

СОДЕРЖАНИЕ

Том 67, номер 12, 2022

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Особенности применения метода перенормировки с ограничением к изображениям со спекл-шумом

А. В. Кокошкин 1167

Метод внедрения и определения подлинности информации в сигнале цифрового изображения по маркеру

Е. А. Пухова, В. Ю. Верещагин 1179

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

Экситонный вклад в фотоиндуцированную гига- и терагерцовую диэлектрическую проницаемость полупроводников

В. С. Бутылкин, П. С. Фишер, Г. А. Крафтмахер, Ю. Н. Казанцев, Д. С. Каленов, В. П. Мальцев, М. П. Пархоменко 1185

Исследование ультразвукового поля в акустооптическом кристалле акустическими методами

С. А. Титов, А. С. Мачихин, В. Э. Пожар, М. Ф. Булатов 1192

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

Лазерное считывание радиосигналов с устройств на поверхностных акустических волнах

В. А. Комоцкий 1200

Акустическое двулучепреломление в составном магнитоакустическом резонаторе

Н. И. Ползикова, С. Г. Алексеев 1210

ЭЛЕКТРОНИКА СВЧ

Применение метода конструкторско-технологической оптимизации для повышения надежности субгармонического смесителя сверхвысокочастотных радиосигналов на базе резонансно-туннельного диода

К. В. Черкасов, С. А. Мешков, М. О. Макеев, В. Д. Шашурин, Б. В. Хлопов 1216

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

Экспериментальные исследования оптических характеристик акустооптического фильтра, работающего в диапазоне 450...1700 нм

В. И. Батшеев, А. Б. Козлов, М. О. Шарикова, А. С. Мачихин, Г. Н. Мартынов, А. В. Горевой, С. В. Боритко, В. А. Ломонов, Н. А. Моисеева 1220

Лазерные системы на АИГ:Nd³⁺ для морского лидара ультрафиолетового диапазона

А. И. Ляшенко, Е. М. Володина, Ю. А. Гольдин, Б. А. Гуреев 1227

π -контакты в ячейках адиабатической сверхпроводниковой логики

И. И. Соловьев, Г. С. Хисматуллин, Н. В. Кленов, А. Е. Щеголев 1232

Авторский указатель

1245

**ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ
ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ**

УДК 621.396

**ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ПЕРЕНОРМИРОВКИ
С ОГРАНИЧЕНИЕМ К ИЗОБРАЖЕНИЯМ СО СПЕКЛ-ШУМОМ**

© 2022 г. А. В. Кокошкин*

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация***E-mail: shvarts65@mail.ru*

Поступила в редакцию 05.03.2022 г.

После доработки 28.06.2022 г.

Принята к публикации 20.07.2022 г.

Представлено применение метода перенормировки с ограничением (МПО) для подавления спекл-шума цифровых изображений. Тестирование метода происходит на различных видах изображений, полученных с помощью радиолокационной системы с синтезированием апертуры антенны (РСА), гидролокации и медицинских ультразвуковых исследований. Принципиальная возможность существенного снижения уровня спекл-шума обнаружена вследствие того, что МПО перенормирует спектр акустического изображения к модели универсального опорного спектра (УОС), которая является моделью спектра оптического изображения “хорошего” качества. Для повышения общей резкости после применения МПО рекомендовано использовать дополнительную обработку, подходящую к каждому конкретному виду изображений. Предложено оценивать степень подавления спекл-шума с помощью среднеквадратичного отклонения от изображения, усредненного по плавающему окну (спрайту). Проведенное исследование позволяет сделать вывод, что применение МПО к различным цифровым изображениям позволяет существенно снизить присущий им спекл-шум.

DOI: 10.31857/S0033849422120075

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время при решении прикладных задач во многих областях человеческой деятельности, как правило, объектом исследования специалистов являются цифровые изображения. Например, радиолокационные системы с синтезированием апертуры антенны (РСА) чрезвычайно широко используются в различных технологиях дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ). С помощью РСА можно получать радиолокационные изображения (РЛИ) поверхности Земли вне зависимости от наличия облачности и времени суток. Важным параметром РСА является длина волны сигнала, которая определяет, насколько далеко излучение может проникнуть в исследуемую среду. В некотором смысле родственным РСА по природе формирования цифровых изображений являются гидролокационные системы бокового обзора [1]. Таким образом, РСА (в широком смысле) используют в большом количестве прикладных задач, таких как: экология, природные ресурсы, археология, сельское хозяйство, чрезвычайные ситуации, промышленная и оборонная безопасность. В то же время принципы гидролокации широко используются не только практически во всех перечисленных выше областях, но и при медицинских ультразвуковых ис-

следованиях (УЗИ). Необходимо отметить, что для всех перечисленных выше изображений характерно наличие мешающего объективному анализу мультипликативного спекл-шума. Он возникает из-за интерференции волн, вызванной множественным рассеянием от малых, относительно элемента разрешения, отражателей. Спекл-шум проявляется в виде светлых пятен (и ярких точек), случайным образом разбросанных по всему изображению. Поэтому спекл-картину называют “зернистостью” или “гранулярной” структурой изображения. В отличие от радиолокационных систем с синтезированием апертуры антенны, которые используют для зондирования Земли из космоса, у гидролокационных комплексов изменение рельефа от точки к точке может быть соизмеримо с дальностью до объекта зондирования. Вследствие этого увеличивается вероятность того, что на одной и той же дальности окажется сигнал, отраженный от целей на разных углах прихода. Это приводит к усреднению сигналов, отраженных от разных участков [1]. Данная особенность увеличивает вероятность появления дополнительных спекл-шумов. Таким образом, подавление спекл-шума на изображениях является актуальной задачей практически во всех системах дистанционного зондирования.

Все методы подавления спекл-шума имеют своей целью освободить изображение от паразитных шумов и артефактов, выделить границы исследуемых сред и объектов. Данная статья посвящена цифровой обработке уже полученных изображений, в ней не рассматриваются вопросы борьбы со спекл-шумом с помощью различных технических средств повышения качества визуализации (в аппаратной части системы). Для решения конкретных прикладных задач создано большое количество алгоритмов цифровой обработки изображений. В одних случаях применяются медианная фильтрация и локально-усредняющие пространственные фильтры, в других – алгоритмы винеровской, калмановской или гомоморфной фильтрации. Кроме того, для борьбы со спекл-шумом, используются методы с вейвлет-преобразованиями и фрактальным кодированием [1–5].

Цель данной работы – показать, что недавно разработанный оригинальный метод перенормировки с ограничением (МПО) [6–9], помимо особенностей, отмеченных в более ранних публикациях, еще и существенно снижает спекл-шум на цифровых изображениях.

Изначально МПО создавали для решения задач восстановления изображений, искаженных известной аппаратной функцией (АФ), при наличии неизвестных помех и шума [6, 7]. Метод перенормировки с ограничением восстанавливает изображения, искаженные как АФ с осесимметричным спектром, так и с анизотропной АФ типа “смаз”. Причем модифицированный МПО может эффективно работать и без определения вида и параметров искажающей аппаратной функции [10]. МПО хорошо проявил себя при работе со спектрально-локальными помехами, и показал устойчивость к воздействию аддитивного шума [11].

При тестировании МПО на различных изображениях выяснилось, что применение этого метода значительно подавляет мультипликативный спекл-шум [9]. Объяснить это можно тем, что после применения МПО в среднем аксиально-симметричная (изотропная) часть амплитудного пространственного спектра исследуемых изображений становится подобной универсальному опорному спектру (УОС), т.е. модели спектра оптического изображения “хорошего” качества [6, 7]. Информация о контурах областей и объектов на изображении содержится не в амплитудной, а в фазовой части спектра. Таким образом, после снижения уровня спекл-шума все границы сред и локализация объектов на изображениях сохраняются. Необходимо отметить, что в этой работе все спектры и модели спектров центрированы, т.е. при визуализации спектров нулевая частота находится в центре изображения.

Для модели УОС предлагается использовать следующую формулу [7]:

$$URS(i, j) = A[B1 \exp(-G1R^{0.75}) + B2 \exp(-G2R^{0.12})], \quad (1)$$

где $A = 128$ – половина максимальной яркости, $B1 = 0.55$, $B2 = 0.45$, $G1 = 2.5$, $G2 = 1.5$, $R = i^2 + j^2$.

Краткое описание алгоритма МПО согласно [6, 12] приведено в Приложении.

В работах [9, 13] отмечено, что после применения МПО на изображениях РСА проявляется эффект “затуманивания” или легкой “размытости”. Поэтому для повышения общей резкости после применения МПО рекомендовано использовать дополнительную обработку, подходящую к каждому конкретному виду изображений. Из большого количества известных методов опытным путем для повышения общей резкости изображений были выбраны: лапласиан, подъем высоких частот спектра и нерезкое маскирование. В качестве дополнительной обработки после применения МПО были протестированы также: эквализация (выравнивание) гистограмм и гамма-коррекция, но они показали неудовлетворительные результаты. Задание (приведение) гистограмм дало положительный эффект в некоторых случаях.

В данной работе (как и в [13]) лапласиан использовался в своем классическом виде [14]. Что касается “подъема высоких частот спектра”, то эта операция состоит в следующем. Чтобы повысить различимость деталей на изображении после процедуры МПО амплитуды высоких частот спектра (ВЧ) умножаются на 1.5. При этом “ограничение” остается в силе, т.е. в окрестности низких частот (вокруг нулевой пространственной частоты) диаметром 9 пикселей значения амплитуд спектра не меняем. Еще один метод повышения резкости используемый в этой работе – “нерезкое маскирование” [14]. Он заключается в вычитании из изображения его нерезкой (размытой) копии. Т.е. сначала размывается исследуемое изображение (в нашем случае для размытия используется усредняющее плавающее окно размером 9 на 9 пикселей). Затем поэлементным вычитанием из исследуемого изображения его нерезкой копии получаем “маску”. В заключение прибавляем эту “маску” к улучшаемому изображению.

1. ПРИМЕНЕНИЕ МПО К ЦИФРОВЫМ ИЗОБРАЖЕНИЯМ

1.1. Изображение РСА

Применение МПО к изображениям РЛС с синтезированием апертуры антенны демонстрируется на примере радиолокационного изображения города Сан-Диего, США (размером 770 на 470 пикселей), полученного на официальном сайте Спутникового центра Европейского союза (The Eu-

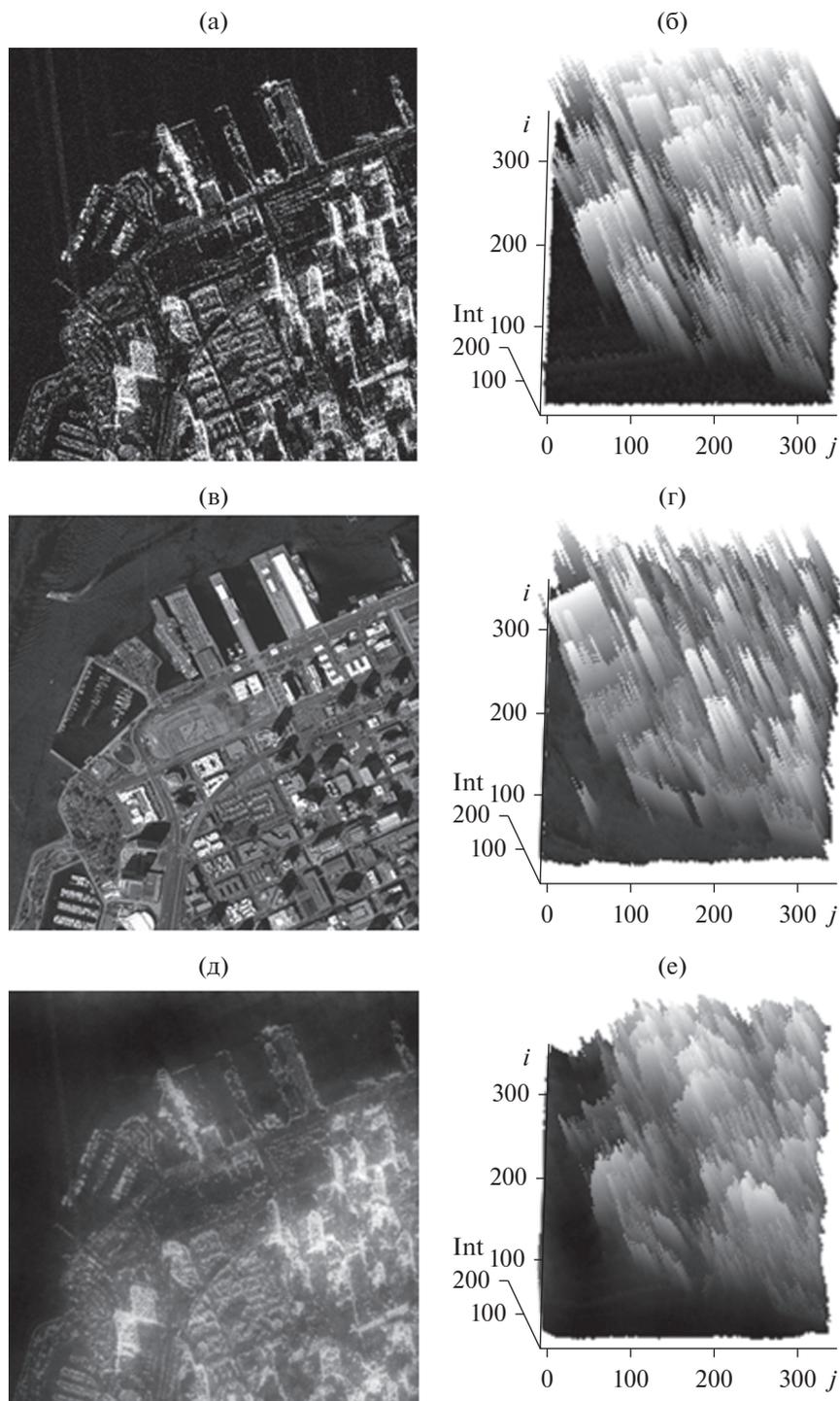


Рис. 1. Фрагменты исследуемого изображения (слева – собственно изображения, справа – объемный вид яркостей этих же изображений): а, б – РСА; в, г – оптического (прототип сцены для получения изображения РСА); д, е – РСА обработанного МПО; по вертикальной оси объемных рисунков отложены значения яркостей пикселей в градациях серого (“Int” сокращение “intensity” от нуля – черный, до 255 – белый), две оставшиеся оси объемных рисунков показывают координаты пикселей яркости на поле изображения (i, j).

European Union Satellite Centre: https://www.satcen.euroopa.eu/page/sar_course_sar.

На рис. 1а показан фрагмент (344 на 344 пикселей) упомянутого выше изображения.

Гистограммы яркостей изображений, представленных на рис. 1, показаны на рис. 2. Они нормированы на максимальное значение для каждого изображения. По горизонтальной оси

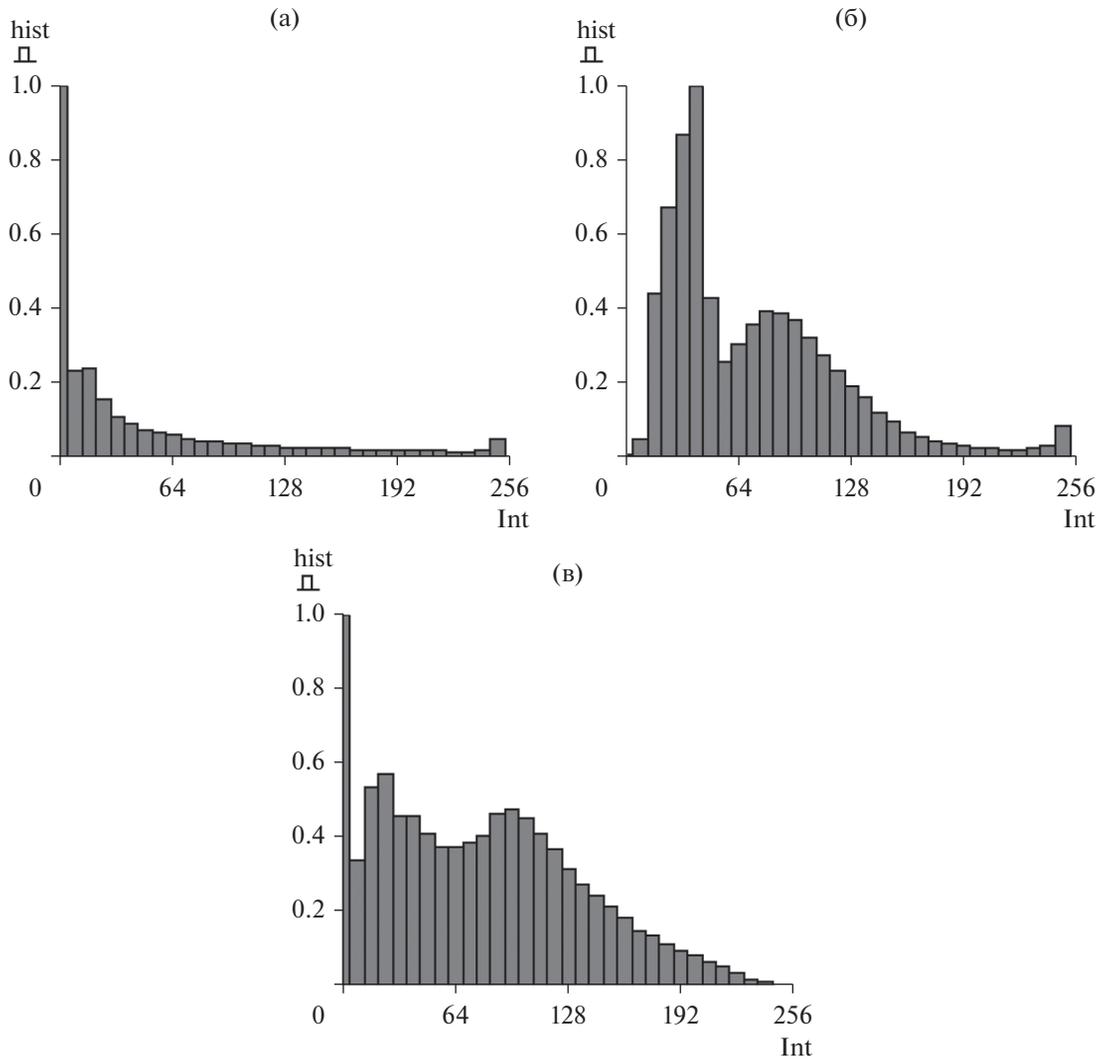


Рис. 2. Нормированные гистограммы распределения яркостей изображений: PCA (а), оптического (б), PCA, обработанного МПО (в).

отложены градации яркостей (“Int” сокращение “intensity” от 0 – черный, до 255 – белый).

Анализ рис. 1 и 2 позволяет сделать вывод о том, что по своей объемной структуре более близким к “идеальному”, чем изображение PCA (см. рис. 1б), является обработка PCA изображения с

помощью МПО (см. рис. 1е). На это же указывает и большая “схожесть” форм гистограмм яркостей рис. 2б и 2в по сравнению с рис. 2а. Это подтверждается статистическими характеристиками пространственных яркостей на исследуемых изображениях (табл. 1).

Таблица 1. Статистические характеристики пространственных яркостей на PCA изображении рис. 1а обработанном МПО и лапласианом

Значения	Тип изображения			
	OI	SAR	SAR MRL	SAR MRL L
M	85	56	99	99
S	49	65	53	55

Примечание. M (middle) – среднее значение, S (square) – среднее квадратичное отклонение (СКО), OI (optical image) – оптическое изображение, SAR (synthetic aperture radar) – PCA-изображение, SAR MRL (method of renormalization with limitation) – изображение PCA, обработанное методом перенормировки с ограничением, SAR MRL L (laplacian) – изображение PCA, последовательно обработанное методом перенормировки с ограничением и лапласианом.

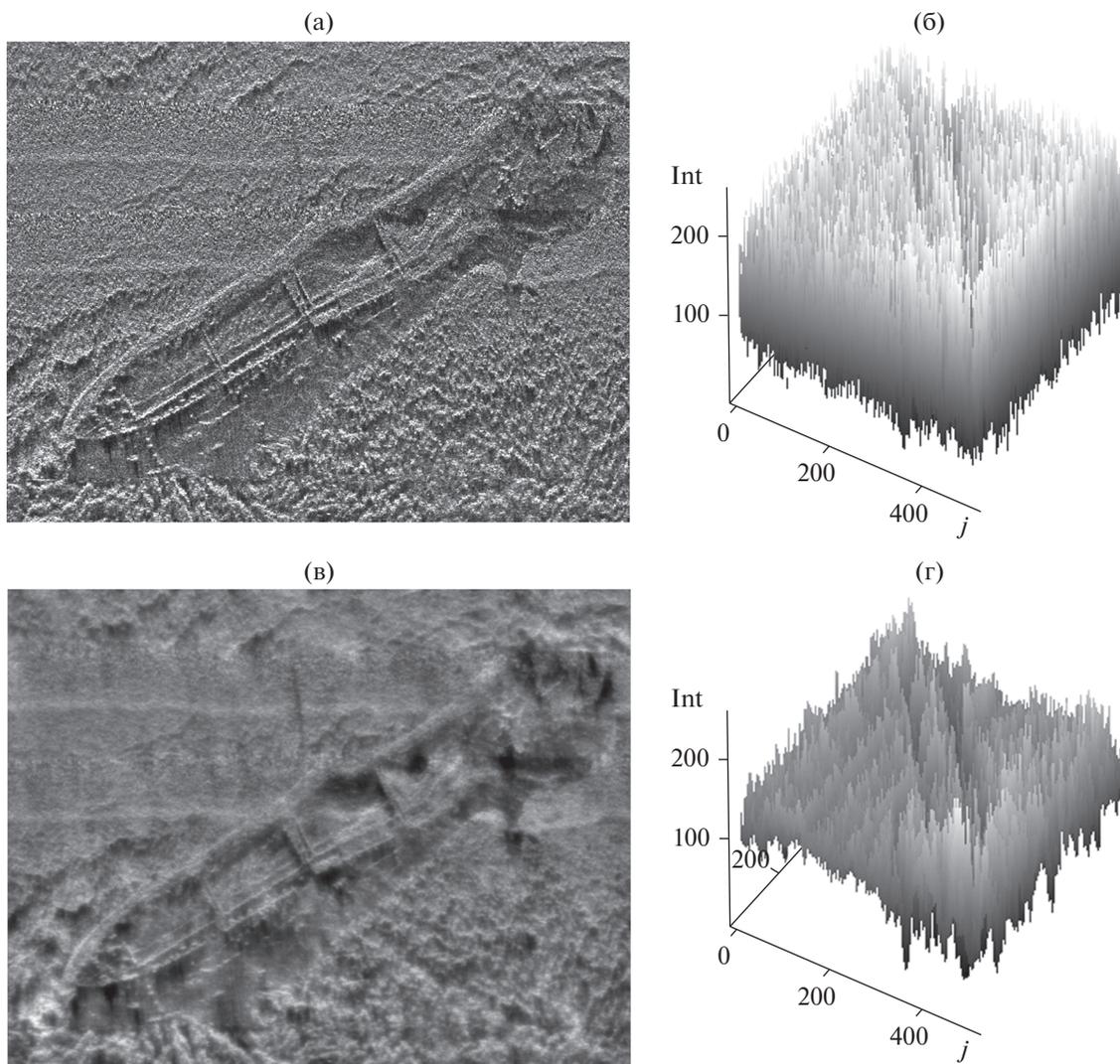


Рис. 3. Гидролокационное изображение затонувшего корабля: а, в – собственно изображения; б, г – объемный вид яркостей этих же изображений; а, б – исходное гидролокационное изображение; в, г – применение МПО к рис. 3а; по вертикальной оси объемных рисунков отложены значения яркостей пикселей в градациях серого (“Int” сокращение “intensity” от нуля – черный, до 255 – белый), две оставшиеся оси объемных рисунков показывают координаты пикселей яркости на поле изображения (i, j).

Из данных табл. 1 видно, что средние значения яркостей изображений РСА, обработанных методом перенормировки с ограничением (в том числе и с примененным последовательно лапласианом), равны 99 при 85 “идеальных”, присущих оптическому изображению, в то время как для изображения РСА средняя яркость соответственно равна 56 условных градаций яркости. Среднее квадратичное отклонение яркостей у МПО и МПО плюс лапласиан (53 и 55) тоже ближе к “идеальному” оптическому (49), чем СКО исходного изображения РСА (65).

1.2. Гидролокационные изображения

Рисунок 3а представляет собой гидролокационное изображение фрагмента морского дна с за-

тонувшим судном (размером 668 на 512 пикселей) [13], которое полученное с помощью интерферометрического гидролокатора бокового обзора (ИГБО) [15, 16], имеющего следующие технические характеристики:

- 1) разрешающая способность ИГБО по направлению движения 1.5 градуса, разрешение по наклонной дальности 0.03 м;
- 2) рабочая частота ИГБО 450 кГц;
- 3) средняя квадратичная погрешность измерения глубин ИГБО в полосе обзора до трех глубин не хуже 1% от глубины съемки, чувствительность к изменению коэффициента обратного рассеяния грунтов не менее 10%;
- 4) полоса съемки (обзора) ИГБО до 100 м на один борт;

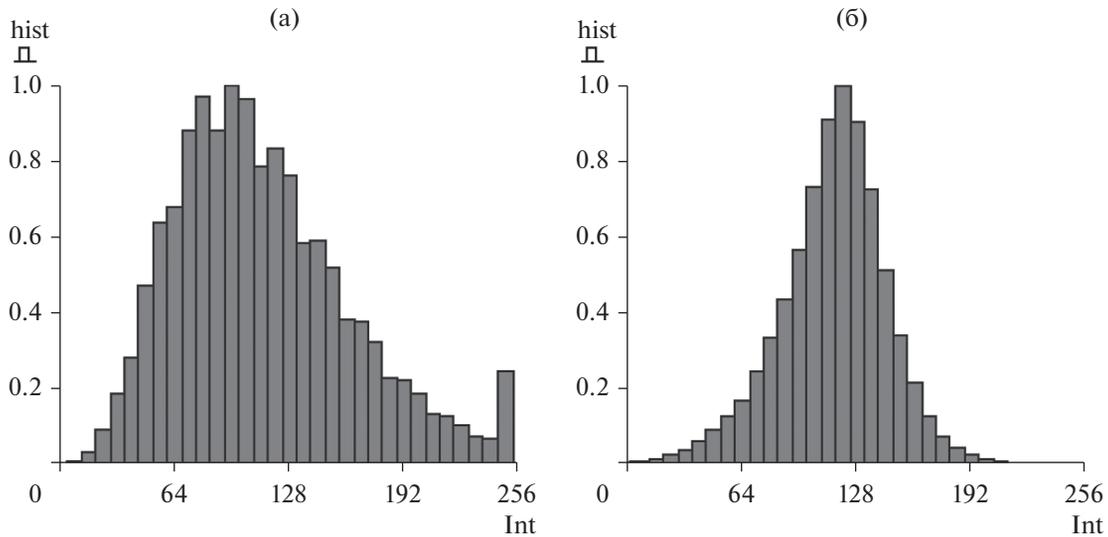


Рис. 4. Нормированные гистограммы изображений: а – для исходного гидролокационного изображения рис. 3а; б – для обработки МПО рис. 3в.

5) зондирующий сигнал – импульсный с линейно-частотной модуляцией.

В состав многофункционального гидролокационного комплекса АГКПС 100 входили дополнительные датчики:

- 1) приемник спутниковой навигации,
- 2) датчики крена дифферента и вертикальных перемещений,
- 3) гирокомпас,
- 4) измеритель скорости звука в воде.

Гидролокационную съемку проводили при движении судна по параллельным направлениям (галсам) на расстоянии 20 м между ними. Полученные на параллельных галсах акустические изображения наносили на географическую карту с учетом показаний, входящих в состав комплекса датчиков [11]. Особенностью построения карты является то, что изображения с соседних галсов не перекрываются (не происходит усреднения изображения с соседних галсов). Представленное на рис. 3а затонувшее судно имеет длину 40 м и лежит на глубине 17 м [13]. Рисунок 3в иллюстрирует применение метода перенормировки с ограничением к рис. 3а.

Рисунок 3 наглядно демонстрирует существенное снижение уровня спекл-шума после применения МПО к гидролокационному изображению. Об этом свидетельствует структура объемных изображений. Исходное изображение (см. рис. 3а, 3б) заполнено спекл-шумом по всему полю, в то время как обработка МПО (см. рис. 3в, 3г) убирает яркие точки, оставляя контуры корабля в неприкосновенности. Особый интерес представляет сравнение гистограмм яркостей этих изображений (рис. 4).

Гистограммы нормированы на максимальное значение для каждого изображения.

Нормированная гистограмма гидролокационного изображения (см. рис. 4а) имеет явно выраженный максимум, а значения яркостей растянуты по всему диапазону. Обращает на себя внимание значительное количество пикселей максимальной яркости (255 по горизонтальной оси на рис. 4а). Эти пиксели и являются спекл-шумом. Применение МПО к такому изображению в результате дает более “правильный”, в смысле подобия гауссовой кривой, вид гистограммы изображения с математическим ожиданием примерно посередине диапазона изменений яркостей (см. рис. 4б). При этом последняя гистограмма (рис. 4б) показывает отсутствие спеклов (большого количества пикселей максимальной яркости) на изображении, обработанном МПО. Это можно считать подтверждением того, что метод перенормировки с ограничением успешно борется со спекл-шумом.

Как отмечалось ранее, при подавлении спекл-шума с помощью МПО возникает эффект “затуманивания” или легкой “размытости”. Поэтому в качестве постобработки для повышения резкости используем повышение амплитуд высоких частот спектра, лапласиан и нерезкое маскирование. Для оценки снижения уровня спекл-шума были вычислены статистические характеристики значений яркостей на изображениях, обработанных МПО с дополнительными процедурами. В табл. 2 приведены средние значения, СКО по всей площади изображения, средние СКО по плавающему окну (спрайту) размером 9 на 9 пикселей. Средние СКО по спрайту более показательны для оценки подавления спекл-шума, они вычисляются не от среднего значения по всему изображению, а

как отклонение от усредненного плавающим окном уровня вокруг соответствующего пикселя.

Из данных табл. 2 можно установить, что при сохранении общего среднего значения яркостей СКО по спрайту у обработанных тем или иным способом изображений существенно меньше, чем у исходного акустического изображения. МПО с поднятием ВЧ в 1.5 раза как визуально, так и по своим статистическим характеристикам достаточно хорошо справляется с задачей повышения общей резкости изображения. Однако дальнейшая постобработка может привести к появлению артефактов, о чем свидетельствуют изменения статических характеристик и увеличение площади “белых” областей. Это проявляется и в изменениях гистограмм. Таким образом, применять дополнительные пространственные методы для увеличения резкости на подобных изображениях надо с осторожностью, однако постобработка весьма желательна для акустических изображений после применения МПО без поднятия ВЧ [13].

В других случаях это может быть не так. Акустические изображения существенно отличаются от оптических по своей структуре, а в зависимости от способа регистрации могут существенным образом отличаться и друг от друга. Поэтому методика обработки разных акустических изображений варьируется в каждом конкретном случае. В качестве второго примера используем гидролокационное изображение затонувшего корабля на фоне дна размером 3000 на 1085 пикселей (<https://www.kongsberg.com/ru/maritime/products/ocean-science/mapping-systems/sonars/SAS/>). Для наглядности и удобства работы возьмем фрагмент исходного изображения размером 1024 на 1024 пикселя (передняя часть затонувшего корабля), показанный на рис. 5а.

Для рассматриваемого нами случая гистограмма исходного акустического изображения показана на рис. 6а, а гистограмма результата применения МПО к этому изображению – на рис. 6б. Формы гистограмм на рис. 6 радикально отличаются от форм гистограмм на рис. 4. Рисунок 6 демонстрирует наличие большого количества пикселей черного цвета на изображениях (максимум вблизи нуля по горизонтальной оси). Гранулярная структура рис. 5а такова, что вся информативная часть подобных изображений представляет собой пиксели разных яркостей, разбросанные по черному фону. Применение метода перенормировки с ограничением к рис. 5а несколько трансформирует форму гистограммы. На рис. 6б видно относительное увеличение количества “ярких” пикселей по сравнению с рис. 6а. Однако форма гистограммы такого акустического изображения после применения МПО очень далека от похожей на распределение Гаусса гистограммы на рис. 4б.

Таблица 2. Статистические характеристики значений яркостей на гидролокационном изображении рис. 3а, обработанном МПО и дополнительными процедурами (лапласиан, нерезкое маскирование и МПО с повышением ВЧ в 1.5 раза)

Метод обработки	Значения		
	М	S	SS
SI	117	49	42
SI MRL	118	30	11
SI MRL L	119	34	17
SI MRL USM	118	37	20
SI MRL HFE	117	42	16
SI MRL HFE L	117	47	25
SI MRL HFE USM	117	52	30

Примечание. Здесь и в табл. 3 введены следующие обозначения: М – среднее значение, S – СКО, SS – СКО по спрайту; SI (sonar image) – исходное гидролокационное изображение, SI MRL (method of renormalization with limitation) – обработка с помощью МПО исходного изображения, SI MRL L – обработка с помощью МПО исходного изображения плюс лапласиан, SI MRL USM (unsharp masking) – обработка с помощью МПО исходного изображения плюс нерезкое маскирование, SI MRL HFE (high-frequency-emphasis filtering) – обработка с помощью МПО исходного изображения с поднятием высоких частот, SI MRL HFE L – обработка с помощью МПО исходного изображения с поднятием высоких частот плюс лапласиан, SI MRL HFE USM – обработка с помощью МПО исходного изображения с поднятием высоких частот плюс нерезкое маскирование.

Таблица 3. Статистические характеристики значений яркостей на гидролокационном изображении рис. 5а, обработанном МПО и дополнительными процедурами (лапласиан, нерезкое маскирование и МПО с повышением ВЧ в 1.5 раза)

Метод обработки	Значения		
	М	S	SS
SI	43	53	27
SI MRL	67	57	4
SI MRL L	67	57	6
SI MRL USM	67	58	7
SI MRL HFE	60	53	5
SI MRL HFE L	60	54	8
SI MRL HFE USM	60	55	9

В табл. 3 приведены статистические характеристики значений яркостей для гидролокационного изображения рис. 5а, обработанного МПО и дополнительными процедурами (лапласиан, нерезкое маскирование и МПО с повышением ВЧ в 1.5 раза).

В случае первого примера гидролокационного изображения (см. рис. 3, 4 и табл. 1) имело некоторый смысл вычислять СКО по всему полю изображения, чтобы получить представление о

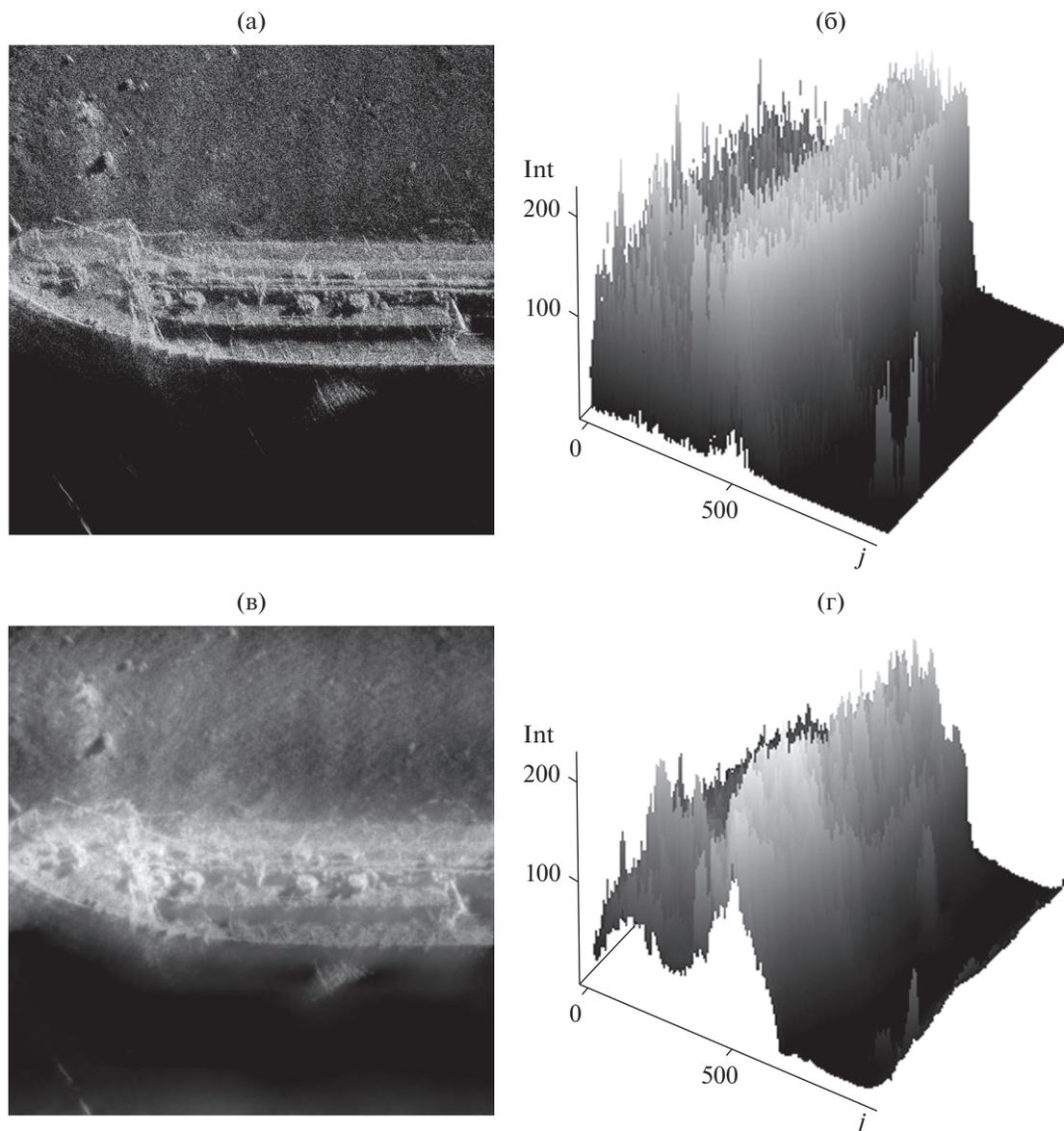


Рис. 5. Гидролокационное изображение передней части затонувшего корабля: слева – собственно изображения, справа – объемный вид яркостей этих же изображений; а, б – исходное гидролокационное изображение; в, г – применение МПО к рис. 5а; по вертикальной оси объемных рисунков отложены значения пространственных яркостей пикселей в градациях серого (“Int” сокращение “intensity” от 0 – черный, до 255 – белый), две оставшиеся оси объемных рисунков показывают координаты пикселей яркости на поле изображения.

степени подавления спеклов (хотя бы в случае “классического” МПО, т.е. МПО без применения дополнительных процедур). Применительно ко второму примеру (см. рис. 5, б) этого утверждать нельзя. Данные табл. 3 красноречиво свидетельствуют об этом. Средние яркости и среднеквадратичные отклонения по всему полю для второго примера увеличиваются после обработки МПО и после постобработки. Применение МПО “в среднем” преобразовывает исходные спектры в модель универсального опорного спектра, что, как было сказано выше, “в среднем” является спектром

оптического изображения “хорошего” качества. Вследствие структурных отличий оптических и акустических изображений это может вызвать вопросы. Из табл. 3 видно, что даже средние значения яркостей исходного акустического изображения (27) и результатов обработки МПО и постобработки (53, 57) могут существенно отличаться. В то же время СКО обработанных изображений, вычисленные по всему полю, могут даже превышать СКО исходного акустического. Все встает на свои места после оценки СКО по спрайту, как среднеквадратичного отклонения от усредненного

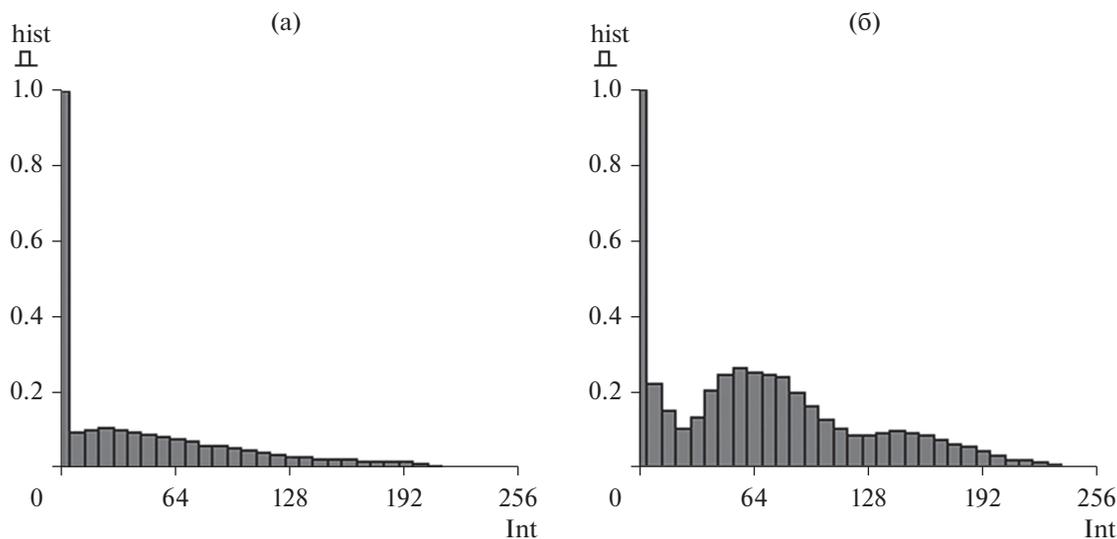


Рис. 6. Нормированные гистограммы изображений: а – для гидролокационного изображения рис. 5а; б – для обработки МПО рис. 5в.

плавающим окном 9 на 9 пикселей уровня вокруг каждого пикселя изображения. СКО по спрайту (SS) для обработки МПО и постобработки в разы меньше, чем это отклонение для исходного акустического изображения. После применения МПО меняется структура изображения. Она из зернистой становится близкой к структуре оптических изображений, более привычных человеческому глазу. Как и ранее, побочным эффектом трансформации структуры изображения является эффект “затуманивания” или небольшой “размытости” изображения. Это, в свою очередь, можно скорректировать той или иной постобработкой (методами, повышающими общую резкость изображений).

Для второго примера (см. рис. 5а) в отличие от первого (см. рис. 3а) для МПО с повышением высоких частот в 1.5 раза плюс лапласиан или плюс нерезкое маскирование получают приемлемые результаты. В качестве подтверждения изложенного выше рассмотрим результаты обработки различными методами гидролокационного изображения, представленного на рис. 5а (рис. 7). С экспертной точки зрения изображением с “наилучшей” резкостью можно считать изображение, обработанное с помощью МПО с повышением высоких частот в 1.5 раза плюс нерезкое маскирование (см. рис. 7г).

1.3. Медицинские ультразвуковые изображения

Изображения, полученные в ходе медицинских ультразвуковых исследований (УЗИ), были изучены в работе [8]. В качестве исходного взято изображение (рис. 8а) размером 640 на 480 пикселей из атласа ультразвуковых изображений (<https://www.medison.ru/ultrasound/gal103.htm>). Там, как

дополнительный этап обработки, после применения МПО с повышением высоких частот, предлагается применить билатеральную фильтрацию (БФ) [17, 18], что позволяет сгладить спеклы с сохранением четких границ объектов. По сравнению с описанными выше примерами это является особым случаем, поскольку после применения МПО с поднятием высоких частот не произошло существенного подавления спекл-шума (см. рис. 8) [8].

Там же [8] проиллюстрирован известный факт о том, что применение медианной фильтрации к данной задаче менее предпочтительно, поскольку эта процедура вместе со спекл-шумом может удалить и полезную информацию [14].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено тестирование применения метода перенормировки с ограничением к цифровым изображениям с целью повышения их качества. Это является обобщением опыта использования МПО для борьбы со спекл-шумом. Установлено, что применение МПО к изображениям меняет их пространственную структуру. Так происходит потому, что метод перенормировки с ограничением, по своему определению, перенормирует спектр обрабатываемого изображения к модели универсального опорного спектра (УОС), которая является моделью спектра оптического изображения “хорошего” качества [6, 7]. Изображения РСА, гидролокации и УЗИ по своей структуре значительно отличаются от оптических изображений, поэтому в качестве “платы” за эти изменения при применении МПО проявляется эффект “затуманивания” или незначительной “размытости” изобра-

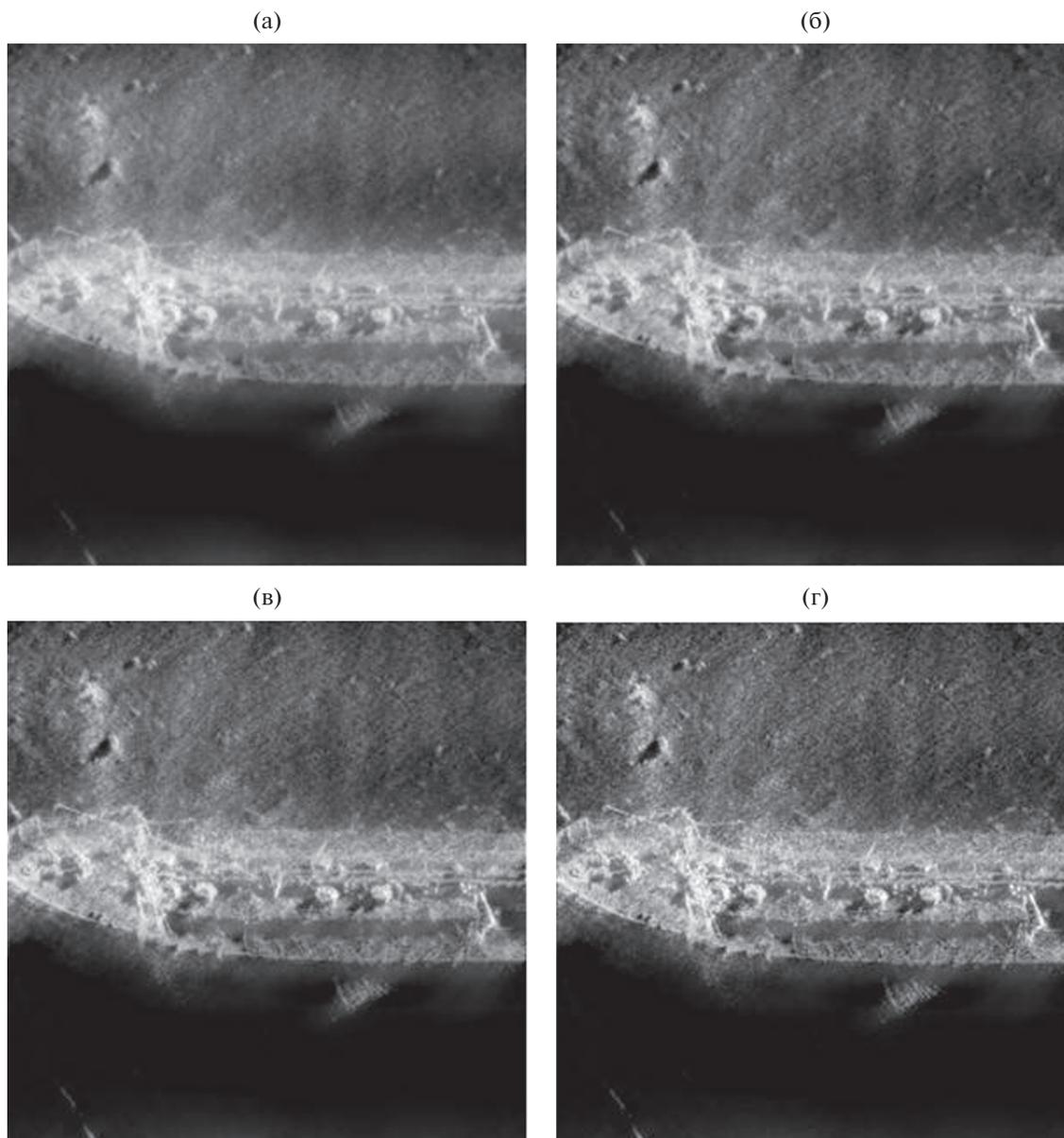


Рис. 7. Гидролокационное изображение рис. 5а, обработанное с помощью МПО (а), МПО с поднятием высоких частот (б), МПО с поднятием высоких частот плюс лапласиан (в), МПО с поднятием высоких частот плюс нерезкое маскирование (г).

