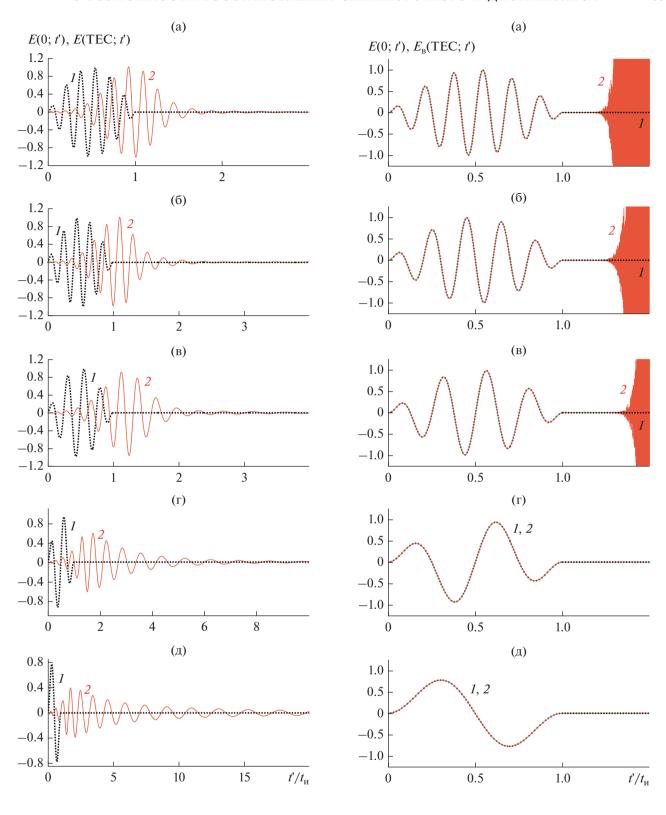


Рис. 3. Сопоставление напряженностей поля излучаемого E(0;t') (кривые I) и принимаемого E(TEC;t') (кривые 2) импульсов при f'=1 ГГц, $\text{TEC}=2.0\times 10^{16}\,\text{m}^{-2}$, $\nu_{9\varphi}=0$; а также разных значениях N и t_{u} (нс) соответственно: 6 и 6 нс (а); 5 и 5 нс (б); 4 и 4 нс (в); 2 и 2 нс (г); 1 и 1 нс (д).

Рис. 4. Сопоставление напряженностей поля излучаемого E(0;t') (кривые I) и восстановленного $E_{\rm B}({\rm TEC};t')$ (кривые 2) импульсов при тех значениях параметров, что и на рис. 3.

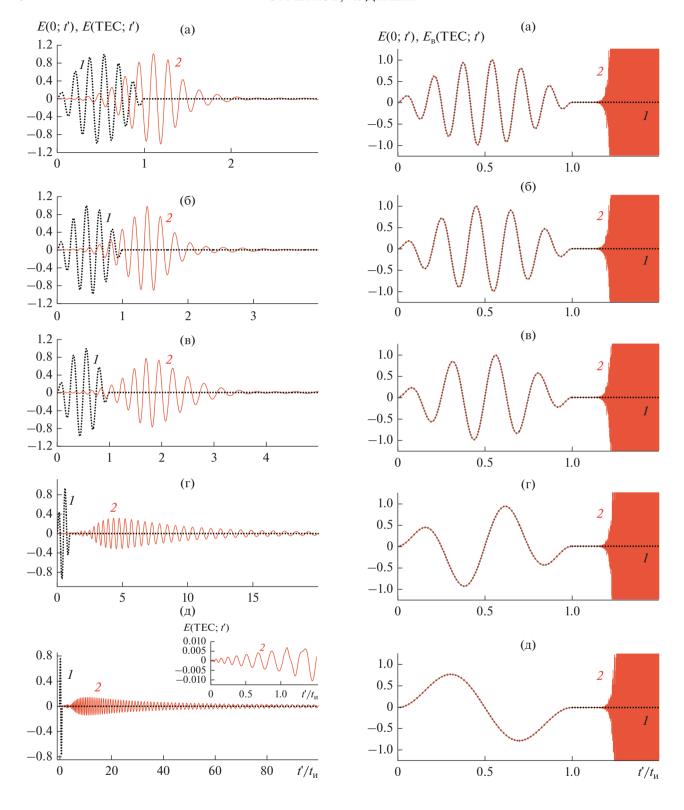


Рис. 5. Сопоставление напряженностей поля излучаемого E(0;t') (кривые I) и принимаемого $E(\mathrm{TEC};t')$ (кривые 2) импульсов при $t_\mathrm{u}=8$ нс, $\mathrm{TEC}=2.0\times 10^{16}\,\mathrm{m}^{-2}$, $v_\mathrm{эф}=0$; а также разных значениях N и f' (ГГц) соответственно: 6 и 0.75 ГГц (а); 5 и 0.625 ГГц (б); 4 и 0.5 ГГц (в); 2 и 0.25 ГГц (г); 1 и 0.125 ГГц (д); на вставке — увеличенный фрагмент.

Рис. 6. Сопоставление напряженностей поля излучаемого E(0;t') (кривые I) и восстановленного $E_{\rm B}({\rm TEC};t')$ (кривые 2) импульсов при тех значениях параметров, что и на рис. 5.

ва" в рассматриваемой постановке задачи выполняется при выполнении неравенства $\delta t_{\mu} \leq \sim 1100$.

Приведенным выше результатам отвечает условие $V_{3\varphi}=0$. Дополнительное изучение влияния этого параметра показало, что его увеличение, по крайней мере до значения 10^5 с $^{-1}$, без изменения других параметров задачи не влияет на получаемые результаты и основанные на них выводы. Ориентируясь далее на оценки величины $V_{3\varphi}$, приведенные в [8, с. 73], можно сделать вывод, что для рассмотренных выше значений параметров задачи полученные данные справедливы для ионосферных трасс, проходящих в пределах и выше Е-слоя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведено не имеющее аналогов в литературе соотношение, которое во временной области выражает напряженность поля, поступающего в холодную плазменную среду импульса через напряженность поля излучения, регистрируемого на приемном конце трассы. На его основе для сверхкороткого синусоидального цуга с синусоидальной огибающей показана принципиальная возможность восстановления исходной формы радиоимпульса, приведены примеры такого восстановления и оценены значения параметров задачи, для которых восстановление оказывается весьма эффективным. Основными среди этих параметров являются интегральная электронная концентрация трассы ТЕС и характерная длительность импульса t_{μ} , но не его начальная форма. Адекватное восстановление сверхкороткого радиоимпульса, выбранного для иллюстрации его принципиальной возможности, достигается при выполнении неравенства $\delta t_{\mu} \le \sim 1100$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госзадания ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Назаров Л.Е., Батанов В.В. // РЭ. 2017. Т. 62. № 9. С. 866.
- 2. Назаров Л.Е., Батанов В.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1584.
- 3. *Батанов В.В., Назаров Л.Е.* // Журн. радиоэлектроники. 2021. № 6. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.6.1
- 4. *Кальщиков А.А.*, *Штыков В.В.*, *Шалимова Е.В.* // Журн. радиоэлектроники. 2020. № 9. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.9.1
- 5. *Кальщиков А.А., Штыков В.В.* // Журн. радиоэлектроники. 2020. № 3. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.3.5
- 6. *Стрелков Г.М., Худышев Ю.С.* // XXVII Междунар. науч.-техн. конф. "Радиолокация, навигация, связь" (Воронеж, сент.2021). Воронеж: ИД ВГУ. 2021. Т. 3. С. 327.
- 7. Стрелков Г.М. // РЭ. 2008. Т. 53. № 9. С. 1094.
- 8. *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
- 9. *Памятных Е.А., Туров Е.Ф.* Основы электродинамики материальных сред в переменных и неоднородных полях. М.: Физматлит, 2000.
- 10. *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн.М.: Наука, 1979.
- 11. *Полянин А.Д., Манжиров А.В.* Справочник по интегральным уравнениям. М.: Физматлит, 2003.
- 12. *Бейтмен Г., Эрдейи А*. Таблицы интегральных преобразований. М.: Наука, 1969. Т. 1.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАЛИОВОЛН

УЛК 537.874:621.396

ЭКРАНИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПРОВОДНИКОМ НА ОСНОВЕ АНИЗОТРОПНОГО КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА ИЗ ЕМКОСТНЫХ РЕШЕТОК

© 2022 г. Ю. Н. Казанцев^{а, *}, Г. А. Крафтмахер^а, В. П. Мальцев^а, В. С. Солосин^{а, b}

^аФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация ^bИнститут теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, Москва, 125412 Российская Федерация

*E-mail: yukazantsev@mail.ru Поступила в редакцию 19.01.2021 г. После доработки 17.03.2021 г. Принята к публикации 25.05.2021 г.

Изучены характеристики искусственного магнитного проводника (ИМП) на основе анизотропного композиционного материала из емкостных решеток с металлическими элементами в форме квадратов либо полосок, каждая из которых сдвинута на полпериода относительно двух соседних. Даны аналитические выражения для оценки диэлектрической проницаемости композиционного материала и сформулировано условие их применимости, которое было апробировано путем численного расчета. Показана возможность применения такого ИМП как малогабаритного экрана с полосой экранирования до 30% при расположении дипольного излучателя практически на его поверхности.

DOI: 10.31857/S0033849422080071

ВВЕДЕНИЕ

Структуры с высоким поверхностным импедансом, или иначе искусственные магнитные проводники (ИМП), обычно относят к классу метаматериалов, т.е. материалов с необычными электромагнитными характеристиками. Особенностью искусственных магнитных проводников является то, что коэффициент отражения от их поверхности равен +1, а не -1 как в случае отражения от металлической поверхности.

Типичным примером ИМП является грибообразная структура, предложенная в [1, 2]. Там же было показано, что в определенном диапазоне частот вдоль поверхности этой структуры не могут распространяться поверхностные волны. Это обусловлено тем, что грибообразная структура образует решетку из большого числа резонаторов и в частотной полосе коллективного резонанса шириной до 10...15% резко возрастает поверхностный импеданс. Позже в ряде работ были исследованы различные реализации грибообразной структуры [3-5] и другие типы ИМП на основе емкостных решеток и частотно селективных поверхностей [6-8]. Достаточно ясно определились и области возможных применений ИМП, а именно: земляная плоскость низкопрофильных антенн в антенной технике [9-11], в радиопоглотителях для уменьшения толщины и улучшения частотно-угловых характеристик [12–14], в технике мобильной связи как малогабаритные экраны для защиты пользователей от электромагнитного излучения [3, 15, 16]. В последнем случае при использовании в мобильном устройстве малоразмерных антенн становится весьма важным уменьшение размеров экрана. Так, в работах [15, 16] был предложен и исследован экран в виде отдельного плоского минирезонатора с емкостной связью с окружающим пространством. Было показано, что в частотной полосе резонанса на поверхности резонатора создаются условия искусственного магнитного проводника [17]. Естественно, ширина полосы частот зависит от габаритов резонатора.

В работе [6] был предложен ИМП на основе композиционного материала с высокой анизотропией диэлектрической проницаемости, выполненного из емкостных решеток. Было показано, что на поверхности такого ИМП могут распространяться лишь слабозамедленные волны, которые слабо возбуждаются малоразмерными антеннами.

В данной работе изучена зависимость диэлектрических характеристик композиционного материала из емкостных решеток от размеров его

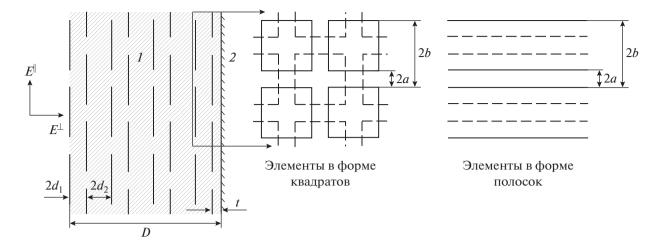


Рис. 1. Структура ИМП на основе композиционного материала: I – композит, 2 – металлический экран.

структуры, а также характеристики экранирования электромагнитного излучения ИМП-экранами на основе этого материала.

1. ИМП ИЗ КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ ЕМКОСТНЫХ РЕШЕТОК

На рис. 1 представлена структура ИМП на основе композиционного материала с высокой анизотропией диэлектрической проницаемости, которая включает в себя слой 1 композиционного материала и металлический экран 2. Слой 1 состоит из множества емкостных решеток с металлическими элементами в форме квадратов либо полосок, причем каждая из решеток сдвинута на полпериода b относительно соседних по обеим поперечным координатам х и у. Расстояние между нечетной и следующей четной решетками равняется $2d_1$, а расстояние между четной и следующей нечетной равно $2d_2$. Размеры структур, указанные на рис. 1, удовлетворяют следующим условиям: $2b \leqslant \lambda$, $a \leqslant b$, $d_1 + d_2 \leqslant b$, где λ — длина волны. Эквивалентная диэлектрическая проницаемость композиционного материала для электрического поля E^{\parallel} , направленного вдоль решеток, велика и в частном случае, при $d_1 = d_2$, может быть оценена по следующей формуле [6]:

$$\varepsilon^{\parallel} = \frac{\varepsilon b(b - 2a)}{4d_1^2},\tag{1}$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость материала между решетками. Для электрического поля E^\perp , перпендикулярного решеткам, эквивалентная диэлектрическая проницаемость равна проницаемости материала между решетками:

$$\varepsilon^{\perp} = \varepsilon.$$
 (2)

Используя метод длинных линий и теорию электрических цепей несложно получить формулу для оценки ε^{\parallel} в другом частном случае, при $d_1 \ll d_2$ или $d_1 \gg d_2$:

$$\varepsilon^{\parallel} = \frac{\varepsilon b(b - 2a)}{4d_{1,2}(d_{1} + d_{2})},\tag{3}$$

где индекс 1 или 2 в $d_{1,2}$ относится к слою меньшей толщины.

Отметим, что формулы (1) и (3) справедливы лишь при выполнении условия

$$\delta = \frac{\pi \varepsilon (b - 2a)b}{2d_{1,2}\lambda} \le 1,\tag{4}$$

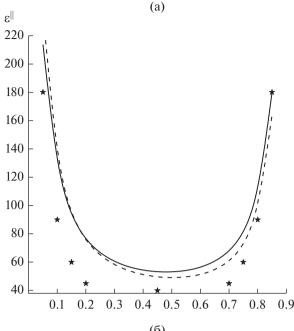
которое означает, что коэффициент отражения от отдельной пары решеток мал по сравнению с единицей. В противном случае электромагнитные свойства анизотропного материала нельзя строго описать эквивалентной диэлектрической проницаемостью. Этот факт будет подтвержден численным расчетом коэффициента отражения от слоя анизотропного материала из большого, но конечного, числа емкостных решеток.

Слой анизотропного диэлектрика, расположенный на металлической плоскости, при нормальном падении на него плоской волны резонирует на частоте $f_{\rm p}$, равной:

$$f_{\rm p} = \frac{c}{4D\sqrt{\varepsilon^{\parallel}}},\tag{5}$$

где c — скорость света.

В окрестности резонансной частоты эта структура обладает свойствами ИМП, поскольку коэффициент отражения от нее на резонансной частоте равен +1. При этом, как было показано в работе [6], в окрестности резонансной частоты в рассматриваемой структуре могут распространяться лишь



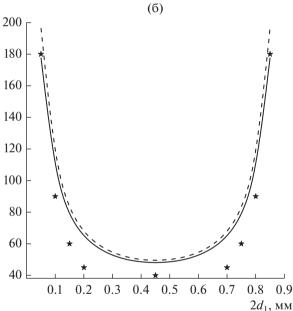


Рис. 2. Зависимость эквивалентной диэлектрической проницаемости ϵ^{\parallel} от $2d_1$ для композитов с элементами в виде квадратов (сплошные кривые) и в виде полосок (штриховые) из 20 (а) и 21 (б) решетки, звездочками отмечены расчеты, полученные по формулам (1) и (3).

слабозамедленные поверхностные волны, эффективность возбуждения которых малоразмерными источниками мала. Указанные свойства являются основанием для применения ИМП данного типа в качестве земляной плоскости и миниэкрана для малоразмерных антенн. Для реализации этой цели проведен численный расчет

зависимости диэлектрической проницаемости рассматриваемого анизотропного композиционного материала от расстояний между решетками для $\delta \leqslant 1$ и $\delta \ge 1$ и на конкретной модели ИМП малых размеров определены характеристики экранирования излучения антенны, расположенной вблизи поверхности ИМП.

2. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ЗАВИСИМОСТИ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ АНИЗОТРОПНОГО КОМПОЗИТА ОТ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ РЕШЕТКАМИ

Эквивалентную диэлектрическую проницаемость ε^{\parallel} композита определяли на частотах f_m резонанса в слое конечной толщины L и бесконечных поперечных размеров при нормальном падении на слой плоской волны:

$$\varepsilon^{\parallel} = \left(\frac{mc}{2Lf_{\rm m}}\right)^2,\tag{6}$$

где m — номер резонанса, начиная с самой низкой резонансной частоты. Резонансные частоты слоя композита определяли по минимумам частотной зависимости коэффициента отражения.

Все результаты расчета эквивалентной диэлектрической проницаемости ε^{\parallel} , приведенные далее, получены для низшего резонанса (m=1), однако следует указать, что они практически не отличаются от аналогичных результатов для m=2 и 3.

Были рассчитаны диэлектрические проницаемости для двух случаев: четного (n=20) и нечетного (n=21) числа решеток. В случае n=20 первая и последняя решетки в слое были сдвинуты по отношению друг к другу на полпериода, а в случае n=21 сдвига не было. Композит состоял из решеток с элементами в форме квадратов или полосок с периодом 2b=6 мм при расстоянии между элементами 2a=0.3 мм. Расстояние $2(d_1+d_2)$ между решетками одинакового типа (четные или нечетные) было взято равным 0.9 мм, а расстояние $2d_1$ между нечетной и следующей четной решетками менялось в интервале 0.05...0.85 мм. Диэлектрическая проницаемость среды между решетками принята равной 1.

В табл. 1 представлены рассчитанные резонансные частоты и соответствующие значения эквивалентной диэлектрической проницаемости ε^{\parallel} для 17-ти значений $2d_1$, а на рис. 2а даны графики зависимости ε^{\parallel} от $2d_1$ для композита из 20 решеток, как с квадратными элементами, так и с элементами в виде полосок.

В табл. 2 и на рис. 26 представлены аналогичные результаты для композита из 21 решетки.

Таблица 1. Резонансные частоты и значения эквивалентной диэлектрической проницаемости $\varepsilon^{\parallel} = \left[c/(2Lf_1) \right]^2$ композита из 20 решеток

24 .00	L, mm	Элементы в форме квадратов		Элементы в форме полосок		ϵ^{\parallel}
2 <i>d</i> ₁ , mm		$f_{ m l},$ ГГц	ϵ^{\parallel} численно	$f_{ m l},$ ГГц	ϵ^{\parallel} численно	аналитически
0.05	8.15	1.259	213.71	1.197	236.42	180
0.1	8.2	1.666	123.96	1.612	128.77	90
0.15	8.25	1.938	91.77	1.889	92.64	60
0.2	8.3	2.134	75.64	2.089	74.84	45
0.25	8.35	2.278	66.31	2.236	64.55	_
0.3	8.4	2.384	60.38	2.344	58.04	_
0.35	8.45	2.458	56.58	2.42	53.81	_
0.4	8.5	2.506	54.34	2.468	51.13	_
0.45	8.55	2.53	53.17	2.492	49.56	40
0.5	8.6	2.528	53.08	2.491	49.03	_
0.55	8.65	2.502	53.99	2.464	49.53	_
0.6	8.7	2.45	56.29	2.41	51.18	_
0.65	8.75	2.365	60.39	2.323	54.46	_
0.7	8.8	2.24	67.29	2.194	60.36	45
0.75	8.85	2.058	79.75	2.008	71.25	60
0.8	8.9	1.793	105.23	1.737	94.15	90
0.85	8.95	1.375	179.77	1.309	163.93	180

Примечание: $2(d_1 + d_2) = 0.9$ мм, $L = 18(d_1 + d_2) + d_1$.

Заметные различия в приведенных зависимостях для четного и нечетного числа решеток, которые увеличиваются при малых значениях $2d_1$ связаны с нарушением условия (4).

На рис. 2а и 26 представлены результаты расчета диэлектрической проницаемости ε^{\parallel} , полученные по формулам (1) и (3). Эти же результаты приведены в табл. 1 и 2. Заметим, что при $d_1 \ll d_2$ и при $d_1 \gg d_2$ условие (4) ($\delta \ll 1$) не выполнялось, а при $d_1 = d_2 = 0.45$ мм величина $\delta = 0.48$ тоже была меньше единицы. Тем не менее в последнем случае результаты обоих численных расчетов (n = 20 и n = 21) и оценка по аналитической формуле (1) достаточно близки.

Однако для реализации искусственного магнитного проводника выполнение условия (4) для композита необходимым не является.

Так, были рассчитаны частотные зависимости фазы коэффициента отражения плоской волны от ИМП на основе композита с теми же формами и размерами структуры, что и при расчете эквивалентной диэлектрической проницаемости, а именно при 2b = 6 мм, 2a = 0.3 мм, $2(d_1 + d_2) = 0.9$ мм;

расстояние t между последней решеткой композита и металлическим экраном было взято равным 0.2 мм, а число решеток равным 9. Толщина структуры составила D=3.8 мм. На рис. За и 36 представлены частотные зависимости фазы коэффициента отражения R от ИМП при трех значениях $2d_1=0.45$; 0.2 и 0.05 мм для случаев $\varepsilon=1$ и $\varepsilon=2.55$ соответственно. На этих кривых имеются резонансные частоты f_0 , при которых фазы коэффициента отражения равны нулю, т.е. структура является идеальным магнитным проводником. В табл. 3 указаны эти частоты, а также частоты f_{90} и f_{-90} , при которых фаза коэффициента отражения равна 90° либо -90° соответственно.

Результаты, представленные на рис. 3а, 3б и в табл. 3 указывают на два пути снижения резонансной частоты, а именно: уменьшение промежутка d_1 , т.е. группировка решеток по парам, либо использование диэлектрика с большой диэлектрической проницаемостью в области между решетками.

Численные расчеты были проведены методом моментов в программе FEKO.

Таблица 2. Резонансные частоты и значения эквивалентной диэлектрической проницаемости $\varepsilon^{\parallel} = \left[c/(2Lf_1) \right]^2$ композита из 21 решетки

42	Элементы в форме квадратов		Элементь поло	ϵ^{\parallel}	
d_1 , mm ²	$f_{ m l},$ ГГц	$arepsilon^{\parallel}$ численно	$f_{ m l}$, ГГц	ϵ^{\parallel} численно	аналитически
0.05	1.25	177.78	1.189	196.49	180
0.1	1.643	102.90	1.59	109.88	90
0.15	1.898	77.11	1.852	80.99	60
0.2	2.078	64.33	2.0355	67.04	45
0.25	2.206	57.08	2.167	59.15	_
0.3	2.298	52.60	2.26	54.39	_
0.35	2.36	49.87	2.322	51.52	_
0.4	2.394	48.47	2.359	49.92	_
0.45	2.406	47.99	2.37	49.45	40
0.5	2.394	48.47	2.359	49.92	_
0.55	2.36	49.87	2.322	51.52	_
0.6	2.298	52.60	2.26	54.39	_
0.65	2.206	57.08	2.167	59.15	_
0.7	2.078	64.33	2.0355	67.04	45
0.75	1.898	77.11	1.852	80.99	60
0.8	1.643	102.90	1.59	109.88	90
0.85	1.25	177.78	1.189	196.49	180

Примечание: $2(d_1 + d_2) = 0.9$ мм, $L = 20(d_1 + d_2) = 9$ мм.

Таблица 3. Резонансные частоты и ширина полосы ИМП

2 <i>d</i> ₁ , мм	ε	f_0 , ГГц	<i>f</i> ₉₀ , ГГц	f_{-90} , ГГц	$(f_{90} - f_{-90})/f_0$, %
0.45	1	2.82 (2.8)	2.56 (2.54)	3.07 (3.06)	18 (18.6)
	2.55	1.796 (1.78)	1.686 (1.678)	1.905 (1.884)	12.2 (11.6)
0.2	1	2.3 (2.28)	2.13 (2.103)	2.48 (2.459)	15.2 (15.6)
	2.55	1.463 (1.444)	1.388 (1.372)	1.534 (1.515)	10 (9.9)
0.05	1	1.33 (1.296)	1.265 (1.235)	1.385 (1.357)	9 (9.4)
	2.55	0.837 (0.816)	0.812 (0.791)	0.862 (0.840)	6 (6)

Примечание. Значения f без скобок относятся к элементам в форме квадратов, в скобках — в форме полосок.

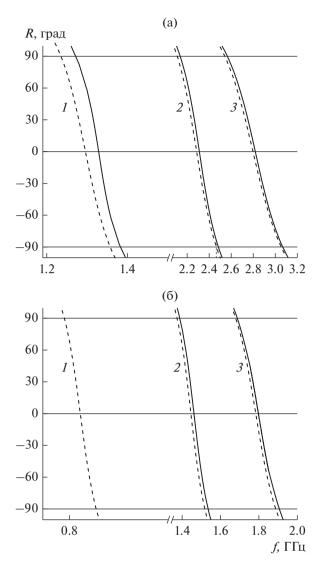


Рис. 3. Частотная зависимость фазы коэффициента отражения R от ИМП с элементами в виде квадратов (сплошные кривые) и в виде полосок (штриховые) при $2d_1=0.05$ (I), 0.2 (Z) и 0.45 мм (Z) для случаев Z = 1 (Z) и Z = 5.5 (Z).

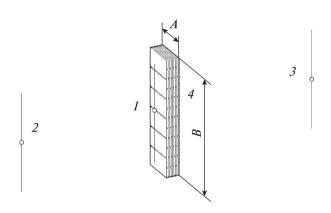


Рис. 4. Схема для определения полосы экранирования малогабаритного экрана: 1 — передающая антенна, 2 и 3 — приемные антенны, 4 — экран.

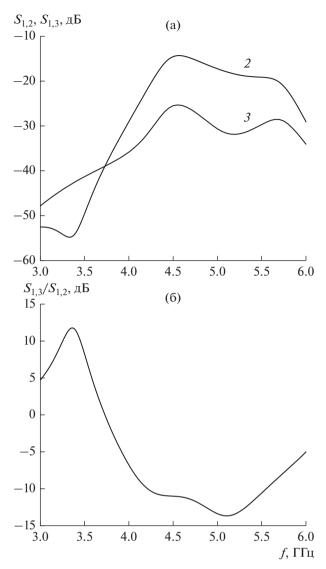


Рис. 5. Частотные зависимости коэффициента передачи $S_{1,2}$ и $S_{1,3}$ сигнала от антенны 1 к антеннам 2 и 3 (а) и отношение $S_{1,3} / S_{1,2}$ (б) для экрана с $\varepsilon = 1$.

3. МАЛОГАБАРИТНЫЙ ЭКРАН НА ОСНОВЕ ИМП

Малогабаритный экран 4, размер которого $A \times B$, показан на рис. 4 в схеме для определения характеристик экрана. Передающая антенна 1 расположена на расстоянии 1 мм от поверхности экрана, а приемные антенны 2 и 3 на расстоянии 70 мм от металлизированной грани экрана. В модели экрана был использован ИМП конечных размеров A=10 мм и B=36.3 мм, состоящий из девяти однопериодических решеток, сдвинутых на полпериода относительно друг друга и отстоящих друг от друга на расстоянии $2d_1=2d_2=0.45$ мм. Элементы решеток имели форму полосок, расположенных на расстоянии 2a=0.3 мм друг от друга с периодом 2b=6 мм. На рис. 5а для случая $\epsilon=1$

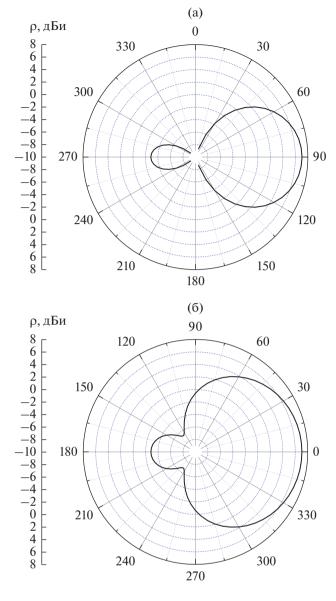


Рис. 6. Диаграммы направленности антенны с экраном при ε=1 на частоте 4.5 ГГц: a-B *Е*-плоскости (зависимость от ϑ при $\varphi=0$); $\delta-B$ *H*-плоскости (зависимость от φ при $\vartheta=90^\circ$).

представлены частотные зависимости коэффициента передачи $S_{1,2}$ и $S_{1,3}$ сигнала от антенны I к антеннам 2 и 3 соответственно, а на рис. 56 — отношение этих величин, показывающее эффект экранирования. Ширина полосы экранирования по уровню -10 д \overline{b} составила около 30%.

На рис. 6а и 6б даны диаграммы направленности антенны I с экраном на частоте 4.5 ГГц в плоскостях E и H в сферической системе координат ρ , ϑ , ϕ , подтверждающие эффект экранирования также и в дальней зоне. Центр системы координат совпадает с серединой антенны I, а ось — с

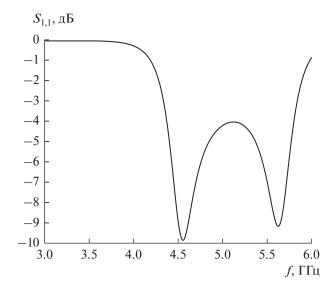


Рис. 7. Частотная зависимость коэффициента отражения в линию с волновым сопротивлением 50 Ом, питающую антенну 1.

осью антенны, причем угол ф отсчитывается от перпендикуляра к поверхности экрана.

На рис. 7 представлена частотная зависимость коэффициента отражения в линию с волновым сопротивлением 50 Ом, питающую антенну 1. Все три антенны представляли собой полуволновые диполи длиной 30 мм из провода диаметром 1 мм.

Из сравнения частотных зависимостей фазы коэффициента отражения от ИМП бесконечных поперечных размеров (см. рис. 3а) и характеристик экранирования малогабаритного экрана (см. рис. 5б) следует, что полоса рабочих частот ИМП и полоса экранирования не совпадают, причем вторая из них лежит по частоте существенно выше первой. Естественным способом уменьшения частот экранирования является понижение резонансной частоты структуры экрана путем использования диэлектрика с большой диэлектрической проницаемостью между решетками. Так, на рис. 8а дана частотная зависимость коэффициентов $S_{1,2}$ и $S_{1,3}$ для значения диэлектрической проницаемости среды между решетками ε = 2.55. На рис. 8б представлена частотная кривая отношения этих коэффициентов. Из зависимостей, представленных на рис. 8а и 8б, следует, что область экранирования сместилась в сторону более низких частот, но полоса экранирования по уровню –10 дБ заметно не уменьшилась.

На рис. 9а и 9б представлены диаграммы направленности на частоте 3.5 ГГц в плоскостях E и H соответственно.

Следует указать, что рабочая полоса экрана может быть существенно уже полосы экранирования,

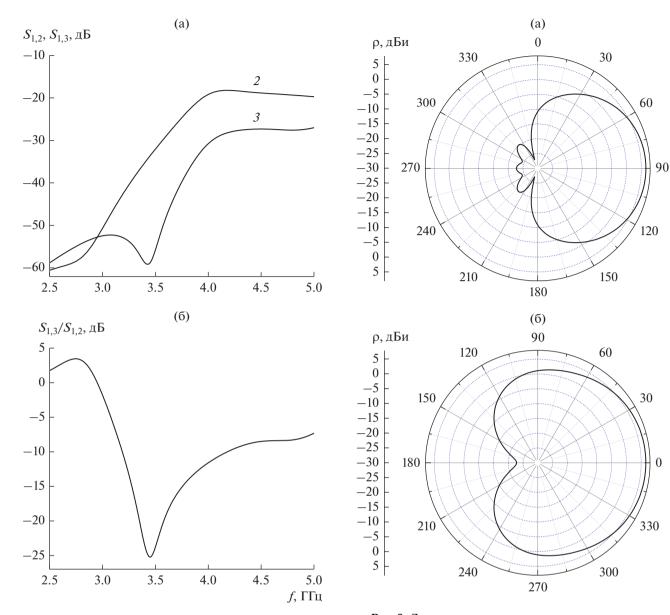


Рис. 8. Частотные зависимости коэффициента передачи $S_{1,2}$ и $S_{1,3}$ сигнала от антенны I к антеннам 2 и 3 (а) и отношение $S_{1,3}/S_{1,2}$ (б) для экрана с $\varepsilon=2.55$.

Рис. 9. Диаграммы направленности антенны с экраном при $\varepsilon = 2.55$ на частоте 3.5 ГГц: а — в *Е*-плоскости (зависимость от ϑ при $\varphi = 0$); б — в *Н*-плоскости (зависимость от φ при $\vartheta = 90^{\circ}$).

так как она зависит также от условий согласования антенны с питающей линией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен малогабаритный экран электромагнитного излучения, выполненный из анизотропного композитного материала, состоящего из ряда параллельных друг другу емкостных решеток, каждая из которых сдвинута по отношению к соседним на половину периода. Для оценки диэлектрической проницаемости композитного материала получены аналитические выражения и

сформулированы условия их применимости. Путем численного расчета диэлектрической проницаемости этого материала при различных расстояниях между решетками показано, что эти условия определяют и саму возможность использовать понятие эквивалентной диэлектрической проницаемости для строгого описания электромагнитных свойств материала. Результаты численного расчета частотной зависимости коэффициента отражения от безграничного слоя анизотропного материала на металлической плоскости показали, что эта структура в окрестности резонансной частоты обладает свойствами ИМП, причем существует возмож-

ность управления резонансной частотой, например ее понижения путем группировки решеток по парам. Экранирующие свойства ИМП были продемонстрированы на модели экрана малых поперечных размеров при расположении дипольного излучателя на его поверхности. Ширина полосы экранирования составила около 30% по уровню —10 дБ. Этот уровень экранирования подтверждается результатами расчета диаграмм направленности.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Yablonovich E., Sievenpiper D.* Circuit and Method Eliminating Surface Currents on Metals. US Pat. № 6 262 495. Publ July 17, 2001.
- 2. Sievenpiper D., Zhang L., Broas R. F. J. et al. // IEEE Trans. 1999. V. MTT-47. № 11. P. 2059.
- 3. Broas R.F.J., Sievenpiper D.F., Yablonovitch E. // IEEE Trans. 2001. V. MTT-49. № 7. P. 1262.

- 4. Clavijo S., Diaz R.E., McKinzie W.E. // IEEE Trans. 2003, V. AP-51, № 10, P. 2678.
- 5. Broas R.F.J., Sievenpiper D.F., Yablonovitch E. // IEEE Trans. 2005. V. AP-53. № 4. P. 1377
- 6. *Казанцев Ю.Н., Аплеталин В.Н.* // РЭ. 2007. Т. 52. № 4. С. 415.
- 7. Luukkonen O., Simovski C., Granet G., Goussetis G. // IEEE Trans. 2008. V. AP-56. № 6. P. 1624.
- 8. *Казанцев Ю.Н., Крафтмахер Г.А., Мальцев В.П.* // РЭ. 2019. Т. 64. № 9. С. 874.
- 9. Feresidis A.P., Goussetis G., Wang Sh., Vardaxoglou J.C. // IEEE Trans. 2005. V. AP-53. № 1. P. 209.
- Costa F., Monorchio A., Talarico S., Fabio M.V. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett. 2009. V. 7. P. 676.
- 11. *Yang F., Rahmat-Samii Y.* // IEEE Trans. 2003. V. AP-51. № 10. P. 2691.
- 12. Казанцев Ю.Н., Крафтмахер Г.А., Мальцев В.П., Солосин В.С. // РЭ. 2022. Т. 66. № 4. С. 339.
- 13. *McVay J.*, *Hoorfar A.*, *Engheta N.*, // Microwave Opt. Technol. Lett. 2009. V. 51. № 3. P. 785.
- Simms S., Fusco V. // Electronics Lett. 2005. V. 41.
 № 24. P. 1311.
- 15. Казанцев Ю.Н., Аплеталин В.Н., Солосин В.С. // РЭ. 2008. Т. 53. № 3. С. 316.
- 16. *Казанцев Ю.Н., Аплеталин В.Н., Калошин В.А.* Электромагнитный экран с большим поверхностным импедансом. Пат. РФ № 2379800. Опубл. офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 2 от 20.01.2010.
- 17. *Казанцев Ю.Н.*, *Солосин В.С.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 10. С. 1194.

_____ АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ ____ СИСТЕМЫ

УЛК 621.396

ПОСТРОЕНИЕ ТРАЕКТОРИЙ ЛУЧЕЙ ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ ФАКЕЛА РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

© 2022 г. К. И. Конов^{а, *}, К. Н. Климов^{а, **}

^аНациональный исследовательский университет "Московский авиационный институт", Волоколамское шос., 4, Москва, 125993 Российская Федерация

*E-mail: konov.k.i@gmail.com **E-mail: const0@mail.ru Поступила в редакцию 09.03.2022 г.

После доработки 09.03.2022 г. Принята к публикации 25.03.2022 г.

Рассмотрена модель концентрации электронов в шлейфе факела ракетного двигателя (РД) и приведены картины распределения плазменной частоты на примере третьей ступени межконтинентальной баллистической ракеты (МБР) Реасекеерег. Представлены картины 3D-траекторий лучей, рассеянных на шлейфе факела РД МБР для частоты 0.4 ГГц. Показано, что использование алгоритма выбора переменной интегрирования на каждом шаге и параллельных векторных вычислений повышает эффективность численного электродинамического моделирования и позволяет проводить 3D-анализ неоднородной плазмы факела РД в геометрооптическом приближении.

DOI: 10.31857/S0033849422080083

ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние электромагнитных (ЭМ) волн от плазмы факела ракетного двигателя (РД) представляет интерес для широкого круга исследователей [1-10]. Шлейф неоднородной плазмы от факела РД ослабляет и рассеивает ЭМ-волну, что может привести к ошибкам при передаче информации по радиоканалу между объектом и наземной антенной на активном участке траектории. В частности, данное явление стало причиной потери телеметрии при первом запуске европейской ракеты-носителя VEGA [4]. В работах [5, 6, 10-13] был проведен ряд наземных экспериментов с РД для исследования физических принципов, лежащих в основе этого явления. Аналитические модели плазмы выхлопного шлейфа РД рассмотрены в работах [14-19]. Данные модели позволяют получить пространственные и частотные зависимости диэлектрической проницаемости в плазменном шлейфе факела РД. Полученные параметры плазмы могут быть использованы при решении уравнений Максвелла [19-26].

При использовании расчетных моделей, основанных на методе конечных элементов для неоднородной плазмы, простой геометрической формы в работе [19] достигнуты удовлетворительные результаты. В указанной работе выполнен 2D-расчет для круга радиусом до 43 м и диапазона частот 0.1...10 ГГц с пространственной дискретиза-

цией $\lambda/10$, где λ — длина ЭМ-волны в вакууме для заданной частоты.

При увеличении расстояния от сопла факел РД существенно расширяется, он обладает сложной 3D-геометрической структурой. Для решения такой 3D-задачи методом конечных элементов или конечных разностей требуются достаточно большие вычислительные ресурсы [19, 26—30].

В программном комплексе Ansys HFSS при расчете в приближении физической оптики граничные условия задаются на поверхности объекта. Для получения корректных результатов при расчете задачи о рассеянии ЭМ-волны на факеле РД необходимо учитывать пространственное распределение диэлектрической проницаемости внутри неоднородной плазмы в шлейфе факела РД.

При решении задачи о рассеянии ЭМ-волн от неоднородной плазмы факела РД обратим внимание на особенности геометрии задачи: размеры области анализа, как и неоднородностей диэлектрической проницаемости, существенно больше длины волны. Такая особенность соответствует условиям применения методов геометрической оптики [31—37]. Учитывая сказанное, воспользуемся алгоритмом численного построения лучей в геометрооптическом приближении, предложенным в [33—37], который позволяет достаточно эффектив-

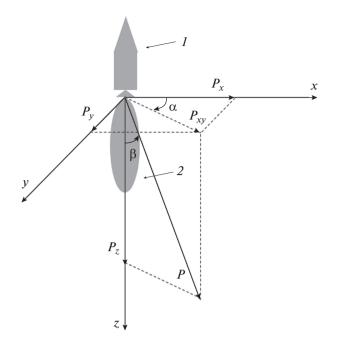


Рис. 1. Геометрия исследуемой задачи: 1-3-я ступень МБР Peacekeeper, 2- плазменный шлейф факела РД.

но решать описанную задачу путем выбора переменной интегрирования на каждом шаге.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На рис. 1 представлена геометрия исследуемой задачи. Центр системы координат расположен в центре сопла ракетного двигателя [3]. Азимутальный угол α задается между проекцией вектора P на плоскость $XOY-P_{xy}$ и осью абсцисс. Зенитный угол β задается между вектором P и осью аппликат.

Рассмотрим модель зависимости массовой плотности (г/см³) заряженных частиц $p(r,\theta)$ в факеле РД на примере третьей ступени тяжелой МБР Реасекеерег, которая была предложена в [3]:

$$p(r,\beta) = 3.3952 \times 10^{-5} \frac{\cos^{\gamma(\beta)} \left(\frac{\beta}{g(\beta)}\right)}{\left(r + r_{\text{BbIX}}\right)^2},\tag{1}$$

где $r_{\text{вых}} = -0.938854$ м — радиус выхода. Значение параметра $\gamma(\beta)$ определяется из следующих условий [3]:

$$\gamma(\beta) = \begin{cases} -0.7\beta + 32 & \text{при } 0^{\circ} < \beta \le 20^{\circ} \\ 0.2\beta + 14 & \text{при } 20^{\circ} < \beta \le 40^{\circ} \\ 0.5\beta + 2 & \text{при } 40^{\circ} < \beta \le 60^{\circ} \\ 0.2333\beta + 46 & \text{при } 60^{\circ} < \beta \le 90^{\circ} \end{cases}$$
 (2)

Значение функции $g(\beta)$ определяется согласно условию [3]:

$$g(\beta) = \begin{cases} 2 & \text{при } 0^{\circ} < \beta \le 85^{\circ} \\ -0.1\beta + 10.5 & \text{при } 85^{\circ} < \beta \le 90^{\circ}. \end{cases}$$
(3)

Распределение массовой плотности заряженных частиц, задаваемое выражениями (1)—(3) осесимметрично относительно оси аппликат и определяет концентрацию электронов n_e . В плазме рассматриваемого факела РД основными заряженными частицами являются электроны e^- , частицы хлора $C1^-$ и калия K^+ [3]. Выражения для концентрации электронов запишем в следующем виде [3, 10, 20, 23]:

$$n_e = \frac{p(r,\beta)}{M_T} \chi_e N_A, \tag{4}$$

где $M_{\scriptscriptstyle {
m T}}$ — молярная масса веществ выхлопной струи, χ_e — молярная доля электронов, $N_{\scriptscriptstyle {
m A}}$ — число Авогадро.

Зная концентрацию электронов, рассчитаем плазменную частоту для модели плазмы без учета столкновений и движения положительных ионов в соответствии со следующим выражением [21–23]:

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}},\tag{5}$$

где e — заряд электрона, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, m_e — масса электрона.

В соответствии с (5) на рис. 2а представлено сечение для значений плазменной частоты f_p в шлейфе факела рассматриваемого РД в плоскости XOZ. На рис. 2а можно выделить три области: на расстоянии, большем 150 м от сопла, плазменная частота f_p принимает значения от 0.1 до 1 МГц, на расстоянии от 50 до 150 м от сопла – от 1 до 10 МГц, на расстоянии менее 50 м до сопла выше 1 ГГи. Рассмотрим сечение плазменной частоты в области, примыкающей к соплу на расстоянии до 4 м более детально. На рис. 26 соответствующее сечение представлено с шагом сетки на два порядка меньшим, чем на рис. 2а. Как следует из рис. 26, на расстоянии от 2.4 до 4 м от сопла, плазменная частота принимает значения от 1 до 10 ГГц, на расстоянии от 1.4 до 2.4 м от сопла - от 10 до $100 \Gamma \Gamma$ ц, на расстоянии от 1.1 до 1.4 м от сопла — от 100 ГГц до 1 ТГц, при дальнейшем приближении к соплу плазменная частота достигает значения 10 ПГц. Распределение плазменной частоты f_n симметрично относительно оси аппликат, что следует из осесимметричности концентрации электронов (4). Поскольку полное отражение э/м волны от плазмы происходит на частотах меньших значения плазменной частоты, то представленные

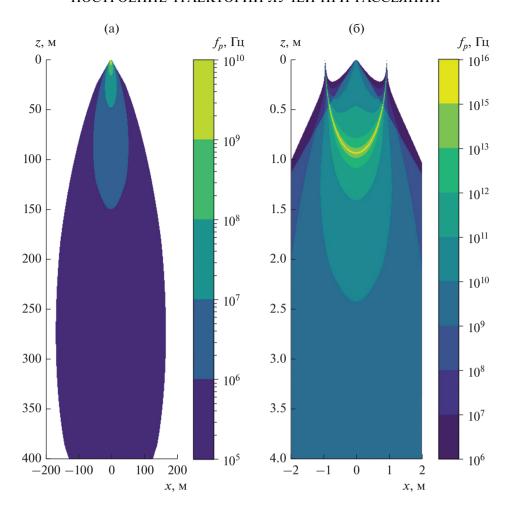


Рис. 2. Сечение для значения плазменной частоты f_p в факеле рассматриваемого РД, в плоскости XOZ в области, примыкающей к соплу: a- до 400 м, 6- до 4 м.

картины распределения плазменный частоты позволяют оценить размеры анализируемой области для требуемой частоты.

Отметим, что несмотря на то, что представленные результаты были получены для третьей ступени тяжелой МБР Реасекеерег, они также согласуются с моделями распределения плазменной частоты в факеле РД для третьей ступени японской твердотельной ракеты Мu-5, предназначенной для запуска научных спутников [8, 10], поэтому исследуемая модель представляет интерес для ракет подобного класса.

