

ISSN 0033-8494

Том 68, Номер 10

Октябрь 2023



РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 68, номер 10, 2023

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

Текстурно-фрактальный анализ поляриметрических изображений, формируемых радиолокационными станциями с синтезированной апертурой

А. А. Потапов, В. А. Кузнецов

941

Построение вейвлетов на основе экспоненциальных атомарных функций $\text{hur}_a(x)$ и гармонических $\text{scip}_b(x)$ и $\text{g}_k(x)$

В. Ф. Кравченко, Я. Ю. Коновалов

954

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Резонансное возбуждение акустических колебаний сферических тонких пленок электромагнитными волнами

Г. Ф. Заргано, А. В. Харланов

965

НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Влияние условий формирования пленок оксида гафния на структурные и электрофизические свойства гетероструктур

М. С. Афанасьев, Д. А. Белорусов, Д. А. Киселев, В. А. Лузанов, Г. В. Чучева

973

Влияние исходного сырья на свойства керамики LuAG:Cr^{4+}

К. В. Лопухин, В. В. Балашов, С. М. Козлова, А. Ю. Канаев, А. А. Ефимов, П. П. Файков

980

Спиновое магнетосопротивление тонкопленочных структур из манганита и материала с сильным спин-орбитальным взаимодействием

Г. Д. Ульев, К. И. Константиан, И. Е. Москаль, Г. А. Овсянников, А. В. Шадрин

984

Быстрый и эффективный подход для расчета электрических полей с применением к топологической оптимизации микроустройств

Ю. Б. Минин

989

ЭЛЕКТРОНИКА СВЧ

Разработка и исследование замедляющей системы для миниатюрной многолучевой лампы бегущей волны W-диапазона

Р. А. Торгашов, Д. А. Ножкин, А. В. Стародубов, Н. М. Рыскин

992

Структура пленок алюминия для создания туннельных переходов

*М. В. Стрелков, А. М. Чекушкин, А. А. Ломов, С. В. Краевский,
М. Ю. Фоминский, М. А. Тарасов*

998

Проектирование сверхпроводниковых интегральных согласующих структур

Ф. В. Хан, А. А. Атепалихин, Л. В. Филиппенко, В. П. Кошелец

1003

ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В РАДИОФИЗИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ

Влияние шума и частотных искажений в канале связи на коммуникационную схему на основе генератора гиперболического хаоса

Д. О. Любченко, О. Б. Исаева

1008

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

Волоконный рефрактометр для мониторинга жизнедеятельности микроводорослей

Д. П. Судас, П. И. Кузнецов, К. М. Голант

1011

ЭЛЕКТРОННАЯ И ИОННАЯ ЭМИССИЯ

Бездиссипативный транспорт и полевая эмиссия электронов в 2D углеродных гетероструктурах с квантовым барьером

Р. К. Яфаров, Н. О. Шабунин

1015

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

Особенности формирования линии нутации в ядерно-магнитных магнитометрах и расходомерах с текущей жидкостью

В. В. Давыдов, С. Э. Логунов, Д. С. Проводин, Р. В. Давыдов

1019

Анализ радиационного поглощения акустических волн Лэмба в пластинах, нагруженных невязкой непроводящей жидкостью

Н. А. Агейкин, В. И. Анисимкин, Н. В. Воронова, А. В. Смирнов

1030

Влияние кристаллографической ориентации на фазовый переход конечной пластины из сплава с эффектом памяти формы TiNi

А. И. Павлов, А. И. Карцев, В. В. Коледов, П. В. Лега

1035

Поток положительных ионов кислорода с высокой энергией из плазмы на подложку в импульсном магнетронном разряде с горячей мишенью

Д. В. Колодко, А. В. Казиев, Д. Г. Агейченков, В. Ю. Лисенков

1040

ТЕКСТУРНО-ФРАКТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ФОРМИРУЕМЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫМИ СТАНЦИЯМИ С СИНТЕЗИРОВАННОЙ АПЕРТУРОЙ

© 2023 г. А. А. Потапов^а, *, В. А. Кузнецов^б

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

^б Военный учебно-научный центр Военно-воздушных сил “Военно-воздушная академия
им. профессора Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина”,
ул. Старых Большевиков, 54А, Воронеж, 394064 Российская Федерация

*E-mail: potapov@cplire.ru

Поступила в редакцию 24.04.2023 г.

После доработки 01.08.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

Приведены все известные в настоящее время методы и способы формирования фрактальных признаков поляриметрических радиолокационных изображений. Кратко рассмотрен новый текстурно-фрактальный признак – направленная мультифрактальная сигнатура, измеряемая морфологически методом итерационных покрытий. Применительно к анализу поляриметрических изображений, формируемых радиолокационной станцией с синтезированной апертурой, предложена новая концепция их обработки, основанная на возможности учета поляризационных отличий наземных пространственно-распределенных объектов с помощью выявления мультифрактальных и анизотропных свойств их текстуры. Показан вариант интерпретации полученных результатов для автоматизации дальнейшего успешного решения специфических задач сегментации (классификации) подстилающей поверхности, обнаружения и распознавания наземных объектов.

DOI: 10.31857/S0033849423100145, EDN: DPWRXU

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время обладание своевременной и достоверной информацией о нашей планете является важнейшим фактором успешного решения прикладных задач как глобального, так и локального характера. Новые технологические достижения, реализуемые в современных системах дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ), и прежде всего широко внедряемые в образцах космической и авиационной техники средства автоматизации и вычислительной техники, фундаментальным образом меняют характер и содержание мониторинга подстилающей поверхности. Это находит отражение во многих областях жизнедеятельности человека – от картографирования и мониторинга последствий чрезвычайных ситуаций до военных и сельскохозяйственных задач.

Огромный объем и многомерность данных, формируемых сенсорами различных диапазонов электромагнитных волн (ЭМВ), обуславливают необходимость поиска и развития новых, более эффективных по информативности и достоверности подходов к анализу сложно формализуемых данных, получаемых зачастую в очень сложных условиях, в том числе помеховых и погодных. К

таким подходам авторы уверенно относят текстурный анализ, основанный на фрактальных параметрах, что позволяет извлечь больше информации о наземных объектах, расположенных на поверхности Земли, по сравнению с анализом по энергетическим (яркостным) характеристикам изображений, формируемых средствами ДЗЗ.

1. ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Одним из основных средств дистанционного зондирования Земли являются радиолокационные станции с синтезированной апертурой (РСА) космического и воздушного (в том числе беспилотного) базирования – как самостоятельные средства мониторинга [1], осуществляющие непрерывное наблюдение земной (морской) поверхности и объектов на больших дальностях независимо от времени суток и метеорологических условий (рис. 1).

Одним из перспективных направлений совершенствования РСА в целях повышения достоверности тематического анализа, представленных на рис. 2, является реализация поляриметрического



Рис. 1. Преимущества радиолокационных систем.

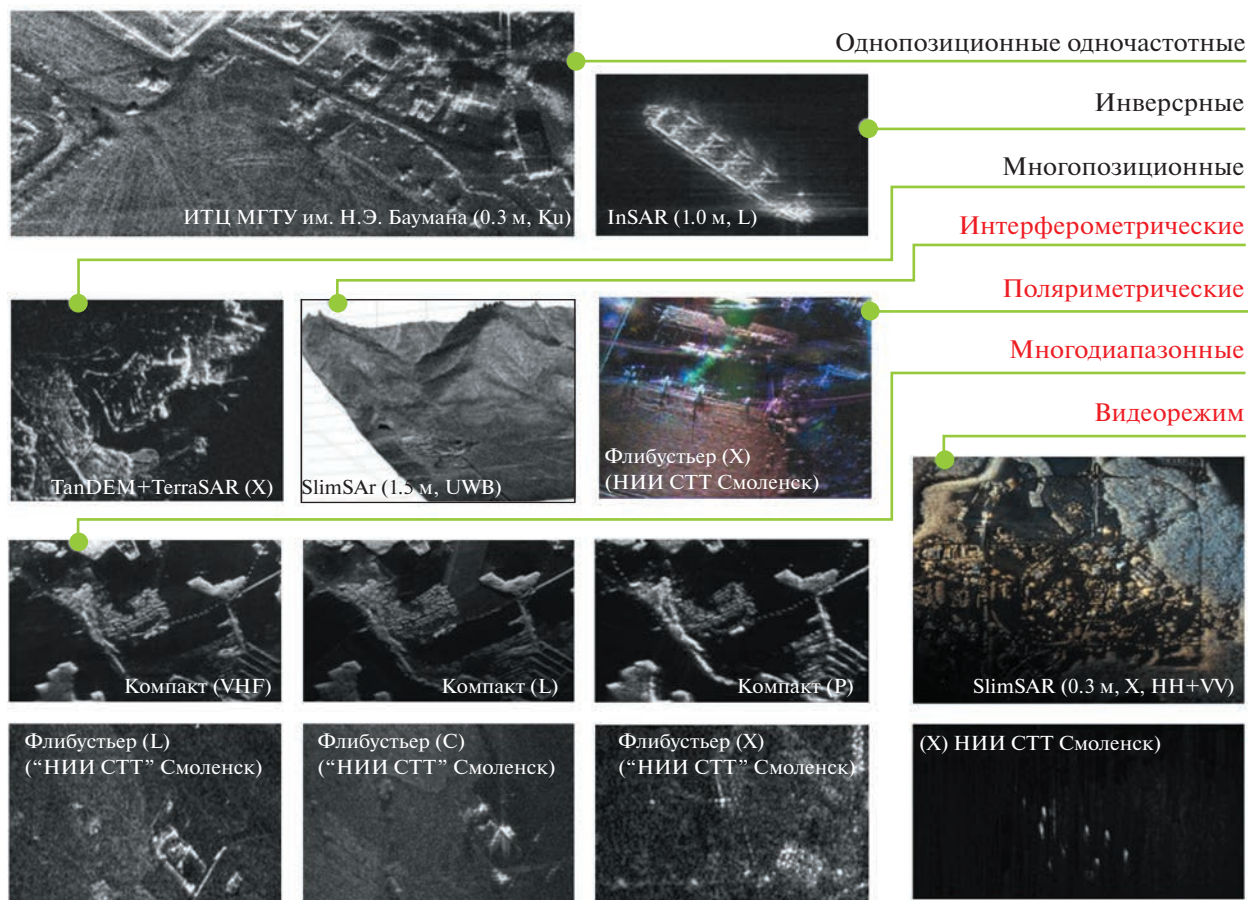


Рис. 2. Направления совершенствования РСА и примеры формируемых РЛИ.

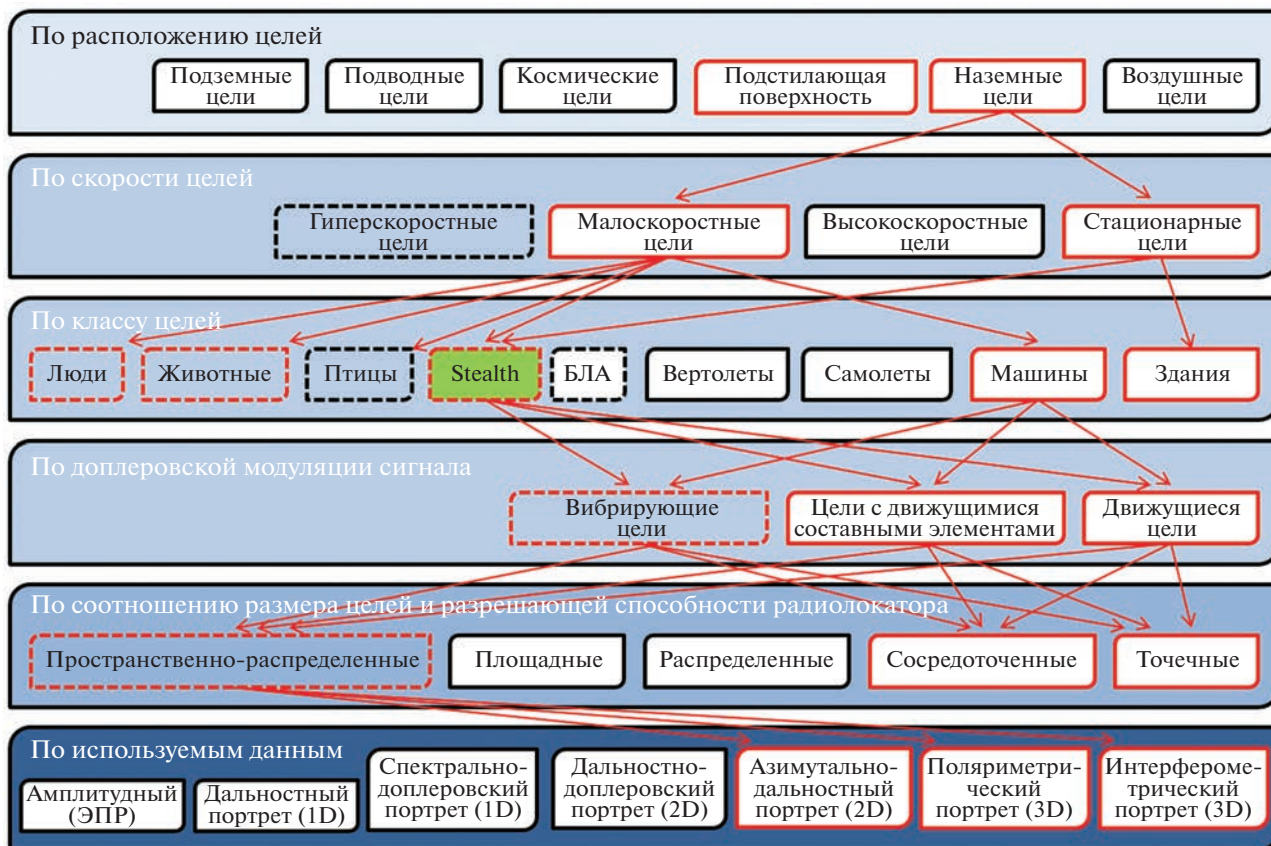


Рис. 3. Пример классификации радиолокационных наземных целей (БЛА – беспилотные летательные аппараты).

режима съемки с формированием радиолокационных изображений (РЛИ) высокого разрешения.

Если современные РСА обладают высокой разрешающей способностью, то наземные объекты, представляющие интерес при решении прикладных задач ДЗЗ, на двумерных РЛИ занимают несколько десятков элементов разрешения (пикселей) [2], а на интерферометрических РЛИ – несколько сотен вокселей. Тогда такие объекты необходимо классифицировать как пространственно-распределенные с проявлением их уникальных топологических сигнатур (рис. 3).

Поскольку поляризационные отличия пространственно-протяженных радиолокационных объектов добавляют информацию в топологию их радиолокационных портретов, применение математического аппарата теории фракталов приобретает все большую востребованность [3–5]. Однако при создании единого (универсального) научно-методического подхода к текстурно-фрактальному анализу многомерных РЛИ вопросы оценки фрактальной (ФР) и мультифрактальной (МФР) размерностей и сигнатур в контексте учета поляризации зондирующих сигналов остаются в настоящее время мало изученными.

Цель работы – исследовать процесс формирования и ввести в научный обиход новый признак направленной мультифрактальной сигнатуры поляриметрических РЛИ для дальнейшего успешного решения задач классификации подстилающей поверхности, автоматического обнаружения и распознавания наземных пространственно-распределенных объектов.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Базовым описанием поляризационных характеристик объектов радиолокации является поляризационная матрица рассеяния (ПМР) \mathcal{S} , представляющая собой матрицу комплексных коэффициентов отражения \mathcal{S}_{ab} при облучении объекта двумя сигналами с ортогональной поляризацией ($a, b = В, Г$ – вертикальная и горизонтальная поляризации) и приеме отраженного сигнала двухкомпонентной антенной в том же поляризационном базисе:

$$\dot{\mathcal{S}} = \begin{bmatrix} \dot{\mathcal{S}}_{ГГ} & \dot{\mathcal{S}}_{ГВ} \\ \dot{\mathcal{S}}_{ВГ} & \dot{\mathcal{S}}_{ВВ} \end{bmatrix}, \tag{1}$$

при этом, в случае моностатической радиолокации, кросс-поляризационные составляющие принимаются равными $\dot{S}_{ВГ} = \dot{S}_{ГВ}$, что, зачастую, не соответствует действительности.

Результаты поиска возможностей достоверной интерпретации поляриметрической информации, проводимого рядом авторов [5–10], показали, что к выделению поляризационных характеристик объектов существует, как минимум, четыре принципиально различных подхода, определяющих методологию как когерентной, так и некогерентной обработки поляриметрических РЛИ:

- когерентная декомпозиция ПМР (1) объекта – представление собственными числами и собственными векторами, которые определяются некоторыми характеристическим уравнением и рядом вещественных параметров (“заметность или величина объекта”, “угол скольжения объекта”, “угол поляризации объекта”) [10];

- феноменологическая декомпозиция ПМР объекта – определение коэффициентов подобия объекта сфере, двугранному отражателю и спирали [11, 12];

- декомпозиция ковариационной матрицы объекта – представление ЭМВ в виде частично-поляризованной волны, предполагающее усреднение измеряемых данных для нахождения статистик второго порядка: на основе лексикографической векторизации ПМР объекта в трехмерном пространстве формируется ковариационная матрица, содержащая в недиагональных элементах коэффициенты корреляции между элементами ПМР объекта и характеризующие “поверхностное рассеяние”, “двугранность”, “объемное рассеяние” и “спиральность” объекта [13, 14];

- декомпозиция матрицы когерентности объекта – описание поляризационных свойств объекта, содержащихся в ПМР, совокупностью коэффициентов “подобия” объекта теоретическим эталонам: ПМР приводится к системе матриц Паули, что дает вектор рассеяния, на основе которого формируется матрица когерентности, имеющая три положительных собственных числа и три ортогональных собственных вектора, связанные с различными типами рассеяния и образующие систему параметров: “ориентация отражателя”, “тип рассеяния”, “энтропия рассеяния” и “анизотропия рассеяния” [15–17]).

Результаты анализа известных подходов к интерпретации поляриметрических данных показывают, что, несмотря на многообразие методов декомпозиции, получаемые на их основе поляризационные характеристики в ряде случаев либо не инвариантны, либо взаимозависимы (коррелированы), и не образуют полного множества параметров объекта, позволяющих однозначно классифицировать типы подстилающей поверхности, достоверно обнаруживать и распознавать назем-

ные объекты на РЛИ (при несомненном и существенном повышении эффективности решения данных задач за счет поляризационных отличий или идентификации механизма рассеяния ЭМВ).

Поскольку ПМР является энергетической оценкой элемента разрешения РЛИ, расчет вышеуказанных коэффициентов, характеризующих ряд механизмов рассеяния, выполняется для каждого элемента разрешения (пикселя) РЛИ. В случае высокого разрешения поляриметрических РЛИ, топология радиолокационного портрета объекта имеет внутреннюю текстуру, характерную для конкретного класса или типа цели. Поэлементное (для каждого пикселя) вычисление поляризационных характеристик объекта не позволяет с помощью существующих методов декомпозиции выполнить текстурно-фрактальный анализ в интересах сегментации (классификации) подстилающей поверхности, автоматического обнаружения и распознавания наземных объектов, что обуславливает постановку задачи: с помощью предложенного в [18–20] фрактального признака – направленной морфологической мультифрактальной сигнатуры (НММФС) – исследовать и интерпретировать поляризационные характеристики пространственно-распределенных объектов.

3. ИЗВЕСТНЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ФРАКТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

В прикладной теории фракталов [3–5, 21–24] ряд существенных задач, связанных с вычислением фрактальных характеристик поляриметрических РЛИ, остаются до настоящего времени нерешенными [25]. Приведем далее достаточно известные, но пока малочисленные, методы решения. Так, например, известны методы оценки фрактальной размерности цветных изображений, сформированных в видимом диапазоне частот ЭМВ [26–28]. Изображение рассматривается как пятимерный массив значений яркости $F = f(x, y, R, G, B)$, где x, y – координаты пикселя каждого изображения, R, G, B – красная, зеленая и синяя компоненты цветного изображения. В работе [26] фрактальная размерность цветного изображения D_{color} рассчитывается в соответствии с выражением:

$$D_{color} = 2 + D_R + D_G + D_B, \quad (2)$$

где $D_R = D_{IDBC(R)} - 2$, $D_G = D_{IDBC(G)} - 2$, $D_B = D_{IDBC(B)} - 2$ – значения фрактальной размерности каждой из RGB-составляющих, рассчитанные усовершенствованным разностным методом кубов (Improved Differential Box Counting, IDBC) [29]. Поскольку используются 24-битные цветные изображения, в [26] для повышения точности оценки фрактальной размерности предложено

шесть комбинаций формирования цвета пикселя изображения $I_{x,y}$:

$$\begin{aligned} I_{x,y}(i) &= R_{x,y} \times 2^{16} + G_{x,y} \times 2^8 + B_{x,y} \times 2^0; \\ I_{x,y}(i) &= R_{x,y} \times 2^{16} + B_{x,y} \times 2^8 + G_{x,y} \times 2^0; \\ I_{x,y}(i) &= G_{x,y} \times 2^{16} + R_{x,y} \times 2^8 + B_{x,y} \times 2^0; \\ I_{x,y}(i) &= G_{x,y} \times 2^{16} + B_{x,y} \times 2^8 + R_{x,y} \times 2^0; \\ I_{x,y}(i) &= B_{x,y} \times 2^{16} + G_{x,y} \times 2^8 + R_{x,y} \times 2^0; \\ I_{x,y}(i) &= B_{x,y} \times 2^{16} + R_{x,y} \times 2^8 + G_{x,y} \times 2^0; \end{aligned}$$

$$I_{x,y} = \frac{\sum_{i=1}^6 I_{x,y}(i)}{3}. \quad (3)$$

По изображению, сформированному в соответствии с соотношением (3), тем же методом IDBC [29] рассчитывается значение фрактальной размерности $D_{24\text{бит}}$. Как показали результаты оценки ФР по цветным изображениям из альбома Бродаца [30] и модельным изображениям, точность вычислений $D_{24\text{бит}}$ оказалась достаточно высокой и адекватной задаваемым при моделировании значениям ФР. Примечательно, что после известного преобразования цветного изображения в полутоновое в градациях серого согласно выражению

$$I_{\text{сер}} = 0.2989R + 0.5870G + 0.1140B, \quad (4)$$

полученные значения ФР также вполне адекватны задаваемым. Следует отметить, что, несмотря на известное представление поляриметрических данных в формате RGB-изображения, рассмотренный подход невозможно применить для интерпретации поляризационных РЛИ, поскольку отсутствует учет механизмов рассеяния ЭМВ даже на примитивных (эталонных) объектах, позволяющий выявить отличия.

В работе [31] для определения наличия анизотропии в шероховатости поверхности и/или повышения точности оценки фрактальной размерности предложен метод формирования фрактального изображения на основе полно-поляриметрических радиолокационных данных, полученных с помощью PCA AirSAR L-диапазона. Результирующее изображение формируется в соответствии с выражением

$$I_1 = \frac{2S_{\text{ГВ}}}{S_{\text{ВВ}} - S_{\text{ГГ}}}. \quad (5)$$

С учетом выражения для ПМР в соответствии с двухмасштабной поляриметрической моделью [32]

соотношение (5) можно переписать следующим образом:

$$I_1 = \frac{2\text{tg}\beta}{1 - \text{tg}^2\beta} = \text{tg}2\beta, \quad (6)$$

где β – локальный угол визирования, связанный с азимутальным наклоном $\vartheta_{\text{аз}}$, наклоном дальности ϑ_r и углом визирования ϑ_0 выражением

$$\text{tg}\beta = \frac{\vartheta_{\text{аз}}}{-\vartheta_r \cos \vartheta_0 + \sin \vartheta_0}. \quad (7)$$

Несложно заметить, что подстановка (7) в (6) с аппроксимацией первого порядка позволяет сделать вывод о зависимости I_1 только от азимутальных углов наблюдения. Изображение I_1 (5) может быть применено для оценки фрактальной размерности [33] только при неравных составляющих в знаменателе, что не всегда возможно, особенно при малых углах наблюдения (линия визирования практически перпендикулярна к поверхности, когда велик уровень спекл-шума при большой мощности отражения). Поэтому в большинстве практических ситуаций может быть использована комбинация элементов поляриметрической матрицы когерентности \mathbf{T} [34]:

$$I_2 = \frac{4 \text{Re} \left(\left\langle (S_{\text{ГГ}} - S_{\text{ВВ}}) S_{\text{ГВ}}^* \right\rangle \right)}{4 \left\langle |S_{\text{ГВ}}|^2 \right\rangle - \left\langle |S_{\text{ГГ}} - S_{\text{ВВ}}|^2 \right\rangle}, \quad (8)$$

где $\langle \cdot \rangle$ – операция усреднения, $\text{Re}(\cdot)$ – действительная часть. По аналогии с (6) и (7), выражение (8) можно преобразовать к следующему виду:

$$I_2 = \text{tg}4\beta. \quad (9)$$

В работе [35] рассмотрен оригинальный подход к интерпретации поляриметрических РЛИ. Предложена фрактальная поляризационная сигнатура поляриметрических РЛИ, основанная на вычислении ФР каждого изображения или, в случае формирования поля ФР (называемого также “фрактальным изображением” или “фрактальной картой”), окрестности каждого пикселя по наклону аппроксимированной с помощью линейной регрессии зависимости $E(\Delta I_{\Delta r})$ от Δr , где $E(\cdot)$ – операция усреднения,

$$\begin{aligned} \Delta I_{\Delta r} &= |I(x_2, y_2) - I(x_1, y_1)|, \\ \Delta r &= \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}, \end{aligned}$$

в двойном логарифмическом масштабе с последующим усреднением полученных значений относительно набора углов соответственно ориентации и эллиптичности поляризационного эллипса:

$$\{\Psi_i\}_{i=0}^N \quad \text{и} \quad \{\chi_j\}_{j=0}^M.$$

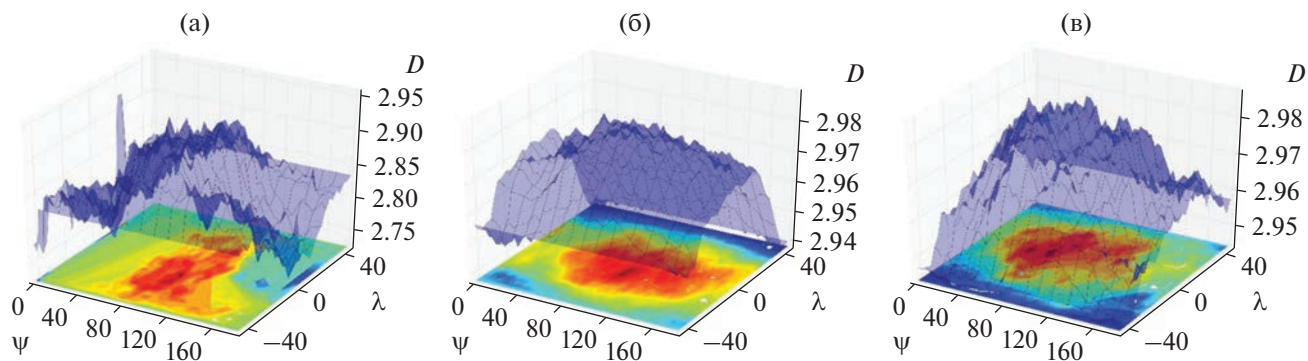


Рис. 4. Фрактальные поляризационные сигнатуры РЛИ PCA SIR-C (а), PALSAR (восходящая орбита) (б) и PALSAR (нисходящая орбита) (в).

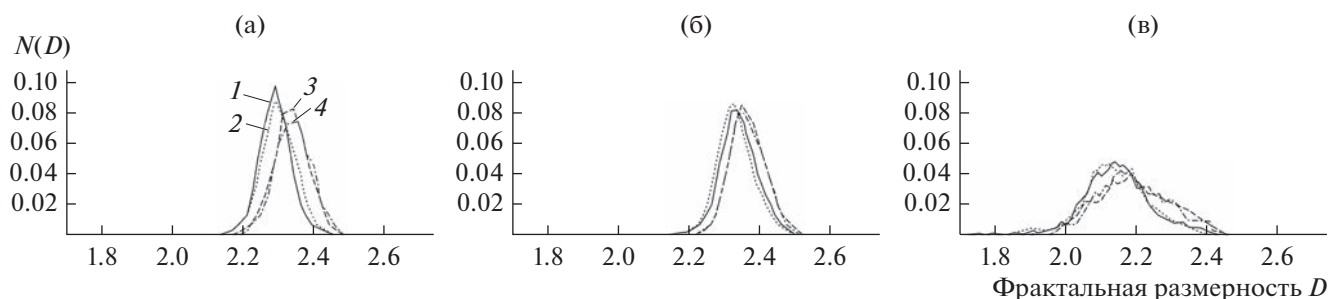


Рис. 5. Гистограммы значений ФР фрагментов РЛИ, соответствующих лицевому (а) и затененному (б) склону вулкана и городской застройке (в): кривая 1 – ВВ-поляризация, 2 – ГГ, 3 – ВГ, 4 – ГВ.

Результатом вычислений являются фрактальные поляризационные сигнатуры, для случая ко-поляризации (рис. 4). Такой подход действительно позволяет исследовать пространственную структуру поляриметрических РЛИ, однако само по себе усреднение значений ФР по всему поляризационному базису приводит к нивелированию поляризационных отличий в РЛП пространственно-протяженных целей.

С практической точки зрения представляет интерес зависимость фрактальных признаков от поляризационных эффектов и условий радиолокационного наблюдения. Так, в работе [36] представлены гистограммы значений ФР трех фрагментов поляриметрических изображений разрешением 3×3 м PCA COSMO-SkyMed (рис. 5).

На основании результатов анализа гистограмм, в [36] сделан вывод о независимости значений ФР от поляризации РЛИ как естественных, так и искусственных объектов, за исключением отличий между коллинеарными и кросс-поляризациями вследствие малого отношения сигнал-шум последних. Следует обратить внимание, что исследование проводилось только для ФР. В качестве комментария к выводам статьи [36], авторы дан-

ной статьи полагают, такой эффект может наблюдаться только для площадных объектов и условно низкого разрешения РЛИ с изотропностью (ненаправленностью) или отсутствием текстур подстилающей поверхности, соизмеримых с длиной волны РСА. Вместе с тем в работах [37, 38] представлены гистограммы значений ФР радиолокационных портретов различных наземных объектов, полученных в рамках программы MSTAR в X-диапазоне на одной линейной поляризации, в которых явным образом просматривается существенная зависимость от угла места наблюдения. В [37, 38] сделан вывод о причинах отличий ФР – появлении эффектов многократного переотражения ЭМВ и радиолокационной тени при больших (относительно вертикали) углах наблюдения.

Таким образом, известные подходы к формированию фрактальных признаков на основе поляриметрических данных не позволяют в полной мере их интерпретировать с учетом фрактальных характеристик текстур пространственно-распределенных объектов в интересах сегментации (классификации) типов подстилающей поверхности, обнаружения и распознавания наземных объектов.

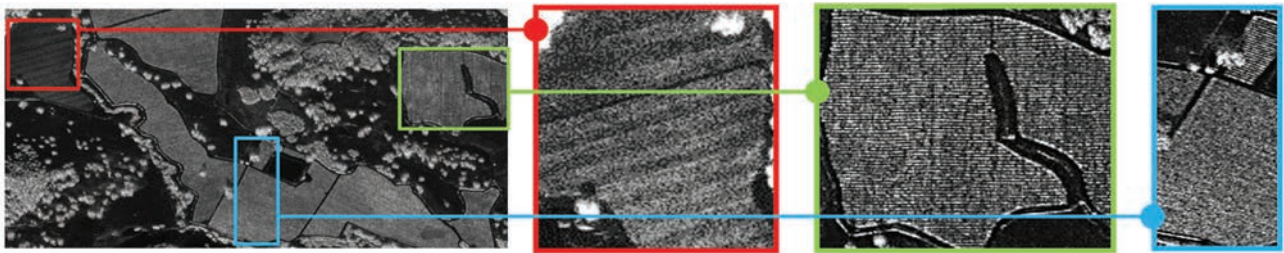


Рис. 6. Пример анизотропных текстур на РЛИ.

4. НАПРАВЛЕННАЯ МОРФОЛОГИЧЕСКАЯ МУЛЬТИФРАКТАЛЬНАЯ СИГНАТУРА

Для учета анизотропии текстуры РЛИ (рис. 6) при обеспечении высокой точности оценки значений фрактальных характеристик независимо от динамического диапазона изображений в работах [18–20] предложен морфологический метод измерения нового фрактального признака – направленной морфологической мультифрактальной сигнатуры (НММФС) одночастотных РЛИ.

Метод позволяет одновременно оценивать практически все известные фрактальные параметры (за исключением лакуарности) с учетом анизотропии и формировать соответствующие им изображения с помощью единого научно-методического аппарата, за счет чего исключаются потери информации при раздельном вычислении всех признаков различными методами (способами, алгоритмами) и достигается синергетический эффект применения данного подхода. Суть предложенного метода представлена схемой

$$\begin{array}{c}
 I(i, j) \xrightarrow{F_R} \{I_n(i, j)\} \xrightarrow{\begin{array}{l} \nearrow F_U \\ \searrow F_B \end{array}} \begin{array}{l} U_{\varepsilon, n}(i, j) \\ B_{\varepsilon, n}(i, j) \end{array} \xrightarrow{F_Z} \\
 \xrightarrow{F_Z} Z(q, \varepsilon, n) \xrightarrow{F_L} L(q, \varepsilon, n) \xrightarrow{F_{1S}} S_{q, \varepsilon, n} \xrightarrow{F_{2S}} S_{q, \varepsilon, n_{q, \varepsilon}}.
 \end{array} \tag{10}$$

Здесь

$$\Lambda = [I(i, j)], I(i, j) \in \{0, \dots, 2^v - 1\}, \\
 i = \overline{1, M}, j = \overline{1, N}$$

– цифровое полутоновое изображение, содержащее M строк и N столбцов, представленное в виде матрицы элементов (пикселей) с квантованными уровнями яркости в соответствующем пикселе изображения, v – степень квантования яркости; $\Lambda(n) = \{[I_n(i, j)]\}$ – массив повернутых копий изображения Λ ($n = \overline{0, n_{\max} - 1}$ – число поворотов (направлений анализа изображения)); $U_{\varepsilon, n}(i, j), B_{\varepsilon, n}(i, j)$ – набор “верхних” и “нижних” поверхностей, сформированных в результате морфологической обработки $\Lambda(n)$ (где $\varepsilon = \overline{1, \varepsilon_{\max} - 1}$ – число анализируемых масштабов); $Z(q, \varepsilon, n)$ – обобщенная статистическая сумма с числом порядков скейлинговых моментов $-\infty < q < \infty$; $L(q, \varepsilon, n)$ – локальные морфологические мультифрактальные экспоненты (ЛММЭ), сформированные для n направлений анализа; $S_{q, \varepsilon, n}$ – тензор неутонченной НММФС; $S_{q, \varepsilon, n_{q, \varepsilon}}$ – уточненная НММФС ($n_{q, \varepsilon} \in n$ – номер поворота (направление анализа) изображения, соответствующее пре-

обладающему направлению ориентации элементов текстуры); F_R – функция формирования набора повернутых копий $\Lambda(n)$ исходного изображения Λ ; F_U и F_B – функции расчета соответственно дилатации и эрозии $\Lambda(n)$; F_Z – функция расчета обобщенной статистической суммы $Z(q, \varepsilon, n)$; F_L – функция расчета ЛММЭ $L(q, \varepsilon, n)$; F_{1S} – оператор формирования $S_{q, \varepsilon, n}$; F_{2S} – оператор, осуществляющий выбор преобладающего направления ориентации элементов текстуры для каждого масштаба анализа из набора $L_{q, \varepsilon, n}$ и формирования $S_{q, \varepsilon, n_{q, \varepsilon}}$.

Метод (10) заключается в практической реализации следующих этапов:

1) итерационное морфологическое формирование “верхних” и “нижних” покрытий с помощью операций соответственно дилатации (наращивания) и эрозии поворачивающимся в дискретном диапазоне углов $0^\circ \dots 180^\circ$ структурирующим элементом “строка”, длина w которого соответствует масштабу $w = 2\varepsilon + 1$. Для масштаба $\varepsilon = 0$ получаем

$$\begin{array}{l}
 U_0(i, j) = B_0(i, j) = I(i, j), \text{ при} \\
 i = \overline{1, M}, j = \overline{1, N},
 \end{array} \tag{11}$$

для масштабов $\varepsilon \geq 1$

$$U_{\varepsilon,n}(i, j) = \max \left\{ I_n(i, j); \max_{(i', j') \in X_\varepsilon} I_n(i', j') \right\}; \quad (12)$$

$$B_{\varepsilon,n}(i, j) = \min \left\{ I_n(i, j); \min_{(i', j') \in X_\varepsilon} I_n(i', j') \right\}, \quad (13)$$

где $X_\varepsilon = I_n(i, j - (w - 1)/2 \leq j \leq j + (w - 1)/2)$ – область структурирующего элемента на масштабе ε ;

2) вычисление значений “объема” между исходным изображением и итерационными покрытиями $V_{\varepsilon,n}(i, j)$ в окне размером $W \times W$

$$V_{\varepsilon,n}(i, j) = \sum_{i=1}^W \sum_{j=1}^W (U_{\varepsilon,n}(i, j) - B_{\varepsilon,n}(i, j)); \quad (14)$$

3) оценка площади поверхности

$$S_{\varepsilon,n}(i, j) = \frac{V_{\varepsilon,n}(i, j)}{2\varepsilon} \quad (15)$$

или, альтернативно, следующим образом:

$$S'_{\varepsilon,n}(i, j) = \frac{V_{\varepsilon+1,n}(i, j) - V_{\varepsilon,n}(i, j)}{2}, \quad (16)$$

4) расчет обобщенной статистической суммы $Z_{q,\varepsilon,n}$ как функции распределения меры мультифрактального множества q -го порядка на каждом анализируемом масштабе для каждого повернутого изображения

$$Z(q, \varepsilon, n) = S_{\varepsilon,n}(i, j) \times \left(\sum_{i=1}^W \sum_{j=1}^W \frac{|U_{\varepsilon,n}(i, j) - B_{\varepsilon,n}(i, j)|}{\sum_{i=1}^W \sum_{j=1}^W U_{\varepsilon,n}(i, j) - B_{\varepsilon,n}(i, j)} \right)^q, \quad (17)$$

где порядок q скейлингового момента лежит в диапазоне значений $q \in \mathbb{Z}, q \neq 0$, здесь \mathbb{Z} – множество целых чисел;

5) формирование МФС путем определения обобщенной статистической суммы $Z(q, \varepsilon, n)$ между соседними масштабами анализа, для чего выполняется расчет ЛММЭ $L_{q,\varepsilon,n}$ в соответствии с выражением

$$L(q, \varepsilon, n) = \frac{\lg Z(q, \varepsilon + 1, n) - \lg Z(q, \varepsilon, n)}{\lg \left(\frac{1}{\varepsilon + 1} \right) - \lg \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)}. \quad (18)$$

Формирование тензора неуточненной НММФС $S_{q,\varepsilon,n}$ осуществляется в соответствии с общим видом:

$$S_{q,\varepsilon,n} = \begin{bmatrix} L_{-\infty}(\varepsilon_2) & L_{-\infty}(\varepsilon_3) & \dots & L_{-\infty}(\varepsilon_{\max}) \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ L_{-1}(\varepsilon_2) & L_{-1}(\varepsilon_3) & \dots & L_{-1}(\varepsilon_{\max}) \\ L_1(\varepsilon_2) & L_1(\varepsilon_3) & \dots & L_1(\varepsilon_{\max}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ L_{\infty}(\varepsilon_2) & L_{\infty}(\varepsilon_3) & \dots & L_{\infty}(\varepsilon_{\max}) \end{bmatrix}, \quad (19)$$

где $L_q(\varepsilon) = [L_q(\varepsilon, 0) \ L_q(\varepsilon, 1) \ \dots \ L_q(\varepsilon, n_{\max} - 1)]^T$ – вектор-столбец ЛММЭ $n = 0, n_{\max} - 1$ – направлений q -го порядка заданного масштаба анализа ε , T – оператор транспонирования.

Выявление анизотропных свойств анализируемого изображения возможно при реализации процедуры определения преобладающих направлений ориентации текстуры, основанной на аппроксимации эллипсами значений ЛММЭ $L_q(\varepsilon)$ в полярной системе координат и определении их большой a и малой b полуосей, коэффициента эллиптичности $k_3(q, \varepsilon)$ и угла $\psi(q, \varepsilon)$ наклона эллипса. Выбор преобладающего направления ориентации элементов текстуры (номера поворота) для $L_q(\varepsilon, n_{q,\varepsilon}) \in L_q(\varepsilon)$ проводится в соответствии с правилом

$$n_{q,\varepsilon} = \begin{cases} 0, & \text{если } k_3(q, \varepsilon) \geq 0.75; \\ \left\lfloor \frac{\pi - \psi(q, \varepsilon)}{\Delta\theta} \right\rfloor, & \text{если } k_3(q, \varepsilon) < 0.75, \end{cases} \quad (20)$$

где $\lfloor \bullet \rfloor$ – оператор округления до ближайшего целого в меньшую сторону.

Направленная морфологическая мультифрактальная сигнатура с уточненными в соответствии с выражением (20) значениями ЛММЭ $L_q(\varepsilon, n_{q,\varepsilon})$ может быть представлена в виде матрицы

$$S_{q,\varepsilon}^{\text{опт}} = \begin{bmatrix} L_{q \min}(\varepsilon_2, n_{q \min, 1}) & \dots & L_{q \min}(\varepsilon_{\max}, n_{q \min, \varepsilon_{\max}}) \\ \vdots & \dots & \vdots \\ L_{-1}(\varepsilon_2, n_{-1, 1}) & \dots & L_{-1}(\varepsilon_{\max}, n_{-1, \varepsilon_{\max}}) \\ L_1(\varepsilon_2, n_{1, 1}) & \dots & L_1(\varepsilon_{\max}, n_{1, \varepsilon_{\max}}) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ L_{q \max}(\varepsilon_2, n_{q \max, 1}) & \dots & L_{q \max}(\varepsilon_{\max}, n_{q \max, \varepsilon_{\max}}) \end{bmatrix}. \quad (21)$$

Формируемые с помощью метода НММФС в заданном диапазоне масштабов мультифрактальные сигнатуры адекватны общеизвестному предположению о масштабно-инвариантном характере фрактальных поверхностей. Мультифрактальный, сингулярный и анизотропный характер реальных изображений наиболее полно может быть описан новыми текстурным признаком. Данный признак является наиболее репрезентативным по сравнению с известными, поскольку обеспечивается функциональная взаимосвязь извлекаемых при-

знаков – одновременное вычисление одним методом с уточнением их значений в соответствии с преобладающим направлением ориентации элементов текстуры изображения. Результаты проведенных авторами исследований показали возможность обработки с помощью нового метода как фрактальных изображений, так и изображений, не обладающих фрактальными свойствами, что свидетельствует о целесообразности и потенциально высокой эффективности применения метода НММФС в задачах сегментации изображений, обнаружения и распознавания распределенных объектов.

На основе рассмотренного метода НММФС [18] авторами разработан оригинальный способ комплексирования синхронно получаемых многодиапазонных РЛИ [37–39], в котором впервые реализовано слияние текстурных характеристик изображений с формированием результирующего фрактального изображения. Так же, как и в случае одночастотных РЛИ, метод формирования признака НММФС многодиапазонных РЛИ обеспечивает синергетический эффект – повышение полноты и достоверности фрактального анализа за счет единства вычислений (свойства эмерджентности сложной системы) на основе фрактального подхода. На основе фрактального подхода в целях комплексирования многодиапазонных РЛИ предложен критерий обоснования оптимальных параметров зондирующих сигналов многоканальной РСА, обеспечивающих максимальную точность оценки фрактальных характеристик. Вместе с тем, применение предложенного фрактального подхода для интерпретации поляриметрических данных ранее не было рассмотрено.

5. ФОРМИРОВАНИЕ НММФС ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ РЛИ

Как известно, повышение информативности радиолокационного мониторинга за счет применения поляриметрии основано на интерпретации механизмов рассеяния ЭМВ. Вследствие высокой разрешающей способности современных поляриметрических РСА, когда составные части пространственно-протяженных объектов соответствуют элементам (пикселям) изображений, появляется возможность выявления поляризационных отличий текстур РЛП наземных целей в интересах их обнаружения и распознавания. Очевидно, что помимо отличий в ПМР каждого элемента разрешения (пикселя) РЛИ текстура РЛП объектов и ее характеристики также оказываются разными, что позволяет обосновать применимость текстурно-фрактального анализа поляриметрических данных.

В теории и практике фрактального анализа известна параметрическая интерпретация мультифрактального спектра $f(\alpha)$ [40], используемая, в основном, для классификации типов подстилаю-

щей поверхности на одночастотных РЛИ, полученных на одной поляризации. Как показано на рис. 7, основными параметрами МФС являются: α_{\min} и α_{\max} – минимальное (α_{\min}) и максимальное (α_{\max}) значения абсцисс МФС, a_s – асимметрия, $w = \alpha_{\max} - \alpha_{\min}$ – ширина спектра.

Ширина мультифрактального спектра w является мерой степени или сложности мультифрактальности и показывает диапазон, в котором изменяется экспонента фрактала, а также характеризует насыщенность топологической структуры РЛИ. Чем больше значение w , тем более развита мультифрактальность. Наоборот, для чистого монофрактала ширина спектров w равна нулю. Тип текстуры на исследуемом РЛИ указывается параметрами α . Параметр α_{\min} указывает на наиболее экстремальные текстуры, а α_{\max} – на наиболее плавные. Параметр α_0 дает ценную информацию о топологии РЛИ – большое значение указывает на то, что изображение менее скоррелировано и обладает тонкой структурой. Если исследуемое изображение коррелировано и не обладает тонкой структурой (более регулярное) по внешнему виду, то значение α_0 , соответствующее максимальному значению мультифрактальных спектров α , является низким.

Форма мультифрактального спектра определяется асимметрией $a_s = f(\alpha_{\max}) - f(\alpha_{\min})$. Отрицательные значения a_s (форма спектров сингулярностей скошена влево) указывают на низкие фрактальные показатели малых весов, т.е. экстремальные текстуры играют заметную роль в пространственной структуре изображения. Напротив, спектр с асимметрией вправо (положительное значение a_s) означает довольно сильные взвешенные фрактальные показатели, типичные для участков РЛИ с тонкой структурой. Таким образом, значения параметров мультифрактального спектра (α_0, w, a_s) могут быть использованы для количественной и качественной оценки текстуры РЛИ.

Однако, несмотря на широкую известность такой интерпретации, в данной работе впервые публикуются результаты исследования поляриметрических РЛИ, которые представляют как научный, так и практический интерес для глобального текстурно-фрактального анализа.