жения. Для повышения общей резкости изображения предложено использовать постобработку (увеличение амплитуд высоких частот спектра, лапласиан, нерезкое маскирование) [14]. А в особых случаях (если после применения МПО с поднятием высоких частот не произошло существенного снижения уровня шума) в качестве постобработки протестирована билатеральная фильтрация [8, 17, 18]. Предложено оценивать степень подавления спекл-шума с помощью среднеквадратичного отклонения от изображения, усредненного по спрайту. Все изложенное позволяет сделать вывод о том, что применение МПО к цифровым изображениям

позволяет существенно снизить присущий им спекл-шум.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Описание алгоритма метода перенормировки с ограничением (МПО).

Сначала вычисляется инверсная фильтрация. То есть спектр исходного искаженного аппаратной функцией и зашумленного изображения – $FM(i, j)$ поэлементно делится на спектр этой АФ – $Faf(i, j)$. Затем вычисляется амплитудный спектр исходного изображения усред-

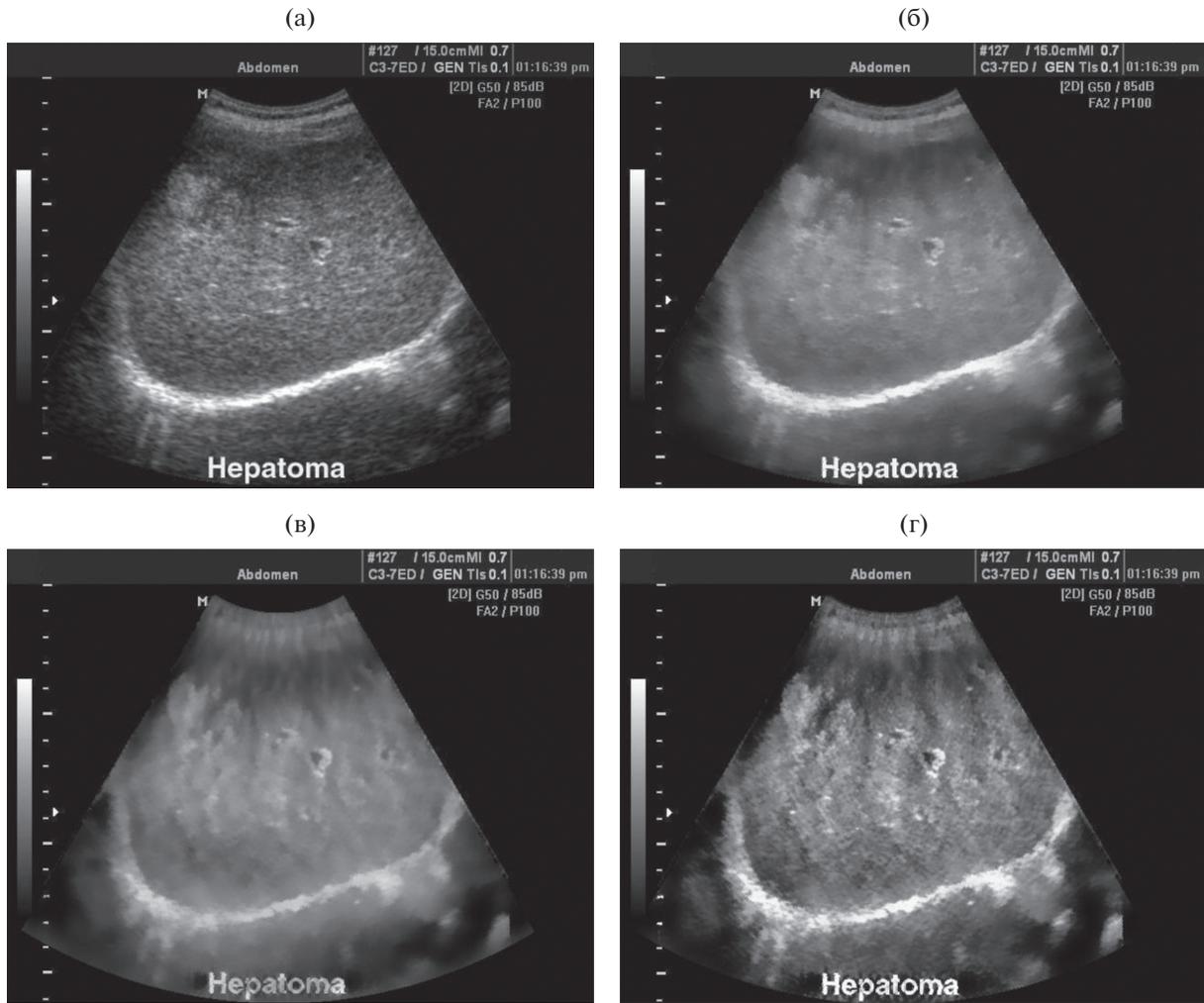


Рис. 8. Исходное изображение УЗИ (а) и результаты его обработки (все с применением развертки из секторального в прямоугольное и обратно): БФ к исходному (б), “классический” МПО плюс БФ (в), МПО с поднятием высоких частот плюс БФ (г).

ненный по спрайту (5×5 пикселей) (YCC) – $FM_s(i, j)$. И делается перенормировка результата инверсной фильтрации на модель универ-

сального опорного спектра (YOC) – $URS(i, j)$. Алгоритм МПО можно записать в виде следующего выражения:

$$FM_p(i, j) = \frac{FM(i, j) |Faf(i, j) URS(i, j)| FM_s(0, 0)}{Faf(i, j) FM_s(i, j) URS(0, 0)}, \quad (П.1)$$

где $FM_s(0, 0)$ и $URS(0, 0)$ – значения соответствующих спектров при нулевой пространственной частоте, $FM_p(i, j)$ – перенормированный инверсно отфильтрованный спектр.

“Ограничение”, заявленное в названии метода, заключается в следующем. Так как в среднем спектр $FM_p(i, j)$ должен соответствовать YOC , то превышение преобразованного амплитудного спектра над уровнем YOC более чем в Ur раз интерпретируем как помеху. Ur обычно выбирается равным

4. Помимо собственно помех это ограничивает и спектральные артефакты, присущие процедуре инверсной фильтрации и возникающие при операциях близких к так называемому “делению на ноль”. В окрестности низких частот (вокруг нулевой пространственной частоты) диаметром 9 пикселей значение спектра не меняем. В этой “неприкосновенной” области остается только результат инверсной фильтрации. В конечном итоге с помощью обратного преобразования Фурье

спектра $FMp(i, j)$ получим восстановленное изображение.

Поскольку в данной работе предполагается, что какому-либо размытию исходное изображение не подвергалось, то искажающая аппаратная функция принимается “игольчатой” (шириной много менее одного пикселя). Таким образом, $Faf(i, j)$ (спектр АФ) перестает фигурировать в формуле (П.1). И формула МПО принимает следующий вид:

$$FMp(i, j) = \frac{FM(i, j)URS(i, j) FMs(0, 0)}{FMs(i, j) URS(0, 0)}. \quad (П.2)$$

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Разманов В.М., Кривцов А.П., Долотов С.А. // РЭ.2006. Т. 51. № 1. С. 58.
2. Achim A., Bezerianos A., Tsakalides P. // IEEE Trans. 2001. V. MI-20. № 8. P. 772.
3. Isar A., Firoiu I., Nafornta C., Moga S. Sonar Systems / Ed. N. Kolev. P.139. Rieka: Intech Open, 2011. <https://www.intechopen.com/chapters/18875>
4. Ghazel M., Freeman G.H., Vrscay E.R. // IEEE Trans. 2003. V. IP-12. № 12. P. 1560.
5. Илюшин С.В. // T-Comm. 2011. № 3. С. 22.
6. Кокошкин А.В., Коротков В.А., Коротков К.В., Новичихин Е.П. // Журн. радиоэлектроники. 2015. № 7. <http://jre.cplire.ru/jre/jul15/5/text.pdf>.
7. Гуляев Ю.В., Зражевский А.Ю., Кокошкин А.В. и др. // Журн. радиоэлектроники. 2013. № 12. <http://jre.cplire.ru/jre/dec13/3/text.pdf>.
8. Кокошкин А.В. // Журн. радиоэлектроники. 2020. № 10. <http://jre.cplire.ru/jre/oct20/1/text.pdf>.
9. Кокошкин А.В. // Журн. радиоэлектроники. 2021. № 3. <http://jre.cplire.ru/jre/mar21/4/text.pdf>
10. Кокошкин А.В., Коротков В.А., Коротков К.В., Новичихин Е.П. // РЭ 2019. Т. 64. № 6. С. 563. <https://doi.org/10.1134/S0033849419060044>
11. Кокошкин А.В., Коротков В.А., Коротков К.В., Новичихин Е.П. // Журн. радиоэлектроники 2016. № 8. <http://jre.cplire.ru/jre/aug16/3/text.pdf>.
12. Кокошкин А.В., Коротков В.А. Программа реализации метода перенормировки с ограничением для обработки радиоизображений. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2016661952. Оpubл. офиц. бюл. “Программы для ЭВМ. Базы данных. Топологии интегральных микросхем” № 11 от 20.11.2016 г.
13. Кокошкин А.В., Новичихин Е.П., Смольянинов И.В. // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии (РЭНСИТ). 2021. Т. 13. № 3. С. 377. <https://doi.org/10/17725/rensit.2021.13.377>
14. Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений. М.: “Техносфера”, 2019.
15. Каевицер В.И., Кривцов А.П., Разманов В.М. и др. // Журн. радиоэлектроники. 2016. № 11. <http://jre.cplire.ru/jre/nov16/1/text.pdf>.
16. Смольянинов И.В. Программа для нанесения на географическую карту гидролокационного изображения морского дна. Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ № 2018663122. Оpubл. офиц. бюл. “Программы для ЭВМ. Базы данных. Топологии интегральных микросхем” № 11 от 22.10.2018 г.
17. Кранчатова Т.В., Филиппов М.В. // Наука и образование. 2012. № 02. <http://technomag.edu.ru/doc/340957.html>.
18. Tomasi C., Manduchi R. // Proc. 6th Int. Conf. on Computer Vision. Bombay. 7 Jan. 1998. N.Y.: IEEE, 1998. P. 839.

**ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ
ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ**

УДК 621.397.004.9

**МЕТОД ВНЕДРЕНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ПОДЛИННОСТИ ИНФОРМАЦИИ В СИГНАЛЕ
ЦИФРОВОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ПО МАРКЕРУ¹**© 2022 г. **Е. А. Пухова^а, *, В. Ю. Верещагин^а, *****^аМосковский политехнический университет,
ул. Большая Семеновская, 38, Москва, 107023 Российская Федерация***E-mail: ea.puhova@mail.ru****E-mail: slavaver@gmail.com*

Поступила в редакцию 14.05.2022 г.

После доработки 22.07.2022 г.

Принята к публикации 28.07.2022 г.

Предложен метод определения подлинности цифровых цветных изображений путем формирования маркера на основе линейного штрихового кода символики EAN. Такая метка может считываться стандартными аппаратно-программными и/или программными методами. Рассмотрено формирование маркера на основе гистограммы изображения. За счет перераспределения яркостей в ограниченном тоновом диапазоне участок гистограммы приобретает вид штрихового кода. Из-за визуальной избыточности изображений вносимые изменения незаметны при рассматривании изображений. Метка может вводиться в цветовой канал изображения или в выбранную пространственную область канала, что не позволяет определить ее наличие путем анализа распределения яркостей изображения в целом. Предложенный метод чувствителен к преобразованиям изображения и коррекциям, что позволяет использовать его для подтверждения оригинальности изображения.

DOI: 10.31857/S0033849422120178

ВВЕДЕНИЕ

Методы защиты изображений, применяемые в дискретных системах, относятся к методам стеганографии. Данные методы позволяют разместить дополнительную информацию (сообщение) в исходное изображение (контейнер). Такими сообщениями может быть текст, изображение, метка, маркер и т.п. Формат сообщения обуславливается методом его внедрения в изображение, и сообщение не может быть распознано универсальными устройствами аппаратного считывания [1]. Существуют методы защиты, которые вводят маркер непосредственно в пространственную область изображения, например через добавление специальной структуры в область низких яркостей [2].

В 2018 г. вышел обзор методов стеганографии [3], в котором рассматриваются методы, реализуемые в том числе через изменение распределения яркостей в изображении. Такие изменения вносятся как с использованием сдвигов гистограммы, так и изменением яркостей отдельных пикселей, но описанные в обзоре методы не используют саму гисто-

грамму для записи в нее информации. Существует ряд методов внесения дополнительной информации в изображения с использованием штрихового кода как скрытого, так и визуально заметного. Они базируются на использовании в основном двух типов кодов, отличающихся направлением считывания: одномерного и двумерного.

Методы, использующие одномерные штриховые коды:

1) метод введения кода в изображение, считываемое камерой, но не видимое человеком, этот метод требует создания дополнительных изображений, которые поочередно выводятся на мониторе [4];

2) метод введения штрихового кода стандарта Code 128 в кадры видеоряда с применением дискретного вейвлет-преобразования [5], этот метод работает только в цветовом пространстве YCbCr, что ограничивает его использование для статичных цифровых изображений, которые чаще всего представлены в цветовом пространстве RGB.

Использование двумерных штриховых кодов можно рассмотреть на примере метода создания цифровой подписи документа:

1) подпись кодируется в виде нескольких QR-кодов, и они добавляются в цифровой водяной

¹ Работа доложена на Пятой Международной молодежной конференции «Информационные технологии и технологии коммуникации: современные достижения» (Астрахань, 4–7 октября 2021 г.).



Рис. 1. Коды символики EAN-8 (а), EAN-13 (б) и EAN-128 (в).

знак, затем к изображению добавляется видимый QR-код, который содержит информацию о водяном знаке [6];

2) подпись в виде QR-кода скрывается с помощью дискретного вейвлет-преобразования [7].

Также существуют методы внедрения дополнительной информации в изображения, которые можно использовать как в цифровом пространстве, так и на материальных носителях [8] и с применением нейронных сетей [9, 10]. Предложенный авторами метод вводит маркер в пространственную область изображения за счет изменения яркостей пикселей в отдельных каналах, формируя штриховой код в гистограмме, который является аппаратно-считываемым сообщением. В предложенном методе нет необходимости создавать дополнительные изображения, преобразовывать цветовое пространство и использовать нейронные сети. Дополнительная информация- маркер формируется путем заданного перераспределения яркостей, которое имеет отражение в графике гистограммы.

В качестве маркера использован линейный штриховой код стандарта EAN. В данной символике информация кодируется чередованием штрихов разной ширины. Ширина изменяется дискретно на величину минимального модуля. Каждому из кодируемых значений соответствует определенная ширина двух рядом стоящих штрихов и двух пробелов. Количество информации (емкость сообщения), кодируемое символикой, зависит от ширины кода [11].

1. МЕТОДИКА ФОРМИРОВАНИЯ МАРКЕРА В ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБЛАСТИ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Авторами разработан метод введения скрытого маркера в виде линейного штрихового кода в цветное цифровое изображение. В рамках этого метода штриховой код формируется на основе гистограммы распределения яркостей цифрового изображения. Основанием для возможности формирования данной метки является визуальная избыточность цветного цифрового изображения, с глубиной цвета не менее 24 бит на пиксель (8 бит на канал) [12].

Маркер вводится в цветовой канал в выбранной пространственной области цифрового изобра-

жения и обеспечивает возможность аппаратно-программного или программного считывания. Маркер формируется путем перераспределения уровней яркости в ограниченном тоновом диапазоне и в выбранной пространственной области изображения таким образом, что участок гистограммы распределения яркостей преобразуется в маркер, соответствующий линейному штриховому коду (рис. 1) [13].

Область введения маркера должна:

- 1) иметь достаточный диапазон;
- 2) не иметь нулевых значений яркости.

Так как в качестве модуля штрихового кода принимается один уровень яркости, то диапазона имеющихся значений яркостей должно быть достаточно для размещения маркера выбранной емкости. В пределах диапазона должны быть заполнены все уровни яркости, в противном случае могут сформироваться ложные пробелы, что не позволит в дальнейшем считать код или считанный код будет иметь недостоверную информацию. Также желательно, чтобы в выбранной пространственной области было наибольшее число контрастных деталей. Это связано с тем, что маркер формируется за счет перераспределения яркостей в тоновом диапазоне и в результате этого образуются нулевые уровни, что может стать причиной появления шумовой структуры [14].

Выбор одного или нескольких цветовых каналов цветного цифрового изображения для введения маркера зависит от числа кодируемых символов. Если маркер содержит большое количество символов, то его можно последовательно сформировать в двух или даже трех каналах после предварительного разделения маркера на части, соответствующие по ширине выбранному тоновому диапазону.

Контроль подлинности цифрового изображения осуществляется путем считывания маркера с помощью аппаратно-программного или программного обеспечения, затем считанное сообщение сравнивается с исходным. Если сообщения идентичны, то изображение является подлинным, если же сообщение не считалось или не соответствует заданному, то изображение подвергалось изменению.

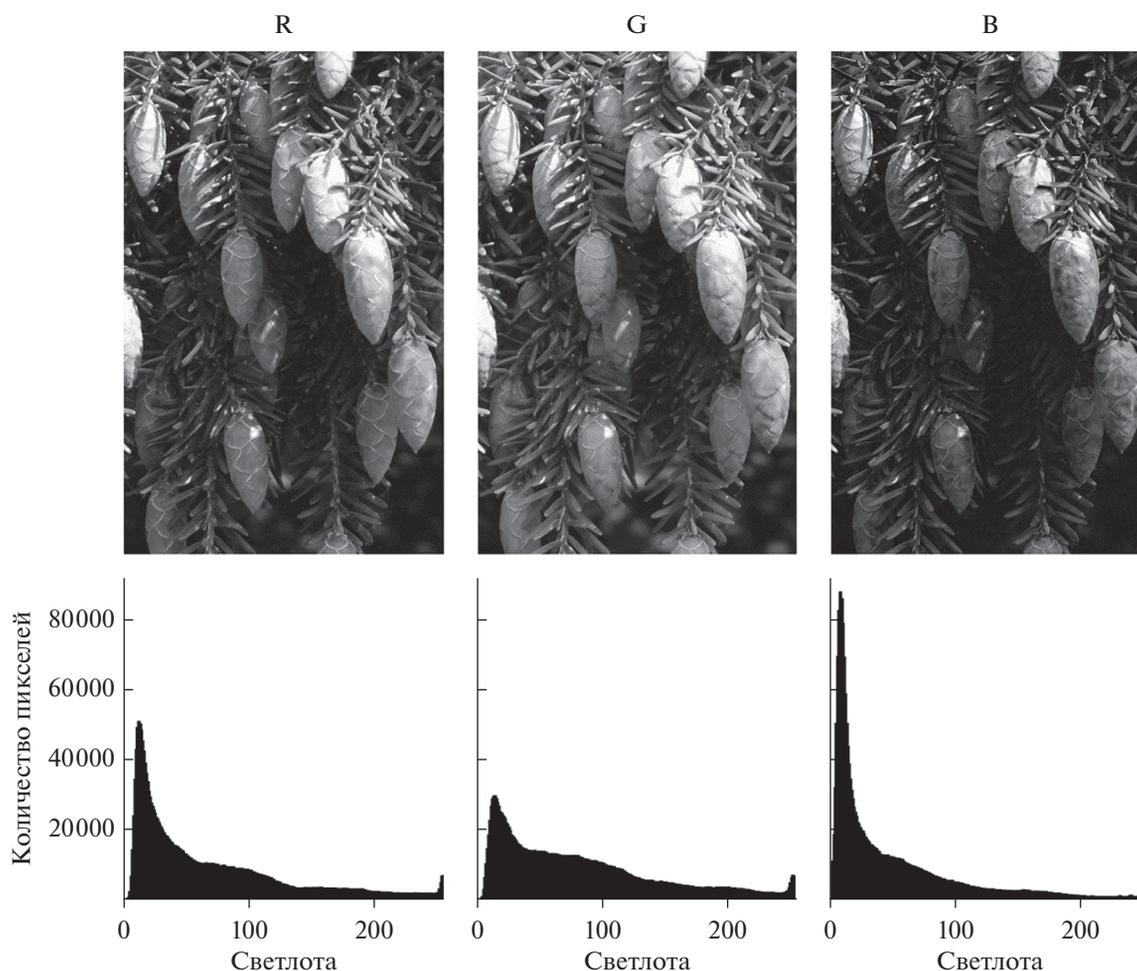


Рис. 2. Изображение каналов пространства RGB и гистограммы яркости этих каналов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ВВЕДЕНИЮ МАРКЕРА И ОЦЕНКЕ ЗАМЕТНОСТИ ЕГО В ИЗОБРАЖЕНИИ

В эксперименте по введению и оценке заметности маркера использованы цветные изображения в цветовом пространстве RGB (рис. 2). Для введения маркера использован один из каналов, в котором была выделена пространственная область введения маркера и сформирована гистограмма этой области (рис. 3).

Для кодирования сообщения в эксперименте использовали штрихкод с символикой EAN13, который позволяет закодировать 12 чисел. Сообщение генерировалось из случайной последовательности и затем к полученному ряду штрихов и просветов в начале и конце добавлялись пробелы шириной в три модуля для повышения считываемости кода за счет формирования свободной зоны [11].

На основании сформированного ряда осуществлялось перераспределение яркостей пикселей в выделенной пространственной области канала изобра-

жения. В результате такого перераспределения появлялись участки с нулевым количеством пикселей, и они соответствовали просветам штрихового кода, а перенесенные на соседние уровни значения формировали штрихи. В результате, если масштабировать гистограмму выделенной пространственной области изображения, чтобы максимальное значение по оси ординат было один пиксель, гистограмма приобретает вид штрихового кода, который можно считать сканером или цифровой камерой (рис. 4).

Для оценки заметности маркера в изображении был проведен качественный и количественный анализ. При качественном анализе сравнивались гистограммы изображений до введения маркера и после. Получено, что наличие маркера не определяется по гистограммам как всего изображения, так и по гистограмме канала изображения, в который был введен маркер (рис. 5).

Наблюдается изменение гистограммы, указывающее на наличие шумовой структуры в изображении, однако за появление такой структуры может

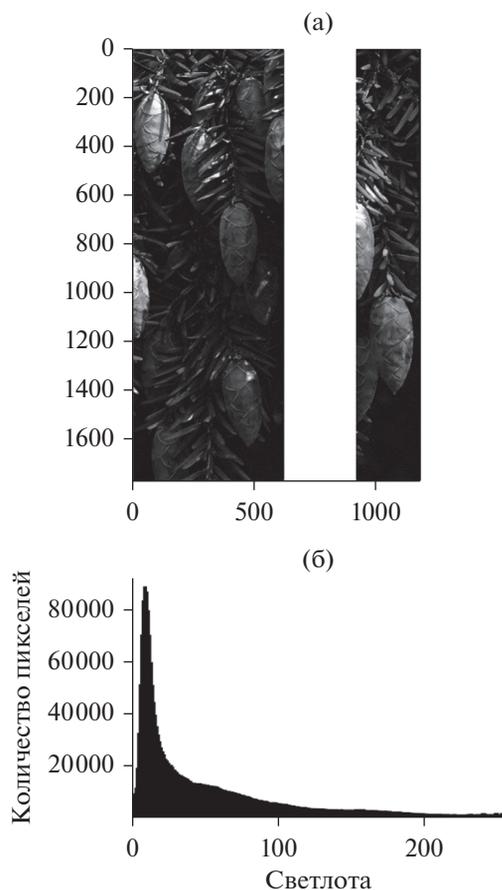


Рис. 3. Выделенная область (белая маска) в канале синего цвета В (а) и гистограмма яркости данной области (б).

отвечать большое число факторов, в том числе проведение коррекции изображения [12, 15].

В качестве количественного метода оценки заметности маркера на изображении использован индекс структурного подобия (SSIM, structural similarity index). Метрика оценки качества воспроизведения изображения, основанная на сравнении обработанного изображения с оригиналом, изменяется в пределах от -1 до 1 . Если SSIM равен 1 , то изображения идентичны. Согласно оригинальной публикации алгоритма расчета индекса он близко коррелирует с субъективной оценкой изображения наблюдателем. Показано, что изображения с индексом SSIM выше 0.9 оцениваются как идентичные [16]. Также для оценки искажений, вносимых защитными элементами в пространственной области изображений предпочтительнее использовать SSIM, а не PSRN [17].

Была проведена оценка индекса структурного подобия между изображениями до и после введения маркера, а также отдельно рассмотрены каналы, в которые вводили маркер. Проанализировано десять изображений одинакового размера и формы с разным количеством контрастных деталей. Область введения маркера выбирали случайным образом. Полученные данные представлены на рис. 6.

Показано, что в целом введение маркера не оказывает какого-либо влияния на изображение, при оценке по каналам имеется больший разброс в значении SSIM, но показатель не опускается ниже 0.99 , что свидетельствует о невозможности визуально различить область введения маркера. Выбросы на графике относятся к изображению с большим количеством информации в диапазоне

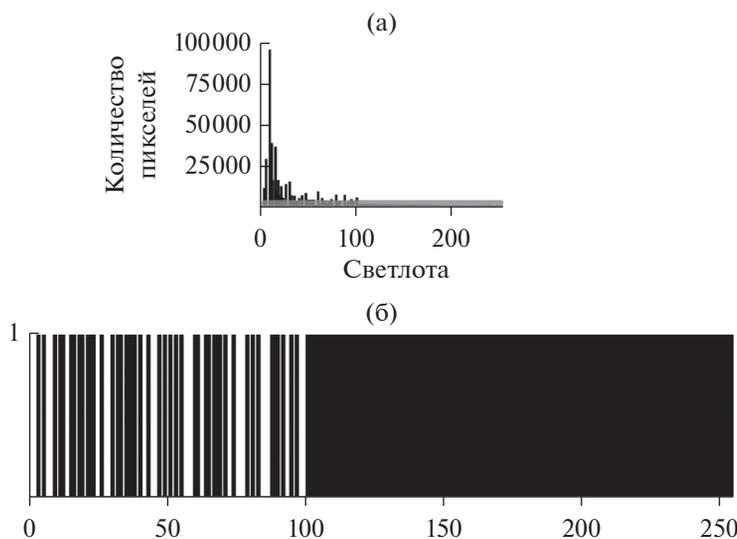


Рис. 4. Вид гистограммы с введенным маркером в выделенной пространственной области канала (а) и увеличенный участок высотой в один пиксель (б).

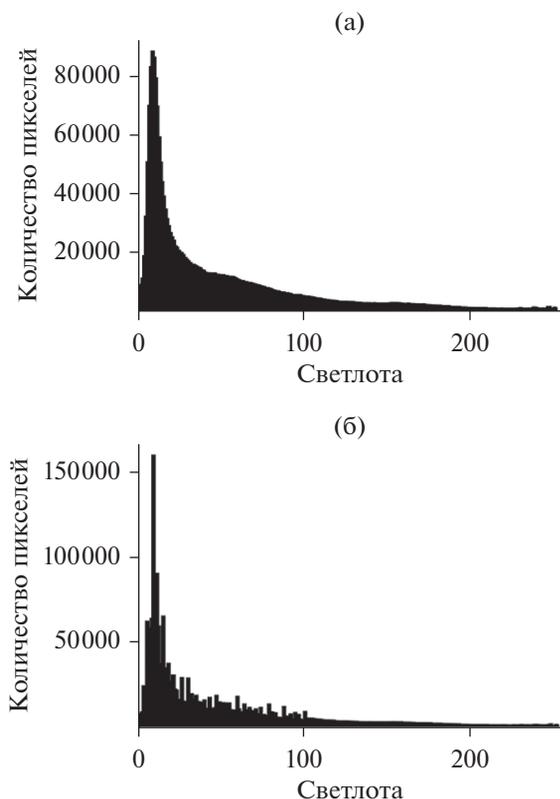


Рис. 5. Пример гистограмм канала изображения без введенного маркера (а) и с маркером (б).

гистограммы яркостей на участке, где формировался штриховой код. Так как при перераспределении информации было задействовано наибольшее количество пикселей в сравнении с другими изображениями, то это увеличило количество формируемого шума, но значения SSIM все равно не опустились ниже 0.9.

При коррекции изображений, их масштабировании или сохранении со сжатием с потерями изменяются яркости пикселей, что приводит к изменению гистограммы, а это значит, что и внедренный штриховой код будет нарушен. Поэтому можно утверждать, что если штриховой код не считался или сообщение не совпадает с тем, что было изначально закодировано, то данное изображение претерпело какие-либо изменения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный метод позволяет сформировать и внедрить в изображение маркер, представляющий собой аппаратно-программно или программно считываемую метку. Так как метка вводится в выделенную пространственную зону и может формироваться в разных каналах цветного изображения, то ее выявление при анализе распределения яркостей изображения в целом невозможно. Пред-

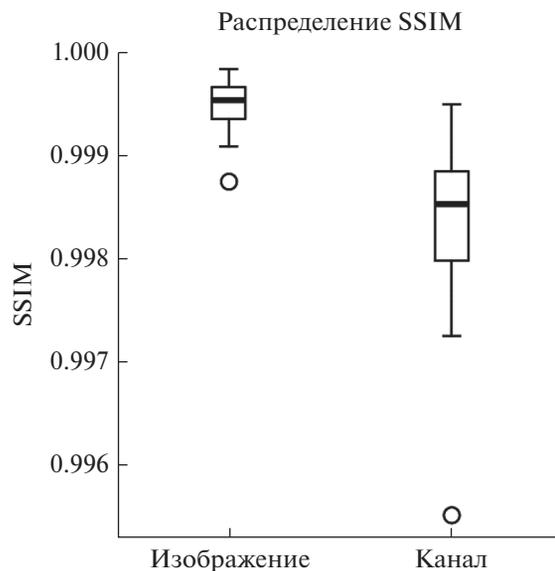


Рис. 6. Распределение значения индекса структурного подобия для десяти изображений при введении маркера.

ложенный метод позволит усложнить процесс нахождения метки в изображении путем разделения ее на части и введения частей в разные каналы. При таком способе введения, даже если злоумышленник определит место положение частей метки и сформирует штриховой код, то, не зная порядок расположения частей, не сможет быть уверенным в правильности считанной информации.

Разработанный метод чувствителен к различного рода манипуляциям с изображением и может использоваться для подтверждения уникальности изображения в различных областях.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гривунин О.Г. Цифровая стеганография. М.: Солон-Пресс, 2002.
2. Vereshchagin V., Pukhova E., Khokhlova M. // Proc. 10th Int. Symp. Graphic Engineering and Design. 12–14 Nov. 2020. Novi Sad: Univ. Novi Sad, 2020. P. 407.
3. Kadhim I.J., Premaratne P., Vial P.J., Halloran B. // Neurocomputing. 2019. V. 355. P. 299.
4. Cui H., Bian H., Zhang W., Yu N. // Proc. IEEE Conf. on Computer Commun. (INFOCOM 2019). 29 Apr.–2 May Paris. 2019. N.Y.: IEEE, 2019. P. 1315.
5. Favorskaya M., Zotin A. // Procedia Computer Sci. 2020. V. 176. P. 1261.
6. Arkah Z.M., Alzubaidi L., Ali A.A., Abdulameer A.T. // Proc. Int. Conf. on Intelligent Systems Design and Applications (ISDA). Vellore. 6–8 Dec. 2018. Cham: Springer, 2018. V. 1. P. 1093.

7. *Cardamone N., d'Amore F.* // Proc. 17th Int. Symp. Digital Watermarking (IWDW). Jeju Island. 22–24 Oct. 2018. Cham: Springer, 2018. P. 137.
8. *Luo Zh., Xie W., Wang B. et al.* // Symmetry. 2019. V. 11. № 2. P. 222.
9. *Tancik M., Mildenhall B., Ng R.* // Proc. 2020 IEEE/CVF Conf. on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR). Seattle. 13–19 June. N.Y.: IEEE, 2020. P. 2114.
10. *Jia J., Gao Zh., Cheng K. et al.* // IEEE Trans. 2022. V. CYB-52. № 7. Pt. 2. P. 7094.
11. ГОСТ ISO/IEC15420-2010. Автоматическая идентификация. Кодирование штриховое. Спецификация символики штрихового кода EAN/UPS. М.: Стандартинформ, 2010.
12. *Gonzalez R.C., Woods R.E.* Digital Image Processing. N.Y.: Pearson, 2018.
13. *Верещагин В.Ю., Пухова Е.А.* Способ определения подлинности цифрового изображения по скрытому маркеру, содержащему дополнительное сообщение. Пат. РФ № 2721793. Оpubл. офиц. бюл. “Изобретения. Полезные модели” № 15 от 25.05.2020.
14. *Пухова Е.А.* // Изв. ТулГУ. Сер. Технические науки. 2013. Вып. 3. С. 123.
15. *Пухова Е.А., Горелик А.А.* // Proc. Int. Scientific-Practical Conf. “Innovations in Publishing, Printing and Multimedia Technologies 2019” 17–18 Apr. Kaunas: Kaunas Univ., 2019. С. 101.
16. *Wang Z., Simoncelli E.P., Bovik A.C.* // Proc. the Thirty-Seventh Asilomar Conf. on Signals, Systems & Computers. Pacific Grove. 9–12 Nov. 2003. N.Y.: IEEE, 2003. V. 2. P. 1398.
17. *Setiadi D.R.I.M.* // Multimedia Tools and Applications. 2020. № 6(80). P. 8423.

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 535-14:537.67

**ЭКСИТОННЫЙ ВКЛАД В ФОТОИНДУЦИРОВАННУЮ
ГИГА- И ТЕРАГЕРЦОВУЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

© 2022 г. В. С. Бутылкин^а, *, П. С. Фишер^а, Г. А. Крафтмахер^а, Ю. Н. Казанцев^а,
Д. С. Каленов^а, В. П. Мальцев^а, М. П. Пархоменко^а

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

*E-mail: vasebut@yandex.ru

Поступила в редакцию 22.07.2022 г.

После доработки 22.07.2022 г.

Принята к публикации 10.08.2022 г.

В рамках единого подхода, базирующегося на использовании матрицы плотности экситонов, исследована фотоиндуцированная диэлектрическая проницаемость ϵ полупроводников в области объединения гигагерцового (ГГц) и терагерцового (ТГц) диапазонов частот. Выявлено существенное различие особенностей поведения ϵ в ГГц- и ТГц-диапазонах. Показано, что с ростом мощности P_λ оптического облучения $\text{Re}\epsilon$ убывает на частотах $\omega > \Delta\omega_{\text{ex}}$ (ТГц-диапазон, друдеподобное поведение) и увеличивается при $\omega < \Delta\omega_{\text{ex}}$ (ГГц-диапазон, не-друдеподобное поведение); $\Delta\omega_{\text{ex}}$ – диапазон частот переходов с участием наиболее заселенных экситонных уровней. Рост $\text{Im}\epsilon$ с P_λ максимален в середине $\Delta\omega_{\text{ex}}$ и ослабевает при удалении ω от $\Delta\omega_{\text{ex}}$. Особенности при $\omega < \Delta\omega_{\text{ex}}$ исследованы измерениями $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ и $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ при волоконно-оптическом облучении ($P_\lambda = 0...370$ мВт, $\lambda = 0.97$ мкм) образцов Si в волноводном резонаторе ($f = \omega/2\pi = 4.7$ ГГц) и измерениями динамики пропускания $T(P_\lambda)$ в свободном пространстве ($f = 8...36$ ГГц). Обнаружено, что $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$ и $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$ с ростом P_λ увеличиваются, а пропускание убывает, приближаясь к насыщению при $P_\lambda > 200$ мВт. При одинаковой мощности P_λ пропускание увеличивается с понижением частоты.

DOI: 10.31857/S0033849422120038

ВВЕДЕНИЕ

Индукцируемая оптическим излучением диэлектрическая проницаемость полупроводников, имеющих важное значение в микроволновой фотонике, приобретает дополнительный интерес в ГГц- и ТГц-диапазонах в связи с разработками оптически-управляемых метаструктур (метаматериалов, метаповерхностей, метаатомов) [1–7]. Поскольку свойства метаматериалов (структур с элементами, содержащими полупроводник) в ГГц- и ТГц-диапазонах во многом определяются динамикой диэлектрической проницаемости ϵ полупроводника при возбуждении управляющим оптическим облучением (мощность P_λ , λ – длина волны), особое внимание в указанных работах было уделено расчетам и измерениям $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ и $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$.

Для расчетов и объяснения экспериментальных результатов использовалась модель Друде (в рамках механизма свободных носителей заряда) [8], которая оказалась приемлемой в ТГц-диапазоне при исследовании метаматериалов, содержащих Si и GaAs [1–4]. Эта модель была также ис-

пользована для численных расчетов $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ и $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ образцов Si в ГГц-диапазоне [9]. Поведение $\epsilon^{\text{THz, GHz}}$ исследовалось экспериментально с образцами Si, одного из основных полупроводников микроэлектроники [10–12]. В [10] содержится анализ свойств Si в оптическом и ТГц-диапазонах; в [11] представлены результаты измерений поглощения при фотовозбуждении в ТГц-диапазоне в зависимости от частоты; в [12] приведена осциллограмма поглощения при импульсном фотовозбуждении в ГГц-диапазоне.

Однако прямыми измерениями мнимой и действительной частей диэлектрической проницаемости в ГГц-диапазоне образцов CdS и CdSe в волноводном резонаторе на частоте $f = 4.7$ ГГц обнаружено отклонение от модели Друде [13]. Продемонстрировано увеличение с ростом P_λ не только $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$, но и $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$, тогда как в модели Друде $\text{Re}\epsilon^{\text{THz}}$ должна убывать. Очевидна необходимость исследовать фотоиндуцированную диэлектрическую проницаемость на примере других полупроводников (кроме упомянутых), включая отклонения от модели Друде, и описать ее поведение,

охватывая весь рассматриваемый диапазон частот, что и является целью данной работы.

Для изучаемого диапазона характерно, что на область смыкания гигагерцовых и терагерцовых частот приходится полоса $\Delta f_{\text{ex}} = \Delta \omega_{\text{ex}}/2\pi$, в которой расположены частоты экситонных переходов (f_{ex}) с участием наиболее заселенных уровней. Так, из данных [14–17] легко найти, что $\Delta f_{\text{ex}} \cong \cong 160 \text{ ГГц} \dots 3.4 \text{ ТГц}$ для Si ($f_{21} \approx 2.5 \text{ ТГц}, f_{31} \approx 3 \text{ ТГц}, f_{32} \approx 470 \text{ ГГц}, f_{43} \approx 165 \text{ ГГц}$, индексы – значения главного квантового числа уровней, к переходу между которыми относится приведенная частота); $\Delta f_{\text{ex}} \cong 350 \text{ ГГц} \dots 7.25 \text{ ТГц}$ для CdS; $\Delta f_{\text{ex}} \cong 50 \text{ ГГц} \dots 1 \text{ ТГц}$ для GaAs. Поэтому представляет интерес рассмотреть связь фотоиндуцированной диэлектрической проницаемости полупроводников в ГГц- и ТГц-диапазонах с экситонами.

В данной работе с этой целью применен единый подход, основанный на использовании матрицы плотности экситонов. Показано, что на частотах f выше Δf_{ex} поведение $\text{Re}\epsilon^{f > \Delta f_{\text{ex}}}(P_\lambda)$ и $\text{Im}\epsilon^{f > \Delta f_{\text{ex}}}(P_\lambda)$ удовлетворяет модели Друде (друдеподобное поведение, ТГц-диапазон). На частотах ниже Δf_{ex} поведение $\text{Re}\epsilon^{f < \Delta f_{\text{ex}}}(P_\lambda)$ и $\text{Im}\epsilon^{f < \Delta f_{\text{ex}}}(P_\lambda)$ существенно отличается от модели Друде (не-друдеподобное поведение, ГГц-диапазон).

Впервые экспериментально наблюдаются не-друдеподобные отклики образцов Si прямыми измерениями $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$ и $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$ резонаторным методом в волноводном резонаторе ($f = 4.7 \text{ ГГц}$) и динамики пропускания $T(P_\lambda)$ в свободном пространстве ($f = 8 \dots 36 \text{ ГГц}$) при волоконно-оптическом облучении мощностью $P_\lambda = 0 \dots 370 \text{ мВт}$ ($\lambda = 0.97 \text{ мкм}$). Результаты экспериментов согласуются с выводами теории.

1. ЭКСИТОННЫЙ ВКЛАД

Диэлектрическая проницаемость среды, параметр пропорциональности амплитуд электрических индукции и напряженности ($\vec{D}_\omega = \epsilon(\omega)\vec{E}_\omega = = \vec{E}_\omega + 4\pi\vec{P}_\omega$) [8], связана с амплитудой $\vec{P}_\omega = = \sum_i \chi^{(i)}(\omega)\vec{E}_\omega$ поляризации единицы объема среды на частоте $\omega = 2\pi f$ и восприимчивостями $\chi^{(i)}(\omega)$ составляющих ее частиц:

$$\epsilon(\omega) = 1 + 4\pi \sum_i \chi^{(i)}(\omega).$$

В поляризации единицы объема выделяют вклад взаимодействия электромагнитных волн с колебаниями связанных (валентных) электронов (\vec{P}^v), ионных остовов решетки (\vec{P}^i) и колебаниями свободных носителей заряда (\vec{P}^{ch}) [16]. В связи с этим

диэлектрическая проницаемость содержит вклады, выражаемые через соответствующие этим механизмам восприимчивости X единицы объема:

$$\epsilon = 1 + 4\pi(X^v + X^i) + 4\pi X^{\text{ch}} = \hat{\epsilon} + \delta\epsilon^{\text{ch}}. \quad (1)$$

В полупроводниковой среде присутствуют и проявляются как в поглощении света, так и в люминесценции [8], экситоны. Необходимо учитывать также и их вклад

$$\vec{P}^{\text{ex}} = N^{\text{ex}} \langle \hat{d} \rangle. \quad (2)$$

Здесь N^{ex} – концентрация экситонов,

$$\langle \hat{d} \rangle = \text{Sp}(\hat{\sigma} \hat{d}) \quad (3)$$

– квантовомеханическое среднее оператора дипольного момента экситона. Состояние экситона характеризуется статистическим оператором $\hat{\sigma}$ (матрицей плотности). Эволюция матрицы плотности определяется кинетическим уравнением [18]

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dt} + \hat{\Gamma}\hat{\sigma} = -\frac{i}{\hbar}(\hat{V}\hat{\sigma} - \hat{\sigma}\hat{V}) \quad (4)$$

(используем представление взаимодействия экситона с электромагнитным излучением). В (4) $\hat{\Gamma}$ – оператор, описывающий влияние диссипативных систем, в качестве чего может рассматриваться взаимодействие с фононами, спонтанное излучение и столкновения экситонов. В дипольном приближении оператор $\hat{V} = -\hat{d}\vec{E}$ энергии взаимодействия экситона с микроволновым и оптическим излучением выражается через оператор дипольного момента и напряженности электрических полей волн

$$\vec{E} = \sum_j \vec{e}_j E_j \exp(-i\omega_j t),$$

\vec{e}_j – единичный вектор в направлении поляризации j -й волны. В используемом нами представлении взаимодействия

$$\begin{aligned} V_{rr'} &= -\vec{d}_{rr'} \sum_j \vec{e}_j E_j \exp[i(\omega_{rr'} - \omega_j)t] = \\ &= \sum_j V_{rr'}^{(j)} \exp[i(\omega_{rr'} - \omega_j)t], \\ \langle \hat{d} \rangle &= \sum_{r,r'} \sigma_{rr'} \vec{d}_{r'r} \exp(i\omega_{r'r}t), \end{aligned} \quad (5)$$

$\vec{d}_{rr'}$ – матричный элемент дипольного момента на базе стационарных функций гамильтониана экситона, $\omega_{rr'} = (\mathcal{E}_r - \mathcal{E}_{r'})\hbar^{-1}$ – частота перехода между уровнями с собственными энергиями $\mathcal{E}_r, \mathcal{E}_{r'}$. В соответствии с условиями измерений диэлектрической проницаемости полагаем, что амплитуды E_j от времени не зависят, причем $|\vec{E}_\omega| \ll |\vec{E}_\Omega|$. Обозначение $\omega = 2\pi f$ относим к ГГц-

и ТГц-диапазонам частот, Ω – к частотам облучения для фотовозбуждения в оптическом диапазоне. Для удобства сопоставления с обычно применяемой записью диэлектрической проницаемости (например, происходящей от свободных носителей заряда) мы принимаем положительные значения ω, Ω ($\omega_j = \pm\omega, \pm\Omega$).

Вклад экситонов в диэлектрическую проницаемость выразим через восприимчивость экситона $\chi^{ex}(\omega)$:

$$\delta\epsilon^{ex}(\omega) = 4\pi N^{ex} \chi^{ex}(\omega). \quad (6)$$

Восприимчивость экситона определяется через амплитуду спектральной компоненты среднего дипольного момента экситона:

$$\langle \hat{d} \rangle_{\omega} = \text{Sp}(\hat{d}\hat{\sigma})_{\omega} = \chi^{ex}(\omega) \bar{E}_{\omega}. \quad (7)$$

Качественно поведение экситонной добавки $\delta\epsilon^{ex}(\omega)$ к диэлектрической проницаемости может быть рассмотрено на примере квантовой системы с дискретными уровнями, соответствующими энергиям $\mathcal{E}_r = \mathcal{E}_g - \mathcal{E}_{ex}/n^2$ при $r = n = 1, 2, \dots, \infty$, матричными элементами дипольного момента $\vec{d}_{r,r'} = \vec{d}_{r',r}^*$ и релаксационным оператором, у которого

$$(\hat{\Gamma}\hat{\sigma})_{r,r'} = \begin{cases} -\tau_{r,r'}^{-1}\sigma_{r,r'} & \text{для } r' \neq r, \\ \sum_{r''} (\sigma_{r,r''} w_{r''} - w_{r'',r} \sigma_{r'',r'}) & \text{для } r' = r. \end{cases} \quad (8)$$

\mathcal{E}_g – ширина запрещенной зоны, \mathcal{E}_{ex} – энергия связи экситона, $\tau_{r,r'}$ – время поперечной релаксации для перехода между уровнями r и r' , $w_{r,r''}$ и $w_{r'',r'}$ – вероятности релаксационных переходов системы за единицу времени из состояния r в состояние r'' и из r'' -го в r -е, $\sigma_{r,r}$ – населенность r -го уровня. В другой модели совокупность индексов r соответствует всем состояниям системы, включая подуровни, на которые расщепляются из-за взаимодействия с диссипативной системой уровни с главным квантовым числом n . При этом r упорядочены так, что их рост сопровождается увеличением энергии состояния \mathcal{E}_r .

В рамках описанного подхода восприимчивость квантовой системы определяется населенностями σ_{rr} и поляризуемостями $\kappa^{(r)}(\omega_j)$ ее уровней [19, 20]:

$$\chi_{(ij)}^{ex}(\omega_j) = \sum_r \sigma_{rr} \kappa_{(ij)}^{(r)}(\omega_j) \quad (9)$$

(индексы j в скобках внизу восприимчивостей, поляризуемостей, дипольных моментов означают, что взяты проекции на направления \vec{e}_j).