Для расчета распределения относительной диэлектрической проницаемости в факеле РД при известной плазменной частоте f_p и заданной частоте сигнала f воспользуемся следующим выражением [20—23, 31]:

$$\varepsilon = 1 - \left(f_p / f \right)^2. \tag{6}$$

Введем обозначение k_p для отношения квадрата плазменной частоты f_p^2 к массовой плотности заряженных частиц $p(r,\beta)$ в факеле РД, поскольку оно не зависит от координат и представляет собой комбинацию фундаментальных физических констант и молярной массы компонентов топлива:

$$k_p = \frac{f_p^2}{p(r,\beta)} = \frac{\chi_e N_A e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m_e M_T}.$$
 (7)

Такая величина является постоянной для выбранной модели факела РД и позволяет минимизировать число операций при вычислении распределения относительной диэлектрической проницаемости, которую запишем в виде следующего условия:

$$\varepsilon = \begin{cases} 1 - \frac{p(r,\beta)}{f^2} k_p & \text{при} \quad z \ge 0\\ 1 & \text{при} \quad z < 0. \end{cases}$$
 (8)

Процессор	ОЗУ, ГБ	Частота, ГГц	Объем области анализа, λ^3	Время расчета
Intel(R) Core(TM) i7-8700K 3.70 GHz	16	0.4	303.4 тыс	3 мин 10 с
Intel(R) Xeon(R) Gold 6146 3.20 GHz		0.4	303.4 тыс	57 c
	384	4	303.4 млн	51 мин 55 с
		10	4.74 млрд	4 ч 5 мин 49 с

Таблица 1. Время, затраченное на проведение расчета траекторий лучей

2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ЛУЧЕЙ В ПЛАЗМЕ РД С ЗАВИСИМОСТЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ОТ ТРЕХ КООРДИНАТ

Рассмотрим дифференциальные уравнения лучей, соответствующие представленной задаче [31, 32]. Для расчета траекторий лучей в геометрооптическом приближении необходимо найти решение задачи Коши для следующей системы обыкновенных дифференциальных уравнений [31, 32, 37]:

$$\frac{dx}{d\tau} = P_x , \quad \frac{dy}{d\tau} = P_y , \quad \frac{dz}{d\tau} = P_z ,
\frac{dP_x}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial x} , \quad \frac{dP_y}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial y} , \quad \frac{dP_z}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial z} .$$
(9)

В [33] описан алгоритм численного решения задачи Коши для системы обыкновенных дифференциальных уравнений четвертого порядка, описывающей распространение лучей в слоистой среде с зависимостью диэлектрической проницаемости от двух координат. В [37] представлена модификация алгоритма для случая шестимерного фазового пространства, в котором имеется три пространственные координаты. Такой алгоритм позволяет проводить расчет траекторий лучей для случая зависимости диэлектрической проницаемости от трех координат. В работе [37] было проведено тестирование алгоритма на примере расчета траекторий лучей в 3Dлинзе Люнеберга. Показано, что полученное численное решение задачи Коши для системы (9) сходится к точному аналитическому решению с ошибкой, соответствующей величине выбранного шага сетки.

Численное решение задачи Коши для системы (9) реализовано на языке Python с использованием модификации алгоритма численного интегрирования с выбором переменной интегрирования на каждом шаге, описанного в [37].

Для повышения эффективности расчетов были предприняты следующие меры:

- операции расчета траектории выполняются не для каждого луча поочередно, а для матрицы лучей с использованием векторных вычислений;
- заданный набор лучей разбивается на выбранное число матриц, которые рассчитываются параллельно в многопотоковом режиме.

Время, затраченное на проведение расчета траекторий лучей, согласно предложенной программной реализации алгоритма интегрирования с выбором переменной интегрирования на каждом шаге для области анализа $40 \times 40 \times 80 \text{ м}^3$ представлено в табл. 1 [33—37].

3. ТРАЕКТОРИИ ЛУЧЕЙ В ПЛАЗМЕ ФАКЕЛА РД

Приведем результаты расчета траекторий лучей, падающих на факел ракетного двигателя, при выбранных начальных условиях [31, 32].

Рассмотрим падение плоской волны вдоль оси абсцисс на неоднородную плазму факела РД. Точки входа лучей расположены в плоскости, перпендикулярной оси абсцисс, расстояние от которой до центра системы координат составляет -20 м, лучи расположены в узлах квадратной сетки равномерно по осям ординат и аппликат. Область входа лучей составляет от -20 до 20 м по оси ординат и от 1 до 80 м по оси аппликат. Начальные значения азимутальных и зенитных углов для всех лучей одинаковы и составляют соответственно $\alpha = 0^{\circ}$ и $\beta = 90^{\circ}$. Расчет выполнен для частоты 0.4 ГГц.

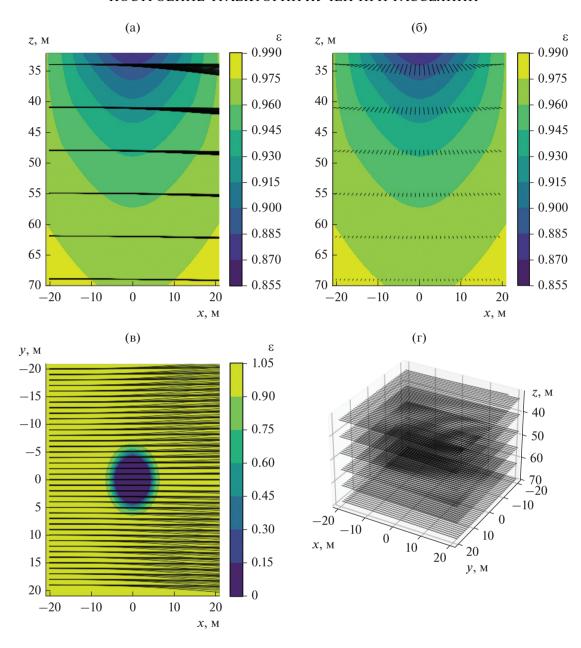


Рис. 3. Пространственные проекции характеристик уравнения эйконала на частоте $0.4~\Gamma\Gamma\mu$ для лучей с аппликатой точки выхода от 34 до 70 м: проекции траекторий лучей на плоскость XOZ при y=0 (a), YOZ при x=0 (б), XOY при z=35 м и аксонометрическая проекция (г).

В результате расчета траекторий лучей, падающих вдоль оси абсцисс на неоднородную плазму факела РД для третьей ступени МБР Реасекеерег на частоте 0.4 ГГц, можно выделить три области в зависимости от характера рассеяния лучей. Соответствующие этим областям картины траекторий лучей (пространственные проекции характеристик уравнения эйконала) [31, 33], рассеянных в неоднородной плазме от факела РД, приведены на рис. 3—5. Также на рис. 3а—3в—5а—5в показаны

линии уровня значений относительной диэлектрической проницаемости на исследуемой частоте.

На рис. 3 приведены картины траекторий лучей с аппликатами точки выхода от 34 до 70 м, срезы значений относительной диэлектрической проницаемости показаны для z=35 м. Как видно из рис. 3, пространственные проекции характеристик уравнения эйконала преломляются и увеличивают значение координаты по оси аппликат.

На рис. 4 приведены картины траекторий лучей с аппликатами точки выхода от 10 до 30 м,

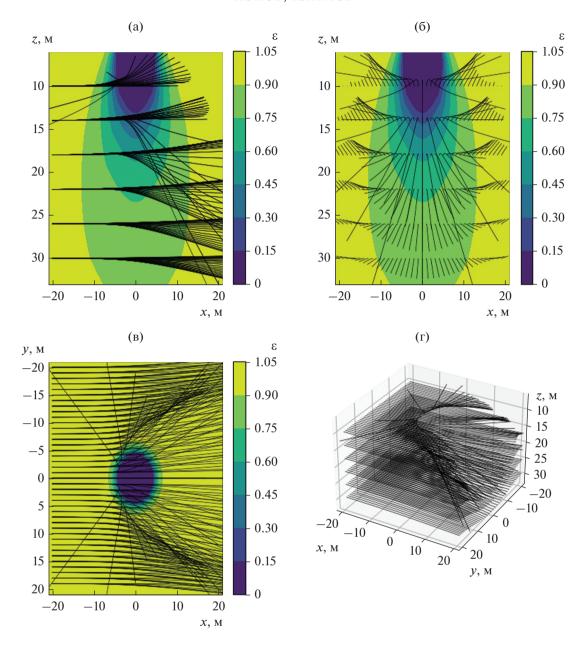


Рис. 4. Пространственные проекции характеристик уравнения эйконала на частоте $0.4~\Gamma\Gamma$ ц для лучей с аппликатой точки выхода $10~{\rm до}~30~{\rm m}$: проекции траекторий лучей на плоскость XOZ при $y=0~({\rm a}),~YOZ$ при $x=0~({\rm b}),~XOY$ при $z=13~{\rm m}$ и аксонометрическая проекция (г).

срезы значений относительной диэлектрической проницаемости показаны для z=13 м. Как видно из рис. 4, пространственные проекции характеристик уравнения эйконала в зависимости от ординаты точки выхода преломляются и либо увеличивают, либо уменьшают значение координаты по оси аппликат. Из рис. 4в следует, что область значительного градиента относительной диэлектрической проницаемости расширяется и большее количество лучей преломляется.

На рис. 5 приведены картины траекторий лучей с аппликатами точки выхода от 1 до 9 м, срезы значений относительной диэлектрической проницаемости показаны для z=5 м. Относительно плоскостей XOZ, YOZ и XOY наблюдается симметричное преломление лучей, что объясняется симметричным относительно оси аппликат распределением плазменной частоты. Как видно из рис. 5, пространственные проекции характеристик уравнения эйконала в зависимости от ординаты точки выхода преломляются и либо увеличивают значе-

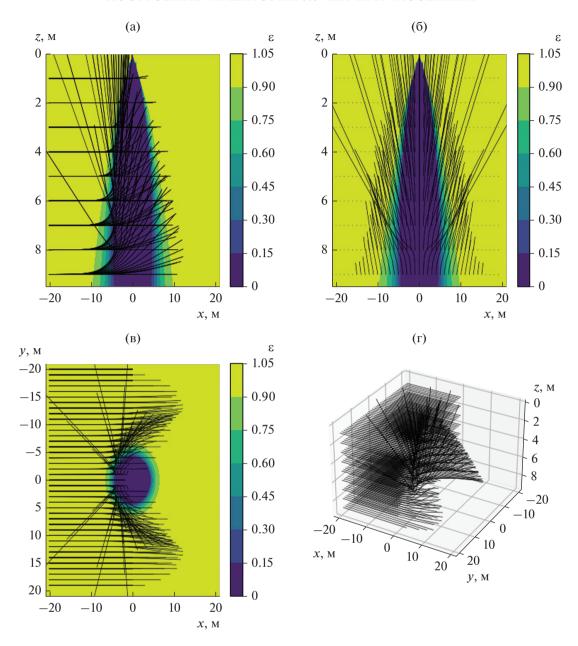


Рис. 5. Пространственные проекции характеристик уравнения эйконала на частоте $0.4~\Gamma\Gamma$ ц для лучей с аппликатой точки выхода от 1~до~9~м: проекции траекторий лучей на плоскость XOZ при y=0 (a), YOZ при x=0 (б), XOY при z=5~м и аксонометрическая проекция (г).

ние координаты по оси аппликат, либо незначительно преломляются в плоскости XOY. Луч с ординатой точки выхода y=0 полностью отражается от факела РД.

На рис. 3-5 для наглядности показаны не все лучи, которые были рассчитаны. Для частот 4 и $10~\Gamma\Gamma$ ц структура траекторий лучей сохраняется, но размеры областей, в которых наблюдается преломление траекторий лучей (см. рис. 3-5) уменьшаются.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотрена модель концентрации электронов в шлейфе факела РД на примере третьей ступени МБР Реасекеерег. Приведены картины распределения плазменной частоты в шлейфе факела, дифференциальные уравнения лучей в плазме факела РД с зависимостью диэлектрической проницаемости от трех координат, картины пространственных проекций уравнения эйконала на шлейфе факела РД для частоты 0.4 ГГц.

Расчет траекторий лучей на ПК с процессором Intel(R) Xeon(R) Gold 6146 3.20 GHz и 384 ГБ ОЗУ частоты $10 \Gamma\Gamma$ ц и 4.74 трлн узлов занял 4 ч 5 мин 49 с.

Для других РД разработанным программным обеспечением может быть проведено аналогичное моделирование, если будет задано соответствующее распределение плотности заряженных частиц в плазме факела РД.

Предложенная программная реализация построения траекторий лучей с выбором переменной интегрирования на каждом шаге позволяет проводить анализ рассеяния ЭМ-волн в плазме РД в геометрооптическом приближении для 3D-геометрий, включая неоднородную плазму РД.

Использование алгоритма выбора переменной интегрирования на каждом шаге и параллельных векторных вычислений позволило повысить эффективность численного электродинамического моделирования.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *McIver D.E.* // Proc. of the NASA Conf. on Communicating Through Plasmas of Atmospheric Entry and Rocket Exhaust, Hampton, 1964, P. 167.
- 2. Wood W. A., DeMore J. E. // Proc. 6th Solid Propellant Rocket Conf. Washington DC. 01–03 Feb. 1965. AIAA. P. 183. https://doi.org/10.2514/6.1965-183
- 3. *Senol A.J., Romine G.L.* // J. Spacecraft and Rockets. 1986. V. 23 № 1. P. 39. https://doi.org/10.2514/3.25081
- 4. Abe T., Fujita K., Ogawa H., Funaki I. // 31st AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf. AIAA. 2000. P. 2484. https://doi.org/10.2514/6.2000-2484
- Kinefuchi K., Funaki I., Abe T. // IEEE Trans. 2010.
 V. AP-58. № 10. P. 3282.
- 6. Kinefuchi K., Funaki I., Shimada T., Abe T. // J. Spacecraft and Rockets. 2010. V. 47. № 4. P. 627.
- 7. Coutu N., Barrot W., Engblom W., Perrell E. // Proc. IEEE Southeastcon. 4—7 Apr. Jacksonville, USA. P. 1. https://doi.org/10.1109/SECON.2013.6567408
- 8. *Kinefuchi K., Funaki I., Abe T.* // J. Spacecraft and Rockets. 2013. V. 50. № 1. P. 150. https://doi.org/10.2514/1.A32223
- 9. *McCargar R.K.*, *Siegrist K.M.*, *Reuster J.G. et al.* // IEEE Trans. 2020. V. AP-66. № 12. P. 6531. https://doi.org/10.1109/TAP.2018.2845545
- Kinefuchi K., Yamaguchi H., Minami M. et al. // Acta Astronautica. 2019. V. 165. P. 373. https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2019.09.025

- Kinefuchi K., Funaki I., Ogawa H. et al. // Proc. 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. 2009. P. 1386. https://doi.org/10.2514/6.2009-1386
- 12. *Котельников В.А.*, *Котельников М.В.* // Труды МАИ. 2012. № 50. С. 21.
- Sun B., Xie K., Shi L. et al. // IEEE Trans. 2020. V. AP-68.
 № 12. P. 8021. https://doi.org/10.1109/TAP.2020.2999661
- 14. *Smoot L.D., Underwood D.L.* // J. Spacecraft and Rockets. 1966. V. 3. № 3. P. 302. https://doi.org/10.2514/3.28444
- 15. *Smoot L.D.*, *Seliga T.J.* // J. Spacecraft and Rockets. 1967. V. 4. № 6. P. 774. https://doi.org/10.2514/3.28950
- Blevins J.A., Frederick R.A., Coleman H.W. // Proc. 32nd Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno. 10–13 Jan. 1994. https://doi.org/10.2514/6.1994-671
- 17. *Котельников В.А., Котельников М.В., Морозов А.В. //* Теплофизика высоких температур. 2016. Т. 54. № 3. С. 323.
- 18. *Котельников В.А., Котельников М.В., Филиппов Г.С.* // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2018. № 6. С. 13.
- Dieudonné É., Kameni A., Pichon L., Monchaux D. // Acta Astronautica. 2019. V. 158. P. 334. https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2019.03.032
- 20. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
- 21. *Хилд М., Уортон С.* Микроволновая диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1968.
- 22. *Чен* Ф. Введение в физику плазмы. М.: Мир, 1987.
- 23. *Клеммоу Ф., Доуэрти Дж*. Электродинамика частиц и плазмы. М.: Мир, 1996.
- 24. Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В. // РЭ. 2005. Т. 50. № 6. С. 647.
- 25. Климов К.Н., Камышев Т.В., Рученков В.А., Сестрорецкий Б.В. // РЭ. 2006. Т. 51. № 7. С. 773.
- 26. *Климов К.Н.* Методология численного анализа во временной области двумерных импедансносеточных моделей антенных систем и электродинамических объектов большой размерности. Дис. ... док. техн. наук. М.: МИЭМ, 2007. 402 с.
- Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983.
- 28. Самарский А.А. Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978.
- 29. *Карцев И.Ю.* Метод импедансно-сеточной функции Грина для решения двумерных задач дифракции. Дис. ... канд. техн. наук. М.: МЭИ, 1991. 138 с.
- 30. Grossmann M.T., Holzhauer E., Hirsch M. et al. // III Reflectometry Work-shop for Fusion Plasma. 5—7 May 1997. Madrid, Spain. P. 115.
- 31. *Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И.* Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.

- 32. *Кравцов А.Ю., Орлов Ю.И*. Каустики, катастрофы и волновые поля // Успехи матем. наук. 1983. Т. 141. № 4. С. 591.
- 33. Перфильев В.В., Степанов Т.С., Климов К.Н. // РЭ. 2016. Т. 61. № 12. С. 1184.
- 34. *Klimov K.N., Konov K.I.* // Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications. 4–5 Jul. 2018. Minsk. P. 1. https://doi.org/10.1109/synchroinfo.2018.8456987
- 35. *Klimov K., Konov K.* // Int. Seminar on Electron Devices Design and Production. 23–24 Apr. 2019. Prague. P. 1. https://doi.org/10.1109/SED.2019.8798408
- 36. *Klimov K.N., Konov K.I., Belevtsev A.M. et al.* // Proc. SPIE The Int. Soc. for Optical Engineering. 21–25 Sep. 2020. V. 11541. P. 1. https://doi.org/10.1117/12.2582075
- 37. *Конов К.И., Климов К.Н.* // Радиотехника. 2021. T. 85. № 8. С. 69. https://doi.org/10.18127/j00338486-202108-08

_____ АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ __ СИСТЕМЫ

УЛК 621.396.67

ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ СИНТЕЗА ГРАДИЕНТНОЙ ЛИНЗЫ С ЦЕНТРАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ

© 2022 г. А. С. Венецкий^{а, *}, В. А. Калошин^а, Т. Т. Чан^b

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

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

*E-mail: vak@cplire.ru

Поступила в редакцию 24.10.2021 г. После доработки 24.10.2021 г. Принята к публикации 25.11.2021 г.

Получено общее решение задачи синтеза градиентной диэлектрической линзы с центральной симметрией и внешним фокусом, которая преобразует поле точечного источника в заданное геометрооптическое поле. В качестве примера использования полученного решения рассмотрена задача синтеза линзы, формирующей П-образную диаграмму направленности. Путем численного моделирования методом конечных элементов проведен анализ многолучевой планарной линзовой антенны на основе синтезированной линзы, выполненной в виде набора диэлектрических колец, расположенных между двумя металлическими дисками.

DOI: 10.31857/S0033849422080162

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возрос интерес к многолучевым антеннам на основе градиентных диэлектрических линз с центральной симметрией. Интерес связан, с одной стороны, с новыми технологическими возможностями изготовления градиентных линз, в первую очередь 3D технологиями [1], а с другой — с возможностями использования многолучевых линзовых антенн для радиолокации [2] и систем связи (http://www.precision-marketing.com/principals/matsing).

Впервые задача синтеза градиентной линзы с центральной симметрией, фокусирующей поле точечного источника, расположенного в одном фокусе, в другой фокус линзы, была решена в работе [3]. При этом каждый из фокусов находится вне или на поверхности линзы.

Случай, когда один из фокусов расположен внутри линзы, рассмотрен в работе [4]. Линза с полным обратным отражением плоской волны синтезирована в работах Итона, Липмана [5]. В работе [6] решена задача синтеза линзы без оболочки с фокусом на поверхности и произвольным выходным фронтом. В работе [7] решения задач синтеза, полученные в работах [3, 4], обобщены на случай линзы с оболочкой, внутри которой задан закон изменения коэффициента преломления. Решения, полученные в работе [7], обобще-

ны на случай анизотропной линзы [8]. В работе [9] решена задача синтеза линзы с концентрическим зеркалом.

Цель данной работы — решение задачи синтеза градиентной линзы с центральной симметрией и внешним фокусом в общем случае.

1. СИНТЕЗ ГРАДИЕНТНОЙ ЛИНЗЫ

Рассмотрим задачу синтеза градиентной диэлектрической линзы с центральной симметрией, которая преобразует поле точечного источника, расположенного в фокусе F вне линзы (рис. 1), в заданное геометрооптическое поле. При этом заданы коэффициент преломления n(r) в оболочке линзы ($a \le r \le r_0$) и зависимость угла между лучом и нормалью в произвольной точке B на выходе линзы $\psi = \psi(\phi)$, $-\pi \le \phi \le \pi$ в первом, втором или третьем квадранте (см. рис. 1), где ϕ — угловая координата точки выхода луча. Задача синтеза заключается в определении зависимости n(r) при 0 < r < a.

Далее все размеры задачи нормируются на r_0 , в связи с чем без ограничения общности будем полагать $r_0 = 1$.

В силу центральной симметрии задачи траектория луча внутри линзы состоит из двух одинаковых кривых, симметричных относительно точки с ми-

нимальным расстоянием (r_{\min}) до начала координат. Соответственно, угол входа (ψ) между лучевым вектором падающего фронта и нормалью на границе линзы в точке A равен углу выхода луча (ψ). Угол ψ монотонно возрастает при увеличении угла α выхода луча из источника и, соответственно, при увеличении по абсолютной величине угла α . Поэтому зависимость α 0 допускает однозначное обращение α 1 о α 2.

Из уравнения луча в центрально-симметричной среде [5] можно найти приращение угловой координаты точки на луче в оболочке:

$$\Delta \varphi = \int_{a}^{1} \frac{h dr}{r \sqrt{n^{2}(r)r^{2} - h^{2}}},$$
 (1)

где $h = \sin \psi -$ лучевой параметр.

Половина приращения угловой координаты точки на луче внутри линзы определяется формулой

$$\Delta\Phi = \int_{r_{\min}}^{a} \frac{h}{r} \frac{dr}{\sqrt{n^2(r)r^2 - h^2}}.$$
 (2)

Из геометрии луча (см. рис. 1) следует

$$\theta + 2\Delta \phi + 2\Delta \Phi + \phi(\psi) = \pi. \tag{3}$$

Из теоремы синусов для треугольника *FAO* (см. рис. 1) следует $f \sin \alpha = \sin \psi$. Учитывая, что $h = \sin \psi$, $\theta = \psi - \alpha$, уравнение (3) приводится к виду

$$\int_{r_{\min}}^{a} \frac{h}{r} \frac{dr}{\sqrt{\rho^{2}(r) - h^{2}}} = F(h), \tag{4}$$

где

$$F(h) = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2}\arcsin h + \frac{1}{2}\arcsin \frac{h}{f} - \frac{\varphi(\arcsin h)}{2} - \Delta\varphi.$$

Здесь $\rho(r) = n(r)r$ — новая неизвестная функция. Как показано в [7], решение $\rho(r)$ уравнения (4), если оно существует, монотонно возрастает от 0 до 1 при $0 < r \le a$.

Вводя новые переменные $\rho = n(r)r$ и $\Omega(\rho) = -\ln r(\rho)$ и учитывая, что $\rho(a) = n(a)a = 1$, $\rho(r_{\min}) = h$, уравнение (4) можно привести к виду

$$-\int_{h}^{1} \frac{h\Omega'(\rho)d\rho}{\sqrt{\rho^{2}-h^{2}}} = F(h).$$

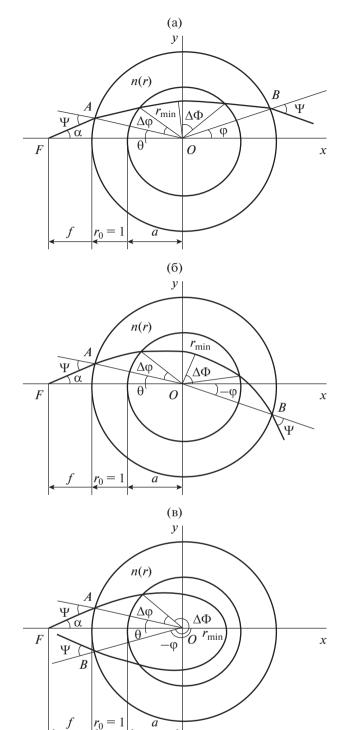


Рис. 1. Геометрия луча в линзе с центральной симметрией в первом (а), втором (б) и третьем (в) квадрантах.

Полученное уравнение является интегральным уравнением типа Абеля [10] и допускает обращение:

$$\Omega(\rho) - \Omega(1) = \frac{2}{\pi} \int_{\rho}^{1} \frac{F(h)dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}}.$$

Преобразовывая интеграл и используя соотношения

$$\frac{2}{\pi} \int_{\rho}^{1} \frac{\arccos h dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} = -\ln \rho,$$

$$\frac{2}{\pi} \int_{\rho}^{1} \frac{\arcsin h dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} = \ln(1 + \sqrt{1 - \rho^2}),$$

находим

$$\Omega(\rho) - \Omega(1) = -\ln \rho + \frac{1}{2} \ln(1 + \sqrt{1 - \rho^2}) + q(\rho, f) - \frac{2}{\pi} \int_{0}^{1} \frac{\Delta \phi(h)dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} - \frac{1}{\pi} \int_{0}^{1} \frac{\phi(\arcsin h)dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}},$$

гле

$$q(\rho,t) = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{1} \frac{\arcsin(h/t)}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} dh.$$

Возвращаясь к переменным r, n и учитывая, что $\Omega(\rho) = -\ln r(\rho)$, $\Omega(1) = -\ln a$, получаем

$$n(\rho) = \frac{1}{a} \exp(T), \quad r(\rho) = \frac{\rho}{n(\rho)}, \quad 0 \le \rho \le 1, \tag{5}$$

где

$$T = \frac{1}{2}\ln(1+\sqrt{1-\rho^2}) + q(\rho, f) - Q(\rho) - \frac{1}{\pi} \int_{\rho}^{1} \frac{\varphi(\psi)dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}},$$

$$Q(\rho) = \frac{2}{\pi} \int_{\rho}^{1} \frac{\Delta\varphi(h)dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} = \frac{2}{\pi} \int_{a}^{1} \arctan\left(\sqrt{\frac{1-\rho^2}{P^2(r)-1}}\right) \frac{dr}{r},$$

Для частного случая оболочки с внутренним радиусом $r_1 = a$ и постоянным коэффициентом преломления n_1 приращение угла (1) находится в явном виде

$$\Delta \varphi = \int_{r_1}^{1} \frac{h}{r} \frac{dr}{\sqrt{n_1^2 r^2 - h^2}} = \arcsin \frac{h}{n_1 r_1} - \arcsin \frac{h}{n_1}.$$

Для оболочки, состоящей из N слоев, где коэффициенты преломления в слоях и толщины слоев удовлетворяют условиям

$$1 > r_1 > ... > r_N = a, r_i n_i \ge 1, i = 1,..., N,$$

можно получить

$$\Delta \varphi = \sum_{i=1}^{N} \left(\arcsin \frac{h}{n_i r_i} - \arcsin \frac{h}{n_i r_{i-1}} \right).$$

В этом случае

$$Q(\rho) = 2\sum_{i=1}^{N} [q(\rho, n_i r_i) - q(\rho, n_i r_{i-1})].$$

В работе [7] выведено условие $F(1) \ge 0$ на коэффициент преломления в оболочке, выполне-

ние которого и обеспечивает полное использование апертуры линзы. Это условие справедливо для произвольной линзы с центральной симметрией и оболочкой и имеет вид

$$\frac{\pi}{4} + \frac{1}{2}\arcsin\frac{1}{f} - \frac{1}{2}\phi(\frac{\pi}{2}) \ge \int_{a}^{1} \frac{dr}{r\sqrt{P^{2}(r) - 1}}$$

В частности, для оболочки из N однородных слоев это условие имеет вид

$$\frac{\pi}{4} + \frac{1}{2}\arcsin\frac{1}{f} - \frac{1}{2}\varphi\left(\frac{\pi}{2}\right) \ge$$

$$\ge \sum_{i=1}^{N} \left(\arcsin\frac{1}{n_{i}r_{i}} - \arcsin\frac{1}{n_{i}r_{i-1}}\right).$$

Покажем, что из формулы (4) можно получить все известные решения.

1. Подставляя выражение $\varphi = \arcsin h - \arcsin(h/f_2)$ в формулу (5), получаем

$$n(\rho) = \frac{1}{a} \exp(q(\rho, f) + q(\rho, f_2) - Q(\rho)),$$

$$r(\rho) = \frac{\rho}{n(\rho)}, \quad 0 \le \rho \le 1.$$

Эта формула совпадает с решением Моргана [7] для линзы с двумя внешними фокусами и оболочкой.

2. Подставляя f = 1, a = 1 в формулу (5), получаем решение для линзы без оболочки с произвольным выходным фронтом и фокусом на поверхности:

$$n(\rho) = (1 + \sqrt{1 - \rho^2}) \exp\left(-\frac{1}{\pi} \int_{\rho}^{1} \frac{\varphi(\psi)dh}{\sqrt{h^2 - \rho^2}}\right),$$

$$\psi = \arcsin h, \quad r(\rho) = \frac{\rho}{n(\rho)}, \quad 0 \le \rho \le 1,$$

которое совпадает с известным решением Кэя [6].

Из этой формулы при $\phi = -\psi$ нетрудно получить формулу

$$n(r) = \left(\frac{-1 + \sqrt{1 + 8r^2}}{2r^2}\right)^{3/2},$$

которая совпадает с полученной в работе [9] для линзы с зеркалом.

3. Подставляя $f = \infty$, $\phi = \pi - \psi$ в формулу (5), получаем

$$n(\rho) = \frac{1}{\rho a} (1 + \sqrt{1 - \rho^2}) \exp(-Q(\rho)),$$

$$r(\rho) = a(1 - \sqrt{1 - \rho^2}) \exp(Q(\rho)).$$

Для линзы без оболочки ($a=1, Q(\rho)=0$) эта формула переходит в решение $n(r)=\sqrt{2/r-1}$, которое совпадает с решением Итона, Липмана [5] для отражающей линзы без оболочки.

Следует отметить, что изготовление линзы без оболочки приводит к технологическим трудностям при реализации $n(r) \to 1$ при $r \to 1$.

Рассмотрим в качестве примера использования полученной формулы (5) задачу синтеза многолучевой линзовой антенны с оболочкой и заданной амплитудной диаграммой направленности (ДН) лучей.

Ограничимся задачей синтеза ДН в приближении геометрической оптики. Из закона сохранения энергии для лучевой трубки можно записать

$$P(\alpha)d\alpha = D(\beta)d\beta,\tag{6}$$

где $\beta = \phi - \psi$, $P(\alpha) - ДH$ (по мощности) облучателя, а $D(\beta)$ — заданная ДН линзы. Интегрируя обе части уравнения (6), можно выразить β через α , а из теоремы синусов для треугольника FAO (см. рис. 1a) находим $\sin \alpha = \sin \psi / f$. В результате находим $\beta(\psi)$ и $\phi = \psi + \beta(\psi)$.

Рассмотрим важный частный случай, а именно синтез П-образной ДН:

$$D(\beta) = \begin{cases} D_0, & |\beta| < \beta_0 \\ 0, & |\beta| \ge \beta_0 \end{cases}.$$

В этом случае правую часть уравнения (6) можно проинтегрировать явно и в результате получим

$$\beta = \frac{1}{D_0} \int_0^\alpha P(\alpha) d\alpha, \quad \alpha = \arcsin\left(\frac{\sin \psi}{f}\right), \tag{7}$$

где

$$D_0 = \frac{1}{\beta_0} \int_0^{\alpha_0} P(\alpha) d\alpha, \quad \alpha_0 = \arcsin \frac{1}{f}.$$

Подставляя в качестве $P(\alpha)$ в интеграл (7) известное [11] выражение для ДН моды H_{10} из открытого конца волновода:

$$P(\alpha) = \frac{\exp(-\pi\gamma\cos\alpha)\cos(\pi\gamma\sin\alpha)}{1 - 4\gamma^2\sin^2\alpha}\sin^2\frac{\alpha}{2},$$

 $(\gamma = h/\lambda, h - \text{размер широкой стенки волново$ $да, }\lambda - длина волны в свободном пространстве),$ $находим <math>\phi(\psi)$. Поставляя найденную функцию $\phi(\psi)$ в формулу (5), находим n(r). Результаты расчета n(r) для линзы с оболочкой (a = 0.84, n = 1.2,f = 1) приведены на рис. 2, там же для сравнения приведена соответствующая зависимость для линзы без оболочки.

Рассмотрим планарную конструкцию линзовой антенны в виде набора концентрических диэлектрических колец, расположенных внутри планарного волновода, образованного двумя металлическими дисками(рис. 3), описанную в работе [12]. Для уменьшения отражения от кромок металлических дисков и увеличения направленности антенны диски дополнены биконическим рупором. В качестве облучателя будем использо-

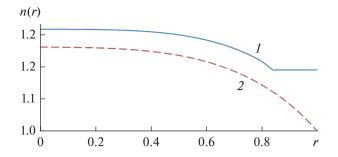


Рис. 2. Зависимость коэффициента преломления линзы с оболочкой (*I*) и без оболочки (*2*) от радиуса.

вать открытый конец прямоугольного металлического волновода.

Для реализации найденного выше закона n(r) определим зависимость коэффициента заполнения c(r) = t(r)/d, где t(r) — толщина колец в зависимости от их среднего радиуса, d — период расположения колец.

Для определения функции c(r) воспользуемся формулами для компонентов тензора диэлектрической проницаемости слоистой среды, найденными в работе [13]:

$$\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{\parallel 0} + \frac{\left(k_{0}ab\left(\varepsilon_{1} - \varepsilon_{2}\right)\right)^{2}}{12d^{2}};$$

$$\varepsilon_{\perp} = \left(\frac{\cos^{2}\phi}{\varepsilon_{\perp 0}} + \frac{\sin^{2}\phi}{\varepsilon_{\parallel 0}}\right)^{-1} \times$$

$$\times \left[1 + \frac{\left(k_{0}ab\left(\varepsilon_{1} - \varepsilon_{2}\right)\right)^{2}}{12d^{2}} \left(\frac{\varepsilon_{\parallel 0}\varepsilon_{\perp 0}}{\varepsilon_{1}\varepsilon_{2}}\right)^{2} \times \left(\frac{\sin^{2}\phi - \cos^{2}\phi\left(\frac{\varepsilon_{\parallel}^{2}}{\varepsilon_{1}\varepsilon_{2}}\right)}{\sin^{2}\phi + \cos^{2}\phi\left(\frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}}\right)}\right)^{2}\right];$$

$$\varepsilon_{\parallel 0} = \frac{a\varepsilon_{1} + b\varepsilon_{2}}{d}; \quad \varepsilon_{\perp 0} = \left(\frac{a}{d\varepsilon_{1}} + \frac{b}{d\varepsilon_{2}}\right)^{-1},$$
(8)

где a и b — толщины слоев с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 , d=a+b — период, $k_0=2\pi/\lambda$.

Прямоугольный волновод возбуждает в планарном волноводе, образованном металлическими дисками, цилиндрическую волну со структурой TEM-моды и вектором электрического поля, ортогональным дискам. Поэтому мы используем только одну компоненту тензора (ϵ_{\parallel}) в формуле (8) для нахождения коэффициента преломления анизотропной среды. Луч в этом случае является

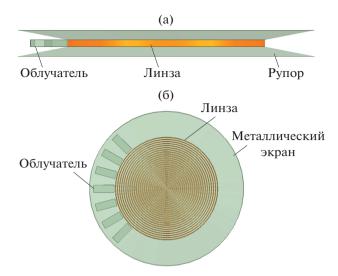


Рис. 3. Многолучевая планарная антенна: а – продольное сечение, б – вид сверху со снятым диском.

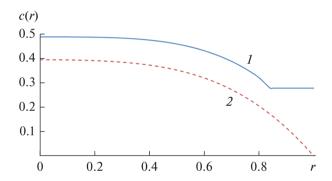


Рис. 4. Зависимость коэффициента заполнения от радиуса: I-c оболочкой, 2- без оболочки.

"обыкновенным", и нет необходимости использовать теорию анизотропной линзы Люнебурга [8].

Полагая заполнение между кольцами воздушным ($\varepsilon_2 = 1$) и разрешая первое уравнение в (8) относительно коэффициента заполнения, находим

$$c(r) = c_0(r) + \frac{(k_0 d)^2 c_0^2 (1 - c_0)^2 (\varepsilon_{\pi} - 1)}{12};$$

$$c_0(r) = \frac{\varepsilon(r) - 1}{\varepsilon_{\pi} - 1},$$
(9)

Результаты расчета зависимости коэффициента заполнения от радиуса с использованием формул (9) для ε_{π} =2.56, d = 2 мм и частоты 30 ГГц показаны на рис. 4, там же для сравнения приведена соответствующая зависимость для линзы без оболочки.

Результаты моделирования ДН в H-плоскости планарной линзовой антенны диаметром 100 мм, высотой 3.4 мм с семью волноводными облучателями сечением 7.2×3.4 мм методом конечных элементов в программной среде Ansys HFSS на трех частотах показаны на рис. 5.

Как видно из рис. 5, ДН лучей имеет форму трапеции с относительным уровнем пересечения соседних лучей -0.4 дБ на частоте 27 ГГц, -1.3 дБ на частоте 30 ГГц и -2.4 дБ на частоте 33 ГГц. При этом абсолютный уровень пересечения лучей меняется в пределах 14.4...15.0 дБ. В результате сектор обзора антенны по уровню усиления 14.4 дБ превышает 100° .

Максимальное усиление лучей растет с частотой от 16 до 17 дБ. При этом абсолютный уровень пересечения лучей через один почти не зависит от частоты и примерно равен 7.5 дБ.

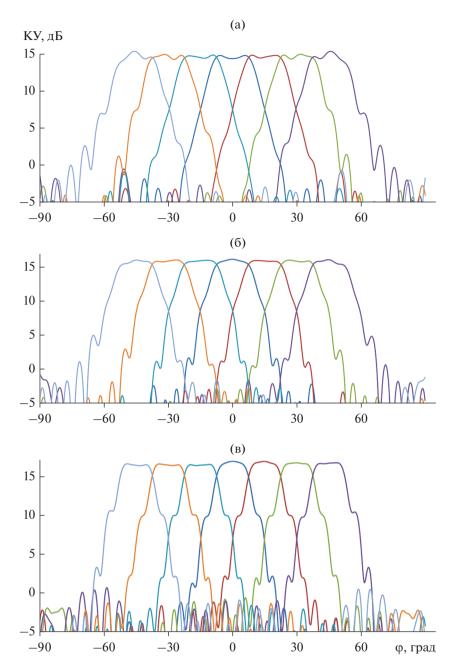


Рис. 5. Диаграммы направленности лучей планарной антенны при $\theta = 90^{\circ}$ и разных частотах: 27 (а), 30 (б) и 33 ГГц (в).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы.

- 1. Полученное в общем случае решение задачи синтеза градиентной линзы с центральной симметрией и внешним фокусом описывает и обобщает все известные решения.
- 2. Многолучевая антенна с семью облучателями на основе синтезированной планарной линзы в виде набора диэлектрических колец обеспечивает в 20%-ной полосе частот сектор обзора более 100° по уровню усиления 14.4 дБ.
- 3. Абсолютный уровень пересечения соседних лучей планарной антенны слабо зависит от частоты.
- 4. Абсолютный уровень пересечения лучей планарной антенны через одного практически не зависит от частоты.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-006.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Zhang S., Arya R.K., Whittow W.G. et al.* // IEEE Trans. 2021. V. AP-69. № 7. P. 3788.
- 2. Voigtlaender K., Wagner K. Multi-Beam Automobile Radar System // US Pat. № 6 043 772. Publ. Mar. 28, 2000.
- 3. *Luneburg R.K.* Mathematical Theory of Optics. Providence: Brown Univ., 1944.
- 4. *Gutman A.S.* // J. Appl. Phys. 1954. № 7. V. 25. P. 855.
- 5. *Зелкин Е.Г., Петрова Р.А.* Линзовые антенны. М.: Сов. радио, 1974.

- 6. Kay A.F. // Trans. IRE. 1959. V. AP-7. № 1. P. 32.
- 7. Morgan S.P. // J. Appl. Phys. 1958. V. 19. № 9. P. 1358.
- 8. *Калошин В.А., Щербенков В.Я.* // РЭ. 1973. Т. 18. № 1. С. 26.
- 9. Ruiz-Garcia J., Martini E., Giovampaola C.D. et al. // IEEE Trans. 2021. V. AP-69. № 7. P. 3924.
- 10. Забрейко П.П., Кошелев А.И., Красносельский М.А. u др. Интегральные уравнения. М.: Наука, 1968.
- 11. Вайнштейн Л.А. Теория дифракции и метод факторизации. М.: Сов. радио, 1966.
- 12. *Ахияров В.В., Калошин В.А., Никитин Е.А.* // Журн. радиоэлектроники. 2014. № 1. http://jre.cplire.ru/jre/jan14/18/text.pdf.
- 13. Калошин В.А., Стоянов С.В. // РЭ. 1989. Т. 35. № 12. С. 2640.

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

УЛК 517.518.34

НОВАЯ КОНСТРУКЦИЯ ВЕЙВЛЕТОВ НА ОСНОВЕ СВЕРТКИ ФИНИТНЫХ ФУНКЦИЙ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ИМПУЛЬСОМ

© 2022 г. В. Ф. Кравченко^{а, b, c, *}, Я. Ю. Коновалов^{c, **}

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

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

^cМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, ул. 2-я Бауманская, 5, Москва, 105005 Российская Федерация

*E-mail: kvf-ok@mail.ru

**E-mail: kon20002000@mail.ru

Поступила в редакцию 17.03.2022 г. После доработки 29.03.2022 г. Принята к публикации 01.04.2022 г.

Предложена новая конструкция вейвлетов на основе свертки финитной функции с прямоугольным импульсом. Дано ее теоретическое обоснование, предложена эффективная схема вычисления значений вейвлетов. Вычислены значения констант неопределенности. Установлено, что полученные вейвлеты близки по свойствам к вейвлетам Мейера и Кравченко, но превосходят их по качеству частотно-временной локализации.

DOI: 10.31857/S0033849422080095

ВВЕДЕНИЕ

Вейвлеты Мейера [1—3] нашли широкое применение в различных областях науки и техники. В 2008 г. в работах [4, 5] были предложены вейвлеты Кравченко. Их конструкция представляла собой модификацию вейвлетов Мейера. Благодаря применению атомарных функций полученные вейвлеты имели лучшие физические характеристики, чем вейвлеты Мейера. В [6—14] была показана эффективность применения новых вейвлетов к задачам фильтрации, сжатия сигналов и изображений. В [15] описано применение вейвлетов Кравченко для решения задач численного дифференцирования.

В данной работе впервые предложена новая конструкция вейвлетов на основе свертки прямоугольного импульса с финитной функцией. Построены вейвлеты на основе свертки прямоугольного импульса с В-сплайнами и некоторыми атомарными функциями. На основе непрерывных семейств атомарных функций получены непрерывные семейства ортогональных вейвлетов. Это открывает возможности для создания на их базе адаптивных алгоритмов обработки сигналов. Новые конструкции вейвлетов имеют физические характеристики, сопоставимые с вейвлетами Кравченко, а в некоторых случаях их превосходят.

1. ОБЩАЯ КОНСТРУКЦИЯ ВЕЙВЛЕТОВ КРАВЧЕНКО И МЕЙЕРА

Известно, что вейвлет-базис представляет собой ортонормированный базис пространства $L^2(\mathbb{R})$, состоящий из масштабированных сдвигов одной функции $\psi(x)$, называемой материнским вейвлетом. Обычно построение вейвлетов начинается с кратномасштабного разложения [1—3], представляющего собой систему замкнутых вложенных подпространств $V_j \subset L^2(\mathbb{R})$, обладающую следующими свойствами:

1)
$$\overline{\bigcup_{j\in\mathbb{Z}}V_j}=L^2(\mathbb{R}),$$

$$2) \bigcap_{i \in \mathbb{Z}} V_j = \{0\},\,$$

3)
$$f(x) \in V_j \iff f(2x) \in V_{j+1}$$
,

4) существует масштабирующая функция $\varphi(x) \in V_0$, сдвиги которой образуют базис Рисса в пространстве V_0 .

Пусть V_0 — подпространство $L^2(\mathbb{R})$, порожденное сдвигами $\varphi(x)$. Для того, чтобы $\varphi(x-n)$ образовывали в нем базис Рисса [1—3], преобразование Фурье $\hat{\varphi}(\omega)$ должно удовлетворять условиям следующей теоремы [1—3].

Теорема 1. Сдвиги $\{\phi(x-n)\}$ функции $\phi(x)$ образуют базис Рисса в пространстве $V_0 \subset L^2(\mathbb{R})$ тогда и только тогда, когда существуют положительные постоянные A и B такие, что почти всюду

$$A \leq \sum_{n \in \mathbb{Z}} |\hat{\varphi}(\omega + 2\pi n)|^2 \leq B.$$

Для построения ортогональных вейвлетов требуется, чтобы сдвиги $\{\varphi(x-n)\}$ формировали в пространстве V_0 ортонормированный базис. Необходимое и достаточное условие для выполнения этого требования дает теорема 2 [1–3].

Теорема 2. Функции $\varphi_n(x) = \varphi(x - n)$ образуют ортонормированный базис в пространстве $V_0 \subset L^2(\mathbb{R})$ тогда и только тогда, когда

$$\sum_{n\in\mathbb{Z}} \left| \hat{\varphi}(\omega + 2\pi n) \right|^2 = 1$$

почти всюду.

Далее для простоты изложения введем функцию $\chi(\omega)$, обладающую следующими свойствами:

1)
$$\chi(\omega) = \chi(-\omega)$$
,

2)
$$\sup(\chi(\omega)) = \left[-\frac{4\pi}{3}; \frac{4\pi}{3}\right], \quad \chi(\omega) > 0$$
 при $\omega \in \left(-\frac{4\pi}{3}; \frac{4\pi}{3}\right),$

3)
$$\chi(\omega) = 1$$
 при $\omega \in \left[-\frac{2\pi}{3}; \frac{2\pi}{3} \right]$,

$$4) \sum_{n \in \mathbb{Z}} \chi(\omega + 2\pi n) = 1.$$

Согласно теореме 2 $\hat{\varphi}(\omega) = \sqrt{\chi(\omega)}$ является преобразованием Фурье масштабирующей функции, сдвиги которой образуют в пространстве V_0 ортонормированный базис.