Поскольку необходимо выявить поляризационные отличия текстур РЛИ, в соответствии с методом измерения НММФС авторами предложено формировать тензор $S_{q,\varepsilon}^{\text{опт}}$ направленных мультифрактальных сигнатур $L_q(\varepsilon, n_{q,\varepsilon})$ (21), оптимальный по преобладающему направлению текстур изображения, для каждого из поляриметрических РЛИ. Поляризационные отличия рассчитываются согласно выражению

$$\Delta L_q(\varepsilon, n_{q,\varepsilon}) = \max \left\{ \left[L_q^{ab}(\varepsilon, n_{q,\varepsilon}) - L_q^{a'b'}(\varepsilon, n_{q,\varepsilon}) \right] \right\}, \quad (22)$$

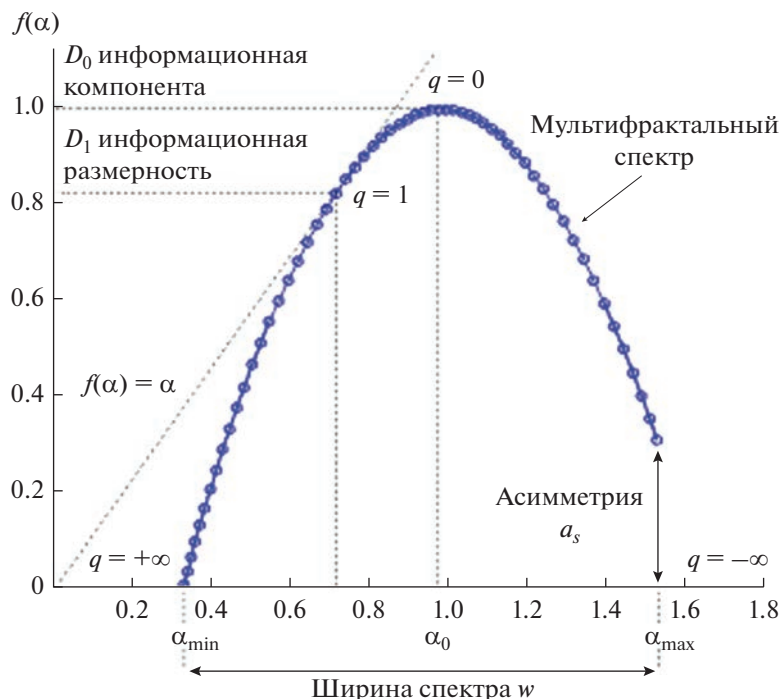


Рис. 7. Интерпретация параметров мультифрактального спектра.

где $a, b, a', b' = В, Г$ — вертикальная, горизонтальная поляризации при $a, b \neq a', b'$. Суть выражения (22) заключается в определении максимальной по модулю разности между значениями ЛММЭ на всем множестве вариантов (например, для линейного поляризационного базиса — ГГ, ГВ, ВГ, ВВ). Максимуму ЛММЭ, определенному таким образом, будет соответствовать масштаб ε , который становится “новым” масштабом для вычисления ФР известным способом по тангенсу угла наклона аппроксимированной зависимости $\Delta L_q(\varepsilon, n_{q,\varepsilon})$.

6. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данной работе выполнено исследование процесса формирования НММФС по поляриметрическим РЛИ различных диапазонов ЭМВ. В качестве примера на рис. 8 представлены фрагменты РЛИ, полученные полно-поляриметрической РСА беспилотного летательного аппарата “Мерлин-21Б” [41, 42].

Набор поляриметрических РЛИ представляет собой пять изображений, четыре из которых (см. рис. 8а–8г) получены в С-диапазоне (С1, С2, С3, С4тчк), а одно — в L-диапазоне (см. рис. 8д). Причем РЛИ С4тчк (см. рис. 8г) фактически не является текстурным, поскольку на нем только точечные отражатели.

На рис. 9 представлены мультифрактальные спектры, рассчитанные по всем поляриметрическим РЛИ (см. рис. 8). Согласно приведенной в

разд. 4 методике интерпретации результатов вычисления мультифрактальных спектров можно сделать следующие выводы.

Поляриметрические РЛИ L-диапазона обладают очень высокой степенью мультифрактальности вследствие большей, по сравнению с С-диапазоном, длины волны. Кроме того, изображения С4тчк с точечными отражателями можно охарактеризовать несложной и ненасыщенной с точки зрения мультифрактальности текстурой. Максимальное из полученных значения α_0 для изображения с точечными отражателями С4тчк свидетельствует о низкой коррелированности и наличии тонкой структуры — фактически, по причине соответствия фрагмента РЛИ однородному участку.

Отрицательные значения асимметрии всех мультифрактальных спектров объясняются наличием спекл-шума на всех исследуемых РЛИ. Достаточно близкое взаимное расположение мультифрактальных спектров ко-поляризованных (ВВ и ГГ) РЛИ и следующих за ними в сторону сужения спектра кросс-поляризованных (ВГ и ГВ) свидетельствует о меньшей степени мультифрактальности последних, что подтверждается общепринятым и очевидным объяснением — меньшей насыщенностью текстур вследствие меньшего динамического диапазона и меньших значений отношения сигнал-шум по сравнению с ко-поляризованными РЛИ. Совпадение спектров ко-поляризованных (ВВ и ГГ) РЛИ и РЛИ С4тчк свидетельствует о независимости механизмов рассеяния от поляриза-

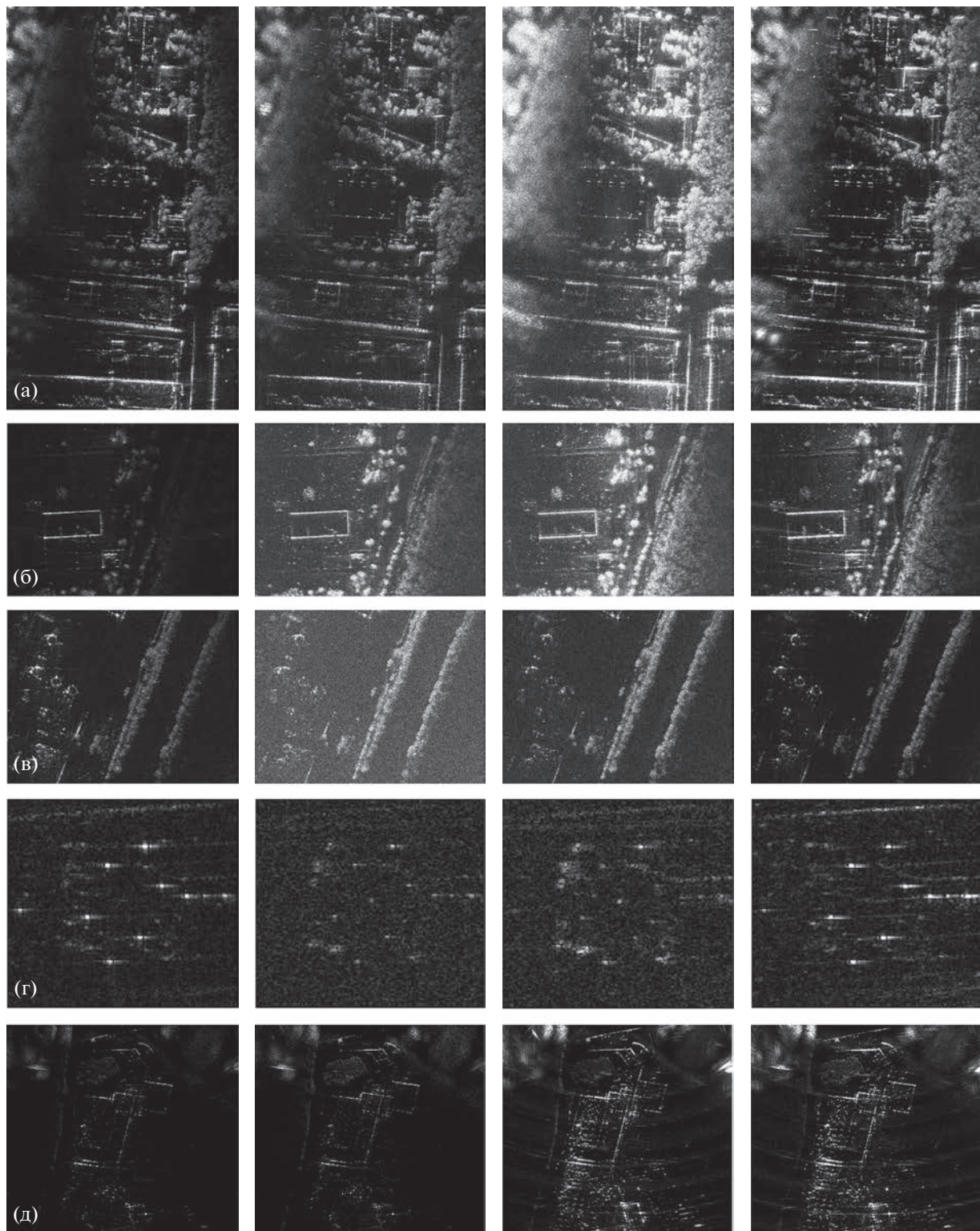


Рис. 8. Пример полно-поляриметрических РЛИ для диапазонов С1 (а), С2 (б), С3 (в), С4тчк (г) и L (д); колонки слева направо: поляризация ГГ, ГВ, ВГ, ВВ.

ции и указывает на наличие отражателей по типу линз Люнеберга. В свою очередь, отличия спектров кросс-поляризованных РЛИ (ВГ и ГВ) на

всех РЛИ свидетельствуют о присутствии механизмов многократного переотражения ЭМВ с эффектом реполяризации и могут указывать на

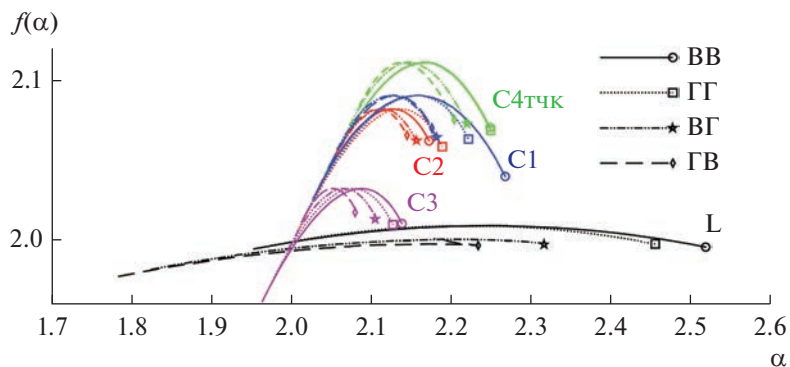


Рис. 9. Мультифрактальные спектры поляриметрических РЛИ разных диапазонов.

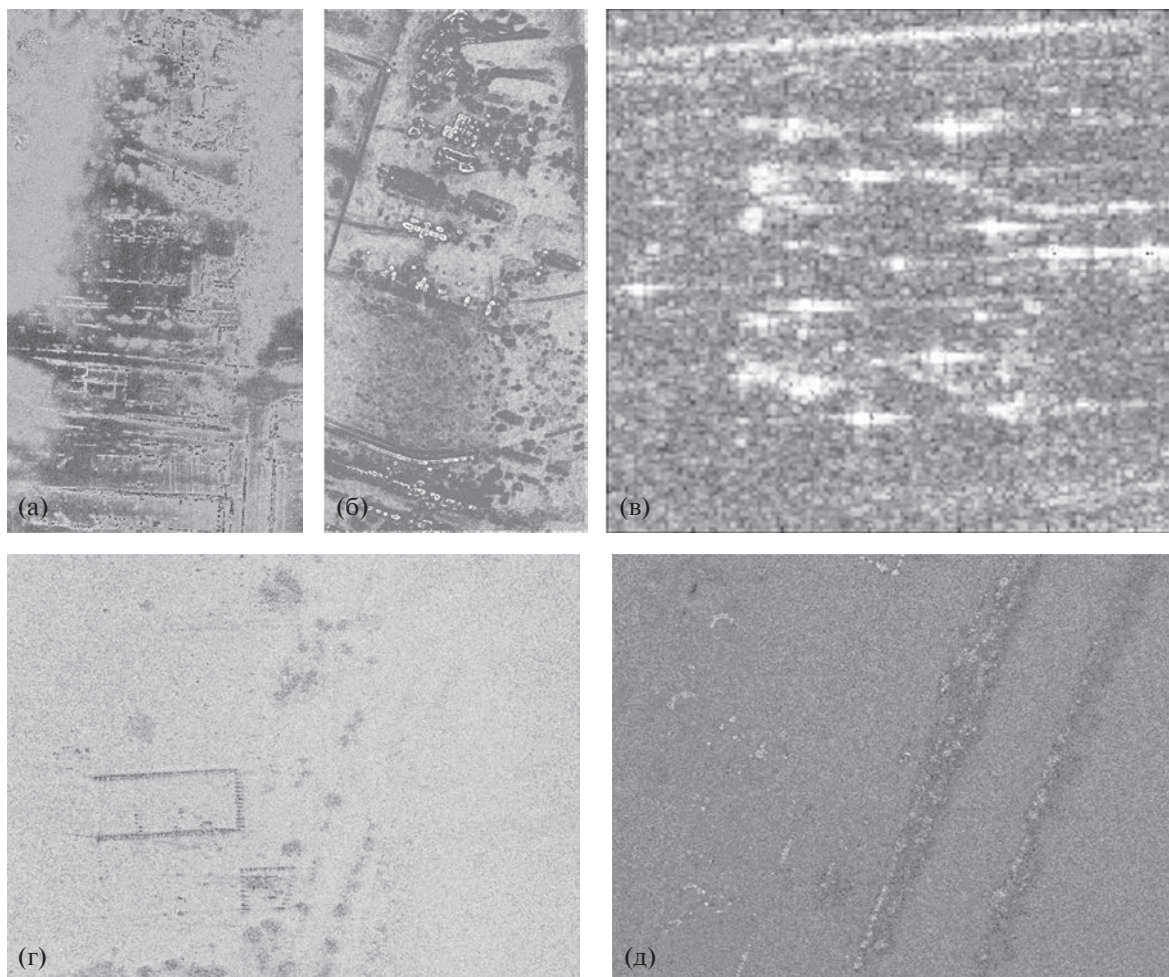


Рис. 10. Пример результатов формирования поля НММФС при $q = 1$ для фрагментов полно-поляриметрических РЛИ, представленных на рис. 8.

наличие уголкового отражателя или класса подстилающей поверхности типа “лес”.

Сформулированные выводы подтверждают возможность применения параметров мультифрактальных спектров, вычисленных с помощью метода формирования НММФС, для интерпретации поляриметрических радиолокационных данных в интересах как классификации типов под-

стилающей поверхности, так и обнаружения и распознавания объектов.

В работе также получены с помощью предложенного метода НММФС фрактальные изображения как результат текстурно-фрактальной обработки поляриметрических РЛИ (см. рис. 8), пример которых для $q = 1$ приведен на рис. 10.

Как видно из рис. 10, мультифрактальные изображения (“карты”) всех поляриметрических РЛИ являются универсальным форматом представления радиолокационных данных. Возможность выявления и параметризации текстур РЛИ с учетом их анизотропии, а также очевидное сохранение и усиление энергетических характеристик точечных отражателей на РЛИ позволяет сделать вывод о потенциально высокой степени дифференциации классов однородных участков РЛИ и радиолокационных портретов для автоматизации дальнейшего успешного решения специфических задач сегментации (классификации) подстилающей поверхности, обнаружения и распознавания наземных объектов.

Таким образом, на основе опубликованного ранее метода авторами предложен оригинальный способ формирования НММФС поляриметрических РЛИ разных диапазонов и впервые рассмотрена интерпретация полученных результатов в контексте поляризационных отличий механизмов рассеяния ЭМВ, образующих текстуру РЛИ.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Радиолокационные системы воздушной разведки, дешифрирование радиолокационных изображений / Под ред. Л.А. Школьного. М.: ВВИА, 2008.
2. Кузнецов В.А. // Телекоммуникации. 2012. № 10. С. 31.
3. Потапов А.А. Фракталы в радиофизике и радиолокации. М.: Логос, 2002; 2-е изд., 2005.
4. Профессор Александр Алексеевич Потапов. Библиографический указатель: Фракталы в действии / Под ред. Ю.В. Гуляева. М.: ЦПУ Радуга, 2019.
5. Lee J.-S., Pottier E. Polarimetric Radar Imaging: from Basics to Applications. Boca Raton: CRC Press, 2009.
6. Татаринов В.Н., Татаринов С.В., Лигтхарт Л.П. Введение в современную теорию поляризации радиолокационных сигналов. Т. 1. Поляризация плоских электромагнитных волн и её преобразование. Томск: Томский ун-т, 2012.
7. Zyl J., Kim Y. Synthetic Aperture Radar Polarimetry. Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2011.
8. Лихачев В.П., Купряшкин И.Ф., Семенов В.В. Поляриметрические и интерферометрические режимы работы РСА в условиях помех. Воронеж: ВУНЦ ВВС “ВВА”, 2014.
9. Huijnen J.R. // Electromagnetic Scattering. 1978. P. 653.
10. Krogager E., Cuzz Z.H. // Proc. 3rd Int. Workshop on Radar Polarimetry, IRESTE, Univ. Nantes, 1995. P. 106.
11. Cameron W.L., Youssef N., Leung L.K. // IEEE Trans. 1996. V. GRS-34. № 3. P. 793.
12. Freeman A., Durden S. // Proc. of SPIE. Radar Polarimetry. 1992. V. 1748. P. 213.
13. Yamaguchi Y., Moriyama T., Ishido M. // IEEE Trans. 2005. V. GRS-43. № 8. P. 1699.
14. Pauli W., Rose M.E. // Phys. Rev. 1936. V. 49. № 6. P. 462.
15. Cloude S.R. Polarisation: Applications in Remote Sensing. Oxford: Oxford Univ. Press, 2009.
16. Cloude S.R., Pottier E. // IEEE Trans. 1996. V. GRS-34. № 2. P. 498.
17. Кузнецов В.А., Потоцкий А.Н. // Успехи совр. радиоэлектроники. 2017. № 3. С. 39.
18. Потапов А.А., Кузнецов В.А., Потоцкий А.Н. // РЭ. 2021. Т. 66. № 5. С. 757.
19. Потапов А.А., Кузнецов В.А., Потоцкий А.Н. // Радиолокация. Теория и практика. М.: ЮНИТИ-ДАНА, 2023. С. 97.
20. Potapov A.A., Hao W., Shan X. Fractality of Wave Fields and Processes in Radar and Control. Guangzhou: South China Univ. Technol. Press, 2020.
21. Potapov A.A. // 2022 IEEE Conf. Antenna Measurements & Applications (IEEE CAMA). Guangzhou, 14–17 Dec. N.Y.: IEEE, 2022. Paper No. 10002640. <https://doi.org/10.1109/CAMA56352.2022.10002640>
22. Potapov A.A., German V.A. // Pattern Recognition and Image Analysis. 1998. V. 8. № 2. P. 226.
23. Potapov A.A. // Universal J. Phys. Appl. 2017. V. 11. № 1. P. 13.
24. Кузнецов В.А., Лихачев В.П., Потапов А.А. // Радиолокация, навигация, связь: Сб. тр. XXIX Междунар. науч.-техн. конф., посв. 70-летию кафедры радиофизики ВГУ. В 5 тт. Воронеж: ИД ВГУ, 2023. Т. 2. С. 283.
25. Nayak S.R., Mishra J. // Perspectives in Science. 2016. V. 8. P. 412.
26. Ivanovici M., Richard N. // IEEE Trans. 2011. V. IP-20. № 12. P. 227.
27. Nikolaidis N.S., Nikolaidis I.N., Tsouros C.C. // Appl. Math. Comput. 2011. ArXiv abs/1107.2336 (2011). P. 1.
28. Alsaidi N.M.G., Abdulaal W.J. // Eng. & Tech. J. 2015. V. 33. Pt B. № 4. P. 714.
29. Brodatz P. Textures: A Photographic Album for Artists and Designers. N.Y.: Dover Publ., 1966.
30. Martino G.D., Franceschetti G., Iodice A. et al. // 2014 IEEE Geosci. and Remote Sensing Symp. Quebec. 13–18 Jul. N.Y.: IEEE, 2014. Paper No. 6947232. <https://doi.org/10.1109/IGARSS.2014.6947232>
31. Iodice A., Natale A., Riccio D. // IEEE Trans. 2011. V. GRS-49. № 7. P. 2531.
32. Martino G. Di, Riccio D., Zinno I. // IEEE Trans. 2012. V. GRS-50. № 2. P. 630.
33. Schuler D.L., Ainsworth T.L., Krogager E. et al. // IEEE Trans. 2002. V. GRS-40. № 1. P. 30.
34. Dmitriev A.V., Chimitdorzhiev T.N., Dagurov P.N. // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2016. V. 52. № 3. P. 245.
35. Martino G.D., Iodice A., Riccio D. et al. // Proc. POLinSAR. Frascati, 28 Jan.–1 Feb. 2013. Frascati: ESA-ESRIN, 2013. P. 123.
36. Потапов А.А., Кузнецов В.А. // Радиолокация. Теория и практика. М.: ЮНИТИ-ДАНА, 2023. С. 108.
37. Потапов А.А., Кузнецов В.А., Аликулов Е.А. // РЭ. 2022. Т. 67. № 1. С. 51.
38. Потапов А.А., Кузнецов В.А., Аликулов Е.А. // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2021. Т. 24. № 3. С. 6.
39. Krzyszczyk J., Baranowski P., Zubik M. et al. // Theoret. Appl. Climatology. 2019. V. 137. P. 1811.
40. Купряшкин И.Ф., Лихачев В.П., Рязанцев Л.Б. // Журн. Радиоэлектроники. 2019. № 4. <http://jre.cplire.ru/jre/apr19/12/text.pdf>
41. Купряшкин И.Ф., Лихачев В.П., Рязанцев Л.Б. Малогабаритные многофункциональные РЛС с непрерывным частотно-модулированным излучением. М.: Радиотехника, 2020.

ПОСТРОЕНИЕ ВЕЙВЛЕТОВ НА ОСНОВЕ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫХ АТОМАРНЫХ ФУНКЦИЙ $\text{hur}_a(x)$ И ГАРМОНИЧЕСКИХ $\text{scur}_b(x)$ И $g_k(x)$

© 2023 г. В. Ф. Кравченко^a, Я. Ю. Коновалов^{b, *}

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

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

*E-mail: kon20002000@mail.ru

Поступила в редакцию 28.04.2023 г.

После доработки 28.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Исследована возможность построения вейвлетов на основе сверток с прямоугольным импульсом экспоненциальных и гармонических атомарных функций. Рассмотрены некоторые свойства экспоненциальных и гармонических атомарных функций. Вычислены значения констант неопределенности построенных вейвлетов.

DOI: 10.31857/S003384942310008X, EDN: DOZFOB

ВВЕДЕНИЕ

Вейвлеты нашли широкое применение в различных приложениях [1, 2]. Одной из широко известных конструкций вейвлетов является конструкция Мейера. В работе рассмотрена модификация вейвлетов Мейера на основе сверток финитных (с компактным носителем) функций с прямоугольным импульсом. Построены вейвлеты на основе сверток экспоненциальных $\text{hur}_a(x)$ и гармонических атомарных функций $\text{scur}_b(x)$ и $g_k(x)$ с прямоугольным импульсом. Найдены значения констант неопределенности.

1. КОНСТРУКЦИЯ ВЕЙВЛЕТОВ МЕЙЕРА И ЕЕ ОБОБЩЕНИЕ

Рассмотрим последовательность построения вейвлетов Мейера [1, 2]. На первом этапе выбирается преобразование Фурье масштабирующей функции $\hat{\phi}(\omega)$, удовлетворяющее следующим требованиям:

1) $\hat{\phi}(\omega)$ четная неотрицательная функция, с носителем $\left[-\frac{4\pi}{3}, \frac{4\pi}{3}\right]$,

2) $\hat{\phi}(\omega) \equiv 1$ на отрезке $\left[-\frac{2\pi}{3}, \frac{2\pi}{3}\right]$,

3) $\sum_{n \in \mathbb{Z}} |\hat{\phi}(\omega + 2\pi n)|^2 = 1$.

Затем строится сопряженный зеркальный фильтр

$$H_0(\omega) = \hat{\phi}(2\omega)/\hat{\phi}(\omega) = \hat{\phi}(2\omega).$$

Далее функция $H_0(\omega)$ периодически продолжается с периодом 2π для выполнения условия

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

обеспечивающего ортогональность базиса. После этого преобразование Фурье вейвлета может быть найдено в виде

$$\hat{\psi}(\omega) = \exp\left(\frac{i\omega}{2}\right) \overline{H_0\left(\frac{\omega}{2} + \pi\right)} \hat{\phi}\left(\frac{\omega}{2}\right). \quad (1)$$

Таким образом, вейвлет Мейера полностью определяется выбором $\hat{\phi}(\omega)$. При построении вейвлетов Мейера [1, 2] в качестве $\hat{\phi}(\omega)$ используются тригонометрические многочлены специального вида. Использование в качестве $\hat{\phi}(\omega)$ других функций, удовлетворяющих перечисленным выше условиям, позволяет получить новые вейвлеты, представляющие собой обобщения вейвлетов Мейера и, возможно, обладающие лучшими физическими характеристиками.

Для упрощения процедуры построения $\hat{\phi}(\omega)$ удобно ввести промежуточную функцию $\chi(\omega) = \hat{\phi}^2(\omega)$ со следующими свойствами:

1) $\chi(\omega)$ четная неотрицательная функция с носителем $\text{supp}(\chi(\omega)) = \left[-\frac{4\pi}{3}, \frac{4\pi}{3}\right]$,

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

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

В данной работе рассмотрены два подхода к построению $\chi(\omega)$. Первый, предложенный в 2008 г. [3–6] и использовавшийся в [7], предполагает выбор в качестве $\chi(\omega)$ конечной суммы сдвигов финитных функций, образующих разложение единицы, чем и обеспечивается выполнение условий 2 и 3. Значения $\chi(\omega)$ в этом случае могут быть вычислены как непосредственно, так и путем разложения $\chi(\omega)$ в ряд Фурье на отрезке $\left[-\frac{4\pi}{3}, \frac{4\pi}{3}\right]$:

$$\begin{aligned} \chi(\omega) &= \frac{3}{4\pi} \left(\pi + \sum_{k=1}^{\infty} \hat{\chi}\left(\frac{3}{4}k\right) \cos\left(\frac{3}{4}kx\right) \right) \approx \\ &\approx \frac{3}{4\pi} \left(\pi + \sum_{k=1}^K \hat{\chi}\left(\frac{3}{4}k\right) \cos\left(\frac{3}{4}kx\right) \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\hat{\chi}(\omega)$ равно спектру использованной для построения финитной функции, умноженному на сумму фазовых множителей, порожденных сдвигами в сумме.

Второй подход, состоящий в использовании в качестве $\chi(\omega)$ свертки финитных функций с прямоугольным импульсом, уже был применен в [8–10]. В этом случае $\chi(\omega)$ строится как свертка $\chi(\omega) = \Theta_0(\omega/2\pi) * g(\omega)$, где

$$\Theta_0(x) = \begin{cases} 1 & |x| < 0.5, \\ 0.5 & |x| = 0.5, \\ 0 & |x| > 0.5, \end{cases}$$

– стандартный прямоугольный импульс, а $g(x)$ – четная неотрицательная функция с носителем $\left[-\frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{3}\right]$ и интегралом, равным единице. Тогда выполнение требований, предъявляемых к $\chi(\omega)$, будет обеспечиваться свойствами свертки. Поэтому нет необходимости в том, чтобы сдвиги $g(x)$ обеспечивали разложение единицы. Для вычисления значений $\chi(\omega)$ целесообразно воспользоваться рядом (2), где $\hat{\chi}(t) = 2\pi \text{sinc}(\pi t) \hat{g}(t)$.

После того как $\chi(\omega)$ построена тем или иным способом, находим $\hat{\phi}(\omega) = \sqrt{\chi(\omega)}$. Преобразование Фурье вейвлета $\hat{\psi}(\omega)$ строится по формуле (1). Значения вейвлета $\psi(x)$ могут быть найдены с помощью интеграла Фурье

$$\begin{aligned} \psi(x) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{i\omega}{2}\right) (\hat{\phi}(\omega - 2\pi) + \\ &+ \hat{\phi}(\omega + 2\pi)) \hat{\phi}\left(\frac{\omega}{2}\right) \exp(i\omega x) d\omega. \end{aligned}$$

Если учесть четность подынтегральной функции, носители сомножителей и то, что $\hat{\phi}(\omega - 2\pi) = 1$ при $\omega \in \left[\frac{4\pi}{3}, \frac{8\pi}{3}\right]$, а $\hat{\phi}(\omega/2) = 1$ при $\omega \in \left[-\frac{4\pi}{3}, \frac{4\pi}{3}\right]$, можно получить

$$\begin{aligned} \psi(x) &= \frac{1}{\pi} \int_{\frac{2\pi}{3}}^{\frac{4\pi}{3}} \hat{\phi}(\omega - 2\pi) \cos \omega \left(x + \frac{1}{2}\right) d\omega + \\ &+ \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{4\pi}{3}}^{\frac{8\pi}{3}} \hat{\phi}\left(\frac{\omega}{2}\right) \cos \omega \left(x + \frac{1}{2}\right) d\omega. \end{aligned}$$

Для оценки качества частотно-временной локализации полученных вейвлетов найдем их константы неопределенности [1, 2]. Для $f(t)$

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

где t_f^* – центр функции $f(x)$, определяемый как

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

Отметим, что в работе [7] доказано, что при построении вейвлетов на основе первого подхода имеет место $\|\hat{\phi}(\omega)\|^2 = 2\pi$, $\|\hat{\psi}(\omega)\|^2 = 2\pi$, $\|\phi(\omega)\|^2 = 1$, $\|\psi(\omega)\|^2 = 1$, центром вейвлета $\psi(x)$ является $t_\psi^* = -1/2$, центры $\phi(x)$, $\hat{\phi}(\omega)$, $\hat{\psi}(\omega)$ находятся в нуле. В работах [8, 9] аналогичный результат получен для конструкции на основе свертки. Эти факты позволяют существенно упростить вычисление констант неопределенности. О качестве построенных вейвлетов будем судить по значениям произведений [1, 2] $\Delta_\phi \Delta_{\hat{\phi}}$ и $\Delta_\psi \Delta_{\hat{\psi}}$. Лучшим вейвлетам соответствуют меньшие значения. В качестве пороговых значений используем $\Delta_\psi \Delta_{\hat{\psi}} = 3.278$ и $\Delta_\phi \Delta_{\hat{\phi}} = 1.0115$, соответствующие вейвлету Мейера [2].

2. АТОМАРНЫЕ ФУНКЦИИ И ПОСТРОЕНИЕ ВЕЙВЛЕТОВ НА ИХ ОСНОВЕ

2.1. Полиномиальные атомарные функции

По определению [4, 11–13] атомарные функции представляют собой финитные решения функционально-дифференциальных уравнений специального вида. Простейшей атомарной функцией является $\text{up}(x)$, заданная уравнением

$$y'(x) = 2y(2x + 1) - 2y(2x - 1). \quad (3)$$

Ее преобразование Фурье представляется в виде бесконечного произведения

$$\widehat{\text{up}}(t) = \prod_{k=1}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{t}{2^k}\right). \quad (4)$$

Известно [11–13], что сумма сдвигов $\text{up}(x)$ обеспечивает разложение единицы и точное выражение многочленов. В частности,

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{up}(x - n) \equiv 1. \tag{5}$$

В [3, 4] строится вейвлет на основе суммы сдвигов атомарных функций $\text{up}(x)$

$$\chi(\omega) = \text{up}\left(\frac{3\omega}{2\pi} + 1\right) + \text{up}\left(\frac{3\omega}{2\pi}\right) + \text{up}\left(\frac{3\omega}{2\pi} - 1\right). \tag{6}$$

В [8–10] построен вейвлет на основе свертки

$$\chi(\omega) = \Theta_0\left(\frac{\omega}{2\pi}\right) * \frac{3}{\pi} \text{up}\left(\frac{3}{\pi}\omega\right) \tag{7}$$

и показано, что $\chi(\omega)$, заданные (7) и (6), совпадают и, соответственно, порождают один и тот же вейвлет.

Естественным обобщением функции $\text{up}(x)$ является семейство функций $h_a(x)$. При каждом вещественном $a > 1$ функция $h_a(x)$ является финитным решением уравнения

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

с носителем $\left[-\frac{1}{a-1}; \frac{1}{a-1}\right]$ и единичным интегралом. Спектр функции $h_a(x)$ имеет вид

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

Легко заметить, что $h_2(x) \equiv \text{up}(x)$. Аналогично (5) имеет место

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} h_a\left(x - \frac{2n}{a}\right) \equiv \frac{a}{2}.$$

В [8–10] на основе функций $h_a(x)$ при каждом $a > 1$ построен вейвлет на основе свертки

$$\chi(\omega) = \Theta_0\left(\frac{\omega}{2\pi}\right) * \frac{3}{\pi(a-1)} h_a\left(\frac{3}{\pi(a-1)}\omega\right). \tag{8}$$

Эти вейвлеты образуют непрерывное семейство, параметризованное a . Кроме того, в [8–10] установлено, что при

$$a = \frac{r+4}{r+1}, \text{ где } r \in \mathbb{Z}_+, \tag{9}$$

$\chi(\omega)$ представима в виде суммы сдвигов функции $h_a(x)$:

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

В этих случаях вейвлеты совпадают с представленными ранее в [4–6]. Таким образом, в данном случае, множество вейвлетов, построенных для a ,

заданного (9), образует счетное подсемейство в непрерывном семействе вейвлетов, построенных на основе (8).

Аналогичными свойствами обладают и многие другие атомарные функции, в том числе рассмотренные в [8–10]. Атомарные функции, обеспечивающие разложение единицы и многочленов, называются полиномиальными.

2.2. Экспоненциальные атомарные функции

Атомарные функции, суммы сдвигов которых точно выражают экспоненту, называются экспоненциальными. Рассмотрим некоторые из них.

Простейшими экспоненциальными атомарными функциями являются $\text{eup}_a(x)$ [12–14]. Они являются решениями уравнения

$$\begin{aligned} y'(x) - (\ln a)y(x) &= \\ &= \frac{2 \ln a}{a-1}(y(2x+1) - ay(2x-1)), \end{aligned} \tag{10}$$

где a – положительное вещественное число, $a \neq 1$. Все $\text{eup}_a(x)$ имеют носитель $[-1; 1]$ и единичный интеграл. Их спектр представляется формулой

$$\widehat{\text{eup}}_a(t) = \prod_{k=1}^{\infty} \frac{\text{shc}\left(\frac{\ln a - it}{2} \frac{1}{2^k}\right)}{\text{shc}\left(\frac{\ln a}{2}\right)}, \tag{11}$$

где $\text{shc}(t) = \text{sh}(t)/t$. Легко заметить, что $\text{eup}_a(x) = \text{eup}_{1/a}(-x)$.

При $a \rightarrow 1$ уравнение (10) переходит в (3), а (11) в (4), следовательно, можно определить $\text{eup}_1(x) = \text{up}(x)$.

При $a = \exp(k)$ функция $\text{eup}_a(x)$ совпадает с предложенной в [15] и далее рассматривавшейся в [16–19] функцией $\text{pe}(x)$, удовлетворяющей уравнению

$$\begin{aligned} y'(x) - ky(x) &= \frac{k}{\text{sh}\frac{k}{2}} \times \\ &\times \left(\exp\left(-\frac{k}{2}\right)y(2x+1) - \exp\left(\frac{k}{2}\right)y(2x-1) \right), \end{aligned}$$

имеющей носитель $[-1; 1]$ и спектр

$$\widehat{\text{pe}}(t) = \prod_{n=1}^{\infty} \frac{\text{shc}\left(\frac{k}{2} + it2^{-n}\right)}{\text{shc}\left(\frac{k}{2}\right)}.$$

Сумма целочисленных сдвигов $\text{eup}_a(x)$ обеспечивает точное выражение экспоненты

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} a^k \text{eup}_a(x - k) = a^x \text{eup}_a(0). \tag{12}$$

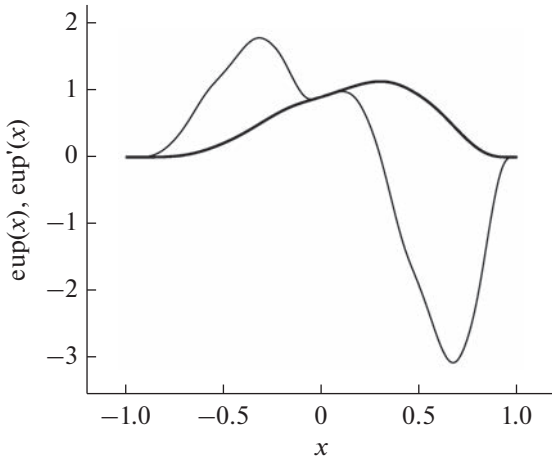


Рис. 1. Графики $eур_e(x)$ и ее производной.

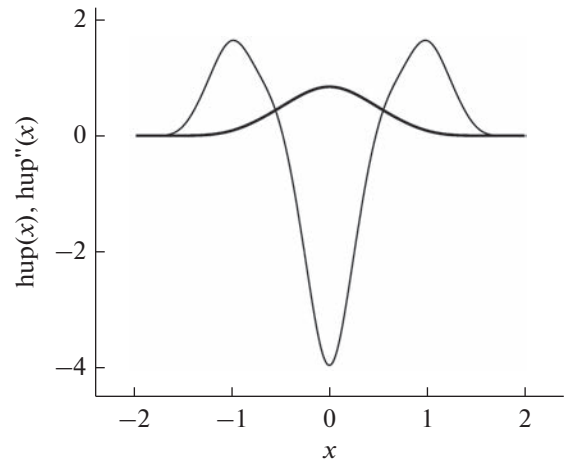


Рис. 2. Графики $hур_e(x)$ и ее второй производной.

Поскольку функция $eур_a(x)$ не является четной, она не подходит ни для того, ни для другого способа построения вейвлетов. Вид графика $eур_a(x)$ и ее производной при $a = e$ представлен на рис. 1.

Рассмотрим построенную в [12–14] на ее основе неотрицательную четную функцию

$$hур_a(x) = eур_a(x) * eур_a(-x).$$

Носителем функции $hур_a(x)$ является отрезок $[-2; 2]$. Используя свойства свертки и выражение

$$hур_a(x) = eур_a(x) * eур_{1/a}(x)$$

легко получить явный вид уравнения

$$y''(x) - (\ln^2 a)y(x) = \frac{2 \ln^2 a}{(a-1)^2} \times (ay(2x+2) - (a^2+1)y(2x) + ay(2x-2)).$$

Кроме того, $hур_a(x) = hур_{1/a}(-x)$. Спектр функции $hур_a(x)$ имеет вид

$$\widehat{hур}_a(t) = \prod_{k=0}^{\infty} \frac{a^2 + 1 - 2a \cos(t2^{-k})}{(a-1)^2 \left(1 + \frac{t^2}{2^{2k} \ln^2 a}\right)}.$$

Из (12) следует

$$\begin{aligned} \sum_{k=-\infty}^{\infty} a^k hур_a(x-k) &= \gamma a^x, \\ \sum_{k=-\infty}^{\infty} a^{-k} hур_a(a-k) &= \gamma a^{-x}, \\ \sum_{k=-\infty}^{\infty} \text{ch}(k) hур_a(a-k) &= \gamma \text{ch}(x), \\ \sum_{k=-\infty}^{\infty} \text{sh}(k) hур_a(a-k) &= \gamma \text{sh}(x), \end{aligned}$$

где $\gamma = hур_a(0) + (a + a^{-1}) hур_a(1)$. На рис. 2 представлен вид графика функции $hур_a(x)$ и ее второй производной при $a = e$.

Осуществим построение вейвлетов на основе свертки

$$\chi(\omega) = \Theta_0 \left(\frac{\omega}{2\pi} \right) * \frac{6}{\pi} hур_a \left(\frac{6\omega}{\pi} \right). \quad (13)$$

При этом спектр $\chi(\omega)$ будет иметь вид

$$\hat{\chi} = 2\pi \text{sinc}(\pi t) \widehat{hур}_a \left(\frac{\pi t}{6} \right).$$

Вычислим $\chi(\omega)$ по формуле (2) и построим вейвлеты по описанной выше схеме. На рис. 3 представлены значения констант неопределенности полученных вейвлетов (сплошная линия) при $a \in [1; 9]$. Видно, что минимум достигается при $a = 1$, далее значения увеличиваются с ростом a и при $a > 3$ превышают порог (пунктирная линия), определенный по вейвлету Мейера. Из этого можно сделать вывод, что атомарная экспоненциальная функция $hур_a(x)$ малопригодна для построения вейвлетов по предложенной в [8–10] методике.

2.3. Гармонические атомарные функции

Рассмотрим семейство атомарных функций $scур_b(x)$. Данное семейство [12, 13, 20] может быть получено формальной подстановкой $a = \exp(2i\pi b)$ в $hур_a(x)$. Тогда $scур_b(x) = hур_{\exp(2i\pi b)}(x)$ имеет носитель $[-2; 2]$ и удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \frac{y''(x)}{4\pi^2 b^2} + y(x) &= \\ = \frac{y(2x+2) - 2 \cos(2\pi b)y(2x) + y(2x-2)}{1 - \cos(2\pi b)}. \end{aligned}$$

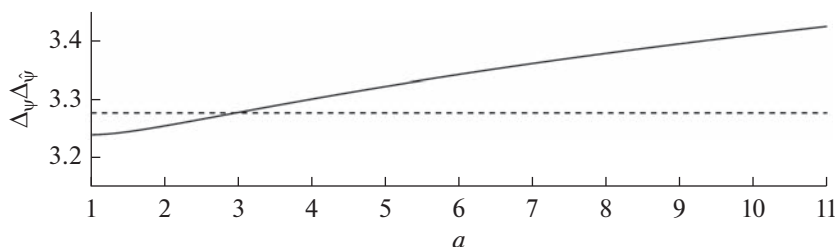


Рис. 3. Значения констант неопределенности $\Delta\psi\Delta\bar{\psi}$ для вейвлетов, построенных на основе сверток с прямоугольным импульсом экспоненциальных атомарных функций $\text{hur}_a(x)$; штриховой линией показан уровень $\Delta\psi\Delta\bar{\psi} = 3.278$, соответствующий вейвлету Мейера.

Из уравнения видно, что при целых значениях b , отличных от нуля, функция $\text{scup}_b(x)$ не определена. Если домножить правую и левую части уравнения на $1 - \cos(2\pi b)$, то при стремлении $b \rightarrow 0$, в пределе получим уравнение

$$y''(x) = 2y(2x + 2) - 4y(2x) + 2y(2x - 2),$$

определяющее атомарную функцию $\text{scup}(x) = \text{ur}(x) * \text{ur}(x)$. Кроме того, так как при $\lim_{b \rightarrow 0} a = \lim_{b \rightarrow 0} \exp(2i\pi b) = 1$, в пределе имеем $\text{scup}_0(x) = \text{hur}_1(x) = \text{scup}(x)$. Согласно [12, 13, 20] спектр $\text{scup}_b(x)$ имеет вид

$$\widehat{\text{scup}}_b(t) = \prod_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(t2^{1-k}) - \cos(2\pi b)}{(1 - \cos(2\pi b)) \left(1 - \frac{t^2}{2^{2k} \pi^2 b^2}\right)}. \quad (14)$$

Имеет место $\text{scup}_b(x) = \text{scup}_{-b}(x)$. Кроме того, из (12) следует, что сдвиги $\text{scup}_b(x)$ обеспечивают точное представление гармонических функций

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} \cos(2\pi bk) \text{scup}_b(x - k) = \gamma \cos(2\pi bx),$$

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} \sin(2\pi bk) \text{scup}_b(x - k) = \gamma \sin(2\pi bx),$$

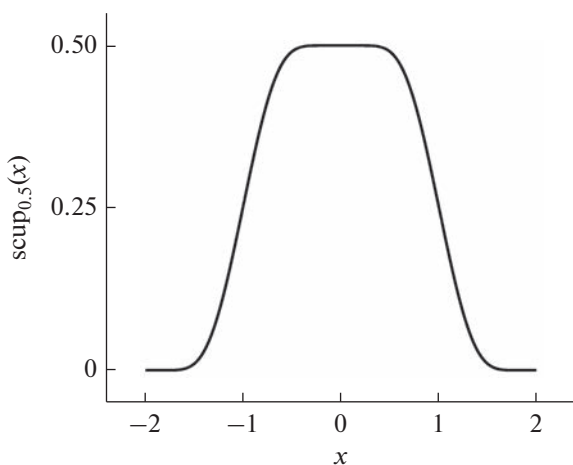


Рис. 4. График функции $\text{scup}_{0.5}(x)$.

соответственно, сами атомарные функции $\text{scup}(x)$ также можно назвать гармоническими.

В то время как $\text{hur}_a(x)$ при всех значениях a представляет собой неотрицательную колоколообразную функцию, форма графика $\text{scup}_b(x)$ значительно меняется в зависимости от b . В частности, функция может иметь корни и принимать отрицательные значения. Поскольку в дальнейшем для построения вейвлетов нам потребуются неотрицательные функции, рассмотрим вопрос, при каких значениях b будет выполняться $\text{scup}_b(x) \geq 0$.

Анализ поведения $\text{scup}_b(x)$ при произвольных значениях параметра b является трудной задачей, однако в некоторых частных случаях, когда уравнение функции приобретает специальный вид, она заметно упрощается. Сформулируем некоторые утверждения относительно свойств функции $\text{scup}_b(x)$ при определенных значениях b .

Утверждение 1. При $b = (2n + 1)/2, n \in \mathbb{Z}$, имеет место равенство

$$(2n + 1) \text{scup}_{n+0.5}(x) = \text{scup}_{0.5}((2n + 1)x + 4n) + \sum_{k=-2n+1}^{2n-1} 2 \text{scup}_{0.5}((2n + 1)x - 2k) + \text{scup}_{0.5}((2n + 1)x - 4n) + (2n - 1) \text{scup}_{n-0.5}\left(\frac{2n + 1}{2}x\right). \quad (15)$$

На рис. 4 приведен график функции $\text{scup}_{0.5}(x)$. Свойство (15) при $n = 2$ проиллюстрировано на рис. 5, видно, что $\text{scup}_{2.5}(x)$ (внешний контур рисунка) представляет собой сжатую $\text{scup}_{1.5}(x)$, поднятую на пьедестал (жирная линия), составленный из сдвигов сжатой $\text{scup}_{0.5}(x)$. Из (15) можно получить выражение $\text{scup}_{n+0.5}(x)$ непосредственно через $\text{scup}_{0.5}(x)$:

$$\text{scup}_{n+0.5}(x) = \sum_{k=-2n}^{2n} \frac{2n + 1 - |k|}{2n + 1} \text{scup}_{0.5}((2n + 1)x - 2k). \quad (16)$$

Иллюстрация (16) приведена на рис. 6, пространство под графиком функции $\text{scup}_{2.5}(x)$ заполнено масштабированными копиями $\text{scup}_{0.5}(x)$.