Приведем уточненное выражение для поляризуемостей (в [19, 20] пренебрегалось влиянием на них релаксации недиагональных элементов матрицы плотности):

$$\kappa_{(ij)}^{(r)}(\omega_j) = \frac{\bar{\epsilon}(\omega_j) + 2}{3} \sum_{r'} \frac{|(d_{(j)})_{r',r}|^2}{\hbar} \times \frac{2\omega_{r',r}(\omega_{r',r}^2 - \omega_j^2 + \tau_{r',r}^{-2}) + 4i\omega_j\omega_{r',r}\tau_{r',r}^{-1}}{\left[(\omega_{r',r} + \omega_j)^2 + \tau_{r',r}^{-2}\right] \left[(\omega_{r',r} - \omega_j)^2 + \tau_{r',r}^{-2}\right]}. \quad (10)$$

Поправка на фактор локального поля учитывает преобладание доли решетки и валентных электронов. Соединяя сказанное, получаем вклад экситонов в ϵ :

$$\delta\epsilon_{(ij)}^{ex}(\omega) = 4\pi N^{ex} \frac{\bar{\epsilon}(\omega) + 2}{3} \sum_{r=1, \dots} \sigma_{rr} \sum_{r'} \frac{|(d_{(j)})_{r',r}|^2}{\hbar} \times \frac{2\omega_{r',r}(\omega_{r',r}^2 - \omega^2 + \tau_{r',r}^{-2}) + 4i\omega\omega_{r',r}\tau_{r',r}^{-1}}{\left[(\omega_{r',r} + \omega)^2 + \tau_{r',r}^{-2}\right] \left[(\omega_{r',r} - \omega)^2 + \tau_{r',r}^{-2}\right]}. \quad (11)$$

Запишем действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости:

$$\text{Re } \epsilon = \bar{\epsilon} + \frac{8\pi(\bar{\epsilon} + 2)}{3} N^{ex} \sum_{r=1, \dots} \sigma_{rr} \sum_{r'} \frac{|(d_{(j)})_{r',r}|^2}{\hbar} \times \frac{\omega_{r',r}(\omega_{r',r}^2 - \omega^2 + \tau_{r',r}^{-2})\tau_{r',r}^4}{1 + 2(\omega_{r',r}^2 + \omega^2)\tau_{r',r}^2 + (\omega_{r',r} - \omega)^2\tau_{r',r}^4}, \quad (12a)$$

$$\text{Im } \epsilon = \frac{16\pi(\bar{\epsilon} + 2)}{3} N^{ex} \sum_{r=1, \dots} \sigma_{rr} \sum_{r'} \frac{|(d_{(j)})_{r',r}|^2}{\hbar} \times \frac{\omega\omega_{r',r}\tau_{r',r}^3}{1 + 2(\omega_{r',r}^2 + \omega^2)\tau_{r',r}^2 + (\omega_{r',r} - \omega)^2\tau_{r',r}^4}. \quad (12b)$$

(по оценкам [16] $\text{Im } \bar{\epsilon} = 0, \text{Re } \bar{\epsilon} \gg 1$).

Иногда удобно пользоваться эквивалентными (12), (13) выражениями:

$$\text{Re } \epsilon = \bar{\epsilon} + \frac{8\pi(\bar{\epsilon} + 2)}{3} N^{ex} \times \sum_{\substack{r=1,2,\dots; \\ r'>r}} (\sigma_{rr} - \sigma_{r',r'}) \frac{|(d_{(j)})_{r',r}|^2}{\hbar} \times \frac{\omega_{r',r}(\omega_{r',r}^2 - \omega^2 + \tau_{r',r}^{-2})}{(\omega_{r',r} - \omega)^2 + 2(\omega_{r',r}^2 + \omega^2)\tau_{r',r}^{-2} + \tau_{r',r}^{-4}}, \quad (13a)$$

$$\begin{aligned} \text{Im } \varepsilon = & \frac{16\pi(\bar{\varepsilon} + 2)}{3} N^{\text{ex}} \times \\ & \times \sum_{\substack{r=1,2,\dots; \\ r' > r}} (\sigma_{rr} - \sigma_{r'r'}) \frac{|(d_{(j)})_{r'r}|^2}{\hbar} \times \\ & \times \frac{\omega \omega_{r'r} \tau_{rr}^{-1}}{(\omega_{r'r}^2 - \omega^2)^2 + 2(\omega_{r'r}^2 + \omega^2) \tau_{r'r}^{-2} + \tau_{rr}^{-4}}. \end{aligned} \quad (136)$$

В (12а), (12б), (13а) и (13б) не включены специальные добавки, касающиеся свободных носителей зарядов, поскольку в суммировании по уровням учтены состояния непрерывной части энергетического спектра экситонов.

В (11)–(13) содержатся N^{ex} и σ_{rr} , произведение которых $N_{rr}^{\text{ex}} = N^{\text{ex}} \sigma_{rr}$ представляет собой число экситонов на r -м уровне в единице объема. Эти же величины определяют интенсивность линий люминесценции (для атомов и молекул см. в [21]). Основываясь на данных об экситонной фотолюминесценции, например из [16], полагаем, что в фотоиндуцированную диэлектрическую проницаемость наибольший вклад вносят нижние уровни.

Обсудим поведение $\text{Re } \varepsilon$ и $\text{Im } \varepsilon$, разделив частоты $\omega = 2\pi f$ на три области по отношению к $\Delta\omega_{\text{ex}}$.

1.1. Высокочастотная область (ТГц-диапазон, частоты $\omega > \Delta\omega_{\text{ex}}$)

Наиболее интересна асимптотика, когда квадрат частоты ω много больше квадратов частот всех экситонных межуровневых переходов и квадратов обратных времен поперечной релаксации, относящихся к этим переходам. Первое условие обеспечивается достаточным превышением энергии фотона над энергией связи экситона. Граница выполнения второго условия определяется температурой и обычно лежит внизу ТГц-диапазона.

В отсутствие инверсии населенностей уровней, т.е. когда населенности нижних уровней больше населенностей более высоких уровней (при $r' > r$ частота $\omega_{r'r} > 0$ и $\sigma_{rr} > \sigma_{r'r'}$), высокочастотная экситонная добавка ($\delta \text{Re } \varepsilon$) к $\text{Re } \varepsilon$ отрицательна. По абсолютной величине при увеличении N^{ex} она растет. Поэтому с увеличением концентрации экситонов N^{ex} из-за повышения интенсивности облучения $\text{Re } \varepsilon$ убывает. Кроме того, при повышении частоты ω экситонная добавка $\delta \text{Re } \varepsilon$ убывает по абсолютной величине обратно пропорционально ω^2 . Высокочастотная экситонная добавка $\delta \text{Im } \varepsilon$, как и $\text{Im } \varepsilon$, в отсутствие инверсии населенностей положительна и растет с увеличением интенсивности фотооблучения. Это соответствует усилению поглощения излучения

на частоте ω . При повышении ω $\text{Im } \varepsilon$ убывает обратно пропорционально ω^3 (соответственно, должно увеличиваться прохождение сигнала или уменьшаться поглощение).

Таким образом, на частотах, превышающих ширину экситонной полосы $\Delta\omega_{\text{ex}}$, реализуется друде-подобное поведение диэлектрической проницаемости полупроводника в условиях, аналогичных состоянию термодинамического равновесия, когда населенность экситонных уровней убывает с увеличением их собственных энергий.

1.2. Низкочастотная область (ГГц-диапазон, частоты $\omega < \Delta\omega_{\text{ex}}$)

В этой области квадрат частоты ω мал в сравнении с квадратами частот экситонных переходов и/или квадратами обратных времен поперечной релаксации, относящихся к этим переходам). Для большинства переходов первое условие может выполняться только для переходов с участием наиболее населенных уровней (нижних). Второе условие, вполне выполнимое при обычных температурах, нарушается при низких температурах.

Низкочастотная экситонная добавка к диэлектрической проницаемости (также в отсутствие инверсии населенностей) положительна. С ростом мощности облучения $\delta \text{Re } \varepsilon$ увеличивается. Добавка $\delta \text{Im } \varepsilon$, как и при $\omega > \Delta\omega_{\text{ex}}$, положительна и растет с увеличением концентрации экситонов. В отличие от случая $\omega > \Delta\omega_{\text{ex}}$, $\text{Im } \varepsilon$ убывает с понижением ω .

Таким образом, на низких частотах в условиях, близких к термодинамическому равновесию, поведение диэлектрической проницаемости существенно отличается от друде-подобного.

1.3. Промежуточная область (частоты $\omega \cong \Delta\omega_{\text{ex}}$)

При обычных температурах проявление вклада отдельных переходов в диэлектрическую проницаемость сглажено; при низких температурах, возможно, удастся вблизи переходов между нижними уровнями, где спектр переходов более разрежен, увидеть пики, подобные пику в работе [22, рис. 16]. На сглаженном участке частотная дисперсия экситонной добавки к диэлектрической проницаемости незначительна. При этом основная часть имеет вид колоколообразной кривой, поднимающейся с увеличением мощности фотооблучения; зависимость действительной части от фотооблучения практически отсутствует.

Приведем замечания, касающиеся связи друде-подобного поведения фотоиндуцированной ε и свободных носителей зарядов в полупроводниках:

1) представим ситуацию, в которой заселен только самый нижний экситонный уровень. Согласно (11), частотная зависимость диэлектриче-

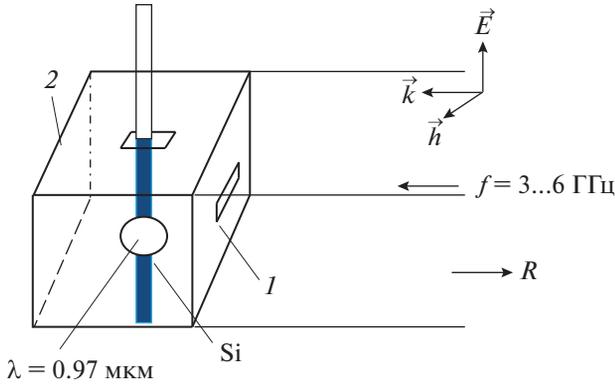


Рис. 1. Схема измерений: в резонаторе: 1 – диафрагма связи, 2 – короткозамыкатель.

ской проницаемости для более высокочастотной части терагерцового диапазона соответствует модели Друде, хотя свободные носители зарядов отсутствуют;

2) ситуация, когда заселенным является какой-либо пакет состояний непрерывной части экситонного энергетического спектра. В этом случае для ряда межуровневых переходов имеет место инверсия населенностей и не реализуется друдеподобная частотная дисперсия диэлектрической проницаемости по меньшей мере для мнимой ее части: она отрицательна и соответствует усилению излучения, а не поглощению.

2. ОСОБЕННОСТИ $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$ И $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$ И ПРОПУСКАНИЯ T ОБРАЗЦОВ Si ПРИ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ В ГГц-ДИАПАЗОНЕ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

Применив прямой резонаторный метод [13], исследуем динамику комплексной диэлектрической проницаемости образцов высокоомного Si в зависимости от P_λ относительно $P_\lambda = 0$ ($\delta\epsilon^{\text{GHz}}$). Используем волноводный резонатор ($48 \times 24 \times 40$ мм) отражательного типа на частоте 4.7 ГГц (рис. 1). Образец в виде полоски (поперечные размеры 22×4.6 , толщина 0.55 мм) располагаем в пучности микроволнового электрического поля E , направленного параллельно ее поверхности. Оптоволокно направляем перпендикулярно к центру образца через отверстие в резонаторе.

Определяем:

$$\delta \text{Im} \epsilon^{\text{GHz}} = \frac{\text{Im} \epsilon_{P_\lambda}^{\text{GHz}}}{\text{Im} \epsilon_{P=0}^{\text{GHz}}} = \left[\frac{1 + R_{R_\lambda}}{1 - R_{R_\lambda}} - \frac{1 + R}{1 - R} \right] \left[\frac{1 + R_{P=0}}{1 - R_{P=0}} - \frac{1 + R}{1 - R} \right]^{-1}; \quad (14)$$

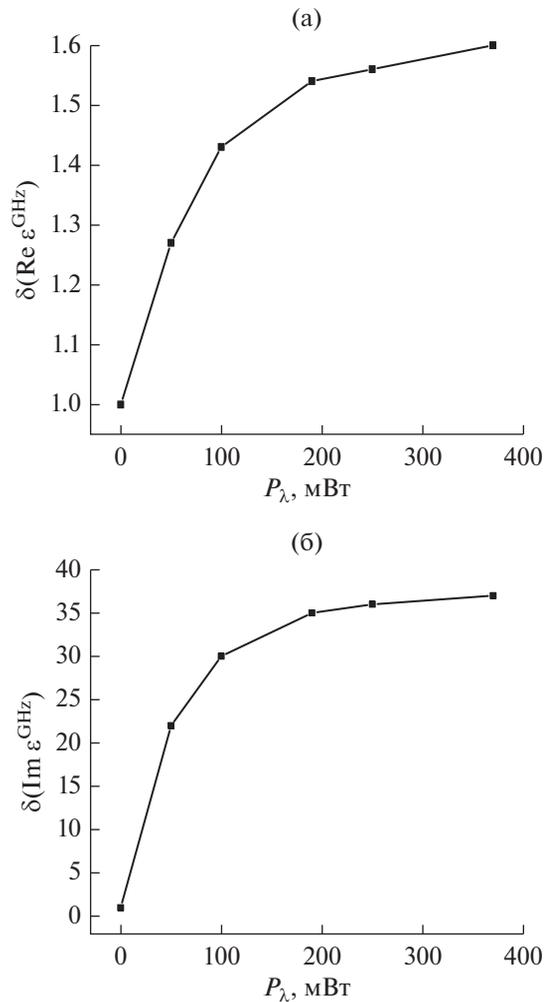


Рис. 2. Измеренная в волноводном резонаторе ($f = 4.72$ ГГц) относительно $P_\lambda = 0$ динамика диэлектрической проницаемости Si при изменении P_λ ($\lambda = 0.97$ мкм): $\delta \text{Re} \epsilon^{\text{GHz}}$ (а) и $\delta \text{Im} \epsilon^{\text{GHz}}$ (б).

$$\delta \text{Re} \epsilon^{\text{GHz}} = (\text{Re} \epsilon_{R_\lambda}^{\text{GHz}} - 1) (\text{Re} \epsilon_{P=0}^{\text{GHz}} - 1)^{-1} = \left[(f - f_{R_\lambda}) f_{P=0} \right] \left[(f - f_{P=0}) f_{R_\lambda} \right]^{-1}, \quad (15)$$

где измеряемые $R, R_{P=0}, R_{R_\lambda}$ – коэффициенты отражения по напряжению от пустого резонатора, резонатора с образцом при $P = 0$, и при P_λ ; $f, f_{P=0}, f_{R_\lambda}$ – частоты резонатора без образца, с образцом при $P = 0$ и при P_λ .

Результаты измерений $\delta \text{Re} \epsilon(P_\lambda)$ и $\delta \text{Im} \epsilon(P_\lambda)$ приведены на рис. 2а, 2б. Видим, что с ростом P_λ от 0 до 370 мВт (плотность мощности 5 Вт/см²) $\delta \text{Re} \epsilon$ и $\delta \text{Im} \epsilon$ увеличиваются, приближаясь к насыщению при $P_\lambda > 200$ мВт. Существенный рост $\delta \text{Im} \epsilon(P_\lambda)$ при незначительном увеличении $\delta \text{Re} \epsilon(P_\lambda)$ должен привести к росту затухания волны и, следовательно, уменьшению пропускания. Это под-

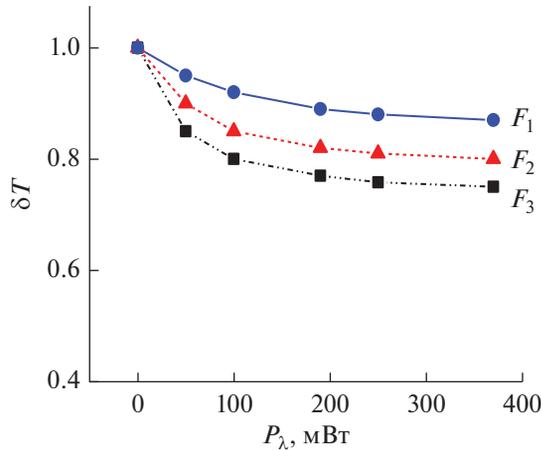


Рис. 3. Измеренная в свободном пространстве динамика коэффициента пропускания $\delta T = T(P_\lambda)/T(P_\lambda = 0)$ полоски Si при изменении P_λ в частотных диапазонах $F_1 = 8...12$ ГГц, $F_2 = 18...28$ ГГц и $F_3 = 26...38$ ГГц.

тверждается измерениями изменения пропускания δT на разных частотах при разных величинах мощности P_λ относительно $P_\lambda = 0$.

Измеряем $\delta T(P_\lambda)$, располагая полоску Si ($22 \times 4.6 \times 0.55$ мм) в свободном пространстве в разрыве между приемным и передающим волноводами:

$$\delta T(P_\lambda) = T(P_\lambda)/T(P_\lambda = 0). \quad (16)$$

Используем набор трех панорамных измерителей для диапазонов частот $F_1 = 8...12$, $F_2 = 18...28$ и $F_3 = 26...38$ ГГц, поперечные размеры соответствующих волноводов имеют размеры 23×10 , 11×6 и 8×4 мм. Результаты измерений $\delta T(P_\lambda)$ приведены на рис. 3. Видим, что δT уменьшается с приближением к насыщению при $P_\lambda > 200$ мВт. При этом значения $\delta T(P_\lambda)$ в диапазоне F_1 больше соответствующих значений для F_2 , которые больше, чем для F_3 , что находится в согласии с теорией, отмечающей уменьшение роста $\delta \text{Im}\epsilon$ при понижении частоты в ГГц-диапазоне при $f < \Delta f_{\text{ex}}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Примененный теоретический подход позволил описать в рамках механизма экситонов поведение диэлектрической проницаемости полупроводников в широком диапазоне частот при оптическом облучении мощностью P_λ и выявить взаимосвязь между явлениями в фотонике и электродинамике.

Из полученных соотношений следует следующее.

1. Частотная зависимость изменения мнимой части диэлектрической проницаемости ($\text{Im}\epsilon$) при фотовозбуждении представляет собой колоколообразную кривую, поднимающуюся с увеличением P_λ на частотах ω внутри диапазона частот экситонных переходов ($\Delta\omega_{\text{ex}}$). Увеличение $\text{Im}\epsilon$ с ростом P_λ осла-

бекает по мере удаления ω от $\Delta\omega_{\text{ex}}$ как в сторону низких, так и высоких частот.

2. Действительная часть $\text{Re}\epsilon$ с ростом P_λ увеличивается при $\omega < \Delta\omega_{\text{ex}}$ (не-друдеподобная зависимость, ГГц-диапазон), не меняется на частотах $\Delta\omega_{\text{ex}}$ и уменьшается при $\omega > \Delta\omega_{\text{ex}}$ (друдеподобный отклик, ТГц-диапазон).

Влияние экситонов слабо проявляется на частотах $\omega \gg \Delta\omega_{\text{ex}}$ и $\omega \ll \Delta\omega_{\text{ex}}$. В этом случае $\text{Re}\epsilon(P_\lambda)$ и $\text{Im}\epsilon(P_\lambda)$ практически сохраняются относительно $\text{Re}\epsilon(P_\lambda = 0)$ и $\text{Im}\epsilon(P_\lambda = 0)$.

Отличительные особенности не-друдеподобного поведения $\text{Im}\epsilon$ и $\text{Re}\epsilon$ при $\omega < \Delta\omega_{\text{ex}}$ наблюдали экспериментально в измерениях образцов Si при волоконно-оптическом облучении мощностью $P_\lambda = 0...370$ мВт ($\lambda = 0.97$ мкм):

а) обнаружено измерениями в резонаторе ($f = \omega/2\pi = 4.7$ ГГц) увеличение $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$ (более чем на порядок) и увеличение $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$ (в 1.6 раз) с приближением к насыщению при $P_\lambda > 200$ мВт;

б) показано экспериментально, что в свободном пространстве ($f = 8...36$ ГГц) с ростом P_λ пропускание T уменьшается (это связано с увеличением $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$) с приближением к насыщению при $P_\lambda > 200$ мВт и повышением T с понижением частоты при фиксированной мощности.

Результаты могут быть полезны для применений в метаструктурах с целью разработки оптически управляемых коммуникационных систем.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chen H.T., O'Hara J.F., Azad A.K., Taylor A.J. // Laser Photonics Rev. 2011. V. 5. № 4. P. 513.
2. Padilla W.J., Taylor A.J., Highstrete C. et al. // Phys. Rev. 2006. V. 96. № 10. P. 107401.
3. Chen H.T., Padilla W.J., Zide J. et al. // Nature. 2006. V. 444. № 7119. P. 597. <https://doi.org/10.1038/nature05343>
4. Xiao S., Wang T., Jiang X. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2020. V. 53. № 50. P. 503002.
5. Manceau J.M., Shen N.-H., Kafesaki M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. № 2. P. 021111.
6. Nemati A., Wang Q., Hong M.H., Teng J.H. // Opto-Electron Advances. 2018. V. 1. № 18. P. 180009. <https://doi.org/10.29026/oea.2018.180009>
7. Zhou J., Chowdhury D.R., Zha R. et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. № 3. P. 035448. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.035448>

8. *Маделунг О.* Теория твердого тела. М.: Наука, 1980. С. 414.
9. *Rizza C., Ciattoni A., De Paulis F. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. V. 48. № 13. P. 135103. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/13/135103>
10. *Рогалин В.Е., Каплунов И.А., Кропотов Г.И.* // Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 125. № 6. С. 851. <https://doi.org/10.21883/OS.2018.12.46951.190-18>
11. *Busch S., Scherger B., Scheller M., Koch M.* // Optics Lett. 2012. V. 37. № 8. P. 1391.
12. *Мусаев А.М.* // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51. № 10. С. 1341. <https://doi.org/10.21883/ФТР.2017.10.45010.8520>
13. *Крафтмахер Г.А., Бутылкин В.С., Казанцев Ю.Н. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. № 9. С. 586.
14. *Агекян В.Ф.* // Соросовский образовательный журн. 2000. Т. 6. № 10. С. 101.
15. *Днепровский В.С.* // Соросовский образовательный журн. 2000. Т. 6. № 8. С. 88.
16. *Кашкаров П.К., Тимошенко В.Ю.* Оптика твердого тела и систем пониженной размерности. М.: МГУ, 2009. С. 190.
17. *Нокс Р.* Теория экситонов. М.: Мир, 1966.
18. *Файн В.М.* Фотоны и нелинейные среды. М.: Сов. радио, 1972. С. 472.
19. *Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронопуло Ю.Г.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. № 3. С. 921.
20. *Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронопуло Ю.Г., Якубович Е.И.* Резонансные взаимодействия света с веществом. М.: Наука, 1977.
21. *Ельяшевич М.А.* Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: ГИФМЛ, 1962. Гл. 4, 5.
22. *Агранович В.М.* Теория экситонов. М.: Наука, 1968.

**РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ**

УДК 534:621.382,681.883

**ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПОЛЯ
В АКУСТООПТИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ
АКУСТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ¹**© 2022 г. С. А. Титов^а *, А. С. Мачихин^а, В. Э. Пожар^а, М. Ф. Булатов^а^аНаучно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
ул. Бутлерова, 15, Москва, 117342 Российская Федерация

*E-mail: sergetitov@mail.ru

Поступила в редакцию 14.05.2022 г.

После доработки 04.08.2022 г.

Принята к публикации 09.08.2022 г.

Представлены два метода оценки структуры акустического поля, создаваемого в рабочей среде акустооптического (АО) модулятора его ультразвуковым излучателем. В первом методе в качестве чувствительного инструмента используется акустический микроскоп, фокусируемый на торцевую грань кристалла, противоположную той, на которой расположен пьезопреобразователь. Второй метод основан на использовании самого излучателя в качестве приемного элемента коротких акустических импульсов. Методы протестированы на рабочих образцах серийных АО-модуляторов. В результате проведенных экспериментальных исследований выявлены особенности поля акустического излучателя, в частности, наличие переотраженных волн и различие амплитуд волн, возбуждаемых разными секциями излучателя. Показано, что исследованные методы могут эффективно использоваться для контроля структуры акустических полей в рабочей среде АО-устройств.

DOI: 10.31857/S0033849422120221

ВВЕДЕНИЕ

Акустооптические (АО) устройства широко используются в современной технике для управления световыми потоками [1, 2]. В основе их работы лежит дифракция света на ультразвуковой волне, образующей за счет упругооптического эффекта в рабочей среде динамическую дифракционную решетку в виде периодической вариации диэлектрической проницаемости. Характеристики АО-устройств напрямую зависят от свойств этой решетки, повторяющей структуру акустического поля в среде [1, 2], а потому контроль этой структуры является важной задачей.

В то время как в теоретических моделях, как правило, предполагается идеальная форма поля в виде плоской волны, в реальных АО-устройствах возбуждаемый акустический пучок подвержен расходимости, затуханию и отражению от границ ячейки [3]. В частности, любая отраженная волна образует дифракционную решетку, а происходящая на ней дифракция света носит характер паразитного процесса. Для оценки степени влияния всех этих факторов следует иметь средства опре-

деления реальной структуры акустических пучков в среде.

Для контроля акустического поля часто используют дифракцию пробного лазерного пучка в направлении, ортогональном акустическому столбу, со стороны боковых граней [4]. Это позволяет исследовать затухание и расходимость акустической волны, ее снос, а также неоднородность, связанную в том числе с размерами и формой акустического излучателя. Однако на практике эти боковые грани, как правило, недоступны для проведения такого исследования, поскольку это требует их специальной полировки и в рабочем состоянии они зачастую перекрыты конструктивными элементами АО-устройств, например, теплоотводом.

Иным подходом, использованным в данной работе, является исследование акустической волны, прошедшей через АО-ячейку, акустическими датчиками. В этом качестве был использован акустический микроскоп, приемный элемент которого может быть сфокусирован в произвольную точку среды, и эта точка фокусировки может перемещаться по пространству [5]. Этот способ требует наличия доступа к соответствующим граням АО-ячейки, а потому в случае исследования действующего АО-устройства требует дополнитель-

¹ Работа доложена на Пятой Международной молодежной конференции «Информационные технологии и технологии коммуникации: современные достижения» (Астрахань, 4–7 октября 2021 г.).

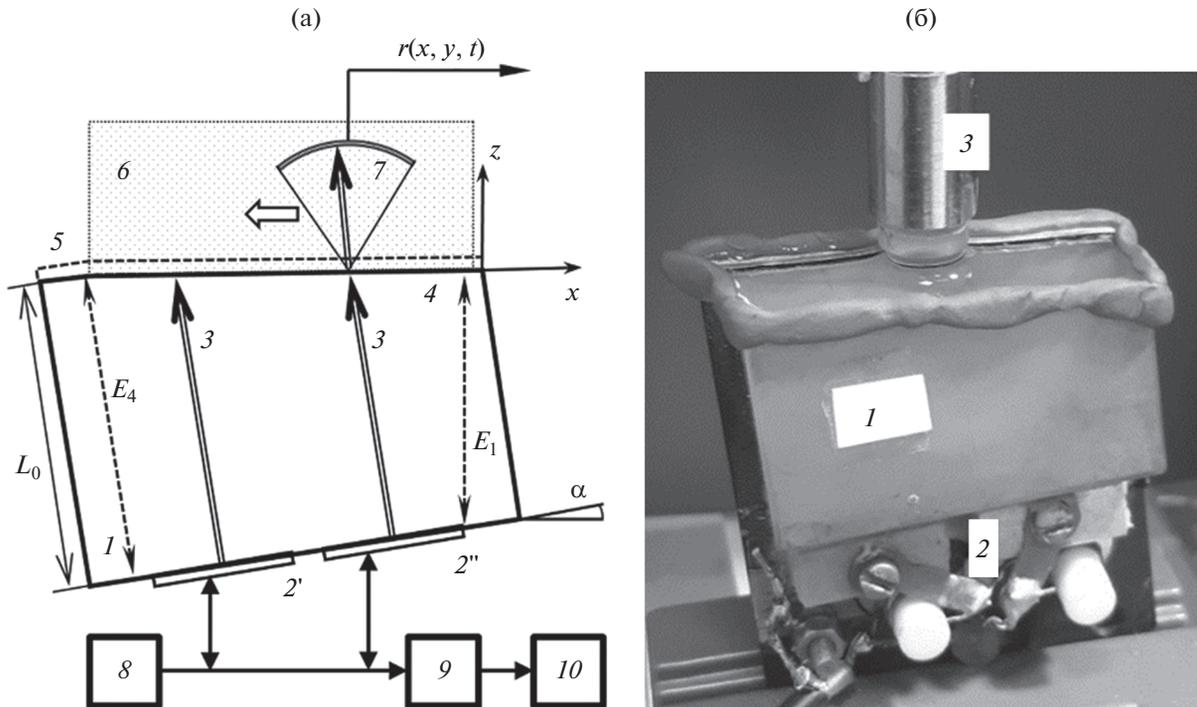


Рис. 1. Измерение акустического поля в АО-модуляторе: а – схема измерений; б – измерительная установка; 1 – рабочий кристалл, 2 – двухсекционный пьезопреобразователь АО-модулятора, 3 – направления акустических пучков; 4 – торцевая плоскость; 5 – поглотитель; 6 – иммерсионная жидкость; 7 – приемный элемент акустического микроскопа; 8 – ВЧ-генератор; 9 – ВЧ- приемник-усилитель; 10 – осциллограф.

ной подготовки, например, удаления защитного корпуса.

Другим способом анализа, при этом не требующим разборки действующего устройства, является эхо-импульсный метод [6], в котором акустический излучатель используется как в качестве источника ультразвука, так и в качестве его приемника.

В работе протестированы оба этих метода исследований акустического поля в рабочей среде АО-устройств и описаны возможные их применения.

1. МЕТОД АКУСТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ

Этот метод предполагает поточечный анализ акустического поля на противоположной от излучателя грани рабочего кристалла. Принцип определения поля (рис. 1) заключается в последовательной регистрации распределения его амплитуды путем пошагового сканирования фокуса акустического микроскопа вдоль оси x . Для использования этого метода поглотитель был удален с исследуемой грани АО-устройства. Измерения осуществлялись в импульсном режиме и при этом ультразвуковой излучатель АО-устройства возбуждался электри-

ческим импульсом от генератора акустического микроскопа, что обеспечивало синхронизацию излучателя и приемника. Реализация этой схемы базируется на том, что рабочие полосы частот используемого приемного элемента акустического микроскопа и АО-излучателя в значительной степени перекрывались (50...100 МГц). В ходе измерений акустический импульс возбуждается на нижней грани, проходит по рабочей области кристалла, достигает верхнего торца кристалла ($z = 0$), частично проходит в иммерсионную жидкость и принимается приемником акустического микроскопа, имеющим форму участка сферы.

Сигнал микроскопа фактически является сверткой по пространственным (x, y) и временной (t) переменным поля $u(x, y, t)$ в иммерсионной среде в плоскости $z = 0$ с функцией импульсного отклика приемного акустического элемента $h(x, y, t)$. Параметры последней определяют поперечную разрешающую способность, которая для использованного в эксперименте приемного элемента составляла приблизительно 30 мкм. Диапазон углов, в пределах которого данный элемент может принимать плоские волны в иммерсионной жидкости, ограничен в пределах $\pm 30^\circ$ от нормали, что определяется конструкцией приемного ультразвукового преобразователя.

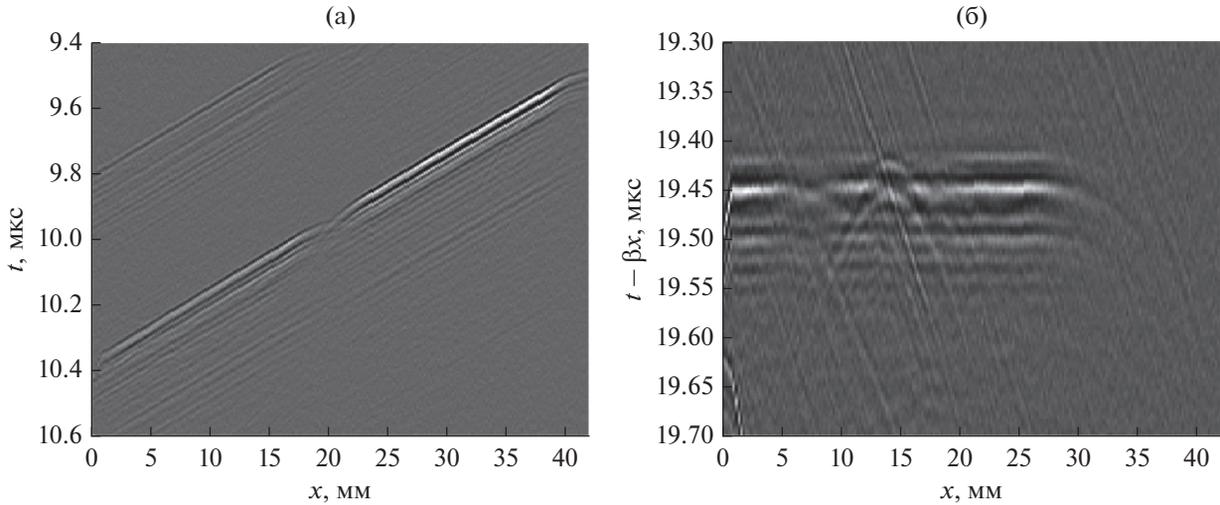


Рис. 2. Диаграммы сигналов, пришедших на торец кристалла ($z = 0$): а – однократный пробог, в координатах (x, t) ; б – трехкратный пробог, в координатах $(x, t - \beta x)$, $\beta = 0.06$ мкс/мм.

2. СТРУКТУРА ПРОШЕДШЕЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

Исследование метода проводили с использованием серийно выпускавшегося АО-модулятора МЗ-305-1, который содержит АО-ячейку из оптического плавяного кварца, схема которой представлена на рис. 1а. Светозвукопровод I выполнен в виде прямой призмы, верхняя грань которой наклонена на угол $\alpha = 6.5^\circ$ по отношению к нижней и имеет небольшой (3 мм) скос (излом) на углу призмы, так что скошенный участок параллелен нижней грани. Поперечный и продольный размеры ячейки составляют $L_0 = 28.3$ мм и $L_x = 44.6$ мм соответственно. На нижней грани (основании) расположен ультразвуковой преобразователь 2 продольных волн из ниобата лития, состоящий из двух секций $2'$ и $2''$. Секции преобразователя имеют размеры 17.5×3.5 мм и расположены с зазором 4.0 мм. Они включены параллельно, а центральная частота и полоса частот преобразователя составляют 50 и 30 МГц соответственно.

При работе АО-ячейки в штатном режиме лазерное излучение проходит через оптические боковые грани кристалла. Световой пучок дифрагирует на ультразвуковой волне с изменением поляризации и направления распространения. При этом коэффициент дифракции пропорционален мощности возбужденной ультразвуковой волны [1, 2]. В функции оптического затвора используется прошедший без дифракции пучок. Изменение мощности ультразвуковой волны позволяет регулировать добротность лазерного резонатора и управлять временем появления лазерных импульсов.

Регистрируемый акустическим микроскопом пространственно-временной сигнал содержит

множество составляющих, вызванных волнами различных мод и переотраженными волнами в кристалле, что видно из представленных полутонных диаграмм (рис. 2). Отклик $r(x, t)$ в виде наклонной прямой на рис. 2а образован акустическим импульсом продольной волны, излученным пьезопреобразователем: в каждом сечении ($x = \text{const}$) он представляет собой короткий импульс в виде примерно одного периода. При этом, поскольку верхняя грань кристалла наклонена по отношению к плоскости излучателя, задержка отклика, определяемая временем пробега, линейно зависит от x . На диаграмме выделяются две составляющие, соответствующие двум секциям преобразователя, причем правая секция дает заметно больший по амплитуде сигнал (проявляющийся на изображении в большем контрасте). Это различие не сводится к большему поглощению, вызванному различным расстоянием, проходимым волной от излучателя до выходной грани, а связано, вероятно, с неодинаковой амплитудой возбуждения двух секций излучателя. Отклик имеет плоский участок, протяженность которого примерно равна размеру преобразователя, и закругленные концы, образованные волнами, излученными краем излучателя и идущими под небольшим углом, а потому проходящими с соответствующей задержкой. Такая форма является характерной для широкополосного “поршневого” ультразвукового преобразователя [7]. Вычисленная фазовая скорость распространения волны составила приблизительно $V = 5.97$ км/с, что соответствует продольной моде для кварца, из которого изготовлена АО-ячейка [8].

Представляет интерес и изучение сигнала, соответствующего трехкратному прохождению продольной волны с отражением от верхней и нижней грани (рис. 2б). Для удобства визуализации его

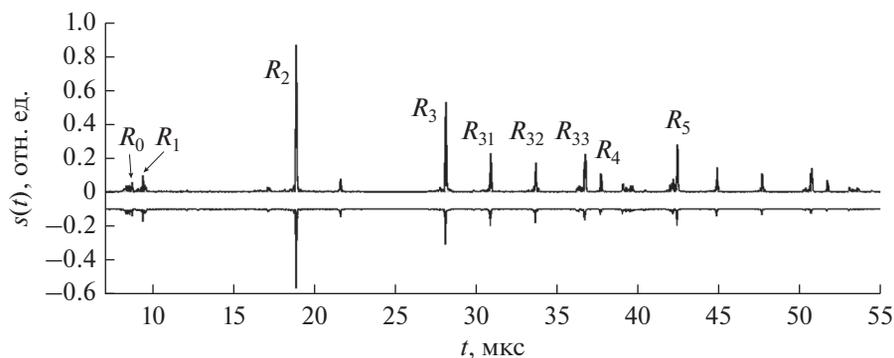


Рис. 3. Акустические хронограммы в АО ячейке с поглотителем (внизу) и без него (вверху); для наглядности сигнал с поглотителем инвертирован и смещен вниз на величину 0.1.

структуры он представлен на диаграмме в координатах, компенсирующих наклон: $(x, t - \beta x)$, где $\beta = 0.06$ мкс/мм. На диаграмме наблюдается существенное (примерно на 10 мм) смещение отклика влево, вызванное клиновидностью АО-ячейки, и различаются две области, соответствующие двум секциям излучателя. На диаграмме видна только та часть волны левой секции, которая непосредственно достигает торцевой поверхности ячейки, тогда как остальная часть, отражающаяся от боковой грани, приходит на эту поверхность с дополнительной задержкой. В целом в структуре поля также наблюдаются как плоский участок, так и “краевые волны”. Вместе с тем в поле правой секции видны существенные искажения в виде нарушения регулярности отклика в области $x \approx 14$ мм, вызванные, видимо, тенью от зазора между секциями преобразователя.

3. ЭХО-ИМПУЛЬСНЫЙ МЕТОД

В этом методе для исследований используется собственный пьезопреобразователь АО-ячейки, т.е. не требуется разборка АО-устройства. Также этот метод не требует удаления поглотителя 5 (см. рис. 1а) и позволяет исследовать свойства отраженной волны.

Поскольку эта волна вызывает паразитные эффекты, для ее подавления используется поглотитель в виде поглощающей пасты (сплавы Розе и Вуда) или прикрепленной поглощающей пластины (индий). Чтобы в АО-ячейке не возникала стоячая акустическая волна, нижняя и верхняя грани кристалла, на которых размещены излучатель и поглотитель, делаются непараллельными.

Оценить коэффициент отражения можно путем сравнения эхо-сигналов, измеренных на двух идентичных АО-модуляторах — с поглотителем и без него. Следует отметить, что аналогичная схема использовалась для измерения акустического импеданса по изменению коэффициента отражения волны при приведении в соприкосновение

твердотельного звукопровода с исследуемой жидкостью [6]. Однако в данной работе, поскольку противоположные грани не параллельны, в регистрируемые эхо-сигналы вносят дополнительный вклад волны, распространяющиеся в АО-ячейке по сложным траекториям и испытывающие многократные отражения. Ниже проведен анализ распространения ультразвуковых волн в АО-модуляторе МЗ-305-1 и оценен коэффициент отражения от торца, покрытого поглотителем ультразвука.

Поскольку в исследовании структуры ультразвукового поля излучатель выполняет функции источника и приемника, то для разделения сигналов используется импульсный режим. Импульсы длительностью 5 нс возбуждались ВЧ-генератором, а отраженные сигналы регистрировались приемником-услителем 9, который имел полосу частот 10...120 МГц, регулируемый коэффициент усиления от 0 до 40 дБ и защиту от зондирующих импульсов. Усиленный аналоговый сигнал регистрировался цифровым осциллографом 10.

Результатом измерения являются хронограммы $s(t)$ (рис. 3), отображающие последовательность эхо-импульсов. При этом время t отсчитывалось от начала зондирующего импульса, а огибающие вычислялись из зарегистрированного пьезопреобразователем знакопеременного сигнала с использованием преобразования Гильберта [9].

Каждая из зарегистрированных хронограмм содержит множество эхо-импульсов, вызванных отражениями в светозвукопроводе. При этом центральная частота эхо-импульсов составляет 51 МГц, а хронограммы для АО-ячеек с поглотителем и без него совпадают по форме и по времени прихода эхо-импульсов, но различаются по амплитуде. Таким образом, поглотитель не меняет радикальным образом картину распространения волн и, измеряя уменьшение амплитуды импульсов вследствие нанесения поглотителя, можно оценить его эффективность.

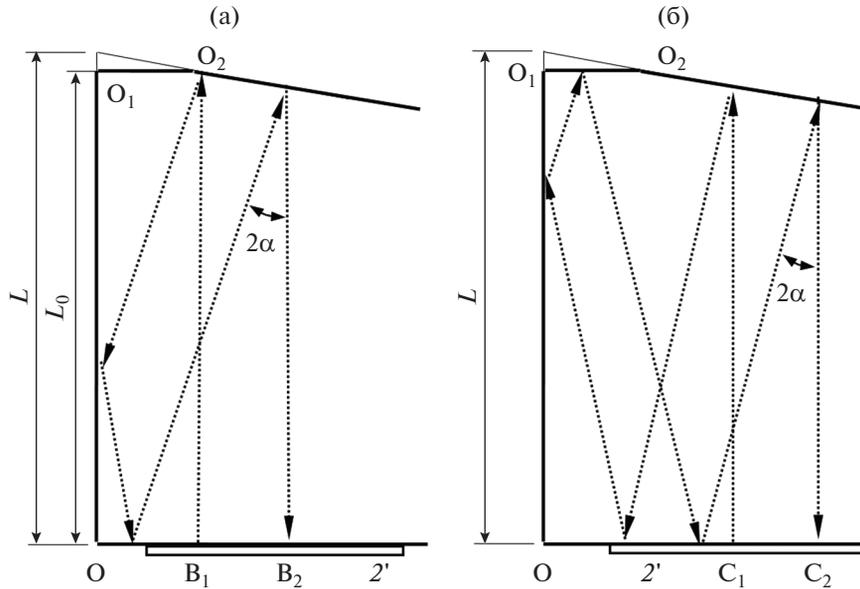


Рис. 4. Траектории распространения волн при формировании эхо-импульсов R_2 (а) и R_3 (б).

Сравниваемые хронограммы получены при возбуждении обеих секций ультразвукового излучателя. Следует, однако, отметить, что при отключении левой секции не наблюдается никаких откликов с заметной амплитудой, т.е. правая секция не дает значительного вклада в хронограмму. Это объясняется тем, что излученная ею плоская волна после отражения от наклонной верхней грани падает на поверхность преобразователя под углом 2α , превышающим угловую ширину его диаграммы направленности (см. рис. 1а).

4. АНАЛИЗ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ХРОНОГРАММЫ

Идентификация эхо-импульсов осуществлялась посредством сравнения времени их прихода с величинами времени пробега волн по разным траекториям, рассчитанным на основе геометрических размеров АО-ячейки и известных величин скорости звука ультразвука в плавном кварце для продольной и поперечной волн $C_L = 5.96$ км/с и $C_T = 3.76$ км/с [8].

В дальнейшем анализе следует учесть, что регистрируемый пьезопреобразователем сигнал является суммой парциальных вкладов от разных точек излучателя. И поскольку вследствие клиновидности рабочего кристалла волна, испущенная плоским участком излучателя и отразившаяся от верхней грани, падает на приемник под углом, а потому достигает его в разной фазе, то она фактически гасится. Существенный отклик будут давать лишь волны, падающие на приемник нормально.

Слабый отклик R_0 , содержащий нескольких импульсов и имеющий минимальную задержку (см. рис. 3), вызван, очевидно, однократным отражением продольных волн от верхней грани при распространении параллельно кратчайшей линии E_1 (см. рис. 1а). Он может быть порожден либо испускаемой левым краем излучателя цилиндрической волной, часть которой после отражения падает перпендикулярно его поверхности, либо участком плоской волны, падающим после отражения на правый край преобразователя. В обоих случаях доля таких волн в общем излучаемом потоке хотя и мала, с чем и связана низкая эффективность излучения или приема волн краем преобразователя [7], но достаточна для обнаружения этих эхо-импульсов. Оценка времени распространения дает значение $t_0 \approx 7.9$ мкс, что согласуется с хронограммой.

Следующий эхо-импульс R_1 образован плоской волной, распространяющейся по траектории E_4 от левой части левой секции до небольшого участка верхней грани, параллельного основанию. Время распространения составляет

$$t_1 = \frac{2L_0}{C_L} \approx 9.4 \text{ мкс.} \quad (1)$$

Так как размер фаски относительно мал, то и амплитуда отклика R_1 также мала, а поскольку отражение происходит от параллельной излучателю плоскости, этот отклик сосредоточен во времени.

Существенно большую амплитуду имеет отклик R_2 , образованный четырехкратно отраженными лучами (рис. 4а). В этом случае при последовательном отражении от верхней, боковой,

нижней и снова верхней граней длина траектории оказывается одинаковой для всех лучей, излученных участком секции 2' между точками B_1 и B_2 . Время пробега составляет:

$$t_2 = \frac{2L(1 + \cos 2\alpha)}{C_L} \approx 18.8 \text{ мкс}, \quad (2)$$

что хорошо согласуется с хронограммой. В силу того, что в генерации и приеме импульса принимает участие заметная площадь преобразователя и принимаемая волна на участке B_1B_2 падает перпендикулярно на его поверхность, амплитуда отклика R_2 значительна.

Образование второго по величине эхо-импульса R_3 объясняется аналогичным образом. В этом случае общее число отражений достигает шести, причем имеет место в том числе отражение от верхнего прямого угла OO_1O_2 (см. рис. 4б). На схеме показан один из лучей, участвующих в формировании этого импульса. Время прохождения этого импульса составляет

$$t_3 = 2 \frac{L_0}{C_L \cos 2\alpha} [1 + (1 - \sin 2\alpha \operatorname{tg} \alpha)(1 + \cos 2\alpha)] \quad (3)$$

и для небольшого угла наклона α мало отличается от времени шестикратного прохождения расстояния L_0 . Так, для $\alpha = 6.5^\circ$ расчет по формуле (3) дает: $t_3 = 6.03L_0C_L^{-1} = 28.33$ мкс.

Следующие три импульса, R_{31} , R_{32} и R_{33} , расположены эквидистантно с интервалом $dt \approx 2.7$ мкс. Возникновение этих откликов вызвано трансформацией волн, возможной при наклонном падении волны на границу. Если при отражении возникает поперечная волна, которая на другой границе трансформируется обратно в продольную, то траектория распространения волн сохраняется, но при этом возникает дополнительная задержка на величину

$$dt = L_0 \left(\frac{1}{C_T} - \frac{1}{C_L} \right). \quad (4)$$

В случае плавленого кварца численная оценка (4) дает значение $dt \approx 2.75$ мкс, что равно наблюдаемой задержке импульса R_{31} относительно R_3 . Импульсы R_{32} и R_{33} соответствуют двум и трем проходам поперечных волн из общих шести проходов. Следует отметить, что, несмотря на наличие трансформации мод, падение принимаемой волны происходит перпендикулярно поверхности преобразователя.