Построим ортогональное кратномасштабное разложение пространства $L^2(\mathbb{R})$. Масштабирующее уравнение [1–3] запишем в виде

$$\hat{\varphi}(\omega) = H_0\left(\frac{\omega}{2}\right)\hat{\varphi}\left(\frac{\omega}{2}\right).$$

Тогда на отрезке $[-\pi;\pi]$ функция сопряженного зеркального фильтра $H_0(\omega)$ представляется в виде

$$H_0(\omega) = \frac{\hat{\varphi}(2\omega)}{\hat{\varphi}(\omega)} = \hat{\varphi}(2\omega).$$

Последнее верно, так как $\hat{\phi}(\omega) \equiv 1$ на всем носителе $\hat{\phi}(2\omega)$.

Для того чтобы удовлетворить условиям теорем 3 и 4 [1—3], периодически продолжим H_0 с периодом 2π :

$$H_0(\omega) = \sum_{n=2}^{\infty} \hat{\varphi}(2(\omega + 2\pi n)). \tag{1}$$

Теорема 3. Если сдвиги $\varphi_n(x) = \varphi(x-n)$ образуют ортонормированный базис в пространстве $V_0 \subset L^2(\mathbb{R})$, то сопряженный зеркальный фильтр $H_0(\omega)$ обладает свойством

$$|H_0(\omega)|^2 + |H_0(\omega + \pi)|^2 = 1.$$
 (2)

Tеорема 4. Если 2π -периодическая функция $H_0(\omega)$ обладает свойством (2) почти всюду, а про-изведение $\hat{\phi}(\omega) = \prod_{n=1}^{\infty} H_0\left(\frac{\omega}{2^n}\right)$ сходится почти всюду, то его предел принадлежит пространству $L^2(\mathbb{R})$ и $\|\hat{\phi}(\omega)\| \leq 1$.

Таким образом, согласно теоремам 3 и 4 функция $\varphi(x)$ является масштабирующей и порождает ортогональное кратномасштабное разложение в пространстве $L^2(\mathbb{R})$. Тогда преобразование Фурье вейвлета может быть найдено по следующей формуле [1—3]:

$$\hat{\psi}(\omega) = \exp\left(\frac{i\omega}{2}\right) \overline{H_0\left(\frac{\omega}{2} + \pi\right)} \hat{\varphi}\left(\frac{\omega}{2}\right). \tag{3}$$

Так как $H_0(\omega)$ представляет собой сумму (1) сдвигов финитной функции, из которых только два имеют носитель, пересекающийся с носителем $\hat{\phi}(\omega/2)$, выражение (3) для $\hat{\psi}(\omega)$ может быть существенно упрощено:

$$\hat{\psi}(\omega) = \exp\left(\frac{i\omega}{2}\right) (\hat{\varphi}(\omega - 2\pi) + \hat{\varphi}(\omega + 2\pi)) \hat{\varphi}\left(\frac{\omega}{2}\right). \tag{4}$$

Описанная методика позволяет получать различные вейвлеты в зависимости от выбора $\chi(\omega)$. В частности, в работах [4—13] в качестве $\chi(\omega)$ рассматривались суммы сдвигов атомарных функций. В данной работе предлагается в качестве $\chi(\omega)$ рассмотреть свертки атомарных функций с прямоугольным импульсом.

2. СВЕРТКА ФИНИТНОЙ ФУНКЦИИ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Рассмотрим некоторые свойства свертки кусочно-гладкой финитной функции и прямоугольного импульса.

Обозначим стандартный прямоугольный импульс $\Theta_0(x)$ [8—10]

$$\Theta_0(x) = \begin{cases} 1, & |x| < 1/2, \\ 1/2, & |x| = 1/2, \\ 0, & |x| > 1/2. \end{cases}$$

Его носителем является отрезок [-1/2;1/2], носителем функции $f(x) = \Theta_0(x/(2a))$ будет отрезок [-a;a]. Также рассмотрим финитную функцию g(x), которая имеет носитель [-b;b] и положитель-

на на интервале (-b; b). Сформулируем ряд утверждений относительно их свертки:

$$h(x) = f(x) * g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x - t)g(t)dt.$$
 (5)

Утверждение 1. Свертка f(x) и g(x) имеет носитель [-a-b;a+b] и положительна на интервале (-a-b;a+b).

Доказательство. Пусть |x| > a + b. Тогда носители f(x-t) и g(t) не пересекаются и подынтегральная функция в (5) равна нулю при любом t. Следовательно, интеграл равен нулю. При $x = \pm (a+b)$ она отлична от нуля лишь в одной точке и интеграл также равен нулю. Если |x| < a + b, то пересечение носителей представляет собой отрезок от $\max(-a-x,-b)$ до $\min(a-x,b)$. Во внутренних точках этого отрезка функции f(x-t) и g(t) положительны, их произведение также f(x-t)g(t) > 0. Следовательно, положительно и значение интеграла.

Утверждение 2. Если a > b, то при $|x| \le a - b$ свертка h(x) = f(x) * g(x) имеет постоянное значение.

Доказательство. Из того, что a > b и $|x| \le a - b$, следует, что $\max(-a - x, -b) = -b$ и $\min(a - x, b) = b$. Тогда для интеграла (5) выполняется следующая цепочка равенств:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x-t)g(t)dt = \int_{\max(-a-x,-b)}^{\min(a-x,b)} f(x-t)g(t)dt =$$

$$= \int_{-b}^{b} f(x-t)g(t)dt = \int_{-b}^{b} g(t)dt.$$
(6)

Последнее равенство выполняется, так как f(x - t) = 1 для всех $t \in (-b; b)$.

Утверждение 3. Сумма сдвигов свертки h(x) = f(x) * g(x) на 2a постоянна:

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} h(x-2ak) = c. \tag{7}$$

Доказательство. Запишем сумму сдвигов

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} h(x-2ak) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x-2ak-t)g(t)dt.$$
 (8)

Так как при каждом значении t в сумме (8) отлично от нуля лишь конечное число слагаемых, можно поменять местами операции суммирования и интегрирования. Учитывая, что сдвиги прямоугольного импульса образуют разложение единицы

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} f(x-2ak) \equiv 1,$$

преобразуем сумму (8) следующим образом:

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x - 2ak - t)g(t)dt =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} f(x - 2ak - t)g(t)dt = \int_{-\infty}^{\infty} g(t)dt.$$

Если g(x) имеет единичную площадь, то выражение (7) представляет собой разложение единицы, интеграл (6) также равен единице.

Утверждение 4. Если дополнительно к предыдущему потребовать, чтобы g(x) была четной функцией, то свертка (5) также будет четной.

3. НОВАЯ КОНСТРУКЦИЯ ВЕЙВЛЕТОВ НА ОСНОВЕ СВЕРТКИ ФИНИТНОЙ ФУНКЦИИ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Для получения свертки с носителем длиной $8\pi/3$ и постоянным участком длиной $4\pi/3$ требуется прямоугольный импульс длиной 2π и финитная функция, носитель которой имеет длину $2\pi/3$. Для того чтобы сумма сдвигов этой свертки равнялась единице, требуется также, чтобы финитная функция имела единичную площадь. Поэтому рассмотрим функцию $\chi(\omega)$ вида

$$\chi(\omega) = \Theta_0 \left(\frac{\omega}{2\pi} \right) * g(\omega), \tag{9}$$

где $g(\omega)$ обладает следующими свойствами:

$$\operatorname{supp}(g(\omega)) = \left[-\frac{\pi}{3}; \frac{\pi}{3} \right], \quad \int_{-\frac{\pi}{3}}^{\frac{\pi}{3}} g(\omega) d\omega = 1,$$

$$g(\omega) = g(-\omega).$$
(10)

Согласно утверждениям 1-4, функция $\chi(\omega)$, определенная выражением (9), удовлетворяет всем сформулированным ранее требованиям и может быть использована для построения вейвлетов.

Преобразование Фурье (9) имеет вид

$$\hat{\chi}(t) = 2\pi \operatorname{sinc}(\pi t)\hat{g}(t). \tag{11}$$

Финитная функция $\chi(\omega)$ может быть разложена в ряд Фурье на отрезке $\left[-4\pi/3;4\pi/3\right]$ и приближенно вычислена как частичная сумма этого ряда

$$\chi(\omega) = \frac{3}{4\pi} \left(\pi + \sum_{k=1}^{\infty} \hat{\chi} \left(\frac{3}{4} k \right) \cos \left(\frac{3}{4} k x \right) \right) \approx$$

$$\approx \frac{3}{4\pi} \left(\pi + \sum_{k=1}^{K} \hat{\chi} \left(\frac{3}{4} k \right) \cos \left(\frac{3}{4} k x \right) \right). \tag{12}$$

После того как $\chi(\omega)$ вычислена, находим спектр масштабирующей функции

$$\hat{\varphi}(\omega) = \sqrt{\chi(\omega)}.$$

Сама масштабирующая функция может быть найдена с помощью обратного преобразования Фурье:

$$\varphi(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\varphi}(\omega) \exp(i\omega x) d\omega =$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_{0}^{4\pi} \hat{\varphi}(\omega) \cos(\omega x) d\omega.$$
(13)

Отметим, что поскольку $\hat{\phi}(\omega)$ — четная финитная функция, то интеграл Фурье (13) берется на конечном отрезке и может быть вычислен стандартными методами численного интегрирования при любом фиксированном значении x. Далее находим $\hat{\psi}(\omega)$ согласно (4). Интеграл Фурье для вычисления вейвлета

$$\psi(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{i\omega}{2}\right) (\hat{\varphi}(\omega - 2\pi) + \hat{\varphi}(\omega + 2\pi)) \times \hat{\varphi}\left(\frac{\omega}{2}\right) \exp(i\omega x) d\omega$$

может быть значительно упрощен. После перемножения экспонент с учетом четности и носителя подынтегральной функции получим

$$\psi(x) = \frac{1}{\pi} \int_{\frac{2\pi}{3}}^{\frac{8\pi}{3}} \hat{\varphi}(\omega - 2\pi) \hat{\varphi}\left(\frac{\omega}{2}\right) \cos\left(\omega\left(x + \frac{1}{2}\right)\right) d\omega. \quad (14)$$

Далее отметим, что отрезок интегрирования (14) разбивается на два отрезка: $[2\pi/3; 4\pi/3]$, на котором $\hat{\phi}(\omega/2) = 1$, и $[4\pi/3; 8\pi/3]$, на котором $\hat{\phi}(\omega - 2\pi) = 1$. Таким образом, интеграл (14) представляется в виде суммы двух интегралов

$$\psi(x) = \frac{1}{\pi} \int_{\frac{2\pi}{3}}^{\frac{4\pi}{3}} \hat{\varphi}(\omega - 2\pi) \cos\left(\omega\left(x + \frac{1}{2}\right)\right) d\omega + \frac{1}{\pi} \int_{\frac{4\pi}{3}}^{\frac{8\pi}{3}} \hat{\varphi}\left(\frac{\omega}{2}\right) \cos\left(\omega\left(x + \frac{1}{2}\right)\right) d\omega.$$
(15)

Последнее представление обеспечивает минимальные вычислительные затраты и погрешность при вычислении вейвлета. Приведенные выше соображения по упрощению вычисления вейвлета не зависят от конкретного вида $\chi(\omega)$ и верны также для вейвлетов Кравченко и Мейера.

Коэффициенты фильтра для вычисления дискретного вейвлет-преобразования находятся по формуле

$$h_k = \frac{\sqrt{2}}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} H_0(\omega) \exp(ik\omega) d\omega.$$

4. КОНСТАНТЫ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ДЛЯ НОВЫХ ВЕЙВЛЕТОВ

Основным свойством вейвлет-базисов является хорошая локализация как по времени, так и по частоте. То есть базисные функции значимо отличаются от нуля лишь на небольшом промежутке, быстро затухая или равняясь нулю за его пределами как во временной, так и в частотной области. Количественным выражением степени локализации функции f(t) по времени является среднее квадратичное отклонение [3]:

$$\Delta_f = \frac{1}{\|f(t)\|} \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} (t - t_f^*)^2 |f(t)|^2 dt},$$

где t_f^* — центр функции f(t), определяемый как

$$t_f^* = \frac{1}{\|f(t)\|^2} \int_{-\infty}^{\infty} t |f(t)|^2 dt.$$

Степень локализации по частоте характеризуется радиусом спектра $\Delta_{\hat{f}}$. Количественным выражением частотно-временной локализации вейвлета $\psi(x)$ будет произведение $\Delta_{\psi}\Delta_{\hat{\psi}}$, называемое константой неопределенности [2, 3]. Оно инвариантно относительно сдвига и растяжения функции. Меньшим значением констант неопределенности соответствуют лучше локализованные базисы. Согласно принципу неопределенности $\Delta_{\psi}\Delta_{\hat{\psi}} \geq 1/2$. Константа неопределенности является важнейшей физической характеристикой вейвлет-базиса, определяющей его практическую ценность.

Сделаем несколько замечаний относительно норм и центров масштабирующей функции, вейвлета и их спектров. Согласно (11) норма спектра масштабирующей функции равна

$$\|\hat{\varphi}(\omega)\|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \chi(\omega) d\omega = \hat{\chi}(0) = 2\pi.$$

Следовательно, согласно равенству Парсеваля $\|\phi(x)\| = 1$. Центры четных функций $\hat{\phi}(\omega)$ и $\phi(x)$ находятся в нуле.

Вычислим норму спектра вейвлета, представленного формулой (4). Для этого преобразуем ин-

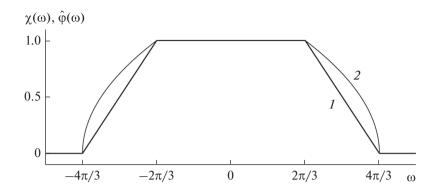


Рис. 1. Графики функций $\chi(\omega)$, заданной (9) (кривая I), и соответствующей $\hat{\phi}(\omega)$ (кривая 2). В качестве $g(\omega)$ в (9) взят прямоугольный импульс.

теграл от квадрата модуля спектра вейвлета аналогично (15) с учетом того, что $|\exp(i\omega/2)|^2 = 1$:

$$\begin{split} \left\|\hat{\psi}(\omega)\right\|^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} \left| \exp\left(\frac{i\omega}{2}\right) \right|^2 \left(\hat{\varphi}(\omega - 2\pi) + \hat{\varphi}(\omega + 2\pi)\right)^2 \times \\ &\times \hat{\varphi}^2 \left(\frac{\omega}{2}\right) d\omega = 2 \int_{\frac{2\pi}{3}}^{\frac{4\pi}{3}} \hat{\varphi}^2 (\omega - 2\pi) d\omega + \\ &+ 2 \int_{\frac{4\pi}{3}}^{\frac{8\pi}{3}} \hat{\varphi}^2 \left(\frac{\omega}{2}\right) d\omega = 2 \int_{\frac{2\pi}{3}}^{\frac{4\pi}{3}} \chi(t) dt + 4 \int_{\frac{2\pi}{3}}^{\frac{4\pi}{3}} \chi(t) dt = 2\pi. \end{split}$$

Соответственно, $\|\psi(x)\| = 1$. Центром $\hat{\psi}(\omega)$ также будет ноль, так как $|\hat{\psi}(\omega)|$ является четной функцией. Центром вейвлета $\psi(x)$ будет $t_{\psi}^* = -1/2$, что следует из (14).

5. ПОСТРОЕНИЕ ВЕЙВЛЕТОВ НА ОСНОВЕ СВЕРТКИ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ИМПУЛЬСА С В-СПЛАЙНОМ

Построим $\hat{\chi}(t)$ по формуле (11). В качестве финитной функции g(x) возьмем прямоугольный импульс. Тогда из условий (10) следует, что длина этого импульса должна быть $2\pi/3$, а высота $3/(2\pi)$. При этом (11) приобретает вид

$$\hat{\chi}(t) = 2\pi \operatorname{sinc}(\pi t) \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi t}{3}\right).$$

Соответственно,

$$\chi(\omega) = \Theta_0 \left(\frac{\omega}{2\pi}\right) * \Theta_0 \left(\frac{3\omega}{2\pi}\right)$$

представляет собой трапецию. Графики функций $\chi(\omega)$ и $\hat{\phi}(\omega)$ приведены на рис. 1.

Далее рассмотрим в качестве g(x) *B*-сплайн порядка m-1. Тогда при каждом $m \in \mathbb{N}$ (11) представляется в виде

$$\hat{\chi}(t) = 2\pi \operatorname{sinc}(\pi t) \operatorname{sinc}^m \left(\frac{\pi t}{3m}\right).$$

Таким образом, получим счетное семейство вейвлетов, построенных на основе сверток В-сплайна с прямоугольным импульсом. Для оценки качества построенных вейвлетов вычислим константы неопределенности $\Delta_{\mathbf{w}}\Delta_{\hat{\mathbf{w}}}$. При этом меньшие значения соответствуют вейвлетам с лучшей частотно-временной локализацией. Значение $\Delta_{\psi}\Delta_{\hat{\psi}}=3.27802$ соответствует вейвлету Мейера. Вейвлеты с меньшими значениями можно рассматривать как хорошие, с большими – как плохие. В табл. 1 приведены значения $\Delta_{_{f W}}\!\Delta_{\hat{_{f W}}}$ для представленных вейвлетов. Видно, что $\Delta_{\psi}\Delta_{\hat{\psi}} < 3.27802$ только для m=2,3,4,5. Их невысокое качество вызвано недостаточной гладкостью B-сплайна и построенной на его основе $\chi(\omega)$. Для получения лучших результатов рассмотрим в качестве g(x) атомарные функции, сочетающие свойства финитности и бесконечной гладкости.

6. ПОСТРОЕНИЕ ВЕЙВЛЕТОВ НА ОСНОВЕ СВЕРТОК ПРЯМОУГОЛЬНОГО ИМПУЛЬСА С АТОМАРНЫМИ ФУНКЦИЯМИ

Атомарные функции [5—8] представляют собой финитные решения дифференциальных уравнений вида

$$L(y) = \sum_{k} c_k y(ax + b_k), \tag{16}$$

где L — линейный дифференциальный оператор. Их преобразования Фурье представляются быстро сходящимися бесконечными произведениями масштабированных функций $sinc(\omega)$ и могут быть приближены конечными произведениями.

m	Вейвлеты на основе свертки прямоугольного импульса с <i>В</i> -сплайнами порядка <i>m</i> -1	Вейвлеты на основе свертки прямоугольного импульса с атомарными функциями $\operatorname{up}_m(x)$	Вейвлеты на основе сумм сдвигов атомарных функций $\operatorname{up}_m(x)$
1	3.401344	2.837418	2.837418
2	2.629998	2.693042	2.988518
3	2.768137	2.667679	3.099344
4	2.935415	2.657220	3.179776
5	3.085646	2.651476	3.242194
6	3.218643	2.647846	3.289193
7	3.337644	2.645341	3.329809
8	3.445439	2.643506	3.363605
9	3.544134	2.642092	3.394005
10	3.635304	2.640967	3.421119

Таблица 1. Значения констант неопределенности $\Delta_{\psi}\Delta_{\hat{\psi}}$ вейвлетов, построенных на основе сверток с прямоугольным импульсом *B*-сплайнов и атомарных функций $\sup_m(x)$, а также на основе сумм сдвигов $\sup_m(x)$

6.1. Атомарная функция up(x)

Функция up(x)[5-8] — простейшая из атомарных функций. Она является решением уравнения

$$y'(x) = 2(y(2x+1) - y(2x-1))$$

и имеет единичную площадь. Носителем up(x) является отрезок [-1;1], преобразование Фурье имеет вид

$$\widehat{\operatorname{up}}(t) = \prod_{k=1}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{t}{2^k}\right). \tag{17}$$

Отметим, что из (17) следует, что $up(x) = \Theta_0(x) * 2 up(2x)$. Тогда, согласно утверждению 3 сдвиги up(x) образуют разложение единицы

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} \text{up}(x-k) = 1.$$
 (18)

Рассмотрим $g(\omega) = \frac{3}{\pi} \text{up} \left(\frac{3}{\pi} \omega \right)$, она удовлетворяет всем требованиям (10). Подставим преобразование Фурье функции up(x) в (11), получим

$$\hat{\chi}(t) = 2\pi \operatorname{sinc}(\pi t) \widehat{\operatorname{up}}\left(\frac{\pi}{3}t\right). \tag{19}$$

Домножим и поделим (19) на $\sin(\pi t/3)$, затем применим формулу Эйлера

$$\hat{\chi}(t) = 2\pi \operatorname{sinc}(\pi t) \prod_{k=1}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi}{3} \frac{t}{2^{k}}\right) =$$

$$= \frac{2\pi}{3} \frac{\sin(\pi t)}{\sin\left(\frac{\pi t}{3}\right)} \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi t}{3}\right) \prod_{k=1}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi}{3} \frac{t}{2^{k}}\right) =$$

$$= \frac{2\pi}{3} \frac{\exp(i\pi t) - \exp(-i\pi t)}{\exp\left(i\frac{\pi}{3} t\right) - \exp\left(-i\frac{\pi}{3} t\right)} \prod_{k=1}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{2\pi}{3} \frac{t}{2^{k}}\right) =$$

$$= \left(\exp\left(i\frac{2\pi}{3} t\right) + 1 + \exp\left(-i\frac{2\pi}{3} t\right)\right) \frac{2\pi}{3} \operatorname{up}\left(\frac{2\pi}{3} t\right).$$
(20)

Последнее выражение $\hat{\chi}(t)$ в (20) соответствует сумме масштабированных сдвигов функции up(ω), являющейся растянутой частичной суммой разложения единицы (18)

$$\chi(\omega) = \operatorname{up}\left(\frac{3\omega}{2\pi} + 1\right) + \operatorname{up}\left(\frac{3\omega}{2\pi}\right) + \operatorname{up}\left(\frac{3\omega}{2\pi} - 1\right). \tag{21}$$

Такой вид $\chi(\omega)$ и соответствующий вейвлет рассматривались ранее в работах [5, 6, 12, 13]. Графики $\chi(\omega)$ (21) и $\hat{\varphi}(\omega)$ представлены на рис. 2.

6.2. Семейство атомарных функций $\operatorname{up}_{m}(x)$

Для любого натурального m функция $\operatorname{up}_m(x)$ представляет собой финитное решение уравнения

$$y'(x) = 2\sum_{k=1}^{m} (y(2mx + 2m - 2k + 1) - y(2mx - 2k + 1)),$$

нормированное на единичную площадь. Носителем $\operatorname{up}_m(x)$ является отрезок [-1;1]. Преобразование Фурье $\operatorname{up}_m(x)$ имеет вид

$$\widehat{\operatorname{up}}_{m}(t) = \prod_{k=1}^{\infty} \frac{\operatorname{sinc}^{2}\left(\frac{mt}{(2m)^{k}}\right)}{\operatorname{sinc}\left(\frac{t}{(2m)^{k}}\right)}.$$
 (22)

Данное семейство атомарных функций является естественным обобщением функции up(x). При m = 1 $up_1(x) \equiv up(x)$.

Рассмотрим $g(\omega) = \frac{3}{\pi} \text{up}_m \left(\frac{3}{\pi} \omega \right)$, она удовлетворяет всем требованиям (10). Подставляя преобра-

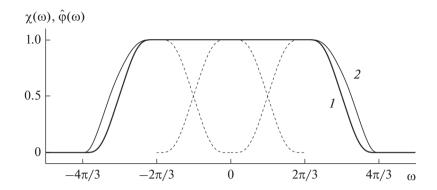


Рис. 2. Графики функций $\chi(\omega)$, заданной (21) (кривая *I*), и соответствующей $\hat{\phi}(\omega)$ (кривая *2*), штриховой линией показаны сдвиги up $\left(\frac{3\omega}{2\pi} + k\right)$, составляющие правую часть (21).

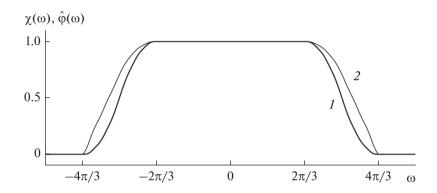


Рис. 3. Графики функций $\chi(\omega)$, заданной (9), (кривая *1*) и соответствующей $\hat{\varphi}(\omega)$ (кривая *2*). В качестве $g(\omega)$ в (9) взята преобразованная $\sup_{m}(x)$ при m=3.

зование Фурье функции $up_m(x)$, заданное формулой (22), в выражение (11), имеем

$$\hat{\chi}(t) = 2\pi \operatorname{sinc}(\pi t) \widehat{\operatorname{up}}_{m} \left(\frac{\pi}{3} t\right). \tag{23}$$

Значения констант неопределенности для вейвлетов, полученных при m = 1,...,10 представлены в табл. 1. Видно, что все построенные вейвлеты являются пригодными. Более того, все значения, соответствующие m > 1, не превосходят 2.7. На рис. 3 представлены графики $\gamma(\omega)$ и $\hat{\phi}(\omega)$ при m = 3.

Сравним новые вейвлеты с предложенными в [5, 6, 12, 13]. Аналогично (21) для этих вейвлетов $\chi(t)$ есть сумма трех масштабированных сдвигов функции up_m(ω)

$$\chi(\omega) = \operatorname{up}_{m} \left(\frac{3\omega}{2\pi} + 1 \right) + \operatorname{up}_{m} \left(\frac{3\omega}{2\pi} \right) + \operatorname{up}_{m} \left(\frac{3\omega}{2\pi} - 1 \right). \tag{24}$$

Преобразование Фурье (24) имеет вид

$$\hat{\chi}(t) = \frac{2\pi \operatorname{sinc}(\pi t)}{\operatorname{sinc}\left(\frac{\pi t}{3}\right)} \widehat{\operatorname{up}_m}\left(\frac{2\pi}{3}t\right). \tag{25}$$

Запишем (25) в виде

$$\frac{\hat{\chi}(t)}{2\pi\operatorname{sinc}(\pi t)} = \frac{\operatorname{sinc}\left(\frac{\pi t}{3}\right)}{\operatorname{sinc}\left(\frac{\pi t}{3m}\right)} \prod_{k=2}^{\infty} \frac{\operatorname{sinc}^{2}\left(\frac{2\pi m t}{3(2m)^{k}}\right)}{\operatorname{sinc}\left(\frac{2\pi t}{3(2m)^{k}}\right)}.$$
 (26)

Отметим, что t = 3 будет корнем правой части (26) при m > 1. Запишем (23) аналогичным образом

$$\frac{\hat{\chi}(t)}{2\pi\operatorname{sinc}(\pi t)} = \widehat{\operatorname{up}}_m \left(\frac{\pi}{3}t\right). \tag{27}$$

Для того чтобы t=3 было корнем правой части (27), $m/(2m)^k$ должно быть целым, что невозможно при m>1 и $k\geq 1$. Следовательно, поскольку правые части выражений (26) и (27) различны, полученные вейвлеты не совпадают с вейвлетами из работ [5, 6, 12, 13]. Таким образом, можно сделать вывод, что предложенная конструкция вейвлетов не является простым обобщением ранее предложенных вейвлетов Кравченко, хотя в некоторых частных случаях полученные вейвлеты могут совпадать. На рис. 4 представлены графики суммы

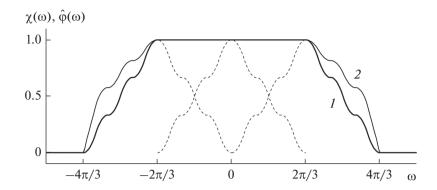


Рис. 4. Графики функций $\chi(\omega)$ (24) (кривая *I*) и соответствующей $\hat{\mathbf{p}}(\omega)$ (кривая 2) при m=3, штриховой линией показаны сдвиги $\sup_{m}\left(\frac{3\omega}{2\pi}+k\right)$, составляющие правую часть (24).

сдвигов (24) и соответствующей $\hat{\varphi}(\omega)$ при m=3. Легко заметить значительное отличие рис. 3 от рис. 4.

Значения констант неопределенности для вейвлетов, построенных на основе сумм сдвигов функции $\operatorname{up}_m(x)$ представлены в табл. 1. Видно, что эти значения больше, чем соответствующие значения для сверток. Таким образом, новое семейство вейвлетов на основе сверток функции $\operatorname{up}_m(x)$ с прямоугольным импульсом имеет лучшие физические характеристики, чем представленные ранее [5, 6, 12, 13].

6.3. Семейство атомарных функций $h_a(x)$

Семейство атомарных функций $h_a(x)$ [4—10] является естественным обобщением функции up(x). По определению, для любого вещественного a > 1 функция $h_a(x)$ есть решение уравнения

$$y'(x) = \frac{a^2}{2} (y(ax+1) - y(ax-1)), \tag{28}$$

нормированное на единичную площадь. Носителем функции является отрезок $\left[-1/(a-1);1/(a-1)\right]$. Преобразование Фурье $h_a(x)$ имеет вид

$$\widehat{\mathbf{h}_a}(t) = \prod_{k=1}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{t}{a^k}\right).$$

При каждом a > 1 рассмотрим функцию

$$g(\omega) = \frac{3}{\pi(a-1)} h_a \left(\frac{3}{\pi(a-1)} \omega \right).$$

Она соответствует всем требованиями (10). Тогда (11) имеет вид

$$\hat{\chi}(t) = 2\pi \operatorname{sinc}(\pi t) \widehat{h}_a \left(\frac{\pi (a-1)}{3} t \right). \tag{29}$$

Таким образом, при каждом a > 1 получаем $\chi(\omega)$, масштабирующую функцию и вейвлет. Полученные вейвлеты образуют непрерывное семейство, зависящее от a. Значения констант неопределенности новых вейвлетов в зависимости от a представлены на рис. 5.

Выясним, при каких условиях $\chi(\omega)$ представляется в виде суммы сдвигов $h_a(\omega)$. Для этого попробуем преобразовать (29) аналогично (20). Домножим и поделим (29) на $\sin(\pi(a-1)t/3)$. Получим

$$\hat{\chi}(t) = 2\pi \operatorname{sinc}(\pi t) \prod_{k=1}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi(a-1)}{3} \frac{t}{a^{k}}\right) =$$

$$= \frac{2}{a} \frac{\sin(\pi t)}{\sin\left(\frac{\pi(a-1)}{3} t\right)} \frac{a\pi(a-1)}{3} \widehat{h}_{a}\left(\frac{a\pi(a-1)}{3} t\right). \tag{30}$$

Для осуществления преобразования требуется представить функцию

$$\frac{\sin(\pi t)}{\sin(\pi(a-1)t/3)}$$

в виде суммы фазовых множителей. Поскольку сдвиги каждого следующего слагаемого относительно предыдущего одинаковы, фазовые множители образуют геометрическую прогрессию. Для удобства записи четной функции при четном числе слагаемых обозначим знаменатель геометрической прогрессии q^2 . Таким образом, для некоторого неотрицательного целого r требуется

$$\frac{\sin(\pi t)}{\sin(\pi (a-1)t/3)} = \sum_{k=0}^{r} q^{r-2k} = \frac{q^{r+1} - q^{-r-1}}{q - q^{-1}}.$$
 (31)

Приравнивая знаменатели в правой и левой частях (31), получим $q = \exp(i\pi(a-1)t/3)$. Тогда для равенства числителей требуется $q^{r+1} = \exp(i\pi t)$.

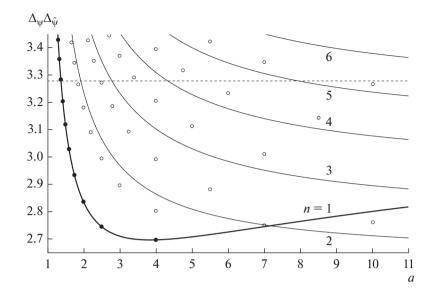


Рис. 5. Значения констант неопределенности $\Delta_{\psi}\Delta_{\hat{\psi}}$ для вейвлетов, построенных на основе сверток $h_a(x)$ с прямоугольным импульсом (кривая n=1), вейвлетов, построенных на основе сверток $ch_{a,n}(x)$ с прямоугольным импульсом (кривые n=2,...,6); вейвлетов построенных на основе сумм сдвигов $h_a(x)$ [4, 6, 11, 13] (темные точки) и $ch_{a,n}(x)$ [16] (светлые кружочки).

Оба равенства выполняются тогда и только тогда, когда

$$a = \frac{r+4}{r+1}. (32)$$

При таких a функция $\chi(\omega)$ представима в виде суммы сдвигов

$$\chi(\omega) = \frac{2}{a} \sum_{k=0}^{r} h_a \left(\frac{3}{a\pi(a-1)} \omega + \frac{r-2k}{a} \right). \tag{33}$$

Следовательно, вейвлеты при значениях a, удовлетворяющих (32), совпадают с рассмотренными ранее [4, 6, 11, 13]. При этом с ростом r соответствующие a уменьшаются, образуя монотонную последовательность, стремящуюся к 1. При r=2 получим a=2, соответствующую рассмотренной выше функции $\operatorname{up}(x)$, являющейся частным случаем $\operatorname{h}_a(x)$. В этом случае (33) преобразуется в (21).

Убедимся в невозможности выполнить преобразования (30), (31) при a, отличных от (32). Запишем (31) в виде

$$\sin(\pi t) = \left(\sum_{k=0}^{r} q^{r-2k}\right) \sin\left(\frac{\pi(a-1)}{3}t\right).$$

Поскольку все корни правой части должны содержаться среди корней левой части, t = 3/(a-1) должен быть корнем $\sin(\pi t)$, следовательно, целым числом. Обозначая это целое число r+1, получаем (32). Таким образом, при a, отличных от (32), получаем новые вейвлеты.

В непрерывном семействе вейвлетов, построенных на основе сверток $h_a(x)$ с прямоугольным импульсом, вейвлеты, полученные ранее на основе сумм сдвигов $h_a(x)$, образуют счетное подмножество. Значения констант неопределенности для a вида (32) также представлены на рис. 5.

6.4. Семейство атомарных функций $ch_{an}(x)$

По определению, $\mathrm{ch}_{a,n}(x)$ [8, 16, 17] есть решение уравнения

$$y^{(n)} = a^{n+1} 2^{-n} \sum_{k=0}^{n} C_n^k (-1)^k y(ax + n - 2k),$$

нормированное на единичную площадь. Носителем $\mathrm{ch}_{a,n}(x)$ является отрезок [-n/(a-1);n/(a-1)]. Атомарная функция $\mathrm{ch}_{a,n}(x)$ представляет собой свертку n экземпляров функции $\mathrm{h}_a(x)$. Следовательно, ее преобразование Фурье равно спектру $\mathrm{h}_a(x)$, возведенному в степень n

$$\widehat{\operatorname{ch}_{a,n}}(t) = \prod_{k=1}^{\infty} \operatorname{sinc}^{n} \left(\frac{t}{a^{k}} \right) = \left(\widehat{\operatorname{h}_{a}}(t) \right)^{n}.$$

При любом натуральном n и вещественном a > 1 рассмотрим

$$g(\omega) = \frac{3n}{\pi(a-1)} \operatorname{ch}_{a,n} \left(\frac{3n\omega}{\pi(a-1)} \right).$$

Тогда

$$\hat{\chi}(t) = 2\pi \operatorname{sinc}(\pi t) \widehat{\operatorname{ch}}_{a,n} \left(\frac{\pi (a-1)t}{3n} \right). \tag{34}$$

При любом натуральном n и вещественном a > 1 функция $\chi(\omega)$ строится как сумма ряда (12), а масштабирующая функция и вейвлет вычисляются по формулам (13) и (15). При каждом фиксированном n получаем непрерывное семейство вейвлетов, зависящее от параметра a.

Сравним полученные вейвлеты со счетным двупараметрическим семейством вейвлетов, представленным ранее в [16]. При каждом натуральном n и r>2n-3 в [16] в качестве $\chi(\omega)$ рассматривалась сумма n+r масштабированных сдвигов функции $\mathrm{ch}_{a,n}(x)$:

$$\chi(\omega) = \frac{2}{a} \sum_{k=0}^{n+r-1} \operatorname{ch}_{a,n} \times \left(\frac{3}{4\pi} \left(\frac{n}{a-1} + \frac{n+r-1}{a} \right) \omega + \frac{n+r-1-2k}{a} \right),$$
(35)

где

$$a = \frac{r+3+n}{r+3-2n}. (36)$$

Подстановка (36) в (35) приводит к более краткой записи (35):

$$\chi(\omega) = \frac{2}{a} \sum_{k=0}^{n+r-1} ch_{a,n} \left(\frac{n+r}{a\pi} \omega + \frac{n+r-1-2k}{a} \right).$$
 (37)

Преобразование Фурье (37) имеет вид

$$\hat{\chi}(t) = \frac{2\pi}{n+r} \frac{\sin(\pi t)}{\sin\left(\frac{\pi t}{n+r}\right)} \widehat{\operatorname{ch}}_{a,n} \left(\frac{a\pi t}{n+r}\right). \tag{38}$$

При n=1 функции $\mathrm{ch}_{a,1}(x)$ и $\mathrm{h}_a(x)$ совпадают. Получаем вейвлеты, рассмотренные выше. В этом случае (34) преобразуется в (29), (36) в (32), (35) и (37) в (33).

Запишем (38) в виде

$$\frac{\hat{\chi}(t)}{2\pi\operatorname{sinc}(\pi t)} = \operatorname{sinc}^{n-1}\left(\frac{\pi t}{n+r}\right)\widehat{\operatorname{ch}_{a,n}}\left(\frac{\pi t}{n+r}\right). \tag{39}$$

Подставим (36) в (34). Получим

$$\frac{\hat{\chi}(t)}{2\pi\operatorname{sinc}(\pi t)} = \widehat{\operatorname{ch}_{a,n}} \left(\frac{\pi t}{r + 3 - 2n} \right). \tag{40}$$

Заметим, что среди корней правой части (40) присутствует t = a(r+3-2n). Для того чтобы он одновременно являлся корнем правой части (39), необходимо чтобы $\frac{r+3-2n}{n+r} = u$ было целым числом. Однако при n>1 и r>2n-3 имеет место 0 < u < 1. Следовательно, при n>1 правые части (40) и (39) различны. Тогда выражение (34) не представимо в виде (38).

Рассмотрим физические характеристики полученных вейвлетов. На рис. 5 представлены графики зависимости констант неопределенности $\Delta_{\psi}\Delta_{\hat{\psi}}$ от значения параметров a и n для вейвлетов, построенных на основе сверток $\mathrm{ch}_{a,n}(x)$ с прямоугольным импульсом. При этом меньшие значения соответствуют вейвлетам с лучшей частотно-временной локализацией. Значение $\Delta_{\psi}\Delta_{\hat{\psi}}=3.27802$ (штриховая линия) соответствует вейвлету Мейера. Вейвлеты с меньшими значениями можно рассматривать как хорошие, с большими — как плохие.

При n=1 получим график $\Delta_{\mathbf{w}}\Delta_{\hat{\mathbf{w}}}$ для вейвлетов, построенных на основе свертки h_a с прямоугольным импульсом (жирная линия). График имеет минимум в районе $a \approx 3.85$ и возрастает при больших значениях a. Вейвлеты, полученные в [4, 6, 11, 13] на основе сумм сдвигов $h_a(x)$, представлены темными точками, лежащими на этой линии. Точка a = 4 расположена близко к минимуму, точка a = 2 соответствует вейвлету на основе up(x). Каждому непрерывному семейству вейвлетов, предложенных в этом разделе, соответствует своя кривая на рис. 5. Все пять кривых убывают с ростом a. Отметим линию при n = 2, расположенную ниже всех. При a > 7 она проходит также ниже кривой, соответствующей $h_a(x)$. Значения констант неопределенности вейвлетов, предложенных в [16], отмечены светлыми кружочками. Поскольку эти вейвлеты отличаются от предложенных в данной работе, соответствующие точки не лежат на кривых.

6.5. Семейство атомарных функций $\sup_{n}(x)$

Для целого неотрицательного n атомарная функция $\sup_{n}(x)$ [5–10] является решением уравнения

$$y'(x) = \frac{1}{2^{n-1}} \sum_{k=0}^{n+2} \left(C_{n+1}^k - C_{n+1}^{k-1} \right) y \left(2x + \frac{n+2}{2} - k \right), \quad (41)$$

нормированным на единичную площадь. Носитель функции — отрезок [-(n+2)/2;(n+2)/2]. Преобразование Фурье $\sup_{n}(x)$ имеет вид

$$\widehat{\operatorname{fup}_n}(t) = \operatorname{sinc}^n\left(\frac{t}{2}\right) \prod_{k=1}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{t}{2^k}\right) = \operatorname{sinc}^n\left(\frac{t}{2}\right) \widehat{\operatorname{up}}(t).$$

Кроме того, атомарные функции $\sup_n(x)$ являются свертками $\sup_n(x) = \sup(x) * \Theta_{n-1}(x)$, где $\Theta_{n-1}(x) - B$ -сплайн порядка n-1, равный свертке n прямоугольных импульсов $\Theta_0(x)$.

Рассмотрим функцию

$$g(\omega) = \frac{3(n+2)}{2\pi} \operatorname{fup}_n \left(\frac{3(n+2)}{2\pi} \omega \right),$$

соответствующую требованиям (10). Тогда при любом целом неотрицательном n имеем

$$\hat{\chi}(t) = 2\pi \operatorname{sinc}(\pi t) \operatorname{sinc}^{n} \left(\frac{\pi t}{3(n+2)} \right) \widehat{\operatorname{up}} \left(\frac{2\pi t}{3(n+2)} \right). \tag{42}$$

Домножим и поделим (42) на $\sin\left(\frac{\pi t}{3(n+2)}\right)$. Получим

$$\hat{\chi}(t) = \frac{2\pi}{3(n+2)} \frac{\sin(\pi t)}{\sin\left(\frac{\pi t}{3(n+2)}\right)} \times \\
\times \operatorname{sinc}^{n+1}\left(\frac{\pi t}{3(n+2)}\right) \widehat{\operatorname{up}}\left(\frac{2\pi t}{3(n+2)}\right) = \\
= \left(\sum_{k=0}^{3n+5} \exp\left(i\frac{3n+5-2k}{3n+2}\pi t\right)\right) \times \\
\times \frac{2\pi}{3(n+2)} \widehat{\operatorname{fup}}_{n+1}\left(\frac{2\pi t}{3(n+2)}\right).$$

Следовательно, $\chi(\omega)$ является суммой 3n+6 масштабированных сдвигов $\sup_{n+1}(\omega)$

$$\chi(\omega) = \sum_{k=0}^{3n+5} \text{fup}_{n+1} \left(\frac{3(n+2)}{2\pi} \omega + \frac{3n+5-2k}{2} \right). \tag{43}$$

Тогда полученные в этом разделе вейвлеты совпадают с рассмотренными в [5, 6].

Отметим, что общая формула для $\chi(\omega)$ (43) легко выводится из (42) без необходимости проводить сложный и кропотливый анализ уравнения (41).

7. ПОСТРОЕНИЕ ВЕЙВЛЕТОВ НА ОСНОВЕ СВЕРТОК ПРЯМОУГОЛЬНОГО ИМПУЛЬСА С ФУНКЦИЯМИ $\operatorname{fip}_{a,n}(x)$

Рассмотрим новое семейство бесконечно гладких функций fip_{a,n}(x) [8–10]. По определению, для любого вещественного a > 1 и целого неотрицательного n функция fip_{a,n}(x) есть свертка атомарной функции h_a(x) и B-сплайна

$$fip_{a,n}(x) = h_a(x) * \Theta_{n-1}(x).$$

При этом $\operatorname{fip}_{a,0}(x) = \operatorname{h}_a(x)$. Атомарные функции $\operatorname{fup}_n(x) = \operatorname{fip}_{2,n}(x)$ и $\operatorname{up}(x) = \operatorname{fip}_{2,0}(x)$ также являются частными случаями $\operatorname{fip}_{a,n}(x)$. Следовательно, вейвлеты, полученные в разд. 6.1, 6.3 и 6.5 будут частными случаями вейвлетов, построенных на основе $\operatorname{fip}_{a,n}(x)$.

Преобразование Фурье функции $\operatorname{fip}_{a,n}(x)$ имеет вид

$$\widehat{\operatorname{fip}_{a,n}}(t) = \operatorname{sinc}^n\left(\frac{t}{2}\right) \prod_{k=1}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{t}{a^k}\right) = \operatorname{sinc}^n\left(\frac{t}{2}\right) \widehat{h_a}(t).$$

Функции $\operatorname{fip}_{a,n}(x)$, видимо, не являются атомарными, так как в общем случае для них не найдено уравнений вида (16). Такие уравнения построены только для частных случаев. При n=0 и любом вещественном a>1 функция $\operatorname{fip}_{a,0}(x)$ удовлетворяет уравнению (28). При n=1 и любом вещественном a>1 в [11] установлено, что $\operatorname{fip}_{a,1}(x)$ удовлетворяет уравнению

$$y' = \frac{a}{2}y\left(\left(ax + \frac{a+1}{2}\right) + y\left(ax + \frac{a-1}{2}\right) - y\left(ax - \frac{a-1}{2}\right) - y\left(ax - \frac{a+1}{2}\right)\right).$$

Для целых значений a > 1 и $a = \sqrt[k]{m}$, где $k, m \in \mathbb{N}$, m > 1 возможно итерационное построение уравнений вида (16) для любого n [11—13]. При этом в левой части уравнения стоит производная k-го порядка $y^{(k)}(x)$, а вид правой части существенно зависит от значения a. Отсутствие общего уравнения для всего семейства fip $_{a,n}(x)$ затрудняет построение вейвлетов на основе сумм их сдвигов, но не мешает построению вейвлетов на основе свертки.