Следствием (16) является то, что при всех $b = 0.5 + n$, где, функция $\text{scup}_b(x)$ является неотрицательной и строго положительной на интервале $(-2; 2)$. При этом график функции приобретает форму ступенчатой пирамидки с $2n + 1$ ступенькой и максимумом $\text{scup}_{n+0.5}(0) = 0.5$.

Другим следствием данного утверждения является то, что $\text{scup}_{n+0.5}(x)$ образует разложение единицы, а именно

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} \text{scup}_{n+0.5}(x - 2k) \equiv 0.5.$$

В общем случае $\text{scup}_b(x)$ подобным свойством не обладает.

Утверждение 2. При $b = (2n + 1)/4, n \in \mathbb{Z}$, имеет место равенство

$$\text{scup}_b(x) = \sum_{k=-n}^n \text{scup}_{0.25}((2n + 1)x - 4k).$$

В этом случае график функции приобретает вид гребенки (рис. 7), состоящей из $2n + 1$ зуба. Функция является неотрицательной, но не строго положительной на внутренности своего носителя.

Численное исследование показывает, что в окрестности целых значений b функции $\text{scup}_b(x)$ демонстрируют сингулярное поведение и заведомо непригодны для построения вейвлетов. В то же время в окрестности значений $b = n + 0.5$ функции $\text{scup}_b(x)$ заведомо неотрицательны. В большинстве случаев $\text{scup}_b(x)$ перестает принимать отрицательные значения, если b отличается от ближайшего целого больше чем на $1/4$, при этом описанные выше $b = (2n + 1)/4$ служат своего рода границей между диапазонами значений параметра b , соответствующими регулярному и сингулярному поведению функций. Однако существуют участки, например $[3.25; 3.75]$ или $[7.25; 7.75]$, на которых функции принимают отрицательные значения даже при b , близких к $n + 0.5$. Поэтому выделить вокруг точек $n + 0.5$ диапазоны значений параметра b , при которых $\text{scup}_b(x)$ заведомо пригодна для построения вейвлетов, не удастся. Впрочем, это и не требуется, так как при построении вейвлетов на основе свертки

$$\chi(\omega) = \Theta_0 \left(\frac{\omega}{2\pi} \right) * \frac{6}{\pi} \text{scup}_b \left(\frac{6\omega}{\pi} \right) \quad (17)$$

минимальные значения констант неопределенности соответствуют именно значениям $b = n + 0.5$. Таким образом, целесообразно строить счетное семейство вейвлетов на основе сверток с прямо-

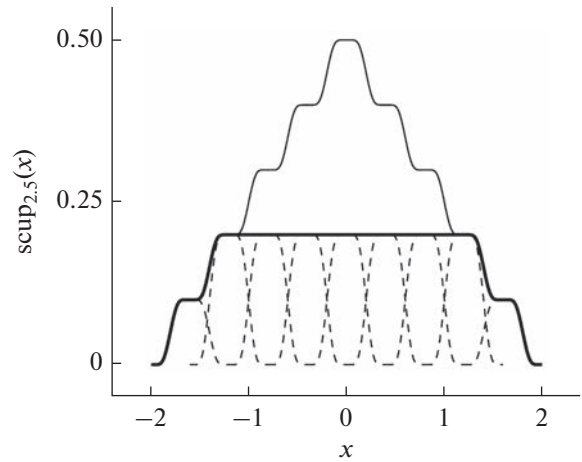


Рис. 5. Функция $\text{scup}_{2.5}(x)$ (внешний контур рисунка), выраженная формулой (15). Содержащиеся в правой части (15) масштабированные сдвиги $\text{scup}_{0.5}(x)$ показаны штриховыми линиями, их сумма – сплошной толстой линией.

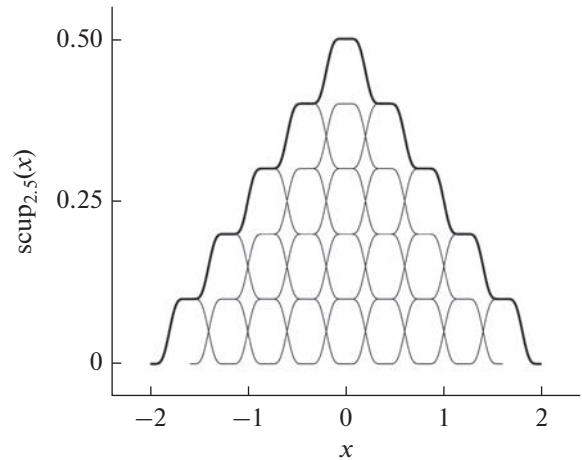


Рис. 6. Функция $\text{scup}_{2.5}(x)$ (жирная линия), представленная в виде суммы сдвигов сжатой $\text{scup}_{0.5}(x)$ (тонкие линии).

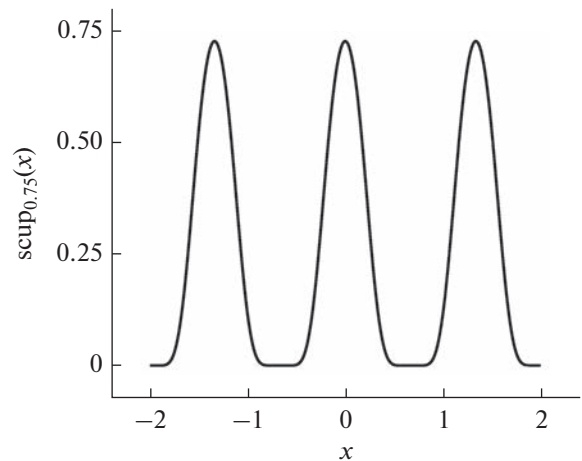


Рис. 7. График функции $\text{scup}_{0.75}(x)$.

Таблица 1. Значения констант неопределенности $\Delta_\varphi\Delta_{\hat{\varphi}}$ и $\Delta_\psi\Delta_{\hat{\psi}}$ вейвлетов, построенных на основе сверток с прямоугольным импульсом и сумм сдвигов функций $\text{scur}_{n+0.5}(x)$

| b | Суммы | | Свертки | |
|------|--|----------------------------------|--|----------------------------------|
| | $\Delta_\varphi\Delta_{\hat{\varphi}}$ | $\Delta_\psi\Delta_{\hat{\psi}}$ | $\Delta_\varphi\Delta_{\hat{\varphi}}$ | $\Delta_\psi\Delta_{\hat{\psi}}$ |
| 0.5 | 0.976058 | 3.163447 | 0.914379 | 2.963676 |
| 1.5 | 1.163484 | 3.771625 | 0.847842 | 2.748229 |
| 2.5 | 1.230965 | 3.990492 | 0.833556 | 2.701945 |
| 3.5 | 1.272473 | 4.125094 | 0.827386 | 2.681951 |
| 4.5 | 1.302355 | 4.221982 | 0.823949 | 2.670806 |
| 5.5 | 1.325636 | 4.297440 | 0.821759 | 2.663690 |
| 6.5 | 1.344664 | 4.358955 | 0.820242 | 2.658736 |
| 7.5 | 1.360729 | 4.410751 | 0.819129 | 2.655000 |
| 8.5 | 1.374612 | 4.455349 | 0.818277 | 2.652098 |
| 9.5 | 1.386825 | 4.493878 | 0.817605 | 2.649798 |
| 10.5 | 1.397716 | 4.528119 | 0.817060 | 2.647923 |
| 11.5 | 1.407539 | 4.559336 | 0.816610 | 2.646351 |
| 12.5 | 1.416479 | 4.580683 | 0.816232 | 2.644827 |
| 13.5 | 1.424675 | 4.568384 | 0.815910 | 2.642820 |
| 14.5 | 1.432232 | 4.582385 | 0.815632 | 2.641424 |
| 15.5 | 1.439191 | 4.596436 | 0.815386 | 2.640271 |
| 16.5 | 1.445812 | 4.611970 | 0.815164 | 2.639214 |
| 17.5 | 1.451935 | 4.624895 | 0.814974 | 2.638444 |
| 18.5 | 1.457696 | 4.637261 | 0.814806 | 2.637786 |
| 19.5 | 1.463125 | 4.648679 | 0.814656 | 2.637220 |

угольным импульсом функций $\text{scur}_b(x)$ при $b = n + 0.5, n \in \mathbb{N}$. Спектр $\chi(\omega)$, заданного (17), имеет вид

$$\hat{\chi} = 2\pi \text{sinc}(\pi t) \widehat{\text{scur}}_b\left(\frac{\pi t}{6}\right). \tag{18}$$

Значения констант неопределенности полученных вейвлетов приведены в табл. 1. Графики $\chi(\omega)$, заданного (17) при $b = 2.5$ и соответствующего $\hat{\varphi}(\omega)$, приведены на рис. 8.

В силу следствия утверждения 2 возможно построение вейвлетов на основе сверток с прямоугольным импульсом функций $\text{scur}_b(x)$ при $b = (2n + 1)/4, n \in \mathbb{N}$. При этом $\chi(\omega)$ и $\hat{\chi}(\omega)$ также будут иметь вид (17) и (18). Однако в этом случае значения констант неопределенности (табл. 2) оказываются заметно больше.

Отметим, что выражение (14) оказалось непригодным для построения новых вейвлетов, так как при вычислении $\chi(\omega)$ по формуле (2) с учетом

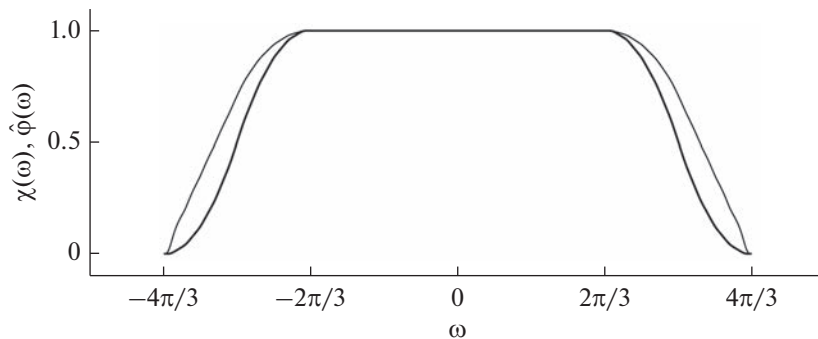


Рис. 8. Графики $\chi(\omega)$ заданного сверткой (17) при $b = 2.5$ (жирная линия) и соответствующего $\hat{\varphi}(\omega)$ (тонкая линия).

(18) требуется находить значения $\widehat{\text{scup}}_b(t)$ при t кратных $\pi/4$. При таких t и b кратных 2^{-n} произведение (14) заведомо содержит множители со знаменателями, равными нулю. Чтобы преодолеть это затруднение, выражение (14) было преобразовано к виду

$$\widehat{\text{scup}}_b(t) = \prod_{k=1}^{\infty} \frac{\text{sinc}(\pi b - t2^{-k}) \text{sinc}(\pi b + t2^{-k})}{\text{sinc}^2(\pi b)}. \quad (19)$$

При правильном задании функции $\text{sinc}(x)$ формула (19) позволяет вычислить спектр $\widehat{\text{scup}}_b(t)$ при любых t и всех допустимых значениях b .

Так как при $b = n + 0.5$ сдвиги $\text{scup}_b(x)$ образуют разложение единицы, возможно построение вейвлетов по методике [3–7]. Для этого рассмотрим сумму

$$\begin{aligned} \chi(\omega) = & \text{scup}_b\left(\frac{3\omega}{\pi} + 2\right) + \\ & + \text{scup}_b\left(\frac{3\omega}{\pi}\right) + \text{scup}_b\left(\frac{3\omega}{\pi} - 2\right). \end{aligned} \quad (20)$$

При этом спектр $\chi(\omega)$ будет иметь вид

$$\hat{\chi} = \frac{2\pi}{3} \left(1 + 2 \cos \frac{2\pi t}{3}\right) \widehat{\text{scup}}_b\left(\frac{\pi t}{3}\right).$$

Константы неопределенности полученных на основе (20) вейвлетов приведены в табл. 1. В этом случае они оказываются значительно большими чем для вейвлетов, построенных на основе свертки (17). Отметим, что аналогичная ситуация наблюдается и при построении вейвлетов на основе сумм сдвигов [3, 4] и свертки с прямоугольным импульсом [8, 9] функций $\text{ur}_m(x)$, график которых также имеет вид пирамидки. На рис. 9 представлен вид графиков $\chi(\omega)$, заданной как сумма (20) при $b = 2.5$ (жирная линия) и соответствующей $\hat{\phi}(\omega)$ (тонкая линия), а также слагаемых правой части (20) (штриховые линии).

Таблица 2. Значения констант неопределенности $\Delta_\phi \Delta_{\hat{\phi}}$ и $\Delta_\psi \Delta_{\hat{\psi}}$ вейвлетов, построенных на основе свертки с прямоугольным импульсом функций $\text{scup}_b(x)$ при $b = (2n + 1)/4$

| b | $\Delta_\phi \Delta_{\hat{\phi}}$ | $\Delta_\psi \Delta_{\hat{\psi}}$ |
|------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| 0.25 | 0.976058 | 3.163447 |
| 0.75 | 1.163484 | 3.771625 |
| 1.25 | 1.230965 | 3.990492 |
| 1.75 | 1.272473 | 4.125094 |
| 2.25 | 1.302355 | 4.221982 |
| 2.75 | 1.325636 | 4.297440 |
| 3.25 | 1.344664 | 4.358955 |
| 3.75 | 1.360729 | 4.410751 |
| 4.25 | 1.374612 | 4.455349 |
| 4.75 | 1.386825 | 4.493878 |
| 5.25 | 1.397716 | 4.528119 |
| 5.75 | 1.407539 | 4.559336 |
| 6.25 | 1.416479 | 4.580683 |
| 6.75 | 1.424675 | 4.568384 |
| 7.25 | 1.432232 | 4.582385 |
| 7.75 | 1.439191 | 4.596436 |
| 8.25 | 1.445812 | 4.611970 |
| 8.75 | 1.451935 | 4.624895 |
| 9.25 | 1.457696 | 4.637261 |
| 9.75 | 1.463125 | 4.648679 |

Рассмотрим еще одну гармоническую атомарную функцию $g_k(x)$, также введенную в [15] и далее рассматривавшуюся в [11, 21–23] и других ра-

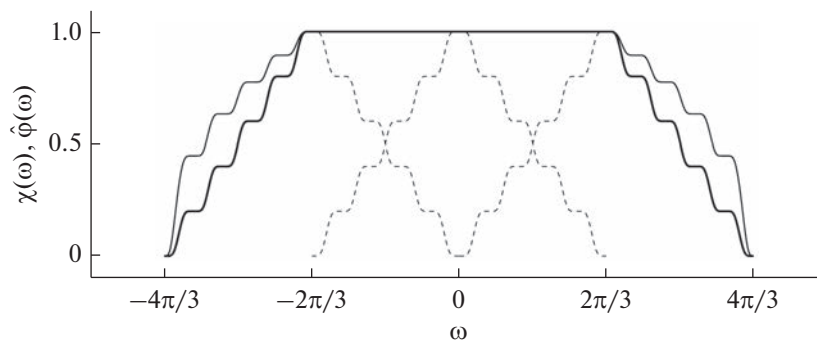


Рис. 9. Графики $\chi(\omega)$, заданного суммой (20) при $b = 2.5$ (жирная линия), соответствующего $\hat{\phi}(\omega)$ (тонкая линия) и слагаемых правой части (20) (штриховые линии).

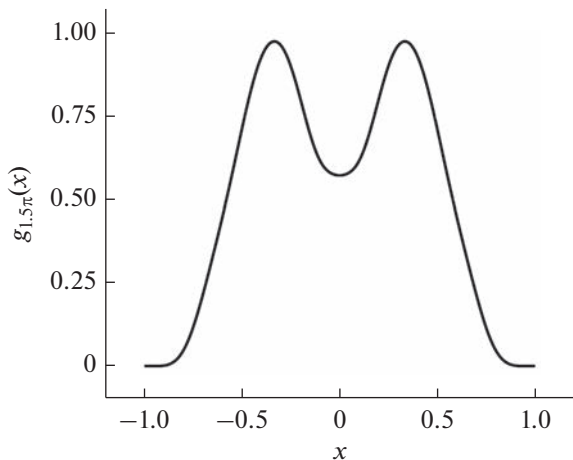


Рис. 10. График функции $g_{1,5\pi}(x)$.

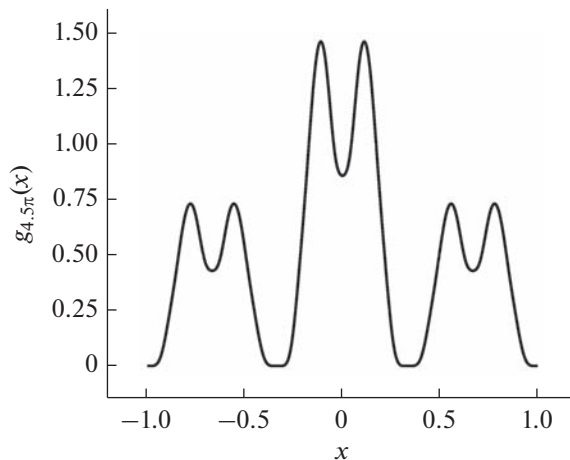


Рис. 11. График функции $g_{4,5\pi}(x)$.

ботах. По определению функция $g_k(x)$ имеет носитель $[-1; 1]$ и является решением уравнения

$$y''(x) + k^2 y(x) = ay(3x + 2) - by(3x) + ay(3x - 2), \tag{21}$$

где

$$a = \frac{3}{2} \frac{k^2}{1 - \cos \frac{2k}{3}}, \quad b = 2a \cos \frac{2k}{3}, \quad k \in \mathbb{R}.$$

Преобразование Фурье $g_k(x)$ имеет вид

$$\hat{g}_k(t) = \prod_{n=1}^{\infty} \frac{k^2 \operatorname{sinc}^2 \frac{k}{3} - \frac{t^2}{3^{2n-2}} \operatorname{sinc}^2 \frac{t}{3^n}}{\left(k^2 - \frac{t^2}{3^{2n-2}}\right) \operatorname{sinc}^2 \frac{k}{3}}. \tag{22}$$

Из вида уравнения (21) и спектра (22) ясно, что $g_k(x) = g_{-k}(x)$. Кроме того, $g_k(x)$ не определена при $k = 3\pi n$, $n \in \mathbb{Z}$. Отметим, что при $k \rightarrow 0$ выражение для спектра (22) стремится к $(\hat{h}_3(t))^2$. Следовательно, $g_0(x) = h_3(x) * h_3(x)$.

Анализ поведения функций $g_k(x)$ при произвольных значениях k является сложной задачей. На данный момент по результатам численного эксперимента удалось установить, что $g_k(x)$ неотрицательна при $k \in [0; 2\pi]$, при $k \in [4\pi; 5\pi]$, а также $k \in [13\pi; 14\pi]$. В окрестности недопустимых значений параметра $k = 3\pi n$ функция ведет себя сингулярно, принимая большие значения, как положительные, так и отрицательные. Кроме того, установлен вид графика функции в некоторых частных случаях.

Утверждение 3. При $k = \pi n$, где n — целое число не кратное 3, имеет место равенство

$$g_{\pi n}(x) = \sum_{k=1}^n g_{\pi}(nx + 2k - n - 1).$$

В этом случае функция приобретает вид гребенки с n зубьями единичной высоты.

Утверждение 4. При $k = 3^n \pi/2$, $n \in \mathbb{N}$, имеет место равенство

$$g_{3k}(x) = \frac{3}{4}(g_k(3x + 2) + 2g_k(3x) + g_k(3x - 2)). \tag{23}$$

Функция $g_{3\pi/2}(x)$ строго положительна на всем интервале $(-1; 1)$, имеет два максимума и минимум при $x = 0$. График ее напоминает стилизованное изображение сидящего кота (рис. 10). Согласно (23) графики функций $g_{3^n \pi/2}(x)$ будут представлять собой фракталоподобные конструкции, составленные из 3^{n-1} масштабированных сдвигов $g_{3\pi/2}(x)$ (рис. 11). Все $g_{3^n \pi/2}(x)$ неотрицательны на отрезке $[-1; 1]$ и равны нулю лишь в точках вида $x = -1 + 2k3^{1-n}$.

Утверждение 5. При $k = 9^n \pi/8$, $n \in \mathbb{N}$ имеет место равенство

$$g_{9k} = \frac{9}{6 + 4\sqrt{2}}(g_k(9x + 8) + \sqrt{2}g_k(9x + 6) + g_k(9x + 4) + \sqrt{2}g_k(9x + 2) + 2g_k(9x) + \sqrt{2}g_k(9x - 2) + g_k(9x - 4) + \sqrt{2}g_k(9x - 6) + g_k(9x - 8)).$$

Таблица 3. Значения констант неопределенности $\Delta_\varphi\Delta_{\hat{\varphi}}$ и $\Delta_\psi\Delta_{\hat{\psi}}$ вейвлетов, построенных на основе сверток с прямоугольным импульсом $g_k(x)$

| k | n | $\Delta_\varphi\Delta_{\hat{\varphi}}$ | $\Delta_\psi\Delta_{\hat{\psi}}$ |
|----------------|-----|--|----------------------------------|
| $k = \pi n$ | | | |
| 3.141593 | 1 | 0.890529 | 2.886410 |
| 6.283185 | 2 | 0.996370 | 3.229837 |
| 12.566371 | 4 | 1.079289 | 3.498791 |
| 15.707963 | 5 | 1.103658 | 3.577816 |
| 21.991149 | 7 | 1.139004 | 3.692409 |
| 25.132741 | 8 | 1.152640 | 3.736592 |
| 31.415927 | 10 | 1.175001 | 3.808974 |
| 34.557519 | 11 | 1.184401 | 3.839359 |
| 40.840704 | 13 | 1.200677 | 3.891886 |
| 43.982297 | 14 | 1.207820 | 3.914853 |
| 50.265482 | 16 | 1.220573 | 3.955817 |
| 53.407075 | 17 | 1.226315 | 3.971472 |
| 59.690260 | 19 | 1.236774 | 4.001813 |
| 62.831853 | 20 | 1.241564 | 4.015835 |
| $k = 3^n\pi/2$ | | | |
| 4.712389 | 1 | 0.886039 | 2.871967 |
| 14.137167 | 2 | 0.987586 | 3.201390 |
| 42.411501 | 3 | 1.070676 | 3.470241 |
| 127.234502 | 4 | 1.150047 | 3.612476 |
| 381.703507 | 5 | 1.211683 | 3.410883 |
| 1145.110522 | 6 | 1.087130 | 3.256369 |
| 3435.331567 | 7 | 1.074442 | 3.254008 |
| 10305.994700 | 8 | 1.073948 | 3.254430 |
| $k = 9^n\pi/8$ | | | |
| 3.534292 | 1 | 0.886251 | 2.872565 |
| 31.808626 | 2 | 1.107373 | 3.589714 |
| 286.277631 | 3 | 1.242809 | 3.480549 |
| 2576.498675 | 4 | 1.028716 | 3.173441 |
| 23188.488075 | 5 | 1.026485 | 3.171297 |

Будем осуществлять построение вейвлетов при значениях k , перечисленных в утверждениях 3–5, получив таким образом три счетных семейства вейвлетов.

Отметим что при вычислении $\chi(\omega)$ по формуле (2) требуется находить значения $\hat{g}_k(t)$ при $t = \pi n/4$. В случае когда $k = \pi n$ или $k = 3^n\pi/2$ при таких значениях t среди знаменателей сомножителей произведения (22) заведомо найдутся равные нулю. Поэтому для вычисления $\chi(\omega)$ необходимо преобразовать выражение (22) к виду

$$\hat{g}_k(t) = \prod_{n=1}^{\infty} \frac{\text{sinc}\left(\frac{k}{3} - \frac{t}{3^n}\right) \text{sinc}\left(\frac{k}{3} + \frac{t}{3^n}\right)}{\text{sinc}^2\left(\frac{k}{3}\right)}$$

Значения констант неопределенности найденных вейвлетов приведены в табл. 3. Видно, что константы неопределенности для вейвлетов при $k = \pi n$ растут вместе с n , быстро достигая порога. В то же время константы неопределенности вейвлетов, построенных при $k = 3^n\pi/2$ и $k = 9^n\pi/8$, возрастают, затем проходят максимум и спадают.

ВЫВОДЫ

Впервые представлены вейвлеты, построенные на основе сверток с прямоугольным импульсом экспоненциальных $\text{hur}_a(x)$ и гармонических $\text{scur}_b(x)$ и $g_k(x)$ атомарных функций. Отметим, что перечисленные функции (кроме scur_b при $b = n + 0.5, n \in \mathbb{Z}$) не подходят для построения вейвлетов по методике [3–6], так как не образуют разложения единицы. Анализ значений констант неопределенности позволяет высказать предположение о хорошей частотно-временной локализации и, соответственно, высокой эффективности некоторых из построенных вейвлетов.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новиков И.Я., Протасов В.Ю., Скопина М.А. Теория всплесков. М.: Физматлит, 2006.
2. Малла С. Вэйвлеты в обработке сигналов. М.: Мир, 2005.
3. Кравченко В.Ф., Юрин А.В. // Успехи совр. радиоэлектроники. 2008. № 5. С. 3.
4. Кравченко В.Ф., Кравченко О.В. Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в задачах физики и техники. М.: Техносфера, 2018.
5. Кравченко В.Ф., Чуриков Д.В. // Успехи совр. радиоэлектроники. 2008. № 6. С. 67.

В этом случае вид функции аналогичен предыдущему, график $g_k(x)$ при $k = 9^n\pi/8$ состоит из 9^{n-1} масштабированных сдвигов $g_{9\pi/8}(x)$.

Зададим $\chi(\omega)$ как свертку

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

При этом спектр $\chi(\omega)$ приобретает вид

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

6. *Кравченко В.Ф., Чуриков Д.В.* Цифровая обработка сигналов атомарными функциями и вейвлетами. М.: Техносфера, 2018.
7. *Kravchenko V.F., Kravchenko O.V., Kononov Y.Y., Churikov D.V.* // Proc. Int. Conf. Days on Diffraction 2015. St Petersburg, Russia, May 2015. P. 180. <https://doi.org/0.1109/DD.2015.7354856>
8. *Кравченко В.Ф., Коновалов Я.Ю.* // РЭ. 2022. Т. 67. № 8. С. 761.
9. *Kravchenko V.F., Kononov Y.Y.* // Photonics & Electromagnetics Research Symp. (PIERS). 2021. P. 204. <https://doi.org/10.1109/PIERS53385.2021.9695100>
10. *Кравченко В.Ф., Коновалов Я.Ю.* // 14-я Межд. науч.-тех. конф. “Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации”. Т. 14. Астрахань, 5–7 окт. 2021. С. 97. <https://doi.org/10.25210/armimp-2021-27>
11. *Кравченко В.Ф.* Лекции по теории атомарных функции и некоторым их приложениям. М.: Радиотехника, 2003.
12. *Зелкин Е.Г., Кравченко В.Ф., Гусевский В.И.* Конструктивные методы аппроксимации в теории антенн. М.: Сайнс-пресс, 2005.
13. *Горшков А.С.* Цифровая обработка сигналов: атомарные функции и теория чисел. М.: Машиностроение, 1994.
14. *Горшков А.С., Кравченко В.Ф., Рвачев В.Л.* // ДАН. 1994. Т. 336. № 3. С. 309.
15. *Рвачев В.А.* // Докл. АН УССР. Сер. А. 1973. № 9. С. 821.
16. *Серета Ю.Ф.* // Методы анализа динамических систем. 1978. Вып. 2. С. 11.
17. *Серета Ю.Ф.* // Методы анализа динамических систем. 1979. Вып. 3. С. 77.
18. *Серета Ю.Ф.* // Методы анализа динамических систем. 1980. Вып. 4. С. 59.
19. *Серета Ю.Ф.* // Методы анализа динамических систем. 1983. Вып. 7. С. 10.
20. *Горшков А.С., Кравченко В.Ф., Рвачев В.Л.* // ДАН. 1994. Т. 336. № 4. С. 462.
21. *Забара С.И.* // Методы анализа динамических систем. 1979. Вып. 3. С. 72.
22. *Забара С.И.* // Методы анализа динамических систем. 1979. Вып. 3. С. 84.
23. *Забара С.И.* // Методы анализа динамических систем. 1979. Вып. 3. С. 89.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.86

РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ
СФЕРИЧЕСКИХ ТОНКИХ ПЛЕНОК
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ

© 2023 г. Г. Ф. Заргано^а, *, А. В. Харланов^б

^а Южный федеральный университет,

ул. Зорге, 5, Ростов-на-Дону, 344090 Российская Федерация

^б Волгоградский государственный технический университет,
просп. им. Ленина, 28, Волгоград, 400005 Российская Федерация

*E-mail: gfgargano@sfedu.ru

Поступила в редакцию 18.11.2021 г.

После доработки 04.12.2021 г.

Принята к публикации 22.12.2021 г.

Рассмотрена возможность возбуждения акустических колебаний сферической тонкой пленки электромагнитными волнами. Дано сравнение численного и аналитического решения. Введено понятие пространственного резонанса. Показано, что важна не только частота, но и длина волны. Полученные результаты могут быть использованы для измерения параметров различных сред и в медицинских целях.

DOI: 10.31857/S0033849423080168, EDN: USKMLS

ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных направлений в современной радиоэлектронике является исследование и применение взаимодействия электромагнитных и акустических колебаний. Наиболее заметной в этой области является акустоэлектроника [1], которая рассматривает возбуждение акустических волн электрическим полем. Но это не единственный способ возбуждения акустических колебаний. Для радиофизики оказывается полезным изучение взаимодействия электромагнитных и акустических колебаний и волн.

В данной работе рассматривается вопрос влияния внешней электромагнитной волны на акустические колебания сферической тонкой пленки, заполненной вязкой жидкостью. Электромагнитная волна, падая на нее, возбуждает электромагнитные колебания. Электрическая составляющая этих колебаний действует на заряды, находящиеся у поверхности пленки, заставляя ее совершать колебания. Напряженность электрического поля при этом меняется в пространстве и времени. То есть имеют место вынужденные колебания пленки под действием переменной, пространственно распределенной силы.

Выбор сферической тонкой пленки в качестве объекта изучения обусловлен практическим интересом, так как сферическая фосфолипидная тонкая пленка является основой клеточных мембран, что позволит применять полученные результаты в

биоэлектронике, биофизике и медицинской физике – новых областях интересов радиофизики и электроники [2–4]. Существование акустических колебаний клеток уже было доказано экспериментально [5]. Эти колебания играют важную роль в функционировании клетки, в частности, препятствуют застойным явлениям в клетке, способствуют транспорту ионов через мембрану [6, 7]. Также заряды, колеблющиеся вместе с мембраной, создают переменные поля, и, регистрируя их, можно оценить состояние клетки и среды, в которой они находятся [8, 9]. В такой модели применяется ряд допущений: не рассматриваются заряды внутри клетки, так как они не оказывают влияния на акустические колебания пленки, пленка и вязкая среда считаются однородными. Представление клетки в виде однородного резонатора широко применяется в научной литературе на данном этапе развития [10–13]. К тому же полученные результаты применимы не только к клеткам, но и к искусственным фосфолипидным пленкам и любым другим тонким пленкам.

Основная сложность возбуждения акустических колебаний посредством электромагнитных волн состоит в том, что скорости их распространения различаются на несколько порядков. При возбуждении колебаний, зависящих не только от времени, но и от координат, возникает вопрос: будет ли резонанс носить только временной характер (т.е. зависеть от частоты вынуждающей силы) или будет иметь значение и пространствен-

ный фактор (распределение силы по координатам). Для наглядности рассмотрим сначала аналитически одномерную задачу. Ранее одномерная задача для первой гармоники была решена численно и экспериментально [14, 15].

1. ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ОДНОМЕРНОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Струна, закрепленная с двух сторон, натянутая вдоль оси x и способная совершать вынужденные колебания под действием внешней силы, находится в вязкой среде [16].

Решим уравнение вынужденных акустических колебаний струны в вязкой среде аналитически:

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + r \frac{\partial \xi}{\partial t} - T \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = F_{\text{ex}}(x, t), \quad (1)$$

где ξ — смещение струны из положения равновесия, ρ — линейная плотность струны, r — коэффициент сопротивления среды, T — сила натяжения струны, $F_{\text{ex}}(x, t)$ — внешняя сила, действующая со стороны электромагнитного поля на единицу длины заряженной струны, т.е. $F_{\text{ex}}(x, t) = \gamma E(x, t)$, где γ — линейная плотность заряда струны, $E(x, t)$ — напряженность электрического поля.

1.1. Гармоническое воздействие

Найдем решение для вынуждающей силы, имеющей вид стоячей волны:

$$F_{\text{ex}}(x, t) = F(x)F(t) = F_0 \sin\left(n \frac{\pi x}{l}\right) F(t), \quad (2)$$

где $F(t) = \cos(\omega t)$, F_0 — амплитуда силы, l — длина струны, ω — частота вынуждающей силы. Здесь n показывает количество полувольт вынуждающей силы, укладываемой вдоль длины струны. Решение будем искать разложением в ряд Фурье [17]. Тогда уравнение колебаний запишется в виде

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + r \frac{\partial \xi}{\partial t} - T \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \\ = F_0 \sum_{m=1}^{\infty} b_m \sin\left(m \frac{\pi x}{l}\right) \cos(\omega t), \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$b_m = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \sin(n\tau) \sin(m\tau) d\tau, \quad \tau = \frac{\pi x}{l}, \quad (4)$$

— коэффициенты разложения, m принимает целые значения. Решение в этом случае имеет вид

$$\xi(x, t) = \sum_{m=1}^{\infty} a_m \sin\left(m \frac{\pi x}{l}\right) \cos(\omega t + \alpha), \quad (5)$$

где α — начальная фаза,

$$a_m = \frac{F_0 b_m}{\sqrt{\left[(m\pi/l)^2 T - \rho\omega^2\right]^2 + (r\omega)^2}}. \quad (6)$$

— коэффициенты ряда Фурье.

Если вдоль струны укладывается целое число полувольт, то интеграл (5) не будет обращаться в 0 только при $m = n$. Тогда в ряде (4) остается одно слагаемое и амплитуда вынужденных акустических колебаний определяется выражением (6). Можно считать приближенно, что это выражение для амплитуды колебаний справедливо в интервале $(n - \Delta n, n + \Delta n)$, где $\Delta n \ll n$. Тогда будет наблюдаться локальный максимум амплитуды при равенстве нулю выражения в квадратных скобках. Так как скорость волны в струне равна $v = \sqrt{T/\rho}$, то условие максимума амплитуды запишется в виде:

$$n\pi v/l = \omega. \quad (7)$$

Собственная частота колебаний струны равна

$$\omega_0 = k_0 v = 2\pi v/\lambda_0 = \pi v/l \quad (8)$$

(вдоль струны укладывается одна полуволна), следовательно, максимум амплитуды будет наблюдаться при условии:

$$\omega = n\omega_0, \quad (9)$$

т.е. максимум будет наблюдаться тогда, когда частота вынуждающей силы будет во столько раз больше собственной частоты колебаний струны, сколько длин полувольт укладывается вдоль струны.

Была рассчитана зависимость амплитуды вынужденных колебаний струны от частоты вынуждающей силы и ее пространственного распределения (рис. 1). Для расчета использовались следующие параметры: сила натяжения струны $T = 10^3$ Н, линейная плотность струны $\rho = 10^{-2}$ кг/м, длина струны $l = 0.5$ м, коэффициент сопротивления $r = 1$ кг/м с, амплитуда вынуждающей силы $F_0 = 10^2$ Н/м. Собственная частота колебаний струны при таких параметрах равна $\omega_0 = 2 \times 10^3$ с⁻¹. Полученные результаты хорошо согласуются с численными и натурными экспериментами [15].

Видно, что максимумы амплитуды наблюдаются при соблюдении условия (9). Также это следует из анализа рис. 2 и 3.

На рис. 2 представлены зависимости амплитуды вынужденных колебаний от количества полувольт силы, укладываемых вдоль струны для трех собственных частот колебаний струны: $\omega_1 = \omega_0 = 2 \times 10^3$ с⁻¹, $\omega_3 = 2\omega_0 = 4 \times 10^3$ с⁻¹ и $\omega_4 = 3\omega_0 = 6 \times 10^3$ с⁻¹. Видно, что на резонансных частотах локальные максимумы амплитуды наблюдаются не только при выполнении условия (9), но и при

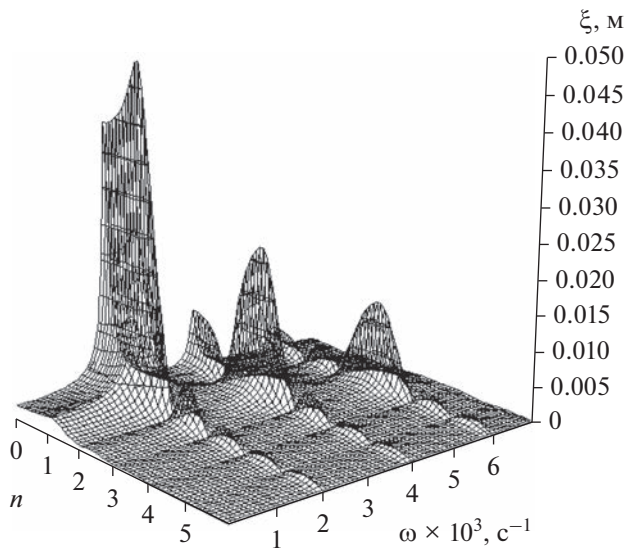


Рис. 1. Пространственно-временной резонанс.

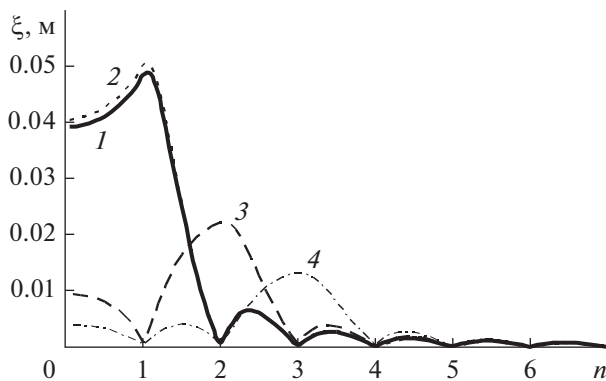


Рис. 2. Пространственный резонанс: $\omega = 2 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$, аналитическое (кривая 1) и численное решение (кривая 2); $\omega = 4 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ (кривая 3); $\omega = 6 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ (кривая 4).

нецелых значениях n . Видно, что наблюдается хорошее соответствие кривых, полученных аналитически и численно (методом Ньюмарка).

На рис. 3 представлены зависимости амплитуды колебаний струны от частоты вынуждающей силы для случаев, когда вдоль струны укладывается одна ($n = 1$), две ($n = 2$) и три ($n = 3$) полуволны вынуждающей силы. Небольшое несоответствие полученных аналитически и численно графиков вблизи собственных частот колебаний струны обусловлено тем, что аналитическое решение описывает только установившиеся колебания и, в отличие от численного решения, не описывает процесс установления колебаний.

На рис. 4 представлены частотные зависимости амплитуды колебаний при $n = 0.5$ и 2.5 . Видно, что появляются гармоники. Максимумы амплитуды

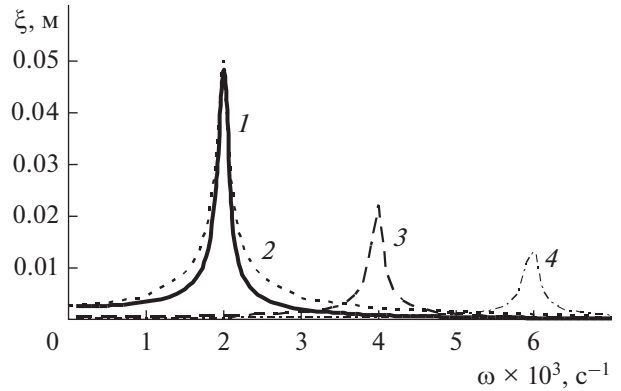


Рис. 3. Временной резонанс: $n = 1$, аналитическое (кривая 1) и численное решение (кривая 2); $n = 2$ (3), $n = 3$ (4).

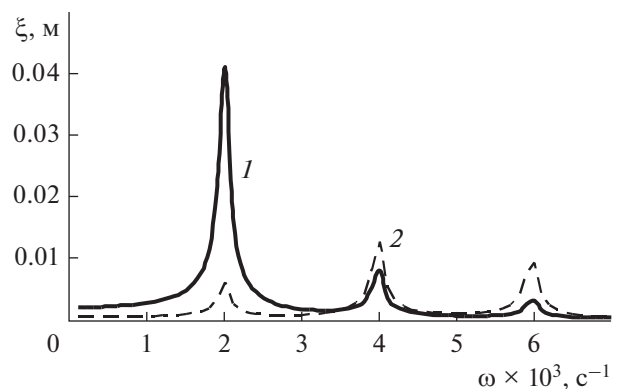


Рис. 4. Гармоники временного резонанса: $n = 0.5$ (1) и 2.5 (2).

при этом получаются меньше, чем в случае целого количества полуволн. Если частота внешней силы лежит вдали от собственных частот акустических колебаний струны, то амплитуда вынужденных колебаний будет очень мала. Это видно из рис. 1 – вдоль линий $\omega = \omega_0$, $\omega = 2\omega_0$, $\omega = 3\omega_0$ наблюдаются острые резонансные пики.

1.2. Импульсное воздействие

Решим теперь уравнение (1) при импульсном воздействии. Пусть по координате сила изменяется по закону (2), а по времени – в виде периодически следующих друг за другом импульсов, каждый из которых описывается уравнением:

$$F(t) = \begin{cases} \sin(\omega t), & 0 < t < t_1, \\ 0, & t_1 < t < T_{\text{имп}}, \end{cases} \quad (10)$$

где $t_1 = p\pi/\omega$ – длительность импульса, ω – высокочастотное заполнение импульса, $p = 1, 2, 3, \dots$, $T_{\text{имп}}$ – период следования импульсов, $\omega_{\text{имп}} = 2\pi/T_{\text{имп}}$ – циклическая частота следования импульсов, $\omega > \omega_{\text{имп}}$.

Если ввести параметр $\tau = \omega_{\text{имп}} t / 2$, то можно записать

$$F(\tau) = \begin{cases} \sin\left(\frac{2\omega}{\omega_{\text{имп}}}\tau\right), & 0 < \tau < p\frac{\omega_{\text{имп}}}{2\omega}\pi, \\ 0, & p\frac{\omega_{\text{имп}}}{2\omega}\pi < \tau < \pi, \end{cases} \quad (11)$$

а разложение функции (10) в ряд Фурье будет иметь вид

$$F(t) = \frac{c_0}{2} + \sum_{s=1}^{\infty} c_s \cos(s\tau) + \sum_{s=1}^{\infty} b_s \sin(s\tau), \quad (12)$$

где неизвестные коэффициенты разложения имеют вид

$$b_s = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} F(\tau) \sin(s\tau) d\tau = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\sin[w_{-s}(X_0 - \pi)] + \sin[w_{-s}\pi] + \sin[w_{-s}X_0]}{w_{-s}} - \frac{\sin[w_s(X_0 - \pi)] + \sin[w_s\pi] + \sin[w_sX_0]}{w_s} \right). \quad (13)$$

$$c_s = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} F(\tau) \cos(s\tau) d\tau = -\frac{1}{2\pi} \left(\frac{\cos[w_{-s}(X_0 - \pi)] - \cos[w_{-s}\pi] + \cos[w_{-s}X_0] - 1}{w_{-s}} + \frac{\cos[w_s(X_0 - \pi)] - \cos[w_s\pi] + \cos[w_sX_0] - 1}{w_s} \right). \quad (14)$$

Здесь введены обозначения $w_{-s} = \frac{2\omega}{\omega_{\text{имп}}} - s$, $w_s = \frac{2\omega}{\omega_{\text{имп}}} + s$, $X_0 = p\frac{\omega_{\text{имп}}}{2\omega}\pi$.

Решение будем искать в виде

$$\xi(x, t) = \sum_{m=1}^{\infty} a_m \sin\left(m\frac{\pi x}{l}\right) \times \left\{ \sum_{s=1}^{\infty} \left[d_s \sin\left(s\frac{\omega_{\text{имп}}}{2}t + \alpha\right) + e_s \cos\left(s\frac{\omega_{\text{имп}}}{2}t + \beta\right) \right] \right\}, \quad (15)$$

где α, β – начальные фазы, a_m, d_s, e_s – коэффициенты ряда Фурье [17].

Подставляя (2), (10) и (15) в (1) и рассматривая одинаковые тригонометрические функции, можно получить

$$\begin{aligned} & -\rho a_m \sin\left(m\frac{\pi x}{l}\right) d_s \left(s\frac{\omega_{\text{имп}}}{2}\right)^2 \sin\left(s\frac{\omega_{\text{имп}}}{2}t + \alpha\right) + \\ & + r a_m \sin\left(m\frac{\pi x}{l}\right) d_s s \frac{\omega_0}{2} \cos\left(s\frac{\omega_{\text{имп}}}{2}t + \alpha\right) + \\ & + T a_m \left(m\frac{\pi}{l}\right)^2 \sin\left(m\frac{\pi x}{l}\right) d_s \sin\left(s\frac{\omega_{\text{имп}}}{2}t + \alpha\right) = \\ & = f_0 a_m \sin\left(m\frac{\pi x}{l}\right) b_s \sin\left(s\frac{\omega_{\text{имп}}}{2}t\right), \end{aligned} \quad (16)$$

откуда можно найти коэффициент d_s при разложении (15):

$$d_s = \frac{b_s F_0}{\sqrt{\left[T\left(m\pi/l\right)^2 - \rho\left(s\omega_{\text{имп}}/2\right)^2\right]^2 + \left[rs\omega_{\text{имп}}/2\right]^2}}. \quad (17)$$

Аналогично можно найти коэффициент e_s :

$$e_s = \frac{c_s F_0}{\sqrt{\left[T\left(m\pi/l\right)^2 - \rho\left(s\omega_{\text{имп}}/2\right)^2\right]^2 + \left[rs\omega_{\text{имп}}/2\right]^2}}. \quad (18)$$

Для расчета использовались параметры струны, как и в случае предыдущего рассмотрения. Амплитуда силы $F_0 = 10^2$ Н/м, частота следования импульсов $\omega_{\text{имп}} = \omega_0 = 2 \times 10^3$ с⁻¹, высокочастотное заполнение $\omega = 10^5$ с⁻¹, $p = 1$.