Происхождение импульса R_4 аналогично R_2 (см. рис. 4). В этом случае также происходит отражение продольной волны от нижнего прямого угла, но число отражений достигает восьми, что дает оценку времени задержки $t_4 \approx 2t_2 = 37.6$ мкс. Амплитуда импульса R_4 меньше, чем у импульсов R_2 и R_3 , вследствие увеличения длины пути и допол-

нительного влияния неполного отражения от ультразвукового преобразователя.

Из множества последующих откликов выделяется эхо-импульс R_5 (см. рис. 3), запаздывающий относительно R_4 примерно на время $2dt$. Это позволяет предположить, что данный импульс формируется аналогично R_4 , но в двух проходах из восьми волна имеет поперечную поляризацию. Общее время его задержки составляет $t_5 = t_4 + 2dt \approx 43$ мкс, что наблюдается на хронограмме (см. рис. 3). За этим эхо-импульсом следует ряд эквидистантных откликов с периодом, равным приблизительно dt , что указывает на возрастающее число проходов в виде поперечной волны. Амплитуда этих импульсов оказывается малой, особенно при наличии поглотителя, поэтому включать их в дальнейший анализ представляется нецелесообразным.

5. СТРУКТУРА ОТРАЖЕННОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

Проведенный выше анализ распространения импульсов в светозвукопроводе АО-модулятора позволяет утверждать, что для импульсов R_i ($i = 1 \dots 5$) число отражений от верхней границы (n_i) составляет 1, 2, 4, 4 и 4 раза соответственно. Кроме того, направления распространения волн и размеры волновых пучков не меняются при изменении свойств среды, контактирующей с верхней гранью. Эффективность поглотителя можно оценить, сравнивая амплитуды A_{oi} откликов без поглотителя с амплитудами A_i при наличии поглотителя и учитывая число отражений n_i :

$$K_i = \left(\frac{A_i}{A_{oi}} \right)^{1/n_i}. \quad (5)$$

Этот коэффициент показывает примерно, во сколько раз уменьшается амплитуда паразитной однократно отраженной волны при нанесении поглотителя. В этих расчетах потерями на распространение можно пренебречь, поскольку декремент затухания продольных волн в плавленом кварце на частоте 50 МГц составляет лишь 0.325 дБ/м [8]. Кроме того, поскольку падение волны на торец близко к нормальному, модуль коэффициента отражения от границы раздела звукопровод–воздух приблизительно равен 1 и величина K является оценкой коэффициента отражения от границы звукопровод–поглотитель.

Результаты измерений и расчетов приведены в табл. 1. Амплитуда отклика R_4 мала, что не дает возможности получить состоятельную оценку коэффициента отражения. Также в силу малости амплитуды отклика R_1 относительная погрешность K является весьма значительной. Кроме того, отклик R_1 получен при отражении от малого плоского участка O_1O_3 (см. рис. 1), где структура

Таблица 1. Коэффициент отражения ультразвуковой волны от поглотителя

Импульс	n_i	A_{0i} , отн. ед.	A_0 , отн. ед.	K_i
R_1	1	0.08 ± 0.02	0.11 ± 0.02	0.6 ± 0.15
R_2	2	0.46 ± 0.02	0.87 ± 0.03	0.73 ± 0.04
R_3	4	0.20 ± 0.03	0.51 ± 0.02	0.78 ± 0.06
R_4	4	0.04	0.1	–
R_5	4	0.1 ± 0.03	0.28 ± 0.03	0.8 ± 0.2

поглотителя может быть особой. Невысокая точность соответствует коэффициенту отражения K_5 , это связано кроме малой амплитуды A_{05} с трансформацией продольной моды в поперечную на границе поглотителя, что делает оценку K_5 не вполне корректной. В целом наиболее надежными представляются оценки, полученные по откликам R_2 и R_3 .

Экспериментальные исследования показывают, что полученное оценочное значение коэффициента отражения продольной ультразвуковой волны от границы с поглотителем находится в пределах 0.7...0.8. Интересно сравнить это значение с оценками, рассчитанными для некоторых материалов по справочным данным. Амплитудный коэффициент отражения при нормальном падении на плоскую границу раздела равен [10]:

$$K = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}, \quad (6)$$

где Z_1 и Z_2 – акустические импедансы звукопровода и поглотителя соответственно, а импеданс определяется плотностью материала ρ и скоростью звука. Для уменьшения коэффициента отражения целесообразно использовать материал с импедансом, близким к импедансу среды. В случае плавного кварца ($Z_1 = \rho C_L = 13.1 \text{ кг м}^{-2} \text{ с}^{-1}$) в качестве такого материала часто используется индий с импедансом $Z = 16.2 \text{ кг м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [8]. В этом случае оценка коэффициента отражения дает $K = 0.11$, что значительно отличается от результатов эксперимента. С другой стороны, нанесение достаточно толстого слоя индия на поверхность светозвукопровода является сложной технологической задачей, поэтому для присоединения поглотителя используется клеевое соединение. В этом случае коэффициент отражения на границе с эпоксидным компаундом, характерный импеданс которого равен $Z = 3 \text{ кг м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [8], составляет $K = 0.63$, что намного ближе к полученным результатам. Некоторое различие может быть объяснено нестабильностью акустических свойств клея, влиянием

толщины клеевого слоя и частичной потерей адгезии на границе раздела.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанные методы оценки структуры ультразвукового поля в кристалле позволяют получать прямую информацию о его характеристиках и оценить однородность поля, относительную эффективность возбуждения ультразвука, расходимость пучка, наличие переотражений, степень затухания или ослабления ультразвуковой волны. С помощью описанных методов представляется возможным осуществлять контроль структуры ультразвукового поля в отсутствие акустического поглотителя в ходе изготовления АО-ячеек, а также на стадии согласования пьезопреобразователя с ВЧ-генератором. Сравнение полученных данных с результатами измерений при установленном поглотителе позволяет оценить его эффективность. Кроме того, акустические поля могут исследоваться и со стороны боковых граней, пока АО-ячейка не заключена в корпус. Регистрация ультразвуковых волн на границах ячейки в импульсном режиме может быть использована для оценки пространственно-временного распределения волн в объеме светозвукопровода и для выявления особенности полей, связанных со структурой источника ультразвука, формой АО-ячейки и другими факторами.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках государственного задания НТЦ УП РАН (FFNS-2022-0010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Н. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И. и др. Теория и практика современной акустооптики. М.: МИСиС, 2015.
3. *Shutilov V.A.* Fundamental Physics of Ultrasound. London: CRC Press, 1988.
4. *Settles G.S.* Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media. Berlin: Springer-Verlag, 2001.
5. *Титов С.А.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 1. С. 22.
6. Физическая акустика. Т. 1. Методы и приборы ультразвуковых исследований. Часть А. / Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1966.
7. *Кайно Г.* Акустические волны: Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов. М.: Мир, 1990.
8. *Birks A.S., Green R.E., McIntire P.* Ultrasonic Testing (Nondestructive Testing). Handbook. V. 7. Columbus: Amer. Soc. Nondestructive Testing, 1991.
9. *Oppenheim A.V., Schaffer R.W.* Discrete-time Signal Processing. Upper Saddle River, Pearson Higher Education, Inc, 2010.
10. *Бреховских Л.М., Годин О.А.* Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ
В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ**

УДК 535.421

**ЛАЗЕРНОЕ СЧИТЫВАНИЕ РАДИОСИГНАЛОВ С УСТРОЙСТВ
НА ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ**

© 2022 г. В. А. Комоцкий*

*Российский университет дружбы народов,
ул. Миклухо-Маклая, 6, Москва, 117198 Российская Федерация***E-mail: vkomotskii@mail.ru*

Поступила в редакцию 15.03.2021 г.

После доработки 17.03.2022 г.

Принята к публикации 20.03.2022 г.

Рассмотрены оптоэлектронные схемы, предназначенные для считывания радиосигналов с линий задержки на поверхностных акустических волнах (ПАВ), в которых вместо второго, считывающего встречно-штыревого преобразователя применена схема лазерного зондирования ПАВ с фазовой дифракционной решеткой. Приведены примеры и методика расчета амплитуды сигнала и отношения сигнала к шуму на выходе канала лазерного считывания при различных параметрах схем. Представлены результаты экспериментов по считыванию импульсных радиосигналов с длительностями в несколько микросекунд. Отмечены особенности метода лазерного считывания: возможность плавной регулировки времени задержки выходного сигнала относительно входного и исключения отражения поверхностной волны от считывающего встречно-штыревого преобразователя.

DOI: 10.31857/S0033849422120087

ВВЕДЕНИЕ

Поверхностные акустические волны (ПАВ) используются для построения линий задержки, фильтров и устройств обработки радиосигналов [1–4]. Эти устройства содержат, как минимум, два встречно-штыревых преобразователя (ВШП) на поверхности подложки. Один из них предназначен для возбуждения ПАВ, а второй, расположенный на некотором расстоянии от первого ВШП, служит для считывания радиосигнала. В данной работе будут рассмотрены схемы лазерного считывания (ЛС) радиосигнала с линией задержки, в которых вместо второго ВШП применена одна из схем [5, 6] лазерного зондирования ПАВ с опорной дифракционной решеткой (ОДР). Схема ЛС линейно преобразует радиосигнал, который распространяется в форме ПАВ по подложке, в выходной электрический радиосигнал с сохранением несущей частоты и фазовых соотношений. Другие способы лазерного зондирования ПАВ, которые были описаны в работах [7, 8] и в обзорах [9, 10], не предназначены на практике для считывания сигнала с линии задержки на ПАВ. Лазерное считывание сигналов с применением ОДР дает возможность получить ряд новых качеств, которые не реализуются в традиционных устройствах на ПАВ. Во-первых, оно создает возможность плавного изменения длительности задержки выходного сигнала за счет

перемещения следа лазерного пучка вдоль направления распространения ПАВ; во-вторых, позволяет устранить отраженную волну за счет того, что из схемы исключается считывающий ВШП. В традиционной линии задержки считывающий ВШП вызывает отражение ПАВ и так называемый трехпроходный сигнал на выходе. Дополнительно можно отметить, что схема ЛС с ОДР позволяет считывать сигнал с подложки, которая не обладает пьезоэлектрическими свойствами, в том случае, если ПАВ введена в подложку каким-либо способом, например, с помощью краевого возбудителя. Теоретический анализ процесса формирования выходного сигнала, а также методика выбора оптимальных параметров схем лазерного зондирования ПАВ, описаны в работах [5, 6, 11, 13]. Здесь мы рассмотрим практические аспекты построения схем ЛС, расчет амплитуды полезного сигнала и отношения сигнала к шуму на выходе схем ЛС с ОДР.

**1. ВАРИАНТЫ СХЕМ
ЛАЗЕРНОГО СЧИТЫВАНИЯ СИГНАЛА****1.1. Схема ЛС с ОДР на поверхности подложки**

Рассмотрим схему ЛС с ОДР, представленную на рис. 1. На поверхности подложки 1 имеется ВШП 2, для ввода сигнала в линию задержки. На пути распространения ПАВ находится ОДР 4. Пе-

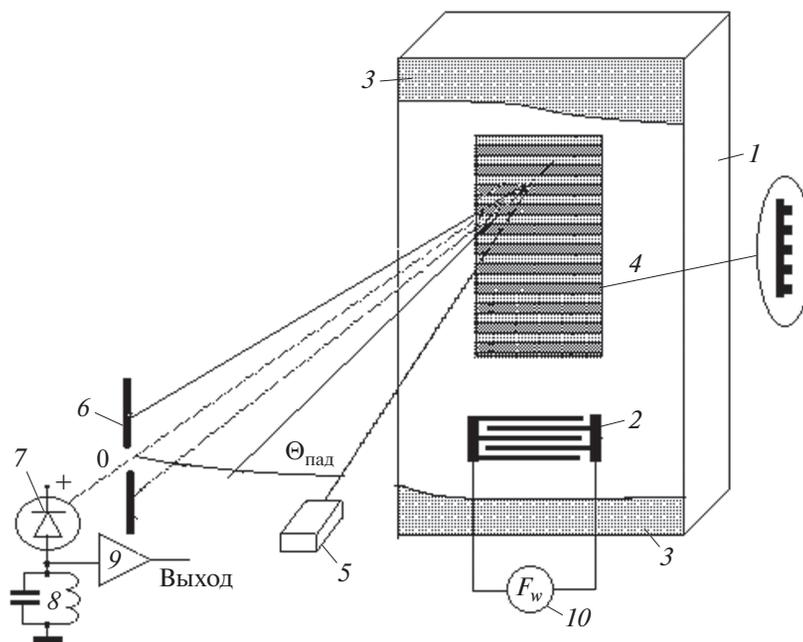


Рис. 1. Схема лазерного считывания сигнала с линии задержки, в которой ОДР расположена на поверхности подложки: 1 – подложка, 2 – ВШП, 3 – поглотители ПАВ, 4 – ОДР, 5 – лазер, 6 – диафрагма, 7 – фотодиод, 8 – нагрузка фотодиода в виде колебательного контура, 9 – усилитель радиосигнала, 10 – генератор радиосигнала.

риод ОДР, Λ_g , равен длине волны ПАВ, $\Lambda = \Lambda_0$, которая соответствует центральной частоте радиосигнала F_0 . В данной схеме ОДР представляет собой отражающую свет рельефную периодическую структуру с прямоугольной формой профиля типа “меандр”. Пучок излучения от лазера 5 направлен на ОДР под углом падения $\Theta_{пад}$, который достаточен для разделения в пространстве входного и отраженного пучков излучения лазера. Плоскость падения лазерного пучка параллельна линиям ОДР. На волновом фронте отраженного оптического пучка формируется пространственная фазовая модуляция (ПФМ), амплитуду которой Φ_m можно рассчитать по формуле

$$\Phi_m = \frac{2\pi}{\lambda} H_g \cos \Theta_{пад}, \quad (1)$$

где λ – длина волны излучения лазера, H_g – глубина рельефа ОДР, $\Phi_m = \Delta\Phi/2$ – амплитуда ПФМ волнового фронта, $\Delta\Phi$ – величина скачка фазы на фронте отраженной оптической волны, на границе выступа и впадины рельефа.

В отраженном лазерном пучке, за диафрагмой 6, которая выделяет нулевой порядок дифракции, расположен фотодетектор 7. На нагрузке 8, которая включена последовательно в цепь фотодетектора, получаем выходной радиосигнал, подобный сигналу, введенному в линию задержки через ВШП. Колебательный контур в нагрузке фотодетектора настроен на центральную частоту радиосигнала F_0 . Групповая задержка радиосигнала от

входа до выхода схемы зависит от расстояния между ВШП и точкой падения лазерного пучка на подложку с ОДР, и она изменяется при перемещении точки падения пучка относительно подложки вдоль направления ПАВ.

1.2. Результаты испытаний ЛС с ОДР на поверхности подложки

В эксперименте, описанном ранее в [5], макет линии задержки был изготовлен на подложке из танталата лития Y -среза, с Z направлением ПАВ. ВШП имел период 200 мкм и 14.5 пар штырей. Центральная частота ВШП составляла $F_0 = 16.15$ МГц, а полоса пропускания $\Delta F = 1.1$ МГц. Длина волны ПАВ, соответствующая центральной частоте радиосигнала, составляла $\Lambda_0 = 200$ мкм. В схеме ЛС применялся гелий-неоновый лазер с длиной волны $\lambda = 0.6328$ мкм и мощностью 5 мВт. Размер считывающего пучка на поверхности подложки составлял 2 мм. Фотодиод располагался в нулевом порядке дифракции в отраженном пучке. ЛС-контур в нагрузке фотодиода был настроен на центральную частоту радиоимпульса $F_0 = 16.15$ МГц, а его полоса пропускания была равна $\Delta F = 2$ МГц.

Технология изготовления рельефной ОДР на поверхности подложки состояла из нескольких этапов. На первом этапе на поверхность подложки нанесли пленку алюминия с заданной толщиной: $H_g = 0.087$ мкм. На втором этапе с помощью технологии фотолитографии и химического трав-

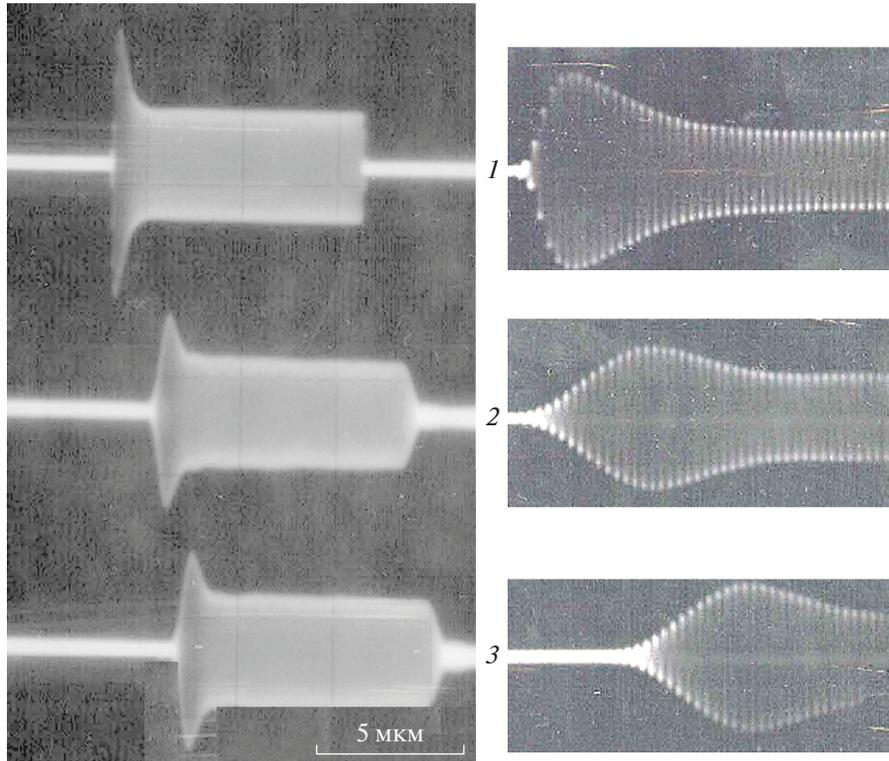


Рис. 2. Осциллограммы, иллюстрирующие считывание импульсных радиосигналов: 1 – сигнал на входе ВШП, 2 и 3 – сигналы на выходе канала лазерного считывания при различных расстояниях от ВШП до точки считывания.

ления из этой пленки формировали структуру, состоящую из полосок пленки с шириной $0.5\Lambda_g = 100$ мкм, которые чередовались с пустыми промежутками шириной $0.5\Lambda_g$. Период структуры был равен $\Lambda_g = 200$ мкм. На третьем этапе на поверхность структуры из металлических полосок напыляли сплошную пленку алюминия. В результате была изготовлена рельефная, отражающая свет периодическая структура с заданной глубиной рельефа $H_g = 0.087$ мкм и периодом $\Lambda_g = 200$ мкм.

Рассчитать оптимальную глубину рельефа отражающей ОДР можно по формуле: $H_g \text{ опт} = \lambda / (8 \cos \Theta_{\text{пад}})$. Например, если $\Theta_{\text{пад}} = 25^\circ$, то для лазера с длиной волны $\lambda = 0.6328$ мкм расчетная оптимальная величина $H_g \text{ опт} = 0.0872$ мкм.

На рис. 2 изображены три радиоимпульса: 1 – это радиоимпульс на входе ВШП, его несущая частота 16.15 МГц. Справа показан фрагмент входного радиоимпульса при увеличенной скорости развертки осциллографа. Импульс 2 с несущей частотой 16.15 МГц получен с выхода канала ЛС при некоторой исходной позиции следа лазерного пучка на поверхности линии задержки, а импульс 3 также получен с выхода канала ЛС, но при дополнительном сдвиге точки падения лазерного пучка в направлении распространения ПАВ на три миллиметра относительно исходной позиции, при которой был получен импульс 2. Этот сдвиг точки

падения лазерного пучка в направлении от ВШП привел к увеличению времени задержки выходного сигнала – импульса 3, по сравнению с задержкой сигнала – импульса 2. Форма огибающей импульсного сигнала на выходе канала ЛС несколько отличается от формы огибающей сигнала, поданного на вход ВШП, из-за частотных искажений, вносимых элементами схемы. Можно выделить три фактора, которые определяют частотные искажения сигнала: первый – это форма амплитудно-частотной характеристики ВШП, второй – это форма амплитудно-частотной характеристики ЛС-контура, установленного на выходе, в нагрузку фотодетектора; третий фактор – это форма частотной зависимости оптической части схемы ОДР–ПАВ. Роль первых двух факторов очевидна и хорошо изучена. Рассмотрим подробнее третий фактор. Как было установлено в [5], относительная полоса пропускания частот, $\Delta F / F_0$, радиосигнала в схеме ЛС зависит от количества периодов ОДР, N_g , которые находятся в пределах следа оптического пучка на подложке: $\Delta F / F_0 \approx 1 / N_g$. В данном эксперименте число периодов в пределах следа оптического пучка была равна $N_g = 10$. При этом расчетная полоса пропускания оптической части схемы ЛС составила $\Delta F = 0.1 F_0 = 1.6$ МГц. Число периодов, которые охвачены следом оптического пучка, не должно быть

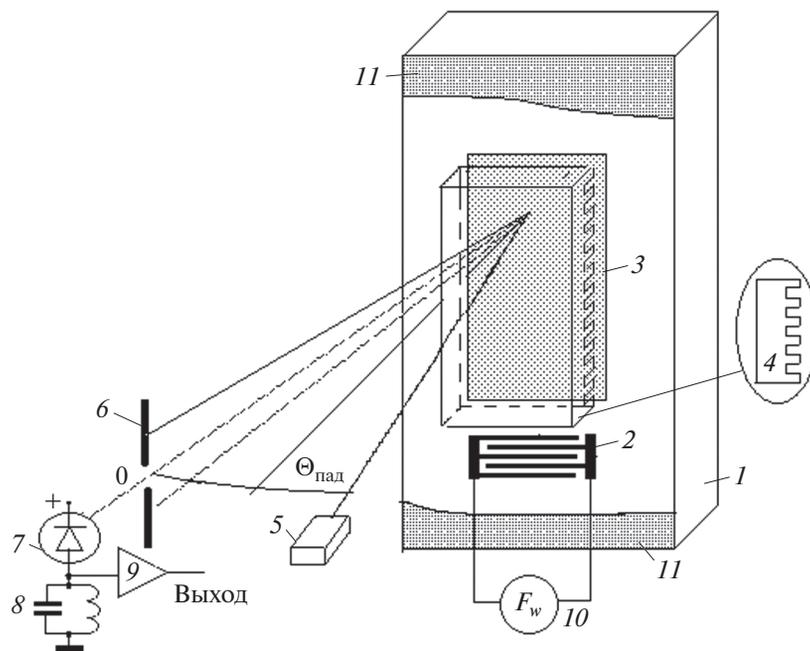


Рис. 3. Схема лазерного считывания радиосигнала, в которой ОДР расположена на расстоянии от поверхности подложки: 1 – подложка, 2 – ВШП, 3 – площадка, покрытая металлической отражающей пленкой, 4 – ОДР, 5 – лазер, 6 – диафрагма, 7 – фотодиод, 8 – нагрузка фотодиода в виде колебательного контура, 9 – усилитель выходного радиосигнала, 10 – генератор радиосигнала, 11 – поглотитель ПАВ.

менее четырех, чтобы выполнялось условие: $\Delta F/F_0 \leq 0.25$. При увеличении количества периодов ОДР, находящихся в пределах следа оптического пучка, уменьшается полоса пропускания системы ОДР–ПАВ. При этом амплитуда выходного сигнала *не зависит* от количества периодов ОДР, охваченных считывающим лазерным пучком. Так как в данной схеме ОДР расположена на поверхности подложки, то она вносит некоторые возмущения в распространение ПАВ. Как показали проведенные нами эксперименты, при длине волны ПАВ, равной 200 мкм, наличие препятствий в виде небольшого числа канавок с периодом $\Lambda_g = 200$ мкм, с глубиной H_g менее 0.1 мкм не вызвали существенных отражений ПАВ, так как в этом случае глубина канавок значительно меньше эффективной глубины проникновения ПАВ в подложку.

1.3. Схема ЛС с отделенной от подложки ОДР

Рассмотрим схему ЛС с отделенной от подложки ОДР (рис. 3). На подложке 1 имеется ВШП 2 для возбуждения ПАВ. На пути распространения ПАВ расположена площадка 3, покрытая отражающей свет металлической пленкой. В этой схеме ОДР 4 представляет собой рельефную структуру с периодом Λ_g на прозрачной пластине, которая закреплена на небольшом расстоянии d_g от поверхности подложки. Пучок излучения от лазера 5

проходит через ОДР 4, отражается от поверхности подложки, покрытой сплошной металлической пленкой 3, а затем отраженный пучок вторично проходит через ОДР. В отраженном пучке с помощью диафрагмы 6 мы выделяем нулевой порядок дифракции и направляем его на фотодетектор 7. Нагрузкой фотодетектора служит LC-контур 8, настроенный на центральную частоту радиосигнала F_0 . Так как ОДР отделена от подложки, она не вносит каких-либо возмущений в распространение ПАВ. Однако в этой схеме требуется тщательная настройка положения ОДР по отношению к плоскости подложки и к направлению распространения ПАВ. Необходимо установить ОДР таким образом, чтобы линии рельефа ОДР были параллельны линиям ВШП, а плоскость ОДР была параллельна подложке и располагалась на малом расстоянии от нее: $d_g \ll 0.5 \Lambda_g^2 / \lambda$. Если, например, в качестве источника излучения мы применяем полупроводниковый лазер с длиной волны $\lambda = 0.65$ мкм, то при $\Lambda_g = 100$ мкм получим условие $d_g \ll 7.7$ мм, что нетрудно выполнить на практике. При уменьшении длины волны ПАВ и периода ОДР расчетная величина d_g быстро уменьшается. Например, при $\Lambda_g = 30$ мкм получим условие $d_g \ll 0.63$ мм. При дальнейшем уменьшении длины волны ПАВ требуемая величина d_g становится очень малой, порядка единиц или долей микрометра, что может быть неприемлемо на

практике. Вместе с тем, как было показано в работе [6], существует другой вариант расположения ОДР в плоскости, которая находится на расстоянии от подложки, равном $d_g = \Lambda_g^2/\lambda$. При этом условии также получаем максимальную амплитуду сигнала с частотой ПАВ на выходе канала ЛС, однако в этом варианте необходимо выдерживать высокую точность установки расстояния между поверхностями ОДР и ПАВ. Допустимое отклонение положения ОДР от оптимальной плоскости составляет $\Delta d_g \ll 0.5 \Lambda_g^2/\lambda$. При этом следует иметь в виду, что если расстояние между подложкой и ОДР будет равно $d_g = 0.5 \Lambda_g^2/\lambda$ или $d_g = 1.5 \Lambda_g^2/\lambda$, то амплитуда сигнала на выходе схемы ЛС будет равна нулю. В схеме, изображенной на рис. 3, ОДР представляет собой прямоугольный рельеф на поверхности стеклянной пластины 4. Период рельефа равен средней длине волны ПАВ в заданном диапазоне. Ширина выступа рельефа равна ширине впадины и равна $0.5 \Lambda_g$. Так как оптический пучок в этой схеме дважды проходит через ОДР, то оптимальная амплитуда пространственной фазовой модуляции волнового фронта оптической волны, Φ_m , рассчитанная при *однократном* прохождении через ОДР, должна составлять $\Phi_m = 22.5^\circ$, а не 45° . Расчет величины Φ_m при прохождении оптической волны сквозь прозрачную пластинку с рельефом на ее поверхности можно провести по следующей формуле:

$$\begin{aligned} \Phi_m &= (\Delta\phi/2) = \\ &= \frac{\pi H_g}{\lambda} \left(\sqrt{n_g^2 - \sin^2 \Theta_{\text{пад}}} - \cos \Theta_{\text{пад}} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где H_g – глубина рельефа, n_g – показатель преломления пластины. Например, при величине угла падения $\Theta_{\text{пад}} = 10^\circ$, и при условии, что $\lambda = 0.65$ мкм, для получения оптимальной величины $\Phi_m = 22.5^\circ$, расчетная глубина рельефа ОДР на поверхности пластины из стекла с показателем преломления $n_g = 1.51$ составляет $H_g = 0.16$ мкм. Плоскость падения лазерного пучка в схеме рис. 3 должна быть параллельна линиям рельефа ОДР, что связано с особенностями схемы ЛС с ОДР, отделенной от подложки [6].

1.4. Результаты измерений параметров схемы ЛС с ОДР, отделенной от подложки, с применением полупроводникового лазера [12]

Образец линии задержки был изготовлен на подложке из ниобата лития Y среза с Z направлением распространения ПАВ. При этом ВШП имел период 100 мкм, апертуру 10 мм и содержал пять пар электродов. Радиоимпульс с частотой $F_0 = 34.6$ МГц, с длительностью 2 мкс и с амплитудой 3 В подавался на вход ВШП. В схеме был

использован полупроводниковый лазер с длиной волны 0.65 мкм и мощностью 4.5 мВт. В области падения лазерного пучка поверхность подложки была покрыта отражающей свет алюминиевой пленкой, а ОДР была выполнена в виде рельефа с прямоугольной формой с периодом $\Lambda_g = 100$ мкм на отдельной стеклянной пластине. Пластина с рельефом располагалась параллельно подложке на расстоянии $d_g = 0.1$ мм от ее поверхности. Выходной сигнал с нагрузки фотодетектора в виде LC-контура с шириной полосы 5 МГц, подавался на вход широкополосного усилителя с коэффициентом усиления $k = 90$. На выходе усилителя получали импульсный сигнал, подобный входному, с амплитудой 90 мВ. Длительность импульса была равна 2 мкс, длительность фронта импульса 0.5 мкс, несущая частота $F_0 = 34.6$ МГц. Отношение напряжения сигнала к измеренному напряжению шума на выходе составляло $s/\text{ш} = 18$. Среднее напряжение шума на выходе усилителя составляло 5 мВ, а при перекрытии лазерного излучения среднее напряжение шума снижалось до уровня 2.5 мВ. Отсюда следует, что значительная часть шумов была вызвана дробовыми шумами фототока и дополнительными шумами лазерного излучения. При сдвиге подложки вдоль направления распространения ПАВ время задержки выходного импульса относительно входного изменялось пропорционально перемещению подложки относительно точки падения лазерного пучка на подложку.

2. РАСЧЕТ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛА К ШУМУ

В схемах ЛС, изображенных на рис. 1 и 3, колебания мощности с частотой ПАВ F в нулевом порядке дифракции происходят на фоне значительной постоянной мощности оптического излучения. В результате на выходе фотодетектора мы получаем полезный сигнал – переменный ток с частотой F , а также постоянный фототок, который порождает дробовый шум.

2.1. Расчет амплитуды сигнала

Если ПАВ имеет амплитуду гофра поверхности, равную h_w , то при отражении от поверхности подложки оптическая волна получает пространственную фазовую модуляцию (ПФМ) волнового фронта, амплитуда Φ_w которой определяется соотношением

$$\Phi_w = \frac{4\pi}{\lambda} h_w \cos \Theta_{\text{пад}}. \quad (3)$$

Амплитуду колебаний мощности оптического излучения с частотой колебаний F в нулевом порядке дифракции будем рассчитывать по формуле [5]

$$P_{0F} = P_{\text{вх}} R q_{0F} \Phi_w = P_{\text{эф}} q_{0F} \Phi_w. \quad (4)$$

$P_{вх}$ – мощность входного лазерного излучения, R – коэффициент отражения лазерного пучка от поверхности подложки в области зондирования, $P_{эф} = P_{вх}R$ – эффективная мощность зондирующего лазерного излучения, Φ_w – амплитуда ПФМ, которая получена в результате взаимодействия оптической волны с ПАВ, q_{0F} – коэффициент эффективности преобразования ПФМ в колебания мощности излучения с частотой ПАВ (F) в нулевом порядке дифракции. Коэффициент q_{0F} зависит от параметров ОДР. Для схемы, изображенной на рис. 1, в которой ОДР имеет прямоугольную форму типа “меандр”, эта зависимость выражается следующей формулой, приведенной в [5] и в Приложении:

$$q_{0F} = (2/\pi) \sin 2\Phi_M. \quad (5)$$

Здесь Φ_M – амплитуда ПФМ, которая получена в результате взаимодействия оптической волны с ОДР. Максимальная величина коэффициента $q_{0F} = 0.63$ достигается при оптимальном значении $\Phi_M = 45^\circ$.

Аналогично, для схемы на рис. 2, в которой ОДР расположена отдельно от подложки, коэффициент q_{0F} также может достигать максимального значения $q_{0F} = 0.63$ при оптимальной для этой схемы глубине ОДР и при оптимальном расстоянии от подложки до ОДР [6].

Амплитуду колебаний тока сигнала с частотой ПАВ в цепи фотодиода, расположенного в нулевом порядке дифракции, рассчитываем по формуле

$$i_{0F} = S_{P-i}P_{0F} = S_{P-i}P_{эф}q_{0F}\Phi_w. \quad (6)$$

S_{P-i} (А/Вт) – коэффициент, характеризующий эффективность преобразования мощности излучения лазера в выходной ток фотодиода.

2.2. Расчет шумового тока в цепи фотодиода

Постоянная составляющая мощности в нулевом порядке дифракции определяется формулой [5]

$$P_{0(=)} = P_{эф}q_{0(=)} = P_{эф}(\cos \Phi_M)^2, \quad (7)$$

$q_{0(=)} = (\cos \Phi_M)^2$ – коэффициент эффективности дифракции оптической волны на ОДР для нулевого порядка. Постоянная составляющая фототока, соответствующая мощности $P_{0(=)}$, равна

$$i_{0(=)} = S_{P-i}P_{0(=)} = S_{P-i}P_{эф}q_{0(=)} = S_{P-i}P_{эф}(\cos \Phi_M)^2. \quad (8)$$

Среднеквадратическую величину тока дробового шума рассчитываем по формуле

$$\sqrt{i_{дш}^2} = \sqrt{2ei_{0(=)}\Delta F} = \sqrt{2eS_{P-i}P_{эф}q_{0(=)}\Delta F}, \quad (9)$$

где e – заряд электрона, ΔF – эффективная полоса частот нагрузки фотодиода и усилителя сигнала.

Кроме дробового шума следует учитывать тепловой шум нагрузки и усилителя. Среднеквадратическую величину тока теплового шума резистора нагрузки рассчитываем по формуле

$$\sqrt{i_T^2} = \sqrt{4kTY_e\Delta F}, \quad (10)$$

где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, Y_e – эквивалентная проводимость нагрузки: $Y_e = 1/R_e$, а R_e – эквивалентное активное сопротивление нагрузки. В данной схеме R_e – это активное сопротивление LC-контура на резонансной частоте. Для оценки влияния шумов усилителя дополнительно введем в расчетную формулу коэффициент шума β , который показывает во сколько раз уровень шума с учетом усилителя, превышает уровень теплового шума нагрузки фотодиода. Суммарный приведенный уровень шумового тока в цепи нагрузки фотодиода рассчитываем по формуле

$$\sqrt{i_\Sigma^2} = \sqrt{i_{дш}^2 + i_T^2} = \sqrt{(2ei_{0(=)} + 4kTY_e\beta)\Delta F}. \quad (11)$$

Отношение амплитуды тока сигнала с частотой ПАВ, F к среднеквадратической величине шумового тока в нагрузке фотодетектора с учетом формул (3), (6), (11) можно рассчитать, по формуле

$$\frac{i_{0F}}{\sqrt{i_\Sigma^2}} = \frac{S_{P-i}P_{эф}q_{0F}}{\sqrt{(2eS_{P-i}P_{эф}q_{0(=)} + \frac{4kT}{R_e}\beta)\Delta F}} 4\pi \frac{h_w}{\lambda} \cos \Theta_{пад}. \quad (12)$$

Сопоставим величины первого и второго слагаемых в скобках в знаменателе выражения (12). Положим: $S_{P-i} = 0.25$ А/Вт, $q_{0(=)} = 0.5$, $P_{эф} = 7$ мВт, $R_e = 10^3$ Ом, тогда при $\beta = 1$ получаем, что первое слагаемое в знаменателе превышает второе слагаемое на порядок. Таким образом, при эффективной мощности зондирования более 7 мВт и при достаточно высоком (порядка 1 кОм и более) эквивалентном сопротивлении нагрузки, при расчетах можно исключить второе слагаемое в знаменателе. Тогда формула (12) примет вид

$$\frac{i_{0F}}{\sqrt{i_\Sigma^2}} \approx \frac{\sqrt{S_{P-i}q_{0F}}}{\sqrt{2e}q_{0(=)}} \sqrt{\frac{P_{эф}}{\Delta F}} \frac{4\pi}{\lambda} h_w \cos \Theta_{пад}. \quad (13)$$

В формуле (13) учтен только дробовый шум, а шум нагрузки отброшен. Это приближение выполняется в случае применения нагрузки с высоким эквивалентным сопротивлением. Например, LC-контур на резонансной частоте имеет эквивалентное сопротивление, равное

$$R_e = 2\pi F_0 L Q = \frac{1}{2\pi F_0 C} Q = \frac{1}{2\pi \Delta F C}, \quad (14)$$

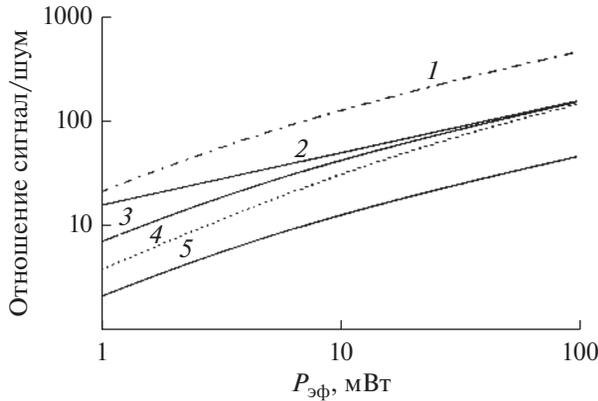


Рис. 4. Расчетные кривые зависимости отношения амплитуды полезного сигнала с частотой ПАВ к среднеквадратической величине шума на выходе канала лазерного считывания при полосе пропускания: $\Delta F = 1$ МГц.

где Q – добротность, L – индуктивность, C – емкость, ΔF – полоса пропускания – параметры колебательного контура. Оценки показывают, что на частотах F до 60 МГц вполне реально применить в качестве нагрузки колебательный LC -контур, у которого эквивалентное сопротивление на резонансной частоте будет порядка $R_e = 1$ кОм. Однако при повышении резонансной частоты эквивалентное сопротивление LC -контура будет быстро уменьшаться. Как видно из формулы (12), уменьшение сопротивления нагрузки фотодиода приводит к тому же эффекту увеличения шумов, что и увеличение коэффициента шума β .

На рис. 4 приведен ряд расчетных кривых зависимостей отношения сигнала к шуму на выходе схемы ЛС от мощности лазера. Как видно из этих графиков, отношение сигнала к шуму возрастет при увеличении мощности считывающего лазера. Кривые 1, 3 и 5 были рассчитаны при одинаковых значениях эквивалентного сопротивления нагрузки: $R_e = 1$ кОм, но при разных амплитудах ПАВ: $h_w = 3$ (1), 1 (3) и 0.3 Å (5). Кривая 2 рассчитана при условии, что амплитуда ПАВ равна $h_w = 1$ Å, но в предположении, что тепловые шумы нагрузки отсутствуют, а присутствует только дробовый шум. Из сравнения кривых 2 и 3 видно, что при эффективной мощности зондирующего излучения $P_{эф} > 7$ мВт, кривая 3 приближается к кривой 2, т.е. к асимптоте дробового шума. Кривая 4 построена для амплитуды ПАВ, равной $h_w = 1$ Å, но при условии, что усилитель, подключенный к выходу, повышает уровень теплового шума в четыре раза ($\beta = 4$). Остальные данные для кривой 4 такие же, как и для кривой 3. Как видно из сравнения кривых 2, 3 и 4, в области, где эффективная мощность зондирующего излучения превышает 7 мВт, тепловые шумы нагрузки (при величине $R_e = 1$ кОм и $\beta = 4$)

незначительно влияют на отношение сигнала к шуму на выходе схемы ЛС, а основная доля шумов приходится на дробовые шумы фототока. Расчеты показывают, что при уменьшении величины сопротивления нагрузки в цепи фотодиода отношение сигнала к шуму уменьшается, и поэтому применение нагрузки фотодиода с низким сопротивлением нежелательно.

Связь между амплитудой волны h_w и мощностью ПАВ в расчете на единицу длины апертуры фронта ПАВ, P_a [Вт/мм], определена формулой, приведенной в [2, с. 61]:

$$h_w = k_{p-h} \sqrt{\frac{P_a}{2\pi F_w}}$$

Величина коэффициента k_{p-h} для подложки, изготовленной из ниобата лития YZ -среза, равна $k_{p-h} = (5.23) \times 10^{-6}$ (размерность коэффициента $\text{м} \sqrt{\frac{\text{м}}{\text{Вт} \times \text{с}}}$). Например, если мощность в расчете на единицу длины апертуры ВШП равна $P_a = 1$ Вт/мм (1 мВт/мм), то при частоте 34.5 МГц расчетная амплитуда ПАВ на поверхности подложки из ниобата лития YZ -среза составит 3.5×10^{-10} м, т.е. 3.5 Å.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Лазерное считывание радиосигналов по схеме с ОДР может в некоторых случаях заменить традиционный метод считывания сигналов с применением ВШП. Область частот ПАВ, в которой применение ЛС с ОДР не будет иметь значительных технических проблем – это несколько десятков мегагерц. Применение ЛС с ОДР дает возможность реализовать ряд новых качеств, которые не реализуются в традиционных схемах устройств, использующих считывание сигнала с помощью ВШП. Метод лазерного считывания позволяет полностью или почти полностью устранить эффект отражения ПАВ от считывающего устройства, а кроме того, дает возможность плавно изменять длительность задержки сигнала. В принципе применение данной схемы дает возможность считывать сигналы с аморфных подложек, которые не обладают пьезоэлектрическими свойствами. Для получения большого отношения сигнала к шуму на выходе канала ЛС с ОДР, при широкой полосе частот, порядка единиц мегагерц, необходимо, чтобы амплитуда гофра ПАВ составляла не менее 1 Å. Для считывания можно применять широко используемые полупроводниковые красные лазеры с небольшой мощностью, порядка 7...10 мВт. Вместе с тем следует отметить некоторые негативные стороны метода лазерного считывания: это введение в схему дополнительного элемента – лазера и необходимость некоторой настройки оптической схемы,

при этом устройство фактически перестает быть интегральным.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вывод соотношений, определяющих связь между амплитудой ПАВ и амплитудами колебаний мощности оптического излучения в дифракционных порядках в схеме лазерного зондирования ПАВ с ОДР.

Эквивалентная схема взаимодействия оптической волны с ОДР и ПАВ изображена на рис. 5. Стационарная ОДР с прямоугольным профилем рельефа создает неподвижную пространственную фазовую модуляцию (ПФМ) фронта оптической волны с амплитудой Φ_M . Наряду с этим, ПАВ также создает ПФМ с амплитудой Φ_w , которая движется вдоль направления Ox со скоростью волны V . В результате наложения движущейся ПФМ на неподвижную ПФМ наблюдаются колебания мощности излучения в дифракционных порядках с частотой ПАВ, F .

Взаимодействие оптической волны с ОДР и с ПАВ эквивалентно прохождению волны через транспаранты, которые имеют комплексные функции пропускания: $t_g(x)$ – для ОДР,

$$i_g(x) = \exp(i\Phi_M(x)), \tag{П.1}$$

$$\Phi_M(x) = \begin{cases} +\Phi_M & \text{при } n\Lambda + 0 < x < \frac{\Lambda}{2} + n\Lambda, \\ -\Phi_M & \text{при } n\Lambda - \frac{\Lambda}{2} < x < 0 + n\Lambda, \end{cases} \tag{П.2}$$

и функцию пропускания $t_a(x)$ – для ПАВ:

$$\begin{aligned} i_a(x) &= \exp[i\Phi_w \sin 2\pi\xi_1(x - Vt - x_0)] = \\ &= \exp[i\Phi_w \sin(2\pi\xi_1 x - \Omega t - \varphi_0)] \approx \\ &\approx t + \frac{\Phi_w}{2} \exp(i2\pi\xi_1 x) \exp[-i(\Omega t + \varphi_0)] - \\ &- \frac{\Phi_w}{2} \exp(-i2\pi\xi_1 x) \exp[i(\Omega t + \varphi_0)]. \end{aligned} \tag{П.3}$$

Здесь $\xi_1 = 1/\Lambda$ – пространственная частота ПАВ (Λ – длина волны ПАВ); V – скорость ПАВ; $\Omega = 2\pi F$ – круговая частота ПАВ; x_0 – начальное смещение, φ_0 – начальная фаза, Φ_w – амплитуда пространственной фазовой модуляции, вызванной ПАВ, $\Phi_w \ll 1$. Она связана с амплитудой рельефа ПАВ на поверхности подложки формулой

$$\Phi_w = 4\pi(h_w/\lambda) \cos \Theta_{\text{пад}},$$

где h_w – амплитуда ПАВ, λ – длина волны света, $\Theta_{\text{пад}}$ – угол падения света на ПАВ. Период ОДР при расчетах полагаем равным длине волны ПАВ. Далее перейдем к анализу пространственного спектра оптической волны, прошедшей через систему из двух периодических дифракционных решеток (ДР) с функциями пропускания (П.1)–(П.3).

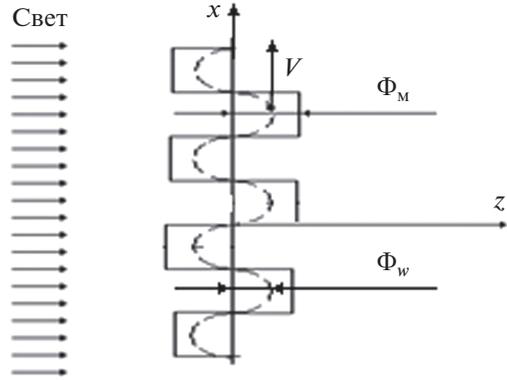


Рис. 5. Эквивалентная схема для анализа схемы оптического зондирования ПАВ с ОДР, расположенной на подложке.