Носителем функции $\mathrm{fip}_{a,n}(x)$ является отрезок [-l;l], где $l=\frac{1}{a-1}+\frac{n}{2}.$ Рассмотрим

$$g(\omega) = \frac{3l}{\pi} \operatorname{fip}_{a,n} \left(\frac{3l}{\pi} \omega \right)$$

И

$$\hat{\chi}(t) = 2\pi \operatorname{sinc}(\pi t) \operatorname{sinc}^{n}\left(\frac{\pi t}{6l}\right) \widehat{\mathbf{h}_{a}}\left(\frac{\pi t}{3l}\right). \tag{44}$$

На рис. 6 приведен график зависимости констант неопределенности $\Delta_{\psi}\Delta_{\hat{\psi}}$ вейвлетов, построенных на основе $\mathrm{fip}_{a,n}(x)$ для n=0,...,7 от a. При n=0 имеем кривую, соответствующую вейвлетам, построенным на основе свертки $\mathrm{h}_a(x)$ с прямоугольным импульсом. Лежащие на ней темные точки представляют вейвлеты, основанные на суммах сдвигов $\mathrm{h}_a(x)$. Отметим кривую n=1 соответствующую $\mathrm{fip}_{a,1}(x)$. Ее минимум расположен в районе $a\approx5.85$. При $a\in[4;9]$ эта кривая проходит ниже всех кривых и ниже минимума кривой n=0. Кривые, соответствующие $\mathrm{fip}_{a,n}(x)$, при $n\geq2$ монотонно убывают.

Выясним, при каких условиях $\chi(\omega)$ представима в виде суммы сдвигов $\operatorname{fip}_{a,n}(x)$. Домножим и поделим (44) на $\sin\left(\frac{\pi t}{6I}\right)$:

$$\hat{\chi}(t) = \frac{\pi}{3l} \frac{\sin(\pi t)}{\sin(\frac{\pi t}{6l})} \operatorname{sinc}^{n+1} \left(\frac{\pi t}{6l}\right) \widehat{h_a} \left(\frac{\pi t}{3l}\right). \tag{45}$$

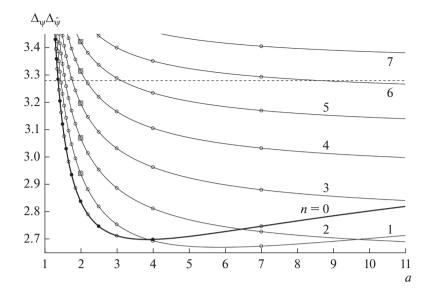


Рис. 6. Значения констант неопределенности $\Delta_{\psi}\Delta_{\hat{\psi}}$ для вейвлетов, построенных на основе сверток $h_a(x)$ с прямоугольным импульсом (кривая n=0), вейвлетов, построенных на основе сверток $fip_{a,n}(x)$ с прямоугольным импульсом (кривые n=1,...,7); вейвлетов построенных на основе сумм (33) сдвигов $h_a(x)$ (темные точки) и сумм (46) сдвигов $fip_{a,n}(x)$ (светлые кружочки).

Для осуществления преобразования на основе равенства (31) требуется выполнение условия $\pi t = (r+1)\pi t/(6l)$. Тогда l = (r+1)/6. Возвращаясь к a и n, получим что для любого целого положительного n, целого r > 3n-1 и $a = \frac{6}{r+1-3n}+1$ такое представление возможно. Тогда выражение (45) принимает вид

$$\widehat{\chi}(t) = \frac{\pi}{3l} \left(\sum_{k=0}^{r} \exp\left(\frac{i\pi t}{6l}(r-2k)\right) \right) \operatorname{sinc}^{n+1} \left(\frac{\pi t}{6l}\right) \widehat{h_a} \left(\frac{\pi t}{3l}\right).$$

Обратное преобразование Фурье последнего выражения имеет вид

$$\chi(\omega) = \sum_{k=0}^{r} \operatorname{fip}_{a,n+1} \left(\frac{3l}{\pi} \omega + \frac{r - 2k}{2} \right). \tag{46}$$

Случаи, когда $\chi(\omega)$ представима в виде (46), показаны на рис. 6 (светлые кружочки). Отметим зависимость a от r-3n. Случай a=2 при r=3n+5 соответствует вейвлетам на основе $\sup_n(x)$ (см. рис. 6, квадратики). При этом (46) преобразуется в (43). При целых a=7, a=4 и a=3 функции $\sup_{a,n}(x)$ являются атомарными функциями, т.е. решениями дифференциальных уравнений специального вида [9, 10]. Это позволяет построить итерационные алгоритмы для точного вычисления $\sup_{a,n}(x)$, а затем находить $\chi(\omega)$ по формуле (46). Такой же подход применим для $\sup_{a}(x)$ при a=2.

При n=1 и четных r формулы (33), (46) представляют одну и ту же $\chi(\omega)$ в виде суммы масштабированных сдвигов $h_a(x)$ и $\operatorname{fip}_{a,1}(x)$ соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена новая конструкция вейвлетов на основе свертки финитной функции с прямоугольным импульсом. Кроме теоретического обоснования разработана эффективная схема вычисления значений вейвлетов. Осуществлено практическое построение вейвлетов на основе свертки с прямоугольным импульсом В-сплайнов и некоторых атомарных функций. Для оценки качества полученных вейвлетов найдены значения констант неопределенности. Семейство вейвлетов, построенных на основе сверток атомарных функций $up_m(x)$ с прямоугольным импульсом, имеет хорошие физические характеристики. Значения констант неопределенности близки к 2.64 и медленно уменьшаются с ростом m. Отметим, что полученные в этом случае $\chi(\omega)$ и, соответственно, вейвлеты отличаются от построенных на основе сумм сдвигов $up_m(x)$ в [5, 6, 12, 13], совпадая только при m = 1.

На основе сверток атомарных функций $h_a(x)$ построено непрерывное семейство вейвлетов. Представленные ранее на основе сумм сдвигов $h_a(x)$ вейвлеты образуют в нем счетное подсемей-

ство. График констант неопределенности имеет минимум при $a \approx 3.85$.

Двупараметрическое семейство атомарных функций $ch_{a,n}(x)$ порождает серию непрерывных семейств вейвлетов. Описанное выше семейство вейвлетов на основе сверток прямоугольного импульса с $h_a(x)$ входит в эту серию при n=1. При каждом n>1 константы неопределенности монотонно убывают с ростом a и возрастают с ростом n. При n>1 новые вейвлеты не совпадают с построенными ранее на основе сумм сдвигов $ch_{a,n}(x)$.

Двупараметрическое семейство атомарных функций $\operatorname{fip}_{a,n}(x)$ также порождает серию непрерывных семейств вейвлетов, включающую семейство на основе сверток прямоугольного импульса с $\operatorname{h}_a(x)$. При n=1 константы неопределенности имеют минимум при $a\approx 5.85$. При каждом n>1 константы неопределенности монотонно убывают с ростом a и возрастают с ростом n. При $a=1+\frac{6}{k},\ k\in\mathbb{N}$ функция $\chi(\omega)$ представима суммой сдвигов $\operatorname{fip}_{a,n}(x)$.

Непрерывные семейства вейвлетов на основе сверток с прямоугольным импульсом семейств $\mathbf{h}_a(x)$, $\mathbf{ch}_{a,n}(x)$ и $\mathbf{fip}_{a,n}(x)$ могут быть полезны для разработки адаптивных методов обработки сигналов.

Некоторые результаты данной работы были представлены на международных конференциях [18, 19].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Meyer Y.* Wavelets and Operators. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993.
- 2. *Малла С*. Вэйвлеты в обработке сигналов / Пер. с англ. М.: Мир, 2005.
- 3. Новиков И.Я., Протасов В.Ю., Скопина М.А. Теория всплесков. М.: Физматлит, 2006.
- 4. *Кравченко В.Ф.*, *Чуриков Д.В.* // Успехи совр. радиоэлектроники. 2008. № 6. С. 67.

- Кравченко В.Ф., Юрин А.В. // Успехи совр. радиоэлектроники. 2008. № 5. С. 3.
- Кравченко В.Ф., Кравченко О.В. Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в задачах физики и техники. М.: Техносфера, 2018.
- 7. *Kravchenko V.F.*, *Perez-Meana H.M.*, *Ponomaryov V.I.* Adaptive Digital Processing of Multidimensional Signals with Applications. M.: Fizmatlit, 2009.
- 8. Kravchenko V.F., Kravchenko O.V., Konovalov Y.Y., Budunova K.A. // Proc. Conf. IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Kharkiv, Ukraine, 21–25 Sept. 2020. N.Y.: IEEE, 2020. P. 619. https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252684
- Konovalov Y.Y. // PhotonIcs & Electromagnetics Research Symposium Spring (PIERS-Spring). Rome, Italy, June 2019. P. 114. https://doi.org/10.1109/PIERS-Spring46901.2019.9017707
- 10. *Коновалов Я.Ю.* // Физические основы приборостроения. 2020. Т. 9. № 2. С. 48. https://doi.org/10.25210/jfop-2002-048059
- 11. *Кравченко В.Ф.*, *Чуриков Д.В*. Цифровая обработка сигналов атомарными функциями и вейвлетами. М.: Техносфера, 2018.
- 12. *Кравченко В.Ф., Пустовойт В.И.* // ДАН. 2009. T. 428. № 5. C. 601.
- 13. Кравченко В.Ф., Кравченко О.В., Пустовойт В.И. и др. // РЭ. 2015. Т. 60. № 2. С. 109.
- 14. *Кравченко В.Ф., Пономарев В.И., Пустовойт В.И.* // ДАН. 2011. Т. 440. № 3. С. 335.
- 15. *Кравченко В.Ф., Юрин А.В.* // Электромагнитные волны и электрон. системы. 2008. Т. 13. № 8. С. 12.
- Kravchenko V.F., Kravchenko O.V., Konovalov Y.Y., Churikov D.V. // Proc. Int. Conf. Days on Diffraction 2015. Saint Petersburg, Russia, May 2015. P. 180. https://doi.org/0.1109/DD.2015.7354856
- 17. Кравченко В.Ф., Коновалов Я.Ю., Пустовойт В.И. // РЭ. 2015. Т. 60. № 9. С. 931.
- Кравченко В.Ф., Коновалов Я.Ю. // 14-я Межд. науч.-тех. конф. "Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации". Т. 14. Астрахань, 5—7 октября 2021. С. 97. https://doi.org/10.25210/armimp-2021-27
- Kravchenko V.F., Konovalov Y.Y. // Photonics & Electromagnetics Research Symp. (PIERS). 2021. P. 204. https://doi.org/10.1109/PIERS53385.2021.9695100

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

УЛК 621.396

ВЛИЯНИЕ ГАРМОНИЧЕСКОЙ ПОМЕХИ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОЦЕДУРЫ БЕСПОРОГОВОГО ПОИСКА ШУМОПОДОБНОГО СИГНАЛА ПО ВРЕМЕНИ ЗАПАЗДЫВАНИЯ С ПЕРЕХОДОМ В ЧАСТОТНУЮ ОБЛАСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

© 2022 г. Е. В. Кузьмин^{а, *}, Ф. Г. Зограф^а

^аСибирский федеральный университет, Свободный просп., 79, Красноярск, 660041 Российская Федерация

*E-mail: ekuzmin@sfu-kras.ru

Поступила в редакцию 10.08.2021 г. После доработки 15.02.2022 г. Принята к публикации 22.03.2022 г.

Проведено статистическое исследование эффективности процедуры беспорогового поиска шумоподобного фазоманипулированного сигнала по времени запаздывания при наблюдении на фоне
шума и однотональной гармонической помехи при различных вариантах ее частотного положения.
Рассмотрено формирование выходного эффекта процедуры поиска за счет перехода в частотную
область с использованием дискретного преобразования Фурье. Получены семейства зависимостей
вероятности правильного выполнения поиска от безразмерной частотной расстройки при различных отношениях "помеха/сигнал". Показано существенное варьирование допустимого уровня
энергетического превосходства помехи над сигналом, при котором сохраняется значение выбранного показателя качества. Сделаны количественные и качественные выводы о влиянии однотональной гармонической помехи на эффективность процедуры беспорогового поиска.

DOI: 10.31857/S0033849422080101

ВВЕДЕНИЕ

Поиск шумоподобных сигналов (ШПС) по времени запаздывания является начальным этапом функционирования приемной аппаратуры различных радиоэлектронных систем [1—5]. Классический подход к организации процедуры поиска [1, 4, 5], основанный на вычислении взаимных корреляционных функций (ВКФ) входного процесса и опорных сигналов, снижает эффективность при наблюдении ШПС на фоне интенсивных воздействий [4, 6, 7]. Одним из примеров такого воздействия является однотональная гармоническая помеха (ГП), частотное положение которой совпадает с полосой частот ШПС.

В современной литературе широко обсуждаются проблемы помехоустойчивости и помехозащищенности радиоэлектронных систем с ШПС по отношению к действию ГП. Разрабатываются и предлагаются методы обнаружения и оценивания параметров ГП, а также способы борьбы [7–23], анализируется влияние помехи применительно к разным этапам функционирования приемной аппаратуры [24–42], однако подробно не исследуется влияние ГП на показатели качества "незащищенной" процедуры беспорогового поиска. Проведе-

нию исследования такого влияния и посвящена данная работа.

Для оценки степени влияния помехи и эффективности возможных методов борьбы используются различные показатели качества: вероятность правильного обнаружения [12, 17, 23, 26, 31, 34, 36]; вероятность ошибки на бит [8, 20, 24, 34, 39, 42]; энергетические соотношения – "помеха/сигнал", эффективное отношение "несущая/шум" [12, 16, 23, 25, 29, 32]; ошибка слежения за задержкой [12, 28, 29, 33, 35]; ошибка слежения за фазой или частотой [15, 29, 37, 40, 41]; точность определения местоположения [21, 30] и др. Для иллюстрации конкретных сигнально-помеховых обстановок используются графики спектральных характеристик [8-10, 14, 19, 21] и взаимных функций неопределенности сигналов [12, 19, 23, 31, 36]. В данной работе основным показателем качества является вероятность правильного выполнения поиска сигнала по времени запаздывания, а задаваемые требования к ее значению позволяют допустимое отношение определить ха/сигнал".

¹ Например, 0.9, 0.99.

Цель статьи — статистическое исследование эффективности процедуры беспорогового поиска шумоподобного фазоманипулированного сигнала по времени запаздывания при наблюдении на фоне шума и однотональной гармонической помехи при различных вариантах ее частотного положения и интенсивности.

1. МОДЕЛЬ НАБЛЮДЕНИЙ

Для проведения статистического исследования влияния однотональной гармонической помехи на эффективность процедуры поиска по времени запаздывания выбран ШПС с фазовой манипуляцией (ФМ) [2, 5, 43]:

$$s_{\Phi M}(t) = A_s a(t) \sin(2\pi f_0 t + \varphi_0),$$

$$a(t) = \sum_{i=0}^{M-1} a_i \operatorname{rect}(t - iT), \quad t \in [0, T_{\Pi \subset \Pi}],$$
(1)

где A_s — амплитуда сигнала; a(t) — видеосигнал бинарной псевдослучайной последовательности (ПСП) длины M, образуемой символами $a_i = \{\pm 1\}$; $\mathrm{rect}(t)$ — одиночный прямоугольный импульс единичной амплитуды и длительности $T = 1/f_{\mathrm{T}}$ (f_{T} — тактовая частота генератора ПСП); $T_{\Pi \subset \Pi} = MT$ — период повторения видеосигнала ПСП; f_0 — центральная частота; ϕ_0 — начальная фаза. К сигналу (1) аддитивно добавлялись однотональная гармоническая помеха m(t) и шум n(t), таким образом, на входе процедуры поиска наблюдалась аддитивная смесь вида [5, 9, 20, 31, 32, 37, 39, 44]:

$$y(t) = s_{\Phi M}(t) + m(t) + n(t),$$

$$m(t) = A_m \sin(2\pi f_{m0}t + \varphi_{m0}),$$

$$f_{m0} = f_0 \pm \Delta f,$$
(2)

где $A_m, f_{m0}, \varphi_{m0}$ — амплитуда, частота и начальная фаза ГП соответственно; Δf — частотная расстройка ГП — вещественная константа, значение которой определяет величину частотного смещения ГП относительно центральной частоты ШПС.

Соотношение интенсивностей сигнала и шума на входе процедуры поиска устанавливалось исходя из необходимого для проведения моделирования значения энергетического потенциала (ЭП) [5]:

$$q_{\ni\Pi} = \frac{P_s}{N_0} = \frac{A_s^2 f_{\pi}}{4\sigma_{\cdots}^2},$$
 (3)

где $P_s=0.5A_s^2$ — мощность сигнала (1), $N_0=\sigma_{_{\rm III}}^2/(0.5f_{_{\rm I}})$ — спектральная плотность мощности дискретизированного шума, $f_{_{\rm II}}$ — частота дискретизации аддитивной смеси (2), $\sigma_{_{\rm III}}^2$ — дис-

персия дискретизированного квазибелого шума. Учитывая используемые значения частоты дискретизации смеси и дисперсии дискретизированного шума, на основе (3) вычислялось значение амплитуды сигнала, которое обеспечивало необходимое значение ЭП:

$$A_s = 2\sigma_{\text{III}} \sqrt{\frac{q_{\ni \Pi}}{f_{\Pi}}}.$$
 (4)

В качестве количественной меры энергетического превосходства гармонической помехи над сигналом использовано отношение "помеха/сигнал" $q_{\rm nc} = A_m/A_s$, которое устанавливалось варьированием амплитуды $\Gamma\Pi$ относительно рассчитанного значения амплитуды сигнала (4).

2. ПРОЦЕДУРА ПОИСКА СИГНАЛА И МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ ПРАВИЛЬНОГО ВЫПОЛНЕНИЯ ПОИСКА

Поиск сигнала $s_{\Phi M}(t-\tau_s)$ по времени запаздывания т (по задержке) реализуется в виде оптимальной процедуры распознавания сигналов, максимизирующей вероятность правильного решения [1]. Данная процедура предполагает проверку гипотез о временном положении сигнала за счет вычисления взаимных корреляционных функций смеси (2) и опорных сигналов, с последующим выбором максимального значения ВКФ и определением его временного положения и, таким образом, принятием решения об оценке задержки сигнала $\hat{\tau}_{s}$ [1]. Для получения ВКФ удобно применить подход [45], основанный на вычислении дискретного преобразования Фурье (ДПФ) смеси (2) и несмещенного опорного сигнала, вычислении поэлементного произведения полученных комплексных спектров и вычислении обратного $\Pi \Phi$ от поэлементного произведения спектров. С учетом вида модуляции полезного сигнала (1), величина Z, пропорциональная огибающей ВК Φ аддитивной смеси (2) и опорного сигнала, формализуется следующим образом [46]:

$$Z = \left| \mathcal{F}^{-1} \left[\mathcal{F} \left(\dot{\mathbf{Y}} \right) \cdot \overline{\mathcal{F} \left(\mathbf{A}_{\text{on}} \right)} \right] \right|, \quad \mathbf{A}_{\text{on}} \left(k T_{\pi} \right) = a \left(k T_{\pi} \right),$$

$$\dot{\mathbf{Y}} = \mathbf{Y}_{i} + j \mathbf{Y}_{q} = y \left(k T_{\pi} \right) \cos \left(2 \pi f_{0} k T_{\pi} \right) +$$

$$+ j y \left(k T_{\pi} \right) \sin \left(2 \pi f_{0} k T_{\pi} \right),$$

$$k = 1, 2, ..., K f_{\pi} T_{\Pi \subset \Pi}, \quad K = 1, 2, ...,$$

$$(5)$$

где $\mathcal{F}(\bullet)$ и $\mathcal{F}^{-1}(\bullet)$ — операторы прямого и обратного ДПФ соответственно; $\dot{\mathbf{Y}}$ — комплекснозначный вектор, содержащий $Kf_{\pi}T_{\Pi \subset \Pi}$ отсчетов аддитивной смеси (2); $\mathbf{A}_{\text{оп}}$ — отсчеты опорной несмещенной $\Pi \subset \Pi$; k — номер отсчета; $T_{\pi} = 1/f_{\pi}$ — интервал дискретизации; черта сверху означает комплексное сопряжение; смысл остальных обозначений

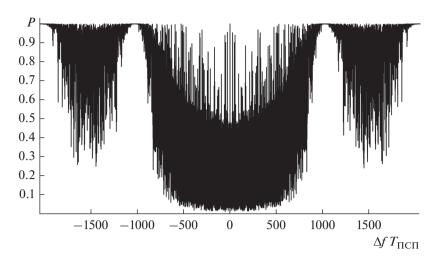


Рис. 1. Зависимость вероятности правильного выполнения поиска от безразмерной частотной расстройки ГП $P(\Delta f T_{\Pi \subset \Pi})$ при K=1; $q_{\Pi C}=35$ дБ.

понятен без пояснений. Временное положение максимума величины Z позволяет получить искомую оценку задержки сигнала $\hat{\tau}_s$. Центральная частота сигнала полагается известной².

В качестве количественной характеристики эффективности процедуры поиска ШПС по времени запаздывания при наблюдении на фоне ГП и шума в работе используется вероятность правильного выполнения поиска P [1], которая оценивалась следующим образом [7].

- 1. Задавалось значение частотной расстройки Δf однотональной гармонической помехи.
- 2. Устанавливалось отношение "помеха/сигнал" $q_{\rm nc}$.
- 3. Формировалась аддитивная смесь (2), причем время запаздывания формируемого ШПС (1) и фаза ГП устанавливались случайными равномерно распределенными величинами на интервалах $\tau_s \in [0, T_{\Pi \subset \Pi})$ и $\phi_{m0} \in [0, 2\pi)$ соответственно.
- 4. Вычислялся выходной эффект Z (5) и определялась оценка $\hat{\tau}_s$ времени запаздывания ШПС на основе выявляемого значения координаты-абсциссы, соответствующей максимуму Z.
- 5. Принималось решение о правильности или неправильности выполненного поиска временного положения ШПС в соответствии с выбранным критерием правильности "попаданием" оценки $\hat{\tau}_s$ (п. 4) в границы временного интервала, равного длительности чипа ПСП T, относительно установленного (п. 3) временного положения ШПС τ_s .

- 6. Вычислительный эксперимент по п. 3-5 повторялся N раз для каждого из устанавливаемых отношений "помеха/сигнал" (п. 2).
- 7. Для каждого из установленных отношений "помеха/сигнал" вероятность правильного выполнения поиска P оценивалась как отношение количества успешных испытаний (поиск ШПС выполнен правильно) к общему количеству испытаний.
- 8. Изменение условий п. 1 обеспечивало получение семейства зависимостей P от отношения "помеха/сигнал" $q_{\rm nc}$ для различных частотных расстроек Δf .
- 9. По полученным зависимостям $P(q_{nc})$ оценивались значения отношений Q_{nc} , при которых обеспечивалась вероятность P = const.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 1 представлена зависимость вероятности правильного выполнения поиска P от величины безразмерной частотной расстройки ГП $\Delta f T_{\Pi \Pi \Pi}$ для фиксированного значения отношения "помеха/сигнал", равного $q_{\rm nc}=35$ дБ. На рис. 2, 3 представлены фрагменты зависимостей, аналогичных показанной на рис. 1, для $q_{\rm nc}=15,20,30$ дБ и более узких интервалов частот. На рис. 4 представлены результаты проведенного моделирования в виде зависимости $Q_{\rm nc}(\Delta f T_{\Pi \Pi \Pi})$, иллюстрирующей допустимые условия $Q_{\rm nc}$ наблюдения сигнала, при которых сохраняется эффективность процедуры поиска, характеризуемая вероятностью P=0.99. На рис. 5-10 представлены фрагменты зависимости $Q_{\rm nc}(\Delta f T_{\Pi \Pi \Pi})$, соответствующие частотному

² При неизвестности центральной частоты ШПС процедура (5) может быть выполнена последовательно или параллельно для проверки необходимого количества частотных гипотез (поиск по частоте).

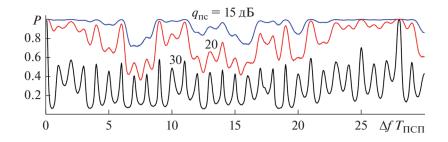


Рис. 2. Фрагмент зависимости $P(\Delta f T_{\Pi \subset \Pi})$ при $K = 1, \Delta f T_{\Pi \subset \Pi} \in [0, 30]$.

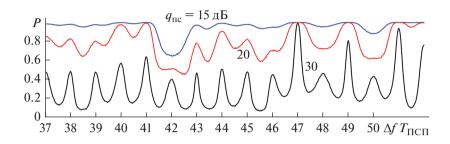


Рис. 3. Фрагмент зависимости $P(\Delta f T_{\Pi \subset \Pi})$ при $K = 1, \Delta f T_{\Pi \subset \Pi} \in [37, 53]$.

положению ГП в области главного лепестка спектра ШПС-ФМ. Рис. 1-5 получены при длительности временного интервала корреляционной обработки, равного одному периоду ПСП – случай однократного накопления в корреляторе (K = 1). Рисунки 6-10 демонстрируют поведение зависимостей $Q_{\Pi C}(\Delta f T_{\Pi C \Pi})$ при так называемом когерентном накоплении (когерентном интегрировании), что означает К-кратное увеличение длительности непрерывной корреляционной обработки (K > 1). На рис. 6-8 представлены случаи выполнения двух, четырех и восьми накоплений соответственно, а на рис. 9 и 10 — фрагменты семейства характеристик, полученные при K = 1, 2, 4, 8 (рис. 9) и K = 1, 3, 5, 7 (рис. 10). Представленные зависимости получены по описанной выше методике с использованием выражений (1)—(5). Условия моделирования были следующими: фиксированное значение энергетического потенциала $ilde{q}_{
m Э\Pi} = 10 {
m lg} \left(q_{
m Э\Pi}
ight) =$ = 45 дБГц; отношение f_{π}/f_{0} = 4; длина ПСП M = 1023 (PRN 1 [47] сигнала GPS C/A L1); $f_0 = 2.048 \text{ M}$ Гц; количество статистических испытаний $N=10^5$. Всего при проведении исследований получено 10² зависимостей, аналогичных показанной на рис. 1, в диапазоне отношений "помеха/сигнал" от 0 до 100 дБ с шагом 1 дБ.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенное статистическое исследование позволяет сделать определенные выводы общего и частного характера. Вероятность Р правильного выполнения поиска ШПС по времени запаздывания сложным образом зависит от частотной расстройки ГП Δf (см. рис. 1–3). Зависимость $P(\Delta f)$ имеет лепестковую структуру. При проведении исследований установлено, что боковые лепестки данной зависимости могут быть как визуально незаметными, так и отчетливо различимыми, что проявляется при повышении отношения "помеха/сигнал" $q_{\rm nc}$. Начальный участок зависимости $P(\Delta f)$, показанный на рис. 2, характеризуется сравнительно быстрым спадом, крутизна которого заметно возрастает при увеличении интенсивности ГП.

Зависимость $Q_{\rm nc}(\Delta f)$ также имеет лепестковую структуру (см. рис. 4), ожидаемо напоминающую "перевернутый" спектр ШПС. При снижении требований к качеству поиска (P=0.9) допустимый уровень отношения $q_{\rm nc}$ возрастает (см. рис. 5). Неравномерность значений зависимости $Q_{\rm nc}(\Delta f)$ несколько выше в области боковых лепестков по сравнению с основным лепестком. Ширина лепестков у зависимостей $P(\Delta f)$, $Q_{\rm nc}(\Delta f)$ и периодичность их повторения определяются тактовой частотой генератора ПСП.

Случаи воздействия $\Gamma\Pi$ на частотах, близких к центральной частоте ШПС- Φ М для принятых

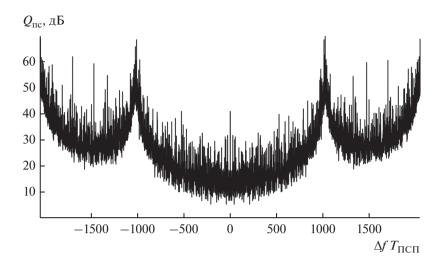


Рис. 4. Зависимость допустимого (P = 0.99) отношения "помеха/сигнал" от безразмерной частотной расстройки ГП $\Delta f T_{\Pi \subset \Pi}$ при K = 1.

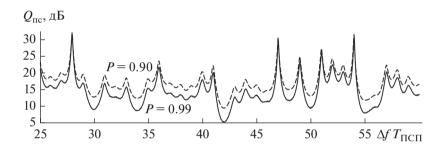


Рис. 5. Фрагмент зависимости $Q_{\Pi C}(\Delta f T_{\Pi C \Pi})$ при K = 1, P = 0.99 (сплошная кривая), P = 0.9 (штриховая).

при исследовании параметров, следует признать неблагоприятными, однако при точном совпадении частоты помехи с центральной частотой ШПС-ФМ наблюдается сравнительно несущественное влияние ГП. В тех случаях, когда частотное положение помехи приближается к границам лепестков спектра, допустимое отношение "помеха/сигнал" выше. Наименьшее влияние на качество процедуры поиска оказывает ГП, частотное положение которой совпадает с минимумами спектра, характерными для использованного ШПС-ФМ. Для первых боковых лепестков можно констатировать повышение допустимого уровня энергетического превосходства ГП над сигналом, они оказываются как бы на "пьедестале" относительно основного лепестка.

Анализируя графики $P(\Delta f)$, $Q_{\rm nc}(\Delta f)$ в относительно узких частотных интервалах (см. рис. 2–3, 5–10), можно более детально изучить характер неравномерности этих зависимостей. При отношениях $q_{\rm nc} > 15$ дБ наблюдается "квазиколебательное" поведение зависимости $P(\Delta f)$ с периодом, определяемым величиной, обратной периоду

ПСП. При повышении отношения q_{nc} зависимость приобретает чашеобразную форму, причем значения верхних границ "чаши" и ее "дна" могут иметь отличия порядка десятков процентов, что представляется существенным. Сравнительно "близко расположенные" ГП, т.е. имеющие отличия частотного положения лишь на несколько единиц безразмерной расстройки $\Delta f T_{\Pi \Pi \Pi}$, могут оказывать существенно различное влияние на поиск сигнала. Установлено, что при таких оговоренных малых отличиях частотного положения $\Gamma\Pi$ соответствующие им значения отношений $Q_{\Pi C}$ изменяются на величины порядка единиц-десятков децибел и более. Показано, что при K-кратном когерентном накоплении характер зависимости $Q_{\text{пс}}(\Delta f)$ существенным образом изменяется (см. рис. 6-10) в сравнении со случаем K=1 (см. рис. 5). При K > 1 увеличивается число частотных положений помехи, при которых ее влияние оказывается незначительным. Из рис. 6-10 видно, что между двумя ближайшими целыми значениями безразмерной частотной расстройки таких частот ГП оказывается K - 1. Такие особенности влияния

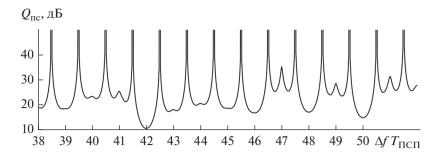


Рис. 6. Фрагмент зависимости $Q_{\Pi C}(\Delta f T_{\Pi C \Pi})$ при K=2.

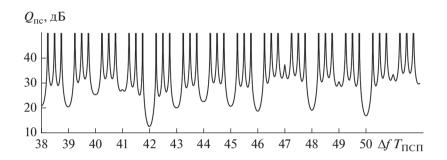


Рис. 7. Фрагмент зависимости $Q_{\Pi C}(\Delta f T_{\Pi C \Pi})$ при K = 4.

ГП объясняются рядом факторов. В первую очередь к ним относится существенная неравномерность частотной характеристики процедуры корреляционной обработки, форма которой определяется видом опорной ПСП и числом производимых когерентных накоплений [48], а также неравномерность спектра рассмотренного ШПС-ФМ, имеющего значительные отклонения спектральных составляющих от sinc-огибающей [4, 49]. Наибольшее влияние помехи прослеживается при частотах ГП, кратных частоте повторения ПСП $1/T_{\Pi \Pi \Pi}$ (см. рис. 6-10), т.е. когда частота ГП близка или совпадает с частотой спектральной линии периодического ШПС-ФМ. На неравномерность зависимостей $P(\Delta f)$, $Q_{\text{пс}}(\Delta f)$ также влияет эффект "растекания" спектра, возникающий в случаях,

когда частоты ГП не кратны величине, обратной длительности интервала наблюдения [5]. Спектр помехи расширяется и ГП "повреждает" две и более спектральные линии ШПС-ФМ. В этом случае локальный минимум зависимостей $Q_{\rm nc}(\Delta f)$ или $P(\Delta f)$ может оказаться смещенным относительно спектральной линии ШПС-ФМ. Влияние "растекания спектра" хорошо заметно на рис. 2-3 и 5 при K = 1. На рис. 6-10 это влияние прослеживается не так явно, хотя детальное рассмотрение результатов позволяет обнаружить, что на центральных областях выпуклых участков многих из полученных характеристик (на локальных минимумах) наблюдается деформация, характеризуемая впалым сегментом. Таким образом, более опасной может оказаться ГП, частота которой

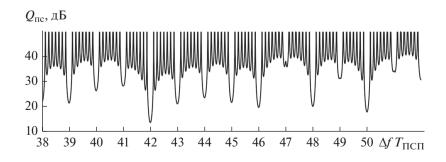


Рис. 8. Фрагмент зависимости $Q_{\Pi C}(\Delta f T_{\Pi C \Pi})$ при K = 8.

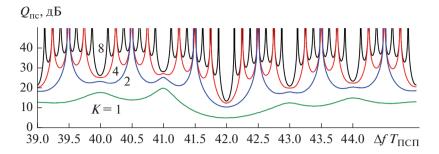


Рис. 9. Фрагмент зависимости $Q_{\Pi C}(\Delta f T_{\Pi C \Pi})$ при K = 1, 2, 4 и 8.

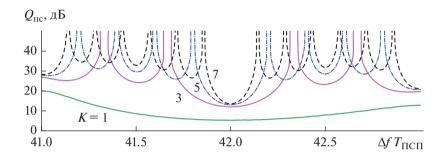


Рис. 10. Фрагмент зависимости $Q_{\Pi C}(\Delta f T_{\Pi C \Pi})$ при K = 1, 3, 5 и 7.

смещена относительно частоты спектральной линии ШПС- Φ M, а в случае K=1 (без накопления) — $\Gamma\Pi$, находящаяся между частотами спектральных линий ШПС- Φ M.

Достоверность полученных результатов подтверждается их согласованием, совпадением и не противоречием частным результатам известных публикаций. Так, "квазиколебательный" и/или неравномерный характер поведения статистических зависимостей для различных показателей качества демонстрируется в работах [24, 25, 27–29, 32–35, 40, 41, 44]. Неравномерность полученных зависимостей не противоречит известным экспериментальным результатам [50], демонстрирующим вариации значений отклика коррелятора на ГП с различной расстройкой. Наихудший случай частоты ГП для рассмотренного сигнала опубликован в работах [4, 32, 36, 41, 49], что совпадает с показанными результатами (см. рис. 5–10).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено статистическое исследование эффективности процедуры беспорогового поиска ШПС-ФМ по задержке при наблюдении на фоне шума и однотональной ГП. Реализация процедуры поиска выполнена на основе перевода временной реализации в частотную область, с последующим возвращением во временную область на основе прямого и обратного ДПФ соответствен-

но. Полученные количественные оценки вероятности правильного выполнения беспорогового поиска ШПС-ФМ по задержке, а также оценки допустимых уровней превышения ГП над сигналом, являются, безусловно, частными - полученными при конкретных значениях энергетического потенциала, центральной частоты сигнала, частоты дискретизации и многих других параметрах, установленных при моделировании. Результаты проведенного статистического исследования свидетельствуют о том, что при планировании сценариев натурных и вычислительных экспериментов с целью повышения их достоверности и объективности следует тщательно обосновывать выбор параметров ГП. Случайный выбор параметров может приводить к получению неоправданно оптимистичных результатов при том или ином частотном положении помехи.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ипатов В.П., Казаринов Ю.М., Коломенский Ю.А., Ульяницкий Ю.Д. Поиск, обнаружение и измерение параметров сигналов в радионавигационных системах. М.: Сов. радио, 1975.

- 2. *Варакин Л.Е.* Системы связи с шумоподобными сигналами. М.: Радио и связь, 1985.
- 3. Dixon R.C. Spread Spectrum Systems. N.Y.: Wiley, 1984
- Understanding GPS: Principles and Applications / Eds. E.D. Kaplan, C. J. Hegarty. Boston: Artech House, 2006.
- ГЛОНАСС. Принципы построения и функционирования / Под ред. А.И. Перова, В.Н. Харисова. М.: Радиотехника, 2010.
- 6. GNSS Interference Threats and Countermeasures / Ed. F. Dovis. Boston: Artech House, 2015.
- 7. *Кузьмин Е.В., Зограф Ф.Г.* // Успехи современ. радиоэлектроники. 2016. № 11. С. 137.
- 8. *Choi J.W., Cho N.I.* // Signal Processing. 2002. V. 82. № 12. P. 2003.
- 9. *Перов А.И., Болденков Е.Н.* // Радиотехника. 2006. № 7. С. 98.
- 10. *Borio D., Camoriano L., Presti L.Lo //* IEEE Systems J. 2008. V. 2. № 1. P. 38.
- 11. *Петров Е.Л., Петров И.Е., Абатуров С.Г.* // T-Comm. 2010. № 4. С. 21.
- 12. *Chien Y.-R.* // IEEE Systems J. 2015. V. 9. № 2. P. 451.
- 13. *Авдеев В.А., Кошкаров А.С., Коннов Е.В.* // Журн. радиоэлектроники. 2015. № 10. http://jre.cplire.ru/jre/oct15/12/text.html.
- 14. *Mosavi M.R.*, *Moghaddasi M.S.*, *Rezaei M.J.* // Wireless Personal Commun. 2016. V. 90. № 3. P. 1563.
- 15. Ren H., Wang Y., Jiang L., Wu S. // Science China Information Sciences. 2016. V. 59. № 8. Article № 082201.
- Chen F, Nie J., Ni S. et al. // Electron. Lett. 2017. V. 53.
 № 4. P. 274.
- 17. *Wang P., Cetin E., Dempster A.G. et al.* // IEEE Trans. 2018. V. AES-54. № 1. P. 416.
- 18. *Бельков С.А., Малыгин И.В.* // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2019. Т. 22. № 2. С. 37.
- 19. *Khezzar Z. A., Benzid R., Saidi L.* // Traitement du Signal. 2020. V. 37. № 2. P. 169.
- 20. *Куликов Г.В., До Чунг Тиен* // Журн. радиоэлектроники. 2020. № 4. http://jre.cplire.ru/jre/apr20/9/text.pdf.
- 21. *Lv Q.*, *Qin H.* // IET Radar, Sonar Navigation. 2020. V. 14. № 9. P. 1430.
- 22. *Xu J., Ying S., Li H.* // Mobile Network Appl. 2020. V. 25. № 6. P. 2336.
- 23. Aghadadashfam M., Mosavi M.R., Rezaei M.J. // GPS Solutions. 2020. V. 24. № 4.
- 24. Wei A., Shen L. // Frontiers of Electrical and Electronic Engineering in China. 2008. V. 3. № 1. P. 79.
- 25. *Balaei A.T., Dempster A.G., Presti L.L.* // IEEE Trans. 2009. V. AES-45. № 4. P. 1418.
- 26. Borio D. // IEEE Trans. 2010. V. AES-46. № 1. P. 47.
- 27. *Motella B., Savasta S., Margaria D., Dovis F.* // IEEE Trans. 2011. V. AES-47. № 2. P. 1416.
- 28. *Liu Y.*, *Ran Y.*, *Ke T.*, *Hu X.* // Signal Process. 2011. V. 91. № 4. P. 970.

- 29. *Jang J., Paonni M., Eissfeller B.* // IEEE Trans. 2012. V. AES-48. № 1. P. 243.
- 30. *Idris A.N., Sathyamoorthy D., Suldi A.M., Hamid J.R.A.* // IOP Conf. Ser.: Earth and Environmental Sci. 2014. V. 18. Article № 012035 https://doi.org/10.1088/1755-1315/18/1/012035
- 31. *Abdizadeh M., Curran J.T., Lachapelle G. //* IEEE Trans. 2014. V. AES-50. № 4. P. 2794.
- 32. Bek M.K., Shaheen E.M., Elgamel S.A. // Navigation. J. Inst. Navigation. 2015. V. 62. № 1. P. 23.
- 33. *Qu Z., Yang J., Chen J. //* Wireless Personal Commun. 2015. V. 82. № 1. P. 473.
- 34. *Коратаев П.Д., Миронов В.А., Неровный В.В.* // Теория и техника радиосвязи. 2015. № 1. С. 15.
- 35. *Wang P., Wang Y., Yu X., Wu S.* // Wireless Personal Commun. 2016. V. 89. № 2. P. 405.
- 36. Bek M.K., Shaheen E.M., Elgamel S.A. // IET Radar, Sonar Navigation 2016. V. 10. № 5. P. 850.
- 37. *Неусыпин К.А.*, *Сизых В.В.*, *Шахтарин Б.И.*, *Шев*-*цев В.А.* // Мехатроника, автоматизация, управление. 2016. Т. 17. № 9. С. 621.
- 38. Зеленевский В.В., Зеленевский А.В., Джелаухян А.Ю., Шмырин Е.В. // REDS: Телекоммуникац. устройства и системы. 2016. Т. 6. № 1. С. 49.
- 39. *Куликов Г.В., Нгуен Ван Зунг, Нестеров А.В., Лелюх А.А.* // Наукоемкие технологии. 2018. № 11. С. 32.
- 40. *Шахин Э.М.* // Гироскопия и навигация. 2018. Т. 26. № 3. С. 40.
- 41. *Shaheen E.M., Elgamel S.A.* // Defense Technol. 2019. V. 15. № 3. P. 440.
- 42. Du R., Yue L., Yao S. et al. // PIER M. 2019. V. 79.
- 43. *Тузов Г.И.* Статистическая теория приема сложных сигналов. М.: Сов. радио, 1977.
- 44. Борисов В.И., Зинчук В.М., Лимарев А.Е. и др. Помехозащищенность систем радиосвязи с расширением спектра сигналов модуляцией несущей псевдослучайной последовательностью. М.: Радио и связь, 2003.
- 45. *Daigle J.N., Xiang N.* // J. Acoust. Soc. Amer. 2006. V. 119. № 1. P. 330.
- Leclère J., Botteron C., Landry R. J., Farine P.-A. // Int. J. Navig. Obs. 2015. Article ID 765898. http://dx.doi.org/10.1155/2015/765898
- 47. NAVSTAR GPS Space Segment/Navigation User Interfaces. Rev: M. El Segundo: "SAIC", 21 May 2021. 245 p. https://www.gps.gov/technical/ icwg/IS-GPS-200M.pdf.
- 48. *Кузьмин Е.В.* // Цифровая обработка сигналов. 2020. № 4. С. 13.
- 49. *Ward P.W.* // Navigation. J. Inst. of Navigation. 1994. V. 41. № 4. P. 367.
- 50. Тузов Г.И., Сивов В.А., Прытков В.И. и др. Помехозащищенность радиосистем со сложными сигналами. М.: Радио и связь, 1985.

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

УЛК 621.391.01

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ ОПТИМАЛЬНОГО ПОСИМВОЛЬНОГО ПРИЕМА ФАЗОМАНИПУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ С КОРРЕКТИРУЮЩИМИ КОДАМИ В НЕДВОИЧНЫХ ПОЛЯХ ГАЛУА

© 2022 г. Л. Е. Назаров^{а, b, *}, В. В. Батанов^b

^аФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., Российская Федерация ^bАО "Информационные спутниковые системы" им. академика М.Ф. Решетнёва", ул. Ленина, 52, Железногорск, 662972 Российская Федерация

*E-mail: levnaz2018@mail.ru
Поступила в релакцию 12.11.2021 г.

Поступила в редакцию 12.11.2021 г. После доработки 12.11.2021 г. Принята к публикации 25.12.2021 г.

Приведено описание алгоритма оптимального посимвольного приема сигнальных конструкций на основе сигналов с многофазовой манипуляцией и блоковых корректирующих кодов в недвоичных полях Галуа. Показано, что основу разработанного алгоритма посимвольного приема составляет спектральное преобразование в базисе Уолша—Адамара и результирующая сложность алгоритма приема определяется размерностью дуального кода, что обусловливает перспективность его применения для блоковых корректирующих кодов с высокой кодовой скоростью. Даны результаты моделирования алгоритма приема с целью исследования помехоустойчивости ряда сигнальных конструкций на основе фазоманипулированных сигналов и на основе кодов с проверкой на четность в недвоичных полях Галуа.

DOI: 10.31857/S0033849422080137

ВВЕДЕНИЕ

Коды, корректирующие ошибки (помехоустойчивые коды), используются для обеспечения требуемой надежности передачи информации по каналам с помехами [1-5]. Известны два класса корректирующих кодов - систематические блоковые коды с параметрами длины кодового слова и объема информационных символов и коды со сверточной структурой с параметрами кодовой скорости и кодового ограничения [1]. Эти колы используются в сочетании с сигналами с различными видами "созвездий" при формировании сигнальных конструкций [2, 3]. Основные требования, предъявляемые к данным кодам, определяются достижением вероятностных характеристик при приеме сигнальных конструкций, близких к предельным вероятностным характеристикам шенноновской пропускной способности каналов с помехами, а также приемлемой сложностью алгоритмов приема при реализации [5].

В литературе известны два общих класса алгоритмов оптимального приема сигнальных конструкций: алгоритмы, реализующие посимвольный прием с минимизацией вероятности ошибки

на кодовый символ, и алгоритмы, реализующие правило максимального правдоподобия с минимизацией вероятности ошибки кодовых слов [5–7].

Алгоритмы посимвольного приема являются основой вычислительных процедур, реализующих итеративную обработку при приеме сигнальных конструкций на основе корректирующих кодов, наиболее эффективных относительно сформулированных критериев (на основе блоковых и сверточных турбокодов, низкоплотностных кодов) [5, 8].

Известен ряд алгоритмов посимвольного приема сигнальных конструкций, соответствующих линейным корректирующим кодам в двоичных полях Галуа GF(2), например, на основе решетчатой структуры порождающих или проверочных матриц кодов, на основе спектрального преобразования в базисе Уолша—Адамара [5, 6, 8].

Актуальной является проблема разработки и исследования алгоритмов посимвольного приема для сигнальных конструкций, соответствующих кодам в недвоичных полях Галуа $GF(2^m)$ и сигналам со сложными "созвездиями", интенсивно используемым в приложениях, в частности, сигналам с

многоуровневой (с $M=2^m$ -уровневой) фазовой манипуляцией (Φ M-M-сигналы) [2, 5, 9–11]. Этот подход позволяет расширить класс эффективных сигнальных и кодовых конструкций и согласуется с направлением развития теории класса помехоустойчивых кодов в недвоичных полях [5, 12–15]. В этот класс входят коды Рида—Соломона и низкоплотностные коды [1, 5, 13], интенсивно используемые в приложениях.