На рис. 5 представлены зависимости амплитуды вынужденных колебаний от количества полуволн вдоль струны, полученные аналитически и численно. Максимум, как и при непрерывном

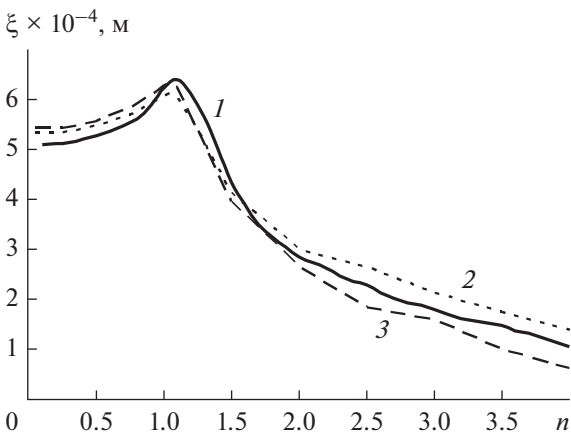


Рис. 5. Пространственный резонанс при импульсном воздействии: аналитическое решение (кривая 1), метод Ньюмарка (кривая 2), метод Вильсона (кривая 3).

воздействии, получается, когда $n = 1$, т.е. наблюдается пространственный резонанс.

Рассмотренные колебания струны вызваны стоячей волной, длина волны, частота и скорость распространения которой связаны соотношением $\lambda\omega/2\pi = v$, где $\lambda = 2l/n$. Частота колебаний, длина и скорость распространения акустической волны в струне связаны таким же соотношением. Если скорости возбуждающей волны и волны в струне равны, то при равенстве частот длины волн тоже равны, следовательно, пространственный резонанс выполняется автоматически. Если скорость возбуждающей волны больше (электромагнитная волна) возможны два случая: 1) при равенстве частот длина внешней волны будет больше длины волны системы и внешняя волна не сможет образовать стоячую волну; 2) при равенстве длин волн частота внешней силы будет больше собственной частоты струны, следовательно, амплитуда колебаний будет мала. Поэтому более выгодным может оказаться возбуждение акустических колебаний импульсным сигналом. Высокочастотная составляющая обеспечивает пространственный резонанс, частота следования импульсов обеспечивает временной резонанс. То есть ω из формулы (10) – собственная частота внешней волны (в частности, электромагнитной), соответствующая собственным электромагнитным колебаниям, ω_0 – собственная частота акустических колебаний системы.

2. ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ

Рассмотрим возбуждение электромагнитной волной акустических колебаний сферической упругой тонкой пленки [6, 16, 18, 19]. На пленку действуют квазиупругие силы (давление со стороны внутренней среды пленки и упругие силы пленки), сила вязкого сопротивления внутренней среды пленки и внешняя сила – напряженность электрического поля возбуждаемых в объеме, ограниченном пленкой электромагнитных колебаний, воздействующая на заряд на поверхности пленки (здесь и далее под силой подразумевается сила, действующая на единицу поверхности). Следовательно, вынуждающая сила, приходящаяся на единицу поверхности, имеет вид [16]

$$F_{\text{ex}}(R, \theta, \varphi, t) = \sigma_q E(R, \theta, \varphi, t) = \sigma_q E(R) P_n^m(\cos \theta) \cos(m\varphi) \exp[-i(\omega t + \alpha)], \quad (19)$$

где R – радиус пленки, σ_q – плотность заряда на поверхности пленки, $E(R)$ – амплитуда напряженности электрического поля на поверхности пленки, n, m – целые числа, α – начальная фаза внешней силы, ω – частота вынуждающей силы, $P_n^m(\cos \theta)$ – присоединенный полином Лежанд-

ра. При таком воздействии колебания пленки будут происходить по следующему закону:

$$\eta = \eta_0 P_n^m(\cos \theta) \cos(m\varphi) \exp(-i\omega t), \quad (20)$$

где η – смещение пленки от положения равновесия, η_0 – амплитуда колебаний.

Избыточное давление среды на внутренней стороне пленки выражается через потенциал скоростей:

$$p = -\rho \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \quad (21)$$

$$= i\omega \rho A j_n(kR) P_n^m(\cos \theta) \cos(m\varphi) \exp(-i\omega t),$$

где ρ – плотность среды, Ψ – потенциал скоростей, $j_n(kR)$ – сферические функции Бесселя первого рода, k – волновое число. Константу A найдем из равенства у поверхности пленки скорости внутренней среды

$$v = \frac{\partial \Psi}{\partial r} = k A j_n'(kR) P_n^m(\cos \theta) \cos(m\varphi) \exp(-i\omega t) \quad (22)$$

и скорости самой пленки

$$v = \frac{\partial \eta}{\partial t} = -i\omega \eta_0 P_n^m(\cos \theta) \cos(m\varphi) \exp(-i\omega t), \quad (23)$$

где $j_n'(kR)$ – производная функции Бесселя по аргументу. Окончательно получаем давление, действующее на пленку со стороны внутренней среды:

$$p = \frac{\omega^2 \rho j_n(kR)}{k j_n'(kR)} \eta_0 P_n^m(\cos \theta) \cos(m\varphi) \exp(-i\omega t) = \frac{\omega^2 \rho j_n(kR)}{k j_n'(kR)} \eta. \quad (24)$$

При деформации пленки в ней возникают упругие силы:

$$\Delta p = -(n-1)(n+2) \frac{T}{R^2} \eta_0 P_n^m \times \cos(m\varphi) \exp(-i\omega t) = -(n-1)(n+2) \frac{T}{R^2} \eta, \quad (25)$$

где T – натяжение пленки. Также на единицу поверхности пленки действует сила вязкого трения [18]:

$$F_{\text{res}} = -k \left(\frac{4}{3} \nu + \lambda \right) \frac{\partial \eta}{\partial t} = ik\omega \left(\frac{4}{3} \nu + \lambda \right) \eta, \quad (26)$$

где ν – коэффициент вязкости среды, λ – коэффициент трения расширения.

Таким образом, уравнение динамики будет иметь вид

$$\rho_s h \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = -\rho_s h \omega^2 \eta = \frac{\omega^2 \rho j_n(kR)}{k j_n'(kR)} \eta - (n-1)(n+2) \frac{T}{R^2} \eta + ik\omega \left(\frac{4}{3} v + \lambda \right) \eta + \sigma_q E(R) P_n^m(\cos \theta) \cos(m\varphi) \exp[-i(\omega t + \alpha)], \tag{27}$$

где ρ_s – плотность пленки, h – толщина пленки. Подставляя сюда выражение (20) и используя метод комплексных амплитуд, можно найти амплитуду вынужденных колебаний:

$$\eta_0 = \sigma_q E(R) / \sqrt{\left[\rho_s h \omega^2 + \frac{\omega^2 \rho j_n(kR)}{k j_n'(kR)} - (n-1)(n+2) \frac{T}{R^2} \right]^2 + \left[k\omega \left(\frac{4}{3} v + \lambda \right) \right]^2}. \tag{28}$$

Для расчета взяты следующие параметры пленки и среды [19–21]: $R = 10^{-5}$ м, $h = 10^{-8}$ м, $\rho = 10^3$ кг/м³, $\rho_s = 10^4$ кг/м³, фазовая скорость распространения колебаний в среде $c = \omega/k = 1450$ м/с, $T = 0.45$ Н/м, $v = 10^{-3}$ Па с, $\lambda = 10^{-3}$ Па с. Собственная частота колебаний вида $n = 2$ равна $f_2 = \omega_2/2\pi = 2.99 \times 10^5$ Гц, $n = 3$ – $f_3 = \omega_3/2\pi = 5.76 \times 10^5$ Гц, $n = 4$ – $f_4 = \omega_4/2\pi = 8.88 \times 10^5$ Гц. Во всех случаях $m = 0$.

На рис. 6 представлена максимальная амплитуда в зависимости от частоты и конфигурации силы; рисунок иллюстрирует пространственно-временной резонанс для сферической пленки, так же как рис. 1 – для струны. Видно, что пространственная зависимость амплитуды вынужденных колебаний и резонансные частоты зависят от пространственной конфигурации внешнего воздействия. Максимумы, как и в предыдущем случае, наблюдаются при условии (9). Резонансы появляются вблизи собственных частот соответствующих конфигураций распределения силы.

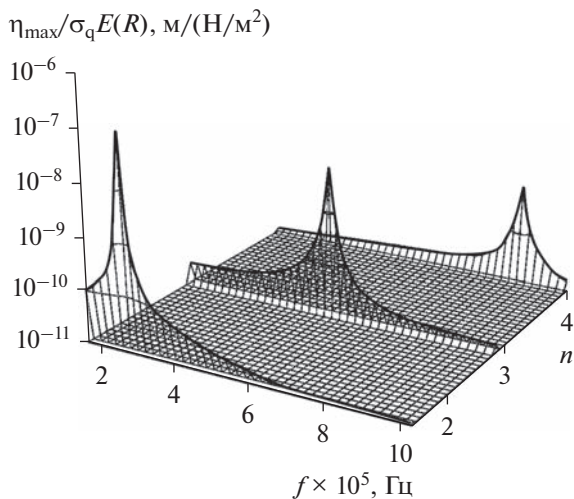


Рис. 6. Пространственно-временной резонанс для сферической пленки.

Дискретность графика связана с невозможностью плавного изменения пространственной конфигурации силы – координаты $\varphi = 0$ рад и $\varphi = 2\pi$ рад соответствуют одной точке, т.е. n может принимать только целые значения.

Представленные результаты не осуществимы в природе, так как они соответствуют одновременному равенству частот и длин волн акустических и электромагнитных колебаний тонкой пленки, а это невозможно. Поэтому для возбуждения акустических колебаний потребуется негармонический внешний сигнал, например радиоимпульс (10), рис. 7а. Результат такого воздействия показан на

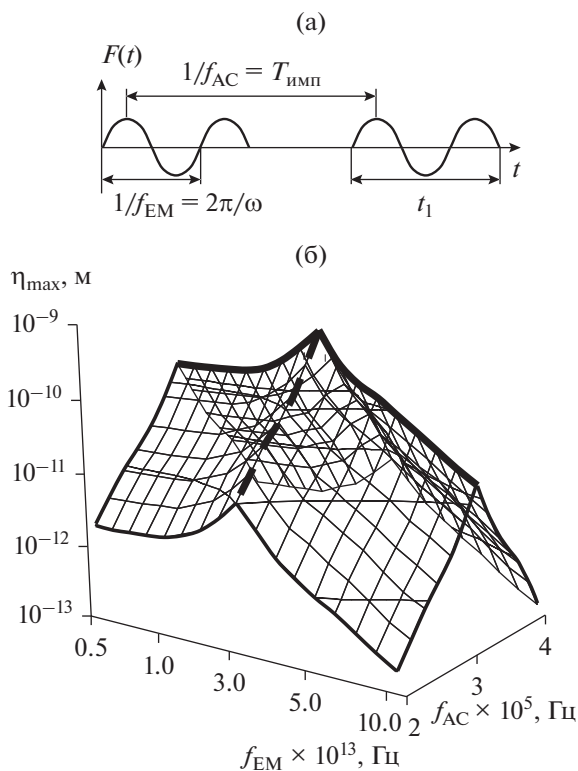


Рис. 7. Пространственно-временной резонанс для сферической пленки при импульсном воздействии: а – вид внешнего сигнала; б – максимальное смещение пленки от положения равновесия.

Таблица 1. Зависимость резонансной частоты акустических колебаний пленки ($f_{AC} \times 10^5$ Гц) от натяжения пленки T и плотности среды ρ

| T , Н/м | ρ , кг/м ³ | | | | | | | | | | |
|--------------|----------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| | 500 | 600 | 700 | 800 | 900 | 1000 | 1100 | 1200 | 1300 | 1400 | 1500 |
| 0.10 | 1.99 | 1.80 | 1.69 | 1.57 | 1.48 | 1.41 | 1.34 | 1.29 | 1.25 | 1.20 | 1.15 |
| 0.20 | 2.79 | 2.56 | 2.38 | 2.22 | 2.10 | 1.99 | 1.89 | 1.82 | 1.75 | 1.69 | 1.64 |
| 0.30 | 3.42 | 3.14 | 2.91 | 2.72 | 2.56 | 2.45 | 2.33 | 2.24 | 2.15 | 2.08 | 2.01 |
| 0.40 | 3.95 | 3.63 | 3.35 | 3.14 | 2.98 | 2.82 | 2.70 | 2.59 | 2.47 | 2.40 | 2.31 |
| 0.45 | 4.18 | 3.83 | 3.56 | 3.32 | 3.14 | 2.99 | 2.86 | 2.72 | 2.63 | 2.54 | 2.45 |
| 0.50 | 4.41 | 4.04 | 3.76 | 3.51 | 3.32 | 3.14 | 3.00 | 2.89 | 2.77 | 2.68 | 2.59 |
| 0.60 | 4.85 | 4.43 | 4.11 | 3.86 | 3.65 | 3.44 | 3.30 | 3.16 | 3.05 | 2.93 | 2.84 |
| 0.70 | 5.22 | 4.78 | 4.43 | 4.16 | 3.93 | 3.72 | 3.56 | 3.42 | 3.28 | 3.16 | 3.05 |
| 0.80 | 5.59 | 5.13 | 4.76 | 4.46 | 4.20 | 3.97 | 3.81 | 3.65 | 3.51 | 3.37 | 3.28 |
| 0.90 | 5.93 | 5.43 | 5.03 | 4.71 | 4.46 | 4.23 | 4.04 | 3.88 | 3.72 | 3.58 | 3.46 |
| 1.00 | 6.23 | 5.73 | 5.31 | 4.96 | 4.69 | 4.46 | 4.25 | 4.09 | 3.93 | 3.79 | 3.65 |

рис. 7б. Резонанс, как и в одномерном случае, зависит от двух частот: от частоты собственных акустических колебаний тонкой пленки (f_{AC} – временной резонанс) и от частоты собственных электромагнитных колебаний пленки (f_{EM} – пространственный резонанс). При интенсивности непрерывной гармонической волны порядка 10 мВт/см^2 ($E(R) = 10^2 \text{ В/м}$), амплитуда колебаний будет меньше 0.1 нм , но для коротких импульсов можно увеличивать интенсивность, не вызывая тепловых эффектов, поэтому расчеты на рис. 7б сделаны для случая $E(R) = 10^4 \text{ В/м}$. Причем любая длительность радиоимпульса t_1 будет эффективнее непрерывного сигнала [22].

В силу малости толщины пленки ее плотность не оказывает заметного влияния на частоту акустических колебаний. Вязкость жидкости влияет на амплитуду колебаний, влияние ее на частоту становится заметным только при больших значениях ($\sim 1 \text{ Па с}$). Существеннее всего частота зависит от размеров пленки – при увеличении радиуса на порядок частота уменьшается тоже на порядок. Также частота зависит от натяжения пленки и плотности среды (табл. 1): частота растет при увеличении натяжения и уменьшении плотности.

Чем меньше частоты акустических и электромагнитных колебаний отличаются друг от друга, тем они эффективнее будут взаимодействовать. Так как частота электромагнитной волны больше акустической, то, чтобы ее уменьшить, можно возбуждать электромагнитные колебания не в пленке, а в большем объеме. Так, для сферической пленки возможно возбуждение колебаний вида $n = 1$ – сила действует вдоль одного направления (соответственно, длина волны много больше пленки), а внешняя и внутренняя стороны

пленки колеблются в противофазе, не меняя своей формы.

Аналогичные результаты будут получаться и для других форм тонких пленок – плоских, сфероидальных (такую форму имеет большинство клеток), так как амплитуды электромагнитных и акустических колебаний задаются одинаковыми функциями (для сферических пленок это описывается уравнениями (19), (20), для сфероидальных – угловыми сфероидальными функциями, для плоских – синусом и косинусом) [16].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что для наблюдения резонансного возбуждения акустических колебаний сферической тонкой пленки необходимо возбуждать в ней импульсные электромагнитные колебания, где частота следования импульсов должна равняться собственной частоте акустических колебаний пленки. Таким образом, пространственно-временной резонанс, аналитически и численно обоснованный в данной работе, открывает новые возможности в применении радиоимпульсных сигналов. Полученные результаты могут применяться для комплексного измерения параметров сред, так как резонансные частоты зависят и от механических, и от электрических свойств среды. Также рассмотренный метод возбуждения колебаний применим для преобразований сигналов: электромагнитных в акустические, и последующие преобразования в электромагнитные [4]. Другая область применения пространственно-временного резонанса – медицина. Резонанс позволяет объяснить некоторые механизмы воздействия электромагнитных волн на биологические объекты (например, большой биологический эффект при

импульсном облучении, чем при непрерывном [23, 24]).

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуляев В.А. // Успехи физ. наук. 2005. Т. 175. № 8. С. 887.
2. Сутин А.М., Саллоум Х. // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63. № 1. С. 44.
3. Гуляев Ю.В., Черепенин В.А., Таранов И.В. и др. // РЭ. 2021. Т. 66. № 1. С. 82.
4. Carrara S., Iniewski K. Handbook of Bioelectronics: Directly Interfacing Electronics and Biological Systems. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2015.
5. Pelling A.E., Sehati S., Gralla E.B. et al. // Science. 2004. V. 305. № 5687. P. 1147.
6. Golant M.B. Collection of Works “Effects of Low-intensity Mm-waves Influence on Living Organisms” / Eds. by N.D. Devyatkov, O.V. Betskii. M.: IRE RAS, 1993. P. 229.
7. Shneider M.N., Pekker M. // J. Phys. Chem. Biophys. 2014. V. 4. P. 164.
8. Заргано Г.Ф., Шейн А.Г., Харланов А.В. // РЭ. 2021. Т. 66. № 11. С. 1061.
9. Cifra M., Fields J.Z., Farhadi A. // Progress in Biophysics and Molecular Biology. 2011. V. 105. № 3. P. 223.
10. Cifra M. // Biosystems. 2012. V. 109. № 3. P. 356.
11. Fleming A.H.J. // Progress in Electromagnetics Research Symp. – Spring (PIERS). St. Petersburg. 22–25 May 2017. N.Y.: IEEE, 2017. P. 3393.
12. Zinin P.V., Allen J.S. // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. P. 021910.
13. Thackston K.A., Deheyn D.D., Sievenpiper D.F. // Phys. Rev. E. 2020. V. 101. P. 062401.
14. Харланов А.В. // Биомед. технологии и радиоэлектроника. 2008. № 4. С. 24.
15. Харланов А.В., Тарлецкий А.А., Степаненко Д.И. // Биомед. радиоэлектроника. 2011. № 6. С. 27.
16. Морс Ф.М., Феибах Г. Методы теоретической физики. Т. 1, Т. 2. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
17. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1984.
18. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
19. Голант М.Б., Шашлов В.А. Применение миллиметрового излучения низкой интенсивности в биологии и медицине /Под ред. Н.Д. Девяткова. М.: ИРЭ АН СССР, 1985. С. 127.
20. Рубин А.Б. Биофизика. Т. II. Теоретическая биофизика. М.: Изд-во МГУ, 2004.
21. Hianik T. // Acta Physica Slovaca. 2006. V. 56. № 6. P. 687.
22. Kharlanov A.V. // Bioelectromagnetics. 2017. V. 38. № 8. P. 613.
23. Aldebs A.I., Zohora F.T., Nosoudi N. et al. // Bioelectromagnetics. 2020. V. 41. № 3. P. 175.
24. Cheing G.L., Li X., Huang L. et al. // Bioelectromagnetics. 2014. V. 35. № 3. P. 161.

УДК 538.9

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛЕНОК ОКСИДА ГАФНИЯ НА СТРУКТУРНЫЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР¹

© 2023 г. М. С. Афанасьев^а, Д. А. Белорусов^а, Д. А. Киселев^а, В. А. Лузанов^а, Г. В. Чучева^а, *^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

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

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Пленки оксида гафния (HfO_2) синтезированы на кремниевые подложки методом магнетронного распыления при различных технологических режимах. Представлены результаты исследований структурного состава пленок HfO_2 и электрофизических свойств гетероструктур металл–диэлектрик–полупроводник ($\text{Ni-HfO}_2\text{-Si}$) на их основе.

DOI: 10.31857/S0033849423100017, EDN: DSVUXI

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое число публикаций связано со структурными изучениями тонких сегнетоэлектрических пленок и исследованиями электрофизических свойств гетероструктур на их основе, а также совершенствованием технологий их изготовления.

Одной из причин повышенного внимания к сегнетоэлектрическим пленкам являются возможности их практического использования в элементах энергонезависимой памяти с высоким быстродействием [1–18]. Наиболее перспективным материалом для создания сегнетоэлектрической памяти является оксид гафния (HfO_2), реализованный в виде тонких пленок [19–21].

1. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Пленки HfO_2 сформированы на кремниевые подложки n -типа (100) с подслоем SiO_2 методом высокочастотного (ВЧ) магнетронного распыления керамической мишени аналогичного состава. Основные параметры напыления пленок: расстояние мишень–подложка 50 мм, диаметр распыляемой мишени 70 мм, рабочее давление в камере 3×10^{-3} Торр. Радиационный нагрев подложки во время напыления обеспечивал достаточную по-

верхностную подвижность осаждаемых частиц для формирования оксида.

Для исследований сформированы три типа структур с различными технологическими режимами получения пленок HfO_2 толщиной 200 нм. Технологические режимы получения пленок HfO_2 представлены в табл. 1.

Структура пленок исследована методом рентгеноструктурного анализа на автоматизированном двухкристальном дифрактометре ДРОН-3, работающем по схеме Брегга–Брентано. Были использованы кварцевый монохроматор и излучение CuK_{α_1} с длиной волны 0.15405 нм.

Визуализацию поверхности пленок HfO_2 проводили с помощью нанолaborатории Ntegra Prima (НТ-МДТ СИ, Россия) в полуконтактном режиме сканирования с помощью кантилеверов NSG 10 (Tipsnano, Зеленоград, Россия). Обработку полученных изображений проводили в программе анализа данных Gwyddion версия 2.60 (<http://gwyddion.net/>).

Таблица 1. Технологические режимы получения пленок HfO_2

| Номер пленки | Состав рабочей смеси, % | Подводимая к ВЧ-магнетрону мощность, Вт |
|--------------|-------------------------|---|
| 1 | Ar-100 | 100 |
| 2 | Ar-100 | 50 |
| 3 | Ar-90, O_2 -10 | 100 |

¹ Работа удостоена премии на 19-м конкурсе молодых ученых имени Ивана Анисимкина.

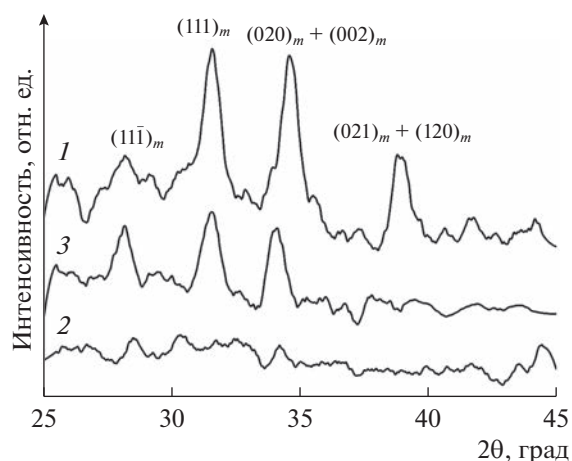


Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма пленок HfO_2 1...3.

Остаточные петли пьезоэлектрического гистерезиса получены на сканирующем зондовом микроскопе MFP-3D Stand Alone (Oxford Instruments Asylum Research, США) в режиме DART-PFM вблизи контактного резонанса системы “кантилевер—поверхность пленки”, который составлял ~ 1 МГц, после чего были скорректированы с помощью модели простого гармонического осциллятора [22, 23]. В работе использованы кантилеверы марки Asytec02 (Oxford Instruments Asylum Research, США). Время подачи импульса постоянного напряжения и время регистрации сигнала пьезоэлектрического отклика после снятия напряжения составляли 12.5 мс.

Для исследования электрофизических свойств полученных пленок HfO_2 были сформированы три структуры (1, 2, 3) металл—диэлектрик—полупроводник (МДП) $\text{Ni-HfO}_2\text{-Si}$ (см. табл. 1). Для этого на сформированную пленку HfO_2 методом электроннолучевого распыления через теньевую маску наносили электрод. Материал электрода — никель, площадь 2.7×10^{-4} см², толщина 100.0 ± 5 нм. Параметры процесса напыления: остаточное давление

Таблица 2. Статистические параметры поверхности пленок HfO_2 по данным сканирующей зондовой микроскопии

| Номер пленки | Sa , нм | Sq , нм | r , нм |
|--------------|-----------|-----------|----------|
| 1 | 2.6 | 3.2 | 57 |
| 2 | 0.8 | 2.1 | 49 |
| 3 | 4.9 | 6.5 | 100 |

в камере 10^{-4} Па, температура структуры $70 \pm 5^\circ\text{C}$, скорость напыления 2.0 ± 0.2 Å/с.

Вольт-фарадные (ВФХ) и вольт-амперные (ВАХ) характеристики МДП-структур на основе пленок HfO_2 были измерены на автоматизированной экспериментальной установке [24] с использованием прецизионного измерителя LCR (Agilent) и пикоамперметра фирмы Keithley.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Структурные исследования пленок оксида гафния

На рис. 1 представлены результаты рентгеноструктурного анализа пленок HfO_2 , выращенных при различных технологических режимах. Все дифрактограммы получены при одинаковых условиях.

У пленок HfO_2 — 1 наблюдаются пики, соответствующие моноклинной фазе HfO_2 без преимущественной ориентации. У пленок 2 наблюдается отсутствие явно видимых пиков, что свидетельствует об их аморфной фазе, а у пленок 3 — уширение и уменьшение интенсивности пиков, что свидетельствует о более мелкокристаллической фазе.

2.2. Исследования пленок HfO_2 методами сканирующей зондовой микроскопии

На рис. 2 изображены поверхности исследуемых пленок HfO_2 , полученные на сканирующем зондовом микроскопе. В табл. 2 представлены значения средней Sa и среднеквадратичной Sq шероховатости поверхности исследуемых пленок, а также среднего радиуса зерен r , рассчитанного по методике, описанной в [25]. Статистический анализ показал, что наиболее “гладкая” поверхность характерна для пленки, синтезированной при мощности ВЧ-магнетрона равной 50 Вт, при этом, как видно из рис. 2б, она сильно неоднородна и состоит из кристаллитов различного диаметра, от 30 до 160 нм. Для сравнения, пленка HfO_2 ($Ag = 100$, $P = 100$ Вт) имеет наиболее однородную зеренную структуру из всех исследованных пленок. Наибольшие значения шероховатости поверхности и размера зерен (кристаллитов) свойственны для пленки HfO_2 , полученной при $Ag/O_2 = 90/10$ и $P = 100$ Вт.

На рис. 3 представлены остаточные петли гистерезиса: зависимость амплитуды сигнала пьезоотклика и фазы пьезоотклика от величины и направления постоянного напряжения.

В режиме спектроскопии переключения поляризации получены остаточные петли пьезоэлектрического гистерезиса (см. рис. 3), которые подтверждают переключение поляризации в наномасштабной области (смена фазы сигнала пьезоотклика на 180° при -30 и $+30$ В). Из полученных зависимостей

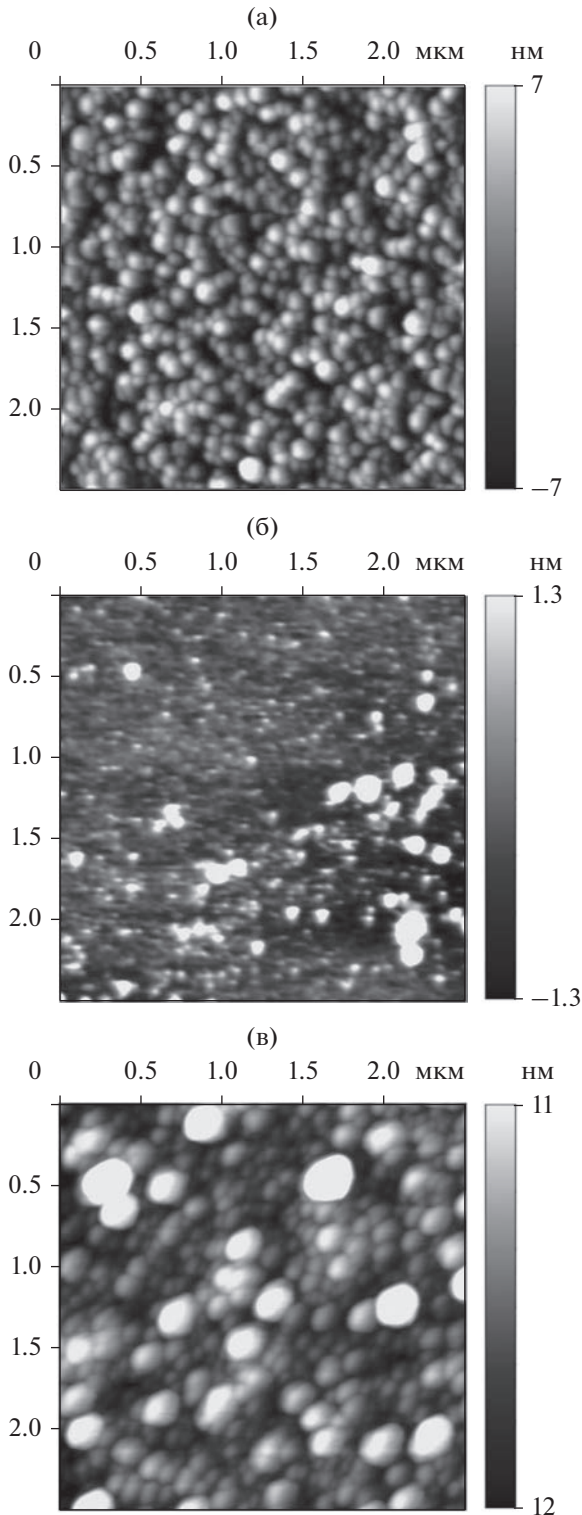


Рис. 2. Изображения поверхности пленок HfO₂ 1 (а), 2 (б) и 3 (в).

рассчитаны следующие параметры (табл. 3): V_{C+} и V_{C-} – напряжение переключения при положительном и отрицательном напряжении (сигнал амплитуды пьезоотклика имеет минимальные значе-

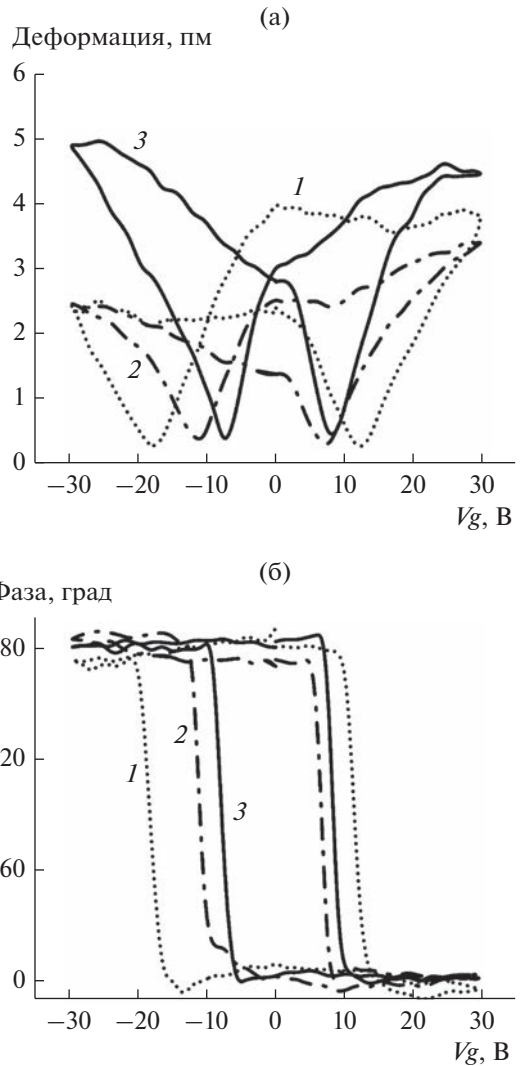


Рис. 3. Зависимость амплитуды (а) и фазы сигнала пьезоотклика (б) от постоянного напряжения для образцов 1...3.

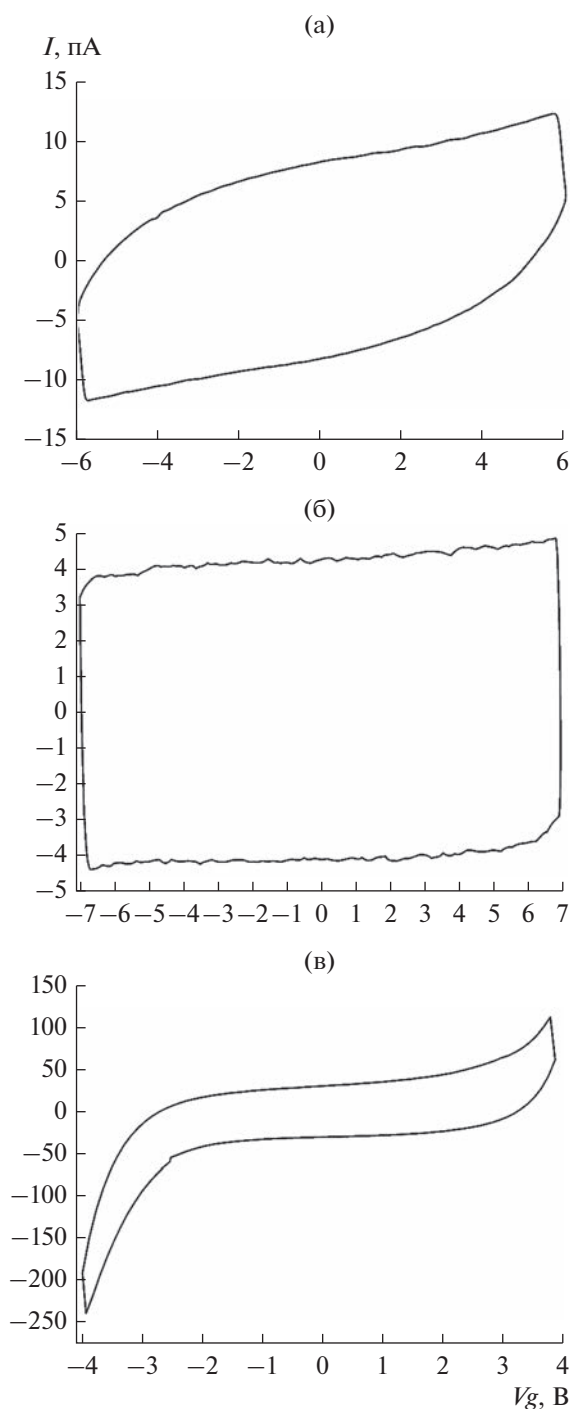
ния) – эти значения описывают смещение петли гистерезиса по оси абсцисс; $Ampl_{+30В}$, $Ampl_{-30В}$, $Ampl_{0В+}$ и $Ampl_{0В-}$ – величина сигнала пьезоотклика при максимальном и минимальном напряжении, а также при нулевом значении напряжения – эти параметры характеризуют смещение петель гистерезиса по оси ординат. Из представленных зависимостей видно, что наиболее ассиметричная петля свойственна пленке HfO₂ 1 ($Ar = 100$, $P = 100$ Вт) (см. рис. 3).

2.3. Электрофизические свойства МДП-структур

На рис. 4 приведены динамические ВАХ МДП-структур, измеренные при комнатной температуре при одинаковой скорости полевой раз-

Таблица 3. Параметры пленок HfO_2 , рассчитанные из петель пьезоэлектрического гистерезиса

| Номер пленки | V_{C+} , В | V_{C-} , В | $\text{Ampl}_{+30\text{В}}$, пм | $\text{Ampl}_{-30\text{В}}$, пм | $\text{Ampl}_{0\text{В}+}$, пм | $\text{Ampl}_{0\text{В}-}$, пм |
|--------------|--------------|--------------|----------------------------------|----------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| 1 | 12 | -18 | 3.8 | 2.5 | 4.0 | 2.3 |
| 2 | 7.5 | -10.5 | 3.4 | 2.6 | 2.5 | 1.3 |
| 3 | 7.5 | -7.5 | 4.4 | 4.9 | 3 | 2.8 |

**Рис. 4.** Динамическая ВАХ МДП-структур 1 (а), 2 (б) и 3 (в).

вертки 60 мВ/с в диапазоне напряжений V_g от -6 до 6 В, от -7 до 7 В, и от -4 до 4 В для структур 1...3 соответственно.

Как видно из рис. 4, технологические условия получения пленок сильно влияют на токи утечки. Наибольшим током утечки 82.5 пА при $V_g = +4$ В и -215.5 пА при $V_g = -4$ В обладает структура 3, а наименьшим, менее 1 пА, во всем диапазоне измерений – структура 2.

На рис. 5 приведены ВФХ МДП-структур, измеренные при комнатной температуре на частоте 100 кГц. Зависимости емкости структур от напряжения смещения имеют форму петли гистерезиса. В зависимости от технологических условий получения пленок HfO_2 ширина петли гистерезиса составляет для образцов 1...3 соответственно 7, 0.6 и 0.8 В, значение максимальной емкости $C_{\text{max}} = 25.6$, 56.7 и 40.6 пФ, а коэффициент переключения – 4.8, 9.5 и 7.7.

На рис. 6 представлены измеренные при комнатной температуре частотные зависимости емкости C и тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg}\delta$) структур. Измерения проведены при напряжениях $+8$, $+7$ и $+4$ В, соответствующих максимальной емкости ВФХ образцов 1...3.

Для всех структур характерен спад емкости в диапазоне частот 10...1 МГц. Наибольшее падение наблюдается у образца 3 – от 50 до 35 пФ. Вид кривых тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$ практически идентичен для структур 1 и 3, а именно: в диапазоне частот 300...500 кГц значение $\text{tg}\delta$ уменьшается, выше 500 кГц наблюдается незначительный рост. У образца 2 во всем диапазоне частот значение $\text{tg}\delta$ растет.

На рис. 7 представлены температурные зависимости максимальной C_{max} и минимальной C_{min} емкостей МДП-структур. Измерения проведены в диапазоне температур от 20 до 120°C на частоте 1 МГц.

Для всех образцов емкость C_{max} с увеличением температуры практически не изменяется, а емкость C_{min} незначительно растет. Таким образом, для всех МДП-структур с ростом температуры свойственно уменьшение коэффициента переключения.

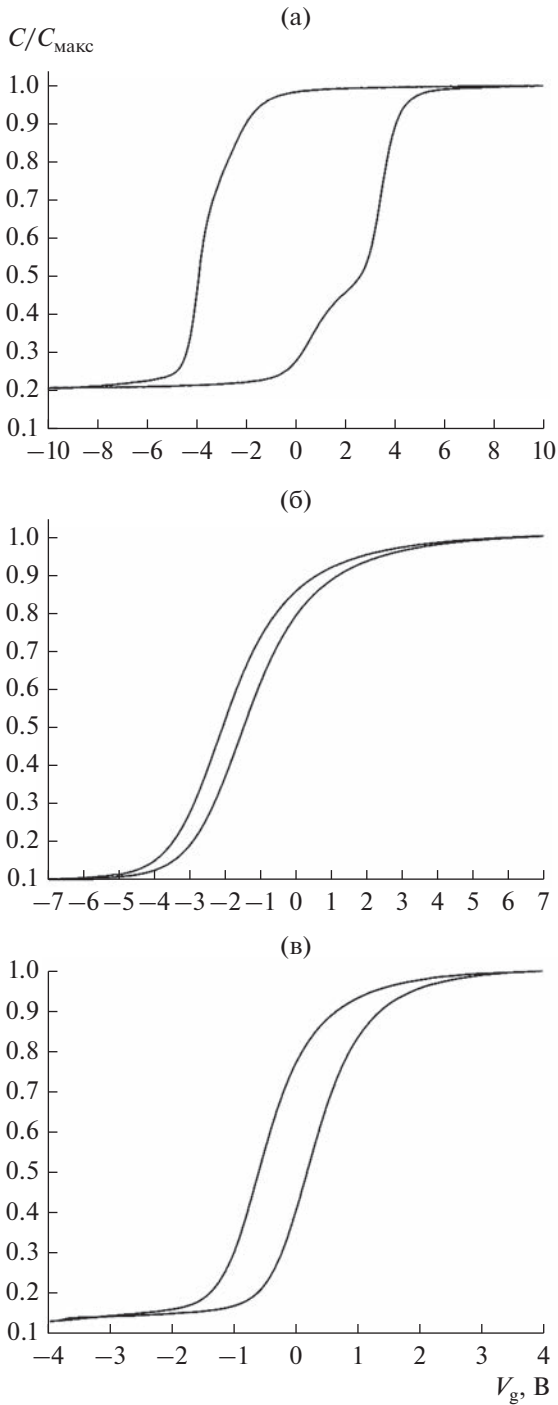


Рис. 5. ВФХ МДП-структур 1 (а), 2 (б) и 3 (в), измеренные при комнатной температуре на частоте 100 кГц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рентгеноструктурные измерения демонстрируют, что у пленок, выращенных при подводимой мощности к ВЧ-магнетрону 100 Вт, наблюдается наличие пиков, присущих моноклинной фазе HfO_2 .

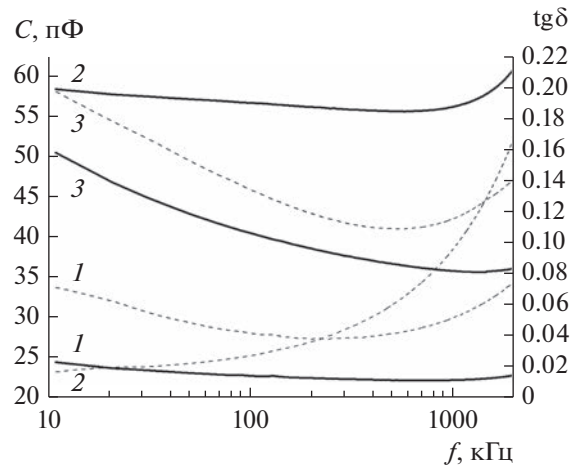


Рис. 6. Зависимость емкости (сплошные линии) и тангенса угла диэлектрических потерь (штриховые линии) МДП-структур от частоты для структур 1...3.

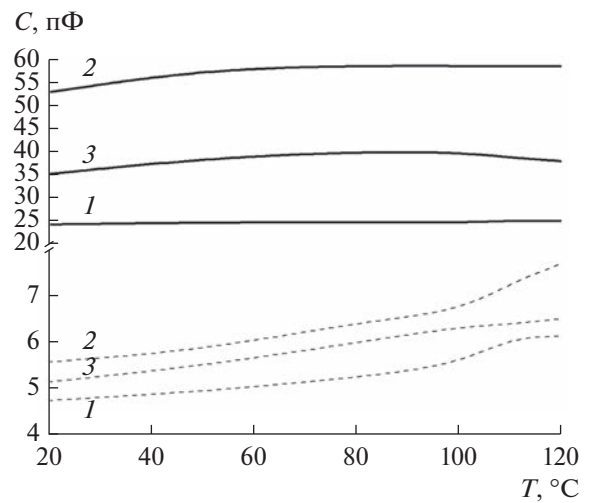


Рис. 7. Зависимость C_{max} (сплошные линии) и C_{min} (штриховые линии) МДП-структур от температуры для структур 1...3.

Добавление кислорода к аргону в процессе синтеза приводит к уширению рентгеновских пиков, что свидетельствует о более мелкокристаллической фазе пленок HfO_2 .

Методами сканирующей зондовой микроскопии установлено наличие зеренной структуры на поверхности пленок, при этом латеральный размер кристаллитов зависит от условий синтеза, что напрямую связано со значениями среднеквадратичной шероховатостью поверхности.

Исследования пленок методом силовой микроскопии пьезоотклика показали, что наибольшим сигналом электромеханического отклика и

наименьшим значением напряжения переключения обладает пленка HfO_2 с добавлением кислорода к аргону в процессе синтеза.

Электрофизические измерения указывают, что МДП-структуры на основе пленок HfO_2 обладают сегнетоэлектрическими свойствами. Установлено, что технологические условия получения пленок HfO_2 влияют как на значения максимальной емкости и коэффициента переключения, так и на форму петель гистерезиса МДП-структур.

Проведенные температурные исследования МДП-структур показали, что структуры достаточно термостабильны.

Таким образом, из полученных результатов, можно сделать следующие выводы.

1. Уменьшение подводимой мощности к ВЧ-магнетрону приводит к образованию более аморфной пленки. Тем самым ухудшаются сегнетоэлектрические свойства образцов. Однако пленки, полученные при меньшей мощности ВЧ-магнетрона, обладают наибольшим коэффициентом переключения, что можно связать с уменьшением суммарного положительного заряда на границе раздела HfO_2/Si . Исходя из этого, можно утверждать, что данные пленки наиболее применимы в качестве диэлектрика с высокой диэлектрической проницаемостью.

2. МДП-структура **1**, хоть и демонстрирует максимально широкую среди исследованных образцов петлю гистерезиса, а соответственно, и лучшие сегнетоэлектрические свойства, однако обладает достаточно большими коэрцитивными полями и наименьшим коэффициентом переключения. Последние обстоятельства препятствуют ее применению в устройствах памяти. Однако на базе этих пленок можно формировать наноразмерные сегнетоэлектрические конденсаторы, свойства которых сохраняются в большом диапазоне температур.