Разложим функцию пропускания фазовой ОДР (П.1), (П.2) в ряд Фурье, по гармоникам пространственной частоты ξ_1 :

$$i_g(x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \dot{a}_k \exp(ik2\pi\xi_1 x). \tag{П.4}$$

При условии, что форма рельефа – прямоугольная типа “меандр”, у которой ширина выступа равна ширине впадины, и равна 0.5Λ , коэффициенты Фурье ОДР равны

$$\begin{aligned} a_0 &= \cos\Phi_M, \quad a_1 = \frac{2}{\pi} \sin\Phi_M, \quad a_{-1} = -\frac{2}{\pi} \sin\Phi_M, \\ a_2 &= 0, \quad a_k = \frac{1}{\pi k} [\sin\Phi_M + \sin(\pi k - \Phi_M)]. \end{aligned} \tag{П.5}$$

Выражение для пространственного спектра функции ОДР имеет вид

$$\begin{aligned} \dot{S}_g(\xi) &= \int_{-\infty}^{\infty} i(x) \exp(-i2\pi\xi x) dx = \\ &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} \dot{a}_k \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-i2\pi(\xi - k\xi_1)x] dx = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \dot{a}_k \delta(\xi - k\xi_1). \end{aligned} \tag{П.6}$$

Выражение для пространственного спектра функции ПАВ имеет вид

$$\dot{S}_w(\xi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \dot{b}_n \delta(\xi - n\xi_1), \tag{П.7}$$

где

$$\begin{aligned} b_0 &\equiv 1, \quad b_1 = \frac{\Phi_w}{2} \exp[-i(\Omega t + \varphi_0)], \\ b_{-1} &= -\frac{\Phi_w}{2} \exp[i(\Omega t + \varphi_0)], \\ b_2 &\equiv 0, \quad b_3 \equiv 0. \end{aligned} \tag{П.8}$$

Если на вход оптической схемы, изображенной на рис. 5, падает плоская волна с амплитудой, равной $a_{\text{вх}}$, то амплитуда выходного сигнала будет выражена через произведение функций пропускания двух решеток: $a_{\text{вых}} = a_{\text{вх}} t_g(x) t_w(x)$. Положим $a_{\text{вх}} = 1$. При этом пространственный спектр на выходе схемы, составленной из двух ДР, будет равен свертке спектров ДР, входящих в состав этой схемы:

$$\begin{aligned} \dot{S}_{\text{вых}} &= \dot{S}_w \otimes \dot{S}_g = \\ &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \dot{a}_k \dot{b}_n \delta(\xi - k\xi_1 - n\xi_1) = \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \dot{A}_m \delta(\xi - m\xi_1), \end{aligned} \quad (\text{П.9})$$

где $m = k + n$ – номер дифракционного порядка, а коэффициент A_m – амплитуда волны в данном дифракционном порядке:

$$\dot{A}_m = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \dot{a}_k \dot{b}_{m-k}. \quad (\text{П.10})$$

Для описания реальной оптической схемы с конечным размером апертуры введем “окно” с ограниченными размерами в плоскости ДР. Пусть функция пропускания окна по координате $0x$ – это $f(x)$, а фурье-образ этой функции – $F(\xi)$. Тогда выражение (П.9), определяющее пространственный спектр на выходе схемы, будет иметь вид

$$\dot{S}_{\text{вых}} = \dot{S}_w \otimes \dot{S}_g \otimes F(\xi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \dot{A}_m F(\xi - m\xi_1). \quad (\text{П.11})$$

Отношение мощности излучения P_m в дифракционном порядке с номером m к мощности излучения на входе схемы $P_{\text{вх}}$ равно:

$$P_m/P_{\text{вх}} = \dot{A}_m \dot{A}_m^*. \quad (\text{П.12})$$

Нулевой порядок дифракции. Положив $m = 0$, при условии, что коэффициенты при четных гармониках функции ОДР равны нулю, $a_2 = 0$, $a_4 = 0$, ..., и при условии, что $b_n = 0$ при $n > 1$, что соответствует условию $\Phi_w \ll 1$, из (П.10) получим выражение для амплитуды волны в нулевом порядке дифракции:

$$\begin{aligned} \dot{A}_0 &= a_0 b_0 + a_1 b_{-1} + a_{-1} b_1 \approx \\ &\approx \cos \Phi_M - \Phi_w \frac{2}{\pi} \sin \Phi_M \cos(\Omega t + \varphi_0). \end{aligned} \quad (\text{П.13})$$

Формула мощности излучения в нулевом порядке (при $(\Phi_w)^2 \ll 1$) имеет вид

$$\begin{aligned} P_0/P_{\text{вх}} &= \dot{A}_0 \dot{A}_0^* = \\ &= \cos^2 \Phi_M - \Phi_w \left(\frac{2}{\pi} \sin 2\Phi_M \right) \cos(\Omega t + \varphi_0). \end{aligned} \quad (\text{П.14})$$

Первый член этого выражения – постоянная составляющая мощности излучения в нулевом порядке дифракции. Второй член в (П.14) описывает колебания мощности излучения на выходе схемы с частотой, равной частоте ПАВ, F . После фотодетектора из этих колебаний формируется полезный радиосигнал. Амплитуда колебаний пропорциональна величине Φ_w , а следовательно, и амплитуде ПАВ, h_w . Как следует из формулы (П.14), коэффициент эффективности детектирования ПАВ равен:

$$q_{0F} = \frac{2}{\pi} \sin 2\Phi_M. \quad (\text{П.15})$$

Как видно из формулы (П.15), максимальное значение q_{0F} достигается при $\Phi_M = 45^\circ$, когда $\sin 2\Phi_M = 1$. При этом $q_{0F} = 0.63$.

Первый порядок дифракции. Положив $m = 1$, при тех же условиях получим

$$\begin{aligned} \dot{A}_1 &= a_0 b_1 + a_1 b_0 = \\ &= (\cos \Phi_M) \frac{\Phi_w}{2} \exp(i\Omega t) + \frac{2}{\pi} \sin \Phi_M. \end{aligned} \quad (\text{П.16})$$

Формула для расчета мощности излучения в первом порядке имеет вид

$$\begin{aligned} P_1/P_{\text{вх}} &= \dot{A}_1 \dot{A}_1^* = \frac{4}{\pi^2} \sin^2 \Phi_M + \\ &+ \Phi_w \left(\frac{1}{\pi} \sin 2\Phi_M \right) \cos(\Omega t + \varphi_0). \end{aligned} \quad (\text{П.17})$$

Здесь также видим, что существуют колебания мощности с частотой ПАВ, с амплитудой, пропорциональной Φ_w . Коэффициент эффективности детектирования ПАВ в два раза меньше коэффициента для нулевого порядка, и он равен:

$$q_{1(F)} = \frac{1}{\pi} \sin 2\Phi_M. \quad (\text{П.18})$$

Амплитуду колебаний мощности излучения в нулевом порядке дифракции рассчитываем по формуле

$$\begin{aligned} P_{0F} &= P_{\text{вх}} R q_{0F} \Phi_w = P_{\text{эф}} q_{0F} \Phi_w = \\ &= P_{\text{эф}} q_{0F} 4\pi (h_w/\lambda) \cos \Theta_{\text{пад}} \end{aligned} \quad (\text{П.19})$$

и по аналогичной формуле в первом порядке:

$$\begin{aligned} P_{1F} &= P_{\text{вх}} R q_{1F} \Phi_w = P_{\text{эф}} q_{1F} \Phi_w = \\ &= P_{\text{эф}} q_{1F} 4\pi (h_w/\lambda) \cos \Theta_{\text{пад}}. \end{aligned} \quad (\text{П.20})$$

Как видно из сравнения этих формул с учетом (П.15) и (П.18) амплитуда сигнала в нулевом порядке ровно в два раза больше, чем амплитуда сигнала в первом порядке дифракции. При этом максимальную амплитуду сигнала можно получить при оптимальном параметре ОДР $\Phi_m = 45^\circ$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Поверхностные акустические волны / Под ред. А. Олинера. М.: Мир, 1981.
2. Фильтры на поверхностных волнах / Под ред. Г. Мэтьюза. М.: Радио и связь, 1981.
3. Морган Д. Устройства обработки сигналов на поверхностных акустических волнах. М.: Радио и связь, 1990.
4. Речицкий В.И. Акустоэлектронные радиокомпоненты. М.: Сов. радио, 1980.
5. Komotskii A.V., Black T.D. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. № 1. P. 129.
6. Бессонов А.Ф., Дерюгин Л.Н., Комоцкий В.А., Котюков М.В. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. № 6. С. 1059.
7. Whitman R.L., Korpel A. // Appl. Opt. 1969. V. 8. № 8. P. 1567.
8. Лин Э., Пауэлл К. // ТИИЭР. 1970. Т. 58. № 12. С. 72.
9. Stegeman G.J. // IEEE Trans. 1976. V. SU-23. № 1. P. 33.
10. Гранкин И.М., Запунный А.М., Кулаева И.Г. // Зарубеж. радиоэлектрон. 1984. № 11. С. 38.
11. Black T.D., Komotskii V.A., Larson D.A. // Proc. IEEE 1984 Ultrasonics Symp. Dallas. 14–16 Nov. N.Y.: IEEE, 1984. IEEE. P. 274.
12. Komotskii V.A., Korolkov V.I., Kashenko N.M. // Proc. IV Int. Symp. on Surface Waves in Solid and Layered Structures. SPb.: St-Petersburg State University of Aerospace Instrumentation. 1994, P. 389.
13. Комоцкий В.А. Основы когерентной оптики и голографии. Конспект лекций. М.: Изд-во РУДН, 2011.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ
В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ**

УДК 53.08,534.29

**АКУСТИЧЕСКОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ
В СОСТАВНОМ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ**© 2022 г. Н. И. Ползикова^а, *, С. Г. Алексеев^а^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: polz@cplire.ru

Поступила в редакцию 07.08.2022 г.

После доработки 07.08.2022 г.

Принята к публикации 10.08.2022 г.

Рассмотрена одномерная модель акустической резонаторной структуры с ферромагнитным слоем на немагнитной подложке и пьезоэлектрическим тонкопленочным пьезопреобразователем. Акустическая генерация спиновых волн в условиях двойного резонанса: магнитоупругого резонанса в магнитном слое и чисто упругого во всей многослойной структуре, характеризуется поведением электрического импеданса преобразователя в магнитном поле. Получено аналитическое выражение для импеданса, при выводе которого учитывалась разориентация поляризации преобразователя и магнитного поля. Численные расчеты показали, что даже слабая разориентация $\sim 5^\circ$ приводит к проявлению эффекта акустического двулучепреломления.

DOI: 10.31857/S0033849422120166

ВВЕДЕНИЕ

Фононные системы с возможностью управления их характеристиками при помощи внешних магнитных полей и наоборот — магнотонные с электрическим управлением или гибридные системы с двойным управлением — представляют интерес в качестве современных перестраиваемых телекоммуникационных микроволновых элементов и устройств на их основе, а также элементов магнотонных и спинтронных сетей [1–8]. Для практики важно, чтобы такое управление и собственно возбуждение внешними источниками магнонов — квантов спиновых волн (СВ) — происходило с минимальным энергопотреблением. В гибридных магнотон-фононных структурах, содержащих пьезоэлектрические и ферро(ферри)магнитные слои, электроакустическое возбуждение СВ может осуществляться без приложения переменных магнитных полей (и создающих их токов), что позволяет существенно снизить омические потери в низкоэнергетических устройствах микроволновой спинтроники и магноники [6–8]. Будем называть далее акустически возбужденные спиновые волны ADSW — Acoustically Driven Spin Waves.

Для генерации ADSW используются как поверхностные акустические волны (АВ), возбуждаемые встречно-штыревыми преобразователями [1, 9–12], так и объемные АВ [7, 13], в частности, возбуждаемые в композитных СВЧ-резонаторах высоких гармоник (НВАР — High overtone Bulk Acoustic wave Resonator) [14–20]. Возбуждение

ADSW происходит за счет сочетания магнитоупругости и пьезоэффекта, существующих в различных слоях структуры, необязательно находящихся в непосредственном контакте.

Ранее в работах [14–16] мы продемонстрировали и теоретически обосновали эффективное возбуждение как линейных, так и параметрических ADSW в гиперзвуковом НВАР со слоистой структурой, содержащей пьезоэлектрический преобразователь из ZnO, нанесенный на структуру, состоящую из подложки из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) с эпитаксиальными пленками железо-иттриевого граната (ЖИГ). Также было показано, что НВАР, содержащий в контакте с пленкой ЖИГ тонкую пленку Pt, является эффективным источником спинового тока [16–20]. Использование спиновой накачки в виде спинового тока в комбинации с обратным спиновым эффектом Холла в Pt делает возможным прямое электрическое детектирование магнитной динамики на границе ферромагнетика с тяжелым немагнитным металлом, таким как Pt [21, 22].

В данной работе мы продолжили развитие теоретической модели [14, 17] для описания магнитоупругих явлений в условиях двойного резонанса: магнитоупругого резонанса в ЖИГ и чисто упругого во всей многослойной структуре НВАР. Получено аналитическое выражение для электрического импеданса структуры, которое описывает частотные и магнитопольевые характеристики резонатора в случае произвольной поляризации воз-

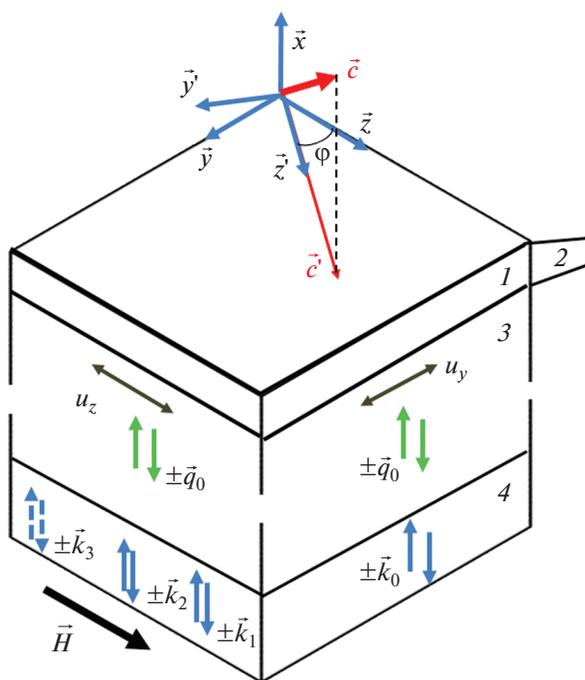


Рис. 1. Схема резонатора, материалы и геометрические параметры: 1 – пленка ZnO толщиной l_1 , 2 – электроды из Al толщиной $l_2 \approx 0$, 3 – монокристаллическая подложка из ГГГ толщиной $l_3 = d$, 4 – эпитаксиальная пленка ЖИГ с толщиной $l_4 = s$.

буждаемой АВ относительно внешнего магнитного поля. При этом мы учли эффект акустического двулучепреломления, обусловленный тем, что компоненты АВ с параллельным и перпендикулярным смещениями относительно поля имеют разный набег фаз по толщине магнитной пленки. В результате распространения в пленке ЖИГ и отражения от ее границ линейно поляризованная АВ превращается в эллиптически поляризованную. Расчет показывает, что даже при достаточно малом угле ($\sim 5^\circ$) между направлениями поляризации возбуждаемой АВ и магнитного поля возникает дополнительная гребенка резонансных частот f_n^0 , зависящих от величины магнитного поля. Такое возбуждение и детектирование немагнитноактивной моды (с поляризацией, ортогональной полю) не влияет на сдвиги частот другой серии, $f_n(H)$, связанной с магнитоактивной компонентой поляризации (параллельной полю). Понимание природы особенностей спектра представляется важным для интерпретации эксперимента и оценки параметров магнитных пленок.

1. СТРУКТУРА МАГНОН-ФОНОННОГО НВАР

Схема рассматриваемой структуры резонатора приведена на рис. 1. Резонатор состоит из толстой (порядка 500 мк) монокристаллической пластины галлий-гадолиниевого граната (3), на которой

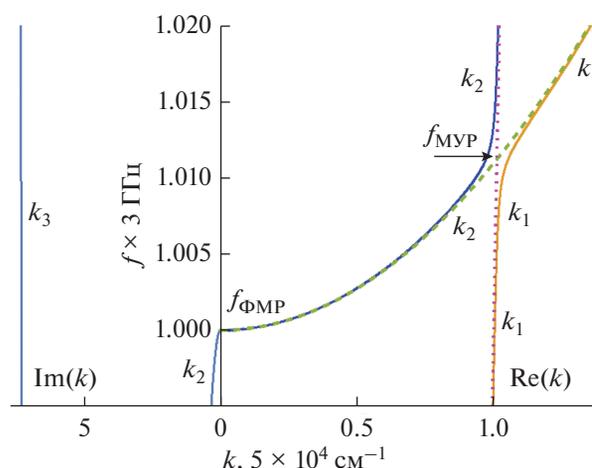


Рис. 2. Дисперсионные диаграммы для связанных магнитоупругих волн: зависимость приведенной частоты от приведенного волнового числа при $\vec{u} \parallel \vec{H}$ (сплошные линии). Штриховая и пунктирная линии – частоты не взаимодействующих СВ и АВ при $\vec{u} \perp \vec{H}$. На левой панели показаны решения, соответствующие эванесцентным модам.

расположены эпитаксиальная пленка ЖИГ (4) и преобразователь (2-1-2) из пленки ZnO (1) между двумя электродами из алюминия (2). Пьезообразователь возбуждает в гигагерцовом диапазоне частот высокие ($n \sim 500$) толщинные моды резонатора с частотами f_n и межмодовым расстоянием $\Delta f_n \sim 2 \dots 3 \text{ МГц}$ (рис. 2). Это расстояние определяется толщинами слоев резонатора и их упругими свойствами и, строго говоря, не является константой, а испытывает осцилляции относительно среднего значения с амплитудами, зависящими от соотношения акустических импедансов слоев [23].

Будем считать, что магнитное поле $\vec{H} = (0, 0, H)$ лежит в плоскости слоев и намагничивает пленку ЖИГ до насыщения, причем намагниченность насыщения есть $\vec{M}_s = (0, 0, M_s)$. Будем также считать, что показанные на рис. 1 оси x, y, z совпадают с кристаллографическими кубическими осями как в ГГГ, так и в ЖИГ. Кроме того, кубическая анизотропия упругих модулей мала, и ею будем пренебрегать. Мы рассматриваем только распространяющиеся по толщине структуры сдвиговые АВ, для которых в принятых приближениях возможно взаимодействие с намагниченностью [24]. Отметим, что для возбуждения преимущественно сдвиговых АВ используют преобразователь с осью текстуры \vec{c} , наклоненной под определенным углом (порядка 45°) к нормали слоев [14, 25, 26]. При этом упругая поляризация возбуждаемой сдвиговой АВ определяется проекцией \vec{c}' этой оси на плоскость (x, z) , которая со-

ставляет угол φ с магнитным полем. Будем называть вектор \vec{c}' поляризацией преобразователя.

2. МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИМПЕДАНСА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ НВАР

Для нахождения электрического импеданса Z_e мы используем развитый в [14, 17] подход, основанный на решении уравнений движения во всех слоях структуры при соответствующих граничных условиях и последовательном применении формулы трансформации импеданса для каждого слоя:

$$\begin{aligned} z_{\text{вх}}^{(i)} &= T_{zx}(x_i + l_i)/(du_z(x_i + l_i)/dt) = \\ &= z^{(i)} \frac{Z_L^{(i)} \cos \theta_i + iz^{(i)} \sin \theta_i}{z^{(i)} \cos \theta_i + iZ_L^{(i)} \sin \theta_i}, \quad Z_L^{(i)} = z_{\text{вх}}^{(i+1)}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $z_{\text{вх}}^{(i)}$ – входной акустический импеданс слоя с индексом i ; $u_z(x)$, $T_{zx}(x)$ – решения для упругих смещений и напряжений; $z^{(i)} = \rho^{(i)} V^{(i)}$, $\theta_i = k^{(i)} l_i$, $\rho^{(i)}$, $V^{(i)}$ – материалы акустические импедансы, набеги фазы, плотности, скорости АВ для соответствующих слоев, $Z_L^{(i)}$ – импеданс нагрузки каждого слоя. Координаты нижних поверхностей слоев с индексом i обозначены как x_i , толщины слоев – как l_i . Формула трансформации записана для магнитоактивной волны с поляризацией, параллельной полю. В случае немагнитоактивной АВ с поляризацией, перпендикулярной полю, для входных акустических импедансов

$$z_{\text{вх0}}^{(i)} = T_{yx}(x_i + l_i)/(du_y(x_i + l_i)/dt)$$

справедлива аналогичная (1) формула трансформации. Конечным результатом применения формулы (1) является нахождение импеданса нагрузки преобразователя (набегом фазы по толщине электродов можно пренебречь)

$$\begin{aligned} Z_L &= Z_L^{(1)} = z_{\text{вх}}^{(2)} = z_{\text{вх}}^{(3)} = \\ &= z^{(3)} \frac{z_{\text{вх}}^{(4)} \cos \theta_3 + iz^{(3)} \sin \theta_3}{z^{(3)} \cos \theta_3 + iz_{\text{вх}}^{(4)} \sin \theta_3}, \end{aligned} \quad (2)$$

после чего электрический импеданс преобразователя находится с помощью известной формулы [27]

$$\begin{aligned} Z_e &= \tilde{U}/I = \frac{1}{i\omega C_0} \times \\ &\times \left(1 + \frac{K_t^2}{\theta_1} \frac{iz \sin \theta_1 - 2z^{(1)}(1 - \cos \theta_1)}{z^{(1)} \sin \theta_1 - iZ_L \cos \theta_1} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь \tilde{U} и I – переменные электрическое напряжение и ток, протекающий между электродами; C_0 – емкость пьезоэлектрического слоя; K_t – эффективная пьезоэлектрическая постоянная, за-

висающая от угла наклона пьезоэлектрической оси [26, 28].

Итак, проблема заключается в нахождении импеданса магнитоупругого слоя $z_{\text{вх}}^{(4)}$, входящего в соотношение (2), поскольку эта среда не может быть описана единственным волновым числом $k^{(4)}$ и соответствующими набегом фазы и акустическим импедансом. В магнитном поле, соответствующем синхронизму АВ и СВ, т.е. пересечению дисперсионных кривых невзаимодействующих волн, образуются связанные магнитоупругие волны. При этом, как видно из рис. 2, дисперсионное уравнение имеет три корня $k_{1,2,3}^2(f)$, которые должны быть учтены при построении общего решения для упругого смещения и переменной намагнитченности. Соответственно, необходимо учесть и дополнительные граничные условия – условия на переменную намагнитченность на границах слоя. Увеличение порядка дисперсионного уравнения связано с учетом неоднородного обмена, характеризующегося константой обменной жесткости D . Этот учет приводит к отличию частоты магнитоупругого резонанса (МУР) $f_{\text{МУР}}$ от частоты ферромагнитного резонанса (ФМР) $f_{\text{ФМР}}$ всего на 30 МГц при частоте возбуждения 3 ГГц. Однако величина магнитоупругой щели оказывается того же порядка, а в диапазоне от $f_{\text{ФМР}}$ до $f_{\text{МУР}}$ помещается около 10 резонансных частот НВАР, и поэтому вклад неоднородного обмена оказывается принципиальным [17–20].

В работе [20] получена формула для трансформации импеданса в магнитоупругом слое для случая свободных спинов на его границах. Характерно, что она может быть записана в прежнем виде (1), но с соответствующими заменами, а именно

$$\begin{aligned} z^{(4)} &\rightarrow \frac{j\sqrt{z_1 z_2}}{\tilde{\omega}}, \quad \sin \theta^{(4)} \rightarrow \frac{2\sqrt{z_1 z_2}}{z_1 + z_2}, \\ \cos \theta^{(4)} &\rightarrow \frac{z_2 - z_1}{z_1 + z_2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь

$$\begin{aligned} z_1 &= \sum_{p=1}^3 \alpha_p \gamma_p \operatorname{tg}(k_p s/2), \quad z_2 = \sum_{p=1}^3 \alpha_p \gamma_p \operatorname{ctg}(k_p s/2), \\ \tilde{\omega} &= \omega \sum_{p=1}^3 \gamma_p, \end{aligned}$$

$s = l^{(4)}$, α_p, γ_p – амплитудные коэффициенты, приведенные в явном виде в [17]. Набег фазы в ферромагнитном слое $\theta^{(4)}$ может быть выражен через аргумент тригонометрических функций (4):

$$\theta^{(4)} = \operatorname{arctg} \frac{2\sqrt{z_1 z_2}}{z_2 - z_1}. \quad (5)$$

Тогда вместо трех волновых чисел получаем для магнитоактивной АВ эффективное волновое число $k^{(4)} \equiv K = \theta^{(4)}/s$. Искомые импедансы слоя для волн со смещениями u_z или u_y запишутся в виде

$$\begin{aligned} z_{\text{BX}}^{(4)} &\equiv z_{\text{BX}}(K) = iz^{(4)} \text{tg}(Ks), \\ z_{\text{BX}0}^{(4)} &\equiv z_{\text{BX}}(k_0) = i\rho^{(4)}V^{(4)} \text{tg}(k_0s), \end{aligned} \quad (6)$$

где $k_0 = \omega/V^{(4)}$.

Правила замены (4), (5) оказываются весьма удобными и позволяют рассчитывать в одномерном приближении сложные слоистые структуры с произвольным количеством магнитных слоев. Далее мы используем полученные формулы соответствия для описания эффекта акустического двулучепреломления в рассматриваемой резонаторной структуре.

3. ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ В РЕЗОНАТОРНОЙ СТРУКТУРЕ

Акустическое двулучепреломление является аналогом эффекта Коттона—Мутона в магнитооптике и возникает при распространении поперечных АВ в направлении, перпендикулярном магнитному полю, что соответствует рассматриваемой геометрии. Волны со смещениями u_z и u_y , параллельным и перпендикулярным относительно поля, приобретают разницу в набегах фаз на толщине магнитной пленки тем большую, чем ближе к области МУР в заданном поле располагается частота возбуждаемых волн. Волна с линейной поляризацией под углом к магнитному полю в результате прохождения магнитного слоя превращается в эллиптически поляризованную [29].

Как отмечалось выше, в нашем случае поляризация возбуждаемой АВ определяется проекцией пьезоэлектрической оси на плоскость (x, y) . Введем новую систему координат (x, y', z') с осью $\vec{z}' \parallel \vec{c}'$ (см. рис. 1). Детектирование АВ осуществляется тем же преобразователем, следовательно, детектироваться будет только компонента смещения u_z . Получим выражение для импеданса нагрузки преобразователя в новой системе координат. Для этого воспользуемся соотношениями для преобразования компонент вектора при повороте системы координат вокруг оси \vec{x} на угол φ . Так, компоненты тензора напряжения и упругого смещения на верхней границе магнитоупругого слоя $x = x_4 + s$ в повернутой системе координат будут равны

$$\begin{aligned} T_{z'x} &= T_{yx} \sin \varphi + T_{zx} \cos \varphi, \\ T_{y'x} &= T_{yx} \cos \varphi - T_{zx} \sin \varphi, \\ u_{z'} &= u_y \sin \varphi + u_z \cos \varphi, \\ u_{y'} &= u_y \cos \varphi - u_z \sin \varphi. \end{aligned}$$

Используя определения для компонент тензора напряжения

$$T_{zx} = i\omega u_z z_{\text{BX}}(K), \quad T_{yx} = i\omega u_y z_{\text{BX}}(k_0)$$

и условия непрерывности напряжений и смещений на границе раздела, получим выражения для двух входных импедансов магнитоупругого слоя в новой системе координат:

$$z_{\text{BX}1}^{(4)} = \frac{z_{\text{BX}}(K) + z_{\text{BX}}(k_0)\Delta \text{tg} \varphi}{1 + \Delta \text{tg} \varphi}, \quad (7)$$

$$z_{\text{BX}2}^{(4)} = \frac{z_{\text{BX}}(k_0)\Delta - z_{\text{BX}}(K)\text{tg} \varphi}{\Delta - \text{tg} \varphi}. \quad (8)$$

Здесь импеданс (7) относится к коллинеарной составляющей u_z , и его следует использовать для вычисления электрического импеданса Z_e . Импеданс (8) относится к перпендикулярной компоненте u_y , и его следует использовать для нахождения величины $\Delta = (u_{y'}/u_z)_{|x=x_4+s}$. Отметим, что при разориентации направлений магнитного поля и поляризации преобразователя в магнотон-фононном резонаторе происходит возбуждение и опосредованное (через величину Δ) детектирование сдвиговой АВ не только с коллинеарной u_z , но и перпендикулярной u_y компонентами. Источником перпендикулярной компоненты является не преобразователь, а магнитоупругая пленка, в которой происходит поворот поляризации АВ вследствие двулучепреломления. В этом случае импеданс $z_{\text{BX}2}^{(4)}$ должен совпадать с импедансом нагрузки слоя 4 слоями 3-1, причем при условии, что импеданс верхней поверхности преобразователя равен нулю. Производя обратный пересчет по формуле (1), находим

$$z_{\text{BX}2}^{(4)} = iz^{(3)} \frac{z^{(3)} \text{tg} \varphi^{(3)} + z^{(1)} \text{tg} \varphi^{(1)}}{z^{(1)} \text{tg} \varphi^{(1)} \text{tg} \varphi^{(3)} - z^{(3)}}. \quad (9)$$

В результате импеданс Z_e с учетом двулучепреломления описывается формулой (3) с учетом соотношения (2), в котором следует положить

$$z_{\text{BX}}^{(4)} = z_{\text{BX}1}^{(4)} = \frac{z_{\text{BX}}(K) + z_{\text{BX}}(k_0)\delta \text{tg}^2 \varphi}{1 + \delta \text{tg}^2 \varphi}, \quad (10)$$

где

$$\delta = 1 - \frac{z_{\text{BX}}(K) - z_{\text{BX}}(k_0)}{z_{\text{BX}2}^{(4)} - z_{\text{BX}}(k_0)}.$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Приведем результаты численного расчета по полученным формулам для намагниченности насыщения, обменной жесткости, константы магнитоупругости, характерных для ЖИГ: $4\pi M_s =$

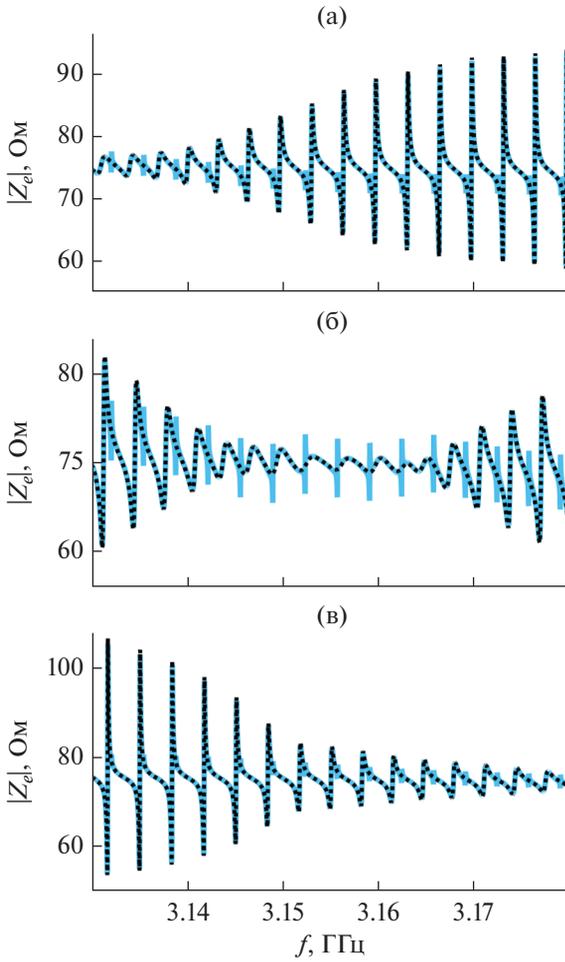


Рис. 3. Частотные зависимости $|Z_e(f)|$ при разных магнитных полях: 530 (а), 540 (б) и 550 Э (в). Темные пунктирные кривые соответствуют $\varphi = 0^\circ$, светлые сплошные кривые – $\varphi = 5^\circ$.

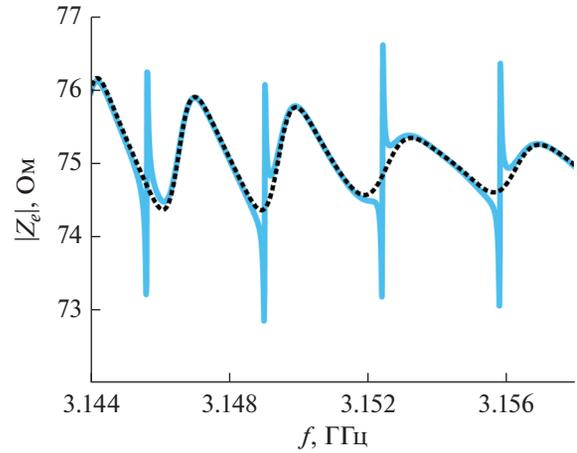


Рис. 4. Увеличенный фрагмент рис. 3б в области МУР.

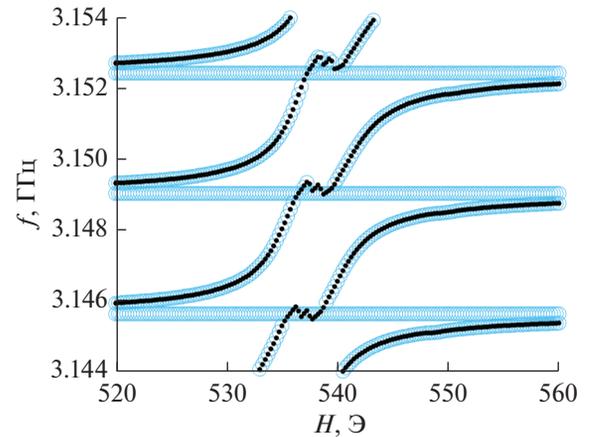


Рис. 5. Зависимость положения резонансных частот от магнитного поля при $\varphi = 0^\circ$ (темные точки) и $\varphi = 5^\circ$ (светлые кружки).

$= 1750$ Гс, $D = 5 \times 10^{-9}$ Э см², $b = 6 \times 10^6$ эрг/см³, упругих параметров слоев: $V^{(1)} = 2.88 \times 10^5$ см/с, $\rho^{(1)} = 5.68$ г/см³, $V^{(3)} = 3.57 \times 10^5$ см/с, $\rho^{(3)} = 7.08$ г/см³, $V^{(4)} = 3.9 \times 10^5$ см/с, $\rho^{(4)} = 5.17$ г/см³ и геометрических размеров слоев структуры: $l_1 = 3$ мкм, $l_2 = 0$, $l_3 = d = 500$ мкм, $l_4 = s = 31$ мкм.

На рис. 3а–3в приведены частотные зависимости модуля электрического импеданса для трех различных магнитных полей. Для каждого поля расчет проводился для случаев $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 5^\circ$. В поле $H = 530$ Э (рис. 3а) область МУР находится со стороны меньших частот выбранного диапазона, в поле $H = 540$ Э (рис. 3а) область МУР приходится на середину диапазона, увеличенный фрагмент которого показан на рис. 4, в поле $H = 550$ Э область МУР сдвигается в сторону больших частот. В полях $H > 570$ Э или $H < 510$ Э область МУР не попадает в рассматриваемый диапазон частот, а спектры при $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 5^\circ$ совпадают с большой точностью. На рис. 5 показаны магнитопольные

зависимости резонансных частот в диапазоне магнитных полей вблизи МУР.

Из рис. 3–5 следует, что даже при малом угле разориентации φ в довольно широком диапазоне полей вблизи МУР возникает дополнительная гребенка резонансных частот f_n^0 , независящих от величины магнитного поля. При этом поведение другой серии резонансных частот $f_n(H)$, связанной с магнитоактивной компонентой поляризации, остается неизменным и полностью соответствует поведению при $\varphi = 0^\circ$. Перестройка резонансных обертонов $f_n(H)$ в магнитном поле несет информацию о возбуждении ADSW за счет магнитоупругого взаимодействия в пленке ЖИГ и обратного действия ADSW на упругую подсистему всех слоев НВАР [14, 17, 20].

Серию частот f_n^0 можно использовать для подстройки ориентации магнитного поля, добиваясь ее исчезновения, например, при оптимизации геометрии структуры для спиновой накачки. При больших углах разориентации представляется интересной возможность управления поляризацией АВ в условиях МУР.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены аналитические выражения для электрического импеданса композитного СВЧ-резонатора объемных акустических волн со структурой ZnO–ГГГ–ЖИГ, учитывающее магнитоупругую связь в слоях ЖИГ, влияние неоднородного обмена на формирование спектра связанных волн и разориентацию поляризации преобразователя и магнитного поля, которая приводит к возникновению явления акустического двулучепреломления. Численный расчет показал, что в условиях резонансного возбуждения и детектирования сдвиговых акустических волн двулучепреломление в слое ЖИГ проявляется в виде двух серий резонансных частот, одна из которых не зависит от магнитного поля, а другая перестраивается в магнитном поле, соответствующем магнитоупругому резонансу. Независимая от поля серия частот хорошо определена уже при достаточно малой разориентации порядка 5° , что делает возможным ее использование для подстройки ориентации магнитного поля.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания “Спинтроника” и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-01075).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Puebla J., Hwang Y., Maekawa S., Otani Y.* // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120. № 22. P. 220502.
2. *Li Y., Zhao C., Zhang W. et al.* // APL Mater. 2021. V. 9. № 6. P. 060902.
3. *Latcham O.S., Gusieva Y.I., Shytov A.V. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 115. № 8. P. 4.
4. *An K., Litvinenko A.N., Kohno R. et al.* // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. № 6. P. 060407.
5. *Kamra A., Keshthgar H., Yan P., Bauer G.E.W.* // Phys. Rev. B, 2015. V. 91. № 10. P. 104409.
6. *Azovtsev A.V., Nikitchenko A.I., Pertsev N.A.* // Phys. Rev. Mater. 2021. V. 5. № 5. P. 054601.
7. *Cherepov S., Amiri P.K., Alzate J.G. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. № 8. P. 082403.
8. *Yang W.-G., Schmidt H.* // Appl. Phys. Rev. 2021. V. 8. № 2. P. 0213047.
9. *Geilen M., Nicoloiu A., Narducci D. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120. № 24. P. 242404.
10. *Küß M., Heigl M., Flacke L. et al.* // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 15. № 3. P. 034046.
11. *Uchida K., An T., Kajiwara Y. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. № 21. P. 212501.
12. *Bhuktare S., Bose A., Singh H., Tulapurkar A.A.* // Scientific Reports. 2017. V. 7. P. 840.
13. *Chowdhury P., Jander A., Dhagat P.* // IEEE Magnetics Lett. 2017. V. 8. P. 3108204.
14. *Polzikova N., Alekseev S., Kotelyanskii I. et al.* // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. № 17. P. 17C704.
15. *Ползикова Н.И., Алексеев С.Г., Раевский А.О.* // РЭ. 2021. Т. 66. № 11. С. 1133.
16. *Alekseev S.G., Dizhur S.E., Polzikova N.I. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 117. № 7. P. 072408.
17. *Ползикова Н.И., Алексеев С.Г., Лузанов В.А., Раевский А.О.* // ФТТ. 2018. Т. 62. № 11. С. 2170.
18. *Polzikova N.I., Alekseev S.G., Pyataikin I.I. et al.* // AIP Advances. 2018. V. 8. № 5. P. 056128.
19. *Alekseev S.G., Polzikova N.I., Raevskiy A.O.* // J. Commun. Technol. Electron. 2019. V. 64. № 11. P. 1318.
20. *Polzikova N.I., Alekseev S.G., Luzanov V.A., Raevskiy A.O.* // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 479. P. 38.
21. *Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G.E.W.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. № 11. P. 117601.
22. *Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. № 18. P. 182509.
23. *Алексеев С.Г., Котелянский И.М., Ползикова Н.И., Мансфельд Г.Д.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 3. С. 317.
24. *Kittel C.* // Phys. Rev. 1958. V. 110. № 4. P. 836.
25. *Лузанов В.А.* // РЭ. 2017. Т. 62. № 10. С. 1018.
26. *Лузанов В.А., Алексеев С.Г., Ползикова Н.И.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 9. С. 1015.
27. *Кайно Г.* Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов. М.: Мир, 1990.
28. *Foster N.F., Coquin G.A., Rozgonyi G.A., Vanatta F.A.* // IEEE Trans. 1968. V. SU-15. № 1. P. 28.
29. *Lüethi B.* // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. № 3. P. 990.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КОНСТРУКТОРСКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ОПТИМИЗАЦИИ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ НАДЕЖНОСТИ СУБГАРМОНИЧЕСКОГО СМЕСИТЕЛЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫХ РАДИОСИГНАЛОВ НА БАЗЕ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА

© 2022 г. К. В. Черкасов^{а, *}, С. А. Мешков^а, М. О. Макеев^а, В. Д. Шашурин^а, Б. В. Хлопов^а

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

*E-mail: kvche@mail.ru

Поступила в редакцию 14.05.2022 г.

После доработки 14.05.2022 г.

Принята к публикации 30.07.2022 г.

Представлены результаты решения задачи повышения надежности субгармонического смесителя СВЧ-радиосигналов на второй гармонике гетеродина на базе резонансно-туннельного диода в заданных условиях эксплуатации путем конструкторско-технологической оптимизации электрических характеристик смесителя. Оптимальное сочетание электрических характеристик смесителя и обеспечивающие его параметры конструкции определены посредством разработанного авторами программного комплекса. В результате оптимизации гамма-процентная наработка до отказа увеличена в 1.49 раза.

DOI: 10.31857/S003384942212004X

ВВЕДЕНИЕ

Нелинейные преобразователи частоты (ПЧ) радиосигналов являются ключевыми элементами радиотехнических систем, так как с их помощью осуществляются основные радиотехнические преобразования. Одним из путей улучшения электрических характеристик ПЧ-радиосигналов является использование наноэлектронных приборов, к которым относятся резонансно-туннельные диоды (РТД) на основе AlGaAs/GaAs многослойных гетероструктур с поперечным токопереносом [1] в качестве нелинейных элементов (НЭ). Применение РТД в данной роли позволяет расширить рабочий диапазон частот и повысить помехоустойчивость ПЧ-радиосигналов [2–11]. Производство РТД возможно с использованием отработанных технологий микроэлектроники.

При проектировании ПЧ радиосигналов помимо обеспечения заданного уровня электрических характеристик прибора одной из приоритетных является задача обеспечения надежности в заданных условиях эксплуатации. В [12] изложена методология проектирования микро и нано-приборов и предложен вариант решения данной задачи, при котором в процесс проектирования прибора вводится этап конструкторско-технологической (КТ) оптимизации.

Цель данной работы – определить номинальные значения параметров конструкции прибора и его электрических характеристик, максимизирующих заданную целевую функцию, без изменения технологических допусков на параметры конструкции и определяемых конструктором допусков на электрические характеристики оптимизируемого прибора.

Приведены результаты КТ-оптимизации электрических характеристик субгармонического смесителя (СГС) на второй гармонике гетеродина на базе РТД в заданных условиях эксплуатации с целью обеспечения его надежности.

1. ОПИСАНИЕ ОБЪЕКТА ИССЛЕДОВАНИЯ И МЕТОДОВ ОПТИМИЗАЦИИ

Объектом исследования является однодиодный СГС диапазона 10...11 ГГц с РТД в качестве нелинейного элемента. Резонансно-туннельная структура (РТС) диода состоит из двух AlAs-барьеров и располагающейся между ними GaAs-квантовой ямы. Смеситель состоит из делителя мощности; диодной секции, в которой расположена нелинейный элемент (НЭ), и полосно-пропускающего фильтра. В качестве электрических характеристик оптимизируемого СГС РТД рассматривали коэффициент передачи (КП) промежуточной частоты и верхние границы динамиче-

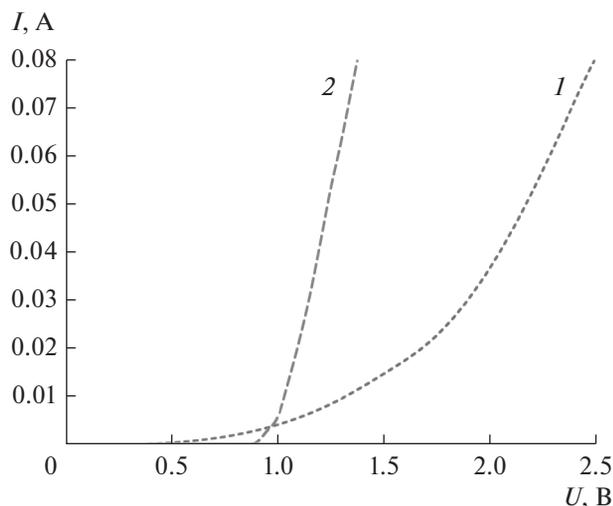


Рис. 1. Начальный участок ВАХ РТД (1) и ДБШ (2).

ского диапазона по 1 дБ-компрессии и интермодуляции. На основании представленных разработчиком требований на них установлены следующие допуски: коэффициент передачи не менее -16 дБ; верхняя граница динамического диапазона по 1 дБ-компрессии не менее 6 дБм; положение точки IP3, по которому определяется верхняя граница динамического диапазона по интермодуляции, – не ниже 20 дБм.

Методология КТ-оптимизации подробно описана в [12], а ее практическая реализация в виде программного комплекса – в [13]. В качестве целевой функции был выбран гамма-процентный ресурс при $\gamma = 0.99$ $T_{\gamma=0.99}$.

Моделирование вольт-амперной характеристики (ВАХ) РТД и ее кинетики в заданных условиях эксплуатации выполнено с помощью специализированного модуля разработанного нами программного комплекса (рис. 1). Алгоритмы моделирования начального участка ВАХ РТД и воздействия эксплуатационных факторов на электрические характеристики диода описаны в [14]. Параметры AuGeNi-омических контактов РТД, отражающие восприимчивость РТД к воздействию эксплуатационных факторов, а также параметры деградационных процессов, протекающих в РТД в заданных условиях эксплуатации, определены в ходе экспериментальных исследований [15–21].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Сравнение электрических характеристик СГС на основе РТД до оптимизации (параметры конструкции диода до и после оптимизации приведены ниже) с аналогом на основе диода с барьером Шоттки (ДБШ) показало, что КП промежуточной частоты СГС на основе РТД на 3 дБ ниже аналога на ДБШ. В то же время прибор на основе

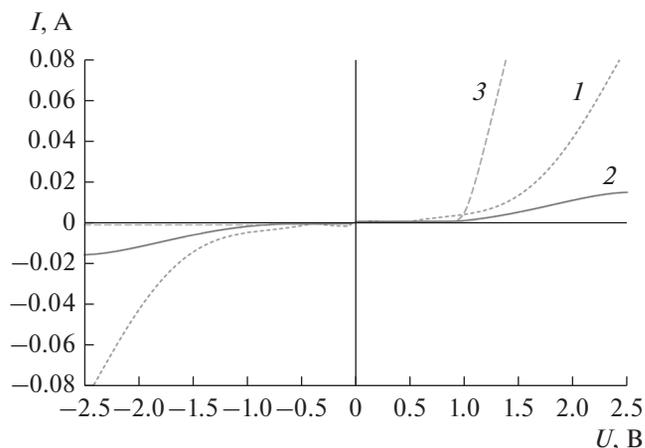


Рис. 2. Номинальная (1) и оптимальная (2) формы начального участка ВАХ НЭ оптимизируемого смесителя на основе РТД и начальный участок ВАХ ДБШ (3).

РТД обладает в 3.55 раз более широким динамическим диапазоном по 1 дБ-компрессии (верхняя граница динамического диапазона смесителя на основе РТД расположена на 7 дБм правее аналога на ДБШ) и в 2.26 раз более широким динамическим диапазоном по интермодуляции (точка IP3 СГС на основе РТД расположена на 16 дБм правее аналога на ДБШ).

Конструкторско-технологическую оптимизацию проводили с целью повышения надежности СГС в условиях воздействия температурного фактора. Критериями годности являются установленные разработчиком допуски на рассматриваемые электрические характеристики. Анализ надежности СГС показал, что основным механизмом отказа СГС является постепенный отказ, возникающий в результате падения коэффициента передачи промежуточной частоты ниже порогового значения из-за необратимых деградационных процессов, протекающих в РТД в заданных условиях эксплуатации. Кинетика других рассматриваемых электрических характеристик СГС имеет аналогичный характер, однако КП промежуточной частоты достигает порогового значения быстрее. В результате анализа надежности установлено, что наиболее опасной с точки зрения возникновения отказов является частота сигнала 10.90 ГГц, так как на ней КП промежуточной частоты наиболее близок к пороговому значению.