1. ПОСТАНОВКА ЗАЛАЧИ

Пусть $H=(h_{ij}; 0 \leq i < k; 0 \leq j < n)$ — проверочная матрица корректирующего блокового кода с параметрами $(n,k); \vec{B}=(b_j; 0 \leq j < n)$ — кодовое слово; h_{ij} и b_j являются элементами поля Галуа $GF(2^m)$ [1]. Параметры кода: n — длина кодовых слов; k — информационный параметр, задающий объем кодовых слов 2^{mk} (информационный объем кодового слова mk); n-k — число проверочных символов; r=k/n — кодовая скорость.

Поле $GF(2^m)$ (элементы поля b_j) задается в виде множества многочленов степени m [1]:

$$b_{j}(x) = \sum_{p=0}^{m-1} \alpha_{p}(b_{j}) x^{p}, \ \alpha_{p}(b_{j}) \in GF(2).$$
 (1)

Алгебраические операции в поле $GF(2^m)$ выполняются по модулю неприводимого многочлена $\gamma(x)$ [1, 5].

Кодовые символы b_j , j=0,1,...,n-1 задают сигналы $\dot{s}_j(t)$, которые передаются по физическим каналам.

На вход приемного устройства поступает реализация $\vec{Y} = (\dot{y}_j; 0 \le j < n), \dot{y}_j$ — "мягкие" (многоуровневые) комплексные отсчеты с выхода демодулятора сигналов.

Оптимальное посимвольное правило приема заключается в вычислении апостериорных вероятностей относительно кодовых символов $\Pr(b_j = \beta | \vec{Y})$, $\beta \in GF(2^m)$ и в принятии "жесткого" решения относительно переданного кодового символа [5, 9, 16]:

$$\hat{b}_j = \max_{\beta \in GF(2^m)} \Pr(b_j = \beta | \vec{Y}).$$

Апостериорные вероятности $\Pr(b_j = \beta \big| \vec{Y})$ задаются выражением

$$\Pr(b_{j} = \beta | \vec{Y}) = \sum_{\vec{B}:b_{j} = \beta} \Pr(\vec{B} | \vec{Y}) = \sum_{\vec{B}:b_{j} = \beta} \frac{\Pr(\vec{B})}{p(\vec{Y})} p(\vec{Y} | \vec{B}). (2)$$

Здесь $\Pr(\vec{B} | \vec{Y})$ — условная вероятность кодового слова \vec{B} для реализации \vec{Y} .

Функция правдоподобия $p(\vec{Y}|\vec{B})$ в (2) определяется моделью физического канала, для канала без памяти справедливо выражение

$$p(\vec{Y}|\vec{B}) = \prod_{j=0}^{n-1} p(\vec{Y}|b_j).$$

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

Сложность реализации (2), определяемая требуемым объемом вычислительных операций, оценивается соотношением $P_1 \approx 2^{mk}$, даже для малых значений m,k вычисление (2) представляет трудноразрешимую проблему.

Суть задачи — дать описание производительного алгоритма оптимального посимвольного приема для сигнальных конструкций на основе корректирующих кодов в полях Галуа $GF(2^m)$, привести результаты его моделирования с целью оценки вероятностных характеристик для ряда сигнальных конструкций на основе класса сигналов с многоуровневой фазовой манипуляцией.

2. АЛГОРИТМ ОПТИМАЛЬНОГО ПОСИМВОЛЬНОГО ПРИЕМА СИГНАЛОВ

Введем в рассмотрение функции $\omega_b(a)$ с номером b и аргументом a на множестве $b, a, d \in GF(2^m)$ [9, 16]

$$\omega_b(a) = \exp(j\pi(a \times b)d). \tag{3}$$

Здесь $a \times b = a(x)b(x)$ — произведение элементов a, b в поле $GF(2^m)$;

$$ad = \sum_{i=0}^{m-1} a_i d_i,$$

 a_i, d_i — двоичное представление чисел a и d.

Функции $\omega_b(a)$ принимают значения ± 1 .

При фиксированном $b \neq 0$ и для a_i , $0 \leq i < 2^m$ произведения $a_i \times b$ принимают все значения поля $GF(2^m)$ и функции $\omega_b(a)$ эквивалентны функциям Уолша $W_b(a)$ с перемеженными значениями их номеров и аргументов. Функции Уолша $W_b(a)$ с длительностью 2^m являются базисными функциями и определяются соотношением

$$W_b(a) = \exp(j\pi ab) = \exp\left(\sum_{i=0}^{m-1} a_i b_i\right).$$

Таблица 1. Порождающие многочлены $\gamma(x)$ для полей Галуа

Поле Галуа	$\gamma(x)$
$GF(2^2)$	$x^2 + x + 1$
$GF(2^3)$	$x^3 + x + 1$
$GF(2^4)$	$x^4 + x + 1$

Справедливы условия ортогональности [9]:

$$\sum_{a \in GF(2^m)} W_b(a) W_c(a) = \sum_{a \in GF(2^m)} W_{b+c}(a) = \begin{cases} 0, b \neq 0, \\ 2^m, b = 0. \end{cases}$$
(4)

Полное множество функций $\omega_b(a)$ представляет также ортогональный базис, по которому можно разложить в ряд дискретные функции длительностью 2^m .

Разработаны производительные алгоритмы быстрого спектрального преобразования в базисе Уолша (БПУ), которые также могут быть применены к перемеженной базисной системе функций $\omega_b(a)$ (3) [9].

Пусть неприводимый многочлен $\gamma(x)$ степени m, порождающий поле $GF(2^m)$, имеет вид $\gamma(x)=$ $=x^m+x^l+1$ $(1\leq l< m)$, элемент поля d имеет единичную компоненту на (k-1)-й позиции и нулевые на остальных позициях $(d_i=0,i\neq l-1)$. В этом случае закон перемежения номеров b,b' для функций $W_b(a)=w_b(a)$ определяется соотношением для компонент $b_i,b_i',0\leq i< m$ [9, 16]:

$$b'_{i} = \begin{cases} b_{l-i-1}, & 0 \le i < l \\ b_{m+l-i-1}, & l \le i < m \end{cases}$$
 (5)

В табл. 1 приведены порождающие многочлены $\gamma(x)$, удовлетворяющие приведенному условию для полей $GF(2^2)$, $GF(2^3)$, $GF(2^4)$ [1].

Приведем общие соотношения для алгоритма оптимального посимвольного приема сигналов в поле $GF(2^m)$. Алгоритм включает три этапа [9, 16].

Ha первом этапе выполняется спектральное преобразование в базисе $\omega_b(a)$ с размерностью 2^m над последовательностью "мягких" решений $p(y_l|b(l))$ с использованием алгоритма быстрого спектрального преобразования в базисе Уолша—Адамара с учетом перемежения спектральных компонент (5):

$$C_{l}(r) = \sum_{b(l) \in GF(2^{m})} p(y_{l} | b(l)) w_{b(l)}(r),$$

$$r \in GF(2^{m}).$$
(6)

Здесь l = 0,1,...,n-1 — номер позиции кодовых символов.

На втором этапе вычисляется спектральное множество $\{T_l(\lambda)\}$ с использованием величин $C_l(r)$ (6) и множества кодовых слов R дуального кода C_H с параметрами (n, n-k):

$$T_{l}(\lambda) = \frac{1}{\sum_{r_{p}:R \in C_{H}} \prod_{p=0}^{n-1} C_{p}(r_{p})} \sum_{r_{p}:R \in C_{H}} \prod_{p=0}^{n-1} C_{p}(r_{p}) \frac{C_{l}(r_{l} - \lambda)}{C_{l}(r_{l})},$$
(7)

$$\lambda \in GF(2^m)$$

Сложность вычисления (7) оценивается как $P_2 \cong 2^{m(n-k)}$, для $n-k \ll k$ справедливо условие $P_2 \ll P_1$.

На третьем этапе вычисляются апостериорные вероятности $\Pr(b(l) = \beta \middle| \vec{Y})$ с использованием обратного спектрального преобразования над $\{T_i(\lambda)\}$ (используется алгоритм быстрого спектрального преобразования Уолша—Адамара с учетом перемежения (5)):

$$\Pr(b(l) = \beta | \vec{Y}) = \sum_{\lambda \in GF(2^m)} T_l(\lambda) \omega_{\beta}(\lambda). \tag{8}$$

Наиболее простым является рассматриваемый алгоритм посимвольного приема для сигнальных конструкций на основе корректирующего кода с проверкой на четность [16–20]. В этом случае множество кодовых слов дуального кода C_H с параметрами (k+1,k) содержит 2^m последовательностей кодовых символов одинаковых элементов $\alpha \in GF(2^m)$ длительностью k+1 [1, 16].

3. ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИ ПРИЕМЕ ФМ-*M*-СИГНАЛОВ

Кодовый символ $b_j \in GF(2^m)$, j=0,1,...,n-1, определяет Φ М-M-сигнал путем отображения последовательности m двоичных символов $\alpha_p(b_j)$, $0 \le p < m$ в сигнальное "созвездие" [21]. На рис. 1 приведен вид сигнального "созвездия" Φ М-8-сигналов — значение фазы $\phi_i = 2\pi i/8$ (i=0,1,...,7) задается последовательностью трех двоичных символов [21].

Нормированные отсчеты \dot{y} с выхода демодулятора Φ М-M-сигналов для каждой квадратурной составляющей представляют случайные величины $\text{Re}(\dot{y})$, $\text{Im}(\dot{y})$ с единичной дисперсией и средними

$$\sqrt{\frac{2mE_{\bar{0}}}{N_0}}\cos(\varphi_i)$$
 и $\sqrt{\frac{2mE_{\bar{0}}}{N_0}}\sin(\varphi_i)$.

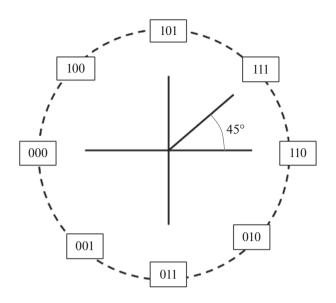


Рис. 1. Сопоставление элементов поля $GF(2^3)$ Φ M-8-сигналам.

Соответствующие апостериорные вероятности $p(\dot{y}|b_i)$ для канала с аддитивным белым гауссовским шумом (АБГШ) с односторонней спектральной плотностью N_0 задаются соотношением

$$p(\dot{y}|b_{i}) = \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{1}{2} \left((\text{Re}(\dot{y}) - \sqrt{\frac{2mE_{6}}{N_{0}}} \cos(\varphi_{i}))^{2} + (\text{Im}(\dot{y}) - \sqrt{\frac{2mE_{6}}{N_{0}}} \sin(\varphi_{i}))^{2} \right) \right).$$
(9)

Здесь E_6 — энергия сигналов на информационный бит.

Вероятность ошибки P_c при приеме Φ М-M-сигналов без использования корректирующих кодов определяется соотношением [21]

$$P_c = 1 - \int_{-\pi/M}^{\pi/M} p(\theta) d\theta.$$
 (10)

Здесь $p(\theta)$ — плотность распределения фазы:

$$p(\theta) = 1 - \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{mE_6}{N_0} \sin^2(\theta)\right) \times \left(11\right)$$

$$\times \int_0^\infty x \exp\left(-\frac{1}{2} (x - \sqrt{\frac{2mE_6}{N_0}} \cos(\theta))^2\right) dx.$$

Оценивание вероятности P_c при приеме Φ М-M-сигналов с использованием корректирующих кодов может быть выполнено путем моделирования алгоритмов посимвольного приема. При выполнении моделирования производится интервальная оценка вероятности P_c путем вычисления частости w = x/u (x — число ошибочных решений в последо-

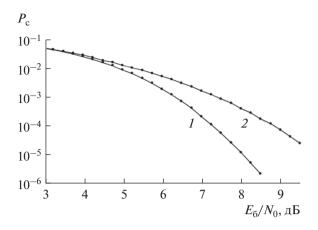


Рис. 2. Зависимости вероятности ошибки P_c : 1 — посимвольный прием сигнальных конструкций на основе Φ М-4-сигналов и кода с проверкой на четность в поле $GF(2^2)$; 2 — посимвольный прием Φ М-4-сигналов без кодирования.

вательности испытаний u). Требуемое количество вычислительных экспериментов u определяется размером доверительного интервала, вероятностью $P_{\rm c}$, доверительной вероятностью $P_{\rm дов}$ [22]. Например, для значения $P_{\rm c}=10^{-4}$, доверительного интервала $[0.5P_{\rm c},1.5P_{\rm c}]$ и $P_{\rm дов}=0.95$ требуемое количество экспериментов оценивается значением $1\,540\,000$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2-4 приведены вероятностные характеристики P_c в зависимости от отношения сигнал/помеха E_6/N_0 для АБГШ канала при приеме сигнальных конструкций на основе ФМ-M-сигналов и корректирующих кодов с проверкой на четность в полях $GF(2^2)$, $GF(2^3)$ и $GF(2^4)$, порождающие многочлены которых приведены в табл. 1 [1].

Вероятностные характеристики получены путем моделирования приведенного алгоритма оптимального посимвольного приема при передаче кодовых слов с информационным объемом 60 битов. При этом число информационных символов, эквивалентных элементам полей $GF(2^2)$, $GF(2^3)$, $GF(2^4)$, равно k=30 (кодовая скорость r=30/31), k=20 (r=20/21) и k=15 (r=15/16) соответственно.

В табл. 2 приведены предельные теоретические значения параметра $\beta = E_6/N_0$, определяющие возможность безошибочной передачи по каналам с помехами с использованием сигналов с эквивалентными кодовыми скоростями. Значения пара-

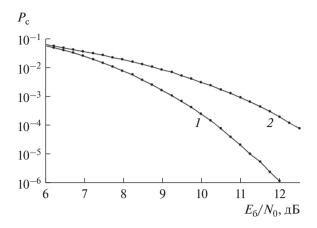


Рис. 3. Зависимости вероятности ошибки $P_{\rm c}$: 1- посимвольный прием сигнальных конструкций на основе Φ M-8-сигналов и кода с проверкой на четность в поле $GF(2^3)$; 2- посимвольный прием Φ M-8-сигналов без кодирования.

метра β вычислены с использованием соотношения, связывающего β и r для шенноновской пропускной способности АБГШ-канала [2, 5]:

$$\beta = \frac{2^{2mr} - 1}{2mr}.$$
 (12)

Вероятностные кривые I на рис. 2-4 соответствуют результатам моделирования алгоритма посимвольного приема сигнальных конструкций на основе сигналов Φ M-4, Φ M-8 и Φ M-16 и корректирующего кода с проверкой на четность в полях $GF(2^2)$, $GF(2^3)$, $GF(2^4)$ соответственно. Кривые 2 соответствуют теоретическим зависимостям P_c от отношения E_6/N_0 , вычисленным с использованием соотношений (10), (11) для рассматриваемых фазоманипулированных сигналов без кодирования.

Видно, что применение приведенного алгоритма оптимального посимвольного приема обеспечивает энергетический выигрыш по отношению к передаче и приему фазоманипулированных сигналов без кодирования: для вероятности $P_{\rm c}=10^{-4}$ энергетический выигрыш достигает 1.5...2.0 дБ.

Таблица 2. Предельные значения энергетического параметра β для шенноновской пропускной способности канала АБГШ

т	r	β, дБ
2	30/31	5.5
3	20/21	9.5
4	15/16	13.7

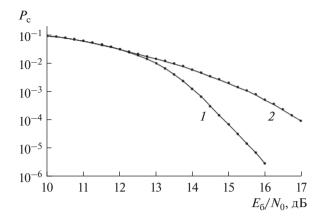


Рис. 4. Зависимости вероятности ошибки $P_{\rm c}$: 1- посимвольный прием сигнальных конструкций на основе Φ M-16-сигналов и кода с проверкой на четность в поле $GF(2^4)$; 2- посимвольный прием Φ M-16-сигналов без кодирования.

Видно также увеличение энергетического выигрыша при уменьшении значений P_c .

Анализ данных в табл. 2 и кривых на рис. 2—4 показывает относительно небольшие различия вероятностных характеристик по отношению к предельным теоретическим характеристикам: для сигнальных конструкций на основе сигналов ФМ-4, ФМ-8 и ФМ-16 различие не превышает 1.75, 1 и 1.1 дБ соответственно для значения $P_{\rm c} = 10^{-4}$. Это также показывает эффективность рассматриваемого алгоритма оптимального посимвольного приема.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведено описание алгоритма оптимального посимвольного приема сигнальных конструкций на основе сигнальных "созвездий" и блоковых корректирующих кодов в недвоичных полях Галуа $GF(2^m)$, формируемых по модулю неприводимого многочлена степени т. Посимвольный прием минимизирует вероятность ошибки на кодовый символ в отличие от известного правила максимального правдоподобия, минимизирующего вероятность ошибки на кодовое слово. Основу алгоритма посимвольного приема составляет спектральное преобразование в базисе Уолша-Адамара, размерность которого определяется размерностью поля 2^m. Результирующая сложность алгоритма посимвольного приема определяется размерностью дуального кода, что обусловливает перспективность его применения для помехоустойчивых кодов с высокой кодовой скоростью (с низкой избыточностью), в частности для кодов с проверкой на четность с добавлением лишь одного проверочного символа.

Исследование вероятностных характеристик рассматриваемого алгоритма посимвольного приема произведено путем его моделирования для сигнальных конструкций на основе интенсивно используемых в приложениях фазоманипулированных сигналов Φ M-4, Φ M-8 и Φ M-16 и корректирующих кодов с проверкой на четность в полях $GF(2^2)$, $GF(2^3)$, $GF(2^4)$. Показано, что применение алгоритма посимвольного приема обеспечивает энергетический выигрыш до 1.5...2.0 дБ по отношению к передаче и приему фазоманипулированных сигналов без кодирования.

Показано также относительно небольшие различия вероятностных характеристик по отношению к предельным теоретическим характеристикам пропускной шенноновской способности АБГШ-канала: для рассматриваемых сигнальных конструкций на основе сигналов ФМ-4, ФМ-8 и ФМ-16 различие не превышает 1.75, 1 и 1.1 дБ соответственно для $P_c = 10^{-4}$.

Разработка и исследование вычислительных процедур итеративного приема на основе рассмотренного алгоритма посимвольного приема для эффективных кодовых конструкций, например для блоковых турбо-кодов, формируемых на основе блоковых кодов в недвоичных полях $GF(2^m)$, представляет перспективное направление исследований.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00525).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Питерсон У., Уэлдон Э.* Коды, исправляющие ошибки. М.: Мир. 1976.

- 2. *Бакулин М.Г., Крейнделин В.Б., Панкратов Д.Ю.* Технологии в системах радиосвязи на пути к 5G. М.: Горячая линия-Телеком, 2018.
- 3. Вишневский В.М., Ляхов А.И., Портной С.Л., Шахнович И.В. Широкополосные сети передачи. М.: Техносфера, 2005.
- 4. Волков Л.Н., Немировский М.С., Шинаков Ю.С. Системы цифровой радиосвязи. Базовые методы и характеристики. М.: Эко-Трендз, 2005.
- Johnson S.J. Iterative Error Correction: Turbo, Low-Density Parity-Check and Repeat-Accumulate Codes. Cambridge: Univ. Press, 2010.
- 6. *Bahl L.R.*, *Cocke J.*, *Jelinek F.*, *Raviv J.* // IEEE Trans. 1974. V. IT-20. № 3. P. 284.
- 7. *Ping Li, Chan S., Yeng K.L.* // Electronic Lett. 1997. V. 33. № 19. P. 1614.
- 8. Назаров Л.Е. // РЭ. 2002. Т. 47. № 12. С. 1474.
- 9. *Смольянинов В.М., Назаров Л.Е.* // РЭ. 1999. Т. 44. № 7. С. 838.
- 10. *Назаров Л.Е., Шишкин П.В.* // Журн. радиоэлектроники. 2018. № 12. http://jre.cplire.ru/jre/dec18/10/text.pdf.
- 11. *Назаров Л. Е.* // Физ. основы приборостроения. 2020. № 2. С. 10.
- 12. *Steiner F., Bocherer G., Liva G.* // IEEE Commun. Lett. 2018. V. 22. № 11. P. 2210.
- 13. *Lin S.-J.* // IEEE Trans. 2018. V. COM-66. № 8. P. 3235.
- 14. *Ben-Haim X., Litsyn S. A.* // Advances in Mathematics Commun. 2007. V. 1. № 1. P. 83.
- 15. *Kaipa K.* // IEEE Commun. Lett. 2018. V. 22. № 11. P. 2210.
- 16. *Назаров Л.Е., Шишкин П.В.* // РЭ. 2019. Т. 64. № 9. С. 910.
- 17. *Назаров Л.Е., Головкин И.В.* // Журн. радиоэлектроники. 2011. № 1. http://jre.cplire.ru/jan11/3/text.pdf.
- 18. *Назаров Л.Е., Батанов В.В., Кузнецов О.О.* // Журн. радиоэлектроники. 2014. № 9. http://jre.cplire.ru/jre/sep14/1/text.pdf.
- 19. Li J., Narayanan R., Kurtas E., Georghiades C.N. // IEEE Trans. 2002. V. COM-50. № 5. P. 723.
- 20. *Farhadi G., Jamali S.H.* // IEEE Trans. 2006. V. COM-54. № 9. P. 1643.
- 21. *Скляр Б.* Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. М.: ИД "Вильямс". 2003.
- 22. Дунин-Барковский И.В., Смирнов Н.В. Теория вероятностей и математическая статистика в технике. М.: Гостехтеориздат, 1955.

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

УДК 519.725;512.62

ФОРМИРОВАНИЕ СЕМЕРИЧНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ГОРДОНА—МИЛЛСА—ВЕЛЧА ДЛЯ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ ЦИФРОВОЙ ИНФОРМАЦИИ

© 2022 г. В. Г. Стародубцев*

Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского, ул. Ждановская, 13, Санкт-Петербург, 197198 Российская Федерация *E-mail: vgstarod@mail.ru
Поступила в редакцию 16.11.2021 г.
После доработки 26.11.2021 г.
Принята к публикации 15.01.2022 г.

Представлены семеричные последовательности Гордона—Миллса—Велча (ГМВП) с периодом N=2400, формируемые в конечных полях $GF[(7^m)]^n=GF(7^S)$. Получены проверочные полиномы $h_{\Gamma MB\Pi}(x)$ в виде произведения как примитивных, так и неприводимых полиномов $h_{ci}(x)$ степени S=4. Показано, что для формирования ГМВП путем суммирования последовательностей с полиномами $h_{ci}(x)$ требуется знание символов М-последовательности (МП) с полиномом $h_{M\Pi}(x)$ и индексов децимации, определяемых показателями степени корней полиномов $h_{ci}(x)$. Определено, что по сравнению с двоичным случаем семеричные суммируемые последовательности могут иметь начальный сдвиг, кратный величине N/(p-1)=400. Показано, что для каждого из 160 примитивных полиномов степени S=4 в поле $GF(7^4)$ можно сформировать по семь ГМВП с эквивалентной линейной сложностью I_s от 12 до 84. Максимальный выигрыш в структурной скрытности по сравнению с семеричными МП составляет 21 раз.

DOI: 10.31857/S0033849422080149

ВВЕДЕНИЕ

В существующих системах передачи цифровой информации (СПЦИ) при формировании фазоманипулированных сигналов с расширенным спектром (СРС) в основном применяются двоичные псевдослучайные последовательности (ПСП), такие как М-последовательности (МП), последовательности Голда, Касами, а также последовательности Гордона—Миллса—Велча (ГМВП) [1–7].

Одним из направлений развития СПЦИ является переход от двоичных к многопозиционным сигналам, в частности к многофазным. Многофазные СРС формируются на основе недвоичных ПСП и обеспечивают повышение помехозащищенности СПЦИ в условиях радиоэлектронного противодействия, особенно по отношению к структурным помехам. Таким образом, в СПЦИ, к которым предъявляются повышенные требования по конфиденциальности, должны применяться ПСП, обладающие как хорошими корреляционными свойствами, так и высокой структурной скрытностью [8—10].

Вопросы разработки алгоритмов формирования недвоичных ПСП нашли отражение в большом количестве публикаций как в нашей стране,

так и за рубежом [11–20]. В указанных работах представлены результаты исследований по синтезу ПСП, имеющих различные характеристики, как корреляционные, так и структурные. При этом в большинстве случаев увеличение структурной скрытности ПСП ведет к росту боковых лепестков ее периодической автокорреляционной функции (ПАКФ) и, соответственно, к снижению помехозащищенности СПЦИ.

Среди представителей минимаксных последовательностей, обладающих минимальным значением бокового лепестка ПАКФ, в первую очередь можно выделить МП и ГМВП. При этом ГМВП отличается более высокой структурной скрытностью, которая характеризуется ЭЛС $l_{\rm s}$ и численно равна степени проверочного полинома $\deg h_{\Gamma \mathrm{MBH}}(x)$ [11, 12]. Это определяет приоритетность применения ГМВП в СПЦИ, функционирующих в условиях радиоэлектронного противодействия, особенно при наличии имитационных помех, повторяющих по структуре полезный сигнал. С точки зрения практического применения ГМВП и обеспечения требуемого выигрыша в структурной скрытности периоды формируемых последовательностей должны составлять не менее единиц тысяч.

Цель данной статьи — определить проверочные полиномы $h_{\Gamma MB\Pi}(x)$ семеричных ГМВП с периодом N=2400, а также начальные сдвиги суммируемых последовательностей.

1. ПРОЦЕДУРА ФОРМИРОВАНИЯ НЕДВОИЧНЫХ ГМВП

Недвоичные ГМВП с периодом $N = p^{mn} - 1$ формируются над конечными полями

$$GF[(p^m)^n] = GF(p^S), S = mn.$$

Символы d_i (i = 0, ..., N - 1) ГМВП определяются выражением [3, 6, 11, 19]

$$d_{i} = \operatorname{tr}_{ml}[(\operatorname{tr}_{mn,m}(\alpha^{i}))^{r}],$$

$$1 \le r < p^{m} - 1, \quad (r, p^{m} - 1) = 1,$$
(1)

где $\operatorname{tr}_{a,b}(\alpha)$ — след элемента α из поля $GF(p^a)$ в поле $GF(p^b)$; $\alpha \in GF[(p^m)^n]$ — примитивный элемент; параметр r — натуральное число, взаимно простое с порядком мультипликативной группы подполя $GF(p^m)$, равным p^m-1 .

Формирование недвоичных ГМВП над полями $GF[(p^m)^n]$ осуществляется на основе базисной МП с аналогичным периодом $N=p^{mn}-1$ и примитивным проверочным полиномом $h_{\rm M\Pi}(x)$ степени S=mn. Базисная МП представляется в каноническом виде, т.е. ее символы определяются выражением (1) при r=1

$$d_i = \operatorname{tr}_{mn,1}(\alpha^i). \tag{2}$$

Базисная МП при значении параметра n=2 представляется в виде матрицы $\mathbf{F}_{\text{МП}}$ с размерностью $[J \times L] = [(p^m-1) \times (p^m+1)]$. Столбцы этой матрицы являются различными циклическими сдвигами МП с более коротким периодом $J=p^m-1$, Данная МП называется характеристической последовательностью (ХП).

Последовательность номеров циклических сдвигов $X\Pi_1$ в матрице $\mathbf{F}_{\mathrm{M}\Pi}$ образует правило формирования ($\Pi\Phi$) I_p , в соответствии с которым строится матрица ГМВП $\mathbf{F}_{\mathrm{ГВМ}\Pi}$. Формирование матрицы $\mathbf{F}_{\mathrm{ГВМ}\Pi}$ производится путем замены по правилу I_p столбцов матрицы $\mathbf{F}_{\mathrm{M}\Pi}$, являющихся циклическими сдвигами $X\Pi_1$, на соответствующие циклические сдвиги $X\Pi_2$, которая является другой МП с периодом $J=p^m-1$. Определяется проверочный полином ГМВП $h_{\mathrm{ГМВ}\Pi}(x)$, который представляется в виде произведения неприводимых полиномов $h_{ci}(x)$ степени S. Вычисляются начальные символы суммируемых последовательностей с учетом их сдвига на величину N/(p-1) [19].

2. ФОРМИРОВАНИЕ СЕМЕРИЧНЫХ ГМВП С ПЕРИОДОМ N=2400

Особенностью формирования семеричных ГМВП является необходимость определения периодов суммируемых ПСП и числа примитивных полиномов в подполях $GF(7^m)$. При этом формирование ГМВП с периодом $N=7^4-1=2400$ характеризуется тем, что для каждой из 160 базисных МП можно сформировать по семь ГМВП с ЭЛС от $I_s=12$ до $I_s=84$. Это определяется наличием восьми примитивных полиномов в поле $GF(7^2)$ и, соответственно, семи значений параметра r>1 в (1).

Ниже приведены значения ЭЛС l_s формируемых ГМВП в зависимости от параметра r [20]:

При формировании семеричных ГМВП с периодом $N=7^4-1=2400$ в поле $GF[(7^2)^2]$ используется базисная МП с полиномом $h_{\rm MII}(x)=h_1(x)=x^4+x^2+3x+5$, которая представляется в виде матрицы размерности $[J\times L]=[48\times 50]$. Нижний цифровой индекс здесь и в дальнейшем соответствует минимальному показателю степени корней данного полинома. В поле $GF(7^2)$ существует восемь примитивных полиномов, по которым могут формироваться $X\Pi_i$:

$$h_{\rm l}(x) = x^2 + x + 3$$

с корнем α^{1} (по которому построено поле),

$$h_5(x) = x^2 + 3x + 5,$$

$$h_{11}(x) = x^2 + 4x + 5,$$

$$h_{13}(x) = x^2 + 2x + 3,$$

$$h_{17}(x) = x^2 + 2x + 5,$$

$$h_{19}(x) = x^2 + 5x + 3,$$

$$h_{25}(x) = x^2 + 6x + 3,$$

$$h_{11}(x) = x^2 + 5x + 5.$$

Столбцы матрицы являются циклическими сдвигами МП с периодом N=48 и выступают в качестве ХП₁ с примитивным полиномом $h_{\text{XП1}}(x)=h_5(x)=x^2+3x+5$ (с корнем α^5) поля $GF(7^2)$, которое построено по полиному $f(x)=h_1(x)=x^2+x+3$, $\alpha=a$.

МП (ПСП)	Сдвиг	Значения начальных символов ПСП			
WIII (IICII)		c_0	c_1	c_2	c_3
$\overline{F_{17}}$	0	$d_0 = 4$	$d_{17} = 4$	$d_{34} = 0$	$d_{51} = 3$
F_{23}	0	$d_0 = 4$	$d_{23} = 1$	$d_{46} = 5$	$d_{69} = 6$
F_{65}	2000	$d_{2000} = 5$	$d_{2065} = 5$	$d_{2130} = 2$	$d_{2195} = 5$
F_{71}	1600	$d_{1600} = 1$	$d_{1671} = 3$	$d_{1742} = 2$	$d_{1813} = 1$
F_{113}	2000	$d_{2000} = 5$	$d_{2113} = 1$	$d_{2226} = 3$	$d_{2339} = 0$
F_{401}	1200	$d_{1200} = 3$	$d_{1601} = 0$	$d_{2002} = 1$	$d_3 = 5$
$\Gamma MB\Pi_1$		1	0	6	6

Таблица 1. Сдвиги суммируемых ПСП при r = 17 и $h_{\rm M\Pi}(x) = h_1(x)$

В результате построения базисной МП получено следующее правило формирования:

$$\mathbf{I_p} = (26,14,15,24,31,25,8,38,37,24,20,26,47,13,45,5,15,37,39,9,33,12,40,5,0,-, 23,27,13,32,4,27,8,5,30,19,10,25,10,36,29,32,44,44,13,29,34,26,16,14).$$
(3)

Увеличение номера сдвига соответствует сдвигу последовательности вправо. Прочерк в $\Pi\Phi$ обозначает нулевую последовательность.

Рассмотрим формирование ГМВП при r = 17 и r = 41. В первом случае в соответствии с (3) $X\Pi_1$ заменяем на $X\Pi_2$ с $h_{X\Pi 2}(x) = h_{17}(x) = x^2 + 2x + 5$ и определяем проверочный полином ГМВ Π_1 :

$$h_{\text{ГМВП1}}(x) = x^{24} + 2x^{23} + x^{22} + 3x^{20} + 3x^{19} + 3x^{18} + 6x^{17} + 6x^{16} + 4x^{15} + 4x^{14} + x^{13} + 4x^{12} + 5x^{11} + 5x^{10} + 5x^{9} + 4x^{8} + 5x^{7} + 5x^{6} + 2x^{5} + 2x^{4} + 4x^{3} + 1.$$

$$(4)$$

Таким образом, ЭЛС полученной ГМВ Π_1 равна $I_s = 24$, что соответствует значению, полученному в [20]. Разложение на неприводимые полиномы в поле $GF(7^4)$ имеет следующий вид:

$$h_{\Gamma MB\Pi 1}(x) = h_{c1}(x)h_{c2}(x)h_{c3}(x)h_{c4}(x)h_{c5}(x)h_{c6}(x) = h_{17}(x)h_{23}(x)h_{65}(x)h_{71}(x)h_{113}(x)h_{401}(x) = = (x^4 + 3x^3 + x^2 + 3)(x^4 + 6x^3 + 5x^2 + 5x + 3)(x^4 + 3x^3 + 3x^2 + x + 3) \times \times (x^4 + 2x^3 + 5x^2 + 6x + 3)(x^4 + 2x^3 + 5x^2 + 5x + 3)(x^4 + 4x^2 + 4x + 3).$$
(5)

Все полиномы в (5) являются примитивными, кроме полинома $h_{65}(x) = x^4 + 3x^3 + 3x^2 + x + 3$, у которого корни имеют период, равный 480, что соответствует периоду формируемой последовательности.

Сдвиги суммируемых ПСП (табл. 1) определены на основе сравнения решений системы из 24-х уравнений со значениями символов, полученными путем децимации базисной МП по индексам $i_{d1} = 17$, $i_{d2} = 23$, $i_{d3} = 65$, $i_{d4} = 71$, $i_{d5} = 113$ и $i_{d6} = 401$.

Последовательность ГМВ Π_1 с ЭЛС I_s = 24 формируется в результате сложения по mod7 ПСП F_{17} , F_{23} , ..., F_{401} с циклическими сдвигами в соответствии с табл. 1. В последней строке таблицы приведены начальные символы ГМВ Π_1 . Формирование последовательности выполняется продолжением таблицы вправо с учетом того, что все символы d_i определяются из базисной М Π .

Во втором случае при r=41 в соответствии с (3) $X\Pi_1$ заменяем на $X\Pi_3$ с полиномом $h_{X\Pi 3}(x)=h_{41}(x)=x^2+5x+5$ и определяем проверочный полином Γ МВ Π_2 :

$$h_{\Gamma MB\Pi 2}(x) = x^{84} + 6x^{83} + 3x^{81} + 4x^{80} + 4x^{79} + 4x^{78} + 6x^{77} + x^{76} + \dots + 4x^{4} + 5x^{3} + 4x + 6 =$$

$$= h_{41}(x) h_{47}(x) h_{89}(x) h_{95}(x) h_{137}(x) h_{143}(x) h_{185}(x) h_{191}(x) h_{233}(x) h_{239}(x) h_{281}(x) \times h_{425}(x) h_{431}(x) h_{473}(x) h_{479}(x) h_{521}(x) h_{527}(x) h_{569}(x) h_{809}(x) h_{815}(x) h_{857}(x).$$
(6)

МП (ПСП)	Сдвиг	МП (ПСП)	Сдвиг	МП (ПСП)	Сдвиг
$\overline{F_{41}}$	0	F_{191}	2000	F_{479}	800
F_{47}	0	F_{233}	0	F_{521}	1600
F_{89}	1200	F_{239}	400	F_{527}	800
F_{95}	400	F_{281}	1200	F_{569}	400
F_{137}	0	F_{425}	1600	F_{809}	2000
F_{143}	2000	F_{431}	1600	F_{815}	2000
F_{185}	1200	F_{473}	400	F_{857}	800

Таблица 2. Сдвиги суммируемых ПСП при r = 41 и $h_{\rm M\Pi}(x) = h_1(x)$

Таблица 3. Сдвиги суммируемых ПСП при r=17 и $h_{\rm M\Pi}(x)=h_{481}(x)$

МП (ПСП)	Сдвиг	Значения начальных символов ПСП			
WIII (IICII)		c_0	c_1	c_2	c_3
F_{977}	0	$d_0 = 4$	$d_{977} = 6$	$d_{1954} = 3$	$d_{531} = 5$
F_{209}	0	$d_0 = 4$	$d_{209} = 1$	$d_{418} = 3$	$d_{627} = 5$
F_{65}	2000	$d_{2000} = 5$	$d_{2065} = 5$	$d_{2130} = 2$	$d_{2195} = 5$
F_{551}	1600	$d_{1600} = 1$	$d_{2151} = 1$	$d_{302} = 4$	$d_{853} = 4$
F_{1271}	2000	$d_{2000} = 5$	$d_{871} = 6$	$d_{2142} = 3$	$d_{1013} = 2$
F_{881}	1200	$d_{1200} = 3$	$d_{2081} = 5$	$d_{562} = 2$	$d_{1443} = 4$
$\Gamma MB\Pi_3$		1	3	3	4

При r = 41 достигается максимальное значение ЭЛС ГМВП l_s = 84, что в 21 раз превышает ЭЛС МП. В результате сравнения решений системы из 84-х уравнений со значениями символов, полученными путем децимации по индексам полиномов из (6), определены значения сдвигов ПСП (табл. 2).

Значения сдвигов, которые кратны величине N/(p-1) = 400, остаются неизменными при фор-

мировании ГМВП для произвольной базисной МП при соблюдении очередности суммируемых последовательностей.

В качестве примера выполним формирование ГМВП $_3$ с ЭЛС $I_s=24$, если базисная МП задается полиномом $h_{\rm МП}(x)=h_{481}(x)=x^4+x^3+6x^2+2x+5$. Проверочный полином ГМВП определяется выражением

$$h_{\Gamma MB\Pi 3}(x) = h_{17 \times 481 \mod{2400}}(x) h_{23 \times 481 \mod{2400}}(x) h_{65 \times 481 \mod{2400}}(x) h_{71 \times 481 \mod{2400}}(x) h_{113 \times 481 \mod{2400}}(x) h_{401 \times 481 \mod{2400}}(x) = h_{977}(x) h_{99}(x) h_{65}(x) h_{551}(x) h_{1271}(x) h_{881}(x),$$

$$(7)$$

в котором в качестве индексов полиномов выбраны минимальные показатели степени их корней. При этом табл. 1 преобразуется в табл. 3. Изменяются только номера символов базисной МП, а начальные сдвиги соответствующих последовательностей остаются без изменения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе получены проверочные полиномы для семеричных ГМВП с периодом N=2400, которые представлены в виде произведения неприводимых полиномов степени S.

ГМВП образуется путем суммирования нескольких ПСП, для которых определены сдвиги, кратные величине N/(p-1). Для формирования ГМВП требуется только знание значений символов одной базисной МП с $h_{\rm M\Pi}(x) = h_{\rm l}(x)$, параметра r, индексов полиномов суммируемых ПСП и их циклических сдвигов.

Показано, что для периода N=2400 для каждого из 160 примитивных полиномов степени S=4 в поле $GF(7^4)$ можно сформировать по семь ГМВП с ЭЛС l_s от 12 до 84. Максимальный выигрыш в структурной скрытности по сравнению с семеричными МП составляет 21 раз.

Полученные результаты могут быть использованы при формировании многофазных СРС в СПЦИ, к которым предъявляются повышенные требования по помехозащищенности и скрытности при выполнении условия минимального значения боковых лепестков ПАКФ.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Скляр Б.* Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. М.: Вильямс, 2003.
- 2. Вишневский В.М., Ляхов А.И., Портной С.Л., Шахнович И.В. Широкополосные беспроводные сети передачи информации. М.: Техносфера, 2005.
- 3. *Golomb S.W., Gong G.* Signal Design for Good Correlation for Wireless Communication, Cryptography and Radar. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005.
- 4. *Ипатов В.П.* Широкополосные системы и кодовое разделение сигналов. Принципы и приложения. М.: Техносфера, 2007.
- CDMA: прошлое, настоящее, будущее. М.: МАС, 2003.
- 6. No J.S. // IEEE Trans. 1996. V. IT-42. № 1. P. 260.

- 7. *Ипатов В.П.* Периодические дискретные сигналы с оптимальными корреляционными свойствами. М.: Радио и связь, 1992.
- 8. *Lee W., Kim J.-Y., No J.S. //* IEICE Trans. Commun. 2014. V. E97-B. № 1. P. 2311.
- 9. *Shi X., Zhu X., Huang X., Yue Q.* // IEEE Commun. Lett. 2019. V. 23. № 7. P. 1132.
- 10. Chen X., Zhang H. // J. Theoretical Appl. Inform. Technol. 2013. V. 52. № 1. P. 51.
- 11. *Chung H.B.*, *No J.S.* // IEEE Trans. 1999. V. IT-45. № 6. P. 2060.
- 12. *Cho C.-M.*, *Kim J.-Y.*, *No J.S.* // IEICE Trans. Commun. 2015. V. E98. № 7. P. 1268.
- 13. *Kim Y.S., Chung J.S., No J.S., Chung H.* // IEEE Trans. 2008. V. IT-54. № 8. P. 3768.
- Liang H., Tang Y. // Finite Fields and Their Appl. 2015.
 V. 31. P. 137.
- 15. *Kim J.Y., Choi S.T., No J.S., Chung H.* // IEEE Trans. 2011. V. IT-57. № 6. P. 3825.
- 16. *Zhou Z., Helleseth T., Parampalli U.* // IEEE Trans. 2018. V. IT- 64. № 4. P. 2896.
- 17. Самойленко Д.В., Еремеев М.А., Финько О.А., Диченко С.А. // Труды СПИИРАН. 2018. Вып. 4. С. 31.
- 18. *Luo G., Cao X., Shi M., Helleseth T. //* IEEE Trans. 2021. V. IT- 67. № 8. P. 5168.
- Стародубцев В.Г. // Труды СПИИРАН. 2019. Т. 18. № 4. С. 912.
- 20. Стародубцев В.Г. // РЭ. 2021. Т. 66. № 8. С. 810.

____ РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УЛК 537.624:537.632

ИНДУЦИРОВАНИЕ СВЕРХРЕШЕТОК ДЛЯ КАНАЛИЗИРУЕМЫХ ВОЛН В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ СТОРОННИМИ ВОЛНАМИ

© 2022 г. $\mathsf{A}.$ Ф. Кабыченков a , Ф. В. Лисовский a , * , Г. В. Арзамасцева a , Е. Г. Мансветова a

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

*E-mail: lisovsky,f@yandex.ru Поступила в редакцию 28.02.2022 г. После доработки 19.03.2022 г. Принята к публикации 25.03.2022 г.

Обсуждены возможные схемы создания сверхрешеток для канализируемых волн в магнитоупорядоченных средах путем модуляции их параметров сторонними волнами.

DOI: 10.31857/S003384942208006X

ВВЕДЕНИЕ

В современной физике твердого тела, отцом которой справедливо считают французского физика Бриллюэна [1, 2], существует множество направлений, среди которых можно выделить волновые процессы в средах с пространственной или пространственно-временной периодичностью свойств. Пространственная периодичность может быть собственной (в кристаллах) или внедренной, создаваемой периодическим внешним воздействием (так называемые сверхрешетки). Пространственновременная периодичность возникает вследствие модуляции параметров среды при прохождении через нее сторонней гармонической волны. В качестве примеров исследования поведения электромагнитных, спиновых, упругих и гибридных волн в таких модулированных средах можно указать результаты, изложенные в работах [3-6].

Особый интерес в настоящее время вызывают различные среды со сверхрешетками. Отмечая это, многие ставят под сомнение утверждение о том, что это началось лишь в конце ХХ в. Подобные исследования проводились и ранее, но получаемые при этом результаты преподносились поиному. Наиболее ярким примером может служить опубликованная почти 150 лет назад работа Рэлея, в которой среди затрагиваемых проблем фигурирует распространение волн через среду с внедренной периодической структурой [7]. Однако понадобилось около ста лет, чтобы благодаря публикациям ряда авторов [8, 9] такие среды приобрели название фотонных кристаллов, поскольку электромагнитные волны в таких средах ярко проявляют свойства квазичастиц. По аналогии, подобную "квазикорпускулярную" терминологию сейчас распространили и на другие включаемые в группу метаматериалов волноведущие среды со сверхрешетками, используя выражения "фононные кристаллы", "плазмонные кристаллы", "магнонные кристаллы" и пр.

Для создания таких "кристаллов" с внедренной пространственной периодичностью, применяемых в конкретных устройствах на волноведущих средах, используют самые разнообразные методы, выбор которых зависит от назначения создаваемого устройства, материала среды, требуемой размерности "сверхрешетки", типа и диапазона рабочих волн и пр. Появились сведения и о реализации с помощью внешних дифракционных решеток магнитоплазмонных и магнонных кристаллов в пленочных магнитоупорядоченных средах [10], а также фотонных кристаллов в парамагнитных пленках с большой постоянной Верде [11].

1. ЦЕЛЬ И СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Целью данной работы является рассмотрение и сопоставление двух возможных схем формирования в однородных магнитоупорядоченных средах сверхрешеток для канализируемых рабочих волн. Обе схемы используют для создания необходимой периодичности свойств сред модуляцию сторонними волнами.

Для описания первой схемы обратимся к результатами работы [4], где для случая однородно намагниченного изотропного ферромагнетика с пространственно-временной модуляцией внутреннего магнитного поля типа

$$H_d \cos(\Omega t - \chi z_s)$$

была изложена процедура нахождения решения в декартовых координатах (x_s, y_s, z_s) динамического уравнения для канализируемых спиновых волн следующего вида:

$$dm_{s}/dt = i\left[\omega_{s} + \gamma H_{d}\cos(\Omega t - \chi z_{s})\right]m_{s},\tag{1}$$

где $m_s = m_{x_s} + i m_{y_s}$ — комплексная амплитуда переменной части намагниченности, $\omega_s = \gamma \Big(H_0 + D k^2 \Big)$, k — волновое число спиновой волны, γ — гиромагнитная постоянная, H_0 — поле подмагничивания, D — константа неоднородного обменного взаимодействия, Ω и χ — частота и волновое число модулирующей волны с амплитудой напряженности магнитного поля H_d .