3. Добавление кислорода в состав рабочего газа приводит к уменьшению размеров кристаллитов в пленке. У образцов, полученных в этих условиях, минимальные из трех исследованных коэрцитивные поля и максимальное значение крутизны ВФХ, что обуславливает достижение достаточной ширины окна памяти при меньших напряжениях. Иными словами, у данной пленки, по сравнению с другими исследованными, наилучшие свойства для применения в качестве сегнетоэлектрической памяти.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-49-10014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang Y., Chen W.-J., Wang B., Zheng Yu. // *Materials*. 2014. V. 7. P. 6377. <https://doi.org/10.3390/ma7096377>
2. Khosla R., Sharma S.K. // *ACS Appl. Electronic Mater.* 2021. V. 3. № 7. P. 2862. <https://doi.org/10.1021/acsaelm.0c00851>
3. Chou Ch.-P., Lin Y.-X., Huang Y.-K. et al. // *ACS Appl. Mater. & Interfaces*. 2020. V. 12. № 1. P. 1014. <https://doi.org/10.1021/acsaami.9b16231>
4. Воротилов К.А., Мухомтов В.М., Сизов А.С. Интегрированные сегнетоэлектрические устройства. М.: Энергоатомиздат, 2011.
5. Yuan G., Wang Ch., Tang W. et al. // *Acta Physica Sinica*. 2023. Article ASAP. <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222221>
6. Setter N., Damjanovic D., Eng L. et al. // *J. Appl. Phys.* 2006. V. 100. P. 051606. <https://doi.org/10.1063/1.2336999>
7. Scott J.F. // *Science*. 2007. V. 315. № 5814. P. 954. <https://doi.org/10.1126/science.1129564>
8. Ihlefeld J.F., Jaszewski S.T., Fields S.S. // *Appl. Phys. Lett.* 2022. V. 121. № 24. P. 240502. <https://doi.org/10.1063/5.0129546>
9. Fujimoto K., Sato Y., Fuchikami Y. et al. // *J. Amer. Ceramic Soc.* 2022. V. 105. № 4. P. 2823. <https://doi.org/10.1111/jace.18242>
10. Hsain H.A., Lee Y., Materano M. et al. // *J. Vacuum Science & Technol. A*. 2022. V. 40. № 1. P. 010803. <https://doi.org/10.1116/6.0001317>
11. Chouprik A., Negrov D., Tsybmal E.Y., Zenkevich A. // *Nanoscale*. 2021. V. 13. № 27. P. 11635. <https://doi.org/10.1039/D1NR01260F>
12. Lee D.H., Lee Y., Yang K. et al. // *Appl. Phys. Rev.* 2021. V. 8. № 2. P. 021312. <https://doi.org/10.1063/5.0047977>
13. Nukala P., Ahmadi M., Wei Y. et al. // *Science*. 2021. V. 372. № 6542. P. 630. <https://doi.org/10.1126/science.abf3789>
14. Jiang P., Luo Q., Xu X. et al. // *Advanced Electronic Mater.* 2021. V. 7. № 1. P. 2000728. <https://doi.org/10.1002/aelm.202000728>
15. Aldrigo M., Dragoman M., Iordanescu S. et al. // *Nanomaterials*. 2020. V. 10. № 10. P. 2057. <https://doi.org/10.3390/nano10102057>
16. Lomenzo P.D., Jachalke S., Stoecker H. et al. // *Nano Energy*. 2020. V. 74. P. 104733. <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2020.104733>
17. Quan Zh., Wang M., Zhang X. et al. // *AIP Advances*. 2020. V. 10. № 8. P. 085024. <https://doi.org/10.1063/5.0013511>

18. *Zhang Y., Yang Q., Tao L. et al.* // *Phys. Rev. Appl.* 2020. V. 14. № 1. P. 014068.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.14.014068>
19. *Schenk T., Pešić M., Slesazeck S. et al.* // *Reports on Progress in Physics*. 2020. V. 83. № 8. P. 086501.
<https://doi.org/10.1088/1361-6633/ab8f86>
20. *Locatelli N., Diez L.H., Mikolajick T.* *Memristive Devices for Brain-Inspired Computing*. Cambridge: Woodhead Publ., 2020. P. 97.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-08-102782-0.00004-6>
21. *Черникова А.Г., Красников Г.Я., Горнев Е.С. и др.* // *Наноиндустрия*. 2018. № 8. С. 281.
<https://doi.org/10.22184/1993-8578.2018.82.281>
22. *Gannepalli A., Yablon D.G., Tsou A.H., Proksch R.* // *Nanotechnology*. 2013. V. 24. P. 159501.
<https://doi.org/10.1088/0957-4484/24/15/159501>
23. *Bian J., Xue P., Zhu R. et al.* // *Appl. Mater. Today*. 2020. V. 21. P. 100789.
<https://doi.org/10.1016/j.apmt.2020.100789>
24. *Гольдман Е.И., Ждан А.Г., Чучева Г.В.* // *ПТЭ*. 1997. № 6. С. 110.
25. *Афанасьев М.С., Киселев Д.А., Левашов С.А. и др.* // *ФТТ*. 2019. Т. 61. № 10. С. 1948.
<https://doi.org/10.21883/ФТТ.2019.10.48275.463>

УДК 621.373.826

ВЛИЯНИЕ ИСХОДНОГО СЫРЬЯ НА СВОЙСТВА КЕРАМИКИ LuAG:Cr^{4+1} © 2023 г. К. В. Лопухин^а, *, В. В. Балашов^а, С. М. Козлова^а,
А. Ю. Канаев^б, А. А. Ефимов^с, П. П. Файков^с^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация^б Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп., 53, Москва, 119991 Российская Федерация^с Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,
Миусская пл., 9, Москва, 125047 Российская Федерация

*E-mail: kvl215@fireras.su

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Получены образцы керамики $\text{Cr}^{4+}:\text{LuAG}$ с использованием коммерческого и пересажженного порошков Lu_2O_3 . Определены оптимальные условия синтеза пересажженного порошка Lu_2O_3 , проведен дилатометрический анализ керамики и исследовано влияние исходного порошка Lu_2O_3 на оптические свойства керамики.

DOI: 10.31857/S0033849423100091, EDN: DOZVIN

ВВЕДЕНИЕ

Насыщающиеся поглотители на основе кристаллов с легированием Cr^{4+} известны уже несколько десятилетий. Все началось с кристаллов галлий-скандий-гадолиниевого граната (GSGG), легированных Nd^{3+} , Cr^{4+} . Немного позже применимость данной концепции была подтверждена исследованиями кристаллов насыщающего поглотителя $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, изготовленных методом Чохральского. Впоследствии насыщающиеся поглотители на основе кристаллов YAG стали широко использоваться для создания лазеров с модуляцией добротности. Однако изготовление кристаллов ростом из расплава, в том числе $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, является дорогостоящим процессом, который требует много времени. Еще одним недостатком технологии роста кристаллов из расплава является ограниченный диапазон концентраций легирующих примесей и невозможность получения композиционных структур в рамках одного процесса. Первые насыщающиеся поглотители $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, изготовленные по керамической технологии, были получены в 1995 г. [1]. В 1996 г. было несколько сообщений [2, 3] о насыщающихся поглотителях $\text{Cr}^{4+}:\text{LuAG}$ в виде монокристаллов, выращенных из расплава. В работе [2] установлено, что эти насыщающиеся поглотители имеют поперечное сечение поглощения из

возбужденного состояния $\sigma_{\text{esa}} < 3 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ и из основного состояния $\sigma_{\text{gsa}} = (1.0 + 0.2) \times 10^{-18} \text{ см}^2$. Это означает $\gamma = \sigma_{\text{gsa}}/\sigma_{\text{esa}} > \approx 30$, в то время как поглотители $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ имеют $\gamma \approx 10$. Нам неизвестно о каких-либо публикациях по керамическим насыщаемым поглотителям $\text{Cr}^{4+}:\text{LuAG}$, поэтому мы начали работы по получению и исследованию данного материала, чтобы сравнить их с нашими образцами $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$. В данной работе мы исследовали влияние исходного порошка Lu_2O_3 на свойства получаемой керамики.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В качестве сырья использовались коммерчески доступные Lu_2O_3 (ЛюО-Л, Россия), Al_2O_3 (АКР-50, Sumitomo chemical, Япония), $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$ и $\text{Mg}(\text{NO}_3)_2$ высокой чистоты. Для пересаждения исходный коммерческий порошок Lu_2O_3 растворяли в азотной кислоте, а потом осаждали смесью NH_4OH и NH_4HCO_3 . Полученный осадок был несколько раз промыт, сначала деионизованной водой, а потом изопропиловым спиртом. После промывки порошок сушили при температуре 50°C до полного высыхания. Высушенный порошок протирали через сито 180 меш (ячейки 83 мкм), после чего порциями прокаливали при различных температурах для установления оптимальной температура синтеза. Спекующие добавки (MgO

¹ Работа удостоена премии на 19-м конкурсе молодых ученых имени Ивана Анисимкина.

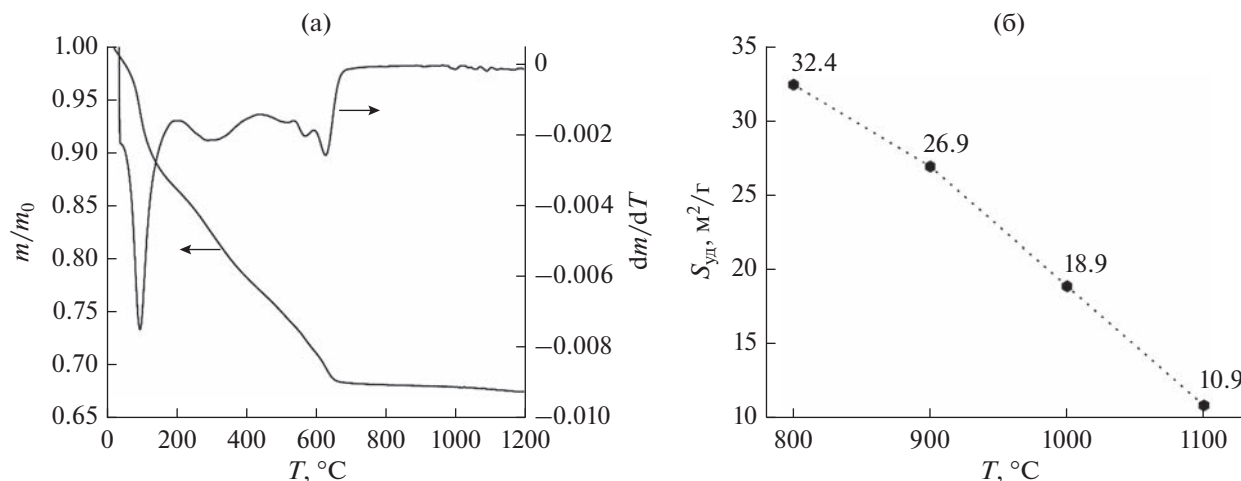


Рис. 1. Измеренные кривые ТГА/ДТГА (а), удельная поверхность пересажженного порошка Lu₂O₃ в зависимости от температуры синтеза (б).

и CaO), основной задачей которых является содействие усадке, также работали как компенсаторы заряда для ионов Cr. Суммарная концентрация спекающих добавок была выбрана равной 0.1 мол. %, такой же, как и уровень легирования Cr, а молярное соотношение CaO/MgO составляло 1/1.

Также мы изготовили образцы Cr⁴⁺:LuAG с теми же добавками и с использованием пересажженного Lu₂O₃, чтобы изучить его влияние на характеристики конечного образца. После смешения исходных порошков в стехиометрических соотношениях, производили их помол на планетарной мельнице в безводном изопропанол в течение 15 ч. Приготовленные таким образом порошки односно прессовали в пресс-форме из нержавеющей стали в компакты диаметром 10 мм при 100 МПа, а затем подвергали СІР-обработке при 250 МПа. Для удаления летучих веществ компакты прокаливали при 1000°C на воздухе в течение 5 ч. Затем их спекали при 1850°C в течение 8 ч в вакуумной печи с вольфрамовыми нагревателями при давлении 5×10^{-4} Па. После вакуумного спекания проводили отжиг на воздухе для удаления кислородных вакансий и изменения степени окисления ионов хрома с +3 до +4. Отжиг на воздухе проводили при 1000...1400°C в течение 10 ч.

Термогравиметрический (ТГА) и дифференциальный термогравиметрический (ДТГА) анализы были проведены на совмещенном ТГА/ДСК/ДТА-анализаторе SDT Q600. Кривые усадки измеряли на dilatometре NETZSCH DIL 402С, а удельную поверхность — на анализаторе удельной поверхности Micromeritics ASAP 2020. Спектры пропускания получены с помощью спектрофотометра Agilent Cary 5000.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты ТГА приведены на рис. 1а, измерения удельной поверхности на рис. 1б. Из рис. 1а следует, что минимально возможная температура синтеза пересажженного порошка Lu₂O₃ составляет порядка 700°C. Мы выбрали температуры в диапазоне 800...1100°C с шагом 100°C. Время выдержки для всех температур было равно 5 ч. Синтез при температурах ниже 800°C не проводился, поскольку на температурах около минимальной получается порошок со слишком маленьким размером частиц. По результатам предыдущих экспериментов при температурах синтеза выше 1100°C порошок получается слишком крупным. Из рис. 1б видно, что удельная поверхность синтезированного порошка Lu₂O₃ практически линейно зависит от температуры синтеза. Оптимальным диапазоном значений удельной поверхности исходного порошка для применения в оптической керамике является 7...15 м²/г. Исходя из этих данных синтез прекурсора ($S_{\text{уд}} = 53.2 \text{ м}^2/\text{г}$) был проведен при 1100°C в течение 5 ч, чтобы получить удельную поверхность порошка $\approx 10...12 \text{ м}^2/\text{г}$. Для сравнения отметим, что удельная поверхность используемого коммерческого Lu₂O₃ равна 2.1 м²/г. На рис. 2 представлены результаты измерения кривых усадки образцов, изготовленных с использованием коммерческого и пересажженного порошков Lu₂O₃.

Можно отметить, что пересажженный порошок имеет выраженные пики усадки при температурах 1227 и $\approx 1550^\circ\text{C}$. Первый из этих пиков, вероятно, связан с образованием фаз LuAP и LuAM, и поэтому расположен на одной температуре для обоих порошков. Второй пик связан собственно с усадкой, и температура, на которой он находится, зависит от гранулометрических характеристик

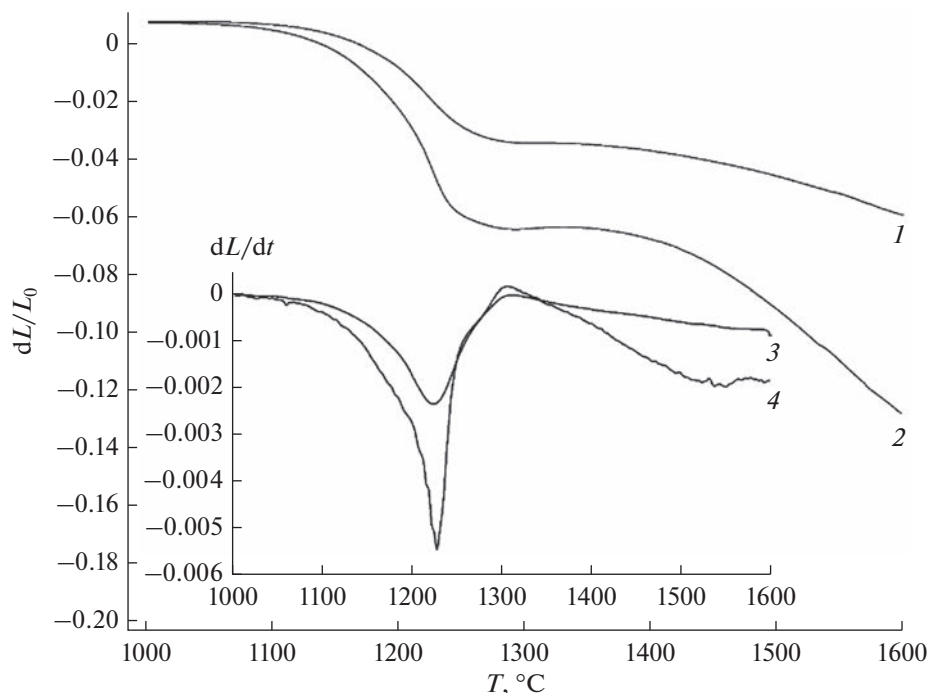


Рис. 2. Интегральная (1, 2) и дифференциальная (3, 4) кривые усадки образцов, изготовленных с использованием коммерческого (1 и 3) и пересажженного (2 и 4) порошков Lu_2O_3 .

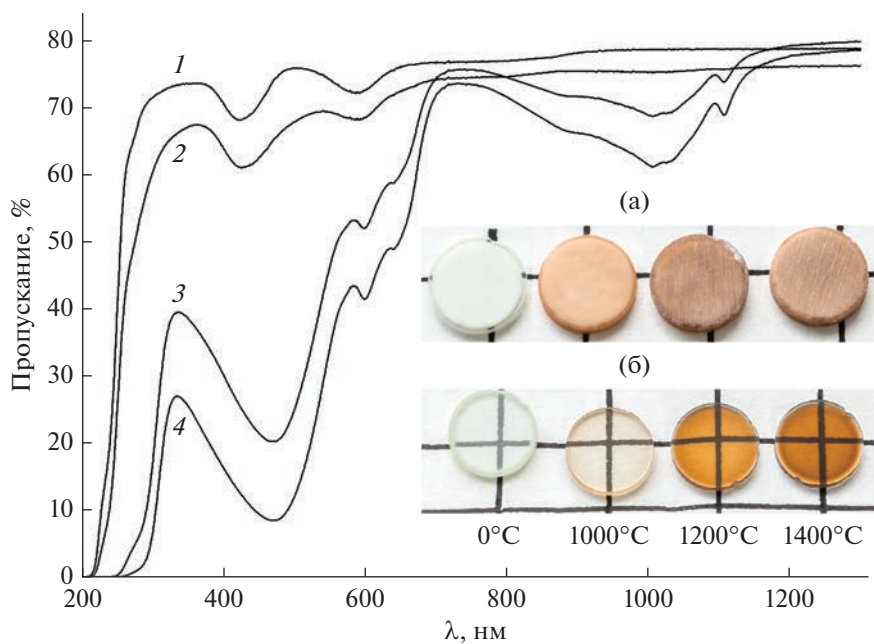


Рис. 3. Спектры пропускания образцов из пересажженного порошка Lu_2O_3 (кривые 1–4) и внешний вид всех полученных образцов: из коммерческого порошка (а), из пересажженного (б). Температуры отжига образцов слева направо: неотожженные (1), 1000 (2), 1200 (3), 1400°C (4); время отжига 10 ч.

порошка. У коммерческого порошка второй пик соответствует температуре $>1600^\circ\text{C}$. Следовательно, температура спекания образцов из пересажженного порошка будет ниже, чем из коммерческого. Более низкая температура спекания означает меньший размер зерна готовой керамики и меньший износ оборудования.

На рис. 3 приведены спектры пропускания и внешний вид образцов керамики Sr:LuAG . На вставке (а) показаны образцы, изготовленные из коммерческого Lu_2O_3 . Без измерений спектров пропускания видно, что данные образцы не прозрачны. Керамика, изготовленная из пересажженного порошка (вставка б) имеет пропускание, близ-

кое к теоретическому. Пропускание самого лучшего (отожженного при 1200°C) из полученных образцов составляет 80% при длине волны 1300 нм, при теоретическом пропускании 83.5%, что является удовлетворительным результатом. Технология изготовления образцов требует дальнейшей оптимизации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, получены образцы керамических насыщающихся поглотителей Cr⁴⁺:LuAG с использованием коммерческого и переосажденного порошков Lu₂O₃. Определены оптимальные условия синтеза переосажденного порошка Lu₂O₃, измерены кривые усадки керамики и исследовано влияние исходного порошка Lu₂O₃ на оптические свойства керамики. Было выяснено, что коммерческий порошок Lu₂O₃ малопригоден для изготовления образцов керамики Cr:LuAG с использованием CaO/MgO в качестве спекающих добавок,

которые необходимы как компенсаторы заряда для Cr⁴⁺.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ikesue A., Yoshida K., Kamata K.* // J. Amer. Ceram. Soc. 1996. V. 79. № 2. P. 507.
<https://doi.org/10.1111/j.1151-2916.1996.tb08154.x>
2. *Moncorge R., Manaa H., Deghoul F. et al.* // Optics Communications. 1996. V. 132. № 3–4. P. 279.
[https://doi.org/10.1016/0030-4018\(96\)00349-5](https://doi.org/10.1016/0030-4018(96)00349-5)
3. *Kalisky Y., Ben-Amar Baranga A., Shimony Y. et al.* // Opt. Mater. 1996. V. 6. № 4. P. 275.
[https://doi.org/10.1016/S0925-3467\(96\)00053-5](https://doi.org/10.1016/S0925-3467(96)00053-5)

УДК 537.9

СПИНОВОЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР ИЗ МАНГАНИТА И МАТЕРИАЛА С СИЛЬНЫМ СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

© 2023 г. Г. Д. Ульев^{a, b, *}, К. И. Константиныч^a, И. Е. Москаль^b,
Г. А. Овсянников^a, А. В. Шадрин^{a, c}

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

^b Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”,
ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000 Российская Федерация

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

*E-mail: gdulev@edu.hse.ru

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Представлены результаты экспериментального определения спинового угла Холла в двухслойной структуре металл/ферромагнетик Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃, полученные из угловых зависимостей продольного и поперечного спинового магнетосопротивления в конфигурации планарного эффекта Холла. Определенная из продольного магнетосопротивления величина спинового угла Холла составила $\theta_{Hx} \approx 0.016$, а из поперечного $\theta_{Hy} \approx 0.018$, в то время как для гетероструктур SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ отношение величин поперечного спинового угла Холла к продольному оказалось значительно выше, $\theta_{Hy}/\theta_{Hx} \approx 9$, что вызвано, скорее всего, образованием слоя с высокой проводимостью на границе SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃.

DOI: 10.31857/S0033849423100194, EDN: DMYCRX

ВВЕДЕНИЕ

Функциональные параметры устройств спинтроники напрямую связаны с эффективностью генерации чистого спинового тока [1–5]. Одним из перспективных способов генерации спинового тока в структурах ферромагнетик–металл с высоким атомным весом (далее – Ф/М) является использование спинового эффекта Холла (СЭХ), благодаря которому зарядовый ток I_3 преобразуется в поперечный спиновый ток I_C из-за спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в М-материале [1, 2]. Не менее важным является обратный процесс – преобразование спинового тока в зарядовый за счет обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ). Наиболее эффективно генерация спинового тока в Ф/М-структурах обеспечивается при ферромагнитном резонансе (ФМР), а зарядовый ток I_3 возникает на М-пленке за счет ОСЭХ (см., например, [5, 6]). Наиболее просто величину спинового угла Холла θ_H [7] можно определить из измерений спинового магнетосопротивления (СМС) Ф/М-структуры [6], измеряя зависимость СМС от угла между током и намагниченностью ферромагнетика [6, 7].

В настоящее время большой интерес высывают оксидные Ф/М-гетероструктуры, в которых

эпитаксиальный рост Ф- и М-пленок происходит без разрыва вакуума, (см., например, работы [7–12]). На границе раздела SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ образуется переходный слой [10, 12] с высокой проводимостью [12], который шунтирует величину магнетосопротивления. В случае нанесения поликристаллической пленки Pt поверх La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ такого шунтирования не обнаружено [13], а влияние напряженности манганитной пленки на величину анизотропного магнетосопротивления в ней рассмотрено в работе [12].

В данной работе приведены первые экспериментальные результаты по спиновомагнетосопротивлению двухслойной структуры Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃, выращенной на подложке NdGaO₃, и проведено сравнение с параметрами гетероструктур, полученных при замене пленки Pt на оксидную пленку SrIrO₃.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Тонкопленочные структуры нанометровой толщины Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (далее – Pt/LSMO) и SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (далее – SIO/LSMO) были изготовлены на подложке из (110) NdGaO₃ (NGO) методом радиочастотного магнетронного распы-

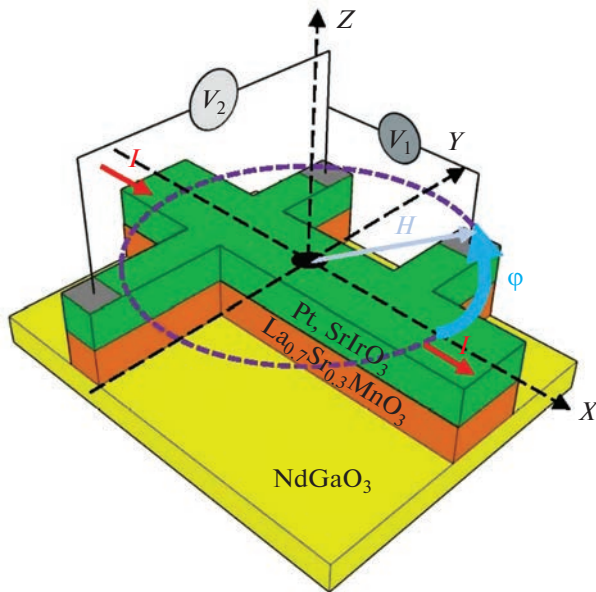


Рис. 1. Схематичное изображение Ф/М-структур Pt//LSMO или SiO/LSMO на подложке (110) NdGaO₃ и четырехточечная схема измерения.

ления в атмосфере смеси аргона и кислорода при высокой температуре, 700...800°C [8, 14].

На рис. 1 представлена планарная холловская геометрия структур, изготовленных с помощью фотолитографии и ионного травления. Четырехточечная схема использовалась для измерения продольного и поперечного магнетосопротивлений, пропорциональных напряжениям V_1 и V_2 соответственно. Измерительный ток задавался в М-пленку вдоль оси X через полоску шириной 100 мкм, а расстояние между контактами по напряжению составляло 1.5 мм. Внешнее магнитное поле лежало в плоскости подложки. Угол ϕ между направлениями магнитного поля H и измерительного тока I задавался вращением подложки вокруг нормали к плоскости подложки (см. рис. 1, плоскость X – Y). Для определения продольного $R_x = V_1/I$ и поперечного $R_y = V_2/I$ сопротивления напряжение V_1 и V_2 регистрировали при пошаговом изменении поля H вдоль направления задания тока I с выводов V_1 и V_2 соответственно.

Измерения магнетосопротивления проводились малошумящим синхронным фазочувствительным частотно-избирательным усилителем на частоте F вблизи 1 кГц (не кратной 50 Гц), добротность избирательного фильтра выбиралась $Q = 5$, постоянная интегрирования $\tau = 30$ мс. Амплитуда тока через образец (0.5 мА на частоте F) задавалась напряжением на внутреннем генераторе синхронного усилителя и преобразователем «напряжение–ток». Магнитное поле H через катушки Гельмгольца определяли с помощью управляемого источника задания тока до $I_T = 5$ А, позволяющего пошагово изменять H от 0 до $+H_M$ и обратно от $H = +H_M$ до

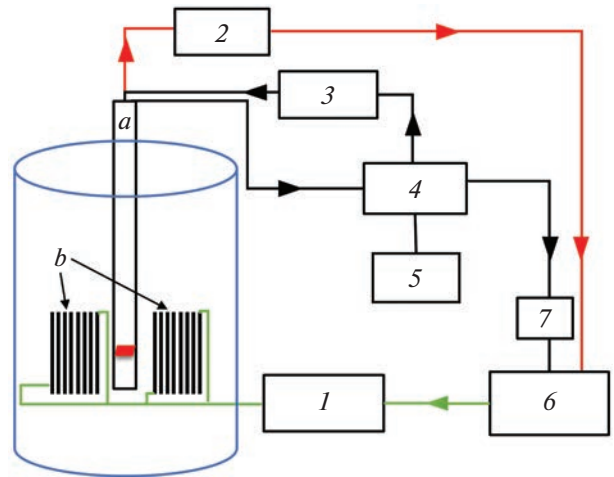


Рис. 2. Блок-схема измерительной установки: а – держатель образца, б – катушки Гельмгольца, 1 – источник задания тока на катушки, 2 – измеритель температуры, 3 – преобразователь напряжения в ток, 4 – синхронный усилитель со встроенным генератором, 5 – осциллограф, 6 – ЭВМ, 7 – аналого-цифровой преобразователь; диапазон поля H от -110 до 110 Э, ток $I = 300...500$ мкА.

$H = -H_M$ с возвратом к $H = 0$. Шаг по магнитному полю $\Delta H = H_M/N$ задавался ЭВМ в пределах $N = 200...1500$. Автоматизированной системой записи параметров одновременно с магнитным полем и напряжением на структуре (либо V_1 , либо V_2) фиксировалась температура образца. Блок-схема эксперимента приведена на рис. 2.

2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 приведены температурные зависимости сопротивлений $R_x(T)$ и $R_y(T)$ структуры

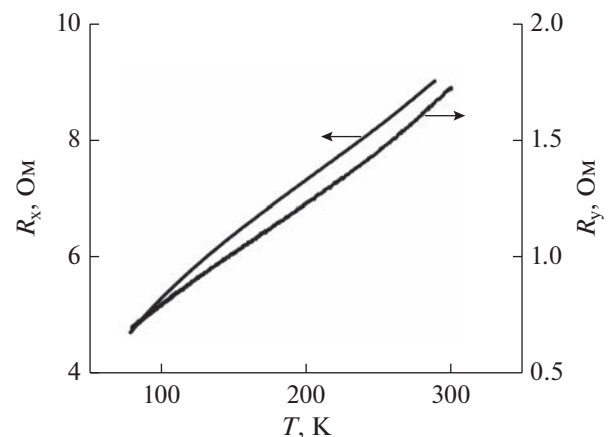


Рис. 3. Температурные зависимости при $H = 0$ продольного $R_x(T)$ и поперечного $R_y(T)$ сопротивлений Pt/LSMO с толщинами пленок 10 нм для платины и 30 нм для манганита.

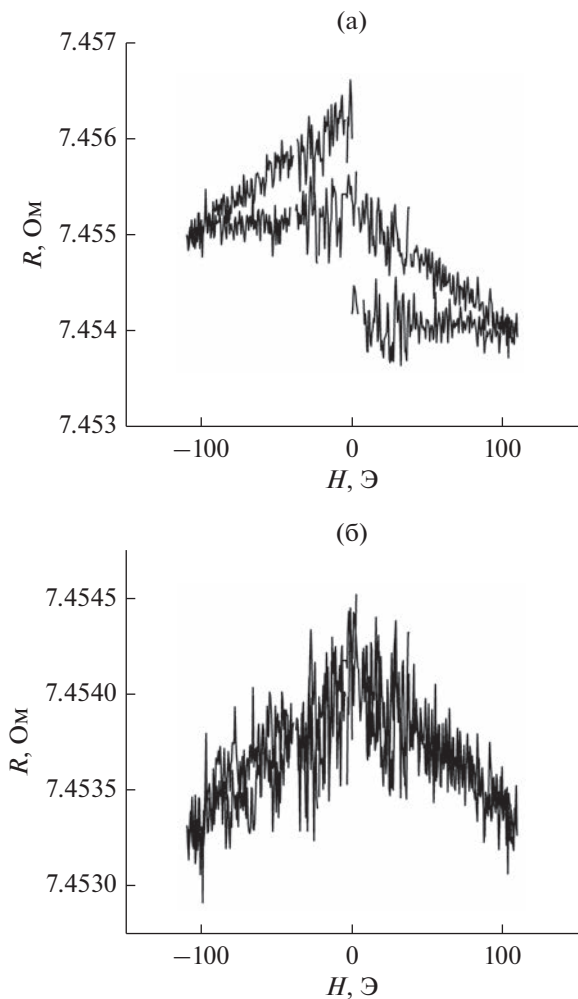


Рис. 4. Температурный сдвиг $\Delta R_Y(T)$ до корректировки (а) и после нее (б); интервал изменения фиксируемой температуры $T = 319.225...319.339$ К (отметим, что здесь важно относительное изменение T , а не абсолютное значение).

Pt/LSMO, измеренные при $H = 0$. Гладкие зависимости $R_0(T)$ и малая разность температур $\Delta T = 0.1...0.3$ К позволили исключить влияние нагрева образца катушками Гельмгольца по каждому шагу ΔH . При этом величину T измеряли с относительной точностью до пятого значащего знака, что позволило скорректировать итоговые зависимости $R(H)$ по значению сопротивления R_0 при $H = 0$. На рис. 4 приведены зависимости $R(H)$ до и после корректировки.

Для определения спинового угла Холла регистрировались зависимости $\Delta R_Y/R_0(H)$ и $\Delta R_X/R_0(H)$ при фиксированном угле ϕ . На рис. 5 приведены эти зависимости при углах ϕ , соответствующие максимальному и минимальному изменению СМС от H при комнатной температуре. На рис. 5а приведены зависимости изменения поперечного СМС $\Delta R_Y = R_Y(H) - R_0$, на рис. 5б — для поперечного

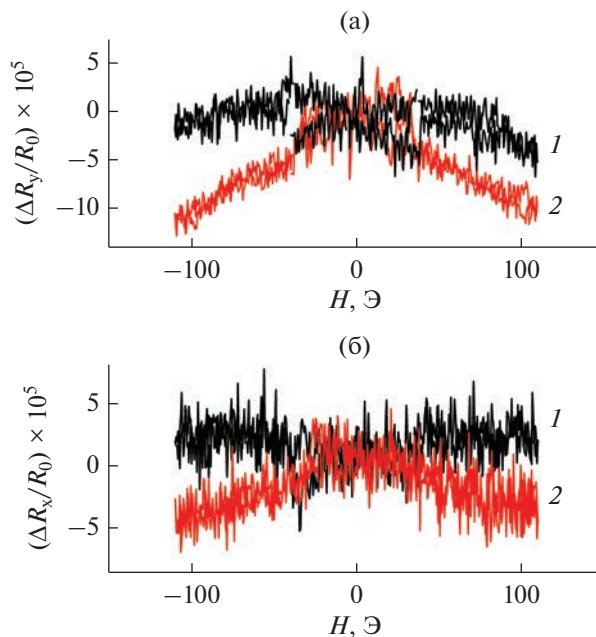


Рис. 5. Нормированные поперечные $\Delta R_Y/R_0$ (а) и продольные $\Delta R_X/R_0$ (б) зависимости изменения СМС Pt/LSMO от поля H при $T = 300$ К, $R_0 = R(H = 0)$ при $\phi = 70$ (1) и 0 град (2).

$\Delta R_X = R_X(H) - R_0$. Нормировка для продольного и поперечного случаев проводилась на значение СМС R_0 при $H = 0$.

Для определения θ_H через зависящие от угла ϕ параметры R_X и R_Y использовались следующие выражения для Ф/М-структур [6]:

$$\left(\frac{\Delta R_X}{R_0}\right) = -\theta_H^2 \frac{2\lambda}{d} + \frac{1}{2} r_1 (1 + \cos 2\phi), \tag{1}$$

$$r_1 = \theta_H^2 \frac{\lambda}{d} \operatorname{Re} \frac{2\lambda\rho (\operatorname{Re} G^{\uparrow\downarrow} + i \operatorname{Im} G^{\uparrow\downarrow})}{1 + 2\lambda\rho (\operatorname{Re} G^{\uparrow\downarrow} + i \operatorname{Im} G^{\uparrow\downarrow})}, \tag{2}$$

$$\left(\frac{\Delta R_Y}{R_0}\right) = \frac{r_1}{2} \sin 2\phi, \tag{3}$$

где d — толщина, ρ — удельное сопротивление λ длина спиновой диффузии для М-пленки, $\operatorname{Re} G^{\uparrow\downarrow}$ и $\operatorname{Im} G^{\uparrow\downarrow}$ — реальная и мнимая части спиновой проводимости границы. Для реальной части спиновой проводимости границы было использовано упрощенное соотношение [16]

$$\operatorname{Re} g^{\uparrow\downarrow} = \operatorname{Re} G^{\uparrow\downarrow} / (h/e^2) \approx (h/e^2) / (\rho\lambda),$$

а для мнимой $\operatorname{Im} g^{\uparrow\downarrow}$ — данные из работы [17], а данные для λ — из работ [18, 19]. В случае Pt/LSMO получаем $\operatorname{Re} g^{\uparrow\downarrow} \gg \operatorname{Im} g^{\uparrow\downarrow}$, а для SiO/LSMO $\operatorname{Re} g^{\uparrow\downarrow} \approx \operatorname{Im} g^{\uparrow\downarrow}$ [14].

Аналогичный подход для определения спинового угла Холла был применен для гетероструктур

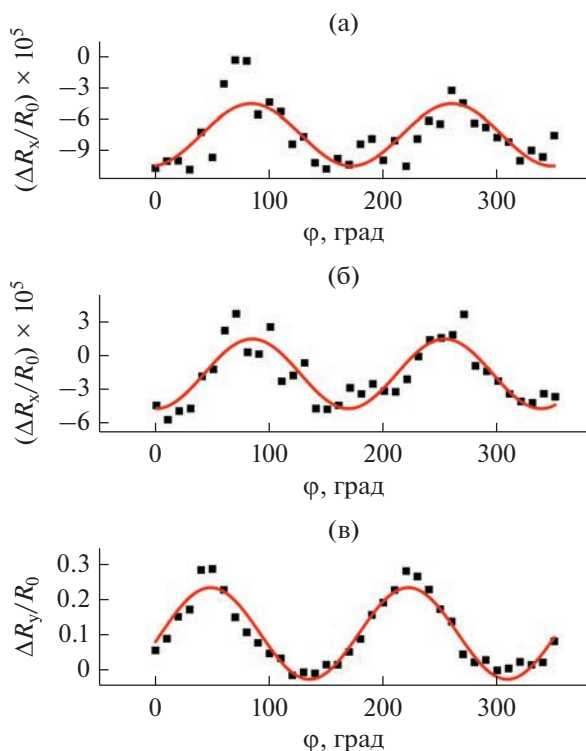


Рис. 6. Угловые зависимости нормированных значений СМС, полученные при поле $H_{\max} = 100$ Э при $T = 300$ К: (а) поперечное $\Delta R_y/R_0$ для Pt/LSMO; (б) продольное $\Delta R_x/R_0$ для Pt/LSMO; (в) поперечное $\Delta R_y/R_0$ для гетероструктуры SIO/LSMO (образец TS-2); точки – эксперимент, сплошная линия $\sim \sin 2\varphi$ – аппроксимация.

SIO/LSMO [20]. На рис. 6 приведены угловые зависимости для поперечного и продольного СМС для Pt/LSMO, а также для сравнения для поперечного SIO/LSMO. В табл. 1 приведены сравнительные данные по трем исследованным структурам: образцы TS-2, TS-12 Ф/М-гетероструктур

SIO/LSMO и образец Т0-63 Pt/LSMO. Величины спинового угла Холла θ_H , определенного из изменений продольного СМС приведены с индексом X, а из поперечного – с индексом Y.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из угловых зависимостей поперечного и продольного спинового магнетосопротивления получены оценки спинового угла Холла θ_H при $T = 300$ К для тонкопленочной структуры Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ на подложке NdGaO₃. Обнаружено, что в отличие от случая SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ величины продольного и поперечного спинового магнетосопротивления в случае применения Pt в качестве М-материала соизмеримы и не превосходят $\theta_H < 0.02$. Благодаря значительно более сильному спин-орбитальному взаимодействию в иридатах стронция для гетероструктур SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ величины θ_H оказались значительно выше, что указывает на перспективность их более подробного изучения.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Т.А. Шайхулову за изготовление эпитаксиальных пленок, а также В.А. Шамакову, Ю.В. Кислинскому и А.М. Петржику за помощь в работе и полезные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-79-00010). В работе использовано оборудование уникальной научной установки #352529 “Криоинтеграл” (соглашение № 075-15-2021-667 Министерства образования и науки Российской Федерации).

Таблица 1. Сравнительные данные исследованных структур SIO/LSMO и Pt/LSMO

| Параметр | SIO/LSMO TS-12 | SIO/LSMO TS-2 | Pt/LSMO T0-63 |
|------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| d_{Φ} , нм | 30 | 5 | 30 |
| d_M , нм | 10 | 30 | 10 |
| L/W | 13 | 15 | 13 |
| R_0 , Ом | 979 | 3400 | 9 |
| $\Delta R_x/R_0$ | 4.7×10^{-5} | 1.5×10^{-4} | 3.1×10^{-5} |
| $\Delta R_y/R_0$ | 0.5×10^{-2} | 0.15 | 4×10^{-5} |
| λ , нм | ~ 1.4 [18] | ~ 1.4 [18] | ~ 2 [19] |
| θ_{Hx} | 0.04 ± 0.01 | 0.054 ± 0.02 | 0.016 ± 0.005 |
| θ_{Hy} | 0.35 ± 0.06 | 0.95 ± 0.07 | 0.018 ± 0.001 |

Примечание: d_{Φ} , d_M – толщина Ф- и М-пленки, L – длина, W – ширина мостиковой структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hirsch J.E.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. № 9. P. 1834.
2. *Zhang S.F.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. № 2. P. 393.
3. *Miron I.M., Garello K., Gaudin G. et al.* // Nature. 2011. V. 476. P. 189.
4. *Jungwirth T., Wunderlich J., Olejn K. et al.* // Nat. Mater. 2012. V. 11. P. 382.
5. *Sinova J., Valenzuela S.O., Wunderlich J. et al.* // Rev. Mod. Phys. 2015. V. 87. P. 1213.
6. *Chen Y.-T., Takahashi S., Nakayama H. et al.* // J. Phys.: Condens. Matt. 2016. V. 28. № 10. Article No. 103004.
7. *Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara S.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. № 18. Article No. 182509.
8. *Константинян К.И., Овсянников Г.А., Шадрин А.В. и др.* // ФТТ. 2022. Т. 64. № 10. С. 1429.
9. *Huang X., Sayed S., Mittelstaedt J. et al.* // Adv. Mater. 2021. V. 33. Article No. 2008269.
10. *Yoo M.-W., Tornos J., Sander A. et al.* // Nature Comm. 2021. V. 12. P. 3283.
11. *Perna P., Maccariello D., Ajejas F. et al.* // Adv. Funct. Mater. 2017. V. 27. № 17. Article No. 1700664.
12. *Ovsyannikov G.A., Shaikhulov T.A., Stankevich K.L. et al.* // Phys. Rev. B 2020. V. 102. № 14. Article No. 144401.
13. *Lee H.K., Barsukov I., Swartz A.G. et al.* // AIP Advances. 2016. V. 6. № 5. Article No. 055212.
14. *Овсянников Г.А., Константинян К.И., Калачев Е.А., Климов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48. № 12. С. 44.
15. *Tserkovnyak Ya., Brataas A., Bauer G.E.W.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. № 11. Article No. 117601.
16. *Dubowik J., Graczyk P., Krysztofik A. et al.* // Phys. Rev. Appl. 2020. V. 13. № 5. Article No. 054011.
17. *Wang Y., Deorani P., Qiu X. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. № 15. Article No. 152412.
18. *Nan T., Anderson T.J., Gibbons J. et al.* // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 2019. V. 116. P. 6186.
19. *Marmion S.R., Ali M., McLaren M. et al.* // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. № 22. Article No. 220404(R).
20. *Константинян К.И., Ульев Г.Д., Овсянников Г.А. и др.* // Труды XXVII Междунар. симп. "Нанопизика и наноэлектроника". Н. Новгород: ИПФ РАН, 2023. Т. 1. С. 221.

УДК 537.876;535.3

БЫСТРЫЙ И ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОДХОД ДЛЯ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ С ПРИМЕНЕНИЕМ К ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ ОПТИМИЗАЦИИ МИКРОУСТРОЙСТВ¹

© 2023 г. Ю. Б. Минин*

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

*E-mail: Iurii.Minin@skoltech.ru

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Предложен новый численный подход для быстрого и эффективного расчета электрических волн, проходящих через волновые микроустройства, с помощью уравнения Гельмгольца. Исследованы эффективность, быстродействие и точность этого подхода.

DOI: 10.31857/S003384942310011X, EDN: DOSFMO

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для улучшения физических характеристик волн на выходах волновых устройств с характерным размером ~ 1 мкм посредством изменения формы самих устройств необходимо уметь прогнозировать указанные характеристики с применением вычислительной симуляции, т.е. необходимо рассчитывать электрические поля и проводить топологическую оптимизацию волновых устройств [1, 2].

Решение таких задач особенно важно при проектировании интегральных схем (ИС) и их компонентов, потому что измерение физических характеристик каждого отдельного компонента ИС на практике может быть весьма затруднительным и иногда даже невозможным (например, в случае фотонных ИС) [3]. Кроме того, задача улучшения физических характеристик без использования вычислительных методов сталкивается с необходимостью каждый раз заново изготавливать ИС, что сопряжено с дополнительными материальными затратами и экологическим ущербом. Вдобавок, малое изменение дизайна каждого компонента ИС может сильно влиять на физические характеристики на выходе компонентов ИС и самих ИС [4, 5].

Такие вычислительные симуляции производятся, например, с помощью Comsol [6], Synopsys (https://www.synopsys.com), MEER [7] и прочими инструментами. Однако отмеченные коммерчески доступные программы требуют значительных вычислительных ресурсов для обеспечения при-

емлемой точности расчета электрических полей. До сих пор нет коммерчески доступного ресурсо-эффективного подхода для достижения требуемых точностей вычислений [8].

В данной работе использовано уравнение Гельмгольца [9], которое решено в том числе и для компонентов ИС, характеризующихся распределением диэлектрической проницаемости ϵ , отличной от проницаемости подложки (среды) $\tilde{\epsilon}$. Уравнение Гельмгольца соединяет полное и начальное поля $u(r)$, $w(r) \in C$:

$$\begin{cases} u(r) + k_0^2 u(r) = 0, & r \in \mathbb{R}^2 \setminus \Omega; \\ (r) = 0, & r \in \partial\Omega \text{ граничное условие Дирихле;} \\ \lim_{|r| \rightarrow \infty} (ik_0 (u - w)(r) - \partial_{|r|} (u - w)(r))|r| = 0 : \\ \text{условие излучения Зоммерфельда;} \end{cases}$$

где Δ – оператор Лапласа, r – пространственный вектор, k_0 – волновое число.

Уравнение Гельмгольца решаем в виде объемного интегрального уравнения на основе функций Грина [9]. Далее, после дискретизации полученного уравнения получаем систему линейных уравнений (СЛУ), матрица $H^{(2)}$ которой является трёхмерной:

$$Ax \equiv x - k_0^2 (\epsilon - \tilde{\epsilon}) H^{(2)} m * x = F,$$

где $x \in \mathbb{C}^{n^2}$ – это распределение электрического поля для равномерной сетки $\tilde{r} \in \mathbb{R}^{n \times n}$ квадратного двумерного пространства Ω , “*” – оператор произведения Кронекера, $m \in \{0, 1\}^{n^2}$ – бинарная маска

¹ Работа удостоена премии на 19-м конкурсе молодых ученых имени Ивана Анисимкина.

Таблица 1. Результаты численных решений по сравнению с аналитическим решением для разных размеров матриц

| Характерный размер матрицы | Количество узлов сетки на длину волны | Достигнутая относительная ошибка | Время вычислений на CUDA, с | Время вычислений на MKL, с | Достигнутое ускорение, % |
|----------------------------|---------------------------------------|----------------------------------|-----------------------------|----------------------------|--------------------------|
| 256 | 42.7 | 0.238 | 0.021 | 0.41 | 20 |
| 512 | 85.3 | 0.117 | 0.035 | 1.8 | 51 |
| 1024 | 170.7 | 0.061 | 0.11 | 8 | 73 |
| 2048 | 341.3 | 0.034 | 0.41 | 23 | 56 |
| 4096 | 682.7 | 0.021 | 2.4 | 184 | 77 |
| 8192 | 1365.3 | 0.016 | 7.4 | 812 | 110 |

распределения материала фотонного компонента в областях проектирования, $H^{(2)} \in \mathbb{C}^{n \times n}$ – двухуровневая матрица Тёплица [10, 11], $F \in \mathbb{C}^n$ – распределение электрического поля в среде при отсутствии компонента ИС.

Благодаря тому, что $H^{(2)}$ – матрица Тёплица, сложность матрично-векторных умножений можно снизить с $O(n^2)$ до $O(n \lg n)$ [9] при помощи быстрого преобразования Фурье и поэлементного умножения “ \odot ”:

$$H^{(2)} * x = \text{IFFT}(\text{FFT}(\odot)\text{FFT}(x)),$$

где $G \in \mathbb{C}^{(2n-1) \times (2n-1)}$ – это специальный суррогат тёплицевой матрицы [12, 13].