В результате проведенной КТ-оптимизации СГС определено сочетание параметров конструкции РТД, обеспечивающих оптимальную для данного прибора форму ВАХ (рис. 2), и параметров пассивных элементов СГС. Синтезированное сочетание параметров конструкции смесителя позволяет при воздействии температуры 125°C увеличить $T_{\gamma=0.99}$ в 1.49 раза (рис. 3). Гамма-процентный ресурс СГС определен в результате ана-

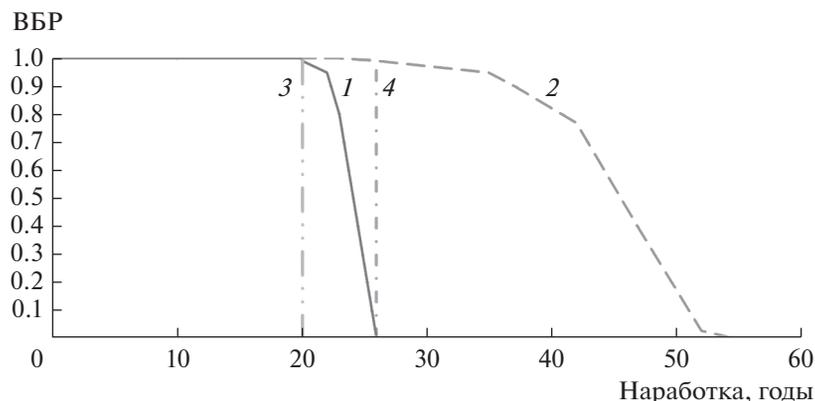


Рис. 3. Зависимость ВБР субгармонического смесителя на основе РТД от времени при температуре эксплуатации 125°C: 1 – ВБР до оптимизации; 2 – ВБР после оптимизации; 3 – $T_{\gamma=0.99}$ до оптимизации; 4 – $T_{\gamma=0.99}$ после оптимизации.

лиза зависимости вероятности безотказной работы (ВБР) смоделированной выборки из 100 СГС от наработки в условиях воздействия температуры 125°C. Указанная вероятность выборки серии в момент времени t определяется как отношение числа отказавших приборов к размеру выборки. Отказ прибора фиксируется при выходе хотя бы одной из рассматриваемых электрических характеристик за пределы установленных допусков. Гамма-процентный ресурс при $\gamma = 0.99$ определяется как наработка, при которой ВБР составляет 0.99.

Оптимальная форма ВАХ РТД достигается посредством увеличения ширины симметричных барьеров двухбарьерной AlAs/GaAs РТС в шесть раз по сравнению с исходной (с 1.13 до 6.79 нм), увеличения ширины ямы на 71% (с 3.96 до 6.79 нм) и увеличения диаметра мезы на 13% (с 37 до 42 мкм) без изменения химического состава слоев РТС. Параметры пассивных элементов СГС были оптимизированы под новую форму ВАХ НЭ в процессе КТ-оптимизации. В результате оптимизации номинальные значения электрических характеристик СГС изменились следующим образом: КП промежуточной частоты на частоте сигнала 10.90 ГГц увеличен на 2.39 дБ (с -12.32 до -9.93 дБ), динамический диапазон по 1 дБ-компрессии расширен на 1 дБ (с 9.80 до 10.80 дБм), по интермодуляции – на 1.40 дБ (точка IP3 смещена с 28.75 на 30.15 дБм) СГСм. В результате КТ-оптимизации удалось приблизить значение КП промежуточной частоты СГСм на основе РТД к значению аналога на основе ДБШ (9.93 дБ у СГСм на основе РТД и 9.82 дБ у аналога на основе ДБШ).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате КТ-оптимизации широкополосного СГС посредством разработанного программного комплекса гамма-процентный ресурс $T_{\gamma=0.99}$ в за-

данных условиях эксплуатации увеличен в 1.49 раза. Полученный результат достигнут за счет определения оптимального сочетания параметров конструкции РТД и СГСм, обеспечивающих наилучшее с точки зрения надежности сочетание электрических характеристик смесителя. Достигнутый результат подтверждает возможность решения задачи обеспечения надежности ПЧ-радиосигналов на основе РТД в заданных условиях эксплуатации с помощью КТ-оптимизации электрических характеристик ПЧ без изменения технологии его изготовления.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-29-00615, <https://rscf.ru/project/22-29-00615/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mizuta H., Tanoue T. The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes. Cambridge: Univ. Press, 2006. P. 133.
2. Asada M., Suzuki S. // Sensors. 2021. V. 21. № 4. P. 1384.
3. Sinyakin V.Yu., Makeev M.O., Meshkov S.A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 741. P. 012160.
4. Wang J., Al-Khalidi A., Zhang C. et al. // Proc. 10th UK-Europe-China Workshop on Millimeter Waves and Terahertz Technologies (UCMMT). Liverpool. 11–13 Sept. 2017. N.Y.: IEEE, 2017. Article No. 8068497.
5. Nagatsuma T., Fujita M., Kaku A. et al. // Proc. 3rd Int. Conf. Telecommunications and Remote Sensing (ICTRS). Luxembourg. 26–27 Jun. 2014. Setúbal: Scitepress, 2014. P. 41.
6. Hori T., Ozono T., Orihashi N., Asada M. // Appl. Phys. 2006. V. 99. № 6. P. 064508.

7. *Kanaya H., Shibayama H., Suzuki S., Asada M.* // Appl. Phys. Express. 2012. V. 5. № 12. P. 124101.
8. *Maekawa T., Kanaya H., Suzuki S., Asada M.* // Appl. Phys. Express. 2016. V. 9. № 2. P. 024101.
9. *Srivastava A.* // Europ. J. Advances in Engineering and Technology. 2015. V. 2. № 8. P. 54
10. *Nishida Y., Nishigami N., Diebold S. et al.* // Sci. Rep. 2019. V. 9. Article No. 18125.
11. *Diebold S., Tsuruda K., Kim J.-Y. et al.* // Proc. SPIE 2016. V. 9856. P. 98560U.
12. *Мешков С.А.* // Изв. вузов. Приборостроение. 2019. Т. 62. № 10. С. 921.
13. *Черкасов К.В., Мешков С.А., Макеев М.О., Шашурин В.Д.* // РЭ. 2022. Т. 67. № 6. С. 590.
14. *Макеев М.О., Черкасов К.В., Иванов Ю.А., Мешков С.А.* // Успехи совр. радиоэлектроники. 2019. № 3. С. 28.
15. *Макеев М.О., Иванов Ю.А., Мешков С.А.* // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50. № 1. С. 83.
16. *Makeev M.O., Meshkov S.A., Ivanov Y.A.* // Key Engineering Mater. 2017. V. 724. P. 48.
17. *Makeev M.O., Meshkov S.A., Sinyakin V.Yu.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 917. P. 092004.
18. *Makeev M.O., Sinyakin V.Yu., Meshkov S.A.* // Adv. Astronautical Sci. 2020. V. 170. P. 655.
19. *Vasilyev F., Isaev V., Korobkov M.* // Przegląd Elektrotechniczny. 2021. V. 97. № 3. P. 91.
20. *Khayrnasov K.Z.* // Amazonia Investiga. 2019. V. 8. № 23. P. 664.
21. *Sokolsky M., Sokolsky A.* // Amazonia Investiga. 2019. V. 8. № 22. P. 757.

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ
СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

УДК 535.8

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА,
РАБОТАЮЩЕГО В ДИАПАЗОНЕ 450...1700 нм¹© 2022 г. В. И. Батшев^{a, b, *}, А. Б. Козлов^{a, c}, М. О. Шарикова^a, А. С. Мачихин^{a, d},
Г. Н. Мартынов^a, А. В. Горевой^a, С. В. Боритко^{a, e}, В. А. Ломонов^g, Н. А. Моисеева^g^a Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
ул. Бутлерова, 15, Москва, 117342 Российская Федерация^b Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
ул. 2-я Бауманская, 5 корп. 1, Москва, 105005 Российская Федерация^c Научно-исследовательский институт “Полюс” им. М.Ф. Стельмаха,
ул. Введенского, 3 к. 1, Москва, 117342 Российская Федерация^d Национальный исследовательский университет “МЭИ”,
ул. Красноказарменная, 14, Москва, 111250 Российская Федерация^e Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер. 9, Долгопрудный Московской обл., 141701 Российская Федерация^g Федеральный научно-исследовательский центр “Кристаллография и фотоника” РАН,
Ленинский просп., 59, Москва, 119333 Российская Федерация

*E-mail: batshev@bmstu.ru

Поступила в редакцию 14.05.2022 г.

После доработки 23.06.2022 г.

Принята к публикации 28.06.2022 г.

Разработан акустооптический (АО) перестраиваемый фильтр на основе кристалла парателлурита (TeO₂) с двумя пьезопреобразователями, обеспечивающий произвольную спектральную адресацию в диапазоне 450...1700 нм. Геометрические параметры кристалла рассчитаны из условия минимизации хроматического сдвига изображения в конфокальной оптической системе спектрометра в пределах всего рабочего спектрального диапазона. Представлены результаты экспериментального исследования разрешающей способности и функции пропускания в зависимости от апертуры АО-фильтра и рабочей длины волны. Приведены примеры спектральных изображений тестовых объектов, полученных с помощью макета видеоспектрометра, собранного на основе разработанного АО-фильтра.

DOI: 10.31857/S0033849422120026

ВВЕДЕНИЕ

Акустооптические (АО) перестраиваемые спектральные фильтры основаны на брэгговской дифракции электромагнитного излучения на объемной фазовой решетке, образованной акустической волной в среде за счет фотоупругого эффекта [1]. Они достаточно широко используются при решении различных научных, биомедицинских и промышленных задач. Компактность, отсутствие подвижных частей, произвольная спектральная адресация и другие достоинства таких фильтров позволяют создавать на их основе как классические спектрометры для анализа спектрального состава излучения [2, 3], так и видеоспектромет-

ры – приборы для получения пространственно-спектральных данных для дистанционного зондирования [4], микроскопии [5, 6], эндоскопии [7, 8], интерферометрии [9] и других приложений.

Одним из основных недостатков АО-фильтров принято считать относительно небольшой спектральный диапазон перестройки. Он, как правило, не превышает одну октаву и ограничен диапазоном согласования пьезопреобразователя, используемого для возбуждения ультразвука, с управляющим генератором [10]. Для преодоления данного ограничения могут использоваться два АО-фильтра, согласованных на соседние спектральные диапазоны, но при этом увеличиваются габариты, масса, сложность управления и стоимость видеоспектрометра. Расширить спектральный диапазон АО-фильтра на основе одиночной АО-ячейки можно за счет увеличения размера кристалла и применения двух пьезо-

¹ Работа доложена на Пятой Международной молодежной конференции “Информационные технологии и технологии коммуникации: современные достижения” (Астрахань, 4–7 октября 2021 г.).

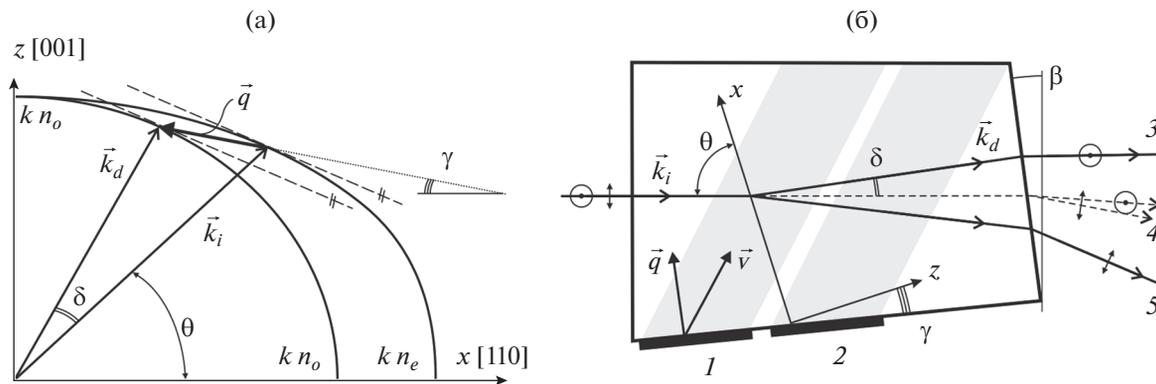


Рис. 1. Векторная диаграмма (а) и оптическая схема (б) АО-ячейки.

зопреобразователей, согласованных на различные поддиапазоны [11]. Несмотря на то, что принципиальная реализуемость такого подхода экспериментально продемонстрирована [12, 13], информации о серийно выпускаемых видеоспектрометрах на основе АО-фильтров с двумя пьезопреобразователями нет.

В предыдущих работах авторов [14–16] представлена оптимальная с точки зрения пространственных искажений геометрия АО-фильтра для широкого спектрального диапазона и экспериментально исследованы два АО-фильтра, построенные по этой геометрии: первый согласован на видимый диапазон, второй – на ближний ИК-диапазон. Также в работах [15, 16] предложена оптическая система на основе АО-фильтра с этой геометрией. В данной работе впервые описан макет видеоспектрометра, работающего в спектральном диапазоне 450...1700 нм, в котором используется одиночная АО-ячейка из кристалла парателлуриата (TeO_2) с двумя пьезопреобразователями, форма и геометрия АО-взаимодействия которой оптимизированы для обеспечения высокого качества изображения во всем диапазоне.

1. АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ЯЧЕЙКА

На рис. 1 представлены векторная диаграмма (а) и оптическая схема (б) изготовленной АО-ячейки с двумя пьезопреобразователями. Материалом ячейки является наиболее распространенный для устройств видимого и ИК-диапазонов анизотропный одноосный кристалл TeO_2 (парателлурит). Угол среза $\gamma = 7^\circ$. Символами n_o и n_e обозначены показатели преломления материала для обыкновенно и необыкновенно поляризованных волн, k – волновое число. Излучение падает на входную грань по нормали. Угол между волновым вектором падающего излучения \vec{k}_i с осью x составляет $\theta = 73.85^\circ$. При выбранных γ и θ обеспечивается используемый в изображающих АО-устройствах

широкоугольный режим дифракции. Падающее необыкновенно поляризованное оптическое излучение в результате дифракции меняет состояние поляризации на обыкновенное, отклоняется на угол δ , распространяется внутри АОЯ вдоль вектора \vec{k}_d и выходит из АОЯ вдоль направления, обозначенного цифрой 3. Падающее обыкновенно поляризованное излучение тоже дифрагирует, меняя состояние поляризации и отклоняясь в противоположную сторону. Оно выходит из АОЯ по направлению 5. Недифрагированное широкополосное излучение распространяется вдоль вектора \vec{k}_i после двулучепреломления на выходной грани АО-ячейки выходит по двум близким направлениям, как показано штриховой линией 4. В разработанном видеоспектрометре используется только излучение, выходящее вдоль направления 3, остальные направления диафрагмируются.

Пьезопреобразователи 1 и 2 для видимого и инфракрасного (ИК) диапазонов находятся на нижней грани ячейки. Управление АО-фильтром выполняется с помощью высокочастотного (ВЧ)-ячейки генератора. Частота f управляющего сигнала определяет длину волны λ , на которой происходит дифракция, а также влияет на ширину $\Delta\lambda$ спектральной линии пропускания АО-фильтра, а именно $\lambda \sim 1/f$ и $\Delta\lambda \sim 1/f^2$ [17]. Пьезопреобразователь 2 работает на частотах $f = 28...55$ МГц, что соответствует спектральному диапазону $\lambda = 900...1700$ нм; преобразователь 1 работает на частотах $f = 55...120$ МГц, что соответствует диапазону длин волн $\lambda = 450...900$ нм.

Длина каждого пьезопреобразователя 10 мм. Углы сноса акустических волн, сформированных в кристалле обоими пьезопреобразователями (угол между волновым вектором \vec{q} и вектором групповой скорости звука \vec{v}), приблизительно равны 50° . Угол наклона выходной грани, при котором обеспечивается минимальный хроматический сдвиг изображения во всем рабочем спектральном диапазоне, составляет $\beta = 2.3^\circ$ [14, 15].

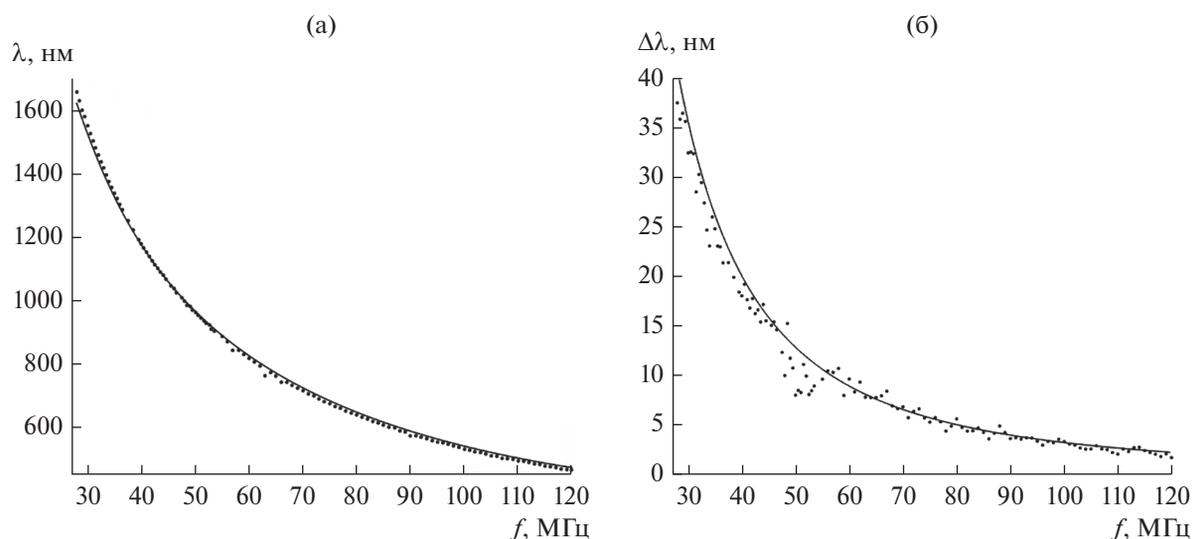


Рис. 2. Зависимость длины волны дифрагируемого света (а) и ширины спектральной линии (б) от частоты подаваемого ультразвука.

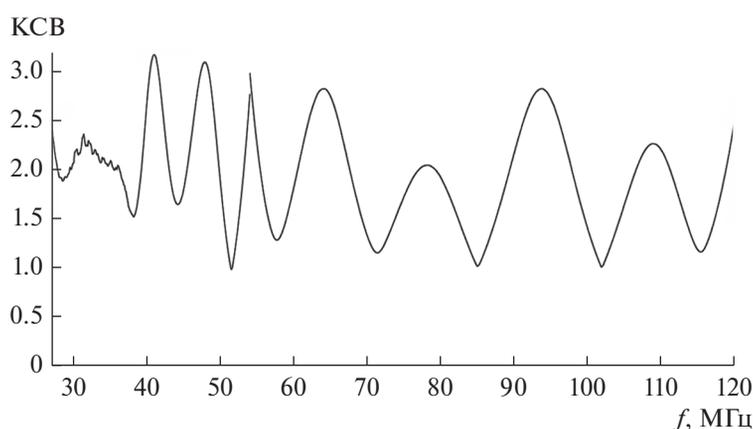


Рис. 3. Частотная зависимость КСВ АО-фильтра.

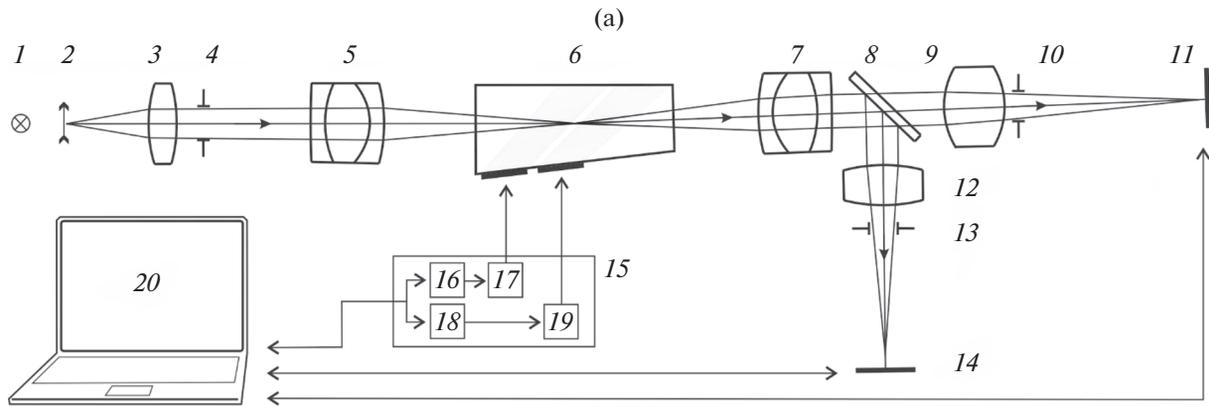
На рис. 2 представлены экспериментально полученные зависимости длины волны λ и ширины спектрального интервала $\Delta\lambda$ от частоты звука f . Эти зависимости измерены с помощью спектрометра Avesta ASP-IR. Сплошной линией представлены теоретические зависимости.

Одним из показателей эффективности работы АО-фильтра является коэффициент стоячей волны (КСВ), являющийся мерой согласования пьезопреобразователя с генератором управляющего напряжения. Для рассматриваемого типа устройств приемлемым обычно считается КСВ не более 3, при этом амплитуда прошедшего сигнала вдвое больше амплитуды отраженного. В изготовленном АО-фильтре это условие удовлетворено в обоих диапазонах звуковых частот, как показано на рис. 3.

2. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ВИДЕОСПЕКТРОМЕТРА

Разработанный АО-фильтр предназначен для работы в изображающем спектрометре, оптическая схема которого предложена в [15, 16]. В данной работе макет этого прибора изготовлен и экспериментально исследован. Функциональная оптико-электронная схема и фотография макета показана на рис. 4.

Объект 2 освещается с помощью источника излучения 1. Излучение от объекта коллимируется объективом 3 и направляется в спектрометр. Диафрагма 4 является входным элементом спектрометра. Через нее в спектрометр попадет излучение в виде пучков параллельных лучей, идущих от объекта наблюдения. Вошедшее излучение фо-



(б)

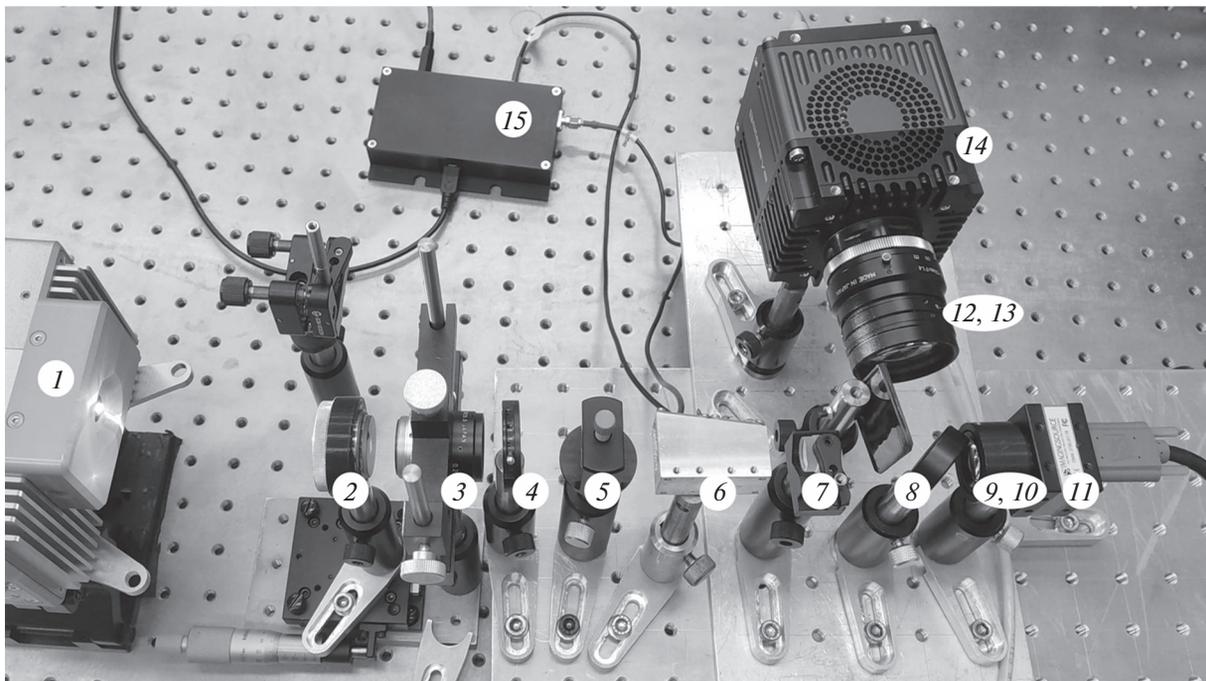


Рис. 4. Функциональная схема (а) и внешний вид (б) макета видеоспектрометра.

кусируется объективом 5 внутри АО-фильтра 6, а затем вновь коллимируется объективом 7. Объективы 5 и 7 идентичны и расположены симметрично относительно АО-фильтра. Дихроичное зеркало 8 делит излучение по спектральному составу: ИК-излучение (0.9...2.7 мкм) отражается зеркалом 8, а видимое (0.45...0.9 мкм) – проходит сквозь него. Объективы 9 и 12 фокусируют излучение на матричных приемниках 11 и 14 через апертурные диафрагмы 10 и 13. Система диафрагм 4, 10 и 13 необходима для устранения излучения, идущего через АО-фильтр без дифракции [18].

Объективы 5 и 7 спроектированы для компенсации хроматизма положения, вносимого АО-филь-

тром [19] и изготовлены специально для макета спектрометра; в качестве объектива 12 использован объектив для ИК-диапазона с фокусным расстоянием 50 мм LM50HC-SW (Kowa), а в качестве объектива 9 стандартный объектив для задач машинного зрения с фокусным расстоянием 35 мм TBL35 (The Imaging Source). В качестве видеокamеры 14 ИК-диапазона использована охлаждаемая камера Goldeye G-032 (Allied Vision Technologies) с размером сенсора 15.9 × 12.7 мм²; в видимом диапазоне использована камера 11 на основе монохромной КМОП-матрицы размером 7.4 × 4.9 мм² DMK 37BUX178 (The Imaging Source).

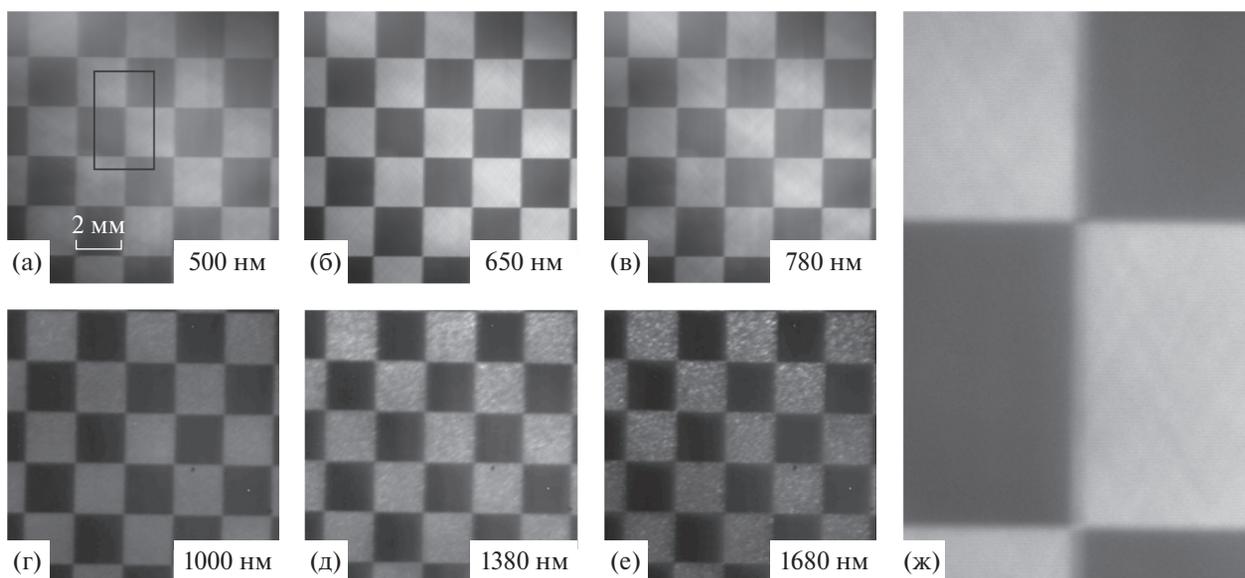


Рис. 5. Спектральные изображения тестового объекта.

АО-фильтр 3 управляется с помощью двухканального драйвера 15, содержащего ВЧ-генераторы 16 и 18, формирующие управляющий электрический сигнал в диапазонах 27...54 МГц (генератор 18) и 54...120 МГц (генератор 16), и усилители 17 и 19.

Видеокамеры 11 и 14 видимого и ИК-диапазонов, а также драйвер АО-фильтра 15 управляются персональным компьютером 20 через оригинальное специализированное программное обеспечение.

На рис. 5 показаны некоторые из зарегистрированных изображений тестового объекта, по которым вычислена разрешающая способность. Рисунок 5ж иллюстрирует увеличенный фрагмент рис. 5а; соответствующая область показана прямоугольником. Как видно из рис. 5ж, размытие горизонтальных линий меньше, чем вертикальных. Это объясняется тем, что АО-фильтр ориентирован так, что акустическая волна распространяется горизонтально и при АО-взаимодействии происходит небольшое снижение качества изображения, которое становится заметным в конфокальной схеме АО-фильтрации [20].

На рис. 6 представлены графики модуляционно-передаточной функции (МПФ), являющейся одним из показателей качества, по которым принято оценивать изображающие оптические системы. Сплошными линиями представлены результаты, полученные стандартным методом пограничной кривой [21, 22] по изображениям тестового объекта, представленным на рис. 5. Множество линий на каждом графике идентифицирует различные участки изображений. Штриховая линия является ре-

зультатом расчета оптической системы в программе ZEMAX [19] и показывает усредненную по всему полю зрения МПФ. Для каждой длины волны приведены по два графика – полученные по обработке горизонтальных или вертикальных линий изображения. По указанным причинам величина размытия горизонтальных линий меньше, что проявляется в заметно больших значениях соответствующих МПФ. При моделировании не удается в полной мере учесть искажения при АО-взаимодействии, поэтому теоретические (штриховые) кривые для горизонтальных и вертикальных линий почти идентичны.

В ИК-области использован приемник излучения с размером пикселя 25 мкм. В данном случае его влияние на разрешающую способность оказывается больше, чем влияние aberrаций оптической системы. Этим объясняется существенное различие теоретических и экспериментальных кривых рис. 6 на длинах волн 1000 и 1680 нм, так как дискретизация приемника не учитывается при моделировании оптической системы в ZEMAX.

Из графиков видно, что разрешающая способность (по уровню контраста 0.2) в коротковолновом диапазоне меняется в пределах от 25 до 50 линий на 1 мм, а в длинноволновом – от 3 до 10 линий на 1 мм. Таким образом, учитывая размеры изображений, сформированных на приемниках излучения, пространственное разрешение видеоспектрометра в коротковолновой (видимой) области составляет приблизительно 250×180 элементов, а в длинноволновой (ИК) – 120×100 элементов.

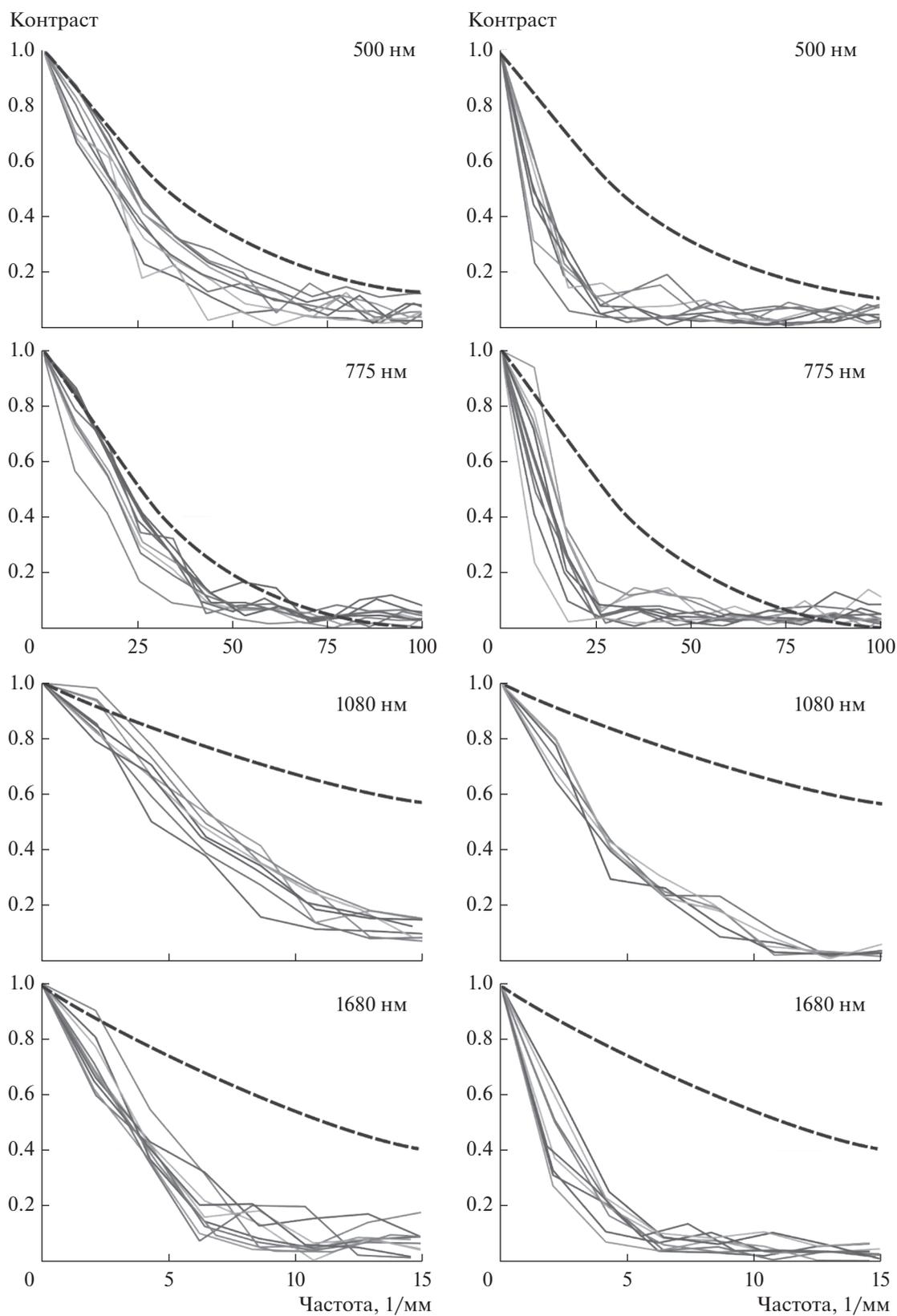


Рис. 6. Расчетные (штриховая кривая) и экспериментально определенные (сплошные кривые) МПФ для горизонтальных (слева) и вертикальных (справа) элементов изображения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Элементная база оптико-электронных приборов быстро развивается во всем мире, что позволяет создавать новые типы приборов и существенно расширять возможности существующих. В последнее время появились матричные приемники излучения на основе InGaAs структуры, работающие в широком спектральном диапазоне (400...1700 мкм) (например, https://www.photonics.com/Products/Visible_SWIR_Camera/pr60732). Использование одного такого приемника излучения и одного АО-фильтра, подобного представленному в данной работе, позволяет создать компактный АО-видеоспектрометр, работающий в широком спектральном диапазоне, обычно покрываемом двумя различными АО-фильтрами и двумя приемниками излучения. Таким образом, в двухдиапазонном видеоспектрометре вдвое расширен спектральный диапазон при неизменных массогабаритных характеристиках, что делает этот прибор перспективным для применения, например, в дистанционном зондировании с использованием беспилотных летательных аппаратов, где масса и габариты особо важны. Прибор может найти применение и в других отраслях – в микроскопии, биомедицине, в технической диагностике.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-29-20095). В части технологии изготовления АО-кристаллов работа проводилась в рамках государственного задания ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН (№ АААА А19 119073190049 2).

При выполнении работы использовано оборудование Центра коллективного пользования НТЦ УП РАН (<https://ntcup.ru/ckp-i-upu/>) и оборудование Уникальной научной установки “Лазерный нагрев в ячейках высокого давления” НТЦ УП РАН (<https://ckprf.ru/usu/507563/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.И. Физические основы акустооптики. М: Радио и связь, 1985.
2. Мазур М.М., Пожар В.Э. // Измерит. техника. 2015. № 9. С. 29.
3. Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И. и др. Теория и практика современной акустооптики. М.: ИД МИСиС, 2015.
4. Dekemper E., Loodts N., Opstal B.V. et al. // Appl. Optics. 2012. V. 51. № 25. P. 6259.
5. Morris H.R., Hoyt C.C., Treado P.J. // Appl. Spectroscopy. 1994. V. 48. № 7. P. 857.
6. Yushkov K.B., Champagne J., Kastelik J.-C. et al. // Biomed. Opt. Express. 2020. V. 11. № 12. P. 7053.
7. Bouhifd M., Whelan M., Aprahamian M. // Proc. SPIE. 2003. V. 5143. P. 305.
8. Мачихин А.С., Пожар В.Э., Батшеев В.И. // Приборы и техника эксперимента. 2013. № 4. С. 117.
9. Machikhin A., Pozhar V., Viskovatykh A., Burmak L. // Appl. Optics. 2015. V. 54. № 25. P. 7508.
10. Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices / Eds. by Goutzoulis A., Pape D. Boca Raton: CRC Press, 1994.
11. Gupta N., Voloshinov V.B. // Appl. Optics. 2007. V. 46. № 7. P. 1081.
12. Zhao H. et al. // Opt. Express. 2017. V. 25. № 20. P. 23809.
13. Kozun M.N., Bourassa A.E., Degenstein D.A., Loewen P.R. // Rev. Scientific Instruments. 2020. V. 91. № 10. P. 103106.
14. Мачихин А.С., Батшеев В.И., Пожар В.Э., Боритко С.В. // Оптический журн. 2019. Т. 86. № 12. С. 59.
15. Батшеев В.И., Мачихин А.С., Козлов А.Б. и др. // РЭ. 2020. Т. 65. № 7. С. 667.
16. Batshev V., Boritko S., Kozlov A. et al. // Proc. Int. Conf. Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems (WECONF), 31 May–4 June, 2021, P. 1–4.
17. Chang I.C. // Electron. Lett. 1975. V. 11. № 25–26. P. 617.
18. Batshev V., Machikhin A., Martynov G. et al. // Sensors. 2020. V. 20. № 16. P. 4439.
19. Machikhin A., Batshev V., Pozhar V. // J. Opt. Soc. Amer. A. 2017. V. 34. № 7. P. 1109.
20. Wachman E.S., Niu W., Farkas D.L. // Appl. Optics. 1996. V. 35. № 5. P. 220.
21. Photography—Electronic Still Picture Cameras—Resolution Measurements, ISO Standard 12233: 2000 Geneva: Int. Organization for Standardization, 32 p.
22. Kenichiro M., Takayuki Y., Yukihiro N., Masayuki S. // Opt. Express. 2014. V. 22. № 5. P. 6040.

**НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ
СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ**

УДК 621.373.8

**ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ НА АИГ:Nd³⁺ ДЛЯ МОРСКОГО ЛИДАРА
УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНА¹**© 2022 г. А. И. Ляшенко^{а, *}, Е. М. Володина^а, Ю. А. Гольдин^б, Б. А. Гуреев^б^аНаучно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
ул. Бутлерова, 15, Москва, 117342 Российская Федерация^бИнститут океанологии им. П.П. Ширшова РАН,
Нахимоский просп., 36, Москва, 117218 Российская Федерация

*E-mail: alexs1407@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.05.2022 г.

После доработки 14.05.2022 г.

Принята к публикации 30.07.2022 г.

Показано, что лидарное зондирование водной среды лазерным излучением на длине волны 266 нм обеспечивает высокую чувствительность и достоверность обнаружения нефтепродуктов. Для использования в морских лидарах предложены две лазерные системы (лазер-усилитель) на АИГ:Nd³⁺ с преобразованием излучения в четвертую гармонику (с ламповой и с диодной накачкой).

DOI: 10.31857/S0033849422120154

ВВЕДЕНИЕ

Морские спектральные лидары, осуществляющие зондирование водной среды лазерным излучением ультрафиолетового (УФ) диапазона, — эффективный инструмент мониторинга загрязнений морских акваторий и внутренних водоемов нефтепродуктами [1–3]. Спектральные лидары позволяют обнаруживать присутствие нефтепродуктов при достаточно низких концентрациях, оконтуривать область загрязнения, оценивать толщину нефтяной пленки на поверхности воды, определять тип загрязняющего нефтепродукта, оценивать объём загрязнения.

Информация о наличии нефтепродуктов в приповерхностном слое и на поверхности воды в этих лидарах получается в результате спектрального анализа эхо-сигнала, сформированного лазерно-индуцированной флуоресценцией нефтепродуктов и растворенного органического вещества, а также комбинационным рассеянием на молекулах воды. Обычно в спектральных лидарах используются источники зондирующего излучения ближнего УФ-диапазона — твердотельный лазер на АИГ:Nd³⁺ с преобразованием частоты излучения в третью гармонику ($\lambda_3 = 355$ нм) и эксимерные лазеры на ХеСl ($\lambda = 308$ нм) и на ХеF ($\lambda = 351$ нм) [1–4]. В то же время для решения за-

дачи обнаружения загрязнений водоемов нефтепродуктами лидарным методом ряд преимуществ дает использование зондирующего излучения среднего УФ-диапазона. Зондирование излучением этого диапазона позволяет частично разделить спектры флуоресценции нефтепродуктов и природного растворенного органического вещества. В этом случае полосы флуоресценции легких нефтяных углеводородов попадают в широкий спектральный интервал между полосой комбинационного рассеяния воды и полосой флуоресценции природного растворенного органического вещества, в котором флуоресцируют только нефтепродукты. Регистрация излучения возбуждаемой флуоресценции в этом спектральном интервале позволяет обнаруживать и количественно оценивать нефтепродукты с высокой чувствительностью, точностью и достоверностью.

Оптимальным для использования в морских лидарах источником зондирующего излучения среднего УФ-диапазона является твердотельный лазер на АИГ:Nd³⁺ с преобразованием частоты излучения в четвертую гармонику ($\lambda_4 = 266$ нм) [5, 6]. Преимущества использования четвертой гармоники были продемонстрированы в натурном эксперименте, выполненном в Каспийском море с судовым лидаром СФПЛ-24 [7]. В качестве источника зондирующего излучения был использован импульсный лазер ЛТИ-24 с ламповой накачкой (длина волны излучения 266 нм, энергия импульса излучения 8 мДж, длительность импульса 8 нс, расходимость зондирующего пучка 3 мрад).

¹ Работа доложена на Пятой Международной молодежной конференции “Информационные технологии и технологии коммуникации: современные достижения” (Астрахань, 4–7 октября 2021 г.).

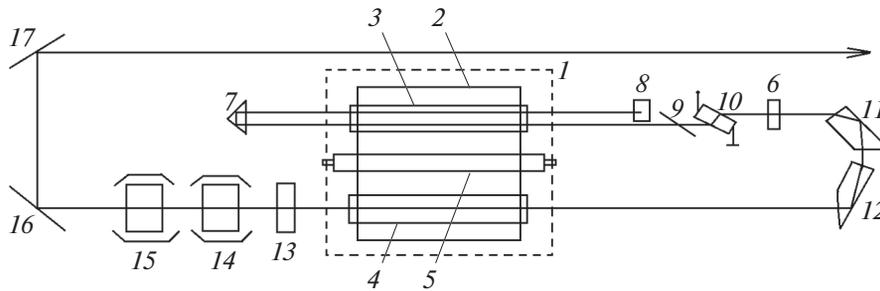


Рис. 1. Оптическая схема УФ-ИЗЛН: 1 – квантрон, 2 – диффузный отражатель, 3 – активный элемент из АИГ:Nd³⁺ размером $\varnothing 5 \times 100$ мм, 4 – активный элемент из АИГ:Nd³⁺ размером $\varnothing 6.3 \times 100$ мм, 5 – лампа ИНП-2-5/90, 6 – выходное зеркало, 7, 8 – призмы-крыши, 9 – пластина-поляризатор, 10 – электрооптический элемент из LiNbO₃, 11, 12 – поворотные призмы-клинья, 13 – пластина $\lambda_1/4$, 14 – нелинейный элемент из КТР в термостате, 15 – нелинейный элемент из ВВО в термостате, 16, 17 – параметрические зеркала, селективирующие излучение с длиной волны $\lambda_4 = 266$ нм.

Регистрация “нефтяных” эхо-сигналов без вклада флуоресценции растворенного органического вещества осуществлялась приемными каналами с максимумом чувствительности на длинах волн 320 и 350 нм. Результаты натурных испытаний показали, что чувствительность этих каналов к присутствию загрязняющих нефтепродуктов существенно выше, чем у более длинноволновых измерительных каналов.

Практическое использование лидаров, предполагающее их установку на авианоситель или стационарную платформу, выдвигает дополнительные требования к техническим характеристикам используемого лазера. В первую очередь, это более высокая энергия импульсов излучения, большой ресурс работы, виброустойчивость, низкое энергопотребление и в некоторых случаях возможность работы при отрицательных температурах.

С учетом сформулированных требований была изготовлена лазерная система (лазер-усилитель) на основе квантрона с ламповой накачкой и предложена оптическая схема лазерной системы на основе двух квантронов с диодной накачкой. Системы обеспечивают генерацию излучения на длине волны 266 нм и предназначены для использования в морских “нефтяных” лидарах. В работе представлены описания этих систем.

1. ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

Повышенную энергию импульсов излучения обеспечивает лазерная система: лазер-усилитель с ламповой или с диодной накачкой.

При эксплуатации лазера в нормальных климатических условиях наиболее эффективной представляется лазерная система, использующая квантрон, содержащий одну лампу накачки и два активных элемента, охлаждаемых дистиллированной водой. При необходимости работать с лидаром в полевых условиях, допускающих отрицательные

температуры окружающего воздуха, предлагается использовать лазерную систему с двумя квантронами с боковой накачкой активных элементов решетками лазерных диодов, охлаждаемых морозостойкой жидкостью типа тосола или антифриза.

В системах используются зеркально-призменные резонаторы, обеспечивающие двукратное снижение порога генерации за счет дополнительного прохода излучением активного элемента и уменьшение расходимости выходного излучения в плоскости критического синхронизма нелинейного элемента из кристалла бета-бората бария (ВВО) в преобразователе излучения в четвертую гармонику [8, 9]. Резонаторы устойчивы к деформациям корпуса и термическим эффектам в активных элементах.

В качестве лазера с диодной накачкой предложено использовать лазер, представленный в [9], который отличается большей энергией импульсов и более низкой расходимостью излучения по сравнению с известным лазером [10]. Рассмотрены особенности работы этих систем, в том числе во время переходных процессов после включения.

2. ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА С ЛАМПОВОЙ НАКАЧКОЙ

Лазерная система с ламповой накачкой активных элементов (ЛСЛН) с оптической схемой на рис. 1 представляется наиболее эффективной в составе УФ-лидара, эксплуатируемого в нормальных климатических условиях.