Считалось, что спиновые волны и модулирующая волна распространяются вдоль оси z_s , вдоль этой же оси ориентированы постоянная часть вектора намагниченности, напряженность модулирующего магнитного поля и напряженность поля подмагничивания, причем модуль последнего значительно превышает намагниченность насыщения среды.

Решение уравнения (1) можно представить в виде ряда

$$m_k = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} B_n \exp\{i\left[\left(\omega + n\Omega\right)t - \left(k + n\chi\right)z_k\right]\}, \quad (2)$$

где ω — частота спиновой волны. Подстановка (2) в (1) и выделение членов с одинаковой пространственно-временной зависимостью приводит к бесконечной системе рекуррентных соотношений в виде

$$y_h B_{n-1} - [(y'+n) - C(x'+n)^2] B_n + y_h B_{n+1} = 0,$$
 (3)

где введены безразмерные переменные

$$x' = k/\chi$$
, $y = \omega/\Omega$, $y' = (\omega - \omega_H)/\Omega$

и параметры

$$y_0 = \omega_H/\Omega$$
, $y_h = \omega_h/2\Omega$, $\omega_H = \gamma H_0$,
 $\omega_h = \gamma H_d$, $C = \gamma D\chi^2/\Omega$.

Приравнивая нулю детерминант системы (3), получаем соотношение

$$\Delta_{n} - 1/(\Lambda_{n-1} - (1/\Lambda_{n-2} - (1/\Delta_{n-3} - \dots))) - - 1/(\Delta_{n+1} - (1/\Delta_{n+2} - (1/\Delta_{n+3} - \dots))) = 0,$$
(4)

где

$$\Delta_n = -\left[\left(y' + n \right) - C \left(x' + n \right)^2 \right] / y_h,$$

с помощью которого цифровыми методами можно определить вид дисперсионных кривых в безразмерных нормированных координатах y' = f(x'). Оказывается, что дисперсионные зависимости

имеют бесчисленное множество ветвей, которые на плоскости располагаются вблизи так называемых опорных кривых, определяемых уравнениями

$$(y' + n) - C(x' + n)^2 = 0.$$
 (5)

Опорная кривая с n=0 соответствует дисперсионной кривой для спиновых волн в немодулированной среде, остальные (для других значений n) получаются смещением этой кривой вдоль осей координат на любое целое число любого знака. Вблизи точек пересечения любых опорных кривых возникают полосы непропускания (наиболее сильно выраженные при пересечении с дисперсионной кривой с n=0), где система уравнений (4) не имеет решений при действительных значениях волнового вектора.

Внутри *п*-й полосы непропускания амплитуды нулевой и *п*-й гармоник становятся сравнимыми по величине и значительно превышают амплитуды остальных гармоник. При совпадении направлений распространения модулирующей волны и преобладающих гармоник между последними происходят биения, при противонаправленном распространении имеет место непропускание, т.е. преобразование прямых волн в обратные со сдвигом по частоте и волновому числу. Магнитоупорядоченные среды с индуцируемыми сторонней модулирующей волной полосами непропускания для канализируемых спиновых волн относят к разряду динамических (или перестраиваемых) магнонных кристаллов (см., например, [5, 6, 12]).

На рис. 1, который представляет собой идентичную фотографическую копию рис. 1 в работе [4], в безразмерных переменных (x',y') представлены результаты численного расчета дисперсионных кривых в среде при C=1 для трех значений параметра y_h , который является индексом модуляции. Все кривые в используемых нормированных координатах периодичны относительно любой прямой с угловым коэффициентом, равным единице.

Во второй схеме реализации магнонных кристаллов также используется модуляция параметров рабочих сред, но только под действием электромагнитных волн светового диапазона. Известно, например, что в эпитаксиальных пленках железоиттриевого граната с содержанием кремния при определенных условиях наблюдается заметное (до 30%) изменение константы наведенной магнитной анизотропии под действием поляризованного света; константы кубической анизотропии при этом изменяются мало (см., например, [13]). Подобные описанному эффекты вполне могут быть использованы для создания "неперестраиваемых" магнонных кристаллов. Действительно, если коллимированный пучок света пропустить через

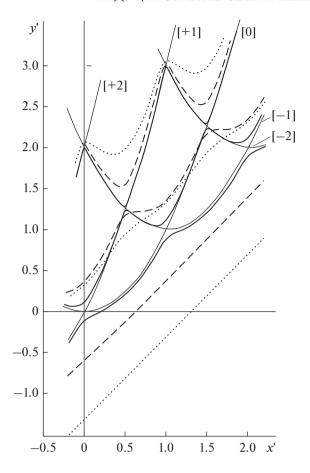


Рис. 1. Дисперсионные кривые для спиновых волн в среде с пространственно-временной периодичностью при $y_h = 0.1$ (толстые сплошные линии), $y_h = 0.5$ (штриховые линии), $y_h = 1.0$ (пунктирные линии); опорные кривые (тонкие сплошные линии) помечены цифрами в прямых скобках.

обычную дифракционную решетку и далее через линзу направить на поверхность магнитной пленки, размещенной в фокальной плоскости линзы, то внутри пленки будет сформирована последовательность чередующихся друг с другом областей с повышенной и пониженной константой наведенной магнитной анизотропии, что приведет к периодической модуляции напряженности внутреннего магнитного поля. Для обеспечения возможности существования магнонного кристалла необходимо, чтобы такое чередование происходило с периодом, гораздо большим длины канализируемой спиновой волны на рабочей частоте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При сравнении описанных методов создания магнонных кристаллов предпочтение следует отдать первой схеме, несмотря на то что светоинду-

цированный метод в перспективе может обеспечить преимущество перед другими, поскольку он является локальным, дистанционным и сохраняет эффективность даже при использовании ультракоротких импульсов. К сожалению, практическая реализация этого преимущества осложняется тем, что заметное изменение констант магнитной анизотропии наблюдается лишь при достаточно низких температурах и даже в этих условиях сопровождается сильным термомагнитным отжигом [13]. А в пользу первой схемы свидетельствует и тот факт, что возникновение в пленках железо-иттриевого граната полосы непропускания для поверхностных спиновых волн за счет использования пространственно-временной модуляции среды было подтверждено экспериментально [6].

Обнадеживающим для второй схемы, однако, является то обстоятельство, что недавно появилось сообщение о возможности существования в центроантисимметричных антиферромагнетиках неоднородного светоиндуцируемого флексоантиферромагнитного эффекта, при котором световое поле смещает точку Нееля, перенормирует константы анизотропии и создает дополнительное магнитное поле [14]. При использовании указанного эффекта глубина светоиндуцированной модуляции параметров среды возрастает не только за счет увеличении мощности используемых источников света, но и за счет уменьшения толщины светового луча, поскольку при этом на его границе увеличивается градиент напряженности светового электрического поля. Описанная возможность усиления светоиндуцированных эффектов заслуживает особого внимания, поскольку в настоящее время заметно возрос интерес к практическому использованию в микроэлектронике и спинтронике (например, в спиновых вентилях) антиферромагнетиков, так как было установлено, что спиновые волны в таких средах обладают способностью переносить спин-поляризованный ток.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Brillouin L. Wave propagation in periodic structures. Electric filters and crystal lattices. N.Y: McGraw-Hill, 1946.
- 2. *Бриллюэн Л., Пароди М.* Распространение волн в периодических структурах. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
- 3. Cassedy E.S., Oliner A.A. // Proc. IEEE. 1963. V. 51. № 10. P. 1342.
- 4. *Кирюхин Н.Н., Лисовский Ф.В.* // ФТТ. 1968. V. 10. № 3. C. 709.

- 5. *Kryshtal R.G.*, *Medved A.V.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. № 19. P. 192410.
- 6. *Kryshtal R.G.*, *Medved A.V.* // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 491. Article № 165599.
- 7. Rayleigh J.W.S. // Phil. Mag. 1887. V. 24. № 147. P. 145.
- 8. *Yablonovitch E.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. № 20. P. 2059.
- 9. John S. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. № 23. P. 2486.

- 10. *Будько Т., Новицкий Н. Стогний А.* // Наука и инноващии. 2017. № 4. С. 12.
- 11. *Безус Е.А., Белотелов В.И., Досколович Л.Л., Звез- дин А.К.* // Компьютерная оптика. 2011. Т. 35. № 4. С. 432.
- 12. *Chumak A.V., Neumann T., Serga A.A. et al. //* J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. № 20. P. 205005.
- 13. Веселаго В.Г., Владимиров И.В., Дорошенко Р.А., Сетченков. Л.С. // ФТТ. 1986. Т. 148. № 4. С. 272.
- 14. *Кабыченков А.Ф., Лисовский Ф.В.* // ЖТФ. 2022. Т. 92. № 3. С. 453.

ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В РАЛИОФИЗИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ

УЛК 621.391

ПРЯМОХАОТИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОЙ БЕСПРОВОДНОЙ СВЯЗИ В МЕТРОВОМ И ДЕЦИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ РАДИОВОЛН

© 2022 г. А. С. Дмитриев^{а, *}, Е. В. Ефремова^a, В. В. Ицков^a, М. М. Петросян^a, А. И. Рыжов^a, И. Ф. Турканов^b

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация ^bАО "Концерн "Гранит", Гоголевский бульвар, 31, стр. 2, Москва, 119019 Российская Федерация *E-mail: chaos@cplire.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г. После доработки 14.03.2022 г. Принята к публикации 25.03.2022 г.

Рассмотрена задача создания сверхширокополосных (СШП) прямохаотических средств связи в метровом и дециметровом диапазоне радиоволн, обсуждаются особенности данного диапазона с точки зрения распространения электромагнитного излучения и оцениваются его потенциальные возможности. Описаны разработанные экспериментальные прямохаотические приемопередатчики диапазона 200...450 МГц, их структура, техническая реализация и характеристики. Приведены результаты лабораторных и полевых испытаний созданных макетов, продемонстрировавших дальности передачи до 1.5 км, что соответствует расчетным характеристикам.

DOI: 10.31857/S0033849422080046

ВВЕДЕНИЕ

История активных исследований и разработок в области сверхширокополосной (СШП) беспроводной связи насчитывает уже около 30 лет. Однако первые исследования начались значительно раньше, еще в 60-е годы XX в. Этому раннему этапу в развитии идей сверхширокополосной связи посвящен, например, обзор [1]. Системная работа по развитию средств широкополосной связи и их стандартизации стартовала в начале 2000 годов с создания спектральных масок для нелицензируемого применения СШП-сигналов в США, России, странах Евросоюза и других. Была разработана серия стандартов по СШП-связи – IEEE802.15.4а-2007, IEEE802.15.4-2011, IEEE802.15.6-201, IEEE802.15.4f-2012, IEEE802.15.4z-2020, ETSI стандарт EN 302 065-1-1-2016 — с диапазоном скоростей передачи от десятков килобит в секунду до 24 Мбит/с, позволяющая применять решения по СШП-связи для широкого круга прикладных задач. При этом одним из приоритетов являлось использование таких средств для высокоточного определения расстояния и местоположения устройств.

Основой для последней модификации стандарта по СШП-связи — IEEE802.15.4z-2020 — послужили исследования и разработки по созданию интегрированных полнофункциональных устройств (https://www.decawave.com/sites/default/files/resources/

dwm1000-datasheet-v1.3.pdf), которые в значительной степени подготовили качественный скачок в области массового использования средств СШПсвязи.

За прошедшие годы несколько раз делались попытки создать различные альянсы для продвижения СШП-технологий в практическую плоскость, но только в 2018 г. был создан жизнеспособный UWB alliance, по инициативе которого стандарт IEEE 802.15.4 был модифицирован в стандарт IEEE 802.15.4z. После этого, наконец, началось широкое применение решений на основе СШПсвязи. Первой большой компанией, внедрившей СШП-чипы в свои устройства, стала Apple (чип Apple U1) (https://support.apple.com/guide/security/ ultra-wideband-security-sec1e6108efd/web). За ней последовали компании Samsung [2], Xiaomi и др. Все заявленные продукты используют технологию ультракоротких импульсов и серий таких импульсов в диапазоне частот 3.1...10.6 ГГц [3], при этом основной диапазон частот этих средств находится в районе 6 ГГц.

Работы по СШП-связи в диапазонах частот ниже 3 ГГц в настоящее время, судя по публикациям, активно не ведутся. Хотя пионерские работы в области СШП-связи, например компании Multispectral Solutions, начинались именно в этих диапазонах [4].

1. ПРЯМОХАОТИЧЕСКАЯ БЕСПРОВОДНАЯ СВЯЗЬ

Ультракороткие импульсы и серии таких импульсов являются лишь одним из возможных типов сигналов с СШП-спектром, пригодных для применения в средствах СШП-связи. Одним из альтернативных типов СШП-сигналов являются прямохаотические сигналы. Схема передачи информации на их основе была предложена 20 лет назад [5, 6]. Первые эксперименты были проведены в 2000 г. в диапазоне частот 900...1000 МГц, была продемонстрировали работоспособность предложенного подхода. В подходе имелись две "изюминки", которые позволили реализовать использование хаотических сигналов в системах беспроводной связи. Этими "изюминками" были: формирование на передающей стороне хаотического сигнала непосредственно в радио- или СВЧ-диапазоне и применение простейшей схемы модуляции "включил-выключил". В некотором смысле прямым следствием этих идей стало использование импульсных, а не непрерывных, хаотических сигналов и некогерентный энергетический прием хаотических сигналов с помощью детектора огибаюшей.

В 2001 г. экспериментально была продемонстрирована работоспособность предложенного решения не только для широкополосных, но и для сверхширокополосных хаотических сигналов. Для этого был разработан и реализован экспериментальный макет с полосой частот хаотического сигнала от 500 до 3500 МГц, на котором была экспериментально показана возможность передачи данных при помощи беспроводных средств связи на основе хаотических сигналов со скоростями до 500 Мбит/с.

В период с 2007 г. и по 2021 был проведен ряд НИР и НИОКР, в результате которых создано более 10 вариантов приемопередатчиков для связи как в режиме "точка—точка", так и в составе беспроводных локальных сетей связи и сенсорных сетей. В качестве рабочего диапазона частот в основном использовался диапазон 3...5 ГГц. Эти исследования и разработки касались приемопередатчиков малого радиуса действия (20...30 м), что определялось требованиями, накладываемыми на спектральную плотность мощности действующими спектральными масками для нелицензируемых СШП-сигналов. Были приведены также разработки приемопередатчиков повышенной дальности (до 200...240 м) [6, 7].

Цель данной работы — рассмотреть возможность создания прямохаотичеких беспроводных СШП-средств связи в метровом и дециметровом диапазонах длин волн. Для этого была проведена оценка потенциальных характеристик средств прямохаотической связи в частотном диапазоне 100...1000 МГц, разработаны экспериментальные макеты сверх-

широкополосных приемопередатчиков в полосе частот, входящей в этот диапазон, и проведены испытания созданных устройств в лабораторных и полевых условиях.

Можно ожидать, что в метровом и дециметровом диапазонах при сопоставимых пиковых мощностях передатчиков можно рассчитывать на значительное увеличение дальности связи по сравнению с дальностью связи в диапазоне 3...5 ГГи.

2. ОСОБЕННОСТИ РАССМАТРИВАЕМОГО ЧАСТОТНОГО ЛИАПАЗОНА

Рассматриваемый частотный диапазон обладает следующими особенностями.

Во-первых, частотный диапазон ниже 1000 МГц упоминается только в американской маске и отсутствует в других спектральных масках для нелицензизуемого использования СШП-сигналов. Спектральная маска для нелицензируемых СШП-сигналов в США допускает их использование в диапазоне ниже 1 ГГц с той же спектральной плотностью, что и в области частот 3.1...10.6 ГГц, а именно —41.3 дБм/МГц. При этом в стандартах серии IEEE 802.15.4 предусмотрен нулевой канал с полосой 500 МГц и центральной частотой около 500 МГц.

Во-вторых, при использовании данного частотного диапазона ожидаемая дальность действия таких систем в свободном пространстве при прочих равных условиях больше, чем при работе в диапазоне частот 3.0...10.6 ГГц. Это связано с тем, что для ненаправленных антенн эффективная площадь антенны пропорциональна квадрату длины волны и при понижении частоты увеличивается энергия, собираемая антенной. Последнее, в свою очередь, приводит к увеличению дальности передачи.

В-третьих, меняется ситуация с межсимвольной интерференцией. Средства связи дециметрового диапазона, работающие на значительно больших расстояниях, чем системы СШП-связи диапазона 3.1...10.6 ГГц, находятся в других условиях распространения радиосигнала. Точных данных на этот счет мало, но можно предположить, что, с одной стороны, время запаздывания переотраженных лучей будет расти линейно с ростом расстояния между передатчиком и приемником, что требует соответствующего увеличения длительности защитного интервала. С другой стороны, число переотраженных лучей, поступающих в приемник, скорее всего, будет значительно меньше, чем в системах малого радиуса действия, работающих в среде, насыщенной различными препятствиями. Можно ожидать, что эти факторы будут в какой-то степени компенсировать друг друга. При разработке макетов приемопередатчиков и программы испытаний мы исходили из максимальной оценки времени задержки прихода непрямых лучей при выборе защитных интервалов.

В-четвертых, для этого диапазона отсутствуют обшепринятые модели распространения сигналов. При работе над стандартами в области СШПсвязи для диапазона 3.1...10.6 ГГц был разработан ряд моделей для различных условий применения радиопередающих средств, что позволило единообразно оценивать различные предлагаемые решения не только с учетом межсимвольной интерференции, но и, например, скорости затухания сигнала при увеличении расстояния. Для рассматриваемого диапазона таких моделей нет, и при проведении теоретических оценок необходимо использовать частные модели, которые были наработаны при создании и эксплуатации узкополосных средств связи, так же как эмпирический опыт, полученный при применении ранее разработанных средств.

В-пятых, необходимо учитывать рельеф местности и закономерности распространения радиоволн. Одной из возможностей учета условий распространения является использование двухлучевой модели, которая позволяет значительно уточнить оценку максимальной дальности работы средств связи [8].

Наконец, в-шестых, еще одним важным моментом, который должен учитываться как при выборе характеристики средств связи, так и при их эксплуатации, является необходимость учета реального уровня шумовых помех естественного и искусственного происхождения. Как оказалось, в рассматриваемом диапазоне частот этот уровень претерпевает значительные изменения в зависимости от времени суток и местоположения аппаратуры, что серьезно сказывается на качестве передачи и ее дальности.

Теоретические и экспериментальные исследования проведены в диапазоне частот 200...450 МГц (полоса 250 МГц), лежащем в средней части диапазона 100...1000 МГц и перекрывающемся с нулевым каналом стандартов IEEE 802.15.4. При этом выбранный диапазон не пересекается с лежащим выше частотным диапазоном телевизионных каналов.

Средняя частота используемого диапазона $F_{\rm cp} =$ = 325 МГц. Несущий хаотический сигнал заполняет всю полосу 200...450 МГц. Коэффициент сверхширокополосности K составляет $K = \Delta F/F_{\rm cp} =$ = 250 МГц/325 МГц = 77%.

Носителями информации в прямохаотических средствах связи (ПХСС) являются хаотические СШП-радиоимпульсы. Цифровой двоичной информационной последовательности ставится в соответствие последовательность хаотических СШП-радиоимпульсов. Передаваемый символ (бит) кодируется наличием/отсутствием радиоимпульса на предписанной временной позиции (ортогональ-

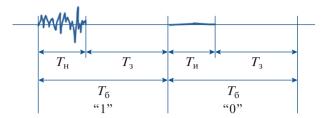


Рис. 1. Структура бита.

ная модуляция типа "включил-выключил"). Для борьбы с эффектами многолучевого распространения (межимпульсными помехами) в прямохаотических системах применяются защитные интервалы (рис. 1). Таким образом, основными параметрами сигнала на физическом уровне являются длительности: бита T_6 , импульса $T_{\rm u}$ и защитного интервала T_3 , где $T_6 = T_{\rm u} + T_3$.

Длительность бита T_6 определяется максимальной скоростью передачи R на физическом уровне, $T_6=1/R$. Пусть, например, длина хаотического радиоимпульса $T_{\rm u}=2$ мкс и отношение длительности бита к длительности импульса — скважность сигнала D=8/3. Тогда длительность бита $T_6=5.333$ мкс, скорость передачи R=188 кбит/с. Длительности $T_{\rm u}$ и T_3 определяют также энергетику канала связи в целом.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЕМОПЕРЕДАТЧИКОВ В КАНАЛЕ С БЕЛЫМ ШУМОМ

Для прямохаотической системы связи с указанными выше значениями параметров сигнала база сигнала составляет $B=2\Delta fT_{\rm u}=1000$ (коэффициент процессинга $K=\Delta fT_{\rm u}=500$), при этом для получения вероятностей ошибок на бит (BER) 10^{-3} , 10^{-4} и 10^{-5} требуются, соответственно, следующие минимальные значения отношения энергии бита к спектральной плотности шума: $E_6/N_0=16.0,\,18.5$ и 20.8 дБ.

В табл. 1 приведены результаты расчетов энергетического баланса канала связи для принятых параметров передачи и структуры сигнала. Расчеты выполнены для свободного пространства и для двухлучевой модели распространения радиосигнала над плоской землей. Для расчета ослабления радиосигнала (Path Loss) при распространении над землей использовалась формула Введенского [8]:

$$E_{\pi} = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r} \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r} = E_{\pi 0} V, \tag{1}$$

где $E_{\rm II}$ — амплитуда электрического поля в точке приема, $E_{\rm II0} = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r}$ — амплитуда электриче-

Таблица 1. Расчет канала связи

Параметр	Единица измерения	Свободное пространство	Двухлучевая модель
Скорость передачи <i>R</i>	Кбит/с	188	188
Длительность импульса τ	нс	2000	2000
Мощность передачи (в импульсе) $P_{\text{непр}}$	дБм	20	20
Средняя мощность передачи с учетом скважности $D=8/3$ при ортогональном кодировании, $P_{\rm nep}=P_{\rm henp}/2D$	дБм	13	13
Усиление передающей антенны $G_{\text{пер}}$	дБи	0	0
Высота передающей антенны h_1	M	_	3
Граница действия интерференционного фактора	M	_	100
Центральная частота $f_{II} = \sqrt{f_{\text{мин}} f_{\text{макс}}}$	МГц	325	325
Ослабление на 1 м $L_1=201{ m g}(4\pi f_{{ m II}}/c),c=3\times10^8{ m m/c}$	дБ	22.0	22.0
Ослабление на $d = 1000$ м	дБ	60	60
$L_2 = 10\lg(d^2)$			
Интерференционный множитель $V = 20 \lg (4\pi h_1 h_2 / \lambda d)$	дБ	_	-18.9
Усиление приемной антенны G_{np}	дБи	0	0
Высота приемной антенны h_2	M	_	3
Мощность сигнала на входе приемника (свободное пространство) $P_{\rm np} = P_{\rm nep} + G_{\rm nep} + G_{\rm np} - L_1 - L_2 + V$	дБм	-69	_
Мощность сигнала на входе приемника (двухлучевая модель) $P_{\rm np} = P_{\rm nep} + G_{\rm nep} + G_{\rm np} - L_1 - L_2 + V$	дБм	_	-88
Средняя мощность шума в полосе сигнала $N = -174 + 10 \lg(1/\tau D)$	дБм	-121	-121
Шум приемника F_{m}	дБ	3	3
Полная средняя мощность шума на бит $P_{\mathrm{III}} = N + F_{\mathrm{III}}$	дБм	-114	-114
Минимальное значение E_6/N_0 (BER = 10^{-5})	дБ	20.8	20.8
Потери в аппаратуре I	дБ	3	3
Запас канала $M = P_{\rm пp} - P_{\rm III} - (E_6/N_0)_{\rm мин} - I$	дБ	25	6
Минимальная чувствительность приемника $S = N + \left(E_6/N_0 \right)_{\text{мин}} + F_{\text{III}} + I$	дБм	-90	-90

ского поля в точке приема в свободном пространстве, а

$$V = \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r} \tag{2}$$

— множитель, связанный с интерференцией прямого и отраженного лучей. Интерференционный множитель V дает дополнительное ослабление, которое следует учитывать, чтобы получить более реалистичную оценку дальности радиосистемы. В нашем случае для расчетов по мощности для оценки дополнительного ослабления необходимо брать $|V|^2$.

Высота расположения антенн передатчика и приемника при расчетах предполагалась одинаковой: $h_1 = h_2 = 3$ м.

Из табл. 1 следует, что для канала дальностью 1000 м линия связи имеет запас 25 дБ в свободном пространстве и 6 дБ в рамках двухлучевой модели распространения радиосигнала.

4. ПРИЕМОПЕРЕДАТЧИК

Структура СШП-приемопередатчика представлена на рис. 2. Он включает в себя цифровую и аналоговую части. Цифровая часть осуществляет управление приемопередатчиком в целом и реализована на основе микроконтроллера МК 1 и ПЛИС 2. Через нее также осуществляется связь приемопередатчика с акустическим датчиком 3 (состоит из микроконтроллера, операционного усилителя, АЦП и электретного микрофона) и внешним устройством управления (персональ-

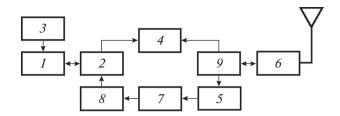


Рис. 2. Структура приемопередатчика: 1 — микроконтроллер; 2 — ПЛИС; 3 — акустический датчик; 4 — генератор хаоса с усилителем; 5 — фильтр нижних частот; 6 — фильтр верхних частот; 7 — малошумящий усилитель; 8 — логарифмический детектор; 9 — радиочастотный ключ.

ным компьютером ПК). В аналоговую часть входят передатчик и приемник. Передатчик состоит из генератора хаоса с усилителем 4, а приемник из фильтров нижних ФНЧ 5 и верхних ФВЧ частот 6, малошумящего усилителя МШУ 7, и логарифмического детектора ЛД 8. Коммутация между передающим и принимающим каналами осуществляется через специальный радиочастотный ключ РЧ 9.

Внешний вид макета приемопередатчика представлен на рис. 3.

4.1. Передающий тракт

Передающий тракт состоит из генератора хаоса, усилителя и акустического датчика.

Генератор хаоса реализован на основе кольцевой автоколебательной системы. За основу электрической схемы генератора была взята схема генератора хаотических колебаний с одним активным элементом (транзистором) и фильтрующей цепью обратной связи, хорошо зарекомендовавшей себя на частотах выше 500 МГц [9].

Однако предварительные исследования показали, что спектр мощности генератора, выполненного по такой схеме для частот 200...450 МГц, при используемой элементной базе имеет высокую неравномерность внутри полосы, и от этой схемы было решено отказаться. В качестве альтернативной была предложена и разработана схема генератора с двумя транзисторными активными элементами.

На рис. 4 приведены примеры временной реализации и спектра сигнала модели генератора, полученные в ходе моделирования. Управляющим (бифуркационным) параметром является напряжение питания генератора.

Усилитель в передающем тракте на частоте 400 МГц имеет усиление 21 дБ при уровне компрессии 1 дБ.

Модель генератора с усилителем обеспечивает возбуждение хаотических колебаний в диапазоне частот F = 200...450 МГц (см. рис. 4б). Ширина

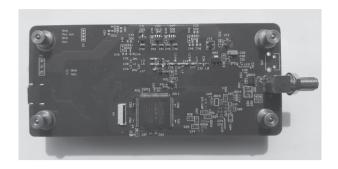
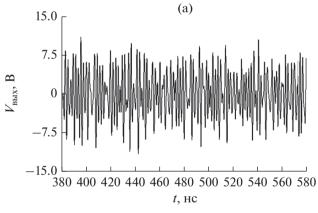


Рис. 3. Макет передающей части СШП-приемопередатчика системы связи.

полосы частот хаотических СШП-колебаний составила $\Delta F = 250$ МГи.

На основе структуры, электрической схемы и модели генератора с усилительным трактом был создан экспериментальный образец передающей части СШП-приемопередатчика, на котором исследовали, как значения параметров электрической схемы влияют на изменения режимов работы. По результатам этих исследований были подобраны два режима, обеспечивающие формирование хао-



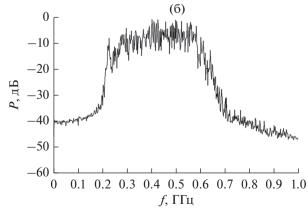


Рис. 4. Модель разработанного хаотического генератора: a- фрагмент временной реализации сигнала генератора; б- спектр мощности сигнала генератора.

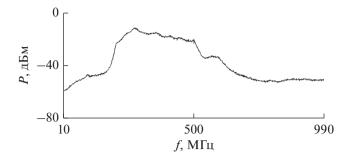


Рис. 5. Спектр мощности сигнала на выходе усилительного тракта.

тического сигнала на выходе передающей части с мощностью P = 20 и 23...24 дБм.

На рис. 5 показан спектр мощности хаотического сигнала на выходе усилительного тракта при питании устройства от аккумулятора (напряжение V = 3.7 В).

4.2. Приемный тракт

Радиосигнал, принятый внешней антенной, поступает на СВЧ-ключ, который коммутирует антенну с приемным трактом. Далее радиосигнал пропускается последовательно через ФВЧ и ФНЧ для выделения полезного сигнала и подавления внеполосных шумов. Затем сигнал поступает на вход МШУ, где производится его предварительное усиление в полосе частот приемника на 15 дБ при коэффициенте шума 1.5 дБ.

После этого сигнал подается на вход чувствительного элемента приемника, роль которого играет ЛД AD8310, обладающий чувствительностью —78 дБм при динамическом диапазоне 95 дБ и рабочем диапазоне частот 0...440 МГц. На выходе детектора формируется сигнал огибающей в логарифмическом масштабе.

Этот полезный сигнал, представляющий собой набор аналоговых импульсов с заданной амплитудой, поступает на компаратор, который осуществляет преобразование сигнала из аналоговой формы в цифровую.

4.3. Цифровая часть и программное обеспечение приемопередатчика

В качестве процессора приемопередатчика выбран микроконтроллер семейства STM32 фирмы STMicroelectronics. Он обладает необходимыми интерфейсами ввода-вывода (SPI для взаимодействия с ПЛИС и акустическим датчиком, USB для взаимодействия с ПК). Модуляция высокочастотного передаваемого сигнала и демодуляции принимаемого из эфира сигнала осуществляется при помощи ПЛИС семейства MAX5.

Для полноценной работы приемопередатчика необходимо специальное программное обеспечение, которое позволяет получать данные от акустического датчика, осуществлять их беспроводную передачу и посылать принятые данные на ПК. Само программное обеспечение состоит из программы для ПЛИС, а также программ для микроконтроллеров приемопередатчика и акустического датчика.

Программа для ПЛИС позволяет модулировать и демодулировать радиоимпульсы, распознавать начало приема пакета с данными, производить синхронизацию с принимаемым пакетом данных.

Программа микроконтроллера акустического датчика управляет процессом оцифровывания аналогового сигнала с микрофона и кодирует полученную информацию для последующего декодирования на ПК.

Программное обеспечение микроконтроллера самого приемопередатчика координирует работу всего устройства. Оно формирует пакеты данных, посылает и принимает данные из эфира, взаимодействует с ПК по USB интерфейсу и с акустическим датчиком по интерфейсу SPI.

4.4. Программное обеспечение персонального компьютера

Программное обеспечение ПК реализует следующие функции:

- визуальное представление режима работы приемопередатчика,
- моделирование возможности осуществления связи между приемопередатчиками на основе модели распространения сигнала с учетом расположения приемопередатчиков,
- визуализацию расположения приемопередатчиков в пространстве,
- два режима работы с устройствами: режим периодической инициализации удаленного приемопередатчика и режим передачи звуковых данных (дежурный и рабочий режим соответственно),
- воспроизведение звуковой информации, получаемой от приемопередатчика.

На рис. 6 приведено окно программы, соответствующее рабочему режиму во время активной передачи данных. Имеется возможность запуска и остановки прослушивания данных.

4.5. Антенны

В работе использовались несколько типов антенн, среди которых:

A1 — измерительная биконическая антенна $\Pi6$ -62 диапазона 0.3...1.0 ГГц (рис. 7а), размеры антенны $400 \times 145 \times 150$ мм;

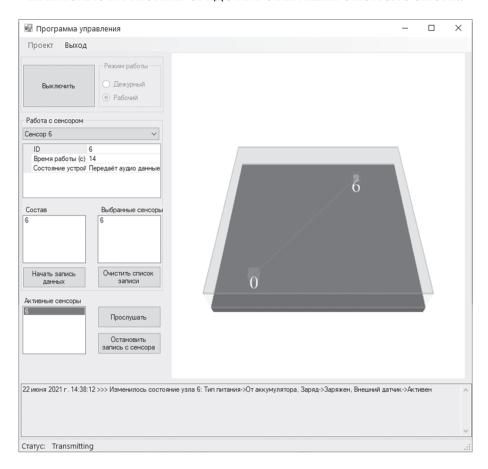


Рис. 6. Рабочее окно программы в режиме передачи звуковых данных (скриншот).

A2 — гиперширокополосная биконическая антенна с рабочим диапазоном 0.15...21 ГГц, [10], размеры антенны $550 \times 420 \times 420$ мм (рис. 76);

A3 — измерительная биконическая антенна BicoLOG, (рис. 7в), размеры антенны $350 \times 160 \times 140$ мм.

5. ЛАБОРАТОРНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ И ПОЛЕВЫЕ ИСПЫТАНИЯ

5.1. Лабораторные измерения

При проведении первой серии измерений оценивался динамический диапазон приемника. Результаты проведенных измерений приведены на рис. 8. Как видно из рисунка, в приемнике использован почти весь динамический диапазон логарифмического детектора, который составляет более 90 дБ. Изменение мощности на входе приемника на 10 дБ приводит к изменению уровня сигнала на выходе детектора на 250 мВ.

Вторую серию экспериментов проводили с использованием передачи по каналу повторяющихся пакетов данных в виде пачек импульсов, излучаемых передатчиком. В приемнике эти импульсы обрабатываются логарифмическим детектором, ко-

торый их детектирует, преобразует в логарифмический масштаб, фильтрует с помощью ФНЧ и выдает на выходе огибающую результата воздействия последовательности этих операций на входные импульсы (рис. 9).

Данные двух серий экспериментов показывают, что в целом приемная часть приемопередатчика функционально работоспособна как по чувствительности, так и по способности к демодуляции поступающих сигналов.

Третья серия экспериментов была посвящена определению вероятности ошибок в канале связи для различных уровней затухания сигнала. Результаты этих измерений показали, что устойчивая связь наблюдается вплоть до затуханий на ~ 90 дБ, где вероятность ошибок не превышает 10^{-6} .

5.2. Полевые испытания

Полевые испытания проводились в несколько этапов в условиях прямой видимости вдоль автомобильных дорог в разных условиях: город (бульвар с зелеными насаждениями), шоссе в пригороде большого города, территория с малоэтажной за-

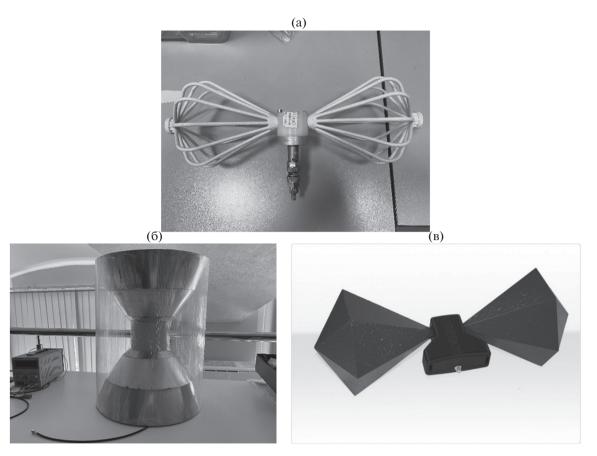


Рис. 7. Внешний вид антенн, использовавшихся в работе: а — биконическая измерительная антенна $\Pi6-62$; б — гиперширокополосная биконическая антенна на диапазон $0.15...21~\Gamma\Gamma$ ц; в — измерительная биконическая вибраторная антенна BicoLOG.

стройкой, испытательный полигон, шоссе в сельской местности.

Целью испытаний во всех случаях было определение практической дальности приема и передачи в зависимости от вариантов комплексирования аппаратуры и условий местности.

Эксперименты в городских условиях носили предварительный характер.

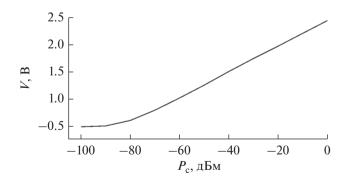


Рис. 8. Уровень сигнала на выходе ЛД в зависимости от мощности поступающего на вход приемника постоянно РЧ-сигнала.

Эксперименты на полигоне проводились с антеннами A1 и A2, имеющими высокую эффективность в рабочем диапазоне частот приемопередатчиков. При измерениях была достигнута дальность передачи 550...570 м. При этом было обнаружено, что максимальная дальность передачи существенно отличается для вертикального и горизонтального расположения антенн.

Проведенный анализ ситуации указал на некоторые дополнительные возможности повышения дальности связи, относящиеся к конструкции приемопередатчиков, а также на ограничения, связанные с электромагнитной обстановкой.

Эти выводы были учтены в первой серии экспериментов в окрестностях г. Звенигорода, где использовались антенны A1 и A3. Там уровень внешних шумов оказался примерно на 2 дБ ниже, чем на полигоне. Это привело к значительному уменьшению вероятностей ошибок и улучшению качества связи, однако дальность связи в первой серии экспериментов по сравнению с полигонными испытаниями практически не увеличилась.

В связи с этим было высказано предположение, что ограничение по дальности определяется

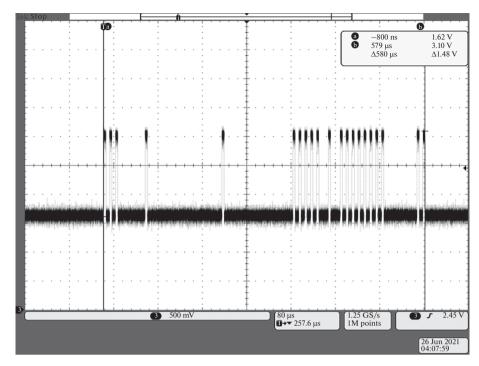


Рис. 9. Вид одного пакета данных, полученный после логарифмического детектора в низкочастотной части приемного тракта. Масштаб: в одной клетке 80 мкс по горизонтальной оси и 500 мВ по вертикальной (скриншот).

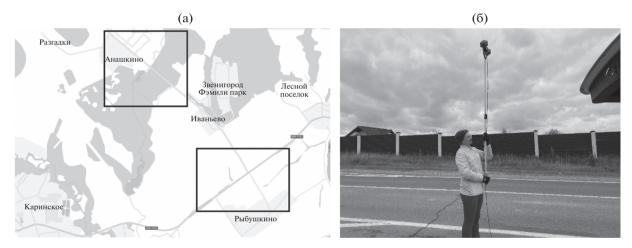


Рис. 10. Место проведения измерений: a — участок на карте; б — закрепление антенны.

тем, что реально мы работаем не в свободном пространстве, а вблизи поверхности земли. В этом случае дальность действия системы должна оцениваться при помощи двухлучевой модели распространения. Основные параметры системы для этого случая представлены в последнем столбце табл. 1. Наиболее критическим здесь является значение интерференционного множителя в формуле Введенского для двухлучевой модели. Значение этого множителя сильно зависит от высоты расположения антенн у приемника и передатчика. В первой серии экспериментов высота расположения приемника и передатчика составляла 1.5 м. Если изменить высоту антенн приемника и передатчика в

2 раза, с 1.5 до 3 м, то бюджет канала связи увеличивается на 6 дБ, что должно приводить к существенному изменению максимальной дальности связи.

Для проверки этого предположения во второй серии измерений высота расположения антенн была увеличена до 3 м (рис. 10). Этого уже должно было хватить, чтобы достигнуть дальности более километра. Реальная зафиксированная дальность связи оказалась около 1500 м. Было также установлено, что в рассматриваемых условиях снижение высоты размещения антенн до уровня 2.3 м приводило к уменьшению максимальной дальности связи до 1100...1200 м.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований и разработок созданы экспериментальные макеты сверхширокополосной прямохаотической связи в диапазоне 200...450 МГц, характеристики которых в целом соответствуют предварительным теоретическим оценкам.

Тем самым теоретически и экспериментально показана возможность практической реализации сверхширокополосных прямохаотических средств связи в метровом и дециметровом диапазоне длин волн.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии у них конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Fontana R.J. A Brief History of UWB Communications. Germantown: Multispectral Solutions, Inc. 2000. www.multispectral.com/hystory/html, https://ru.scribd.com/document/92157802/A-Brief-History-of-UWB-Communications.

- 2. *Kim K.J.* // Samsung Newsroom. Suwon-si: Samsung Electronics Ltd., 12. Oct. 2020. https://news.samsung.com/global/samsung-expects-uwb-to-be-one-of-the-next-big-wireless-technologies.
- 3. Coppens D., De Poorter E., Shahid A. et al. An Overview of Ultra-WideBand (UWB) Standards (IEEE 802.15.4, FiRa, Apple): Interoperability. Aspects and Future Research Directions. https://doi.org/10.48550/arXiv.2202.02190
- 4. Fontana R.J. Recent Trends in Ultra Wideband Communications Systems. Germantown: Multispectral Solutions Inc., 2004. https://pdfs.semanticscholar.org/97f0/b8bce6050ac3a36cd359426e24275e4b67cb.pdf.
- Дмитриев А.С., Панас А.И. Динамический хаос. Новые носители информации для средств связи. М.: Физматлит, 2002.
- 6. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В. Процессы передачи и обработки информации в системах со сложной динамикой. М.: Техносфера, 2019.
- 7. Дмитриев А.С., Попов М.Г., Рыжов А.И. // РЭ. 2020. Т. 65. № 9. С. 902.
- 8. *Долуханов М.П.* Распространение радиоволн. М.: Связь, 1972.
- 9. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Максимов Н.А., Панас А.И. Генерация хаоса. М.: Техносфера, 2012.
- 10. Калошин В.А., Мартынов Е.С., Скородумова Е.А // РЭ. 2011. Т. 56. № 9. С. 1094.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УЛК 541.183.5+548.571

ОСОБЕННОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОВОДЯЩИХ ЖИДКОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ НОРМАЛЬНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

© 2022 г. В. И. Анисимкин a,* , И. Е. Кузнецова a , Е. С. Шамсутдинова a

^aИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, стр. 7, Москва, Российская Федерация *E-mail: anis@cplire.ru

Поступила в редакцию 04.03.2022 г. После доработки 04.03.2022 г. Принята к публикации 20.03.2022 г.

Показано, что при измерении электрических характеристик жидких проб с помощью нормальных акустических волн ключевое значение имеет снижение уровня электромагнитной наводки по сравнению с амплитудой акустического сигнала на величину не менее $10\,\mathrm{д}$ Б, что может быть обеспечено путем размещения тестируемой пробы в зазоре между встречно-штыревыми преобразователями на пластине и/или электронного подавления наводки в измерительном приборе. Обнаружено, что в отличие от акустоэлектронного взаимодействия объемных и поверхностных волн в пьезополупроводниках зависимость поглощения мод Лэмба в пьезопластинах от проводимости σ жидкостной нагрузки имеет несимметричный характер; при этом селективное измерение проводимости σ затруднено из-за перекрестной чувствительности волн к диэлектрическим $\varepsilon_{\rm ж}$ и вязкостным η свойствам жидкости. Найдено, что при известных или слабо меняющихся значениях ε и η величина σ находится в диапазоне $0...10\,\mathrm{Cm/m}$, чувствительность нормальных волн достигает $0.4\,\mathrm{д}$ Б/(См/м) по амплитуде и 4.4° /(См/м) по фазе, требуемый объем пробы составляет не более $200...500\,\mathrm{mkn}$.

DOI: 10.31857/S0033849422080022

ВВЕДЕНИЕ

Нормальные акустические волны являются единственным типом акустических колебаний, позволяющим исследовать физические свойства жидких сред микролитрового объема, поскольку поверхностные волны при наличии жидкости испытывают сильное затухание, а объемные – требуют миллилитровых объемов. При распространении нормальных акустических волн в пьезоэлектрических пластинах, одна из поверхностей которых нагружена жидким веществом с ненулевой электропроводностью σ, электрические поля волн сжатия и растяжения проникают из пластины в жидкость на глубину порядка 10 мкм, взаимодействуют с электрическими зарядами и меняют скорость v и поглощение α этих волн. Подобное акустоэлектронное взаимодействие возникает между пьезоактивными акустическими волнами и носителями заряда в пьезополупроводниковых кристаллах [1], когда увеличение проводимости о приводит к монотонному снижению скорости волн у и дополнительному поглощению α, которое симметрично относительно своего максимума. При этом, хотя диапазон σ, в котором наблюдаются указанные изменения, невелик (0.01...10 См/м [2–4]), этого оказывается достаточным для целого ряда применений, таких, например, как детектирование суспензий [5], упорядоченных микроструктурированных дисперсных систем с биологическими объектами [6], бактерий [7], моторных масел [8] и пр. Большое число мод нормальных волн, возбуждаемых в пьезопластине, разнообразие сенсорных свойств этих мод и возможность управления их свойствами за счет изменения толщины пластины h, длины волны λ и номера моды n [9, 10] делает применение волн этого типа особенно привлекательным для таких применений.

Вместе с тем использование нормальных волн для измерения электрических характеристик жидкостей требует учета ряда важных особенностей. Так, необходимо знать, каковы зависимости скорости v и поглощения α от проводимости жидкостного слоя σ для обобщенных волн Лэмба высоких порядков, какова эффективность акустоэлектронного взаимодействия волн этого типа с носителями заряда в проводящих средах, какой может быть перекрестная чувствительность тех же волн к вязкости и диэлектрической проницаемости жидкостей, каково влияние на результаты акустических измерений электромагнитной наводки, величина которой может из-за электропроводности жидкости быть неприемлемо большой и исказить результаты измерений.

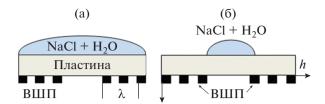


Рис. 1. Акустические линии задержки с полным (а) и частичным (б) перекрытием акустического пучка тестируемой жидкостью.