Кроме того, для решения СЛУ применяем обобщенный метод минимальной невязки (GMRES), который требует меньше итераций, чем, например, стабилизированный метод бисопряженных градиентов (BiCGSTAB), хотя может требовать гораздо больше памяти, особенно если GMRES применяется без рестартов, потому что в этом случае приходится хранить в памяти ПК базис Крылова размером $k \times n \times n$, где k – количество итераций GMRES, а n – характерный размер матрицы СЛУ [14].

Все отмеченное выше, включая сложность операций, количество итераций и размер используемой памяти ПК определяет эффективность численного подхода по поиску решения уравнения Гельмгольца в виде распределения электрического поля при фиксированной точности его вычислений.

Цель данной работы – создать быстрый и эффективный подход для расчета электрических полей и исследовать показатели его быстродействия и производительности.

2. ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим новую реализацию GMRES на CUDA C++ и MKL C++. При написании кода нам удалось обойтись без операций “memcopy” и

их аналогов и таким образом увеличить быстродействие. Оценку быстродействия проводили на примере расчета электрического поля для рассеяния Ми на цилиндре в двумерной задаче. В этом примере электрическое поле с плоскими волновыми фронтами приходит из бесконечности и падает на боковую поверхность цилиндра так, что волновые фронты перпендикулярны оси цилиндра.

Вычисления для поставленной задачи Ми были проведены для следующих размеров сетки ($n \times n$) (табл. 1): 256×256 , 512×512 , 1024×1024 , ..., 8192×8192 . Для каждой сетки проводили 100 повторов решения задачи Ми, затем вычисляли ошибку численного решения по сравнению с аналитическим, среднее время вычисления для распараллеленного кода (на CUDA) и на последовательном алгоритме (на MKL). В итоге, поделив время последовательной версии на время параллельной, мы определили, насколько ускорился код после распараллеливания. Расчеты на CUDA были произведены с использованием графического процессора Nvidia Tesla V100, а расчеты на MKL – с использованием центрального процессора Xeon Gold 6140.

Как показали результаты, во всех рассматриваемых случаях GMRES сходится и достигает максимальной точности на 24-й итерации по сравнению с аналитическим решением для рассеяния Ми на цилиндре.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе определено (табл. 1), что с увеличением размера сетки улучшается точность расчетов электрического поля, однако вычислительное время увеличивается экспоненциально с характерным размером сетки. Тем не менее ускорение программы, полученное за счет распараллеливания, имеет тренд на увеличение при увеличении размера сетки, что объясняется вовлечением большего количества графических ядер при увеличении количества одновременных вычислений матричных элементов. Предложенный новый подход поможет быстрее и дешевле

проектировать новые волновые микроустройства и проводить измерение физических характеристик и топологическую оптимизацию таких микроустройств.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаем благодарность Сколковскому институту науки и технологий за предоставленный удаленный доступ к суперкомпьютеру “Жорес” [15] для расчетов времени вычислений на CUDA.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН № 0030-2019-0008 (“Космос”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bendsoe M.P., Sigmund O.* Topology Optimization: Theory, Methods and Applications. Berlin: Springer Sci. & Business Media, 2003.
2. *Bannister J., Fratta L., Gerla M.* // Proc. EFOC/LAN'90. Munich, 27–29 Jul. 1990. Boston: IGI Europe, 1990. P. 53.
3. *Jensen J.S., Sigmund O.* // Laser & Photonics Rev. 2011. V. 5. № 2. P. 308.
4. *Andonegui I., Calvo I., Garcia-Adeva A.J.* // Appl. Phys. A. 2014. V. 115. P. 433.
5. *Minin I.B., Nuzhin E.E., Boyko A.I. et al.* // 2018 Engineering and Telecommun. (EnT-MIPT). Moscow. 15–16 Nov. N.Y.: IEEE, 2018. P. 146.
6. *Dickinson E.J.F., Ekström H., Fontes E.* // Electrochemistry Commun. 2014. V. 40. P. 71.
7. *Oskooi A.F., Roundy D., Ibanescu M. et al.* // Computer Phys. Commun. 2010. V. 181. № 3. P. 687.
8. *Minin I., Matveev S.* // Poster Optica Adv. Phot. Congress 2022. Optica Publ. Group, 2022. P. JTu6B. 6.
9. *Søndergaard T.M.* Green's Function Integral Equation Methods in Nano-Optics. Boca Raton: CRC Press, 2019.
10. *Olshevsky V., Oseledets I., Tyrtshnikov E.* // Linear Algebra Appl. 2006. V. 412. № 1. P. 1.
11. *Minin I., Matveev S.* // Poster Laser Congress 2021. Optica Publ. Group, 2021. P. JTu1A.45.
12. *Chu E., George A.* Inside the FFT Black Box: Serial and Parallel Fast Fourier Transform Algorithms. Boca Raton: CRC Press, 1999.
13. *Minin I.B., Matveev S.A., Fedorov M.V. et al.* // Comp. Math. Modeling. 2021. V. 32. № 4. P. 438.
14. *Марчук Г.И., Кузнецов Ю.А.* // Докл. АН СССР. 1968. Т. 181. № 6. С. 1331.
15. *Zacharov I., Arslanov R., Gunin M. et al.* // Open Engin. 2019. V. 9. № 1. P. 512.

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ
ДЛЯ МИНИАТЮРНОЙ МНОГОЛУЧЕВОЙ ЛАМПЫ
БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ W-ДИАПАЗОНА¹© 2023 г. Р. А. Торгашов^{a, b, *}, Д. А. Ножкин^{a, b}, А. В. Стародубов^{a, b}, Н. М. Рыскин^{a, b}^a Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019 Российская Федерация^b Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация*E-mail: torgashovra@gmail.com

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Приведены результаты разработки замедляющей системы (ЗС) типа меандр с металлическими опорами для миниатюрной мощной лампы бегущей волны (ЛБВ) W-диапазона с двумя ленточными электронными пучками. С использованием трехмерного конечно-элементного программного пакета исследованы электродинамические параметры ЗС. Разработана двухсекционная модель ЛБВ-усилителя с разрывом для предотвращения самовозбуждения. Проведено трехмерное моделирование электронно-волнового взаимодействия. Получено, что при общем токе пучка 200 мА в линейном режиме коэффициент усиления превышает 30 дБ в полосе частот 95.4...97.75 ГГц, а выходная мощность в режиме насыщения достигает 120 Вт. Предложена технология изготовления ЗС на основе лазерной микрообработки тонких медных пластин. Изготовлены тестовые образцы ЗС и проведена их верификация с использованием оптической и сканирующей микроскопии.

DOI: 10.31857/S0033849423100182, EDN: YZMCNJ

ВВЕДЕНИЕ

Миниатюрные лампы бегущей волны (ЛБВ) являются перспективным прибором для освоения коротковолновой части миллиметрового или субтерагерцового (субТГц) диапазона [1]. Такие приборы при своих компактных размерах могут обеспечить высокие значения коэффициента усиления и выходной мощности в непрерывном режиме работы. На основе миниатюрных ЛБВ могут быть созданы источники когерентного излучения диапазона 100 ГГц и выше для систем беспроводной высокоскоростной передачи данных нового поколения и ряда других приложений. Ввиду сокращения поперечных размеров устройств субТГц-диапазона привлекли внимание приборы с пространственно-развитыми замедляющими системами (ЗС) и многолучевыми электронными пучками с большим поперечным сечением [2–6].

В данной работе рассматривается полосковая ЗС типа меандр с металлическими опорами для миниатюрной ЛБВ W-диапазона с двухлучевым электронным пучком. Проведено трехмерное мо-

делирование электродинамических параметров ЗС, а также моделирование режимов электронно-волнового взаимодействия. Также обсуждается технология изготовления ЗС с помощью лазерной микрообработки.

1. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ
ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

На рис. 1 показана схема ЗС, которая представляет собой металлический полосок в форме меандра с боковыми опорами. Она помещается в прямоугольный металлический волновод (на рисунке не показан). Размеры ЗС представлены в табл. 1. Предполагается, что два ленточных электронных пучка с поперечным сечением $w_b \times h_b = 1450 \times 100$ мкм² распространяются вдоль ЗС, причем расстояние от края пучков до поверхности металлического меандра составляет $h = 75$ мкм.

Расчет и оптимизация системы проводились на основе модели одного периода ЗС с граничными условиями Флоке с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics. На рис. 2 представлены результаты расчетов. В силу наличия в системе плоскости скользящей сим-

¹ Работа удостоена премии на 19-м конкурсе молодых ученых имени Ивана Анисимкина.

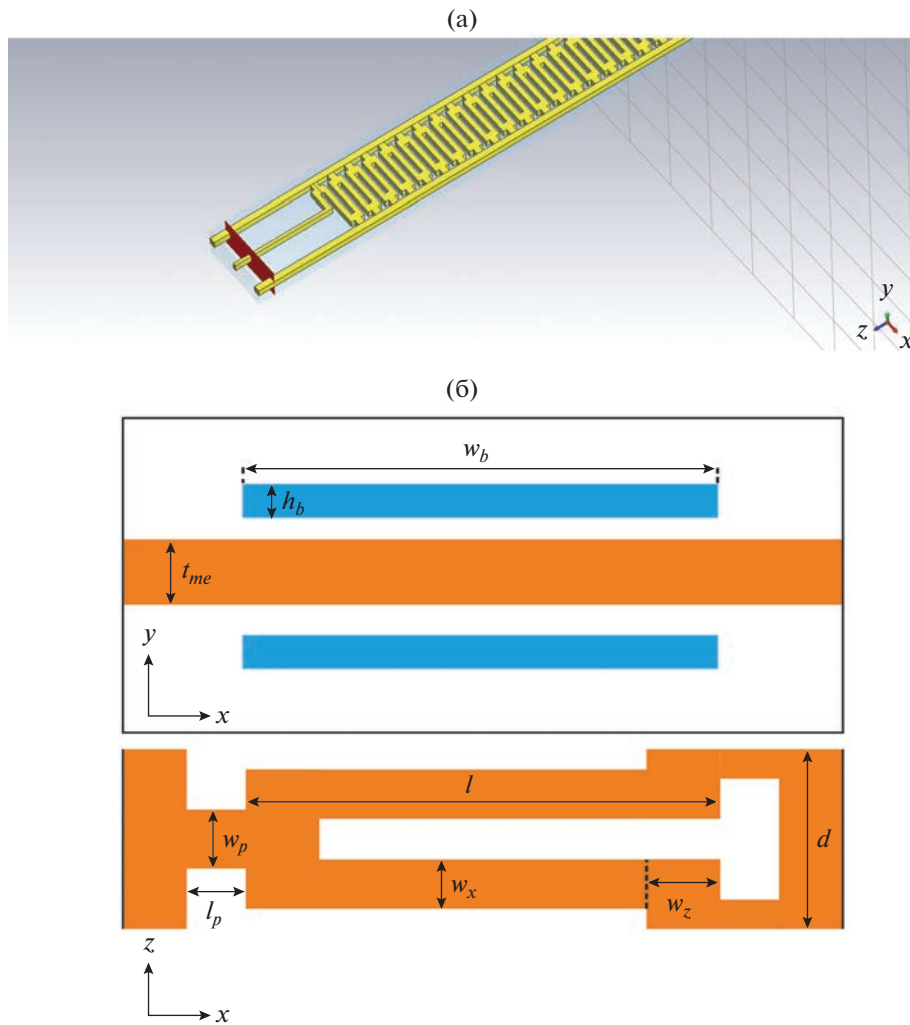


Рис. 1. Схема исследуемой ЗС: а – часть полноразмерной ЗС с элементами согласования, б – схема ЗС с размерами.

метрии дисперсионная характеристика представляет собой две ветви, пересекающиеся на π -виде колебаний (рис. 2а). При напряжении пучка 14 кВ возможен синхронизм с замедленной электромагнитной волной как на прямой гармонике на ча-

стоте около 96 ГГц, так и на обратной гармонике в окрестности частоты 85 ГГц. На рис. 2б представлена зависимость усредненного по поперечному сечению сопротивления связи для прямой и обратной пространственных гармоник. В диапазоне

Таблица 1. Геометрические параметры ЗС W-диапазона

| Геометрический параметр | Значение, мкм | Измеренное значение, мкм |
|---------------------------------|---------------|--------------------------|
| Размеры волновода, $a \times b$ | 2200 × 960 | — |
| Период, d | 550 | 529.62 ± 9.14 |
| Ширина меандра, l | 1450 | 1431.76 ± 5.10 |
| Ширина полоска, w_x | 150 | 147.40 ± 2.31 |
| Ширина полоска, w_z | 225 | 216.28 ± 2.42 |
| Ширина опоры, w_p | 200 | 185.60 ± 6.26 |
| Длина опоры, l_p | 180 | 179.27 ± 5.17 |
| Толщина полоска, t_{me} | 200 | — |

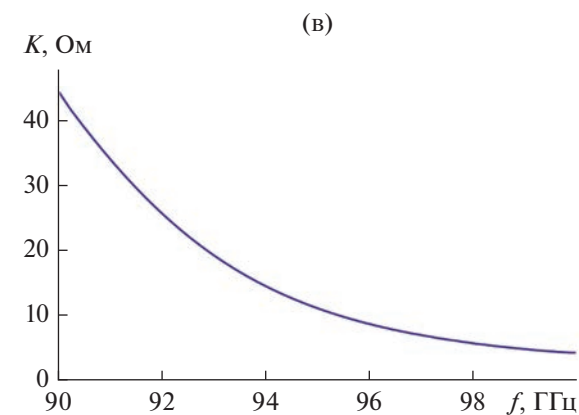
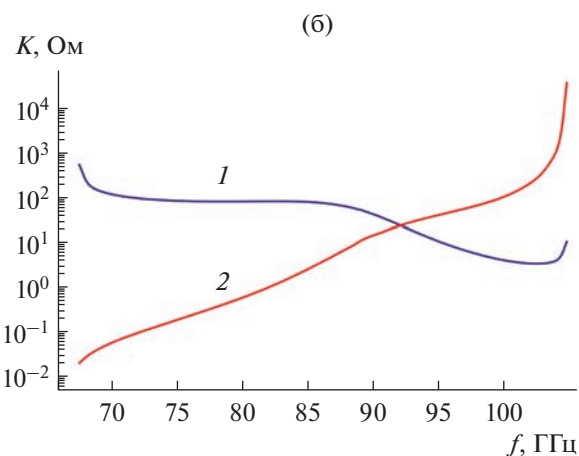
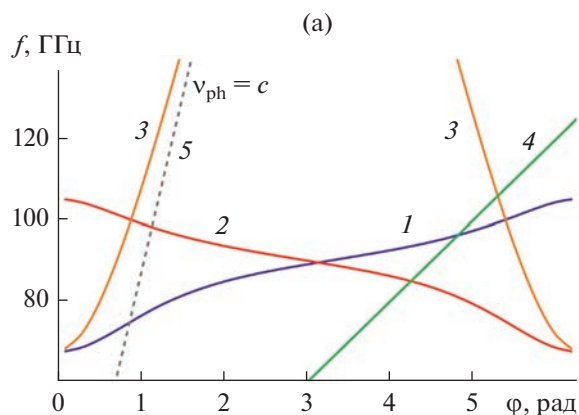


Рис. 2. Электродинамические параметры ЗС: а – дисперсионные характеристики прямой (1) и обратной (2) гармоник, а также незамедленной объемной моды (3), линия пучка при напряжении 14 кВ (4), линия скорости света (5); б – зависимости усредненного сопротивления связи прямой (1) и обратной (2) гармоник от частоты; в – увеличенный фрагмент зависимости сопротивления связи прямой гармоники в рабочем диапазоне.

90...100 ГГц сопротивление связи прямой гармоники принимает высокие значения, 5...40 Ом (рис. 2в). При этом сопротивление связи обратной гармоники вблизи частоты синхронизма 85 ГГц составляет около 1.5 Ом.

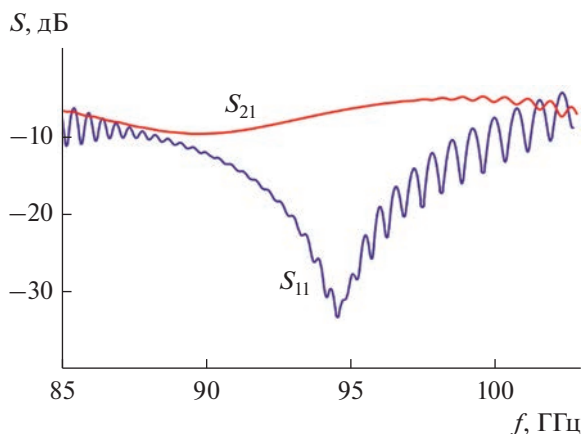


Рис. 3. Зависимость S-параметров от частоты для структуры из 30 периодов с согласующими устройствами на концах.

Была построена полноразмерная модель системы, состоящей из 30 периодов меандра, помещенных в прямоугольный волновод с согласующим устройством ввода/вывода (см. рис. 1а). Расчет S-параметров такой структуры был проведен с использованием программного пакета CST Studio Suite. Для учета поверхностной шероховатости структуры эффективная проводимость металла была принята равной $\sigma = 3.0 \times 10^7$ См/м. Результаты представлены на рис. 3. В рабочем диапазоне коэффициент отражения менее -15 дБ, а потери на прохождение составляют $0.2...0.27$ дБ/период.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Моделирование электронно-волнового взаимодействия также проводили с помощью пакета CST Studio Suite. Предполагалось, что взаимодействие происходит с двулучевым ленточным электронным потоком с общим током пучков 200 мА, а напряжение пучка составляет 14 кВ. Фокусировка электронного потока осуществлялась однородным продольным магнитным полем 1 Тл. Чтобы получить значения коэффициента усиления свыше 30 дБ, избежав при этом паразитного самовозбуждения на обратной гармонике, была разработана модель ЛБВ, состоящая из двух секций длиной по 30 периодов, с разрывом. Сначала было проведено моделирование линейного режима усиления при входной мощности ~ 10 мВт. Зависимость коэффициента усиления от частоты представлена на рис. 4. Максимальный коэффициент усиления достигает 37 дБ, полоса усиления по уровню -3 дБ составляет более одного гигагерца.

Затем были исследованы характеристики ЛБВ в нелинейном режиме работы. Согласно расчетам на частоте 97.5 ГГц достигается максимальная выходная мощность в 121 Вт при входной мощно-

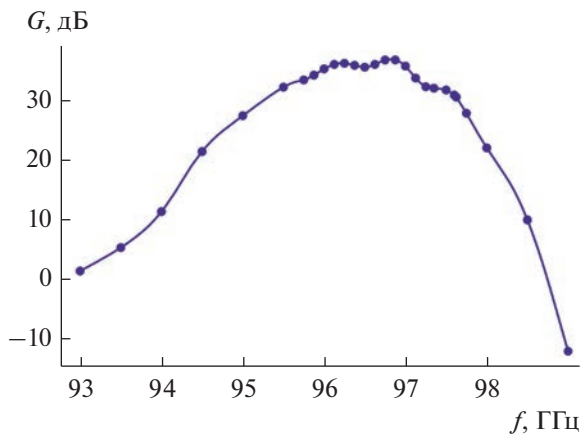


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления от частоты для ЛБВ, состоящей из двух секций из 30 периодов каждая, при токе пучка 200 мА и напряжении 14 кВ.

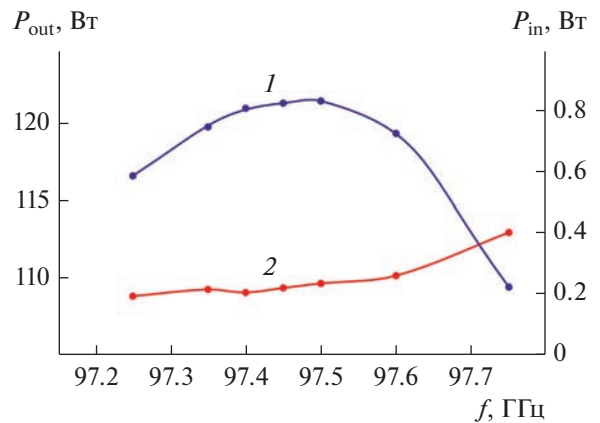


Рис. 5. Зависимость мощности насыщения (1) и соответствующей входной мощности (2) от частоты при токе пучка 200 мА и напряжении 14 кВ.

сти 0.23 Вт. На рис. 5 представлены зависимости мощности насыщения от частоты, а также соответствующей входной мощности.

3. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Тестовые образцы ЗС изготавливали с помощью прецизионной лазерной резки импульсами наносекундной длительности [7]–[9]. Образцы ЗС формировались из тонкого листа бескислородной меди толщиной 200 мкм. Прецизионная резка производили с использованием лазерной технологической установки МиниМаркер 2-20А4 (ООО “Лазерный центр”, Россия). Совместно с лазерной установкой была использована система прецизионного перемещения столика с образцом, построенная на базе микроподвижек 8MT175-50XYZ (Standa Ltd.). Дистанция перемещения указанной системы по каждой из осей составляет 50 мм, стандартный шаг перемещения 2.5 мкм, прецизионный шаг перемещения ~0.3 мкм.

Опишем технологический маршрут создания ЗС. Вначале с помощью редактора векторной графики создается макет траекторий движения лазерного луча. Специализированное программное обеспечение лазерной технологической установки преобразует данный макет в набор команд, управляющих положением лазерного пучка.

Далее производится лазерная микрообработка. Данный этап можно подразделить на следующие шаги.

1. Лазерное излучение проходит по внутреннему контуру структуры, при этом используется наименьшая длительность лазерного импульса и наименьшая частота следования импульсов. Создается предварительный канал в виде аккуратного углубления на поверхности медного листа с

целью улучшения качества дальнейшей лазерной резки.

2. Лазерное излучение с большей мощностью в импульсе многократно проходит по ранее сформированному каналу и прорезает металл по контуру внутри структуры.

3. Сформированная структура ЗС вырезается из тонкого листа меди.

Затем производится ультразвуковая химическая чистка полученных структур с помощью ультразвуковой ванны и химических реагентов, таких как ортофосфорная кислота и спирт. Удаляются окислы металла и продукты процесса лазерной абляции по краям зона реза.

На заключительном этапе осуществляется детальный морфологический анализ полученных структур с помощью оптической (микроскоп Olympus MX51) и сканирующей электронной (MIRA II LMU, Tescan) микроскопии. Производится сопоставление размеров изготовленных структур ЗС с численной моделью.

В ходе проведенных работ были установлены следующие оптимальные требования к параметрам прецизионной лазерной резки:

- на первом шаге длительность импульса следует выбирать не более 4 нс, при этом частота следования импульсов не должна превышать 10 кГц, а скорость перемещения лазерного луча не должна превышать 10 мм/с;
- на втором шаге длительность импульса следует выбирать в диапазоне от 8 до 20 нс, при этом частота следования импульсов не должна превышать 20 кГц, а скорость перемещения лазерного луча не должна превышать 20 мм/с;
- на третьем шаге длительность импульса следует выбирать в диапазоне от 20 до 50 нс, при этом частота следования импульсов может достигать до

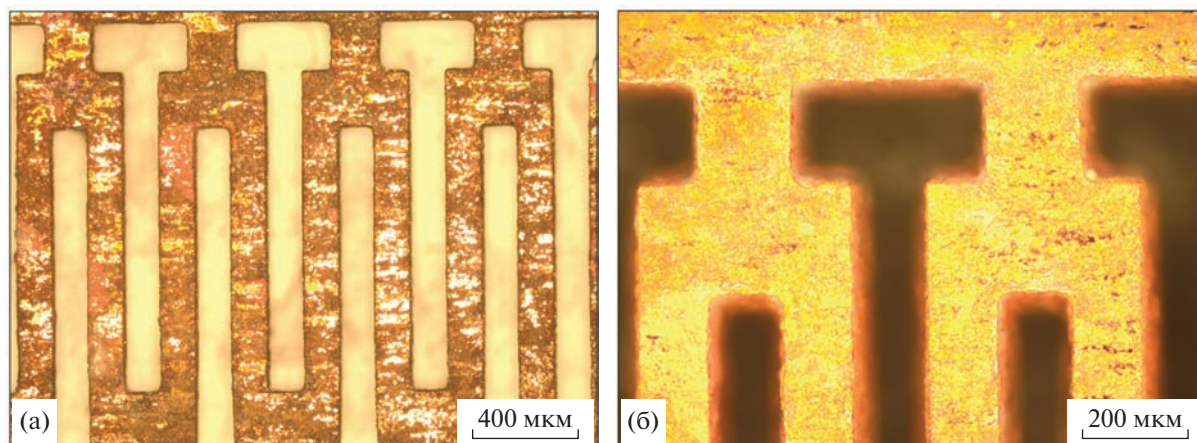


Рис. 6. Изображение структуры, полученное на оптическом микроскопе. а – общий вид, б – увеличенный фрагмент.

100 кГц, а скорость перемещения лазерного луча до 100 мм/с.

С помощью описанного технологического подхода были изготовлены тестовые образцы ЗС. Фотография образца изготовленной структуры ЗС, а также увеличенные фрагменты ее элементов приведены на рис. 6, а СЭМ-изображение – на рис. 7. Была рассчитана погрешность изготовления основных элементов указанной структуры ЗС. Для этого в пяти точках осуществлялся замер латеральных размеров, после чего осуществлялся расчет доверительного интервала. Полученные результаты измерений приведены в табл. 1. Из таблицы видно, что погрешность в изготовлении не превышает 9 мкм.

Предполагается, что для формирования полноценной ЗС с согласующими устройствами будет сформирован наборный пакет тонких медных пластин с вырезанными отверстиями заданной

формы. Одна из пластин будет представлять собой меандровую линию, а остальные – формировать прямоугольный волновод и согласующие устройства. Пайка пакета пластин будет также осуществляться с использованием лазерной установки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты разработки полосковой ЗС типа меандр с металлическими опорами для миниатюрной мощной ЛБВ W-диапазона. Показано, что в такой системе возможен синхронизм на частотах вблизи 100 ГГц при напряжении порядка 14 кВ. При этом на данных частотах возможны высокие значения сопротивления связи (до 40 Ом). Разработана система согласования полосковой линии с ЗС, которая обеспечивает коэффициент отражения менее –15 дБ в области синхронизма. При этом омические потери в структуре в рабочем диапазоне составляют 0.2...0.27 дБ/период.

Разработана двухсекционная модель ЛБВ и проведен расчет выходных характеристик на основе трехмерного моделирования электронно-волнового взаимодействия. Получено, что при токе и напряжении пучка 200 мА и 14 кВ соответственно коэффициент усиления в линейном режиме достигает 37 дБ, а выходная мощность превышает 120 Вт на частоте 97.5 ГГц.

Апробирована технология изготовления полосковой замедляющей системы типа меандр с металлическими опорами с использованием лазерной резки тонких медных пластин с последующей химической и ультразвуковой обработкой. В ходе работы были установлены оптимальные параметры лазерной резки. Изготовленные образцы были исследованы методами оптической и сканирующей электронной микроскопии. Получено хорошее соответствие размеров изготовленных

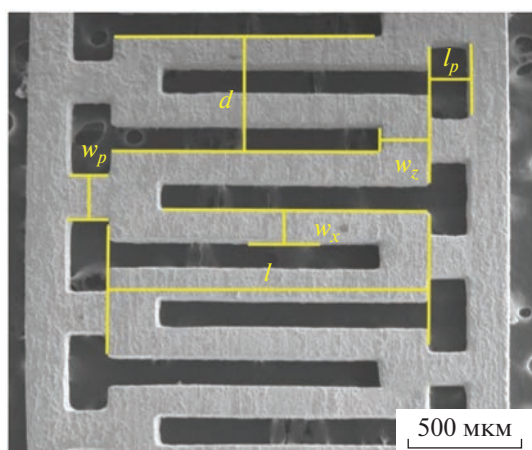


Рис. 7. СЭМ-изображение структуры: d – период, l_p – длина опоры, w_z – ширина полоска, w_p – ширина опоры, w_x – ширина полоска, l – ширина меандра.

образцов и компьютерной модели: погрешность в изготовлении не превышает 9 мкм.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00181).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Paoloni C., Gamzina D., Letizia R. et al.* // J. Electromag. Waves Appl. 2021. V. 35. № 5. P. 567.
<https://doi.org/10.1080/09205071.2020.1848643>
2. *Shao W., Xu D., Wang Zh. et al.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. № 6. P. 063106.
<https://doi.org/10.1063/1.5096331>
3. *Lu Z., Ding K., Wen R. et al.* // IEEE Electron Dev. Lett. 2020. V. 41. № 2. P. 284.
<https://doi.org/10.1109/LED.2019.2963686>
4. *Dong Y., Chen Z., Li X. et al.* // J. Electromag. Waves Appl. 2020. V. 34. № 16. P. 2236.
<https://doi.org/10.1080/09205071.2020.1807413>
5. *Wang H., Wang Zh., Li X. et al.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. № 6. P. 063113.
<https://doi.org/10.1063/1.5023776>
6. *Torgashov R.A., Rozhnev A.G., Ryskin N.M.* // IEEE Trans. 2022. V. ED-69. № 3. P. 1396.
<https://doi.org/10.1109/TED.2022.3141337>
7. *Ryskin N.M., Torgashov R.A., Starodubov A.V. et al.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 2021. V. 39. № 1. P. 013204.
<https://doi.org/10.1116/6.0000716>
8. *Стародубов А.В., Ножкин Д.А., Расулов И.И. и др.* // РЭ. 2022. Т. 67. № 10. С. 935.
<https://doi.org/10.31857/S0033849422100126>
9. *Starodubov A.V., Serdobintsev A.A., Galkin A.G. et al.* // Intern. Conf. on Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE). Saratov, 24–25 Sept. 2020. N.Y.: IEEE, 2020. P. 256.
<https://doi.org/10.1109/APEDE48864.2020.9255610>

СТРУКТУРА ПЛЕНОК АЛЮМИНИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ
ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ¹© 2023 г. М. В. Стрелков^{a, b, *}, А. М. Чекушкин^a, А. А. Ломов^c,
С. В. Краевский^d, М. Ю. Фоминский^a, М. А. Тарасов^a^a Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация^b Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141701 Российская Федерация^c Физико-технологический институт им. К.А. Валиева РАН,
Нахимовский просп. 36, корп. 1, Москва, 117218 Российская Федерация^d Научно-исследовательский институт биомедицинской химии им. В.Н. Ореховича,
ул. Погодинская, 10, стр. 8, Москва, 119121 Российская Федерация

*E-mail: strelkov.mv@phystech.edu

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 01.08.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

Проведен цикл исследований структуры пленок алюминия, напыленных на монокристаллические подложки кремния в разных температурных режимах. Микроскопом атомных сил исследована шероховатость и размер зерна пленок зародышей толщиной 20 нм, напыленных при повышенных температурах, а также допыленных поверх слоя зародыша при комнатной температуре до толщины 150 нм. Измерен профиль пленок в электронном микроскопе. Найдено, что пленки на горячем подслое оказываются более гладкими, более жесткими (менее рыхлыми) и позволяют рассчитывать на создание переходов сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник и сверхпроводник–изолятор–нормальный металл соответственно с более высокой плотностью тока и меньшей емкостью.

DOI: 10.31857/S0033849423100157, EDN: YZ1YOK

ВВЕДЕНИЕ

Реально достигнутые параметры джозефсоновских туннельных переходов оказываются значительно хуже теоретических оценок, так для ниобиевых сквидов с туннельным барьером из оксида алюминия характерное напряжение $V_c = I_c R_n$ в лучшем случае достигает 200 мкВ, а по теории должно быть до 2 мВ. Для терагерцевых смесителей и генераторов на переходах сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) главные проблемы – это большая удельная емкость, гистерезис и появление токов утечки. И та и другая проблема могут быть связаны с морфологией и кристаллической структурой пленок туннельного барьера и сверхпроводящих электродов. На практике пленки получают гранулированные, туннельные барьеры неравномерные, эффективная площадь на уровне 10%, отсюда – утечки, паразитные емкости. Кристаллическая структура определяет принципиально разные свойства одних и тех же элементов, как, например, алмаз, графит, фуллерены,

нанотрубки для углерода. Ключевыми элементами перспективной сверхпроводниковой технологии являются: применение монокристаллических подложек, согласованных по значению постоянной решетки и ориентации с выращиваемыми пленками, оптимизация температурных режимов роста, контролируемое формирование оксидного или нитридного туннельного барьера.

1. ИЗГОТОВЛЕНИЕ
И АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ

В данной работе пленки алюминия выращены методом магнетронного распыления на подложке Si(111) с квази-эпитаксиальным слоем-зародышем. Пленки осаждались в две стадии, по аналогии с [1]. Вначале в течение 100 с на подложке формировали островковый слой 10...20 нм монокристаллических зародышей при температуре 400°C, скорости осаждения частиц Al не более 0.2 нм/с, давлении в камере 1.5×10^{-3} мбар и мощности магнетрона 300 Вт. Процесс остывания образца до 19°C проходил в условиях остаточного давления в течение 12 ч. Осаждение пленки на второй стадии

¹ Работа удостоена премии на 19-м конкурсе молодых ученых имени Ивана Анисимкина.

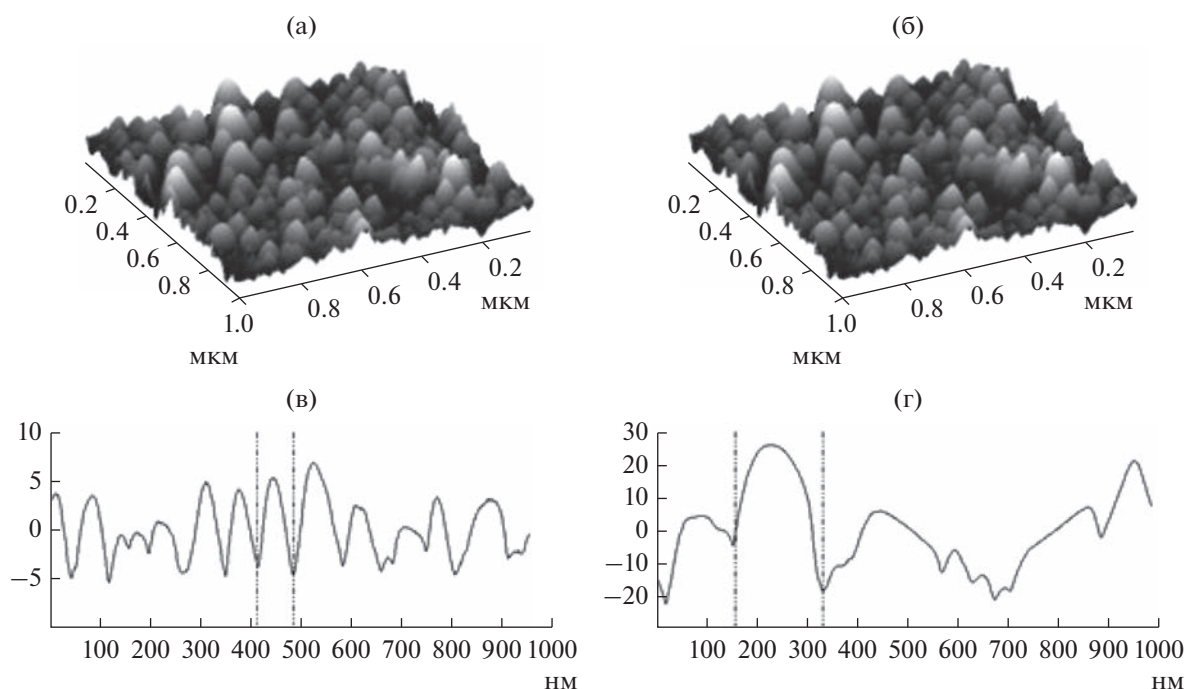


Рис. 1. АСМ-изображения пленки зародыша 20 нм, напыленной на горячую подложку (а) и подложку при комнатной температуре (б), полученные на АСМ-микроскопе профили пленки зародыша, напыленной на горячую подложку (в) и на подложку при комнатной температуре (г).

выполнялось в условиях стационарной температуры образца. Процесс осаждения пленки проходил в атмосфере аргона (давление 4×10^{-3} мбар) со скоростью 1.45 нм/с в течение 138 с. Температура кремниевой подложки фиксировалась при 19°C за счет контролируемого охлаждения столика подложки от водоохлаждающего аппарата (чиллера). Изображение слоев-зародышей и пленок, напыленных поверх зародышей, полученные на атомно-силовом микроскопе (АСМ) приведены на рис. 1 и 2 соответственно. Данные измерений зернистости слоев-зародышей и пленок, напылен-

ных поверх зародышей, приведены в табл. 1 и 2 соответственно.

Отдельно исследованы подготовленные пленки-зародыши, толщиной до 20 нм, и пленки с двухстадийным напылением алюминия. Поперечное сечение пленки с квази-эпитаксиальным подслоем приведено на рис. 3.

По измерениям рентгеновской дифракции можно определить кристаллографическую структуру пленок и ориентацию кристаллической решетки, ориентация преимущественно (111), дифрактограммы приведены на рис. 4.

Таблица 1. Характеристики пленок в зависимости от температуры подложки, при которой напылялся слой – зародыш

| $T_3, ^\circ\text{C}$ | Размер зерна, нм | Шероховатость, нм | |
|-----------------------|------------------|-------------------|--------------------|
| | | от пика до пика | среднеквадратичная |
| 200 | 160 | 25 | 6.6 |
| 400 | 60 | 10 | 1.6 |
| 500 | 70 | 5 | 0.8 |

Таблица 2. Параметры 150-нанометровой пленки в зависимости от температуры напыления зародыша $T_{\text{нап}}$

| $T_{\text{нап}}, ^\circ\text{C}$ | Размер зерна, нм | Шероховатость, нм | |
|----------------------------------|------------------|-------------------|--------------------|
| | | от пика до пика | среднеквадратичная |
| 400 | 200 | 20 | 7 |
| Комнатная | 300...400 | 25...40 | 8...25 |

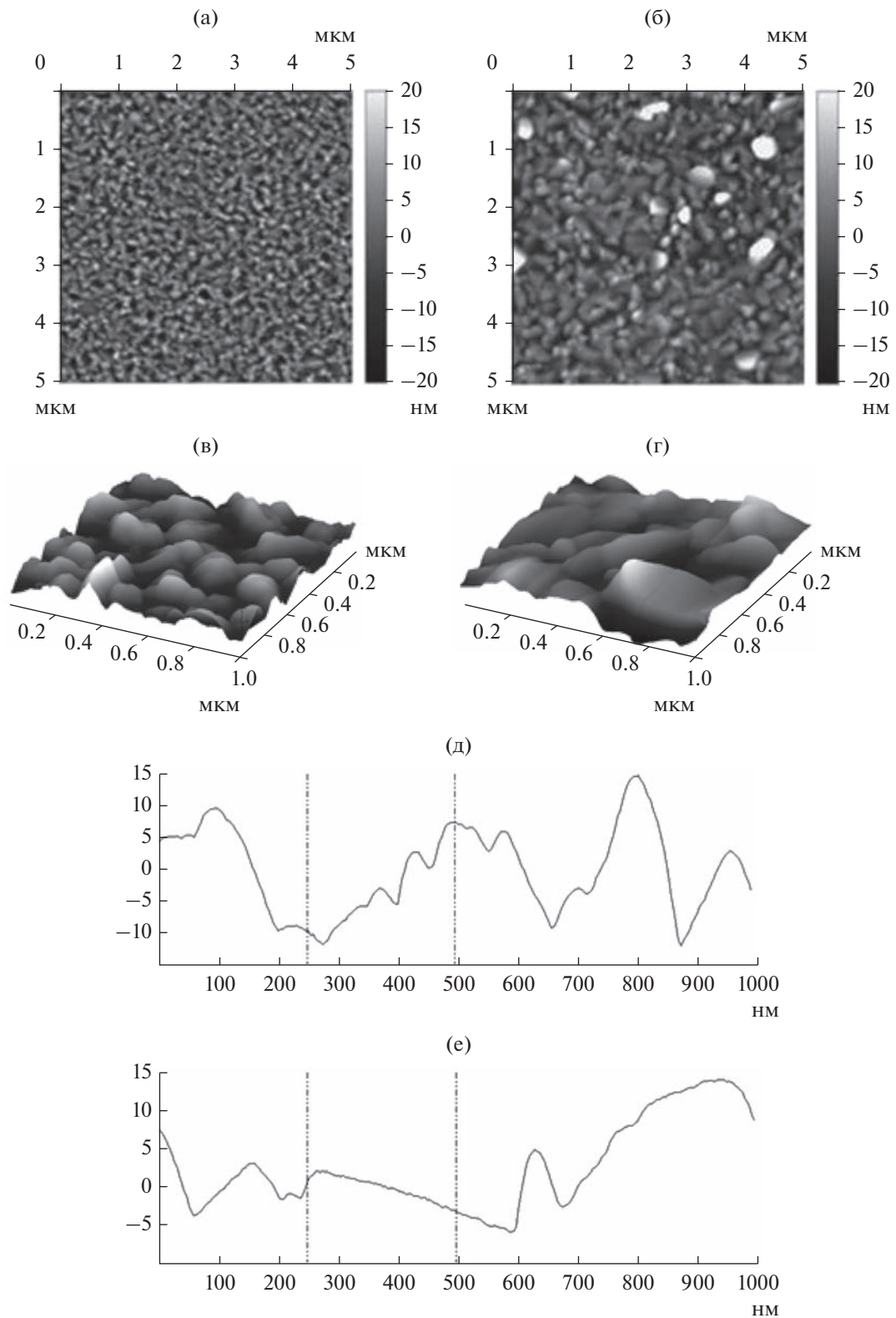


Рис. 2. Пленки 150 нм, напыленные поверх “горячего” зародыша толщиной 20 нм (а, в) и на подложку при комнатной температуре (б, г), профили пленок напыленных поверх “горячего” зародыша (д) и поверх подложки при комнатной температуре (е).

Таблица 3. Твердость пленок в зависимости от условий роста

| Условия | Твердость, ГПа | Модуль Юнга, ГПа |
|--------------------|----------------|------------------|
| Холодный подслоя | 5.5 | 40 |
| Горячий подслоя | 16 | 95 |
| Контрольный 200 нм | 5 | 35 |

Было проведено также измерение механических свойств выращенных пленок Al/Si (111) на установке CB-500 Nanovea (USA) с помощью наноиндентора, в качестве которого использована трехгранная алмазная пирамида Берковича с ра-

диусом 50 нм. Получены прямые и обратные зависимости приложенной нагрузки от глубины проникновения индентора (режим непрерывного измерения жесткости). Усредненные результаты приведены в табл. 3.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ

Были измерены образцы из алюминия, идентичные по размерам и выполненные в виде полосок шириной 0.2 мм и длиной 10 мм. При толщине пленок 2 нм и меньше измерено электрическое сопротивление порядка 1 МОм, т.е. пленка, по всей видимости, была островковой: состояла из слабосвязанных участков. При толщине 6 нм удельное сопротивление составило $\rho = 2 \times 10^{-6}$ Ом м, при толщине 20 нм $\rho = 2.9 \times 10^{-7}$ Ом м. Сопротивление пленок толщиной более 300 нм приближалось к табличному значению для массивного алюминия $\rho = 2.6 \times 10^{-8}$ Ом м. При малых толщинах пленка состоит из проводящих островков, разделенных слабо проводящими промежутками, а при увеличении толщины проводящие области сливаются. Малая проводимость аморфных тонких пленок может быть обусловлена локализацией носителей зарядов на слабосвязанных кластерах и рассеяни-

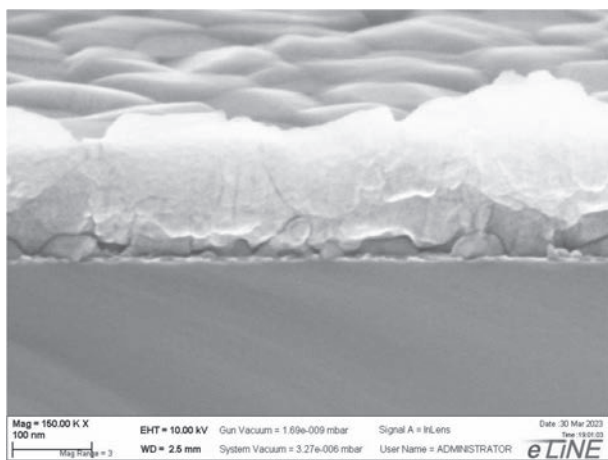


Рис. 3. Изображение скола в электронном микроскопе: снизу четко просматривается зернистый слой-защелка толщиной порядка 20 нм (скриншот).

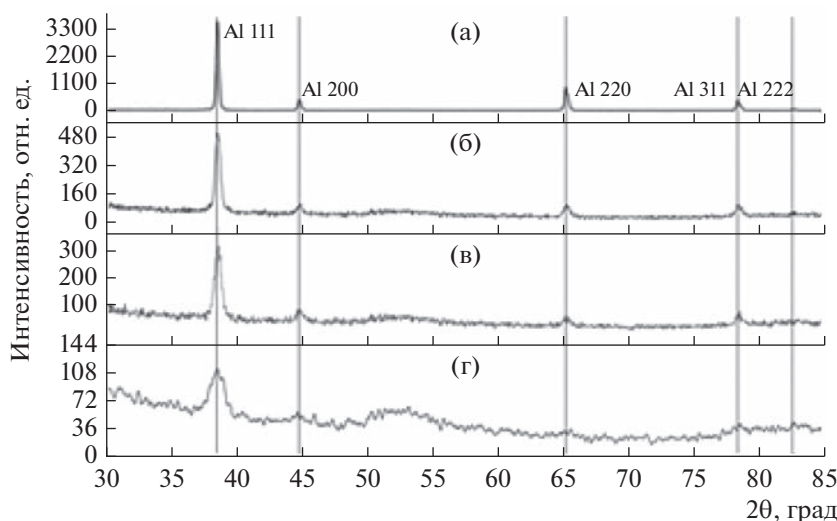


Рис. 4. Рентгеновские дифрактограммы пленок толщиной 200 (а), 20 (б, в) и 10 нм (г), напыленных с высокой (а, б) и низкой (в, г) скоростью; на всех пленках наблюдается пик, соответствующий ориентации подложки (111): а – 200 нм, высокая скорость напыления, б – 20 нм, высокая скорость, в – 20 нм, низкая скорость, г – 10 нм, низкая скорость.

Таблица 4. Теоретические оценки параметров пленок алюминия

| Толщина Al, нм | J_c , мкА/мкм ² | R_n , Ом/мкм ² | V_c , мкВ | C , фФ/мкм ² | β_c | $\tau = RC$, пс | $f_{RC} = 1/2\pi\tau$, ТГц |
|----------------|------------------------------|-----------------------------|-------------|---------------------------|-----------|------------------|-----------------------------|
| 1 | 36 | 5.6 | 196 | 24 | 0.014 | 0.13 | 1 |
| 2 | 0.03 | 6300 | 19 | 13 | 166 | 813 | 0.012 |

ем электронов на дефектах. Критическая температура сверхпроводящего перехода пленок толщиной 18 и 3 нм составляет 1.5 и 2.4 К соответственно.