Высокая эффективность ЛСЛН обеспечена прежде всего за счет следующих технических и конструктивных решений при изготовлении излучателя (УФ-ИЗЛН):

1) выбор квантрона 1, охлаждаемого дистиллированной водой, с одной лампой, помещенной в отражатель 2 между двумя активными элементами (генераторным 3 и усилительным 4), что ис-

ключает эффект затенения лампой 5 излучения накачки при передаче его в активные элементы;

2) использование призмы-крыши 7 с ребром при вершине в вертикальной плоскости, “делящим” поперечное сечение генераторного активного элемента пополам, что обеспечивает снижение порога генерации в два раза вследствие дополнительного прохода лазерным излучением активного элемента 3, повышает устойчивость резонатора при появлении термического клина в активном элементе 3 и снижает расходимость лазерного излучения в горизонтальной плоскости;

3) использование второй призмы-крыши 8 в качестве конечного отражателя с ребром при вершине в горизонтальной плоскости повышает устойчивость резонатора при возможной деформации корпуса излучателя УФ-ИЗЛН в вертикальной плоскости;

4) применение призм-клиньев 11, 12, увеличивающих размер пучка излучения в 2.25 раза в горизонтальной плоскости, снижает расходимость излучения во столько же раз.

Лучевая прочность оптических элементов резонатора, а также нелинейных элементов из кристаллов титанил-фосфата калия (КТР) и ВВО, в которых происходит генерация второй ($\lambda_2 = 532$ нм) и четвертой ($\lambda_4 = 266$ нм) гармоник соответственно, является высокой, но на практике оказывается вполне достижимой. Поэтому для предотвращения оптического пробоя элементов ИК-лазер следует настраивать и эксплуатировать в режиме включения добротности резонатора после окончания свободной (пичковой) генерации. Этот режим основан на внесении потерь в резонатор в начале импульса пичковой генерации и включении добротности резонатора полностью после последнего пичка через отрезок времени ~ 20 мкс. В указанном режиме осуществляется стабилизация энергетических параметров (максимальной плотности энергии в сечении луча и энергии импульсов) и временных параметров импульсов излучения в широкой области энергии импульсов накачки вследствие излучения “излишков” запасенной в активном элементе энергии (инверсной населенности) в процессе пичковой генерации [11].

Внесение начальных потерь в резонатор целесообразно проводить отклонением оптической оси Z электрооптического элемента 10 от оси резонатора на небольшой угол ($\sim 2^\circ$) в пределах первого кольца коноскопической картины, используя собственное двулучепреломление элемента. Начальные потери резонатора при этом практически не зависят от температуры элемента. Для того чтобы полностью “открыть” резонатор, необходимо подать на электроды элемента 10 импульс высоковольтного напряжения с блока управления электрооптическим затвором (БУЗ), причем амплиту-

да импульса также не зависит от температуры элемента.

Лазерная система ЛСЛН обеспечивает генерацию импульсов излучения с $\lambda_4 = 266$ нм с энергией до 25 мДж при частоте повторения до 30 Гц и энергии импульсов накачки 25 Дж. При смене лампы через каждые 1.8×10^7 импульсов ресурс системы на порядок выше.

3. ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Существенное повышение эффективности инфракрасного (ИК) лазера за счет снижения энергопотребления до семи раз достигается при замене ламповой накачки активного элемента на диодную, в частности, на одностороннюю боковую накачку активного элемента решетками лазерных диодов (РЛД), излучающих на длине волны $\lambda_n = 808$ нм, совпадающей с узкой полосой поглощения ионов неодима. При этом в активном элементе тепловыделение существенно снижается и возникает возможность применить контактный отвод тепла от активного элемента и корпусов РЛД на радиатор, через который может прокачиваться морозостойкая жидкость, не испытывающая фотодеструкции вследствие отсутствия взаимодействия с излучением накачки [10].

Лазерная система с диодной накачкой (ЛСДН) с оптической схемой (рис. 2) представляется наиболее эффективной при эксплуатации УФ-лидара при отрицательных температурах окружающей среды.

Высокая эффективность ЛСДН обеспечивается также за счет оптимизации конструкции квантрона и новых схемотехнических решений в излучателе с диодной накачкой активных элементов (УФ-ИЗДН), таких как, например:

1) выбор квантронов с односторонней боковой накачкой моноспектральными РЛД с улучшенным контактным отводом тепла от лазерных диодов к корпусу РЛД, что позволяет создать инверсную населенность в большом объеме активной среды [10];

2) выбор зеркально-призменного резонатора на основе оптической схемы двухпроходного усилителя с концевым отражателем в виде призмы-крыши, что снижает порог генерации и уменьшает расходимость излучения в два раза [9, 12];

3) выбор двухпроходного усилителя с телескопом Галилея позволяет увеличить выходную энергию моноимпульсов излучения ЛСДН и минимизировать расходимость излучения;

4) применение в оптических схемах генератора и усилителя призмы и четвертьволновые пластины позволяет устранить влияние деполаризующих эффектов в оптических компонентах [10].

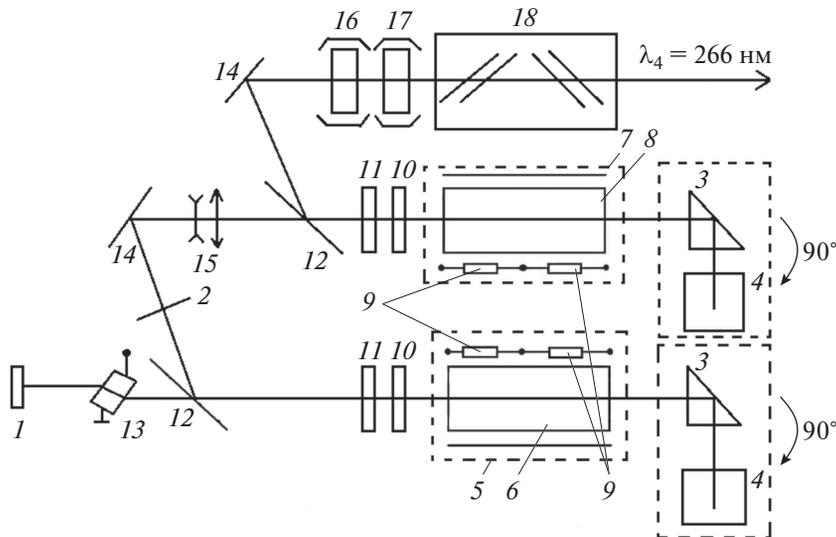


Рис. 2. Оптическая схема УФ-ИЗДН: 1 – глухое зеркало, 2 – выходное зеркало, 3 – поворотная призма, 4 – призма-крыша, 5 – квантрон с сегментом зеркального отражателя и с генераторным активным элементом из АИГ: Nd^{3+} размером $\text{Ø}5 \times 100$ мм, 6, 7 – квантрон с сегментом зеркального отражателя и с усилительным элементом из АИГ: Nd^{3+} размером $\text{Ø}6.3 \times 100$ мм, 8, 9 – решетки лазерных диодов, 10 – четвертьволновая пластина с $\varphi = 0^\circ$ к плоскости рисунка, 11 – четвертьволновая пластина с $\varphi = 45^\circ$, 12 – пластина-поляризатор, 13 – электрооптический элемент из LiNbO_3 , 14 – поворотное зеркало, 15 – телескоп Галилея, 16 – нелинейный элемент из КТР в термостате, 17 – нелинейный элемент из ВВО в термостате, 18 – стопа из стеклянных пластинок (марки КУ-1).

Изменение длины волны излучения лазерных диодов (ЛД) от температуры со скоростью $0.3 \text{ нм}/^\circ\text{C}$ вследствие изменения температуры окружающей среды и саморазогрева диодов приводит к необходимости применения энергозатратных систем термостабилизации охлаждающей жидкости. Во время переходных процессов при выходе на стационарный тепловой режим температура ЛД и, следовательно, эффективность накачки и распределение инверсной населенности по сечению активного элемента меняются, что может привести к превышению максимальной плотности энергии моноимпульсов излучения предельно допустимого уровня и разрушению оптических компонентов излучателя УФ-ИЗДН. Применение режима включения добротности резонатора после окончания свободной генерации, рассмотренного в предыдущем разделе для ЛСЛН, позволяет исключить возможность этой ситуации. При этом ресурс ЛСДН становится близким к ресурсу РЛД (1.8×10^9 импульсов).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моноимпульсные лазерные системы на АИГ: Nd^{3+} по схеме лазер-усилитель с преобразованием частоты излучения в четвертую гармонику ($\lambda_4 = 266 \text{ нм}$) могут быть построены на основе квантронов с ламповой или с поперечной диодной накачкой активных элементов из АИГ: Nd^{3+} .

Выбор типа квантрона определяет оптическую схему излучателей. От режима охлаждения источников накачки (лампы или решетки лазерных диодов) зависит выбор хладагента (дистиллированная вода или морозостойкая жидкость типа тосол).

Для обеспечения надежности при работе ЛСЛН и ЛСДН в переходных режимах предложено использовать режим включения добротности резонатора после окончания свободной генерации. ЛСДН обеспечивает возможность работы с более высокой энергией импульсов излучения при более высоких частотах повторения импульсов. Преимуществом ЛСДН является длительный ресурс, низкий уровень электромагнитных помех, низкое энергопотребление и возможность работы при отрицательных температурах окружающей среды. К недостаткам ЛСДН следует отнести необходимость термостабилизации охлаждающей жидкости и высокую стоимость РЛД.

ЛСЛН и ЛСДН могут быть использованы в УФ-лидарах для дистанционного обнаружения нефтяных загрязнений в акваториях.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены в рамках государственного задания: по теме FMWE-2021-0001 Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН и по теме FFNS-

2022-0010 Научно-технологический центра уникального приборостроения РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Brown E., Fingas M.F.* // Marine Pollution Bulletin. 2003. V. 47. P. 477.
2. *Reuter R., Wang H., Willkom R.W. et al.* // Advances in Remote Sensing. 1995. V. 3. № 3. VII.
3. *Pashayev A., Tagiyev B., Allahverdiyev K. et al.* // Proc. SPIE. 2015. V. 9810. P. 981018
4. *Pelevin V., Zlinszky A., Khimchenko E., Toih V.* // Int. J. of Remote Sensing. 2017. V. 38. № 7. P. 1967.
5. *Таер Абд Дейдан, Пацаева С.В., Фадеев В.В., Южаков В.И.* // Вестн. моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1994. Т. 35. № 2. С. 51.
6. *Федотов Ю.В., Белов М.Л., Матросова О.А., Городничев В.А.* // Изв. вузов. 2012. Т. 55. № 9/2. С. 105.
7. *Ляшенко А.И., Гольдин Ю.А., Гуреев Б.А.* // Сб. научн. тр. симп. “Методы измерений и математическое моделирование физических процессов: биофотоника, оптика и радиолокация”. Астрахань: Триада, 2018. С. 54.
8. *Казakov А.А., Ляшенко А.И., Струкова В.В.* Импульсный твердотельный лазер с генерацией высших гармоник. Пат. РФ № 2325021. Оpubл. офиц. бюл. “Изобретения. Полезные модели” № 14 от 20.05.2008.
9. *Володина Е.М., Ляшенко А.И.* Моноимпульсный твердотельный лазер. Пат. РФ на полезную модель № 204719. Оpubл. офиц. бюл. “Изобретения. Полезные модели” № 16 от 08.06.2021.
10. *Ляшенко А.И., Володина Е.М., Сапожников С.М., Подкопаев А.В.* // Матер. Четвертой Междунар. научн. конф. “Информационные технологии и технологии коммуникаций. Современные достижения”, посвященной 90-летию со дня основания Астраханского гос. техн. ун-та. Астрахань: АГТУ, 2020. С. 53.
11. *Ляшенко А.И.* // Физические основы приборостроения. 2017. Т. 6. № 3. С. 38.
12. *Гармаш В.М., Исаева Е.А., Ляшенко А.И.* // Физические основы приборостроения. 2016. Т. 5. № 3. С. 48.

**НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ
СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ**

УДК 538.945

π-КОНТАКТЫ В ЯЧЕЙКАХ АДИАБАТИЧЕСКОЙ СВЕРХПРОВОДНИКОВОЙ ЛОГИКИ

© 2022 г. **И. И. Соловьев^a, Г. С. Хисматуллин^{a, b}, Н. В. Кленов^{a, *}, А. Е. Щеголев^{a, c}**

^aМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991 Российская Федерация

^bРоссийский квантовый центр,

ул. Новая, 100, Сколково, Московской области, 143025 Российская Федерация

^cМосковский технический университет связи и информатики,
ул. Авиамоторная, 8а, Москва, 111024 Российская Федерация

*E-mail: nvklenov@mail.ru

Поступила в редакцию 25.04.2022 г.

После доработки 30.05.2022 г.

Принята к публикации 02.06.2022 г.

Адиабатическая сверхпроводниковая логика в последнее время активно используется для обработки широкополосных групповых сигналов в ситуациях, когда критически важна сверхнизкая диссипация энергии при вычислениях (например, в сопроцессорах, управляющих работой перспективных квантовых компьютеров). Представлен общий подход к анализу базовых принципов работы логических схем на основе сверхпроводникового квантового параметрона; выделены ключевые параметры, отвечающие за эффективность функционирования рассмотренных ячеек. Предложены на основе общего подхода и исследованы усовершенствованные ячейки, содержащие джозефсоновские контакты с отрицательным критическим током (π-контакты).

DOI: 10.31857/S003384942212021X

ВВЕДЕНИЕ

Современные тенденции развития систем обработки информации требуют перехода к гибридным вычислительным комплексам, блоки которых работают в классическом, квантовом и нейроморфном режимах [1–5]. Энергоэффективность является одним из важнейших параметров работы таких систем, но для современных полупроводниковых технологий этот показатель существенно хуже требуемого (менее аДж на операцию). И радикально решить эту проблему весьма затруднительно по фундаментальным причинам.

В частности, при неадиабатических необратимых вычислениях энергетический барьер, разделяющий “логические” состояния базовой ячейки, обычно составляет $(10^3 - 10^4)k_B T$, где T – рабочая температура, k_B – постоянная Больцмана. Минимальный энергетический барьер и, следовательно, минимальная энергия на операцию определяются в этом случае “термодинамическим пределом” Ландауэра [6], $E_{\min} = k_B T \ln 2$. Под порогом Ландауэра различимость логических состояний теряется из-за тепловых флуктуаций.

Необходимость уменьшения рабочих температур подтолкнула в свое время исследователей к

использованию возможностей сверхпроводниковой цифровой электроники. Для выполнения неадиабатической логической операции в таких системах (где логические “0” и “1” – это отсутствие и наличие кванта магнитного потока в контуре) необходимая энергия обычно определяется процессами переключения джозефсоновского перехода между устойчивыми состояниями и составляет $E_J \approx 2 \times 10^{-19}$ Дж. В пределе эта величина может быть снижена до $E_{\min} \approx 4 \times 10^{-23}$ Дж (при $T = 4.2$ К).

В то же время для физически и логически обратимых процессов такого предела не существует. Следовательно, энергия, рассеиваемая за одну логическую операцию, может приближаться к нулю в адиабатических обратимых схемах на основе сверхпроводниковой технологии. Анализ возможностей совершенствования таких схем и посвящена данная работа.

1. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ БАЗОВОЙ ЯЧЕЙКИ АДИАБАТИЧЕСКОЙ СВЕРХПРОВОДНИКОВОЙ ЛОГИКИ

Функционирование идеальных адиабатических схем должно происходить без обмена теплом или зарядом с окружением. Однако термин “адиаба-

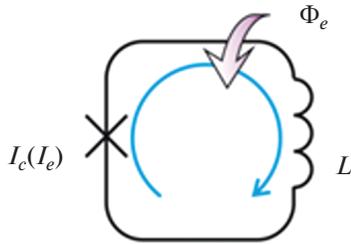


Рис. 1. Теоретическая схема параметрического квантрона, состояние ячейки определяется потоком Φ_e и током I_e , управляющим критическим током I_c джозефсоновского перехода; L – индуктивность контура.

тический” в контексте электроники устойчиво используется шире для обозначения схем, работа которых может быть адиабатической в предельном случае бесконечно долгого времени операции. На практике это означает требование физической обратимости, когда в каждый момент времени система находится в квазистационарном состоянии.

Рассмотрим принципы работы схем адиабатической сверхпроводниковой логики (Adiabatic Superconducting Logic – ASL) на простейшем примере параметрического квантрона (ПК). Эта ячейка состоит из сверхпроводникового контура индуктивности L с одним переходом (контактом) Джозефсона, как показано на рис. 1. Его состояние определяется внешним магнитным потоком Φ_e и током I_e , управляющим критическим током перехода Джозефсона $I_c(I_e)$. Потенциальная энергия этой ячейки – сумма энергии джозефсоновского перехода и магнитной энергии:

$$U_{\text{ПК}} = U_J + U_M = \frac{E_J}{2\pi} [1 - \cos \varphi] + \frac{E_J}{2\pi} [\varphi - \varphi_e]^2 / 2l, \quad (1)$$

где φ – джозефсоновская фаза контакта, $\varphi_e = 2\pi\Phi_e/\Phi_0$, $l = 2\pi I_c L/\Phi_0$ – нормированные внешний магнитный поток и индуктивность, $E_J = I_c \Phi_0$ – джозефсоновская энергия контакта, Φ_0 – квант магнитного потока.

Видно, что внешние параметры Φ_e и I_e управляют максимумом (через φ_e [Φ_e]) и наклоном (через l [$I_c(I_e)$]) компоненты потенциальной энергии U_M в уравнении (1). При соответствующем потоке смещения $\varphi_e \approx \pi$ потенциальная энергия ПК $U_{\text{ПК}}(\varphi)$ может иметь вид “параболической ямы” с одним (для $l < 1$) или с двумя (для $l > 1$) минимумами в зависимости от I_e (рис. 2).

Логические “0” и “1” могут быть представлены состояниями ячеек с фазой джозефсоновского перехода φ меньше или больше π соответственно.

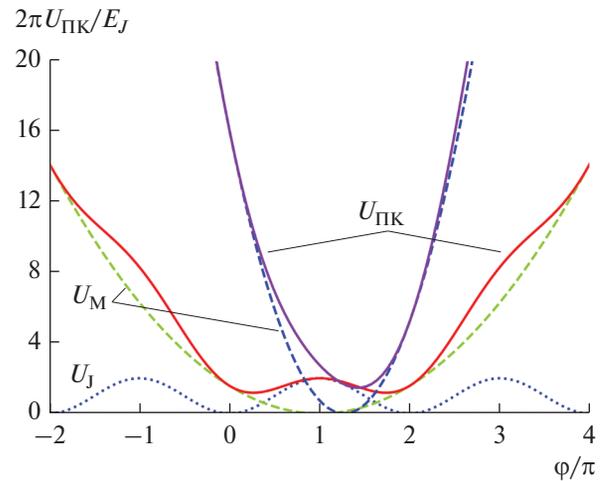


Рис. 2. Потенциальная энергия параметрического квантрона $U_{\text{ПК}}$ (сплошные кривые) и его слагаемые: магнитная энергия U_M (штриховые) и энергия джозефсоновского перехода U_J (точки); случай одноячейного потенциала соответствует $\varphi_e = 4$, $l = 0.5$, двухъячейного – $\varphi_e = \pi$, $l = 1$.

При $l > 1$ эти состояния соответствуют минимумам потенциальных ям. Физически они соответствуют двум разным магнитным потокам в контуре (с токами, циркулирующими в контуре в противоположных направлениях, если $\varphi \neq 2\pi n$, где n – целое число).

Передача логического состояния может быть реализована в массиве ПК с магнитной связью, смещенных в точку $\varphi_e = \pi$. Импульсы тока I_e следует подавать последовательно на ячейки, увеличивая их нормированную индуктивность по очереди, причем можно считать, что логическое состояние будет локализовано в ячейке с наибольшим l в определенный момент времени. Обсуждаемые состояния в линии передачи данных должны быть разделены группами ячеек с малыми индуктивностями. Динамику этого процесса переноса можно сделать адиабатической, регулируя форму импульса управляющего тока I_e , так как потенциальная энергия базовых ячеек ASL в отличие от быстрой одноквантовой логики (Rapid Single Flux Quantum – RSFQ) может адиабатически варьироваться в процессе их переключения. На практике диссипируемая энергия будет обратно пропорциональна времени операции. Перекрестное соединение ячеек позволяет выполнять адиабатические обратимые логические операции.

На базе ячеек ASL возможно также построение обратимых схем, энергия переключения которых может быть сделана сколь угодно малой. По сравнению со схемами одноквантовой логики, где бит информации представлен в виде наличия/отсутствия

кванта магнитного потока на периоде одного цикла в квантовых контурах с джозефсоновскими контактами, в адиабатических схемах джозефсоновские контакты заменены на сверхпроводящие интерферометры (параметрические квантроны, ПК). Потенциальную энергию ПК воздействием внешнего тактирующего сигнала можно варьировать (осуществлять переход от одноямы к двухъямному виду). Пусть бит информации будет представлен через состояние квантрона в одном из минимумов потенциальной энергии. В ASL передача бита информации соответствует передачи асимметрии (наклона) потенциала при переходе от одноямы к двухъямному виду от ячейки к ячейке, что возможно из-за существования магнитной связи между квантронами. Энергия переключения зависит от вида профиля потенциальной энергии конкретного квантрона.

2. МОДИФИКАЦИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО КВАНТРОНА, Н-СКВИД

Базовые ячейки адиабатической сверхпроводниковой логики являются модификациями ПК – одноконтактного сверхпроводящего интерферометра (см. рис. 1), в котором критический ток джозефсоновского контакта может изменяться под воздействием внешнего сигнала. Для удобства последующего рассмотрения перепишем потенциальную энергию ПК в виде

$$\frac{2\pi U_{\text{ПК}}}{E_J} = \frac{(\varphi - \varphi_e)^2}{2I} - \cos \varphi. \quad (2)$$

Увеличение критического тока джозефсоновского контакта ПК приводит к увеличению нормированного значения индуктивности I и, следовательно, к уменьшению крутизны параболы индуктивной компоненты потенциальной энергии, что вызовет трансформацию потенциала ПК от одноямы к двухъямному виду, как показано на рис. 2.

В эксперименте быстро управлять критическим током сосредоточенного джозефсоновского контакта оказывается трудно, поэтому джозефсоновский контакт обычно заменяют на двухконтактный сверхпроводящий квантовый интерферометр (СКВИД D), эффективный критический ток которого зависит от приложенного к нему магнитного потока. Параметрический квантрон с заменой джозефсоновского контакта на СКВИД носит название квантового потокового параметрона (КПП). Поскольку последние сейчас используются в основном в адиабатическом режиме, к аббревиатуре была добавлена буква “А”, АКПП (Adiabatic Quantum Flux Parametron – AQFP) [8–14]. В то же время, как будет показано ниже, одиночный СКВИД, не включенный в

контур ПК, может давать такую же функциональность, что и квантрон.

Другой современный подход к реализации ASL возник при попытке избежать сложностей, связанных с переменным током питания. С этой целью была предложена ячейка параметрического квантрона постоянного тока [15]. Позже ее авторы отметили, что данная модификация квантрона обладает излишней степенью свободы, поэтому было предложено заменить ее на н-СКВИД (СКВИД с отрицательной взаимной индуктивностью плеч, nSQUID в англоязычной литературе) [16]. Принцип функционирования этой ячейки аналогичен работе квантрона, в котором роли активационного тока и входа/выхода взаимно обращены. Поясним введенную терминологию: активационный ток наводит циркулирующий ток в основной петле квантрона, делая выгодной циркуляцию тока в контуре двухконтактного интерферометра в одном из двух возможных направлений, с которыми и ассоциировано логическое состояние ячейки. Отрицательная взаимная индуктивность обеспечивает лучшую связь состояния н-СКВИДа с тактирующей фазой (активационным током) и также позволяет фазе, с которой ассоциировано логическое состояние (разности фаз джозефсоновских контактов двухконтактного интерферометра), изменяться в более широких пределах.

В цепях н-СКВИДов переменный ток питания заменен на циркулирующий ток, связанный с квантами магнитного потока, как показано на примере линии передачи данных на рис. 3. В такой линии н-СКВИДы используются вместо джозефсоновских контактов обычной джозефсоновской линии передачи данных в RSFQ логике [16–19]. Схемы на базе н-СКВИДов успешно тестировались на частоте 5 ГГц [18]. Согласно оценкам их энергопотребление близко к термодинамическому пределу $\sim 2k_B T \ln 2$ на частоте 50 МГц [7].

Поскольку в схемах н-СКВИДов используется одноквантовое тактирование, их энерговыделение может быть оперативно изменено, подобно тому, как это реализовано в цепях RSFQ. Отметим, что энергия E_J , связанная с рождением/уничтожением кванта магнитного потока заметно больше термодинамического предела. Для предотвращения растрат этой энергии количество квантов магнитного потока в процессе работы схемы остается неизменным. Цепи организованы в виде замкнутых петель, “как ремень газораспределительного механизма в двигателе автомобиля” [19], что создает определенные сложности при их проектировании.

Сравнивая адиабатические и неадиабатические схемы, можно отметить лучшую энергоэффективность первых при сравнительно более низких тактовых частотах, ведь “термодинамический предел” Ландауэра накладывает нижнее ограниче-

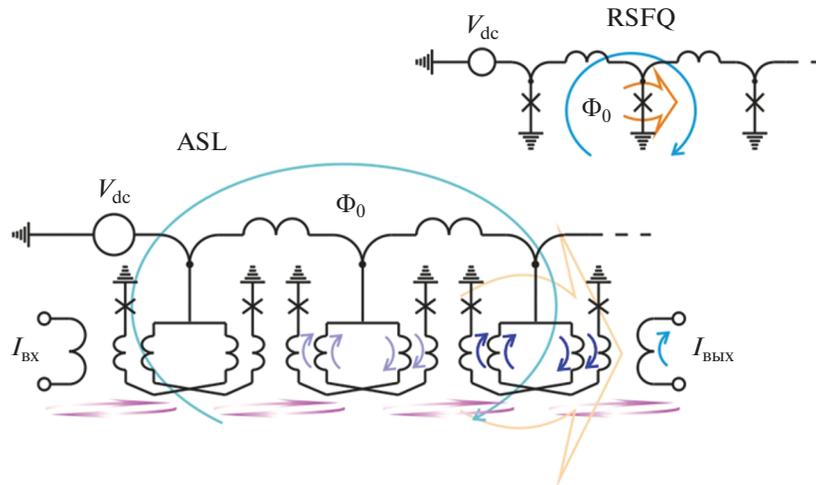


Рис. 3. Линия передачи данных на базе н-СКВИДов и аналогичная линия, используемая в RSFQ-логике; круговыми линиями внутри схем показаны циркулирующие токи, стрелками, направленными слева направо, – переключающиеся элементы, круговыми линиями под схемой ASL – магнитная связь.

ние по энергии лишь на неадиабатические схемы. В адиабатических схемах возможна работа с энергиями переключения, много меньшими чем $E_J = I_c \Phi_0$, а данная величина обычно порядка 10^{-19} Дж. По принципу функционирования рассмотренные логики можно условно подразделить на использующие в основном стационарный (ASL) или нестационарный (RSFQ) эффект Джозефсона. При этом во всех логиках используется эффект квантования магнитного потока.

3. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ КВАНТРОНЫ НА БАЗЕ СКВИДА

Представим предварительно качественное описание разновидностей квантронов на базе СКВИДа.

3.1. СКВИД

Выражение для потенциальной энергии симметричного СКВИДа имеет вид

$$\frac{2\pi U}{E_J} = \frac{[(\varphi_+ - \varphi_c)^2 + (\varphi_- - \varphi_c)^2]}{I} - 2 \cos(\varphi_+) \cos(\varphi_-), \quad (3)$$

где $\varphi_{+/-} = (\varphi_1 \pm \varphi_2)/2$, $\varphi_{1,2}$ – джозефсоновские фазы контактов, φ_c – “ведущая” фаза, т.е. фаза в средней точке СКВИДа (рис. 4), $\varphi_e = \pi \Phi_e / \Phi_0$ – фаза, отвечающая внешнему магнитному потоку Φ_e , задаваемому в контур с двумя джозефсоновскими контактами.

Сравнивая выражения (2) и (3), можно заметить, что при переходе от одноконтактного интерферометра, т.е. от ПК, к двухконтактному СКВИДУ потенциал перестает быть функцией лишь одной переменной и становится зависимым от двух координат (суммарной и разностной джозефсоновских фаз $\varphi_{+/-}$). Тогда парабола индуктивного слагаемого принимает вид параболоида, центр которого по разностной фазе по-прежнему определяется приложенным магнитным потоком Φ_e . Центр параболоида по суммарной фазе определяется ведущей фазой φ_c . Также “гармонический профиль” джозефсоновского слагаемого в (2) заменяется на периодический гармонический рельеф в (3). Индуктивное и джозефсоновское слагаемые потенциальной энергии СКВИДа представлены на рис. 5.

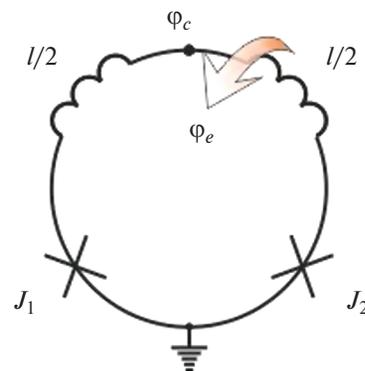


Рис. 4. Принципиальная схема СКВИДа.

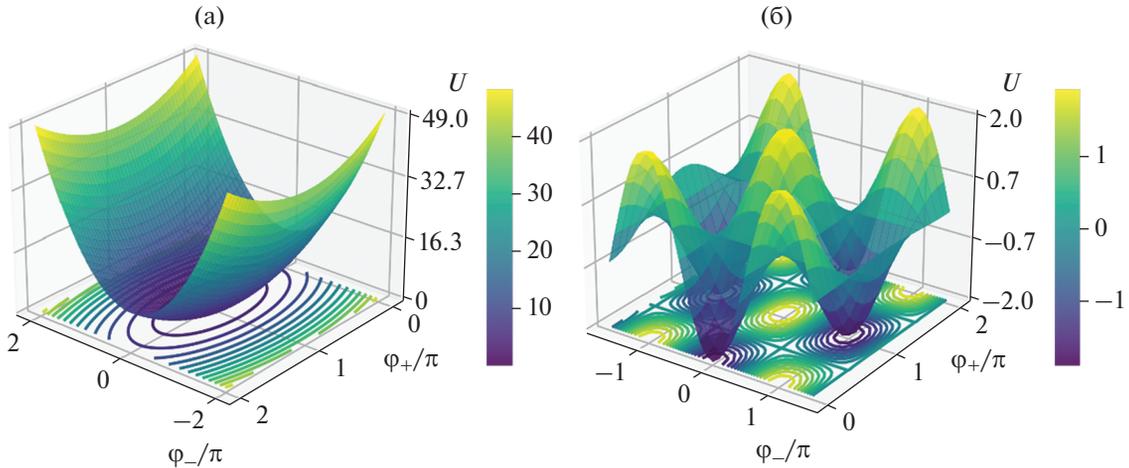


Рис. 5. Индуктивное (а) и джозефсоновское (б) слагаемые в потенциальной энергии СКВИДа в формуле (3); потенциальная энергия U нормирована на джозефсоновскую энергию E_J .

Очевидно, что переход от одноячного к двухъячному потенциальному профилю СКВИДа может осуществляться и при неизменной (но относительно малой) крутизне параболоида индуктивного слагаемого (3) при перемещении его центра, например, вдоль одной из координат, φ_+ или φ_- . Для примера на рис. 6 показаны отдельно слагаемые в потенциальной энергии СКВИДа при значениях ведущей фазы $\varphi_c = 0, \pi$ (рис. 6а, 6б) и их сумма (рис. 6в, 6г).

Таким образом, управляя, например, ведущей фазой φ_c , можно реализовать переключение между логическими состояниями подобно случаю с ПК, у которого последнее осуществлялось за счет изменения критического тока джозефсоновского контакта I_c . Но тогда приходящая информация, отвечающая наклону потенциала, будет по-прежнему содержаться в фазе φ_e , соответствующей внешнему магнитному потоку.

Вид потенциальной энергии СКВИДа для значений разностной фазы (в) $\varphi_c = 0$ и (г) $\varphi_c = \pi$. Величина безразмерной индуктивности $l = 2$. Потенциальная энергия U нормирована на джозефсоновскую энергию E_J .

Для передачи информации предложенным способом джозефсоновские переходы линии передачи данных можно заменить на СКВИДы, связанные взаимными индуктивностями, как показано на рис. 7а. Работа источника напряжения V_{dc} , подключенного к одному из концов линии передачи данных, вызовет увеличение фазы φ_c на каждом последовательно включенном СКВИДе в данной цепочке (что эквивалентно введению флаксона в цепь). Это повлечет за собой последовательное изменение потенциалов СКВИДов от одноячно-

го к двухъячному виду и обратно ввиду периодичности по магнитному потоку джозефсоновской потенциальной энергии (см. рис. 5, 6). Градиент изменения потенциальной энергии (ее наклон) будет передаваться за счет существования магнитной связи СКВИДов.

Но из-за наличия у схемы, представленной на рис. 7а, асимметрии по отношению к токам, текущим через СКВИДы и отвечающим ведущей фазе φ_c , тактирование ячеек будет препятствовать передаче информации. Решить данную проблему можно с помощью симметризации схемы СКВИДа относительно топологии линии передачи данных. Идея такого изменения схемы показана на рис. 7б: тактирующий ток и ток, циркулирующий в ячейке, оказываются развязанными, что является необходимым условием правильного функционирования схемы. Это позволяет исключить индуцирование тактирующим током циркулирующего тока в ячейке, а значит, данные токи могут задаваться независимо.

Стоит отметить, что параметр Маккамбера $\beta_c = \omega_c R_n C$ туннельных контактов, в том числе используемых в СКВИДах, соответствующий эффективной емкости, оказывается слишком большим для контролируемой манипуляции квантронами при разумном темпе переключения ячейки (в данном случае темп переключения определяется временем изменения ведущей фазы, $V_{dc} = d\varphi_c/dt$). Для решения этой проблемы джозефсоновские переходы шунтируются дополнительным внешним сопротивлением. Но добавление сопротивления влечет за собой дополнительную диссипацию энергии, что идет вразрез с идеей реализации энергоэффективных схем. На практике величина сопротивления подбирается так, чтобы при заданной скорости переключения ячеек (частоте

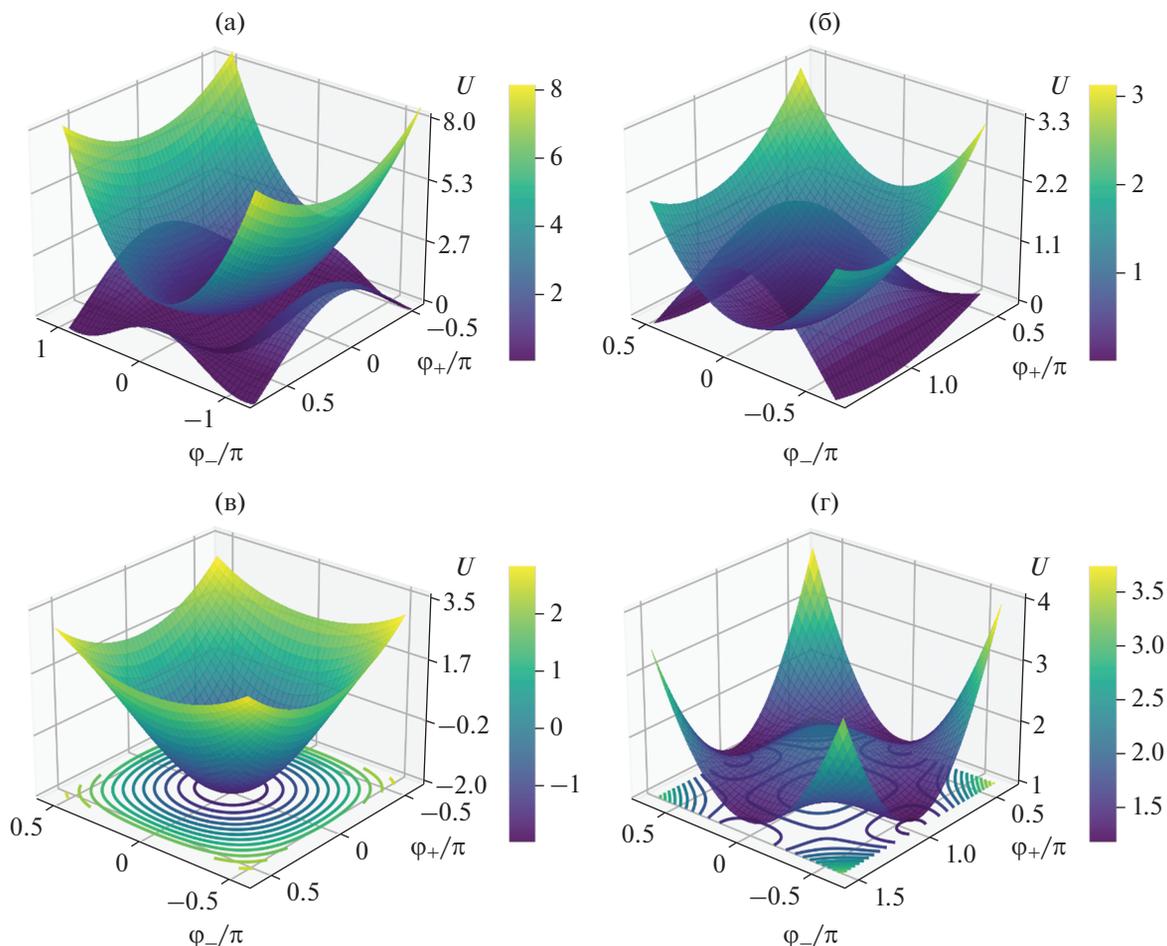


Рис. 6. Изображение индуктивного и джозефсоновского слагаемых из формулы (3) потенциальной энергии СКВИДа для значений разностной фазы $\varphi_c = 0$ отдельно (а) и суммарно (в), $\varphi_c = \pi$ отдельно (б) и суммарно (г).

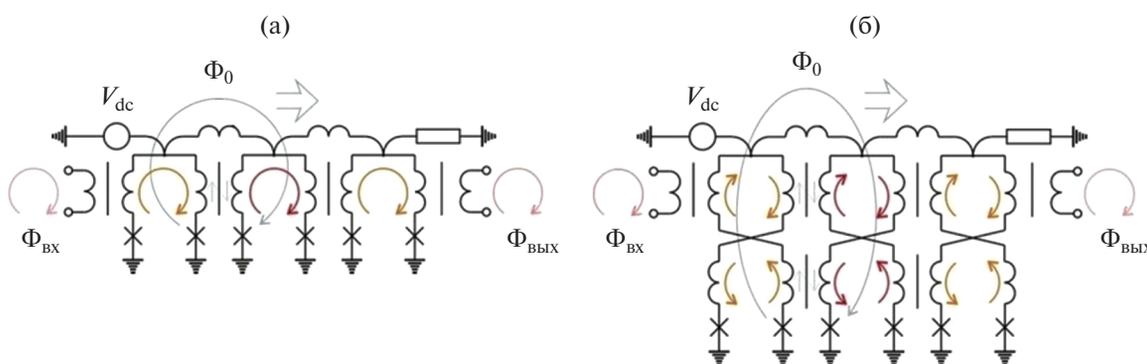


Рис. 7. Иллюстрация к замене джозефсоновских переходов одноквантовой линии передачи данных на СКВИДы (а), в том числе и с последующей симметризацией схемы (б).

тактирования) динамика ячейки оставалась бы квази-адиабатической.

Результаты анализа эволюции вида потенциальной энергии в процессе переключения

СКВИДа между логическими состояниями при равномерном увеличении ведущей фазы представлен в виде “снимков” в моменты времени, соответствующие значениям ведущей фазы,

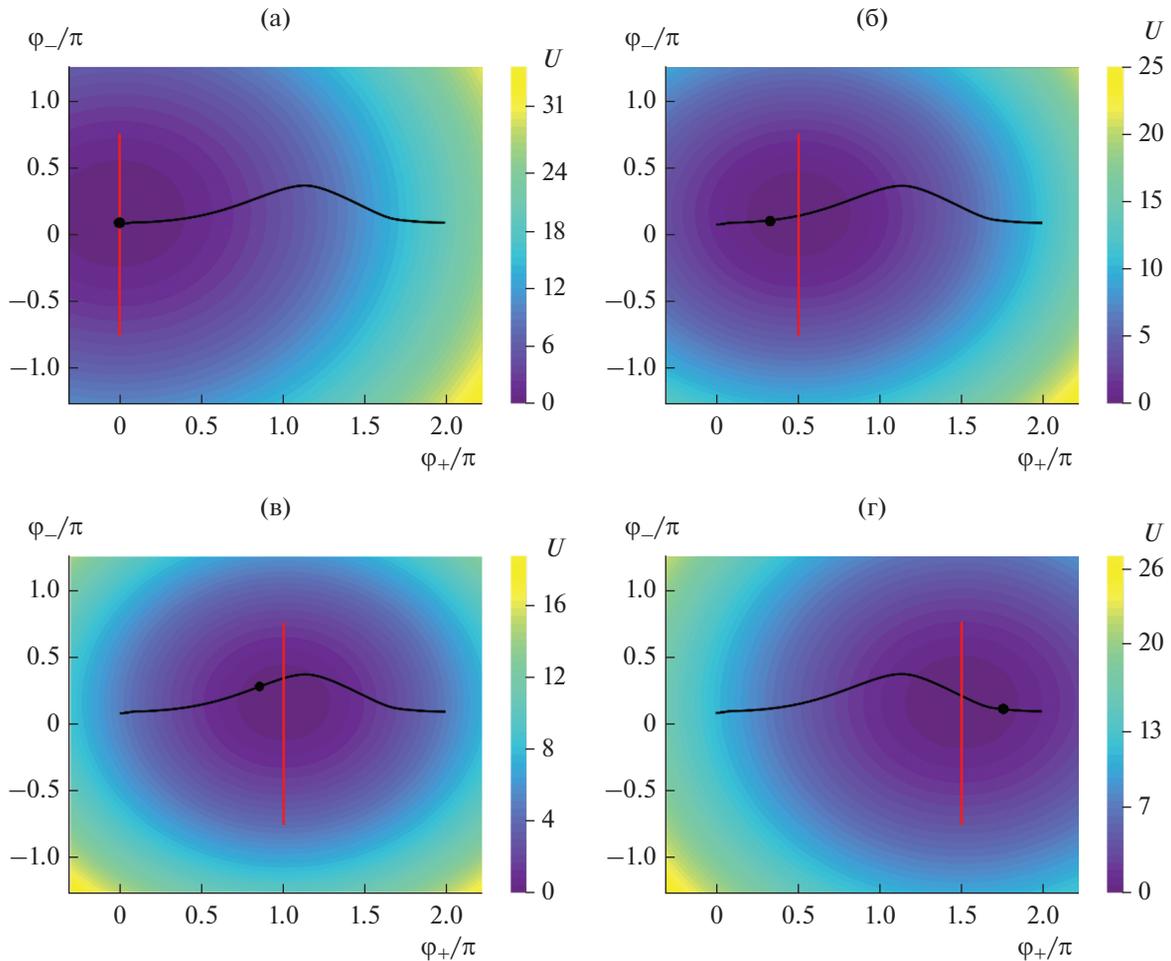


Рис. 8. Расчет потенциальной энергии и динамических процессов при переключении СКВИДа при равномерном увеличении ведущей фазы φ_c : 0 (а), $\pi/2$ (б), π (в), $3\pi/2$ (г); кривая соответствует эволюции состояния системы, точкой показано состояние системы в фиксированный момент времени, вертикальной линией показано значение ведущей фазы; параметры системы: $l = 2$, $\beta_c = 1$, $\varphi_e = 0.5$, $V_{dc} = 0.1$.

$\varphi_c = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ (рис. 8). Сплошная черная линия соответствует траектории эволюции фаз $\varphi_{+/-}$ СКВИДа. Черной точкой показаны значения фаз СКВИДа в текущий момент. Вертикальной линией отмечено значение ведущей фазы. Оттенками серого показан профиль потенциальной энергии СКВИДа при текущих значениях фаз φ_c, φ_e .

Можно отметить, что при заданных параметрах положение системы в динамике значительно отклоняется от значения ведущей фазы φ_c , что в свою очередь свидетельствует о недостаточном контроле над системой внешним тактирующим сигналом. На рис. 8 влияние емкости видно в асимметрии траектории эволюции состояния системы.

Помимо емкости достаточному контролю над системой мешает тот факт, что минимум потенциальной энергии не всегда достигается при значении ведущей фазы φ_c (рис. 8). В приведенном

примере процесс переключения оказывается физически необратимым и, соответственно, неадиабатическим.

3.2. *n*-СКВИД

Возможным преобразованием топологии СКВИДа (см. рис. 7а) является переход к упомянутым выше *n*-СКВИДам с отрицательной взаимной индуктивностью между индуктивными плечами. Рассмотрим подробнее это схемотехническое решение, представленное на рис. 9.

Потенциальная энергия теперь может быть представлена в виде

$$\frac{2\pi U}{E_J} = \frac{1}{l} \left[\frac{(\varphi_+ - \varphi_c)^2}{1 - m} + \frac{(\varphi_- - \varphi_e)^2}{1 + m} \right] - 2 \cos(\varphi_+) \cos(\varphi_-), \quad (4)$$

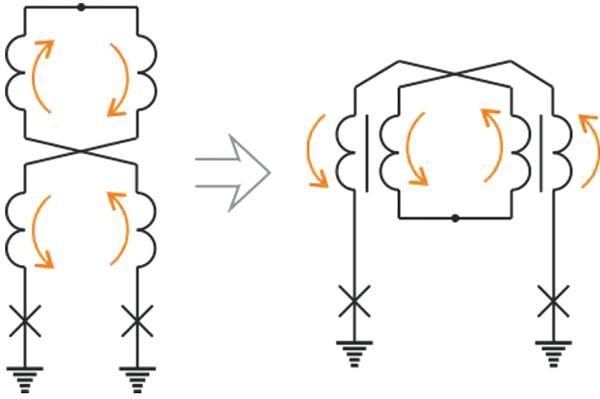


Рис. 9. Преобразование схемы СКВИДа в н-СКВИД.

отрицательной взаимной индуктивности крутизна параболоида индуктивного слагаемого потенциальной энергии увеличивается для суммарной фазы φ_+ , что приводит к лучшему контролю состояния ячейки тактирующим сигналом. При этом крутизна параболоида для разностной фазы уменьшается, что позволяет системе дальше отклоняться от исходного положения по разностной фазе φ_- , что делает логические состояния более различимыми (разделенными большим потенциальным барьером). Также по этой причине можно ослабить требования к взаимной магнитной связи соседних ячеек, необходимой для передачи логического состояния.

где $m = 2M/L$ – коэффициент взаимной индукции между индуктивными плечами н-СКВИДа. Согласно выражению (4), за счет существования

Расчет эволюции потенциальной энергии и состояния н-СКВИДа в процессе переключения представлен на рис. 10. Параметры системы аналогичны выбранным при расчете динамики СКВИДа. Величина взаимной индуктивности $m = 0.77$.