Цель данной работы — изучить акустоэлектронное взаимодействие волн Лэмба высоких порядков с проводящими жидкостями, сравнить чувствительность этих волн к проводимости жидкости с чувствительностью к вязкости и температуре жидкости, определить условия, исключающие влияние электромагнитной наводки на результаты акустических измерений.

1. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И РАСЧЕТОВ

Для проведения экспериментов по измерению электрических характеристик жидкостей были выбраны промышленно выпускаемые пластины LiNbO₃ поворотного 128° Y-среза (углы Эйлера 0° , 37.86°, $\Theta = 0^{\circ}$ и 90°), поворотного 64° Y-среза (углы Эйлера 0° , -26° , $\Theta = 0^{\circ}$ и 90°) и пластины LiTaO₃ поворотного 36° Y-среза (углы Эйлера 0° , -54° , 0° и 90°), толщина всех пластин h = 500 мкм. Пластины имели одну шлифованную (верхняя) и одну полированную (нижняя) поверхности. На полированной поверхности (оптический класс 14, горизонтальные неровности 0.01 мкм, вертикальные -0.05 мкм) были расположены входной и выходной встречно-штыревые преобразователи (ВШП), период которых λ составлял либо 200, либо 300 мкм. Преобразователи имели 40 пар электродов из Cr (100 нм) и Al (1200 нм), что обеспечивало их узкую полосу пропускания (2.5%) и хорошее частотное разрешение соседних акустических мод с близкими скоростями v_n .

На шлифованной поверхности (оптический класс 10, горизонтальные неровности 0.16 мкм, вертикальные — 0.8 мкм) была расположена жидкостная кювета (тефлон), ширина которой превышала апертуру акустического пучка, что исключало ее влияние на распространение акустических волн. Длина кюветы варьировалась: она могла соответствовать либо полной длине пробега волны от начала одного до конца другого преобразователя (22, 24 или 32 мм) (рис. 1а), либо зазору между преобразователями (8, 10 или 22 мм) (рис. 1б). Сравнение полученных данных позволило выяснить, как влияет местоположение тестируемой жидкости на величину электромагнитной наводки и результаты измерений.

Измерения проводили с помощью анализатора четырехполюсников KEYSIGHT 5061B, который в зависимости от задачи работал в амплитудно-частотном $S_{21}(f)$, амплитудно-временном $S_{21}(f)$ или фазово-временном $\phi(t)$ режимах. Первый из них использовался для измерения амплитудно-частотных характеристик $S_{21}(f)$ акустических мод разных порядков, генерируемых в пластинах на соответствующих частотах $f_n = v_n/\lambda$, где n — порядок моды, v_n — ее скорость, λ — длина волны, равная периоду преобразователей. В этом режиме измерения выполняли либо без электронного полавления электромагнитной наводки, либо с ее подавлением в измерительном приборе (анализаторе). Во втором случае амплитудно-частотная характеристика $S_{21}(f)$ трансформировалась в амплитудно-временную $S_{21}(t)$, при этом электромагнитную наводку вырезали с помощью установки два раза: в момент начала отсечки и в момент ее окончания. Затем амплитудно-временной формат $S_{21}(t)$ трансформировался обратно в амплитудно-частотный $S_{21}(f)$, который уже не содержал электромагнитную наводку. Использование отсечки электромагнитной наводки в приборе KEYSIGHT 5061B также позволяло сравнить амплитудно-частотные характеристики разных мод $S_{21}(f)$ и отклики мод $\Delta S_{21}(t)$ и $\Delta \varphi(t)$, т.е. изменения вносимых потерь S_{21} и фазы ϕ при изменении проводимости жидкости — с электромагнитной наводкой и без нее. При этом сравнение абсолютных значений полной фазы ф на выходе разных акустических образцов было невозможно ввиду различия электронной составляющей полной фазы Ф, меняющейся при изменении длины соединительных проводков, положения образцов в держателе и качества электрических контактов.

В качестве тестируемых жидкостей с переменной проводимостью σ и слабо меняющимися вязкостью η и диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\rm ж}$ были использованы дистиллированная вода и водные растворы NaCl с переменной концентрацией соли. Это позволяло варьировать проводимость в диапазоне 0...10 См/м при слабых изменениях вязкости (менее 13%), плотности (менее 8%) и диэлектрической постоянной (менее 1%) [11]. Значение проводимости раствора определяли из табличных данных [11] по известным массам воды и NaCl.

В качестве тестируемых жидкостей с переменной вязкостью η и слабо меняющихся проводимостью σ и диэлектрической проницаемостью ε_{*} использовали дистиллированную вода и водные растворы глицерина разной концентрации. Это позволяло варьировать вязкость от 1.003×10^{-3} Па с (вода) до 1491×10^{-3} Па с (глицерин) при слабых изменениях проводимости (σ = 0), плотности (σ = 0), и диэлектрической проницаемости (σ = 10.5%) [11].

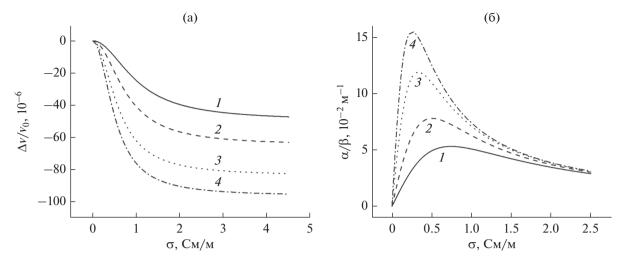


Рис. 2. Зависимость скорости (а) и поглощения (б) нормальных акустических мод от проводимости и диэлектрической проницаемости жидкости, нанесенной на одну из поверхностей пластины при $\varepsilon_{\rm w}/\varepsilon_0 = 79.3$ (1), 52.5 (2), 32.9 (3) и 24.2 (4).

Значения вносимых потерь S_{21} и фазы волны ϕ , соответствующие дистиллированной воде (200 мг), были приняты в качестве исходных. Изменения ΔS_{21} и $\Delta \phi$ с проводимостью σ и вязкостью η измерялись как амплитудный и фазовый отклики волны на соответствующее воздействие: величина ΔS_{21} обусловливалась дополнительным поглощением волны α , а значение $\Delta \phi$ — уменьшением ее скорости Δv ($\phi = 2\pi f L/v$, L – расстояние между преобразователями). Значения ΔS_{21} и $\Delta \phi$, измеренные для разных мод и пластин, сравнивали друг с другом и находили наилучшие. При этом фазовый отклик, который также менялся при изменении температуры, требовал ее постоянства в процессе измерений, а амплитудный — был температуронезависимым и мог использоваться без термостабилизации пластины и жидкости [9, 10].

Результаты измерений сравнивали с расчетными данными. При выборе методики расчета учитывалось, что задача о влиянии жидкости с произвольными электропроводящими и диэлектрическими свойствами на скорость и поглощение нормальных акустических волн в пьезопластинах ранее решалась различными способами — путем точного решения граничной задачи [12], с помощью теории возмущений [13] и с использованием модели эквивалентных цепей [2], причем разные способы давали близкие результаты. Поэтому нами были использованы два последних способа расчета как устанавливающие простую связь между акустическими ($\Delta v/v_0$, α) и электрическими (σ , ε_*) характеристиками [2]:

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{k^2}{2} \frac{\varepsilon_{\text{пл}} + \varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{пл}} + \varepsilon_{\text{ж}}} \frac{\sigma\omega(\varepsilon_{\text{пл}} + \varepsilon_{\text{ж}})}{\sigma^2 + \omega^2(\varepsilon_{\text{пл}} + \varepsilon_{\text{ж}})^2},$$
(1)

$$\frac{\Delta v}{v_0} = -\frac{k^2}{2} \frac{\varepsilon_{\text{пл}} + \varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{пл}} + \varepsilon_{\text{ж}}} \frac{\sigma^2}{\sigma^2 + \omega^2 (\varepsilon_{\text{пл}} + \varepsilon_{\text{ж}})^2},$$
 (2)

где v_0 — скорость волны при нулевой проводимости жидкости, Δv — изменение скорости из-за ненулевой проводимости жидкости, k^2 — коэффициент электромеханической связи волны, β — волновое число, $\omega = 2\pi f$ — ее циклическая частота, $\varepsilon_{\rm ж}$ и $\varepsilon_{\rm пл}$ — диэлектрические постоянные жидкости и пластины соответственно. Поскольку формулы (1) и (2) не учитывают того факта, что моды разных порядков по-разному реагируют на одинаковые изменения электрических граничных условий, сравнение расчетных и экспериментальных данных носило качественный характер.

2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты расчетов представлены на рис. 2. Результаты измерений приведены на рис. 3—6 и в табл. 1.

На рис. 2 результаты расчетов выполнены по формулам (1) и (2) для одной из мод, распространяющейся в пластине 128YX-LiNbO₃ толщиной h = 500 мкм при диэлектрической постоянной $\epsilon_{\rm nn} = 34\epsilon_0$ и для преобразователей с периодом $\lambda =$ = 300 мкм. Скорость моды v = 14.093 м/с, парциальные смещения на свободной поверхности пластины $\{u_1, u_2, u_3\} = \{1, 0.36, 0.34\}$, коэффициент электромеханической связи $k^2 = 116 \times 10^{-4}$, частота $\omega = 10^9 \text{ c}^{-1}$ (160 МГц). Из рисунка видно, что с ростом проводимости жидкости о, нанесенной на одну из поверхностей пластины, скорость акустической моды и вначале стремительно падает, а затем асимптотически приближается к равновесному значению. При этом полное изменение скорости тем больше, чем меньше диэлектрическая проводимость жидкости $\varepsilon_{\rm w}$. Так, для LiCl в этаноле $(\varepsilon_{\rm x} = 24.2\varepsilon_0)$ максимальная $\Delta v/v_0 = 95 \times 10^{-6}$, тогда

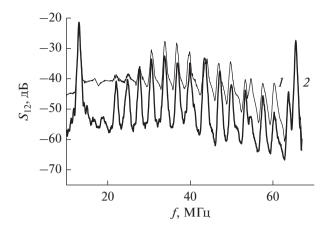


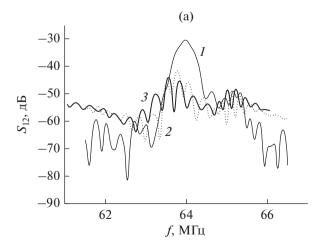
Рис. 3. Спектр нормальных акустических волн пластины 128° YX-LiNbO₃ с проводящей жидкостью на всем пути распространения, включая зоны над преобразователями (кривая *I*), и с той же жидкостью в зазоре между преобразователями (кривая *2*).

как для воды ($\varepsilon_{\rm **}=79.3\varepsilon_{\rm 0}$) она составляет всего 48×10^{-6} .

Также видно, что с ростом проводимости жидкости σ поглощение α акустической моды вначале быстро растет, достигает максимума и затем медленно спадает. При этом максимальная величина поглощения снова тем больше, чем меньше диэлектрическая проницаемость жидкости ε_{*} , а вид зависимости $\alpha(\sigma)$ несимметричен относительно своего максимума. Этим акустоэлектронное взаимодействие волн Лэмба с проводящей жидкостью отличается от аналогичного взаимодействие поверхностных и объемных волн в пьезополупроводниках, где зависимость $\alpha(\sigma)$ имеет симметричных характер [1].

Вклады в акустические отклики $\Delta v/v_0$ и α от проводимости σ и диэлектрической проницаемости жидкости $\varepsilon_{\rm ж}$ сравнимы друг с другом (рис. 2), а диапазоны значений, для которых σ и $\varepsilon_{\rm ж}$ еще воздействуют на $\Delta v/v_0$ и α , зависят от частоты акустической волны f. Так, для проводимости диапазон воздействия при f=160 МГц находится в пределах $0<\sigma<10$ См/м, а при f=10 МГц он сужается, ограничиваясь $0<\sigma<1$ См/м.

На рис. 3 представлен типичный спектр нормальных акустических волн, измеренный при разном расположении проводящей жидкости относительно излучающего и приемного ВШП в пластине ниобата лития. Измерения выполнены без электронного подавления наводки, для пластины толщиной h = 500 мкм, периода преобразователей $\lambda = 300$ мкм и тестируемой жидкости в виде капли 5%-ного водного раствора NaCl (40 мг) в воде H_2O (200 мг). Как обычно, частоты мод f_n определяются фазовыми скоростями v_n и периодом ВШП (длиной волны λ): $f_n = v_n/\lambda$; амплитуды мод зависят от коэффициентов электромеханической связи K_n^2 и величины поглощения (чем больше K_n^2 и меньше поглощение, тем больше амплитуда волны и меньше ее вносимые потери S_{12}); вид характеристик критически зависит от положения проводящей жидкости на пьезоэлектрической пластине: при нахождении жидкости на всем пути распространения, включая зоны над преобразователями (рис. 1а), электромагнитная наводка (базовый уровень характеристики $S_{12}(f)$ на рис. 3) заметно возрастает, "съедая" часть мод; при нанесении же жидкости только между преобразователями (рис. 16) положение базового уровня и величина наводки



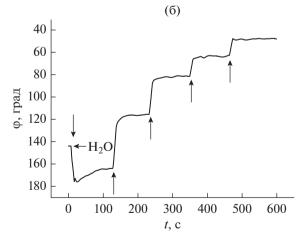


Рис. 4. Амплитудно-частотные характеристики одной из мод (а), измеренные без жидкости (I), с водой (2) и с шестью каплями NaCl (240 мг) в воде (200 мг) (3), и фазовый отклик той же моды (б) при последовательном введении в кювету с дистиллированной водой (200 мг) капель 0.9%-ного водного раствора NaCl (40 мг, вертикальные стрелки). Измерение для жидкости на всем пути распространения (см. рис. 1a).

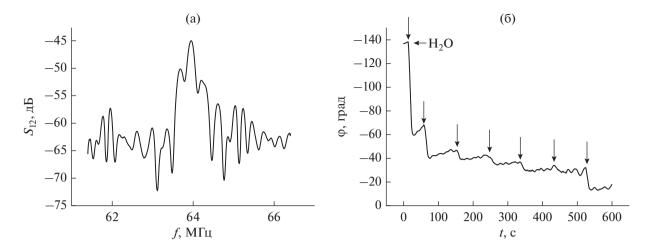


Рис. 5. Амплитудно-частотная характеристика той же, что на рис. 4, моды, измеренная для водного раствора с 6-ю каплями NaCl (240 мг) в воде (200 мг) (а), и отклики моды (б) при последовательном введении в кювету с дистиллированной водой (200 мг) капель 0.9%-ного водного раствора NaCl (40 мг, вертикальные стрелки). Измерение для жидкости в зазоре между преобразователями (рис. 16).

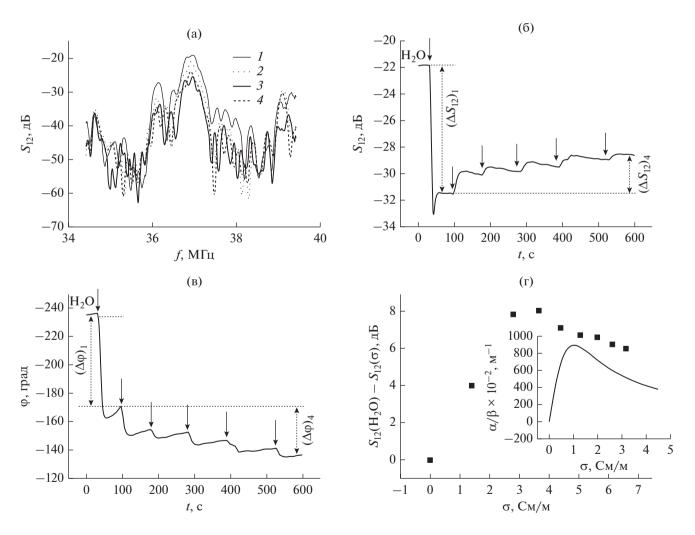


Рис. 6. Характеристики нормальной акустической волны при воздействии различных жидкостных нагрузок: a-AYX (I- на воздухе, 2- с 200 мг H_2O , 3- с шестью каплями NaCl (40 мг) в 200 мг воды, 4- с чистым глицерином), 6, в - отклики, r-e- калибрационные кривые; на вставках (r), (d) d0 рассчитанные зависимости.

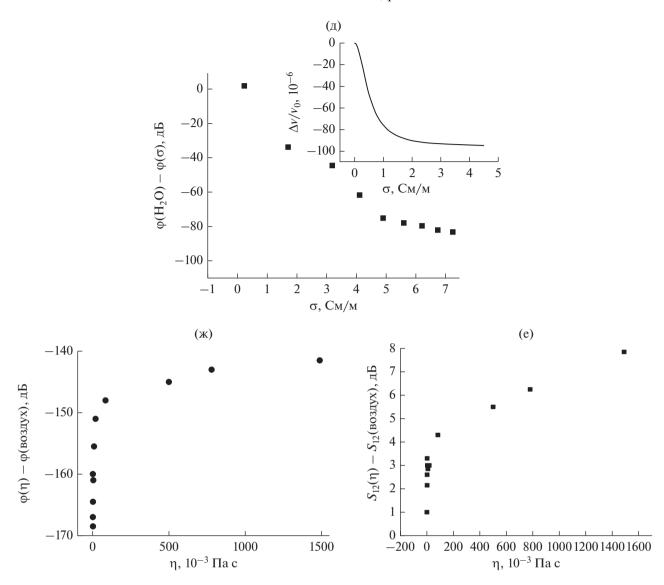


Рис. 6. Окончание

практически не меняются, увеличивая количество детектируемых мод.

Положение жидкости на пластине и уровень электромагнитной наводки сказываются также на величине и знаке фазового отклика нормальных волн (рис. 4 и 5). Так, для пластины 128°YX-LiNbO₃ толщиной h = 500 мкм, периода преобразователей $\lambda = 200$ мкм, частоты моды f = 63.9 МГц и жидкости на всем пути распространения (рис. 1а) увеличение проводимости приводит к уменьшению фазы волны ф (рис. 4б) и, следовательно, к ложному увеличению ее скорости v ($\phi = 2\pi f L/v$, L – расстояние между преобразователями); для жидкости же в зазоре между преобразователями (рис. 1б) то же увеличение проводимости приводит к увеличению фазы ф (рис. 5б) и, следовательно, уменьшению скорости *v*. Поскольку именно снижению скорости способствует "закорачивание"

пьезоэлектрических полей на поверхности пластин [12], то корректным является именно второе расположение пробы (см. рис. 1б), поэтому оно и использовалось нами в экспериментах (напомним, что сравнение абсолютных значений фазы ф на рис. 4б и 5б не представлялось возможным изза различия электронных вкладов в полную фазу волны).

Влияние проводимости и вязкости жидкости на характеристики нормальных волн видно из данных, приведенных на рис. 6, где измерения выполнены для пластины $128^{\circ}YX$ -LNO толщиной h=500 мкм, преобразователей с периодом $\lambda=300$ мкм и моды со скоростью $v_0=11.34227$ м/с, парциальными смещениями на свободной поверхности $\{u_1, u_2, u_3\} = \{1, 0.25, 1\}$, коэффициентом электромеханической связи $k^2=250\times 10^{-4}$ и

Таблица 1. Нормальные акустические моды пьезоэлектрических пластин с наиболее высокой чувствительностью к электрической проводимости жидкостей

Пластина	h	λ	f,	$(\Delta S_{12})_1$	$(\Delta S_{12})_4/4$	$\Delta \phi_1$	$\Delta \phi_4/4$
Пластина	MKM		МГц	дБ		град	
128°YX-LNO	500	300	36.92	9.6	0.6	100	7
64°YX-LNO	500	300	30.4	3.4	0.33	19	5.3
64°YX-LNO	500	300	34.14	4.8	0.6	40	8
64°YX-LNO	500	300	36.64	1.8	0.2	8.5	2.8
64°YX-LNO	500	300	44.7	5.8	0.3	29	8
YZ-LNO	500	300	45.04	8.5	0.4	59	8
YZ-LNO	500	300	36.95	7	1.75	80	4.4
$128^{\circ}YZ + 90^{\circ}$ -LNO	500	200	36.55	11	0.6	60	9.5
128°YZ-LNO	500	200	31.18	7	0.8	64	8.5
128°YZ-LNO	350	200	43.4	6	0.23	44	5.5
$128^{\circ}YZ + 30^{\circ}$ -LNO	350	200	34.9	6	0.65	59	6.5
$41^{\circ}YX + 30^{\circ}$ -LNO	350	200	35.925	10	0.8	67	8.8
$41^{\circ}YX + 30^{\circ}$ -LNO	350	200	33.62	15	1.5	150	15
$YZ + 30^{\circ}$ -LNO	350	200	40.42	9	0.8	40	21.3
$YZ + 60^{\circ}$ -LNO	350	200	40.24	18	2	102	32
$YZ + 90^{\circ}$ -LNO	350	200	38.72	4.6	0.6	37	6.1
$YZ + 90^{\circ}$ -LNO	350	200	52.477	23	1.4	282	14
$YZ + 90^{\circ}$ -LNO	350	200	58.46	9.6	0.6	300	10
36°YX-LTaO	500	200	62.21	3.4	0.33	32	5
$36^{\circ}YX + 60^{\circ}$ -LTaO	500	200	31.19	4.8	0.6	82	7.5
36°YX + 90°-LTaO	500	200	29	1.8	0.2	76	13

Примечание: $(\Delta S_{12})_1$ и $\Delta \phi_1$ — амплитудный и фазовый отклики акустических мод после введения первой капли раствора NaCl; $(\Delta S_{12})_4/4$, $\Delta \phi_4/4$ — усредненные значения амплитудного и фазового откликов после введения следующих четырех капель того же раствора (см. рис. 6).

частотой f = 36.926 МГц. На рис. 6а показана амплитудно-частотная характеристика этой моды для разных жидкостных нагрузок, располагаемых между ВШП. Подавление электромагнитной наводки составляет около 35 дБ, увеличение вносимых потерь из-за нанесения жидкостей не превышает 5 дБ.

Отклики той же волны при последовательном увеличении проводимости жидкостной пробы показаны на рис. 6б и 6в. В начальный момент времени (0 < t < 20 с), когда кювета содержит только дистиллированную воду с нулевой проводимостью σ , амплитудная и фазовая характеристики волны не испытывают каких-либо изменений. При добавлении в воду первой же капли раствора NaCl, влекущем за собой увеличение проводимости, наблюдается резкое изменение как вносимых потерь S_{12} , так и фазы волны ϕ (10 c < t < 100 с). Последующие увеличения проводимости (t > 100 с) уменьшают значение S_{12} (увеличивают амплитуду волны) и увеличивают значение ϕ (уменьшают ее скорость v). В результате зависимость $v(\sigma)$ имеет вид

обычной экспоненциально убывающей функции (рис. 6д), характерной для акустоэлектронного взаимодействия, а зависимость $S_{12}(\sigma)$ является необычной (рис. 6г) — она асимметрична относительно максимума в отличие от таковой для поверхностных и объемных акустических волн в пьезоэлектрических полупроводниках [1]. При этом вид экспериментальных зависимостей $v(\sigma)$ и $S_{12}(\sigma)$ качественно совпадает с рассчитанными для той же моды по формулам (1), (2) (см. вставки на рис. 6г, 6д).

В настоящий момент физическая причина асимметрии кривой поглощения $S_{12}(\sigma)$ для нормальных акустических волн неясна. Она требует отдельного исследования с учетом реальных изменений профилей упругих смещений и электрического потенциала конкретной моды при постепенном изменении электрических условий на поверхности пьезоэлектрической пластины [9].

Перекрестная чувствительность той же нормальной волны к вязкости и проводимости жидкости видна из сравнения соответствующих калибрацион-

ных кривых на рис. 6г—6е: максимальные значения $\Delta S_{12}(\sigma)$ и $\Delta S_{12}(\eta)$ близки друг другу и составляют 8 и 7.5 дБ соответственно; максимальные значения $\Delta \phi(\sigma)$ и $\Delta \phi(\eta)$ отличаются между собой и составляют 100° и 35° соответственно.

Приведенные на рис. 6 особенности электрической чувствительности нормальных волн присущи всем модам и пластинам, исследованным в данной работе. В табл. 1 приведены наиболее интересные из них. Как и прежде, пригодность мод к электрическим измерениям оценивалась исходя из следующих критериев:

- а) уровня электромагнитной наводки относительно акустического сигнала в присутствии проводящей жидкости (подавление не менее 10 дБ),
- б) формы амплитудно-частотной характеристики и величины вносимых потерь S_{12} при действии проводящей жидкости с $\sigma \sim 1$ См/м,
- в) отсутствия интерференции исследуемой волны с соседними модами с близкими скоростями и частотами,
- г) чувствительности волны к проводимости жидкости,
- д) возможности одновременного измерения как амплитудного ΔS_{12} , так и фазового $\Delta \phi$ откликов.

Учитывалось, что ввиду своей функциональной зависимости фазовый отклик при соответствующей калибровке позволяет однозначно определять значение проводимости тестируемой жидкости, а амплитудный — имеет одинаковую величину для двух значений проводимости, поэтому одно из них должно быть исключено дополнительным измерением, например, с использованием второй акустической моды. По спаду и росту $\Delta \phi$ и ΔS_{12} можно судить об увеличении или уменьшении проводимости начального раствора.

Данные табл. 1 можно резюмировать следующим образом. Все волны, привлекательные для электрических измерений жидкостей, относятся к модам высоких порядков. Среди них существуют моды с большой чувствительностью по амплитуде и малой по фазе, с большой чувствительностью по фазе и малой по амплитуде, с большой чувствительностью и по амплитуде, и по фазе. Некоторые моды, по нашему мнению, являются наиболее привлекательными по совокупности параметров (в табл. 1 выделены жирным). Так, мода с частотой 58.46 МГц, распространяющаяся в пластине YZ + 90°-LNO (h = 350 мкм, $\lambda = 200$ мкм), обладает наибольшими значениями всех четырех параметров, $(\Delta S_{12})_1$, $\Delta \phi_1$, $\Delta S_{12}/4$, $\Delta \phi/4$, характеризующими чувствительность моды к проводимости жидкости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, акустоэлектронное взаимодействие нормальных акустических волн с носителями заряда проводящей жидкости, которая находится в контакте с одной из поверхностей пьезоэлектрической пластины, отличается от такового для поверхностных и объемных акустических волн в однородных пьезоэлектрических полупроводниках — зависимость акустоэлектронного поглощения от проводимости несимметрична относительно своего максимума. Причиной этих отличий может служить неоднородность среды распространения и более сложная структура волн нормального типа по толщине пластины. Данное предположение требует дополнительных исследований.

При измерении электрических характеристик жидкостей с помощью нормальных акустических волн предпочтительным является размещение тестируемой пробы в зазоре между преобразователями, снижающее электромагнитную наводку, и измерение фазы волны как обеспечивающее однозначное определение проводимости. Однако фазовый отклик сильно зависит от температуры и требует ее постоянства в процессе измерений; он также неприменим к неравновесным процессам, сопровождаемым выделением или поглощением тепла. Напротив, амплитудный отклик нормальных волн почти не зависит от температуры и может быть применен к неравновесным процессам, но он имеет одинаковую величину для двух значений проводимости, поэтому одно из них должно быть исключено дополнительным измерением, например, с использованием второй акустической моды.

Селективное измерение проводимости жидкости нормальными акустическими волнами затруднено из-за перекрестной чувствительности волн к диэлектрическим свойствам $\varepsilon_{\rm *}$ и вязкости жидкости. Тем не менее при известных и/или слабо меняющихся $\varepsilon_{\rm *}$ и η проводимость может быть селективно измерена в диапазоне 0...10 См/м. Чувствительность нормальных волн достигает 0.4 дБ/(См/м) по амплитуде и 4.4°/(См/м) по фазе. Требуемый объем пробы составляет не более 200...500 мкл.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-19-00708).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гуляев Ю.В., Хикернелл Ф.С.* // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 1. С. 101.

- 2. *Martin S.J., Ricco A.J., Niemczyk T.M., Frye G.C.* // Sensors and Actuators. 1989. V. 20. № 3. P. 253. https://doi.org/10.1016/0250-6874(89)80124-6
- 3. *Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Joshi S.G., Borodina I.A.* // IEEE Trans. 2001. V. UFFC-48. № 2. P. 627. https://doi.org/10.1109/58.911748
- 4. Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е., Джоши С.Г. // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 6. С. 127.
- 5. *Oyama T., Kondoh T.O., Shiokawa S.* // Proc. IEEE 2004 Int. Frequency Control Symp. Montreal. 23–27 Aug. N.Y.: IEEE, 2004. P. 235. https://doi.org/10.1109/FREQ.2004.1418459.
- 6. *Anisimkin V.I.*, *Kuznetsova I.E.*, *Kolesov V.V. et al.* // Ultrasonics. 2015. V. 62. № 9. P. 156. https://doi.org/10.1016/j.ultras.2015.05.012
- 7. Анисимкин В.И., Покусаев Б.Г., Складнев Д.А. и др. // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 6. 738. https://doi.org/10.7868/S0320791916060010

- 8. *Kondoh J., Nakayama K., Kuznetsova I.* // Sensors and Actuators A: Phys. 2021. V. A325. Article № 112503. https://doi.org/10.1016/j.sna.2020.112503
- 9. Анисимкин В.И., Воронова Н.В., Галанов Г.Н. // РЭ. 2010. Т. 55. № 9. С. 1121.
- 10. *Анисимкин В.И., Кузнецова И.Е.* // РЭ. 2019. Т. 64. № 8. С. 831.
- 11. Chemical Rubber Company Handbook of Chemistry and Physics. 67th ed. / Ed. R.C. Weast, M.J. Astle, W.H. Beyer. Boca Raton: CRC Press, 1986. P. D254.
- 12. Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е. Акустические волны в тонких пьезоэлектрических пластинах. М.: Радиотехника, 2018.
- 13. *Tiersten H.F., Sinha B.K.* // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. № 1. P. 87. https://doi.org/10.1063/1.324340

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УЛК 621.373.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОМЕХ НА УСТОЙЧИВОСТЬ РАБОТЫ КОЛЬПЕВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

© 2022 г. П. С. Глазунов^{а, b}, А. М. Салецкий^а, В. А. Вдовин^{b, *}

^аМосковский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, ул. Колмогорова, 1, стр. 2, Москва, 119991 Российская Федерация ^bИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 7, стр. 11, Москва, 125009 Российская Федерация *E-mail: vdv@cplire.ru

Поступила в редакцию 10.03.2022 г. После доработки 24.03.2022 г. Принята к публикации 30.03.2022 г.

Изучена помехоустойчивость кольцевого генератора, состоящего из нечетного числа инверторов, выполненных на основе MOSFET-транзисторов. Рассмотрены случаи, в которых воздействие помехи сводится к скачку фазы меандра колебаний генератора. Получена аналитическая формула для данного скачка фазы. Показано соответствие аналитической формулы результатам численного эксперимента.

DOI: 10.31857/S0033849422080058

ВВЕДЕНИЕ

Процесс глобальной электрификации привел к тому, что почти каждое цифровое устройство окружено внешними электромагнитными полями. Функционирование цифровых приборов в неблагоприятной электромагнитной обстановке способно приводить к нарушению их работы, что представляет собой серьезную проблему. Действительно, сбои в работе компьютеров и систем автоматизации способны приводить к катастрофическим последствиям (особенно в таких отраслях как электроэнергетика, космическая промышленность, информационная безопасность). Поэтому проблемам электромагнитной совместимости посвящено значительное количество современных трудов.

Например, в статье [1] проведено исследование восприимчивости комплементарных металл оксидных полупроводниковых усилителей к электромагнитным импульсам. В работе [2] рассмотрено влияние электромагнитных помех, вызванных работой автоматического выключателя трансформатора, на оборудование трансформаторной подстанции. В статьях [3, 4] представлены методы ослабления электромагнитных помех, основанные на электромагнитных помех, основанные на электромагнитном экранировании. В работе [5] приведены принципы диагностирования трансформаторов электростанций радиочастотным методом. Несмотря на огромный практический интерес, механизмы воздействия электромагнитных

импульсов на цифровые системы, приводящие к нарушению их работы, остаются плохо изученными.

Согласно [6] механизмы воздействия внешних электромагнитных полей на электронные схемы условно можно разделить на три группы. К первой группе относятся тепловые воздействия. Ко второй — процессы, обусловленные электрическими разрядами и пробоями. Подобные воздействия исследовались, например, в работе [7]. К третьей группе воздействия относятся сбои и помехи, наведенные электромагнитными импульсами и не приводящие к необратимым повреждениям. В данной работе исследованы механизмы, принадлежащие к третьей группе — обратимые сбои электронных устройств, возникающие вследствие импульсных помех, наведенных в контуре цифрового устройства внешними электромагнитными полями.

В качестве модели типового цифрового устройства рассматривается генератор тактовой частоты. Подобные генераторы предназначены для синхронизации различных вычислительных процессов и являются неотъемлемой частью всех цифровых приборов. Ранее методами вычислительного [6, 8—10] и реального [11] экспериментов изучались процессы воздействия на такие системы. В данной работе предложена усложненная теоретическая модель, позволяющая детально изучать поведение генераторов тактовой частоты, а именно кольцевых генераторов, под внешним воздействием.

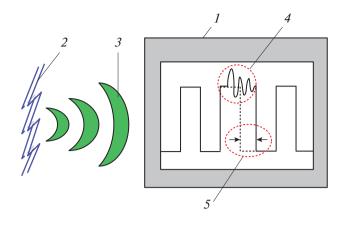


Рис. 1. К постановке задачи: 1 — генератор тактовой частоты, 2 — разряд статического электричества, 3 — электромагнитный импульс, 4 — помеха, наведенная в контуре генератора, 5 — фазовый сдвиг меандра.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Мы предлагаем следующую постановку задачи (рис. 1). Рассматривается генератор тактовой частоты *1* в процессе генерации колебаний. На некотором расстоянии от него происходит статический разряд *2* электричества, который приводит к возбуждению электромагнитного импульса *3* (т.е. внешнего электромагнитного поля). В автоколебательном контуре импульс *3* наводит помеху *4*, из-за чего форма меандра искажается на некоторое время. Спустя некоторый промежуток времени меандр колебаний приобретает исходную форму. Однако при этом происходит сдвиг фазы колебаний *5*. Данное искажение и фазовый сдвиг способны вызвать нарушение работы цифрового устройства.

Электромагнитная импульсная помеха 3 моделируется с помощью включения импульсных источников напряжения в контур тактового генератора. ЭДС этих источников считаются заданными. Постановка задачи следующая: по заданным ЭДС импульсных источников напряжения и по заданным параметрам модели генератора определить изменение формы меандра колебаний 4, а также величину фазового сдвига 5. Далее в качестве характеристики, оценивающей влияние помехи на генераторы тактовой частоты, будем использовать именно величину сдвига фазы меандра колебаний.

Отметим, что в работе не рассматривается сам процесс расчета наведенного в автоколебательном контуре ЭДС по заданной форме электромагнитного импульса 3, поскольку этот вопрос считается хорошо изученным.

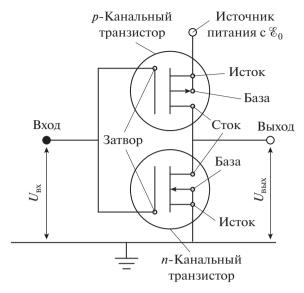


Рис. 2. Схема логического инвертора на базе MOSFET транзисторов. \mathscr{E}_0 — напряжение питания.

2. МОДЕЛЬ КОЛЬЦЕВОГО ГЕНЕРАТОРА

Рассмотрим модель логического инвертора (рис. 2), выполненного на основе двух MOSFET-транзисторов. На рис. 3 изображена схема кольцевого генератора, образованного из нечетного числа инверторов N. Как было сказано выше, воздействие электромагнитных полей на генератор моделируется при помощи импульсных источников ЭДС $\mathcal{E}_{1,2,3,\dots,N}(t)$, включенных между инверторами (см. рис. 3). Функции $\mathcal{E}_{1,2,3,\dots,N}(t)$ считаются заданными. Каждый из инверторов подключен к источнику питания, обладающему потенциалом \mathcal{E}_0 (см. рис. 2) относительно "земли". Значение \mathcal{E}_0 также считается заданным.

Моделирование статической вольт-амперной характеристики транзисторов осуществлялось на основе модели Шихмана—Ходжеса [12]. В данной модели для n-канального транзистора при неотрицательных значениях напряжения между стоком и истоком $U_{\text{ст-и}}$ выражение для тока между стоком и истоком $I_{\text{ст-и}}$ имеет вид

$$I_{\text{ct-u}}^{n}(U_{3-u}, U_{\text{ct-u}}) = \\ \begin{cases} 0, & U_{3-u} - U_{3-u}^{*} \leq 0, \\ \beta \left(U_{3-u} - U_{3-u}^{*}\right)^{2} \left(1 + \lambda U_{\text{ct-u}}\right), \\ 0 < U_{3-u} - U_{3-u}^{*} \leq U_{\text{ct-u}}, \\ \beta U_{\text{ct-u}} \left[2(U_{3-u} - U_{3-u}^{*}) - U_{\text{ct-u}} \right] \times \\ \times \left(1 + \lambda U_{\text{ct-u}}\right), & 0 < U_{\text{ct-u}} \leq U_{3-u} - U_{3-u}^{*}. \end{cases}$$

$$(1)$$

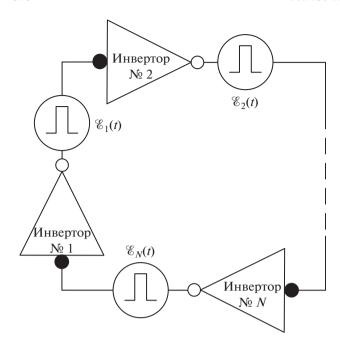


Рис. 3. Схема кольцевого генератора, состоящего из *N* логических инверторов.

Здесь $U_{\text{3-и}}$ — напряжение между затвором и истоком (см. рис. 2), $U_{\text{3-и}}^*$ — напряжение отсечки между затвором и истоком, β — коэффициент прямой проводимости полевого транзистора, λ — параметр модуляции длины канала транзистора. Для случая $U_{\text{ст-и}} \leq 0$:

$$I_{\text{ct-u}}^{n}(U_{3-u}, U_{\text{ct-u}}) = I_{\text{ct-u}}^{n}(U_{3-u}, U_{\text{ct-u}}) = \begin{bmatrix} 0, & U_{3-u} - U_{3-u}^{*} \leq 0, \\ -\beta(U_{3-u} - U_{3-u}^{*})^{2} (1 - \lambda U_{\text{ct-u}}), \\ 0 < U_{3-u} - U_{3-u}^{*} \leq -U_{\text{ct-u}}, \\ \beta U_{\text{ct-u}} \left[2(U_{3-u} - U_{3-u}^{*}) + U_{\text{ct-u}} \right] \times \\ \times (1 - \lambda U_{\text{ct-u}}), & 0 < -U_{\text{ct-u}} \leq U_{3-u} - U_{3-u}^{*}. \end{bmatrix}$$

Здесь использованы значения параметров модели Шихмана—Ходжеса, приведенные в работе [12]: $U_{3-M}^* = -2$ В, $\beta = 10^{-4}$, $\lambda = 0$.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) n-канального транзистора, параметры которых приведены выше, показаны на рис. 4. Далее для простоты считаем, что ВАХ n-канального и p-канального транзисторов связаны соотношением: $I_{\text{ст-и}}^{p}(U_{3-u}, U_{\text{ст-и}}) = I_{\text{ст-и}}^{n}(-U_{3-u}, U_{\text{ст-и}})$. С учетом данного соотношения, для входного и выходного напряжений инвертора ($U_{\text{вх}}$ и $U_{\text{вых}}$) справедливы следующие равенства (см. рис. 2):

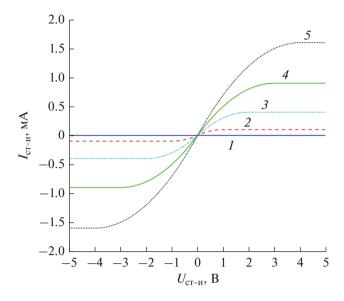


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика n-канального транзистора при $U_{3-6}=2,3,4,5$ и 6 В (кривые 1-5 соответственно).

1) для n-канального транзистора —

$$U_{\text{вх}} = U_{\text{3-6}}^n = U_{\text{3-и}}^n$$
 и $U_{\text{вых}} = U_{\text{ст-6}}^n = U_{\text{ст-и}}^n$.

2) для p-канального транзистора —

$$\begin{split} U_{\text{вх}} &= \mathscr{E}_0 + U_{\text{3-6}}^p = \mathscr{E}_0 + U_{\text{3-и}}^p \\ \text{и } U_{\text{вых}} &= U_{\text{вх}} + U_{\text{ст-3}}^p = \mathscr{E}_0 + U_{\text{3-и}}^p + \\ &+ U_{\text{ст-3}}^p = U_{\text{ст-6}}^p + \mathscr{E}_0 = U_{\text{ст-и}}^p + \mathscr{E}_0. \end{split}$$

Напряжение питания \mathscr{E}_0 всюду брали равным 2.2 В, что соответствует значениям рабочего напряжения современных интегральных микросхем [13, с. 8; 14, с. 123—131]. Кроме того, 2.2 В является минимальным напряжением питания для семейства микроконтроллеров с архитектурой РІС, (например, см. модель PIC32MZ0512EFE064-I/PT [15]).

Два транзистора (n- и p-канальный), соединенные по схеме рис. 2, образуют инвертор. При указанных выше значениях напряжения питания и характеристиках ВАХ зависимость входного напряжения $U_{\rm BX}$ от выходного напряжения $U_{\rm BX}$ данного инвертора представлена на рис. 5.

В силу предположения $I^p_{\text{ст-и}}(U_{3-\text{и}}, U_{\text{ст-и}}) = I^n_{\text{ст-и}}(-U_{3-\text{и}}, U_{\text{ст-и}})$, данная зависимость представляет собой идеальную ступеньку высотой \mathscr{E}_0 со скачком при $U_{\text{вх}} = U^*_{3-\text{и}}$. Учет особенностей, связанных с асимметрией ВАХ n- и p- канальных транзисторов (асимметрия возникает вследствие различного типа проводимости), приводит к тому, что данное равенство строго не выполняется. При этом "идеальная ступенька" приобретает вид

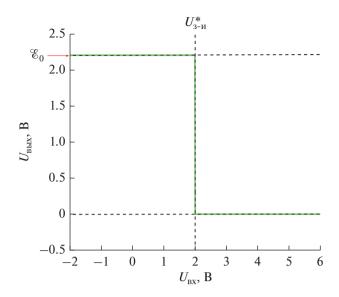


Рис. 5. Зависимость выходного напряжения инвертора U_{BX} от входного U_{BMX} .

сигмоиды. В наших дальнейших работах мы планируем учесть данный эффект при помощи более точных моделей BAX, основанных на понятии поверхностного потенциала.

Моделирование динамических характеристик транзисторов осуществлялось при помощи учета подзатворной емкости. Эквивалентная схема замещения транзисторов в инверторе представлена на рис. 6. На схеме каждый транзистор представляется в виде конденсатора и резистора, сопротивление которого зависит от разности потенциалов между обкладками конденсатора. Здесь kпорядковый номер инвертора в схеме кольцевого генератора; C_k^p и C_k^n — подзатворные емкости p- и n-канальных транзисторов; $\boldsymbol{I}_{p,k}^{\scriptscriptstyle C}$ и $\boldsymbol{I}_{n,k}^{\scriptscriptstyle C}$ — токи, текущие через данные емкости; q_k^p и q_k^n — заряды на данных емкостях (направление токов и полярность конденсаторов указана на рис. 6); $I_{p,k}^{\text{ст-и}}$ и $I_{n,k}^{\text{ст-и}}$ — токи, текущие между стоком и истоком pи n-канальных транзисторов; $U_{\text{вх},k}$, $U_{\text{вых},k}$ — входное и выходное напряжение инверторов; I_k — ток, протекающий от входа (k+1)-го инвертора к выходу k-го инвертора.

Данная физическая система, очевидно, обладает свойствами циклической симметрии. Например, пусть известно уравнение, описывающее выходное напряжение k-го инвертора $U_{\text{вх},\,k}$. Из принципа причинности можно сделать вывод, что данное уравнение должно включать в себя характеристики k-го инвертора, а также предыдущего инвертора с номером k-1. Тогда заменами $(k-1)->k,\,k->(k+1)$ можно получить уравнение для (k+1)-го инвертора. При этом следует

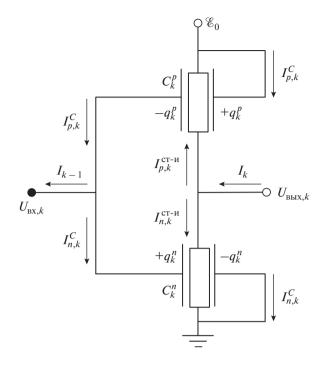


Рис. 6. Эквивалентная схема замещения k-го инвертора. Стрелками обозначены выбранные направления токов.

учитывать, что если необходимо найти связь последнего (k=N) и первого (k=1) инверторов, то следует выполнять замены: (N-1) -> N, N->1.

Ниже приведен вывод системы уравнений, описывающей колебания в кольцевом генераторе. Воспользуемся определением силы тока, а также выражением, которое связывает заряд $q_k^{p,n}$ и напряжение на подзатворных емкостях $U_k^{n,p}$:

$$U_k^{n,p} = q_k^{n,p} / C_k^{n,p}, (3)$$

$$I_{n,p,k}^{C} = \dot{q}_{k}^{n,p} = C_{k}^{n,p} \dot{U}_{k}^{n,p}.$$
 (4)

Здесь точкой обозначается производная по времени. Дифференцируя по времени равенство

$$\mathscr{E}_0 = U_k^n + U_k^p, \tag{5}$$

получаем

$$\dot{U}_k^p = -\dot{U}_k^n. \tag{6}$$

Рассмотрим ток I_k . С одной стороны $I_k = I_{p,k+1}^C - I_{n,k+1}^C$, с другой $I_k = I_{p,k}^{\text{ст-и}} + I_{n,k}^{\text{ст-и}}$. Далее рассмотрим ток, текущий от точки с потенциалом \mathscr{E}_0 к точке заземления. Используя формулы (3), (4), (6) получаем следующие выражения:

$$I_{k} = I_{p,k+1}^{C} - I_{n,k+1}^{C} = C_{k+1}^{p} \dot{U}_{k+1}^{p} - C_{k+1}^{n} \dot{U}_{k+1}^{n} = = -\dot{U}_{k+1}^{n} \left(C_{k+1}^{p} + C_{k+1}^{n} \right) = I_{p,k}^{\text{ct-u}} + I_{n,k}^{\text{ct-u}}.$$
(7)

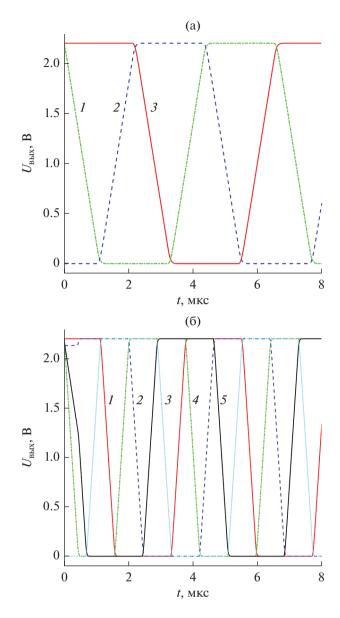


Рис. 7. Меандр генератора, состоящего из трех (а) и пяти (б) инверторов: зависимость выходного напряжения первого...пятого инверторов (кривые 1-5 соответственно) от времени.