Параметры туннельных СИС-переходов в значительной степени определяются структурой области барьера из оксида или нитрида алюминия. Для практических туннельных переходов сопротивлением от 1 до 2 кОм/мкм² измеренная по резонансам удельная емкость составляет от 70 до 50 фФ/мкм². По формуле для плоского конденсатора $C = \epsilon\epsilon_0 S/d$, где $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ Ф/м и $\epsilon = 3$, это соответствует толщине оксидного барьера $d = \epsilon\epsilon_0 S/C = 0.38...0.5$ нм. Для туннельного перехода при таких сопротивлениях оценка толщины барьера составляет приблизительно 1.8 нм, для идеального плоского конденсатора это соответствовало бы удельной емкости 15 фФ/мкм², т.е. разница в оценке толщины в теории составляет 4.7...3.6 раз, таким образом, емкость сформирована на большей площади, чем эффективная площадь туннельного барьера. В реальности относительная диэлектрическая проницаемость даже идеального аморфного барьера оказывается меньше двух, эффективная толщина емкостного барьера будет на уровне 0.25 нм. Можно предположить, что шероховатая поверхность имеет значительно большую площадь при меньшей прозрачности. По данным работы [2] эффективная площадь туннелирования составляет и вовсе 0.13. Это значит, что лишь малая (более тонкая) часть площади перехода отвечает за туннельную проводимость, а остальная (более толстая часть) и определяет эффективную паразитную емкость. Однако рассчитывать на идеальный туннельный барьер достаточно сложно, поскольку для AlO_x реальная измеренная постоянная решетки составляет 0.47 нм, т.е. идеальный переход будет представлять собой туннельный барьер толщиной, примерно равной постоянной решетки диэлектрика. Для этого требуется сформировать

атомарно гладкую кристаллическую поверхность без дефектов и двойников. При этом площадь переходов будет на порядок меньше стандартных переходов на гранулированных пленках при тех же значениях туннельной проводимости.

В табл. 4 приведены теоретические оценки для туннельных переходов площадью 1 мкм² с толщиной диэлектрика 1 и 2 нм в СИС-переходах на основе пленок алюминия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создание эпитаксиальных атомарно-гладких сверхпроводниковых туннельных переходов даст возможность избавиться от гистерезиса и необходимости резистивного шунтирования переходов (или уменьшить их влияние), что означает существенное улучшение всех предельных характеристик для устройств сверхпроводниковой аналоговой и цифровой электроники.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-79-00022). Использованы уникальные научные установки № 352529 “Криоинтеграл” и “Авогадро”, работа на которых финансово поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-667 и соглашение № 075-15-2021-933 соответственно).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rodionov I., Baburin A., Gabidullin A., et al. // Sci. Rep. 2019. V. 9. Article No. 12232.
2. Greibe T., Stenberg M., Wilson C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. № 9. Article No. 097001.

ПРОЕКТИРОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ
ИНТЕГРАЛЬНЫХ СОГЛАСУЮЩИХ СТРУКТУР¹© 2023 г. Ф. В. Хан^{a, b, *}, А. А. Атепалихин^{a, b}, Л. В. Филиппенко^a, В. П. Кошелец^a^a Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация^b Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская область, 141701 Российская Федерация

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

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Разработаны и исследованы сверхпроводниковые интегральные структуры, предназначенные для согласования импедансов генератора на основе распределенного джозефсоновского перехода и детектора на основе туннельного перехода сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник в субтерагерцовом диапазоне частот. Проведено моделирование структур с помощью метода матриц передачи. Выполнен расчет дизайнов в программе численного трехмерного моделирования. Найдено качественное соответствие результатов, полученных двумя методами. Спроектированы три дизайна с различными топологиями, покрывающие частотный диапазон 250...680 ГГц по уровню –2 дБ.

DOI: 10.31857/S0033849423100066, EDN: YZFXBY

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день устройства сверхпроводниковой электроники получили широкое распространение благодаря набору уникальных характеристик, недостижимых для приборов, работающих на других принципах. Низкая шумовая температура [1, 2], сильная нелинейность, рабочие частоты в терагерцовой (ТГц) области, а также возможность интеграции сверхпроводниковых элементов, – все это обуславливает использование приборов на основе туннельных джозефсоновских переходов типа сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) в качестве источников ТГц-излучения и приемников с высокой чувствительностью. Подобные устройства применяются в различных областях науки и техники – начиная от исследования состава веществ [3] и заканчивая радиоастрономическими приложениями, такими как система радиотелескопов ALMA (<https://almaobservatory.org>) и проект Миллиметрон (<https://millimetron.ru/>).

Сверхпроводниковые устройства обычно имеют топологию планарных интегральных структур, выполненных на одной подложке вместе с антенной и включающих в себя помимо туннельных джозефсоновских контактов микрополосковые

линии со сверхпроводящими электродами, по которым распространяется сигнал и с помощью которых осуществляется согласование между элементами схемы.

Наилучшие характеристики генераторов и приемных элементов достигаются, с одной стороны, путем совершенствования технологии изготовления образцов [4]: так современные методы электронной и оптической литографии, ионного травления и магнетронного напыления позволяют получить переходы высокого качества и достичь значений шумовой температуры приемника всего в несколько значений стандартного квантового предела в ТГц-диапазоне частот ($T_{\text{кв}} = hf/k_B$, где f – рабочая частота). С другой стороны, работоспособность устройств существенным образом зависит от дизайна структуры. Как показано в работе [5], многократные отражения от СИС-детектора, возникающие в результате рассогласования элементов, приводят к повышению шумовой температуры и уменьшению рабочей полосы на промежуточной частоте.

В данной работе проводится расчет, исследование и оптимизация ниобиевых интегральных согласующих структур в частотном диапазоне 250...700 ГГц для обеспечения наилучшего согласования. Структуры были рассчитаны с помощью полуаналитической модели, основанной на методе матриц передачи, и в программе численного

¹ Работа удостоена премии на 19-м конкурсе молодых ученых имени Ивана Анисимкина.

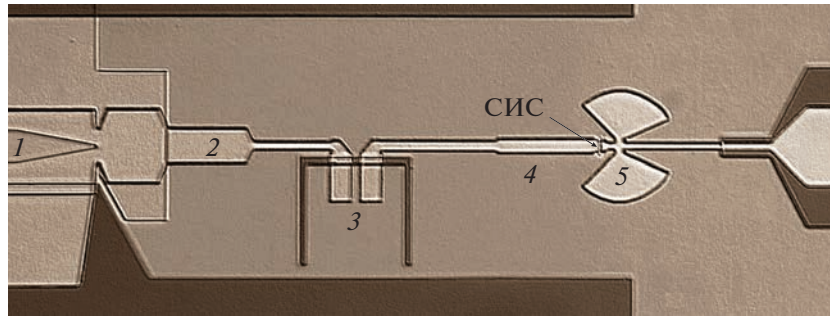


Рис. 1. Характерное изображение одной из сверхпроводниковых интегральных структур, полученное с помощью оптического микроскопа. Цифрами обозначены: 1 – генератор на РДП, 2, 4 – ступенчатые трансформаторы импеданса, 3 – разрыв по постоянному току в виде щелевой антенны, 5 – радиальный замыкатель, предназначенный для отстройки емкости СИС-детектора. Образцы, спроектированные в данной работе, отличаются геометрическими размерами элементов внутри каждого из блоков 1–5.

трехмерного моделирования Ansys HFSS. Результаты расчетов сравниваются между собой и с экспериментальными данными для ранее изготовленных образцов.

1. ОПИСАНИЕ ИССЛЕДУЕМЫХ ОБРАЗЦОВ

Изображение сверхпроводниковой линии передачи СВЧ-сигнала показано на рис. 1. В качестве генератора ТГц-сигнала используется распределенный джозефсоновский переход (РДП), частота генерации f которого связана с приложенным напряжением V известным соотношением: $hf = 2eV$ [6]. Детектор в схеме выполнен на основе сосредоточенного СИС-перехода, в котором под действием внешнего переменного сигнала резко

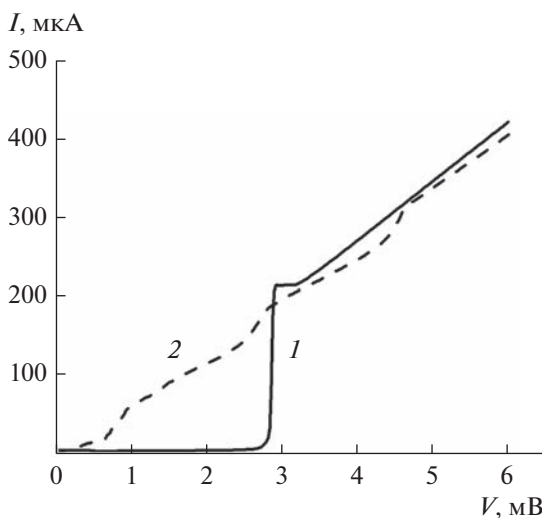


Рис. 2. Экспериментально измеренные ВАХ СИС-перехода, используемого в качестве детектора излучения: 1 – автономная ВАХ; 2 – ВАХ под воздействием переменного внешнего сигнала частотой 400 ГГц.

повышается вероятность туннелирования квази-частиц и, как следствие, возрастает ток при напряжениях ниже щелевого (возникают так называемые квази-частичные ступени) [7]; этот эффект используется в экспериментальных образцах для оценки приходящей мощности. Вольтамперная характеристика (ВАХ) СИС-перехода под действием внешнего сигнала частотой 400 ГГц и автономная ВАХ показаны на рис. 2. Для обеспечения независимого подключения РДП и СИС-детектора по постоянному току и возможности передачи СВЧ-сигнала в широкой полосе частот в линии присутствует разрыв по постоянному току, выполненный в виде щелевой антенны.

2. МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СТРУКТУР

При проектировании сверхпроводниковых интегральных согласующих структур были использованы две модели, описанные в работе [8]. Обе модели находятся в хорошем согласии друг с другом и экспериментальными данными для ранее изготовленных образцов (рис. 3).

2.1. Полуаналитический метод

При моделировании первым способом используется метод матриц передачи (или ABCD-матриц) и рассчитывается доля приходящей от генератора к детектору мощности [9, 10]. Каждый элемент структуры представлен в расчете в виде четырехполосника с соответствующей матрицей. При перемножении матриц в порядке следования элементов от детектора к генератору получается результирующая матрица всей структуры, из которой после преобразований можно вычислить коэффициент S_{21} .

По сравнению с обычной микрополосковой линией в сверхпроводниковой линии возникают

дополнительные эффекты: частичное проникновение магнитного поля в электроды линии передачи и обусловленное этим изменение фазовой скорости [11], а также возникновение сильного затухания волн на частотах, близких к щели. Данные эффекты учитываются с помощью рассчитанного отдельно импеданса на квадрат поверхности верхнего и нижнего электродов по формулам из теории Маттиса–Бардина [12].

Разработанная программа позволяет относительно быстро производить расчет структуры при изменении геометрического размера или другого параметра отдельных элементов схемы (например, толщины слоя изоляции), что значительно ускоряет процесс проектирования и оптимизации. В связи с этим разработку новых топологий сверхпроводниковых интегральных схем проводили с помощью данного метода.

2.2. Численный расчет в программе трехмерного моделирования

Дополнительно к расчету с помощью ABCD-матриц было проведено моделирование всех спроектированных структур в программе Ansys HFSS; в HFSS производится решение уравнений Максвелла во всей моделируемой структуре с помощью метода конечных элементов, а после находится коэффициент S_{21} , соответствующий отношению амплитуды сигнала на выходном порте к амплитуде сигнала на входе, что можно интерпретировать (с точностью до возведения в квадрат) как мощность, приходящую от генератора к детектору. Моделирование сверхпроводящих элементов и постановка соответствующих граничных условий обсуждались в работах [13, 14].

Моделирование новых образцов позволило, с одной стороны, верифицировать результаты расчетов, полученные полуаналитическим методом, а с другой – показать, что обе модели приводят к одним и тем же результатам для широкого класса структур.

3. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

Для согласования РДП и СИС-детектора через разрыв по постоянному току используются многоступенчатые трансформаторы импеданса, выполненные в виде отрезков микрополосковых линий длиной $\lambda/4$, где λ – длина волны распространяющегося по линии излучения в центре полосы согласования ($\lambda \sim 100 \dots 300$ мкм).

В простейшем случае одноступенчатого трансформатора наилучшее согласование между генератором с импедансом $Z_{\text{ген}}$ и нагрузкой с импедансом $Z_{\text{н}}$ получается, если характеристический импеданс линии равен $Z = (Z_{\text{вх}} Z_{\text{н}})^{1/2}$. Для обеспечения согласования между СИС-детектором, генера-

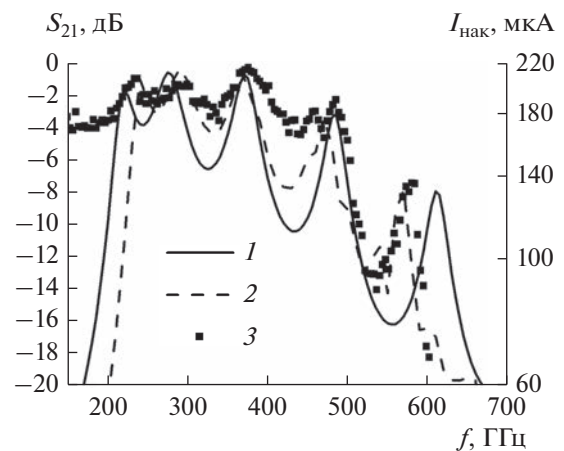


Рис. 3. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными для образца, изготовленного ранее: 1 – частотная зависимость коэффициента S_{21} , полученная с помощью полуаналитического расчета; 2 – результаты численного расчета; 3 – экспериментально измеренные значения тока накачки $I_{\text{нак}}$ СИС-детектора в зависимости от частоты РДП.

тором (абсолютные значения порядка нескольких долей ома) и разрывом по постоянному току (десятки ом) в широкой полосе частот требуется использовать трансформаторы, состоящие из нескольких секций; выражения для характеристического импеданса каждой секции можно найти, например, в [9]. При постоянной толщине слоя изолятора и электродов характеристический импеданс взаимно однозначно связан с шириной микрополоска. Значение ширины выбирается на этапе проектирования.

Ранее было установлено, что ширина полосы согласования импеданса СИС-перехода с внешней структурой зависит от параметра χ , который показывает степень шунтирования СИС-перехода [15]:

$$\chi = 2\pi f R_{\text{вч}} C S,$$

где f – частота излучения, $R_{\text{вч}}$ – высокочастотный импеданс перехода (зависящий от напряжения в рабочей точке), C – емкость перехода на единицу площади ($\sim 0.08 \dots 0.09$ пФ/мкм²), S – площадь перехода.

Характерное значение параметра χ для СИС-перехода с нормальным сопротивлением 13 Ом и площадью 1 мкм² на частоте 400 ГГц составляет примерно 2.8. Ширина полосы согласования импеданса детектора на СИС-переходе со структурой обратно пропорциональна параметру χ : $\Delta f \sim 1/\chi$. Это мотивирует уменьшать его значение, расширяя тем самым рабочий диапазон согласования по частоте. Одним из способов достижения малых значений χ является повышение плотности туннельного тока джозефсоновского перехода путем уменьшения толщины барьера d . Поскольку зависимость

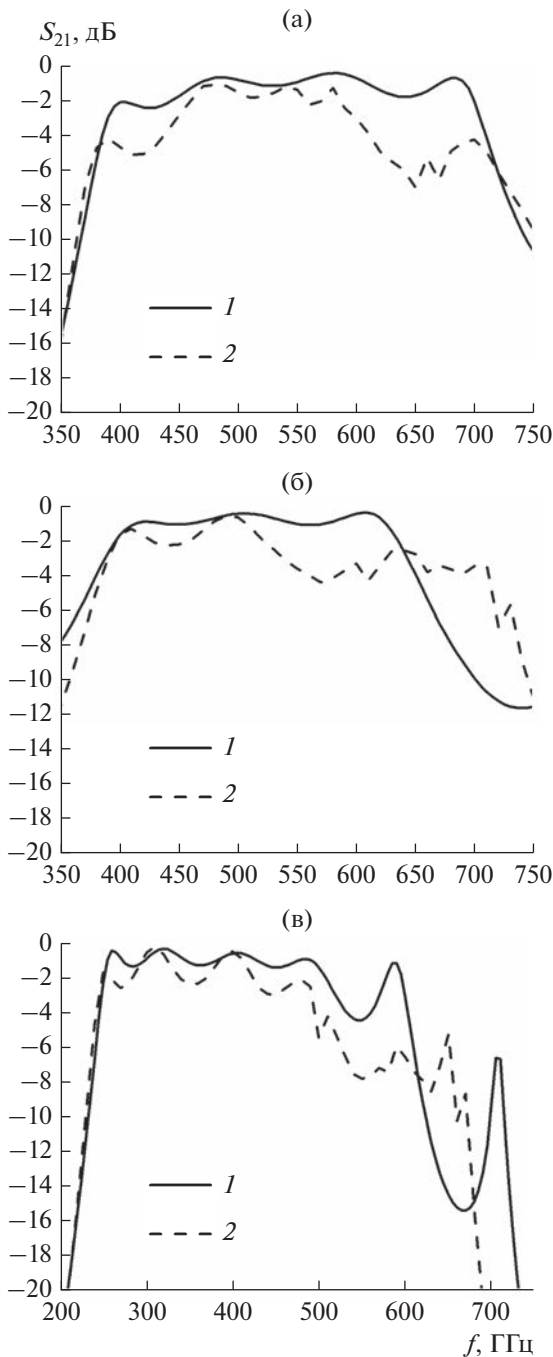


Рис. 4. Зависимости параметра S_{21} от частоты: 1 – полуаналитический расчет; 2 – численное моделирование; а – дизайн высокочастотной линии с двухсекционным трансформатором между СИС-детектором и разрывом по постоянному току; б – высокочастотная линия с односекционным трансформатором; в – низкочастотная линия.

$R(d)$ имеет экспоненциальный характер, а зависимость $C(d)$ – линейный, то значительное уменьшение сопротивления приведет к незначительному возрастанию емкости, и произведение $R_{вч}C$ уменьшится.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 4 показаны расчеты трех дизайнов сверхпроводниковых линий передачи, покрывающих диапазон 250...680 ГГц по уровню не хуже -2 дБ. Высокочастотная линия с характеристикой, показанной на рис. 4а, выполнена с двухсекционным трансформатором между разрывом по постоянному току и СИС-детектором (см. рис. 1, позиция 4). В другой высокочастотной линии (рис. 4б) используется односекционный трансформатор. Зависимость параметра S_{21} от частоты, показанная на рис. 4в, соответствует низкочастотной линии. Результаты полуаналитического расчета и численного моделирования находятся в качественном соответствии друг с другом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанные и апробированные на экспериментальных образцах методы моделирования сверхпроводниковых линий передачи позволили оптимизировать топологию согласующих структур. Спроектированы три дизайна с полосой согласования 360...680, 400...610 и 250...550 ГГц по уровню -2 дБ. Получено качественное соответствие между результатами численного моделирования и полуаналитического расчета.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны за возможность доступа к оборудованию уникальной научной установки “Криоинтеграл” (№ 352529), поддержанной в рамках соглашения Министерства науки и высшего образования РФ (RF-2296.61321X0041); оборудование было использовано при изготовлении образцов и проведении исследований.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Разработка технологии изготовления, изготовление образцов и эксперимент выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-00019, <https://rscf.ru/project/23-79-00019/>. Численные расчеты выполнены за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. De Lange G., Boersma D., Dercksen J. et al. // *Superconductor Sci. Technol.* 2010. V. 23. № 4. P. 045016. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/23/4/045016>
2. Billade B., Pavolotsky A., Belitsky V. // *IEEE Trans.* 2013. V. TST-3. № 4. P. 416. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2013.2255734>

3. *Kinev N.V., Rudakov K.I., Filippenko L.V., Koshelets V.P.* // Phys. Solid State. 2021. V. 63. P. 1414.
<https://doi.org/10.1134/S1063783421090171>
4. *Fominsky M.Yu., Filippenko L.V., Chekushkin A.M. et al.* // Electronic 2021. V. 10. № 23. P. 2944.
<https://doi.org/10.3390/electronics10232944>
5. *Chenu J.Y., Navarrini A., Bortolotti Y. et al.* // IEEE Trans. 2016. V. TST-6. № 2. P. 223.
<https://doi.org/10.1109/TTN.2016.2525762>
6. *Шмидт В.В.* Введение в физику сверхпроводников. М.: МЦНМО, 2000.
7. *Tucker J.R., Feldman M.J.* // Rev. Mod. Phys. 1985. V. 57. № 4. P. 1055.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.57.1055>
8. *Хан Ф.В., Атепалихин А.А., Филиппенко Л.В., Кошелец В.П.* // РЭ. 2023. Т. 68. № 9. С. 904.
9. *Фуско В.* СВЧ цепи. М.: Радио и связь, 1990.
10. *Frickey D.A.* // IEEE Trans. 1994. V. MTT-42. № 2. P. 205.
<https://doi.org/10.1109/22.275248>
11. *Swihart J.C.* // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. № 3. P. 461.
<https://doi.org/10.1063/1.1736025>
12. *Mattis D.C., Bardeen J.* // Phys. Rev. 1958. V. 111. № 2. P. 412.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.111.412>
13. *Kerr A.R., Pan S.K.* // Int. J. Infrared Millimeter Waves. 1990. V. 11. № 10. P. 1169.
<https://doi.org/10.1007/BF01014738>
14. *Belitsky V., Risacher C., Pantaleev M., Vassilev V.* // Intern. J. Infrared Millimeter Waves. 2006. V. 27. № 1. P. 809.
<https://doi.org/10.1007/s10762-006-9116-5>
15. *Likharev K.K.* Dynamics of Josephson Junctions and Circuits. Amsterdam: OPA, 1986.

**ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС
В РАДИОФИЗИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ**

УДК 517.9

**ВЛИЯНИЕ ШУМА И ЧАСТОТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ В КАНАЛЕ СВЯЗИ
НА КОММУНИКАЦИОННУЮ СХЕМУ НА ОСНОВЕ
ГЕНЕРАТОРА ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ХАОСА¹**

© 2023 г. Д. О. Любченко^{a, b, *}, О. Б. Исаева^{a, c}^a Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019 Российская Федерация^b Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация^c Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация

*E-mail: dima4398lub@mail.ru

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Проведен анализ возможности использования схемы хаотической коммуникации, основанной на синхронизации приемника и передатчика, в качестве которых использованы генераторы гиперболического хаоса. Показано, что нелинейно подмешиваемая к сигналу передатчика полезная информация может быть детектирована приемником в случае его устойчивой синхронизации с передаваемым сигналом. Проведены исследования, направленные на подтверждение гипотезы о том, что грубость, сильные хаотические свойства и шумоподобный широкополосный спектр генератора такого типа обеспечивают большую надежность и устойчивость передачи. Также показано влияние шумового и частотного искажений сигнала в канале связи на качество детектирования информации приемником.

DOI: 10.31857/S0033849423100108, EDN: ZWIAGK

Начиная с работы [1] ведется активная разработка генераторов с динамикой гиперболического типа, некоторые из этих моделей реализованы в виде радиофизических устройств [2, 3]. Значительное преимущество данным генераторам дают свойства, присущие гиперболическому хаосу, такие как свойство грубости (структурной устойчивости ассоциирующегося с ним аттрактора), и спектр, схожий с широкополосным белым шумом. Представляется целесообразным использование подобных генераторов в некоторых приложениях динамического хаоса вместо негиперболических, например, для известного метода конфиденциальной и широкополосной коммуникации [4]. Метод основан на синхронизации передатчика и приемника, в качестве которых выступают генераторы гиперболического хаоса. В данной работе используется генератор Кузнецова [1], динамика которого ассоциируется с аттрактором Смейла–Вильямса (рис. 1а).

Согласно работе [5] изучаемая схема для передатчика имеет вид

$$\begin{cases} \ddot{x}_1 - (A \cos(\omega t/N) - x_1^2)\dot{x}_1 + \omega^2 x_1 = \\ = \varepsilon y_1 \cos(\omega t + \rho(t)), \\ \ddot{y}_1 - (-A \cos(\omega t/N) - y_1^2)\dot{y}_1 + (2\omega)^2 y_1 = \varepsilon x_1^2, \end{cases} \quad (1)$$

$$S(t) = y_1(t) \cos(\omega t + \rho(t)), \quad (2)$$

для приемника –

$$\begin{cases} \ddot{x}_2 - (A \cos(\omega t/N) - x_2^2)\dot{x}_2 + \omega^2 x_2 = \varepsilon S(t), \\ \ddot{y}_2 - (-A \cos(\omega t/N) - y_2^2)\dot{y}_2 + (2\omega)^2 y_2 = \varepsilon x_2^2, \end{cases} \quad (3)$$

где $S(t)$ – передаваемый сигнал, а $\rho(t)$ – полезная информация. Информация подмешивается к хаотическому сигналу передатчика и допускает детектирование приемником при условии его синхронизации с передатчиком [6]. При этом используется метод нелинейного подмешивания [7, 8], который выигрывает наиболее перспективным для передачи аналоговой информации с точки зрения повышения конфиденциальности. В таких схемах информационный сигнал воздействует на передатчик через петлю обратной связи. Передаваем

¹ Работа удостоена премии на 19-м конкурсе молодых ученых имени Ивана Анисимкина.

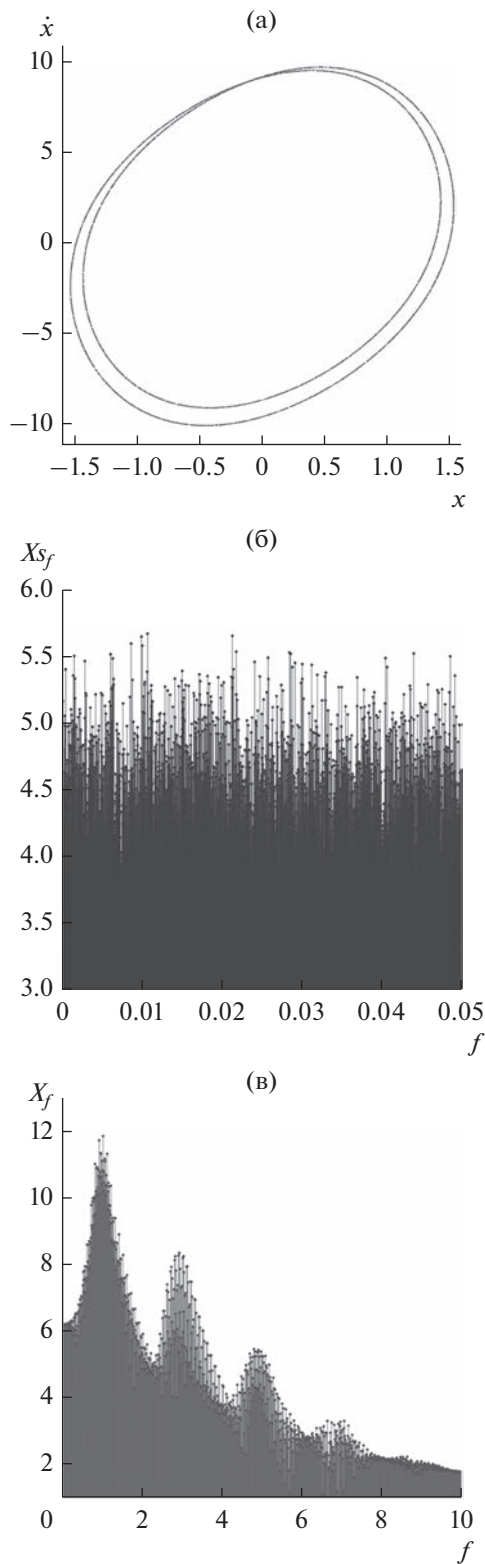


Рис. 1. Стробоскопическое сечение аттрактора на плоскость (x, \dot{x}) через период $T = \omega/N$ (а); спектр стробоскопического отображения (б); полный спектр потоковой переменной x генератора Кузнецова – системы (1) при $\rho(t) = 0$ (в), при $A = 3.0$, $\omega = 2\pi$, $N = 10$, $\varepsilon = 0.5$.

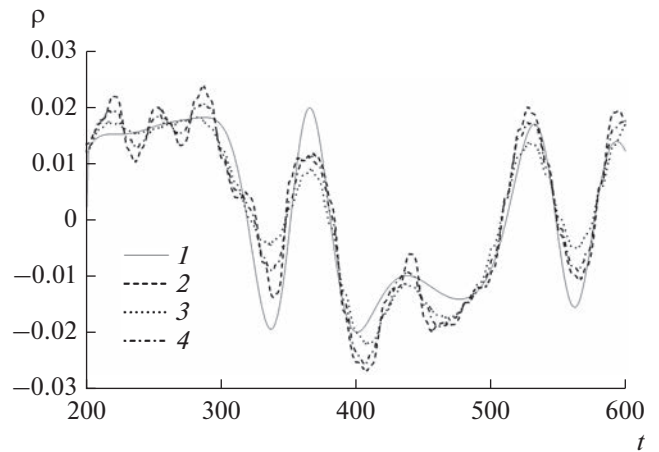


Рис. 2. Иллюстрация расшифрованной информации при наличии шумовых помех в канале связи: 1 – исходная информация; 2 – после получения сигнала из зашумленного канала связи с применением фильтра нижних частот; 3 – с применением медианного фильтра; 4 – после применения комбинированного фильтра.

мый по каналу связи сигнал вызывает синхронный отклик принимающей системы, тем самым реконструируется динамика передатчика на приемнике. Выделенный через разомкнутую петлю обратной связи хаотический сигнал приемника y_2 позволяет извлечь полезную информацию из переданного композитного сигнала путем деления $S(t)/y_2(t)$, умножения результата на $\cos \omega t$ и дальнейшей низкочастотной фильтрации.

Гиперболический генератор-передатчик обеспечивает устойчивую хаотическую генерацию даже в присутствии внутренних возмущений и шумов. Для успешного декодирования информации должен быть достигнут режим стабильной грубой (пусть и обобщенной) синхронизации даже неидентичных, в определенной мере, передатчика и приемника, что оказывается возможным именно при использовании гиперболических систем. А сложная динамика несущего сигнала, обеспеченная его гиперболичностью, обладает статистическими свойствами белого шума (рис. 1б), что повышает скрытность передачи. Помимо этого, однородность и широкополосность спектра такого сигнала (рис. 1в) должны обеспечивать высокую помехоустойчивость сигнала в канале связи. Для проверки данного утверждения было проведено численное моделирование коммуникационной схемы при наличии шумовых помех в канале связи (рис. 2). При наличии шума в канале связи с амплитудой 0.01 расшифровка сигнала после фильтрации выглядит более-менее удовлетворительной. Кроме того, проведен анализ возможности детектирования информации при потере в канале связи части спектральных компонент. Спектр сигнала, подава-

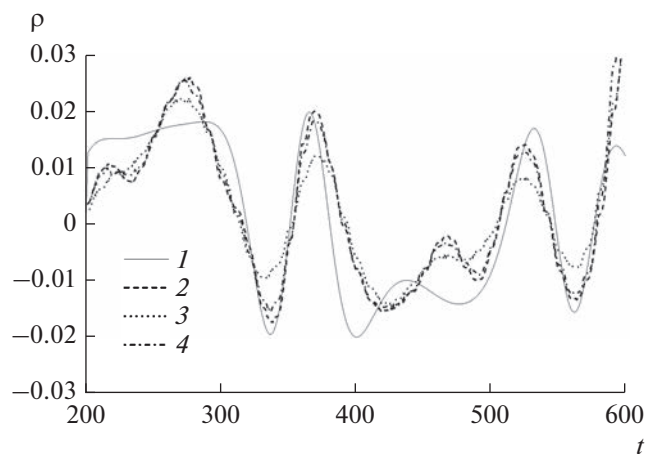


Рис. 3. Иллюстрация расшифрованной информации при наличии частотных искажений в канале связи: 1 – исходная информация; 2 – после получения сигнала из зашумленного канала связи с применением фильтра нижних частот; 3 – с применением медианного фильтра; 4 – после применения комбинированного фильтра.

емого в канал связи, характеризуется двумя основными пиками и множеством побочных. Оказывается, что детектирование терпит неудачу, только если потери будут возникать в окрестности одного из главных пиков. Такое искажение приводит к кардинальному изменению сигнала в канале, и синхронизация с приемником теряется. Однако при относительно небольшой полосе не пропускания в районе основного пика расшифровка информа-

ции в определенной мере оказывается удовлетворительной (рис. 3).

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00121).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kuznetsov S.P.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. № 14. Article No. 144101.
2. *Кузнецов С.П., Селезнев Е.П.* // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. № 2. С. 400.
3. *Isaeva O.B., Kuznetsov S.P., Sataev I.R. et al.* // Int. J. Bifurcation and Chaos. 2015. V. 25. № 12. Article No. 1530033.
4. *Дмитриев А.С., Панас А.И.* Динамический хаос: Новые носители информации для систем связи. М.: Физматлит, 2002.
5. *Isaeva O.B., Jalnina A.Yu., Kuznetsov S.P.* // 2017 Progress in Electromagnetics Research Symp. – Spring (PIERS). St. Petersburg. 22–25 May. N.Y.: IEEE, 2017. P. 3129.
6. *Ликовский А., Розенблюм М., Куртс Ю.* Синхронизация: Фундаментальное нелинейное явление. М.: Техносфера, 2003.
7. *Волковский А.Р., Рудьков Н.В.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. № 3. С. 71.
8. *Жалнин А.Ю.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2014. Т. 22. № 5. С. 3.

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

УДК 535.8

ВОЛОКОННЫЙ РЕФРАКТОМЕТР ДЛЯ МОНИТОРИНГА ЖИЗНЕДЕЯТЕЛЬНОСТИ МИКРОВОДОРОСЛЕЙ¹

© 2023 г. Д. П. Судас^а, *, П. И. Кузнецов^а, К. М. Голант^а

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

*E-mail: Dmitriisudas@mail.ru

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Показана возможность оценки влияния внешних условий, таких как содержание глюкозы в растворе и внешнее освещение, на жизнедеятельность сине-зеленых водорослей с контролем в режиме реального времени. С помощью изготовленных волоконных сенсоров исследованы временная зависимость, длящаяся более 40 ч, и изменения показателя преломления суспензии, содержащей микроводоросли *Chlorella Vulgaris*, в процессе их жизнедеятельности.

DOI: 10.31857/S0033849423100169, EDN: DNRINC

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Отдельное направление в сенсорике на основе волоконных рефрактометров посвящено работе с живыми клетками [1] и бактериями [2]. Зная, что спектральное положение резонанса затухающей моды (LMR) зависит от оптической плотности среды, окружающей датчик, можно определить ряд параметров, определяющих жизненный цикл изучаемых биологических объектов. Например, некоторая модификация чувствительной поверхности волоконного сенсора LMR позволяет определять специфический тип антител, присутствующих в анализируемом растворе [1]. Вопрос определения абсолютного количества (сухой массы) остро стоит при выращивании микроводорослей, пригодных во многих областях. Измерение этих параметров в режиме реального времени при культивировании микроводорослей с помощью полностью волоконных рефрактометров поможет быстро оценить и определить эффективность ростовых процессов. Однако в процессе своей жизнедеятельности исследуемые клетки могут и будут перемещаться в жидкости и удаляться от чувствительной части, поэтому для корректного измерения необходим способ удержания их на поверхности сенсора. Оптический пинцет – проверенный метод воздействия на нано- и микрочастицы [3]. Возникает явление, при котором частицы, под действием оптического излучения, стремятся

переместиться в точку с наибольшей интенсивностью оптического поля и оставаться в ней.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Многомодовое волокно собственного производства с диаметром кварцевой сердцевины 95 мкм и фторсиликатной светоотражающей оболочкой подвергали химическому утонению на участке длиной 3...5 мм с использованием малотоксичного полирующего состава [4]. После предварительной очистки от защитного полимера утоненный участок волокна (тейпер) длиной около 3.0 мм несколько раз заливали водным раствором травителя на основе смеси фторида (NH_4F) и сульфата аммония ($(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$). Для нанесения пленочного покрытия был использован метод химического парового осаждения из металлоорганических соединений (MOCVD). В качестве газа-носителя и источника окислителя использовался воздух, прошедший через осушитель при атмосферном давлении. Источником олова служило органическое тетраэтилолово (Et_4Sn), окислителем – кислород воздуха. Синтез проводили при температуре 335°C. С учетом разбавляющего потока суммарная линейная скорость газовой смеси в реакторе составляла 10 см/с.

Для реализации эффекта оптического пинцета в волокно с датчиком через оптический разветвитель вводили излучение самодельного волоконного лазера с длиной волны генерации 1553 нм и выходной мощностью 10 мВт (рис. 1). Живые микроводоросли *Chlorella Vulgaris* хранили в виде

¹ Работа удостоена премии на 19-м конкурсе молодых ученых имени Ивана Анисимкина.

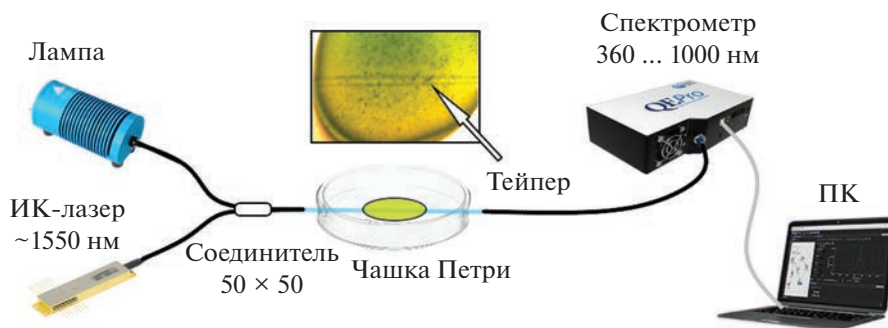


Рис. 1. Схема тестирования различных растворов на волоконном рефрактометре.

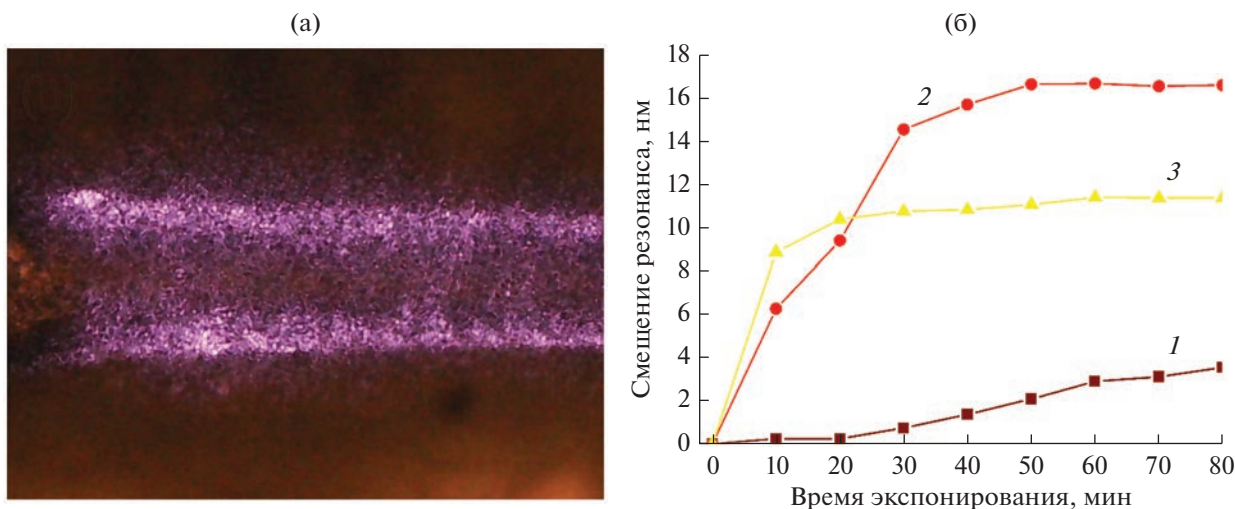


Рис. 2. Фотография тейпера с покрытием SnO_2 в жидкости, содержащей микроводоросли, сразу после погружения в раствор с клетками (а); смещение положения LMR в воде с микроводорослями (б), вызванное действием оптического пинцета от: 1 – лампы накаливания, 2 – источника суперконтинуума, 3 – волоконного лазера.

замороженной суспензии, содержащей помимо водорослей и воды некоторые питательные вещества. Средний размер клеток микроводорослей составлял 4 мкм. Исследуемые суспензии содержали концентрацию сухой массы в пределах от 0.7 до 9 кг/м³.

На рис. 2 представлены оптически увеличенные изображения участка поверхности тейпера, погруженного в жидкость, содержащую микроводоросли. Рассеянное неоднородной поверхностью за счет адгезии клеток ИК-излучение создает характерное свечение, видимое на фотографии (см. рис. 2а). Под действием затухающего оптического поля клетки микроводорослей притягиваются к поверхности тейпера вблизи оголенной сердцевины волокна и группируются при максимуме радиального градиента на границе. В результате часового воздействия лазерного излучения, микроводоросли плотно прилипли к поверхности тейпера, вызывая сильное рассеивание лазерного света. На рис. 2б дано сравнение сдвига

LMR в водном растворе, содержащем хлореллу. Сдвиг вызван концентрированием клеток на поверхности сенсора, эффектом оптического пинцета при введении излучения от различных источников в волокно.

Смещение LMR также можно использовать для абсолютного контроля таких параметров, как показатель преломления смеси с хлореллой и количество сухого вещества этой водоросли. Калибровочный график положения резонанса в зависимости от показателя преломления жидкости на основе водных растворов NaCl показан на рис. 3а. Точки можно аппроксимировать линейно из-за относительно небольшого интервала показателя преломления. Используя полученную линейную зависимость, можно получить примерный показатель преломления жидкости, содержащей 1.6 кг/м³ сухой массы хлореллы, равный 1.34329 (рис. 3а, точка со стрелкой). На основании данных о смещении резонанса для разных концентраций клеток хлореллы был проведен эксперимент по контролю

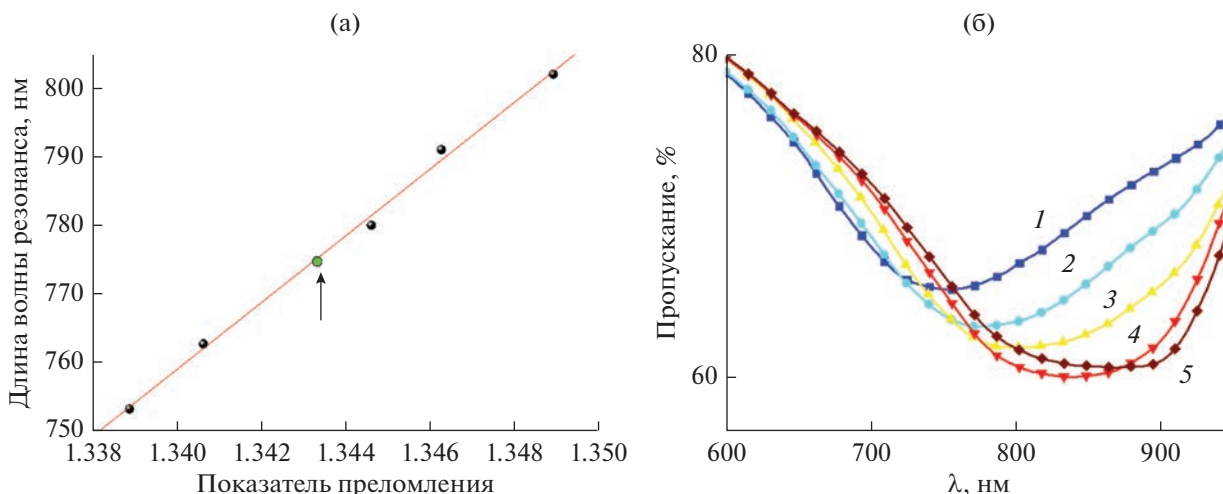


Рис. 3. Характеристика растворов с микроводорослями с помощью LMR: зависимость положения резонанса от показателя преломления водных растворов различных концентраций NaCl (а), спектры пропускания датчика в растворах с различной концентрацией сухой массы хлореллы (б): 0.776 (1), 1.615 (2), 2.756 (3), 3.936 (4), 5.140 кг/м³ (5).

сухой массы в процессе размножения микроводорослей. В зависимости от условий окружающей среды, таких как доступность света для фотосинтеза и углерода для пищи, хлорелла со временем добавляет различное количество массы. В оптимальных условиях зеленые водоросли полностью делятся за 24 ч. На рис. 4 представлено смещение резонанса при различных условиях окружающей среды. Жидкости термостатировали при температуре около $25 \pm 0.5^\circ\text{C}$.

Взвесь, в которой находится хлорелла, содержит небольшое количество глюкозы и аминокислот, чтобы после разморозки у водорослей было

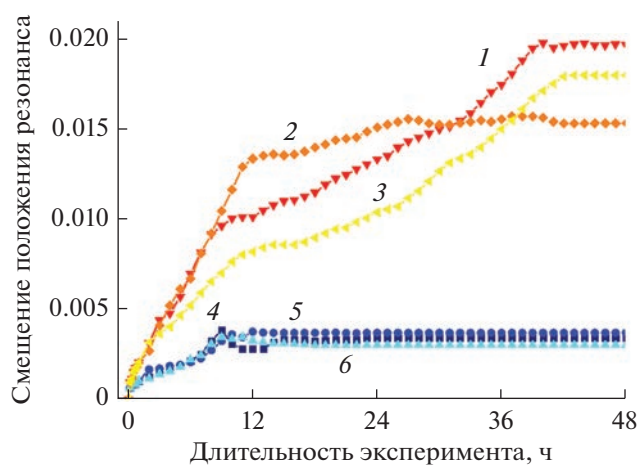


Рис. 4. Зависимость сдвига резонанса в водных растворах с хлореллой от времени при различных условиях внешней среды: с использованием внешнего источника света и дополнительной глюкозой в растворе (1–3) и с использованием только внешнего источника света (4–6).