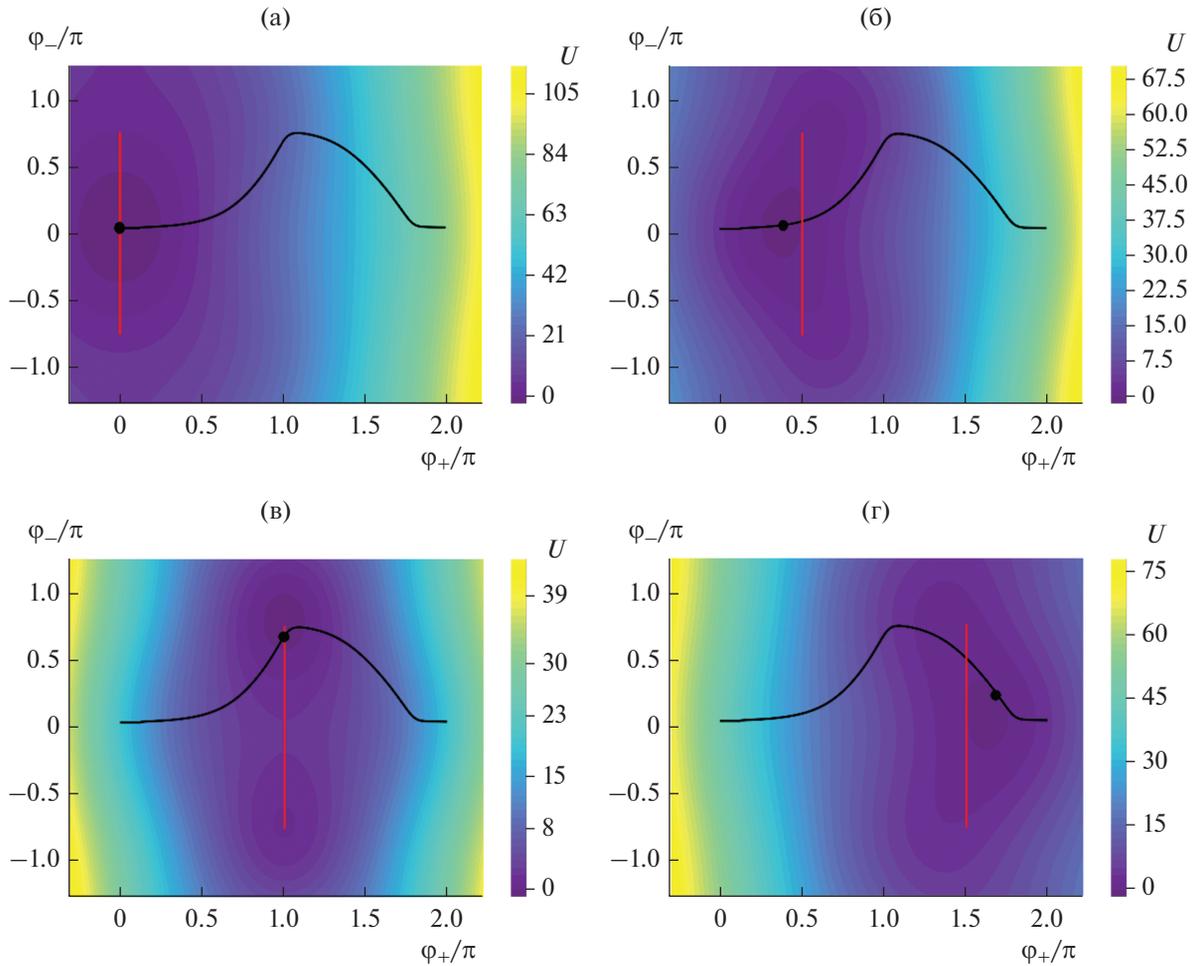


Рис. 10. Расчет потенциальной энергии и динамических процессов при переключении н-СКВИДа между состояниями при равномерном увеличении ведущей фазы φ_c : 0 (а), $\pi/2$ (б), π (в), $3\pi/2$ (г); кривая соответствует эволюции состояния системы, точкой показано состояние системы в фиксированный момент времени, вертикальной линией показано значение ведущей фазы; параметры системы: $l = 2$, $m = 0.77$, $\beta_c = 1$, $\varphi_e = 0.5$, $V_{dc} = 0.1$.

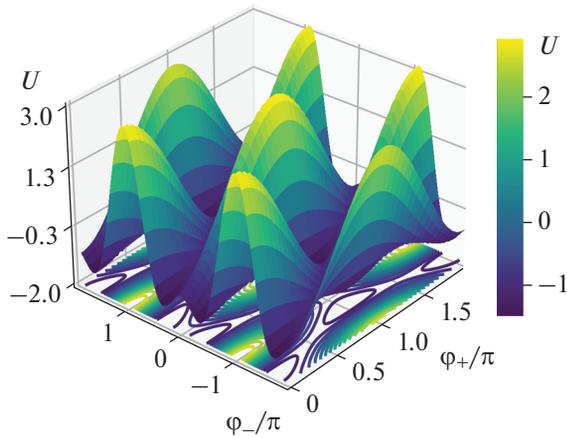


Рис. 11. Джозефсоновское слагаемое в формуле (5) для потенциальной энергии би-СКВИДа с π -контактом; потенциальная энергия U нормирована на джозефсоновскую энергию E_J .

Хорошо видно, что динамические процессы в н-СКВИДе можно контролировать лучше, чем в случае со СКВИДом (см. рис. 8). Тем не менее траектория эволюции системы все еще асимметрична. Оптимизация джозефсоновского потенциального рельефа ячейки с целью обеспечения адиабатического процесса переключения системы может решить данную проблему.

3.3. Новая ячейка: би-СКВИД с π -контактом

Повлиять на эффективность переключения адиабатической ячейки между логическими состояниями можно посредством изменения профиля джозефсоновской составляющей потенциальной энергии, например, добавляя в СКВИД дополнительный джозефсоновский контакт и формируя таким образом ячейку би-СКВИДа. Далее будет показано, что энергоэффективнее использовать в качестве дополнительного контакта джозефсоновский π -контакт со сдвинутой на π ток-фазовой зависимостью (ТФЗ). В таком случае выражение для потенциальной энергии би-СКВИДа имеет следующий вид:

$$\frac{2\pi U}{E_J} = \frac{1}{l} \left[(\varphi_+ - \varphi_c)^2 + (\varphi_- - \varphi_e)^2 \right] - 2 \cos(\varphi_+) \cos(\varphi_-) + i_{c3} \cos(2\varphi_-), \quad (5)$$

где i_{c3} — нормированный критический ток третьего джозефсоновского контакта. Сдвиг ТФЗ третьего контакта на π эквивалентен смене знака его критического тока.

Гармонический профиль джозефсоновского слагаемого потенциальной энергии СКВИДа при переходе к би-СКВИДу с π -контактом изменяется следующим образом (рис. 11).

За счет появления дополнительного слагаемого в потенциальной энергии в ее сечениях при фиксированной суммарной фазе образуются вытянутые долины, траектория движения системы по которым становится ближе к эквипотенциальной (см. рис. 11). При прежней скорости роста ведущей фазы

$$\frac{d\varphi_c}{dt} = V_{dc} = 0.1$$

данное обстоятельство обеспечивает более плавную динамику, делая процесс переключения би-СКВИДа с π -контактом близким к адиабатическому (рис. 12). При этом следует отметить, что динамика би-СКВИДа с π -контактом контролируется тактирующим сигналом хуже динамики н-СКВИДа. Топология н-СКВИДа является более компактной, что также улучшает возможности по контролю динамики ячейки, наиболее оптимальным выбором для практической реализации квантрона может являться н-би-СКВИД с π -контактом.

3.4. Новая ячейка: н-би-СКВИД с π -контактом

Преобразование схемы би-СКВИДа в н-би-СКВИД показано на рис. 13. В соответствии с (4) и (5) выражение для потенциальной энергии н-би-СКВИДа имеет следующий вид:

$$\frac{2\pi U}{E_J} = \frac{1}{l} \left[\frac{(\varphi_+ - \varphi_c)^2}{1-m} + \frac{(\varphi_- - \varphi_e)^2}{1+m} \right] - 2 \cos(\varphi_+) \cos(\varphi_-) + i_{c3} \cos(2\varphi_-). \quad (6)$$

На рис. 14 для наглядности представлены две траектории движения системы в осях суммарной и ведущей фаз — меньшее отклонение суммарной фазы от ведущей соответствует большей близости к адиабатическому процессу переключения ячейки. Результаты расчета динамики переключения н-би-СКВИДа с π -контактом представлены на рис. 15. Совмещение преимуществ би-СКВИДа и н-би-СКВИДа позволяет лучше контролировать динамику переключения системы за счет внешнего тактирующего сигнала.

Сравнение энергии E_D , выделяемой при однократном переключении (изменении ведущей фазы φ_c от 0 до 2π) рассмотренных ячеек СКВИДа, н-СКВИДа, би-СКВИДа и н-би-СКВИДа с π -контактом в зависимости от различных параметров, представлено на рис. 16. Из анализа энергии диссипации СКВИДа были найдены оптимальные параметры, позволяющие минимизировать выделяемую в ячейке энергию: $l = 0.5$, $\beta_c = 0.5$. Полученные значения индуктивности и емкости использовались для анализа диссипации модифицированных ячеек.

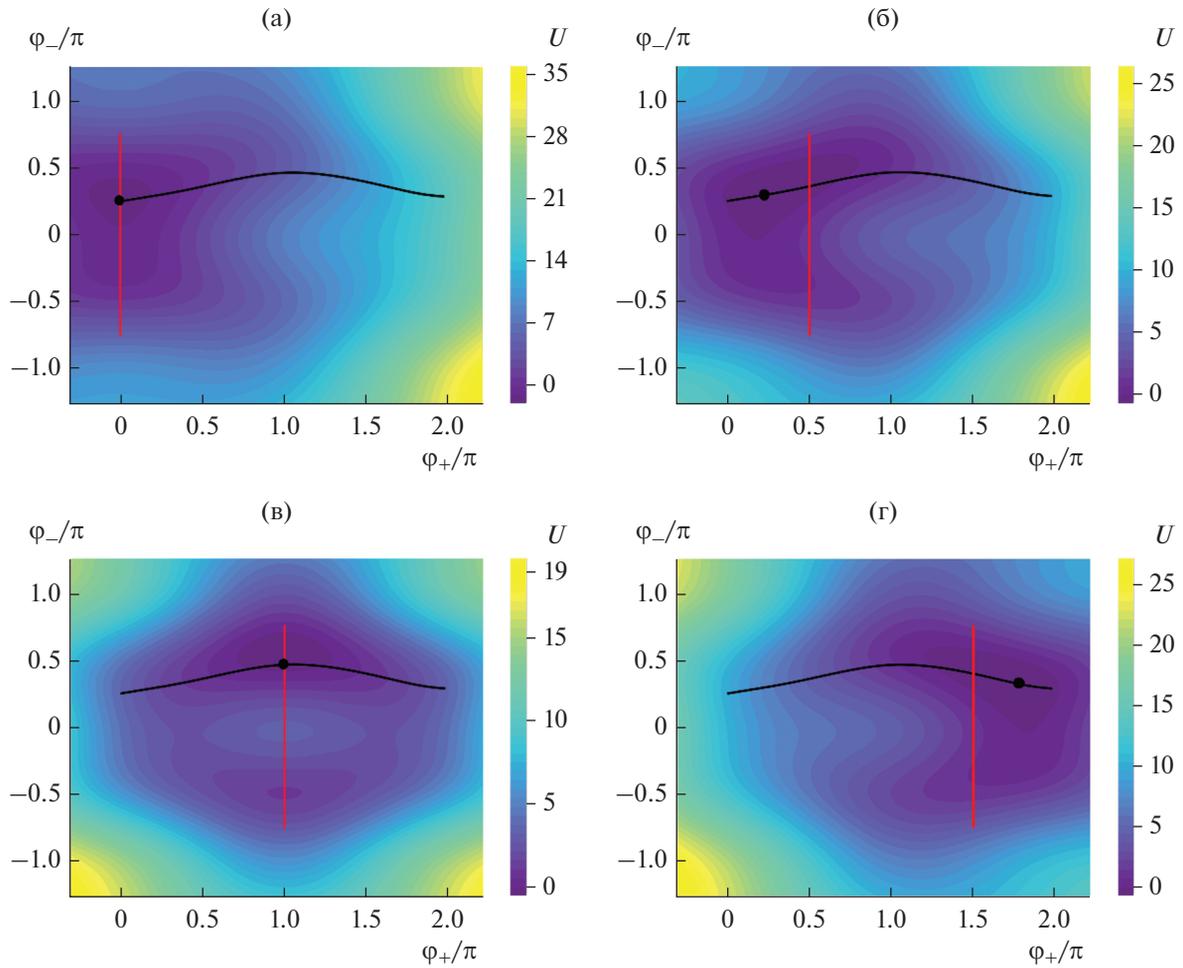


Рис. 12. Расчет потенциальной энергии (показана цветом) и динамических процессов при переключении би-СКВИДа с π -контактом между устойчивыми состояниями при равномерном увеличении ведущей фазы φ_c : 0 (а), $\pi/2$ (б), π (в), $3\pi/2$ (г); кривая соответствует эволюции состояния системы, точкой показано состояние системы в фиксированный момент времени, вертикальной линией показано значение ведущей фазы, параметры системы: $l = 2$, $i_{c3} = 1$, $\beta_c = 1$, $\varphi_e = 0.5$, $V_{dc} = 0.1$.

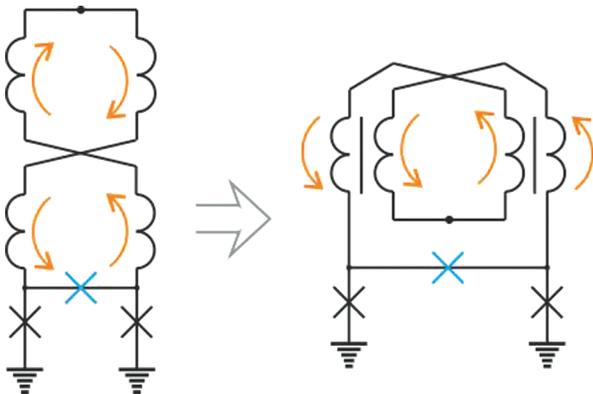


Рис. 13. Преобразование схемы би-СКВИДа в n-би-СКВИД.

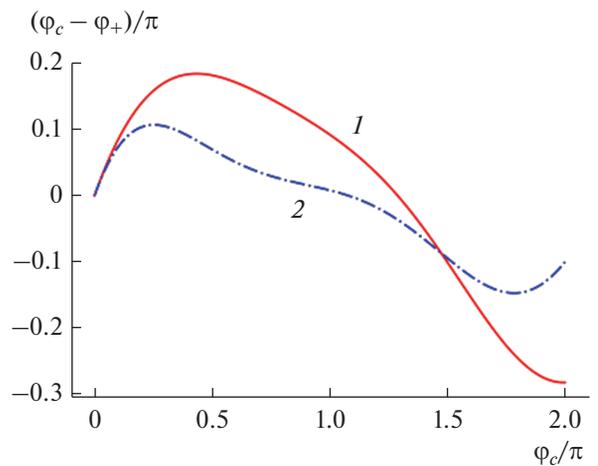


Рис. 14. Зависимости φ_+ от φ_c для би-СКВИДа с π -контактом (кривая 1) и n-би-СКВИДа с π -контактом (кривая 2).

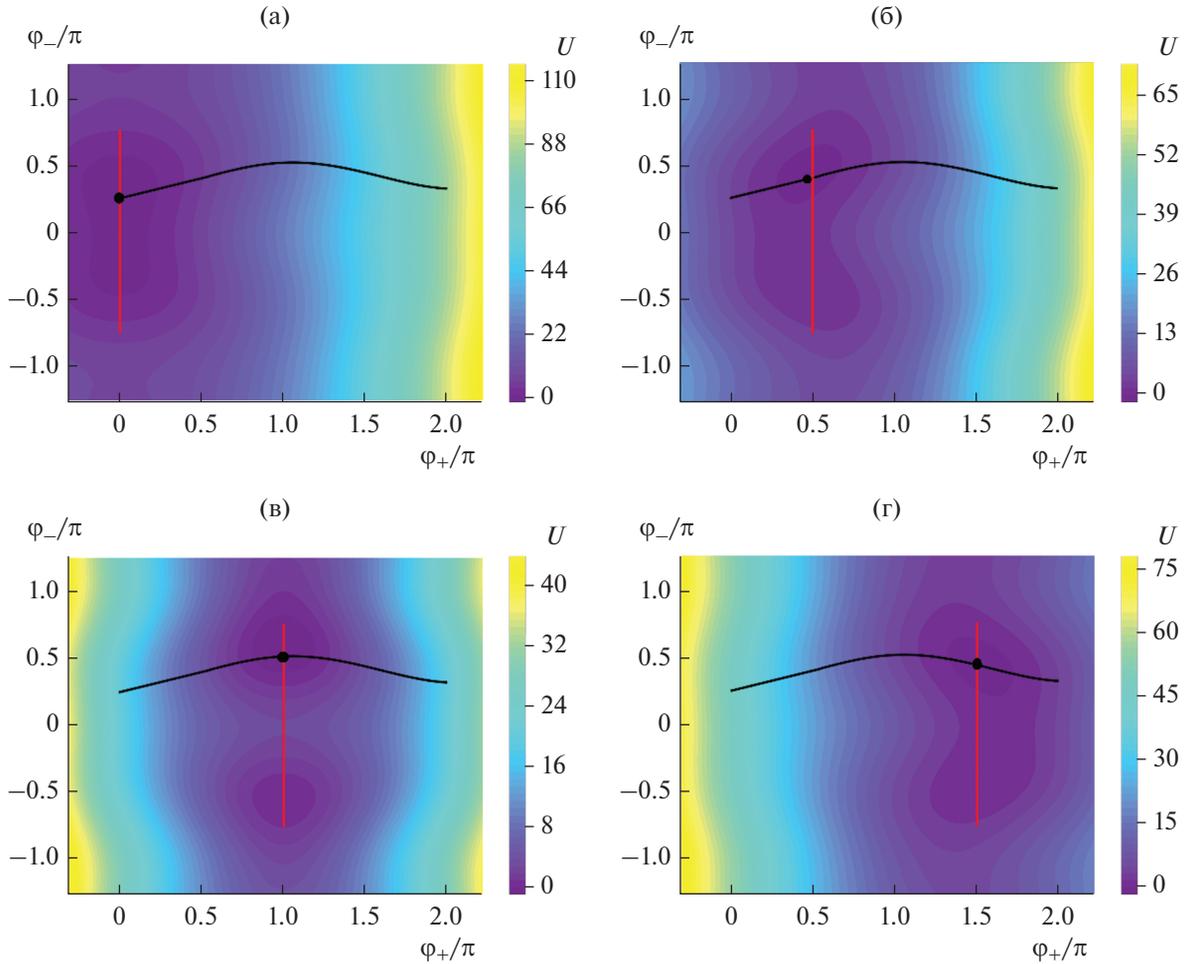


Рис. 15. Расчет потенциальной энергии и динамических процессов при переключении n -би-СКВИДа с π -контактом между устойчивыми состояниями при равномерном увеличении ведущей φ_c : 0 (а), $\pi/2$ (б), π (в), $3\pi/2$ (г); кривая соответствует эволюции состояния системы, точкой показано состояние системы в фиксированный момент времени, вертикальной линией показано значение ведущей фазы; параметры системы: $l = 2$, $m = 0.77$, $i_{c3} = 1$, $\beta_c = 1$, $\varphi_e = 0.5$, $V_{dc} = 0.1$.

При проведении всех расчетов мы использовали уравнения фазового баланса, которые на примере простого СКВИДа можно записать в форме:

$$\varphi_c = \varphi_1 + i_1 * \frac{l}{2} + \varphi_e, \quad \varphi_c = \varphi_2 + i_2 * \frac{l}{2} + \varphi_2, \quad (7)$$

где i_1, i_2 – токи через индуктивности. В рамках модели джозефсоновских контактов с резистивным шунтированием ток через k -й элемент представим в виде

$$i_k = \frac{d^2\varphi_k}{dt^2} + \alpha \frac{d\varphi_k}{dt} + i_c \sin(\varphi_k).$$

Здесь α – безразмерный коэффициент затухания, все токи нормированы на критический ток джозефсоновских контактов симметричного СКВИДа.

Для вычисления диссипируемой энергии мы пользовались простым выражением:

$$E_D = \int \frac{V^2}{R} dt = \left(\frac{\hbar}{2e}\right)^2 \int \frac{(\dot{\Phi})^2}{R} dt, \quad (8)$$

где V – напряжение на одиночном джозефсоновском контакте с нормальным сопротивлением R . На рис. 16 E_D является суммарной диссипируемой энергией на всех джозефсоновских контактах в ячейках.

Из представленных данных расчета видно, что ячейка n -би-СКВИДа является оптимальной с точки зрения энергоэффективности по сравнению с рассмотренными выше ячейками. Топология n -би-СКВИДа позволяет сохранять в процессе функционирования выделение энергии на одном уровне в достаточно широком диапазоне

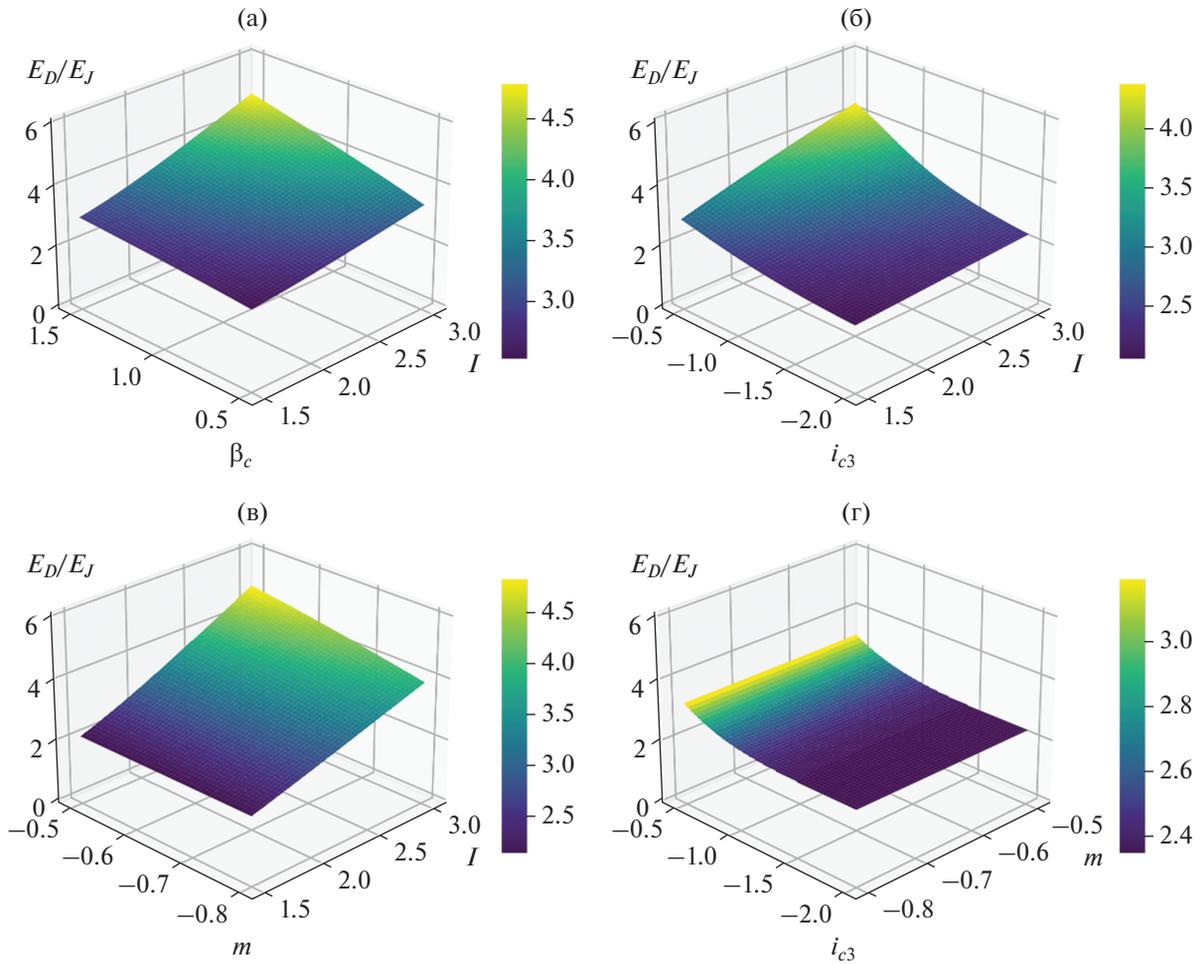


Рис. 16. Расчет рассеиваемой за однократное переключение энергии в СКВИДе (а), би-СКВИДе с π-контактом (б), н-СКВИДе (в), н-СКВИДе с π-контактом (г); параметр Маккамбера для расчетов, представленных на рис. 16б–16г $\beta_c = 0.5$; значение индуктивности н-би-СКВИДа $l = 1.5$, $V_{dc} = 0.1$, $\varphi_e = 0.5$.

изменения ключевых параметров системы. Сравнение энергии диссипации н-би-СКВИДа с диссипацией рассмотренных выше ячеек позволяет дать оценку его эффективности. Так, энерговыделение при равных условиях в н-би-СКВИДе на 28% меньше, чем в СКВИДе и н-СКВИДе, и на 17% ниже, чем в би-СКВИДе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена оптимизация характеристик схем ячеек адиабатической сверхпроводниковой логики посредством добавления в них джозефсоновских контактов с отрицательным критическим током (π-контактов). Показано, что привнесение таких гетероструктур со смещенной на π ток-фазовой зависимостью позволяет увеличить индуктивности сверхпроводящих контуров при сохранении адиабатического характера эволюции ячеек в процессе их переключения. При этом увеличивается

магнитный поток, передаваемый от ячейки к ячейке в процессе распространения информации по шине данных, что снижает требования к взаимной связи элементов схемы. Также предлагаемые модернизации схем адиабатической сверхпроводниковой логики улучшают контроль состояния ячейки тактирующим сигналом, что позволяет увеличивать рабочую частоту устройства при сохранении высокой энергоэффективности. Предложенные в работе би-СКВИД [20, 21] и н-би-СКВИД с π-переходами могут быть реализованы в технологии с двумя слоями для стандартных джозефсоновских структур и одним слоем для π-контактов с магнитным материалом в области слабой связи [22, 23]. Это очень близко к современным технологическим возможностям, что упрощает экспериментальную реализацию таких схем [24, 25] для использования в составе классических, квантовых и нейроморфных [26] вычислительных систем.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках гос. бюджетной темы 8.1 НИИЯФ МГУ. Доступ к необходимой научно-технической литературе получен при поддержке Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета “Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина”. Работа авторов была поддержана Росатомом в рамках Дорожной Карты по Квантовым Вычислениям (Договор № 868-1.3-15/15-2021 от 05 октября 2021 г.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Holmes D.S., Ripple A.L., Manheimer M.A.* // IEEE Trans. 2013. V. AS-23. № 3. P. 1701610. <https://doi.org/10.1109/TASC.2013.2244634>
2. *Huang H.L., Wu D., Fan D. et al.* // Sci. China Inf. Sci. 2020. V. 63. № 8. P. 180501.
3. *Liu J., Lim K.H., Wood K.L. et al.* // Sci. China Phys. Mech. Astron. 2021. V. 64. P. 290311.
4. *Вожжаков В.А., Бастракова М.В., Кленов Н.В. и др.* // Успехи физ. наук. 2022. Т. 192. № 5. С. 457. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.02.038934>
5. *Bastrakova M.V., Klenov N.V., Soloviev I.I. et al.* // Supercond. Sci. Technol. 2022. V. 35. № 5. P. 055003.
6. *Landauer R.* // IBM J. Res. Dev. 1961. V. 5. P. 183.
7. *Mukhanov O.A.* // IEEE Trans. 2011. V. AS-21. № 3. Pt. 1. P. 760.
8. *Takeuchi N., Yamanashi Y., Yoshikawa N.* // Sci. Rep. 2014. V. 4. № 6354.
9. *Takeuchi N., Ozawa D., Yamanashi Y., Yoshikawa N.* // Supercond. Sci. Technol. 2013. V. 26. № 3. P. 035010.
10. *Takeuchi N., Yamanashi Y., Yoshikawa N.* // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. № 5. P. 052602.
11. *Takeuchi N., Yamanashi Y., Yoshikawa N.* // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. № 6. P. 062602.
12. *Takeuchi N., Ortlepp T., Yamanashi Y., Yoshikawa N.* // J. Appl. Phys. 2014. V. 115. № 10. P. 103910.
13. *Takeuchi N., Yamanashi Y., Yoshikawa N.* // J. Appl. Phys. 2015. V. 117. № 17. P. 173912.
14. *Takeuchi N., Yamanashi Y., Yoshikawa N.* // Supercond. Sci. Technol. 2015. V. 28. P. 015003.
15. *Rylov S.V., Semenov V.K., Likharev K.K.* // Proc. IEEE Int. Superconductive Electronics Conf. (ISEC'87). Tokyo. 28–29 Aug. N.Y.: IEEE, 1987. P. 135.
16. *Semenov V.K., Danilov G.V., Averin D.V.* // IEEE Trans. 2003. V. AS-13. № 2. Pt. 1. P. 938.
17. *Semenov V.K., Danilov G.V., Averin D.V.* // IEEE Trans. 2007. V. AS-17. № 2. Pt. 1. P. 455.
18. *Ren J., Semenov V.K., Polyakov Y.A. et al.* // IEEE Trans. 2009. V. AS-19. № 3. Pt. 1. P. 961.
19. *Ren J., Semenov V.K.* // IEEE Trans. 2011. V. AS-21. № 3. Pt. 1. P. 780.
20. *Kornev V.K., Soloviev I.I., Klenov N.V., Mukhanov O.A.* // Physica C. 2010. V. 470. № 19. P. 886.
21. *Soloviev I.I., Klenov N.V., Schegolev A.E. et al.* // Supercond. Sci. Technol. 2016. V. 29. № 9. P. 094005.
22. *Bolginov V.V., Rossolenko A.N., Shkarin A.B. et al.* // J. Low Temperature Phys. 2018. V. 190. № 5–6. P. 302.
23. *Tolpygo S.K., Bolkhovskiy V., Rastogi R. et al.* // IEEE Trans. 2019. V. AS-29. № 5. Pt. 1. Article № 1101208.
24. *L. N. Karelina, R. A. Hovhannisyanyan, I. A. Golovchanskiy et al.* // J. Appl. Phys. 2021. V. 130. № 17. P. 173901.
25. *Soloviev I.I., Bakurskiy S.V., Ruzhickiy V.I. et al.* // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 16. № 4. P. 044060.
26. *Schegolev A.E., Klenov N.V., Soloviev I.I., Tereshonok M.V.* // Supercond. Sci. Technol. 2021. V. 34. № 1. P. 015006.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

DOI: 10.31857/S0033849422220016

А

Аверин С. В. **7**, 715–721
 Акиншин Н. С. **5**, 493–499
 Алексеев С. Г. **12**, 1210–1215
 Аликулов Е.А. **1**, 51–67
 Алтухов И. В. **7**, 683–685
 Аль-Нозайли Б. М. А. **7**, 651–659
 Анисимкин В. И. **8**, 807–815
 Анисимов В.И. **4**, 404–410
 Анненков А. Ю. **6**, 567–575
 Антонец И. В. **2**, 174–180, **9**, 908–915
 Аноутин А. П. **1**, 38–43, **5**, 440–448, **6**, 533–540, **7**, 638–644
 Арзамасцева Г. В. **8**, 793–796

Б

Бабенко В. П. **7**, 704–714
 Баймагамбетова Л. Т. **10**, 946–954
 Бакаева Г. А. **4**, 345–352
 Баландин И. А. **1**, 44–50
 Балашов В. В. **6**, 612–614
 Бальшева О. Л. **11**, 1152–1156
 Банков С. Е. **3**, 213–224, **4**, 328–338, **5**, 419–429, **6**, 557–561, **7**, 628–637, **8**, 835–846
 Баранов А. Н. **7**, 683–685
 Басков К. М. **3**, 244–258
 Батанов В. В. **8**, 782–787, **11**, 1133–1139
 Батшев В. И. **1**, 44–50, **12**, 1220–1226
 Бахтеев И. Ш. **10**, 935–945
 Бахгизин Р. З. **10**, 964–972
 Безручко Б. П. **10**, 993–1000
 Бейлис Г. А. **9**, 859–867
 Белокуров В. А. **4**, 361–368
 Бессонов Д. А. **10**, 935–945, 1030–1043
 Битюков В. К. **2**, 149–156, **7**, 704–714
 Богачев Р. Ю. **10**, 946–954
 Богаченков А. Н. **4**, 377–383
 Бойков К. А. **11**, 1087–1095
 Бордонский Г. С. **3**, 259–267
 Борзов А. Б. **2**, 185–196
 Боритко С. В. **12**, 1220–1226
 Боровкова Е. И. **10**, 993–1000, 1001–1005
 Брянцева Т. А. **6**, 601–611
 Булатов М.Ф. **12**, 1192–1199
 Бурлаков А. Б. **4**, 377–383
 Бутылкин В. С. **5**, 430–439, **12**, 1185–1191
 Буянкин А. В. **9**, 916–922

В

Васильев С. А. **4**, 404–410

Васильков М. Ю. **10**, 1023–1029
 Вдовин В. А. **8**, 816–824
 Венецкий А.С. **5**, 447–453, **8**, 754–760
 Верба В. С. **1**, 68–77
 Верещагин В.Ю. **12**, 1179–1184
 Ви Ут Нам **2**, 140–148, **3**, 249–258
 Власов В. С. **7**, 676–682
 Вовшин Б. М. **2**, 149–156
 Володина Е. М. **12**, 1227–1231

Г

Гавлина А. Е. **1**, 44–50
 Галдецкий А. В. **10**, 973–980
 Галкин А. Д. **10**, 935–945
 Галушка В. В. **10**, 935–945
 Гарсия Е. И. **11**, 1157–1164
 Герман С. В. **10**, 935–945
 Герус С. В. **6**, 567–575
 Глазунов П. С. **8**, 816–824
 Глухова О. Е. **10**, 1006–1014, 1015–1022
 Голубев Е. А. **2**, 174–180
 Голунов В. А. **1**, 30–37
 Гольдин Ю. А. **12**, 1227–1229
 Горевой А. В. **12**, 1220–1226
 Горшкова А. С. **7**, 686–692
 Гоц С. С. **10**, 964–972
 Гранков А. Г. **7**, 660–667
 Григорьев А. Д. **10**, 1052–1057
 Гридин В. Н. **4**, 404–410
 Гриднев В. И. **10**, 993–1000
 Гринев А. Ю. **9**, 859–867
 Гроо И. А. **7**, 668–675
 Губин С. П. **2**, 99–116
 Гуляев Ю. В. **2**, 99–116
 Гуреев Б. А. **12**, 1227–1229
 Гурулев А. А. **3**, 259–267

Д

Давидович М. В. **10**, 955–963
 Даниелян Г. Л. **4**, 384–390
 Дармаев А. Н. **10**, 1030–1043
 Детков А. Н. **5**, 485–492
 Джиева М. И. **11**, 1067–1075
 Дижур С. Е. **7**, 683–685
 Дмитриев А. С. **8**, 797–806
 Дмитриев С. Г. **2**, 181–184, **4**, 411–416, **11**, 1140–1145
 Дубинов А. Е. **6**, 596–600
 Дупленкова М. Д. **5**, 419–429, **6**, 557–561, **7**, 645–650
 Дятлов Р. Н. **1**, 78–83

- Е**
 Енученко М. С. **1**, 3–19
 Еремин И. С. **9**, 923–930
 Ефремова Е. В. **8**, 797–806
- Ж**
 Жбанова В. Л. **4**, 353–360
 Житов В. А. **7**, 715–721
 Жуков А. А. **9**, 916–922
 Журавлев С. Д. **10**, 946–954
- З**
 Завьялов М. А. **3**, 309–312
 Зайцев Б. Д. **10**, 1044–1051
 Зайцев Г. В. **3**, 275–285
 Закалкин П. В. **5**, 500–508
 Заргано Г. Ф. **1**, 20–29
 Захаров Л. Ю. **7**, 715–721
 Захаров Ю. А. **10**, 964–972
 Зеленчук П. А. **6**, 584–589
 Зиатдинов С. И. **6**, 562–566
 Зиенко С. И. **4**, 353–360
 Злобина Е. А. **2**, 130–139
 Зограф Ф. Г. **8**, 774–781
- И**
 Иванов А. В. **7**, 686–692
 Иванов С. А. **5**, 500–508
 Измайлов А. А. **9**, 859–867
 Ильина О. В. **2**, 166–173
 Ильинская Н. Д. **7**, 683–685
 Инденбом М. В. **6**, 546–556
 Ицков В. В. **8**, 797–806
 Ишбулатов Ю. М. **10**, 1001–1005
- К**
 Кабыченков А. Ф. **8**, 793–796
 Каган М. С. **7**, 683–685
 Казанцев Ю. Н. **4**, 339–344, **5**, 430–439, **8**, 736–744, **9**, 847–854, **12**, 1185–1191
 Калашников А. Ю. **9**, 916–922
 Калёнов Д. С. **5**, 430–439, **9**, 923–930, **12**, 1185–1191
 Калинин В. И. **3**, 213–224, **4**, 328–338, **7**, 628–637
 Калошин В. А. **2**, 140–148, **3**, 249–258, **5**, 447–453, **7**, 645–650, **8**, 754–760
 Кандауров Н. А. **3**, 294–300
 Караваев А. С. **10**, 993–1000
 Кашин В. А. **9**, 868–874
 Кириченко Д. И. **10**, 946–954
 Киселев А. П. **2**, 130–139
 Киселев А. Р. **10**, 993–1000
 Кленов Н. В. **3**, 294–300, **12**, 1232–1244
 Климов В. В. **6**, 541–545
 Климов К. Н. **8**, 745–753
 Коваленко А. Н. **11**, 1096–1102
 Кожевников И. О. **10**, 935–945
 Козина О. Н. **10**, 1058–1062
 Козлов А. Б. **12**, 1220–1226
- Койгеров А. С. **11**, 1152–1156
 Кокешкин А. В. **12**, 1167–1178
 Кокшаров Ю. А. **2**, 99–116
 Колесникова В. М. **9**, 923–930
 Комоцкий В. А. **12**, 1200–1209
 Конов К. И. **8**, 745–753
 Коновалов Я. Ю. **8**, 761–773
 Коротков А. С. **1**, 3–19
 Кособудский И. Д. **10**, 1023–1029
 Костин М. С. **11**, 1110–1115
 Котов А. Ф. **11**, 1103–1109
 Котов В. М. **7**, 715–721, **9**, 900–907
 Кочмарев Л. Ю. **4**, 384–390
 Кошелев В. И. **4**, 361–368
 Кравченко В. Ф. **8**, 761–773
 Красикова Н. С. **10**, 993–1000
 Краснолобов И. И. **3**, 244–258
 Крафтмахер Г. А. **4**, 339–344, **5**, 430–439, **8**, 736–744, **9**, 847–854, **12**, 1185–1191
 Крачковская Т. М. **10**, 946–954
 Крюковский А. С. **2**, 117–129
 Кузнецов В. А. **1**, 51–67
 Кузнецова И. Е. **8**, 807–815
 Кузьмин Е. В. **8**, 774–781
 Кузьмич К. В. **10**, 1030–1043
 Кулигин А. В. **10**, 993–1000
 Кульминский Д. Д. **10**, 1001–1005
 Курбако А. В. **10**, 993–1000, 1001–1005
 Кюркчан А. Г. **11**, 1116–1126
- Л**
 Лабунец Л. В. **2**, 185–186
 Лагуткин В. Н. **2**, 157–165
 Лерер А. М. **1**, 20–29, **9**, 855–858
 Лесняк В. В. **4**, 315–327
 Липаткин В. И. **3**, 294–300
 Лисовский Ф. В. **8**, 793–796
 Лобов Е. М. **3**, 294–300
 Локк Э. Г. **6**, 567–575
 Ломонов В. А. **12**, 1220–1226
 Лопухин К. В. **6**, 612–614
 Лузанов В. А. **3**, 301–302, **6**, 612–614
 Лукин Д. С. **2**, 117–129
 Любченко Д. В. **6**, 601–611
 Ляшенко А. И. **12**, 1227–1231
- М**
 Макаров П. А. **6**, 576–583, **7**, 676–682
 Макарова Н. Ю. **2**, 185–196
 Макеев М. О. **6**, 590–595, **11**, 1157–1164, **12**, 1216–1219
 Максименко В. Г. **3**, 268–274
 Мальцев В. П. **4**, 339–344, **5**, 430–439, **8**, 736–744, **9**, 847–854, **12**, 1185–1191
 Мамедов И. М. **7**, 722–726
 Мамонтов Е. В. **1**, 78–83
 Маненков С. А. **11**, 1116–1126
 Мансветова Е. Г. **8**, 793–796
 Маречек С. В. **4**, 384
 Марков И. А. **6**, 601–611

Мартьянов П. С. **2**, 203–208, **8**, 825–828
 Мартынов Г. Н. **12**, 1220–1226
 Масленников С. П. **7**, 722–726
 Мачихин А. С. **12**, 1192–1199, 1220–1226
 Мельников Л. А. **10**, 1058–1062
 Мешков С. А. **6**, 590–595, **12**, 1216–1219
 Мещеряков В. В. **10**, 1052–1057
 Мильшин А. А. **7**, 660–667
 Минаков Е. И. **5**, 493–499
 Миронов С. А. **10**, 993–1000
 Михайлов И. Н. **10**, 1023–1029
 Михалёва Е. В. **2**, 117–129
 Моисеева Н. А. **12**, 1220–1226
 Молчанов С. Ю. **10**, 935–945
 Морев С. П. **10**, 1030–1043
 Мошков А. В. **11**, 1127–1132
 Муравьев Э. К. **10**, 1030–1043

Н

Назаров Л. Е. **8**, 782–787, **11**, 1133–1139
 Новиков Д. А. **1**, 44–50
 Новичихин Е. П. **4**, 384–390
 Ножкин Д. А. **10**, 935–945

О

Онищенко А. П. **10**, 98–992
 Орлов А. О. **3**, 259–267
 Осипков А. С. **11**, 1157–1164

П

Папроцкий С. К. **7**, 683–685
 Парфенов Д. В. **11**, 1067–1075, 1076–1086
 Пархоменко М. П. **9**, 923–930, **12**, 1185–1191
 Пелевин А. О. **1**, 20–29
 Перлов А. Ю. **5**, 493–499
 Петросян М. М. **8**, 797–806
 Петрунин А. А. **10**, 1006–1014
 Пилипенко А. С. **5**, 514–519
 Подстригаев А. С. **4**, 369–376
 Пожар В. Э. **12**, 1192–1199
 Поймалин В. Э. **9**, 916–922
 Ползикова Н. И. **12**, 1210–1215
 Политико А. А. **3**, 244–258
 Пономаренко В. И. **10**, 993–1000
 Потапов А. А. **1**, 51–67, **5**, 493–499
 Прохоров М. Д. **10**, 993–1000
 Пухова Е. А. **12**, 1179–1184

Р

Растягаев Д. В. **2**, 117–129
 Расулов И. И. **10**, 935–945
 Рожнёв А. Г. **10**, 981–986
 Румянцева В. Д. **7**, 686–692
 Рыженко Д. С. **11**, 1157–1164
 Рыжов А. И. **8**, 797–806
 Рыскин Н. М. **10**, 935–945, 981–986

С

Саблин В. М. **10**, 1030–1043
 Савченко А. В. **3**, 286–293
 Савченко В. В. **3**, 286–293
 Саламатов Е. И. **6**, 523–532
 Салецкий А. М. **8**, 816–824
 Сапронова Т. М. **3**, 309–312, **4**, 391–403, **5**, 509–313
 Сахаров В. К. **10**, 935–945
 Светличный В. А. **3**, 225–233, 234–243
 Семененко В. Н. **3**, 244–258
 Сергеев В. А. **11**, 1146–1151
 Сердобинцев А. А. **10**, 935–945
 Синягаева К. П. **11**, 1157–1164
 Сказкина В. В. **10**, 993–1000
 Слепченков М. М. **10**, 1006–1014, 1015–1022
 Смирнов И. Ю. **5**, 500–508
 Смирнова О. В. **3**, 225–233, 234–243
 Соловьев И. И. **12**, 1232–1244
 Солосин В. С. **4**, 339–344, **8**, 736–744, **9**, 847–854
 Стариковский А. И. **11**, 1076–1086
 Стародубов А. В. **10**, 935–945, 981–986
 Стародубцев В. Г. **8**, 788–792
 Стрелец Д. Ю. **4**, 315–327
 Стрелков Г. М. **8**, 729–735
 Суровцев Р. С. **1**, 84–90
 Сыровой В. А. **3**, 303–312, **4**, 391–403, **5**, 509–513, **6**, 615–624, **7**, 693–703

Т

Табаков Д. П. **7**, 651–659
 Тараканов В. П. **6**, 596–600
 Таранов А. В. **6**, 523–532
 Таранов И. В. **2**, 99–116
 Тен Ю. А. **6**, 601–611
 Терешонок М. В. **2**, 166–173, **3**, 294–300
 Тесье Р. **7**, 683–685
 Тимошенко А. В. **5**, 493–499
 Титов С. А. **4**, 377–383, **12**, 1192–1199
 Толстиков А. В. **10**, 1044–1051
 Торгашов Р. А. **10**, 981–986
 Турканов И. Ф. **8**, 797–806

У

Усикова А. А. **7**, 683–685
 Ушаков Н. М. **10**, 1023–1029

Ф

Федоров С. А. **3**, 244–258
 Федосеев Н. А. **9**, 923–930
 Филяев А. А. **11**, 1157–1165
 Фишер П. С. **12**, 1185–1191
 Фролова Е. В. **3**, 213–224, **4**, 328–338

Х

Хазанов Е. Н. **6**, 523–532
 Хвальковский Н. А. **7**, 683–685
 Хзмалян А. Д. **3**, 275–285
 Хисматуллин Г. С. **12**, 1232–1244

Хлопов Б. В. **12**, 1216–1219
 Ходаков А. М. **11**, 1146–1151
 Хомутов Г. Б. **2**, 99–116
 Храмов А. Н. **10**, 1001–1005
 Худак Ю. И. **11**, 1067–1075, 1076–1086
 Худышев Ю. С. **8**, 729–735

Ц

Царев В. А. **10**, 987–992

Ч

Чан Т. Т. **5**, 447–453, **8**, 754–760
 Черкасов К. В. **6**, 590–595, **12**, 1216–1219
 Чистяев В. А. **3**, 244–258
 Чистяков Е. А. **11**, 1103–1109
 Чичигин Б. А. **7**, 668–675
 Чуриков Д. В. **2**, 203–208

Ш

Шавров В. Г. **2**, 174–180, **6**, 576–583, **7**, 676–682, **9**, 908–915
 Шалаев П. Д. **10**, 946–954
 Шамин А. Е. **11**, 1087–1095
 Шамсутдинова Е. С. **8**, 807–815
 Шарикова М. О. **12**, 1220–1226
 Шарипов Т. И. **10**, 964–972
 Шашурин В. Д. **6**, 590–595, **12**, 1216–1219
 Шестеркин В. И. **10**, 946–954
 Шилов И. П. **4**, 384–390, **7**, 686–692
 Шильцин А. В. **11**, 1110–1115

Шошин Е. Л. **9**, 890–899
 Шубин Д. Н. **3**, 294–300
 Шурьгина И. С. **9**, 868–874

Щ

Щеглов В. И. **2**, 174–180, **6**, 576–583, **7**, 676–682, **9**, 908–915

Щеголев А. Е. **12**, 1232–1244

Ю

Юрков Г. Ю. **11**, 1157–1164

Я

Ярлыков А. Д. **11**, 1096–1102
 Ярлыков М. С. **5**, 454, **9**, 875–889
 Ярлыкова С. М. **9**, 875–889
 Яфаров Р. К. **2**, 197–202
 Правила для авторов **1**, 90–96
 К 90-летию Анатолия Васильевича Вашковского **2**, 209–210
 К 75-летию Вадима Анатольевича Калошина **5**, 520
 К 70-летию Александра Осиповича Раевского, **7**, 627
 К 90-летию Владимира Григорьевича Шаврова **8**, 829–830
 К 75-летию Александра Степановича Бугаева **8**, 831–832
 Памяти Александра Гавриловича Кюркчана **9**, 931–932
 К 90-летию Сергея Николаевича Иванова (13.10.1932–02.05.2006) **10**, 1063–1064