Введем новые обозначения:

$$U_k \equiv U_k^n \equiv U_{\text{BX},k}. \tag{8}$$

С учетом ЭДС, моделирующих воздействие помехи (см. рис. 3), получим

$$U_{\text{BMX},k} = U_{k+1} - \mathcal{E}_k(t). \tag{9}$$

Введем новое обозначение:

$$C_k^n + C_k^p = C_k. (10)$$

Значение подзатворной емкости, как правило, составляет порядка 1 пФ [14]. Поэтому будем счи-

тать, что $C_k = 2 \, \text{п}\Phi$. Подставляя (8)—(10) в (7), получим систему дифференциальных уравнений, которые описывают колебания кольцевого генератора:

$$\dot{U}_{k} = -C_{k}^{-1} \left\{ I_{p,k-1}^{\text{ct-H}} \left(U_{k-1} - \mathscr{E}_{0}; U_{k} - \mathscr{E}_{0} - \mathscr{E}_{k-1} \right) + I_{n,k-1}^{\text{ct-H}} \left(U_{k-1}; U_{k} - \mathscr{E}_{k-1} \right) \right\}.$$
(11)

Для численного решения системы (11) использовался метод Рунге—Кутты 4-го порядка. Меандры колебаний кольцевого генератора, состоящего из трех и пяти инверторов, при указанных выше параметрах модели представлены на рис. 7а и 76. В первом случае период колебаний генератора T = 6.6 мкс, а во втором T = 11 мкс.

3. ФАЗОВЫЙ СДВИГ МЕАНДРА КОЛЕБАНИЙ, АНАЛИТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Рассмотрим систему дифференциальных уравнений (11), которая описывает меандр колебаний кольцевого генератора. Учтем, что $U_{k-1} = U_{\text{ст-}6,k-1}^n$, $U_k - \mathcal{E}_{k-1} = U_{\text{ст-}u,k-1}^n$, где $U_{3-6,k-1}^n$ — напряжение между затвором и базой n-канального транзистора в (k-1)-м инверторе, а $U_{\text{ст-}u,k-1}^n$ — напряжение между стоком и истоком n-канального транзистора в (k-1)-м инверторе. Тогда, обозначив в (11) $I_{k-1}^{\text{ст-}u} = I_{p,k-1}^{\text{ст-}u} + I_{n,k-1}^{\text{ст-}u}$, перепишем (11) в виде

$$\dot{U}_{k} = -C_{k}^{-1} I_{k-1}^{\text{ct-u}} \left(U_{3-6,k-1}^{n}; U_{\text{ct-u},k-1}^{n} \right). \tag{12}$$

Сформулируем постановку задачи о расчете фазового сдвига меандра колебаний. Пусть функции $U_{0,k}(t)$ — решения системы (12) для случая, когда воздействия помехи не происходит (т.е. $U_{0,k}(t)$ — невозмущенный помехой меандр колебаний). Функции $U_{0,k}(t)$ будем считать известными. Далее будем рассматривать только импульсные помехи прямоугольной формы. Пусть известны параметры данной помехи: амплитуды ЭДС $\mathscr{E}_{1,2,3,\dots,N}$, а также t_0 и t_1 — моменты времени начала и завершения действия помехи. Таким образом, \mathscr{E}_k на интервале $[t_0, t_1]$ равны некоторым константам, а вне этого интервала равны нулю. При этом считаем, что уже в момент времени t_0 все \mathscr{E}_k = const, поэтому все $\mathrm{d}\mathscr{C}_k/\mathrm{d}t=0$. Под воздействием помехи исходный меа́ндр колебаний $U_{0,k}(t)$ изменяется. Обозначим возмущенный помехой меандр как $U_k(t)$. Пусть t_2 — характерное время, при котором происходит восстановление исходной формы меандра. После восстановления исходной формы меандра фаза $U_k(t)$ будет смещена относительно фазы $U_{0,k}(t)$ на некоторое значение ϑ . Требуется найти это значение ϑ .

Заметим, что вне интервала времени $[t_0, t_1]$ верно равенство

$$I_{k-1}^{\text{ст-и}}\left(U_{3-6,k-1}^{n};U_{\text{ст-и},k-1}^{n}\right) \equiv I_{k-1}^{\text{ст-u}}\left(U_{k-1};U_{k}\right).$$

Рассмотрим интервал времени воздействия помехи (t_0, t_1) . Используя метод Эйлера, найдем возмущенное решение системы (12) (т.е. функции $U_k(t)$) в момент завершения внешнего воздействия t_1 :

$$U_k(t_1) = U_k(t_0) + \dot{U}_k(t_0)(t_1 - t_0) + \ddot{U}_k(t_0)(t_1 - t_0)^2 / 2.(13)$$

Поскольку заряд на подзатворной емкости не может измениться мгновенно, в момент времени t_0 возмущенное и невозмущенное решения (12) равны:

$$U_k(t_0) = U_{0,k}(t_0). (14)$$

Значения $\dot{U}_k(t_0)$ можно считать известными. Действительно, $\dot{U}_k(t_0)$ можно найти из выражения (12), поскольку в него входят только известные величины, такие как $U_{0k}(t_0)$, \mathcal{E}_0 , $\mathcal{E}_k(t_0)$.

Найдем $\ddot{U}_k(t_0)$, продифференцировав (12) по времени:

$$U_{k}(t_{0}) = -C_{k}^{-1} \left(\frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}}(t_{0})}{\partial U_{3-6,k-1}^{n}} \dot{U}_{k-1}(t_{0}) + \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}}(t_{0})}{\partial U_{\text{ct-u},k-1}^{n}} \dot{U}_{k}(t_{0}) \right).$$
(15)

Отметим, в выражение (15) также входят только известные величины. Подставим (12) (при $t=t_0$) и (14), (15) в (13) и, таким образом, выразим возмущенное решение системы U_k в момент времени завершения действия помехи t_1 через известные (согласно описанной выше постановке задачи) величины:

$$U_{k}(t_{1}) = U_{0,k}(t_{0}) + \dot{U}_{k}(t_{0})(t_{1} - t_{0}) - C_{k}^{-1} \left(\frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}}(t_{0})}{\partial U_{3-6,k-1}^{n}} \dot{U}_{k-1}(t_{0}) + \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}}(t_{0})}{\partial U_{\text{ct-u},k-1}^{n}} \dot{U}_{k}(t_{0}) \right) \times (16)$$

$$\times \frac{(t_{1} - t_{0})^{2}}{2}.$$

Теперь рассмотрим интервал времени (t_1, t_2) . Поскольку действие помехи заканчивается в момент времени t_1 , возмущенное помехой решение U_k и невозмущенное помехой решение $U_{0,k}$ на интервале (t_1, t_2) удовлетворяют одной и той же системе дифференциальных уравнений (отличие заключается лишь в начальных условиях, ставящихся при $t = t_1$):

$$\dot{U}_{k} = -C_{k}^{-1} I_{k-1}^{\text{ct-u}} (U_{k-1}; U_{k}), \tag{17}$$

$$\dot{U}_{0,k} = -C_k^{-1} I_{k-1}^{\text{ct-u}} (U_{0,k-1}; U_{0,k}). \tag{18}$$

Введем функцию V_k , которая равна разности решений уравнений (17) и (18):

$$U_k = U_{0,k} - V_k, (19)$$

$$\dot{V}_{k} = \dot{U}_{k} - \dot{U}_{0k}. \tag{20}$$

Предположим, что $U_{0,k} \gg V_k$. Подставим в (20) уравнения (17) и (18) и получим

$$\dot{V}_{k} = -C_{k}^{-1} \left\{ I_{k-1}^{\text{ct-u}} \left(U_{k-1}; U_{k} \right) - I_{k-1}^{\text{ct-u}} \left(U_{0,k-1}; U_{0,k} \right) \right\}. \tag{21}$$

Подставляя (19) в (21), проводя разложение в ряд Тейлора по V_k до первого порядка малости, получаем

$$\dot{V}_{k} = -C_{k}^{-1} \left\{ I_{k-1}^{\text{ct-u}} \left(U_{0,k-1}; U_{0,k} \right) + \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}} \left(U_{0,k-1}; U_{0,k} \right)}{\partial U_{3-6,k-1}^{n}} V_{k-1} + \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}} \left(U_{0,k-1}; U_{0,k} \right)}{\partial U_{\text{ct-u},k-1}^{n}} V_{k} - I_{k-1}^{\text{ct-u}} \left(U_{0,k-1}; U_{0,k} \right) \right\}, \tag{22}$$

и окончательно

$$\dot{V}_{k} = -C_{k}^{-1} \left\{ \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}} (U_{0,k-1}; U_{0,k})}{\partial U_{3-6,k-1}^{n}} V_{k-1} + \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}} (U_{0,k-1}; U_{0,k})}{\partial U_{\text{ct-u},k-1}^{n}} V_{k} \right\}.$$
(23)

Из (19) найдем начальные условия для системы (23):

$$V_{k}(t_{1}) = U_{k}(t_{1}) - U_{0,k}(t_{1}). \tag{24}$$

Далее оказывается удобным ввести функцию, определяемую равенством

$$W_{\nu}(t) = V_{\nu}(t) + A\dot{U}_{0\nu}(t), \tag{25}$$

где A — произвольная константа, не равная нулю. Докажем, что функции $A\dot{U}_{0,k}(t)$ являются частными решениями системы (23). Для этого покажем, что подстановка частного решения $A\dot{U}_{0,k}(t)$ в уравнение (23) и дифференцирование по времени уравнения (18) приводит к одному результату. Пусть

$$V_k(t) = A\dot{U}_{0,k}(t). (26)$$

Подставим (26) в (23) и получим

$$\dot{V}_{k}(t) = A\dot{U}_{0,k}(t) =
= -C_{k}^{-1} \left\{ \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}}}{\partial U_{3-6,k-1}^{n}} (U_{0,k-1}; U_{0,k}) A\dot{U}_{0,k-1} +
+ \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}}}{\partial U_{\text{ct-u},k-1}^{n}} (U_{0,k-1}; U_{0,k}) A\dot{U}_{0,k} \right\}.$$
(27)

Сократим левую и правую части уравнения (27) на коэффициент A, получим

$$\ddot{U}_{0,k}(t) = -C_k^{-1} \left\{ \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}}}{\partial U_{3-6,k-1}^{\text{n}}} \dot{U}_{0,k-1} + \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}}}{\partial U_{\text{ct-u},k-1}^{\text{n}}} \dot{U}_{0,k} \right\}. (28)$$

Теперь продифференцируем выражение (18) по времени и получим:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\dot{U}_{0,k}(t) = \dot{U}_{0,k}(t) =$$

$$= -C_k^{-1} \left\{ \frac{\partial I_{k-1}^{\mathrm{cr-u}}}{\partial U_{3-6,k-1}^{n}} \dot{U}_{0,k-1} + \frac{\partial I_{k-1}^{\mathrm{cr-u}}}{\partial U_{\mathrm{cr-u},k-1}^{n}} \dot{U}_{0,k} \right\}.$$
(29)

Формулы (28) и (29) совершенно идентичны, отсюда следует, что (26) действительно является частным решение системы (23).

Выберем $A=-\vartheta$, тогда, подставляя $A=-\vartheta$ и (19) в (25), получаем

$$W_{k}(t) = U_{k}(t) - U_{0,k}(t) - \vartheta \dot{U}_{0,k}(t). \tag{30}$$

Устремим $t \to \infty$. Меандр колебаний после воздействия помехи будет принимать форму невозмущенного решения системы (12), но сдвинутого по времени на величину ϑ относительно невозмущенного решения

$$U_k(t) \underset{t \to \infty}{\longrightarrow} U_{0,k}(t+\vartheta).$$
 (31)

Тогда (30) при $t \rightarrow \infty$

$$W_{k}(t) = U_{0k}(t + \vartheta) - U_{0k}(t) - \vartheta \dot{U}_{0k}(t).$$
 (32)

Так как

$$U_{0,k}(t+\vartheta) - U_{0,k}(t) = \dot{U}_{0,k}(t)\vartheta + O(\vartheta^2),$$
 (33)

то, подставляя (33) в (32), получим при $t \to \infty$:

$$W_k(t) = \dot{U}_{0,k}(t)\vartheta + O(\vartheta^2) - \vartheta \dot{U}_{0,k}(t) = O(\vartheta^2).$$
 (34)

Поскольку система (23) линейна, V_k — решение этой системы, а $\vartheta \dot{U}_{0,k}$ — частное решение, то и функции W_k также будут являться решениями данной системы, но при других начальных условиях. Подставим W_k в (23), получим

$$\dot{W}_{k} = -C_{k}^{-1} \left\{ \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}} (U_{0,k-1}; U_{0,k})}{\partial U_{3-6,k-1}^{n}} W_{k-1} + \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}} (U_{0,k-1}; U_{0,k})}{\partial U_{\text{ct-u},k-1}^{n}} W_{k} \right\}.$$
(35)

Начальные условия для W_k найдем из определения функции (30):

$$W_{k}(t_{1}) = U_{k}(t_{1}) - U_{0,k}(t_{1}) - \vartheta \dot{U}_{0,k}(t_{1}).$$
 (36)

Проинтегрируем (35) от t_1 до ∞

$$W_{k}(\infty) - W_{k}(t_{1}) =$$

$$= -C_{k}^{-1} \int_{t_{1}}^{\infty} \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-H}}}{\partial U_{3-6,k-1}^{n}} (U_{0,k-1}; U_{0,k}) W_{k-1} dt -$$

$$- C_{k}^{-1} \int_{t_{1}}^{\infty} \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-H}}}{\partial U_{0-1}^{n}, k-1} (U_{0,k-1}; U_{0,k}) W_{k} dt.$$
(37)

Подставим (36) в (37), учитывая (34), получим

$$0 - \left(U_{k}\left(t_{1}\right) - U_{0,k}\left(t_{1}\right) - \vartheta \dot{U}_{0,k}\left(t_{1}\right)\right) =$$

$$= -C_{k}^{-1} \int_{t_{1}}^{\infty} \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-H}}\left(U_{0,k-1}; U_{0,k}\right)}{\partial U_{3-6,k-1}^{n}} W_{k-1} dt - \tag{38}$$

$$-C^{-1} \int_{t_{1}}^{\infty} \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-H}}\left(U_{0,k-1}; U_{0,k}\right)}{\partial U_{\text{ct-H},k-1}^{n}} W_{k} dt,$$

$$\vartheta \dot{U}_{0,k}\left(t_{1}\right) = U_{k}\left(t_{1}\right) - U_{0,k}\left(t_{1}\right) -$$

$$= -C_{k}^{-1} \int_{t_{1}}^{\infty} \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-H}}}{\partial U_{3-6,k-1}^{n}} \left(U_{0,k-1}; U_{0,k}\right) W_{k-1} dt -$$

$$-C_{k}^{-1} \int_{t_{1}}^{\infty} \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-H}}}{\partial U_{\text{ct-H},k-1}^{n}} \left(U_{0,k-1}; U_{0,k}\right) W_{k} dt.$$

Чтобы найти ϑ из (39), требуется приближенный метод нахождения функций $W_k(t)$. Мы предлагаем следующий метод. Введем обозначения

$$a_{k,k}(t) = -C_k^{-1} \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}}}{\partial U_{3-6,k-1}^n} (U_{0,k-1}(t); U_{0,k}(t)), \quad (40)$$

$$a_{k,k-1}(t) = -C_k^{-1} \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-u}}}{\partial U_{\text{ct-u},k-1}^n} (U_{0,k-1}(t); U_{0,k}(t)), \quad (41)$$

тогда (35) принимает вид

$$\dot{W}_{k} = a_{k,k}(t)W_{k} + a_{k,k-1}(t)W_{k-1}.$$
 (42)

Определим нулевое приближение как

$$\dot{W}_{k}^{[0]} = a_{k,k}(t)W_{k}^{[0]},\tag{43}$$

а первое приближение как

$$\dot{W}_{k}^{[1]} = a_{k,k}(t)W_{k}^{[1]} + a_{k,k-1}(t)W_{k-1}^{[0]}.$$
 (44)

Решения уравнений (43) имеют вид

$$W_{k}^{[0]}(t) = W_{k}(t_{1})G_{k}(t),$$

$$G_{k}(t) = \exp\left(\int_{t_{1}}^{t} a_{k,k-1}(t')dt'\right).$$
(45)

Далее для краткости введем следующие обозначения:

$$I_{k}(t) = \frac{\partial I_{k-1}^{\text{ct-H}}}{\partial U_{2-6,k-1}^{n}} (U_{0,k-1}(t); U_{0,k}(t)), \tag{46}$$

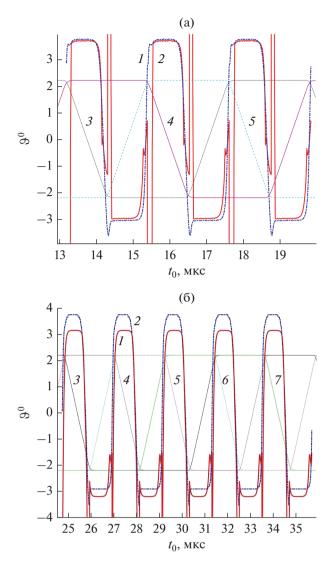


Рис. 8. Зависимость ϑ от t_0 для кольцевого генератора с тремя (а) и пятью (б) инверторами: кривая 1 соответствует формуле (53), кривая 2 – численному эксперименту, кривые 3 – невозмущенные меандры колебаний (выходные напряжения $U_{\text{вых. }k}$), приведенные для наглядности.

$$M_{k}(t) = \frac{\partial I_{k-1}^{\text{CT-H}}}{\partial U_{0,k-1}^{n}} (U_{0,k-1}(t); U_{0,k}(t)), \tag{47}$$

$$J_{k}(t) = C_{k}^{-1} \int_{t_{1}}^{t} I_{k}(t') \frac{G_{k-1}(t')}{G_{k}(t')} dt'.$$
 (48)

Тогда, учитывая (45)—(48), получаем решение для системы (44):

$$W_k^{[1]}(t) = G_k(t)W_k(t_1) - G_k(t)W_{k-1}(t_1)J_k(t), \quad (49)$$

где $W_k(t_1)$ — начальные условия. Введем коэффициенты:

$$M_{k}(t) = \frac{\partial I_{k-1}^{\text{cr-u}}}{\partial U_{\text{cr-u},k-1}^{n}} (U_{0,k-1}(t); U_{0,k}(t)), \qquad (47) \qquad F_{k} = C_{k}^{-1} \int_{t_{1}}^{\infty} \{M_{k}(t')G_{k}(t')J_{k}(t') - I_{k}(t')G_{k-1}(t')\} dt', \quad (50)$$

$$H_k = C_k^{-1} \int_{t_1}^{\infty} I_k(t') G_{k-1}(t') J_{k-1}(t') dt',$$
 (51)

$$D_k = -C_k^{-1} \int_{t_1}^{\infty} M_k(t') G_k(t') dt'.$$
 (52)

Подставляя (49)-(52) в (39), учитывая (30), выразим из (39) ϑ и получим

$$\vartheta = \frac{V_k(t_1) + V_k(t_1)D_k + V_{k-1}(t_1)F_k + V_{k-2}(t_1)H_k}{\dot{U}_{0,k}(t_1) + \dot{U}_{0,k}(t_1)D_k + \dot{U}_{0,k-1}(t_1)F_k + \dot{U}_{0,k-2}(t_1)H_k},\tag{53}$$

где $V_k\left(t_1\right) = U_k\left(t_1\right) - U_{0,k}\left(t_1\right)$. Отметим, что функции $U_k\left(t_1\right)$ и $\dot{U}_{0,k}(t_1)$ выражаются через известные величины, согласно формулам (16) и (12).

На рис. 8а и 8б приведены зависимости величины фазового сдвига ϑ от момента времени начала действия помехи t_0 для кольцевых генераторов, состоящих из трех и пяти инверторов. Продолжительность помехи составляла $T_{\text{пом}} = 0.01\,T$, а амплитуды всех ЭДС, задающих помеху, $\mathscr{E}_k = 0.1\,$ В. Для наглядности на данных графиках также изображены меандры колебаний. Графики сдвига фаз на рис. 8а и 8б периодические с периодами T/3 и T/5 соответственно, что является следствием циклической симметрии кольцевых генераторов.

Сравнивая результаты численных расчетов с результатами формулы (53), можно сделать вывод, что формула (53) дает хорошее приближение в тех областях, где происходит нарастание или спад фронта выходного напряжение $U_{\text{вых},k}$ на каком-либо инверторе. В областях же, где хотя бы у одного из инверторов происходит переход напряжения к уровню логического нуля или уровню логической единицы аналитическая, формула (53) не дает корректных результатов. Скорее всего, в данных областях не выполняется условие малости $U_{0,k} \gg V_k$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложена постановка задачи о нахождении фазового сдвига меандра автоколебательной системы, происходящего под воздействием внешних электромагнитных помех.

Задача о нахождении фазового сдвига кольцевого генератора в общем случае является нелинейной. Однако мы показали, что данную задачу при ряде предположений можно линеаризовать, что является существенным упрощением. Предлагаемый нами аналитический метод приближенного нахождения фазового сдвига в случае кольцевого генератора включает в себя множество малых параметров, поэтому достаточно сложно оценить границы его применимости. Однако было показано, что в общем случае аналитический подход дает неплохие результаты в областях, где происходит нарастание фронта информационного сигнала

(логической единицы). В данных областях продемонстрировано соответствие численных расчетов и предлагаемых аналитических формул.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Becchetti S., Richelli A., Colalongo L., Kovacs-Vajna Z. // Electronics. 2019. V. 8. №. 10. P. 1181. https://doi.org/10.3390/electronics8101181
- Liu G., Zhao P., Qin Y. et al. // Energies. 2020. V. 13.
 № 5. P. 1130. https://doi.org/10.3390/en13051130
- 3. *Mathur P., Raman S.* // J. Electronic Materials. 2020. V. 49. № 5. P. 2975. https://doi.org/10.1007/s11664-020-07979-1
- 4. *Gupta S., Tai N.H.* // Carbon. 2019. V. 152. P. 159. https://doi.org/10.1016/j.carbon.2019.06.002
- Drexler P., Čáp M., Fiala P. et al. // Sensors. 2019. V. 19.
 № 4. P. 923.
 https://doi.org/10.3390/s19040923
- Вдовин В.А., Кулагин В.В., Черепенин В.А. // Электромагнитные волны и электрон. системы. 2003. Т. 8. № 1. С. 64.
- Пирогов Ю. А., Солодов А. В. // Журн. радиоэлектроники. 2013. № 6. http://jre.cplire.ru/jre/jun13/15/text.html.
- Зиглин С.Л., Репецкая Л.В., Черепенин В.А. // Электромагнитные волны и электрон. системы. 2008. Т. 13. № 6. С. 16.
- 9. *Glazunov P., Vorobeva E., Vdovin V. et al.* // 2020 7th All-Russian Microwave Conf. (RMC). Moscow. 25–27 Nov. N.Y.: IEEE., 2020. P. 273. https://doi.org/10.1109/RMC50626.2020.9312353
- 10. *Глазунов П.С., Воробьева Е.А., Вдовин В.А., Сленков А.И.* // Журн. радиоэлектроники. 2019. № 11. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2019.11.20
- 11. Вдовин В.А. Гераськин А.А., Горбоконенко П. А. и др. // Журн. радиоэлектроники. 2020. № 11. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.11.13
- 12. *Дворников О., Шульгевич Ю.* // Совр. электроника 2009. № 6. С. 52.
- 13. *Микушин А.В., Сажнев А.М., Сединин В.И.* Цифровые устройства и микропроцессоры. СПб.: БХВ-Петербург, 2010.
- Бройдо В.Л. Вычислительные системы, сети и телекоммуникации. СПб.: ИД "Питер", 2003.
- 15. Datasheet: PIC32MZ Embedded Connectivity with Floating Point Unit (EF) Family. Chandler: Microchip Technology Inc., 2015–2019. 760 p.

_ НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

УЛК 796.015.59

ДЕТЕКТОР УГАРНОГО ГАЗА С МНОГОКАНАЛЬНЫМ РЕЖИМОМ ОПОВЕЩЕНИЯ

© 2022 г. П. С. Мартьянов*

Научно технологический центр уникального приборостроения РАН, ул. Бутлерова, 15, Москва, 117342 Российская Федерация *E-mail: La3232@mail.ru
Поступила в редакцию 25.01.2022 г.

Поступила в редакцию 25.01.2022 г. После доработки 25.01.2022 г. Принята к публикации 08.02.2022 г.

Представлено описание устройства, которое регистрирует концентрацию угарного газа в воздухе в бытовых помещениях. Отмечено преимущество перед оптическими методами измерения. Особенностью данного устройства является возможность работы в удаленном режиме, при котором дистанционно получается информация о концентрации угарного газа. Эта особенность особенно актуальна для быстрого предупреждения людей, которые могут быть подвергнуты воздействию опасного вещества.

DOI: 10.31857/S0033849422080113

ВВЕДЕНИЕ

Выявление угарного газа (монооскида углерода, СО) на сегодняшний день остается важной задачей. Случаи утечки могут возникать при отоплении помещения печью, на опасных производствах, при горении угля или дерева, также выхлопе автомобиля и др. При попадании в дыхательные пути молекулы СО связываются с молекулами гемоглобина в крови. В результате чего образуется карбоксигемоглобин, который препятствует транспортировке кислорода по кровеносной системе, таким образом, блокируются клеточное дыхание [1, 2]. У человека появляется головокружение, головная боль, тошнота, одышка, удушье, потеря сознания, кома. Угарный газ не обладает цветом и запахом и его очень сложно определить без специализированных устройств, следовательно, наблюдение за его концентрацией является важной задачей в промышленности и бытовых условиях.

Концентрация СО в воздухе измеряется в процентах, мг/м³ и ppm. Допустимая концентрации угарного газа составляет до 50 ppm (однако в разных литературных источниках этот показатель может незначительно отличаться), это максимальная концентрация, которую можно сравнительно безопасно переносить, находясь около источника в течение 8 ч. Человек при этом может испытывать легкую головную боль [2], более высокие содержания могут быть опасны для здоровья.

Цель данной работы — создать устройство для определения концентрации угарного газа с учетом допустимой концентрации, времени воздей-

ствия и возможностью многоканального оповещения.

1. ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ УГАРНОГО ГАЗА

В большинстве случаев для определения монооксида углерода используются оптические методы и регистрация с помощью датчиков.

Оптический метод предполагает использование инфракрасных фурье-спектрометров, которые состоят из излучателя, приемника, интерферометра Майкельсона и электроники, обрабатывающей полученные данные [3]. Данный метод отличается высокой точностью обнаружения вещества, однако он обладает следующими существенными недостатками.

- 1. Для работы с оптическими спектрометрами нужен определенный навык, поэтому данный метод не подходит для неопытных пользователей.
- 2. Оптические устройства имеют большие габариты, что затрудняет использование этого метода в бытовых условиях.
- 3. Стоимость фурье-спектрометров довольна высока.

Определения газа с помощью датчиков, подразумевает использование специализированных детекторов СО. Данные устройства многофункциональны и обычно содержат звуковое, световое оповещение, жидкокристаллический индикатор (ЖКИ) и другие встроенные системы. Функционирование датчиков, основано на физико-хими-

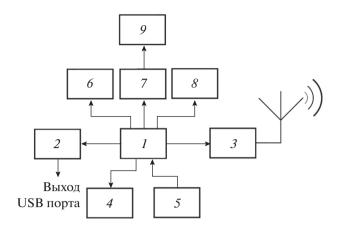


Рис. 1. Структурная схема многофункционального детектора CO: 1 — микроконтроллер, 2 — преобразователь интерфейсов USB/UART, 3 — GSM-модуль с антенной, 4 — жидкокристаллический индикатор, 5 — датчик угарного газа, 6 — светодиод, 7 — блок генерации низкочастотных пульсаций, 8 — звуковой динамик, 9 — виброманжета.

ческих процессах, которые возникают при контакте газа с чувствительным элементом. Датчики СО могут быть трех видов: инфракрасные, полупроводниковые и электрохимические. В большинстве случаев такие датчики состоят из основания (корпуса), подложки, чувствительного элемента, подводящего провода.

2. РАЗРАБОТКА УСТРОЙСТВА

На сегодняшний день на рынке радиоэлектронных устройств мониторинга окружающей среды представлены различные модели детекторов угарного газа. Проведенные исследования моделей марки МЕГЕОН 08005, Bradex, Кенарь GD100-CN, Даджет МТ-8056, а также их аналогов показали, что основными недостатками являются: отсутствие возможности дополнительного оповещения о концентрации монооксида углерода через GSM-канал, отсутствие подключения к персональному компьютеру (ПК), а также других способов предупреждения об опасности.

В предлагаемом нами устройстве обнаружения угарного газа были предложены оригинальные конструктивные решения, которые не встречаются в упомянутых выше приборах. Данные решения подразумевают использование радиоканала стандарта GSM для возможности удаленного оповещения пользователя. Этот процесс осуществляется путем отправления СМС-сообщений с устройства на мобильный телефон абонента. Оповещение через радиоканал может использоваться, к примеру, на опасных производствах для своевременного предупреждения диспетчера. Кроме того, в предлагаемом детекторе предусмотрено подключение через USB-порт для возможности связи с ПК

через кабель для дополнительного оповещения. В устройстве имеется также блок генерации низкочастотных пульсаций, который в свою очередь соединен с виброманжетой для тактильного предупреждения о превышении уровня СО. Данное новшество может использоваться для людей с ограниченными возможностями.

В отличие от ранее разработанного в НТЦ УП РАН детектора СО, новое устройство имеет следующие конструктивные особенности:

- 1) GSM-модуль интегрирован в состав печатной платы и расположен внутри корпуса устройства;
- 2) используется более мощный по производительности, обработки информации и количеству интерфейсов микроконтроллера (МК), что позволило использовать больше периферии;
- 3) управляющая программа для МК является более функциональной, что позволяет экономить энергопотребление прибора.

Для реализации предложенной идеи была разработана структурная схема устройства (рис. 1).

Был проведен анализ существующей элементной базы, в результате которого в качестве элемента управления выбран восьмиразрядный МК семейства AVR, модели ATmega 2560 (1), который имеет достаточное количество интерфейсов для подключения вспомогательных элементов. Аналоговый сигнал с датчика CO модели MQ-07 (5) поступает на вход МК, где после соответствующей обработки пересылает обработанные цифровые данные на преобразователь USB/UART (2), также данные передаются на жидкокристалличекого индикатора (4) и GSM-модуль модели SIM 800 (3), который позволяет осуществлять прием и передачу информации в сети мобильной связи стандарта GSM 900/1800/1900 МГц. Для оповещения о превышении допустимой концентрации газа использовался светодиод и звуковой динамик, которые были подключены к свободным цифровым выводам МК. Также МК был подключен к блоку генерации низкочастотных импульсов (7), который передавал синтезируемый сигнал на виброманжету (9) в случае превышения предельного уровня газа. Данную виброманжету надевали на запястье пользователя для передачи низкочастотных колебаний. Это усовершенствование предназначено для людей с нарушением слуха. Сигнал о превышении допустимого уровня монооксида углерода возникал при достижении концентрации 200 ppm.

Внешний вид используемого модуля представлен на рис. 2.

Для реализации предложенного алгоритма работы устройства была написана программа на языке программирования Си и Си++. Данная программа загружалась в энергонезависимую память МК, что позволяло ее обновлять в том случае, если нужно было внести изменения в сам код [5].



Рис. 2. Фотография GSM модуля SIM 800L.



Рис. 4. Фотография печатного узла детектора СО.

Управляющая программа реализует алгоритм дистанционного оповещения, принцип которого заключается в следующем. Для того чтобы получить информацию о концентрации СО, пользователь делает набор на телефонный номер СИМ-карты, которая расположена в детекторе, далее GSM-модуль принимает вызов, фиксирует номер, сбрасывает звонок и отправляет СМС с информацией на мобильный телефон абонента. Достоинство предложенного алгоритма в том, что нет конкретной привязки к телефонному номеру абонента, т.е. любой пользователь, зная номер СИМ-карты в детекторе, может узнать информацию. Схема алгоритма оповещения представлена на рис. 3.

Для того чтобы найти параметры электрорадиоэлементов было произведено моделирование отдельных аналоговых узлов, затем спроектирована печатная плата. Внешний вид печатного узла показан на рис. 4.



Рис. 3. Схема алгоритма оповещения в дистанционном режиме.



Рис. 5. Фотография макета.

На рис. 5 представлен внешний вид многофункционального детектора, разработанного в НТЦ УП РАН.

Основные технические характеристики разработанного макета устройства следующие:

Напряжение питания +7...+9 В.

Ток потребления до 400 мA, с подключенным сотовым модулем до 2 A.

Стандарт мобильной сети — GSM с поддержкой трех диапазонов: 900/1800/1900~MГц.

Диапазон чувствительности 0...10000 ррт.

Диапазон рабочих температур устройства –20...+50°C

Габариты корпуса макета (длина \times ширина \times высота) $100 \times 120 \times 30$ мм.

Таблица 1. Сравнение результатов эксперимента

	Показания, ррт			
№ измерения	разработанный детектор	детектор CMA-04 Espada		
1	250	255		
2	249	251		
3	252	250		
4	255	253		
5	260	255		
6	258	263		
7	260	261		
8	261	264		
9	261	264		
10	263	264		
Среднее и отклонение	257.2 ± 5.05	258 ± 5.7		

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Был проведен пробный эксперимент по сравнению показаний концентрации угарного газа, полученных с помощью разработанного устройства и стандартного детектора СМА-04 Espada. Измерения проводились в закрытом боксе, источником СО был выхлоп работающего двигателя автомобиля. Регистрация показаний наблюдалась на индикаторах устройств. Детекторы производили измерения одновременно с интервалом 30 с. Было проведено 10 измерений, результаты представлены в табл. 1.

Для сравнения показаний использовался *t*-критерий Стьюдента. Данный критерий вычисляется по приведенной ниже формуле:

$$t = \frac{M_1 - M_2}{\sqrt{q_1^2 + q_2^2}} \sqrt{n} = 0.33,\tag{1}$$

где M_1 и M_2 — средние арифметические показания разработанного и стандартного детектора соответственно. q_1, q_2 — средние квадратичные отклонения, n — количество измерений.

Число степеней свободы выбиралось по формуле

$$V = 2n - 2 = 18. (2)$$

Уровень значимости выбираем $\alpha=0.01$. Для значений $\alpha=0.01$ и V=18 из таблицы распределения Стьюдента выписываем критическое значение $T_{\rm крит}=2.85$. Так как значение t меньше значения t то наблюдаемые отличия не являются существенными по приведенному критерию [6]. Следовательно, показания концентрации угарного газа разработанного детектора сравнимы с показаниями стандартного (заводской модели).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам работы можно выделить основные достоинства разработанного устройства детектора угарного газа.

- 1. Показана возможность реализации устройства мониторинга мнооксида углерода, который может работать в нескольких режимах одновременно дистанционное оповещение, вывод показаний на ЖКИ, тактильное предупреждение, получение результатов на ПК, что может быть использовано в научных и практических целях.
- 2. По результатам проведенных экспериментов сделан вывод о достоверности показания концентрации угарного газа.
- 3. Предложен оригинальный алгоритм дистанционного оповещения в процессе работы, в результате чего существенно экономится энергопотребление.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Сидельникова А.В., Сысуев Е.Б., Князев В.С. // Успехи современного естествознания. 2013. № 9. С. 101.
- Зобнин Ю.В. // Альманах сестринского дела. 2010. Т. 3. № 2-4. С. 10.
- 3. Padgett M.J., Harvey A.R. // Review of Scientific Instruments. 1995, V. 66, № 4. P. 2807.
- 4. *Kramer H.J.* Observation of the Earth and Its Environments: Survey of Missions and Sensor. Heidelberg: Springer-Verlag, 2002. P. 1233.
- 5. Мартьянов П.С. // РЭ. 2018. Т. 63. № 11. С. 1197.
- 6. *Шорохова И.С., Кисляк Н.В., Мариев О.С.* Статистические методы анализа. Екатеринбург: Изд-во Уральского ун-та, 2015, С. 300.

_____ ХРОНИКА —

К 90-ЛЕТИЮ ВЛАДИМИРА ГРИГОРЬЕВИЧА ШАВРОВА

DOI: 10.31857/S0033849422080186



5 августа 2022 года исполнилось 90 лет со дня рождения Владимира Григорьевича Шаврова — крупного российского ученого в области физики магнитных явлений, члена редколлегии журнала "Радиотехника и электроника", заведующего лабораторией магнитных явлений в микроэлектронике Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, доктора физико-математических наук, профессора.

В.Г. Шавров родился в г. Томске. После окончания физико-математического факультета Уральского госуниверситета в 1955 г. он начал работать в Институте физики металлов АН СССР (г. Свердловск) в Отделе теоретической физики, возглавляемом академиком С.В. Вонсовским. В 1968 г. Владимир Григорьевич перешел на работу в Институт радиотехники и электроники АН СССР (ныне — ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), где продолжает успешно трудиться по сей день. В 1965 г. защитил кандидатскую диссертацию, а в 1988 г. — докторскую, в 1992 г. ему присвоено звание профессора. С 1997 г. и по настоящее время Владимир Григорье-

вич является заведующим лабораторией физики магнитных явлений в микроэлектронике. Следует отметить, что с тех пор, как было введено соревнование между лабораториями Института (ПРНД), она ежегодно занимает первое место.

В 1970—1990 гг. под руководством В.Г. Шаврова были исследованы новые типы линейных и нелинейных волновых процессов в магнетиках, обусловленные взаимодействием спиновой, упругой и электромагнитной подсистем, а также их аномальное поведение вблизи магнитных фазовых переходов. В 1996 г. под его руководством начата работа по изучению возможности управления размером и формой ферромагнитных сплавов с эффектом памяти формы с помощью магнитного поля. В последнее время в лаборатории проводятся работы по исследованию сплавов с эффектом памяти формы, управляемым магнитным полем или температурой, на микро- и наноразмерном уровне. Исследуется возможность создания с их помощью новой технологии трехмерного манипулирования нанообъектами, в частности углеродными нанотрубками и наночастицами различной природы. Ведутся также работы по созданию высокочувствительных магнитометров. Достигнута чувствительность 10^{-9} Э, рекордная для магнетометров, работающих без криогенного охлаждения.

В.Г. Шавров – один из ведущих специалистов страны в области физики магнитных явлений, в частности, в области магнитных материалов, магнитоупругости и магнитоакустики. Им опубликовано более 1400 научных работ (из них свыше 400 статей в журналах, 12 монографий, 10 обзоров, 15 патентов РФ). В составе коллектива авторов Владимир Григорьевич опубликовал монографии: "Нелинейные колебания в задаче возбуждения гиперзвука" (Сыктывкар, 2021); "Спиновые волны в средах с обменом и диссипацией" (М.: Физматлит, 2021); "Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации" (М.: Физматлит, 2019); "Связанные волны в магнетиках" (М.: Физматлит, 2019); "Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода" (М.: Физматлит, 2018); "Магнитостатические и электромагнитные волны в сложных структурах" (М.: Физматлит, 2017); "Влияние взаимодействия подсистем на динамические свойства магнетиков)" (М.: Физматлит, 2016); "Магнитостатические волны в неоднородных полях" (М.: Физматлит, 2016); "Динамические и кинетические свойства магнетиков" (М.: Наука, 1986).

Владимиром Григорьевичем создана большая научная школа — среди его учеников 16 кандидатов и 11 докторов наук. Несмотря на многочисленные трудности, он сохранил и преумножил руководимый им научный коллектив, наладил творческое взаимодействие со многими научными центрами в России и за рубежом. На конкурсе Президента РФ в 2006 г. руководимая им научная школа признана ведущей в РФ. За цикл работ по магнитоакустике в 1986 г. Владимиру Григорьевичу присуждена Госпремия Украинской ССР, трижды (в 1994, 1997 и 2000 гг.) ему присуждалась Государственная научная стипендия.

Владимир Григорьевич ведет большую научнообщественную работу. Он является членом редколлегий журналов: "Радиотехника и электроника", "Физика металлов и металловедение", "Журнал радиоэлектроники", "Фазовые переходы, межфазные границы и наноматериалы" и "Челябинский физико-математический журнал", членом Ученых и диссертационных советов Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН и Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского, членом бюро магнитной секции Научного совета РАН по физике конденсированного состояния и членом Научного совета РАН по акустике. В.Г. Шавров является научным руководителем двух совместных лабораторий ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН с Челябинским государственным университетом и Новгородским государственным университетом им. Ярослава Мудрого.

Под руководством В.Г. Шаврова в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН действует Научно-образовательный центр (НОЦ) "Магнитоэлектроника и нанофизика", который объединяет более 30 преподавателей, молодых ученых, аспирантов и студентов ведущих вузов и активно работает в рамках грантов РНФ, РФФИ и Министерства образования и науки РФ (www.nanophys.ru). Под его руководством проводится также инновационная работа. Созданы три малых инновационных предприятия, выполняющих НИОКР по грантам Фонда содействию малому бизнесу в научно-технической сфере и других.

Владимир Григорьевич — яркая привлекательная личность и в то же время скромный и располагающий к себе человек. У него большая прекрасная семья и сотни друзей в самых разных концах нашей страны и далеко за ее пределами.

Редакция и редколлегия журнала, друзья и коллеги сердечно поздравляют Владимира Григорьевича с юбилеем и желают ему крепкого здоровья, счастья и дальнейших творческих успехов.

_____ ХРОНИКА —

К 75-ЛЕТИЮ АЛЕКСАНДРА СТЕПАНОВИЧА БУГАЕВА

DOI: 10.31857/S0033849422080174



25 августа 2022 г. исполняется 75 лет со дня рождения Александра Степановича Бугаева — крупного российского ученого, члена редколлегии журнала "Радиотехники и электроника", доктора физикоматематических наук, профессора, академика РАН.

А.С. Бугаев родился в Горловке Донецкой области. В 1965 г. он поступил на факультет физической и квантовой электроники Московского физикотехнического института (МФТИ), а по окончании его стал аспирантом МФТИ и в 1974 г. защитил кандидатскую диссертацию. Руководителем его дипломной работы и кандидатской диссертации был Ю.В. Гуляев, которого Александр Степанович считает своим учителем.

В 1984 г. А.С. Бугаев защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, в 1994 г. был избран членом-корреспондентом, а в 2000 г. — действительным членом РАН.

Почти вся трудовая деятельность Александра Степановича связана с МФТИ. Он вложил много сил в становление и развитие кафедры твердотельной электроники и радиофизики, а в настоящее время А.С. Бугаев возглавляет кафедру вакуумной электроники и одновременно является научным руководителем Центра открытых систем и высоких технологий. В Центре проводятся научные исследования в области информатики; студенты и аспиранты обучаются теории и практике разработки больших информационно-аналитических систем.

Александр Степанович также руководит лабораторией волновой электроники Института радиотехники и электроники РАН, где проводятся исследования по физике низкоразмерных систем.

А.С. Бугаев является ведущим специалистом в области физики конденсированного состояния, а также информационных технологий и коммуникационных систем. В области акустоэлектроники им были созданы теоретические основы и проведено моделирование разогревных акустоэлектронных явлений в полупроводниках и распространения акустических волн в низкочастотных переменных внешних полях в условиях, близких к резонансным. В рамках квазидинамической модели пространственно двумерных процессов исследованы явления переноса неравновесной электронно-дырочной плазмы полупроводников акустической волной.

Обширный цикл исследований был выполнен А.С. Бугаевым в области спинволновой электроники и магнитооптики. Была построена теория взаимодействия быстрых упругих волн с магнитостатическими волнами в слоистых структурах; предсказано возникновение связанных магнитоупругих волн и возможность их фильтрации вследствие резонансного взаимодействия ультразвуковых и магнитостатических волн. Развиты теория и методики возбуждения гиперзвуковых волн дипольно-обменными магнитостатическими колебаниями; предложены способы усиления магнитостатических и быстрых магнитоупругих волн дрейфом электронов в слоистой структуре феррит—полупроводник.

На основе работ А.С. Бугаева созданы приборы нового типа: высокочувствительные детекторы акустических и магнитостатических волн; СВЧ-резонаторы, генераторы и модуляторы, линии задержки, преобразователи, полоснопропускающие и заграждающие фильтры; расширители и ограничители динамического диапазона; устройства свертки,

преобразования Фурье и корреляционной обработки сигнала.

Александр Степанович внес большой вклад в разработку и производство молекулярно-электронных датчиков движения, в том числе сейсмографов, геофонов и других аналогичных приборов.

А.С. Бугаев ведет большую общественно-научную деятельность. Он является членом бюро Отделения нанотехнологий и информационных технологий РАН; вице-президентом Всероссийского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи им. А.С. Попова, членом Российской секции Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике (IEEE), главным

редактором журнала "Успехи современной радиоэлектроники".

За большие научные достижения А.С. Бугаев удостоен званий лауреата премии Ленинского комсомола за 1974 г., Государственной премии РФ в области науки и техники за 2003 г., премии Правительства РФ в области науки и техники за 2006 и 2012 гг., премии Правительства РФ 2009 г. в области образования.

Редколлегия и редакция журнала, друзья и коллеги сердечно поздравляют Александра Степановича Бугаева с юбилеем и желают ему здоровья, счастья и новых творческих успехов.