достаточно питания. В течение первого часа происходит оседание водорослей, сопровождающееся активным сдвигом резонанса. При облучении внешним светом в течение первых 9...11 ч происходит деление клеток, сопровождающееся повышением показателя преломления. При недостатке питания большая часть водорослей погибает, а оставшиеся организмы успевают поглотить оставшуюся глюкозу из жидкости, благодаря чему показатель преломления пограничного слоя уменьшится. Можно сделать вывод, что на этом активная жизнь останавливается. При добавлении в раствор глюкозы для большего количества корма, равного количеству сухой массы водорослей в растворе, сдвиг в первые 9...11 ч более значителен. При сравнении с предыдущими испытаниями рост клеток хлореллы увеличился более чем в два раза. После стадии активного роста часть клеток отмирает, но пищи еще достаточно для продолжения жизни, но более медленными темпами. После 40-го часа положение резонанса стабилизируется. В то же время, если не используется ни дополнительное питание, ни внешнее освещение, то после установления резонанс смещается в противоположную сторону, после чего к 4-му часу стабилизируется. Это означает, что кроме расщепления глюкозы из жидкости активной жизнедеятельности не происходит. На основании полученных результатов можно сделать вывод, что условия не были оптимальными для полного деления, но хорошо прослеживается и фиксируется их влияние на увеличение живой массы хлореллы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью изготовленных волоконных сенсоров исследована временная зависимость, для-

щаяся более 40 ч, а также изменения показателя преломления суспензии, содержащей микроводоросли *Chlorella Vulgaris*, в процессе их жизнедеятельности. Для концентрации клеток в зоне чувствительности сенсора применялся эффект оптического пинцета из травленной боковой поверхности многомодового оптического волокна с использованием источников суперконтинуума и лазера с генерацией вблизи третьего окна прозрачности телекоммуникационного диапазона. Показана возможность оценки влияния внешних условий, таких как содержание глюкозы в растворе и внешнее освещение, на жизнедеятельность сине-зеленых водорослей с контролем в режиме реального времени. При этом чувствительность в диапазоне 1.33...1.35 составила 4850 нм/единицу показателя преломления. Полученные данные позволяют сделать вывод о том, что при помощи изготовленных волоконных сенсоров возможно оценивать различные способы выращивания микроводорослей в режиме реального времени.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Socorro A.B., Corres J.M., Del Villar I. et al. // Sensors and Actuators B: Chemical. 2012. V. 174. P. 263.*
2. *Dandapat K., Tripathi S.M., Chinifooroshan Y. et al. // Opt. Lett. 2016. V. 41. № 18. P. 4198.*
3. *Ashkin A., Dziedzic J.M., Bjorkholm J.E. et al. // Opt. Lett. 1986. V. 11. № 5. P. 288.*
4. *Kuznetsov P.I., Sudas D.P., Yapaskurt V.O. et al. // Optical Materials Express. 2021. V. 11. № 8. P. 2650.*

ЭЛЕКТРОННАЯ И ИОННАЯ ЭМИССИЯ

УДК 537.533.2

БЕЗДИССИПАТИВНЫЙ ТРАНСПОРТ И ПОЛЕВАЯ ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В 2D УГЛЕРОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМ БАРЬЕРОМ¹

© 2023 г. Р. К. Яфаров^а, *, Н. О. Шабунин^а

^а Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019 Российская Федерация

*E-mail: pirpc@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Исследовано влияние толщины туннельно тонкого обедненного носителями заряда углеродного слоя в обогащенной некристаллической углеродной матрице на бездиссипативный транспорт и полевою эмиссию электронов. Установлено, что “геометрическое” повышение собственной энергии электронов увеличивает прозрачность потенциальных барьеров для бездиссипативного транспорта в гетероструктуре и на границе твердое тело–вакуум. Показано, что введение в углеродную матрицу квантового барьера увеличивает поперечный ток и выпрямительные свойства гетероструктур, повышает плотности полевых токов и крутизну вольтамперных характеристик.

DOI: 10.31857/S0033849423100200, EDN: DMPKGT

ВВЕДЕНИЕ

Создание элементной базы вакуумной микроэлектроники и сильноточных автоэмиссионных катодов (АЭК) для устройств генерации сигналов сверхвысокой частоты (СВЧ) и субтерагерцового диапазонов является в настоящее время актуальной задачей, поскольку приборы становятся радиационно-стойкими и обладают сверхвысоким быстродействием. Однако их созданию препятствует ряд фундаментальных проблем. Они связаны, с одной стороны, с получением устойчивой морфологии поверхности твердых тел к воздействию сильных электрических полей и температурных градиентов в условиях технического вакуума, а с другой – с повышением прозрачности потенциальных барьеров на границе твердое тело–вакуум, которое достигается увеличением коэффициентов усиления электрического поля на эмитирующих выступах АЭК. Исследования по этим направлениям следуют из практического опыта использования АЭК и классической теории Фаулера и Нордгейма. Однако, как показывает опыт и анализ результатов многочисленных исследований, решение проблемы, связанной с получением долговременной и стабильной сильноточной полевой эмиссии

электронов, остается открытым. Это свидетельствует о том, что традиционные пути исследования кардинального решения проблемы не дают. Одним из наиболее перспективных материалов, который может быть использован для получения сильноточных АЭК, являются нанокompозитные углеродные пленочные структуры [1–3].

В работе [4] показано, что в низкоразмерных углеродных 2D-гетероструктурах с различным электронным обогащением слоев уменьшение толщины обедненного слоя до величины, сравнимой с длиной волны де Бройля, усиливает их выпрямительные свойства и увеличивает плотности полевых токов катодных матриц на их основе. Увеличение полевых токов достигается при низкой крутизне вольтамперной характеристики (ВАХ) и достаточно высоких порогах активации эмиссии. Это ограничивает использование полевых источников электронов в приборах вакуумной микроэлектроники СВЧ- и субтерагерцового диапазонов.

Цель работы – исследование и разработка способов повышения прозрачности потенциальных барьеров для бездиссипативного транспорта в углеродных 2D-гетероструктурах твердотельной и эмиссионной микроэлектроники СВЧ- и субтерагерцового диапазонов.

¹ Работа удостоена премии на 19-м конкурсе молодых ученых имени Ивана Анисимкина.

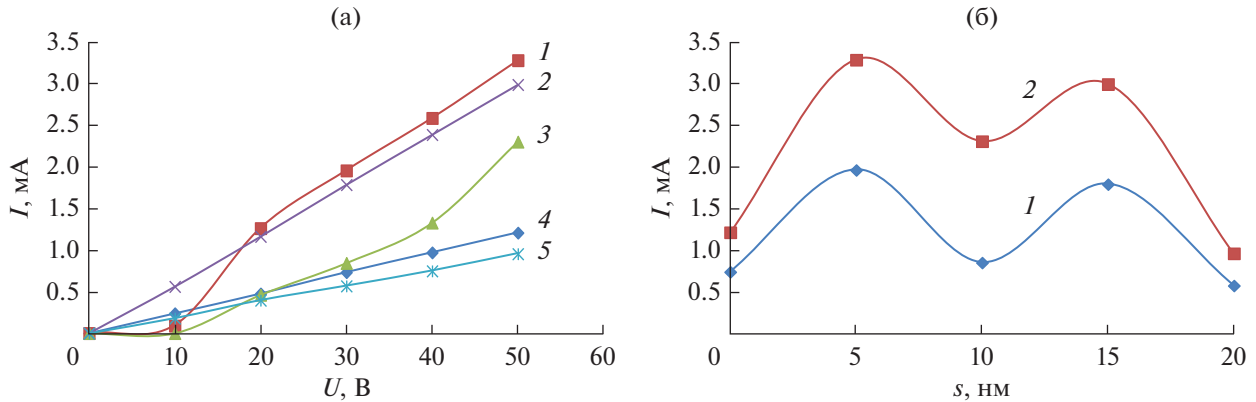


Рис. 1. ВАХ (а) в гетероструктурах с различными толщинами обедненных слоев, нм: 1 – 5; 2 – 10; 3 – 15; 4 – 20; 5 – 0; поперечные токи (б) при напряжениях 30 (1) и 50 В (2).

1. МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Трехслойные углеродные гетероструктуры с различными толщинами и электронным обогащением слоев получали осаждением с помощью микроволновой плазмы паров этанола низкого давления [5]. В качестве нижнего и верхнего слоев гетероструктуры были использованы обогащенные электронами углеродные пленки. Толщина основания гетероструктур составляла 0.2 мкм, толщина промежуточного обедненного электронами углеродного слоя в различных гетероструктурах изменялась в интервале от 5 до 20 нм, толщина верхнего обогащенного слоя была фиксированной и составляла 120 нм. Подключение гетероструктуры к источнику питания при статических электрических измерениях осуществлялось через никелевые контактные площадки, осажденные термическим испарением в вакууме на верхних и нижних обогащенных слоях гетероструктуры. Исследования автоэмиссионных свойств проводили в условиях высокого вакуума (10^{-6} Па) на диодной структуре,

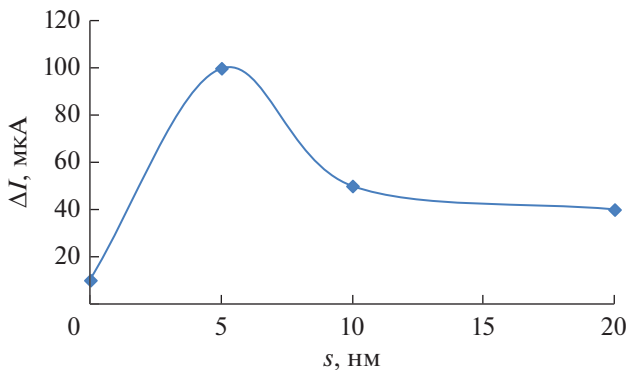


Рис. 2. Зависимость от толщины обедненного слоя разности поперечных токов через гетероструктуры при прямой и обратной полярности напряжения 50 В.

способной изменять расстояние между электродами с точностью до 1 мкм по методике, изложенной в [6]. Пороги активации автоэмиссии определяли по напряженности электрического поля в импульсе длительностью 10 мкс, при которой полевые токи составляли 5 μА.

На рис. 1, 2 приведены результаты статических электрических измерений ВАХ трехслойных углеродных структур при комнатной температуре. При толщинах обедненных слоев 5 и 10 нм поперечные токи в гетероструктурах при увеличении напряжения от 0 до 10 В были существенно меньше, чем при других толщинах и при их отсутствии. При больших напряжениях они интенсивно увеличивались. Наиболее сильное и быстрое увеличение тока при увеличении напряжения выше 10 В наблюдалось для толщины 5 нм. При 20 В такой ток превышал более чем в три раза ток в структуре без обедненного носителями углеродного слоя. При напряжениях 30 и 50 В поперечные токи имеют максимумы при толщинах обедненного слоя 5 и 15 нм. Разности поперечных токов при прямой и обратной полярностях напряжения, характеризующие выпрямительные свойства гетероструктур, зависят от напряжения между стоком и истоком и имеют максимум при толщине обедненного слоя 5 нм. При напряжении 50 В разность между прямым и обратным токами при толщине обедненного слоя 5 нм, по сравнению с толщиной 100 нм, увеличилась от 9 до 140 мкА, а при напряжении 100 В – от 22 до 220 мкА.

Плотности полевых токов при использовании промежуточного туннельно тонкого углеродного слоя обедненного носителями заряда увеличиваются в 1.5...2.5 раза (рис. 3, 4). Так же как при статических измерениях, наибольший полевой ток наблюдается для толщины обедненного слоя 5 нм. Он реализуется при наименьшем пороге начала полевой эмиссии и наибольшей крутизне ВАХ. С увеличением толщины обедненного слоя пороги

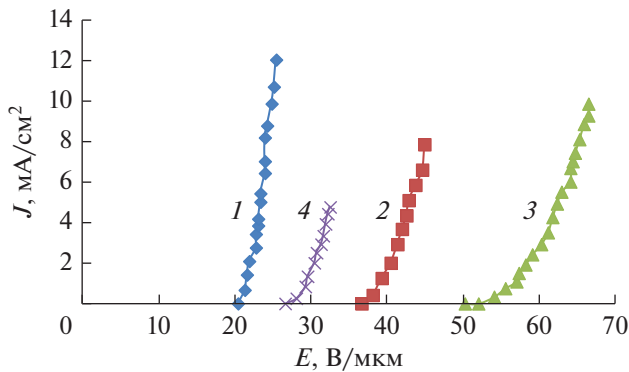


Рис. 3. Полевые ВАХ углеродных 2D-гетероструктур при различной толщине обедненного слоя, нм: 5 (1), 10 (2), 15 (3) и 0 (4).

начала полевой эмиссии увеличиваются, а крутизна ВАХ уменьшается.

В рассматриваемых гетероструктурах тонкие слои обедненных углеродных пленок, являющиеся по своей природе полуметаллами, при комнатной температуре меньше длины волны де Бройля, которая для полупроводниковых структур составляет от 25 до 100 нм, а для металлов на порядок меньше. В планарных гетероструктурах с макроразмерными толщинами верхнего и нижнего обогащенных слоев они представляет собой типичные квантовые барьеры (КБ). При приложении электрических полей это позволяет электронам туннелировать сквозь квантоворазмерные слои, коэффициент прозрачности D которых тем выше, чем меньше их толщина l [7]:

$$D \approx \exp \left[-\frac{2}{h_0} \int_0^l \sqrt{2m(U - W)} dx \right], \quad (1)$$

где $h = 6.62 \times 10^{-34}$ Дж с – постоянная Планка, m – масса туннелирующей частицы, U – потен-

циальная энергия, W – энергия электрона, падающего на барьер.

С увеличением толщины квантоворазмерных пленочных слоев нулевые уровни энергии электронов E_1 уменьшаются обратно пропорционально ее квадрату. Оценки показывают, что вследствие размерного квантования E_1 в 2D-структурах с толщинами обедненных слоев 5, 10 и 15 нм составляют соответственно около 0.2, 0.05 и 0.02 эВ. Наибольшие коэффициенты туннелирования в квантоворазмерных структурах реализуются в случаях, когда уровни энергии близки к средней кинетической энергии электронов эмиттеров, которая при комнатной температуре составляет около 0.025 эВ.

С увеличением напряженности внешнего поля энергии основных состояний электронов в низкоразмерных структурах снижаются, а кинетическая энергия электронов возрастает. При сближении их значений до величины порядка $k_0 T$ токи сквозь гетероструктуры интенсивно увеличиваются. Вследствие более низкой “геометрической” туннельной прозрачности зависимость тока от напряжения при толщине слоя 10 нм и небольших напряженностях электрического поля более слабая, чем для толщины 5 нм. При увеличении напряжения влияние поля усиливается и ток ускоренно возрастает (рис. 1а, кривая 2).

При ширине квантового барьера 15 нм нулевая энергия близка к средней кинетической энергией электронов. Возникает условие, близкое к резонансному туннелированию, при котором поперечный ток через гетероструктуру с увеличением напряжения увеличивается практически линейно (рис. 1а, кривая 3). Для толщины обедненного слоя 20 нм и больше эффект размерного квантования отсутствует. Об этом свидетельствует зависимость между током и напряжением, близкая к закону Ома, со значительно более низким, по сравнению с толщиной 15 нм, коэффициентом

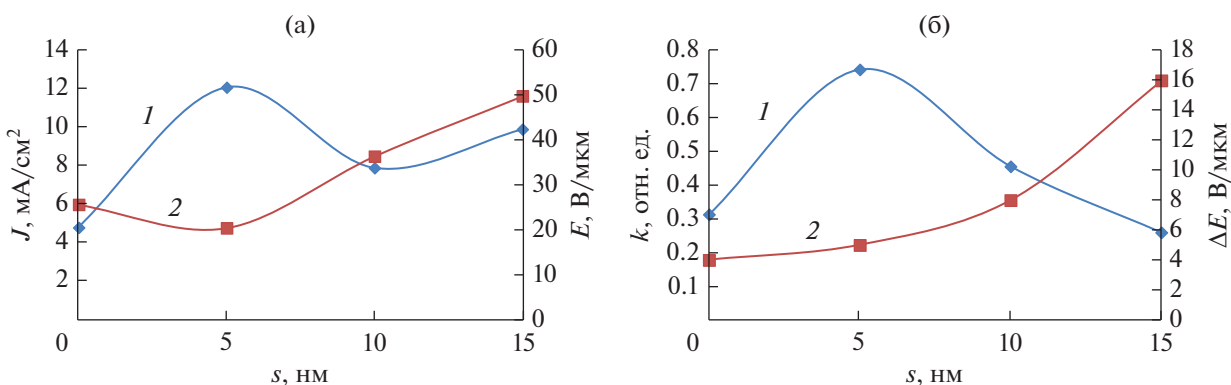


Рис. 4. Зависимости от толщины обедненных слоев углеродной гетероструктуры: а – плотностей полевых токов (J) и порогов активации эмиссии (2), б – крутизны ВАХ (1) и интервалов допустимых напряженностей электрических полей (2).

пропорциональности, а также низкий поперечный ток, который меньше, чем в углеродной гетероструктуре без обедненного слоя.

При полевой эмиссии в сильных импульсных электрических полях высокая нулевая энергия электронов в гетероструктуре с шириной КБ 5 нм увеличивает их кинетическую энергию и поперечный ток, при этом уменьшается порог начала полевой эмиссии и увеличивается в соответствии с (1) коэффициент прозрачности потенциального барьера (ПБ) на границе твердое тело–вакуум. Увеличение прозрачности происходит за счет уменьшения разности между высотой ПБ (работой выхода электронов) и собственной энергией туннелирующего электрона. Благодаря бездиссипативному транспорту электронов процессы, связанные с развитием ударной ионизации атомов в углеродной гетероструктуре, замедляются. При небольшом, по сравнению с одиночным обогащенным слоем, увеличении интервала допустимых напряженностей внешнего электрического поля увеличиваются в разы плотность полевого тока и крутизна ВАХ (рис. 4).

При увеличении толщины обедненного слоя увеличиваются поперечные сопротивления гетероструктур и повышаются пороги активации полевой эмиссии. Вследствие снижения E_1 уменьшаются прозрачности ПБ на границе твердое тело–вакуум, повышаются интервалы допустимых напряженностей электрических полей и уменьшается крутизна ВАХ. Повышение порогов активации эмиссии и допустимых напряженностей внешних полей при более низкой прозрачности ПБ увеличивает в гетероструктуре напряженность электрического поля и ускоряет развитие процессов ударной ионизации. Для обедненного слоя толщиной 10 нм, по сравнению с толщиной 5 нм, это приводит к разрушению гетероструктуры при меньшей плотности полевого тока. Аналогично развиваются процессы при ширине КБ 15 нм. Низкая нулевая энергия электронов уменьшает прозрачности обедненного слоя и вакуумного промежутка, снижает составляющую тока, связанную с бездиссипативным транспортом электронов в гетероструктуре, и увеличивает порог активации эмиссии. Возросшее, по сравнению с меньшими толщинами обедненных слоев, рассеяние электронов на дефектах структуры замедляют скорость нарастания тока и темп развития ударной ионизации атомов в приповерхностном углеродном слое при увеличении допустимой напряженности внешнего поля. Это позволяет, по сравнению с толщиной слоя 10 нм,

увеличить полевой ток, но при более низкой крутизне ВАХ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В углеродных гетероструктурах без использования КБ в виде туннельно тонких обедненных носителями заряда слоев механизмы бездиссипативного транспорта и повышения прозрачности потенциального барьера на границе твердое тело–вакуум за счет “геометрического” повышения собственной энергии электронов отсутствуют. Полевая эмиссия осуществляется только за счет уменьшения высоты и толщины ПБ на границе твердое тело–вакуум для туннелирования электронов с энергиями, близкими к стационарному “морю Ферми”. Напряженность внешнего электрического поля для этого, как известно, составляет 10^6 – 10^7 В/см, что весьма близко к электрической прочности массивных материалов и, тем более, пленочных структур на их основе. Эти факторы определяют низкие допустимые диапазоны внешних электрических полей и полевые токи.

“Геометрическое” увеличение собственной энергии электронов и формирование условий резонансного туннелирования в углеродных гетероструктурах с квантоворазмерным обедненным слоем в сильных импульсных электрических полях микросекундной длительности увеличивает поперечные токи и повышает прозрачность потенциального барьера на границе твердое тело–вакуум без увеличения энергетической нагрузки на материал автокатаода. Это позволяет в разы увеличить плотность полевого тока и крутизну ВАХ.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фурсей Г.Н., Поляков М.А., Кантонистов А.А. и др. // ЖТФ. 2013. Т. 83. № 6. С. 71.
2. Panda K., Hyeok J.J., Park J.Y. et al. // Sci. Rep. 2007. № 7. P. 16325.
3. Sobaszek M., Siuzdak K., Ryl J. et al. // J. Phys. Chem. C. 2017. V. 121. № 38. P. 20821.
4. Яфаров Р.К., Шабунин Н.О. // Микроэлектроника. 2023. Т. 52. № 1. С. 71.
5. Яфаров Р.К. Физика СВЧ вакуумно-плазменных нанотехнологий. М.: Физматлит, 2009.
6. Яфаров Р.К. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 9. С. 3.
7. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. М.: Наука, 1983.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ
В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ**

УДК 53.083

**ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЛИНИИ НУТАЦИИ
В ЯДЕРНО-МАГНИТНЫХ МАГНИТОМЕТРАХ И РАСХОДОМЕРАХ
С ТЕКУЩЕЙ ЖИДКОСТЬЮ**
© 2023 г. В. В. Давыдов^{a, b, c, *}, С. Э. Логунов^b, Д. С. Проводин^a, Р. В. Давыдов^{a, b, c}^a Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251 Российская Федерация^b Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича,
пр. Большевиков 22, Санкт-Петербург, 193232 Российская Федерация^c Всероссийский научно-исследовательский институт фитопатологии,
р.п. Большие Вяземы Московской обл., 143050 Российская Федерация

*E-mail: Davydov_vadim66@mail.ru

Поступила в редакцию 10.04.2022 г.

После доработки 15.02.2023 г.

Принята к публикации 15.02.2023 г.

Рассмотрен механизм формирования линии нутации в текущей жидкости. Разработаны новые уравнения движения продольной и поперечных компонент вектора намагниченности в катушке нутации, в которых учтена неоднородность магнитного поля ΔH_0 в зоне воздействия радиочастотного поля H_1 на текущую жидкость. В уравнениях также учтен характер изменения значения неоднородности магнитного поля ΔH_0 при движении жидкости по катушке нутации. Представлены результаты экспериментальных исследований формы линии нутации. Проведено сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0033849423070021, EDN: WONJWM

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время приборы, принцип работы которых основан на явлении ядерного магнитного резонанса (ЯМР), нашли большое применение при проведении исследований [1–6]. Особое место среди них занимают ЯМР-расходомеры-релаксометры на текущей жидкости, которые используются для измерения расхода q и времен продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации агрессивных и опасных сред (например, бензол или серная кислота), а также биологических растворов, при работе с которыми требуется соблюдение условий стерильности [6–9]. Кроме того, ЯМР-расходомер-релаксометр является одним из основных измерительных устройств для контроля работы различных систем (например, охлаждения в атомной энергетической установке как на атомной электрической станции, так и на подвижном объекте и др.) [10–13].

Внесением незначительных изменений в электронную часть измерительной схемы можно преобразовать расходомер-релаксометр в нутационный ЯМР-магнитометр (тесламетр) для измерения индукции и неоднородности магнитного поля [14–16]. Полученный прибор обладает высокой

точностью (индукция магнитного поля определяется по частоте ядерного резонанса), не нуждается в предварительной градуировке, осуществляет измерения в реальном времени и прост в эксплуатации [14–16]. Высокие метрологические характеристики позволили его ранее использовать в качестве первичного [17] и вторичного [18] средства измерения магнитной индукции. На основе нутационного ЯМР-магнитометра [19] был создан государственный специальный эталон единицы магнитной индукции [20].

Для проведения измерений физических величин в ЯМР-расходомерах-релаксометрах и ЯМР-магнитометрах с текущей жидкостью используется зависимость амплитуды регистрируемого сигнала ЯМР в анализирующем устройстве от частоты f_n поля B_1 (линия нутации), которое воздействует на текущую жидкость в катушке нутации, размещенной на некотором расстоянии от магнитной системы анализирующего устройства [14, 21–23].

В последние десятилетия ЯМР-магнитометры с текущей жидкостью получили широкое применение для контроля параметров сильного неоднородного поля с индукцией более 1 Тл и неоднородностью 0.1 см^{-1} в ускорителях частиц, в спек-

тромах высокого разрешения, в которых для создания магнитного поля применяется система, состоящая из магнитных квадрантов, нуждающихся в центровке, а также вблизи мощной компактной электростанции или специальных трансформаторов – преобразователей различного назначения на судах с атомной энергетической установкой [14, 24]. Следует отметить, что контроль параметров магнитного поля в этих случаях приходится проводить в условиях сильных электромагнитных, а также других помех различного рода. Кроме того, иногда контроль магнитного поля на ускорителях или кораблях осуществляется в зонах с повышенным радиационным воздействием [24]. Все это создает большие проблемы для применения оптических датчиков [25–27], а также других типов магнитометров [28].

В настоящее время ЯМР-магнитометры на текущей жидкости являются единственными приборами, которыми можно в таких условиях проводить измерения параметров магнитного поля с погрешностью не выше 1%. Это обусловлено тем, что датчик (катушка нутации), в котором происходит определение параметров магнитного поля, может быть размещен на расстоянии более 100 м от расположения остальной части магнитометра [14, 24]. Информацию о параметрах магнитного поля от катушки нутации в систему регистрации переносит быстро протекающая намагниченная жидкость. Регистрация сигнала ЯМР от намагниченной жидкости осуществляется бесконтактным способом [14, 22–24]. Это обеспечивает развязку между катушкой нутации и остальной частью прибора, которая размещена в зоне, где влияние помех незначительно, а также нет радиационного воздействия.

При разработке новых или модернизации действующих ЯМР-магнитометров необходимо выбрать оптимальные параметры катушки нутации (в первую очередь геометрические размеры), а также параметры электронных схем для создания поля B_1 инверсии намагниченности в текущей жидкости. Как показали проведенные нами исследования, геометрические размеры катушки нутации, особенно в условиях сильных неоднородных магнитных полей, оказывают существенное влияние на погрешность измерений [14–16, 22, 23].

Используемая в настоящее время теория нутационной кинетики на основе уравнений Блоха [29, 30] в случае размещения катушки нутации в сильном неоднородном магнитном поле не отображает физические процессы явления нутации в текущей жидкости, наблюдаемые в эксперименте. Это не позволяет произвести достоверную оценку величины поля B_1 , которая необходима для расчета оптимальных параметров катушки нутации, для

проведения измерений в сильном неоднородном магнитном поле с погрешностью не выше 1.0%.

Цель данной работы – исследование нутационной кинетики в сильном неоднородном магнитном поле, которое даст возможность на основании анализа полученных результатов в уравнениях движения вектора намагниченности текущей жидкости в катушке нутации учесть влияние неоднородности магнитного поля. Это позволит получить зависимость формы линии нутации в условиях сильного неоднородного магнитного поля от индукции магнитного поля, расхода жидкости q , времен релаксации текущей жидкости, геометрических размеров катушки нутации для определения значения поля B_1 , соответствующего максимальной амплитуде регистрируемого сигнала ЯМР с инверсией намагниченности.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕГИСТРАЦИЯ СИГНАЛОВ ЯМР С ИНВЕРСИЕЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В СИЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Для исследования нутационной кинетики в сильном неоднородном магнитном поле была разработана экспериментальная установка (рис. 1). Жидкость от помпы 1 поступает в сосуд-поляризатор 3, расположенный в магните-поляризаторе 2 с индукцией $B_p = 0.781$ Тл, расстоянием между полюсами $d_p = 15$ мм и неоднородностью 0.5×10^{-2} см $^{-1}$. На выходе из магнита-поляризатора жидкость приобретает намагниченность M , ориентированную по направлению поля B_p [14–16, 22, 23] перпендикулярно направлению течения жидкости (см. рис. 1). Далее по соединительному участку трубопровода 6 с внутренним диаметром $d_T = 2$ мм жидкость поступает в катушку нутации 4, размещенную в электромагните с индукцией $B_0 = 1.118$ Тл и минимальной неоднородностью 10^{-4} см $^{-1}$ при расстоянии между полюсами $d_e = 24$ мм (диаметр полюсов 150 мм). Расстояние между полюсами можно изменять от 4 до 32 мм. С помощью регулировочных винтов 7 и вспомогательных катушек 6 можно изменять неоднородность магнитного поля между полюсами магнита. Использование электромагнита позволяет воспроизводить реальные условия, при которых выполняются измерения ЯМР-магнитометром.

В катушке нутации под действием радиочастотного поля B_1 вектор намагниченности M поворачивается на некоторый угол φ_n относительно направления постоянного магнитного поля B_p . Это изменение ориентации вектора M сохраняется на всем пути течения жидкости от катушки нутации до катушки регистрирующего устройства по соеди-

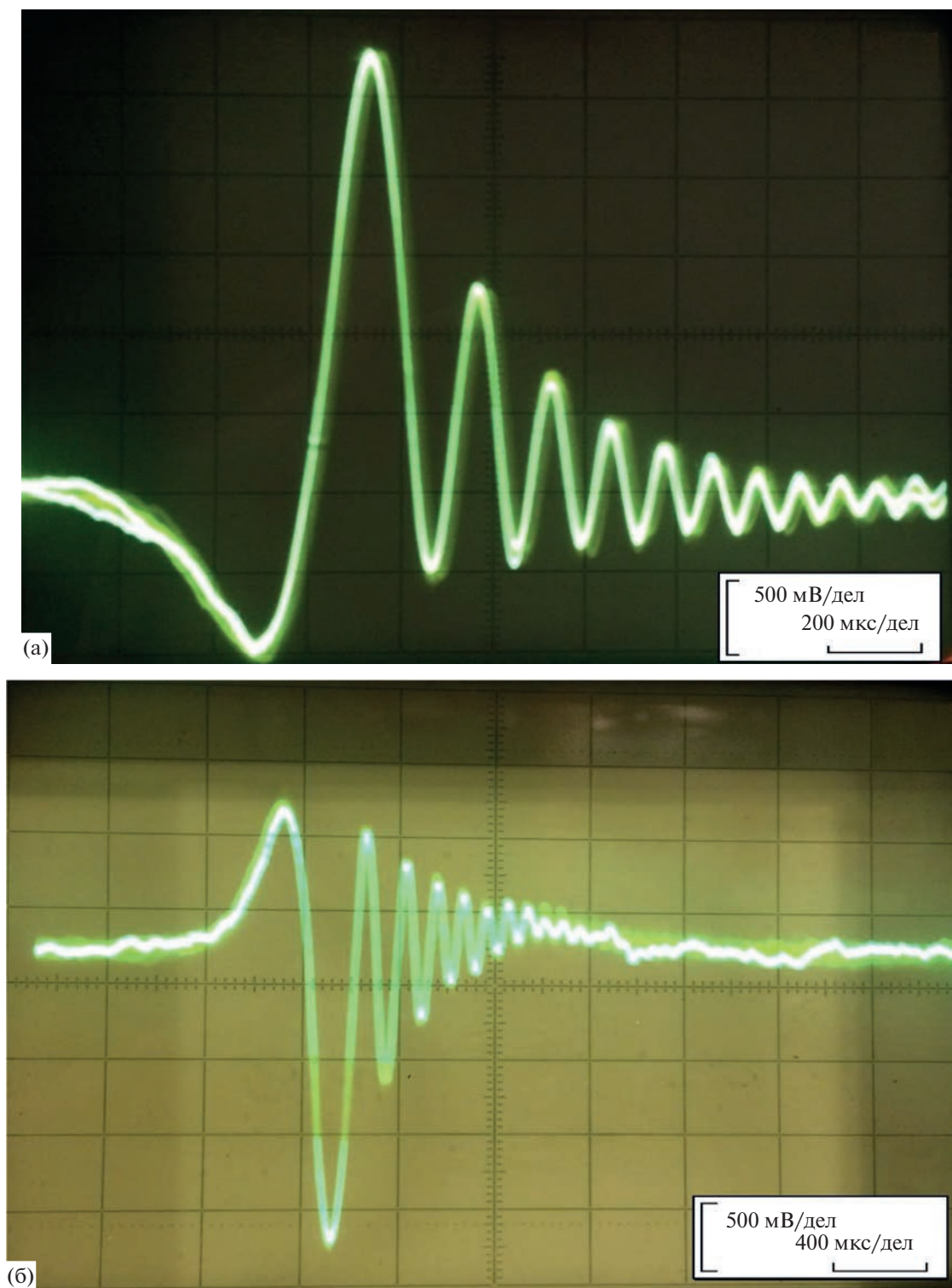


Рис. 2. Регистрируемые сигналы ЯМР от водопроводной воды при $f_{\text{мод}} = 50$ Гц: а – соответствует $B_1 = 0$, б – соответствует полной инверсии намагниченности.

мерений) с величиной неоднородности $0.0621 \pm \pm 0.0006 \text{ см}^{-1}$, измеренной многофункциональным тесламетром DX-160 (компания Xiamen Dexing Magnet Tech. Co., Ltd).

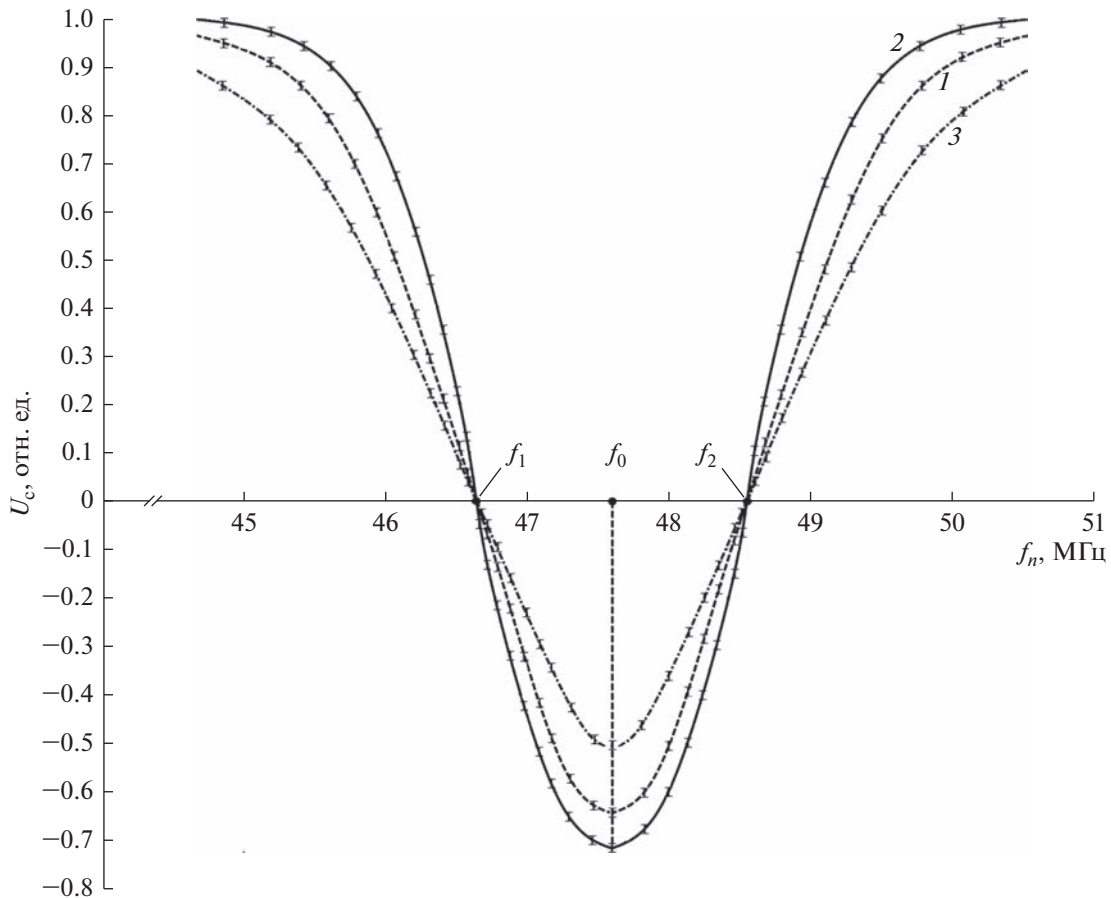


Рис. 3. Форма линии нутации регистрируемого сигнала ЯМР от водопроводной воды при $T = 14.2$ (1), 18.1 (2) и 36.2°C (3); расход воды $q = 1.82$ мл/с; поле $B_1 = 0.18 \times 10^{-4}$ Тл.

2. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ В КАТУШКЕ НУТАЦИИ

В теории нутационной кинетики для описания характера изменения продольных и поперечных компонент вектора намагниченности текущей жидкости в катушке нутации используется следующая система дифференциальных уравнений Блоха [29, 30]:

$$\begin{aligned} dM_x/dt + M_x/T_2 + \Delta\omega M_y &= 0, \\ dM_y/dt + M_y/T_2 - \Delta\omega M_x + \gamma B_1 M_z &= 0, \\ dM_z/dt + M_z/T_1 - \chi_0 B_0/T_1 - \gamma B_1 M_y &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\Delta\omega = (\omega_0 - \omega_n)$ — расстройка частоты генератора, подключенного к катушке нутации ω_n , от частоты прецессии намагниченности в поле B_0 ($\omega_0 = \gamma B_0$), в котором располагается катушка нутации, χ_0 — статическая ядерная магнитная восприимчивость, t — время.

Максимальная амплитуда регистрируемого сигнала ЯМР с инверсией намагниченности соответствует (только в случае ее совпадения с f_0)

повороту вектора M_n на 180° на частоте нутации f_n радиочастотного генератора, подключенного к катушке нутации. На данной частоте магнитный момент осуществляет движение по сфере Блоха, реализуется прецессия с частотой $f_0 = \gamma B_0/2\pi$ (γ — гиромагнитное отношение ядер) вокруг вектора поля B_0 . В этом случае f_n связана с магнитным полем B_0 , в котором находится катушка нутации, следующим образом [14–16, 22–24, 29, 31]:

$$f_n = \gamma B_0/2\pi. \quad (2)$$

На этом принципе основаны измерения индукции магнитного поля ЯМР-магнитометрами на текущей жидкости. Амплитуда регистрируемого сигнала ЯМР в случае инверсии намагниченности также зависит от величины поля B_1 в объеме катушки нутации. Значение B_1 , соответствующее максимальной амплитуде регистрируемого сигнала ЯМР с инверсией намагниченности, получается из решения уравнений (1) относительно компонент M_x , M_y и M_z . В получаемом выражении для M_z приравнивают $\Delta\omega = 0$ и из соотношения

$$\gamma B_1 t_n = \pi + 2\pi n, \quad (3)$$

Таблица 1. Экспериментальные B_1^3 и рассчитанные значения поля B_1^{3p} и B_1^{4p} в катушке нутации для водопроводной воды $T = 18.1^\circ\text{C}$, $q = 1.82$ мл/с при различных значениях B_0 и неоднородности

| B_0 , Тл | Неоднородность, см^{-1} | B_1^3 , мкТл | $2B_1^{3p}$, мкТл $n=0$ | $2B_1^{4p}$, мкТл | $2B_1^{5p}$, мкТл |
|------------|----------------------------------|------------------|-----------------------------|--------------------|--------------------|
| 0.42282 | 10^{-3} | 9.94 ± 0.09 | 10.57 | 11.48 | 10.85 |
| 0.42282 | 0.5×10^{-2} | 10.09 ± 0.10 | 10.57 | 24.44 | 11.53 |
| 0.42282 | 0.0086 | 10.63 ± 0.10 | 17.19 | 30.80 | 11.99 |
| 0.42282 | 0.0286 | 12.33 ± 0.12 | 45.99 | — | 14.27 |
| 0.42282 | 0.0597 | 15.48 ± 0.15 | 45.99 | — | 17.64 |
| 0.86364 | 10^{-3} | 9.97 ± 0.09 | 10.57 | 25.07 | 10.95 |
| 0.86364 | 0.6×10^{-2} | 10.14 ± 0.09 | 17.19 | 34.61 | 11.73 |
| 0.86364 | 0.0087 | 11.26 ± 0.11 | 17.19 | 41.96 | 12.91 |
| 0.86364 | 0.0291 | 16.58 ± 0.16 | 45.99 | — | 15.41 |
| 0.86364 | 0.0607 | 16.59 ± 0.16 | 45.99 | — | 18.79 |
| 1.13009 | 10^{-3} | 10.01 ± 0.09 | 10.57 | 37.39 | 11.16 |
| 1.13009 | 0.6×10^{-2} | 10.18 ± 0.09 | 17.19 | 47.43 | 13.36 |
| 1.13009 | 0.0088 | 11.70 ± 0.11 | 45.99 | — | 13.36 |
| 1.13009 | 0.0296 | 14.67 ± 0.14 | 45.99 | — | 16.44 |
| 1.13009 | 0.0616 | 18.31 ± 0.18 | 45.99 | — | 20.27 |

Примечание. Значения B_1^{3p} получены с использованием формулы (3), B_1^{4p} — при решении уравнения (1), в которых неоднородность ΔH_0 учитывается с помощью (4) (тире означает, что ни при каких значениях B_1 невозможно построить линию нутации); значения B_1^{5p} — при решении уравнений (5).

где n — принимает целые значения, включая 0, t_n — время протекания жидкости по катушке нутации, находят максимум намагниченности.

Далее при теоретических рассматриваниях намагниченности многие авторы берут $n = 0$, а остальные значения n не используют. В этом случае получается следующая формула: $B_1 = \pi/(\gamma t_n)$, что соответствует воздействию π -импульса ($t_n = V_n/q$, V_n — объем, занимаемый сегментом текущей жидкой среды в катушке нутации). Используя полученные соотношения для B_1 и зная диапазон изменения q , производят расчет параметров катушки нутации и соответствующих электронных узлов.

Если подставить в (3) экспериментальные значения V_n и q , то получается $B_1 = 0.23 \times 10^{-4}$ Тл. Расчетное значение $2B_1$ в соответствии с [29, 30] надо сравнивать с экспериментальным, которое получено при неоднородности поля $\times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ и значительно отличается (табл. 1). В предлагаемой формуле (3) для расчета B_1 есть одно несоответствие по сравнению с экспериментом — не учитывается диаметр катушки нутации d_n , который может быть в несколько раз больше d_T , используемого для определения V_n .

Создаваемое катушкой нутации радиочастотное поле B_1 оказывает воздействие на текущую жидкость также за пределами катушки по длине трубопровода на расстоянии до диаметра ее намотки d_n от каждого края. Данное расстояние зависит от соотношения между L_n и d_n , а также от коэффициента заполнения η жидкой средой катушки нутации [29]. В табл. 1 представлен результат расчета B_1^{3p} с учетом зоны действия поля B_1 за пределами катушки нутации (при вычислении V_n используется длина $L_n + 2d_n$). Расхождение с экспериментом при неоднородности 10^{-3} составляет в данном случае менее 10%.

Проведенные нами эксперименты показали, что расстояние действия поля B_1 на намагниченную текущую жидкость за пределами катушки нутации определяется не только ее параметрами — L_n и d_n — и η , но и величиной неоднородности магнитного поля ΔB_0 в зоне размещения катушки нутации. Например, если в катушке нутации $B_1 \leq \Delta B_0/100$, то действием поля B_1 на намагниченную текущую жидкость за ее пределами (на длине, равной $d_n/10$ и более от ее края) можно пренебречь.

В табл. 1 представлены результаты расчета B_1^{3p} , в которых при увеличении неоднородности маг-

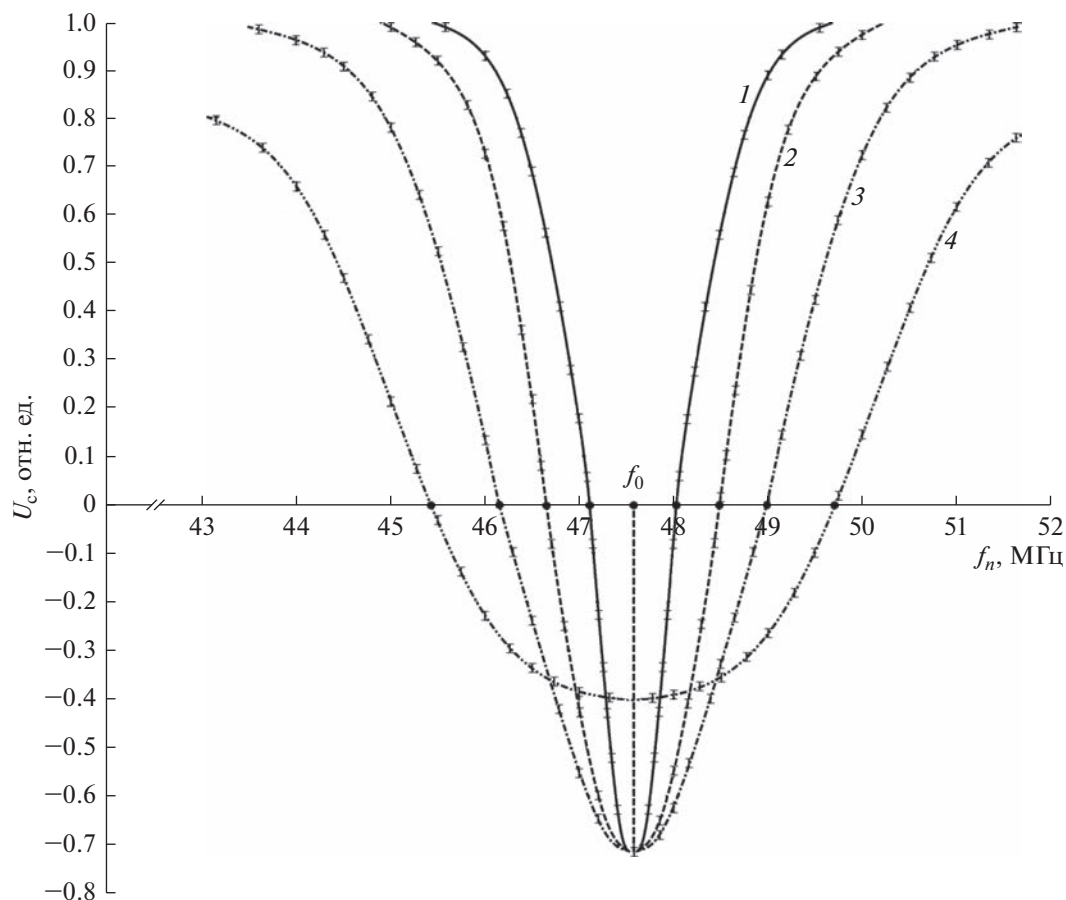


Рис. 4. Форма линии нутации регистрируемого сигнала ЯМР от водопроводной воды при $B_0 = 1.1301$ Тл и при различных напряженности поля (мТл) и неоднородности магнитного поля в зоне размещения катушки нутации (см^{-1}) соответственно: 0.0127, 0.01 (а), 0.0146, 0.0296 (б), 0.0183, 0.0616 (в), 0.0241, 0.0945 (г).

нитного поля в зоне размещения катушки нутации учитывалось также соотношение между B_1 и ΔB_0 . Расхождение $B_1^{\text{сп}}$ с экспериментом при неоднородности $10^{-4} \dots 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ составляет менее 10%. При увеличении значения ΔB_0 в зоне размещения катушки нутации несоответствие теории и эксперимента возрастает. Учесть при расчете B_1 по формуле (3) величину ΔB_0 при больших значениях B_0 и степени неоднородности очень сложно, так как при выводе (3) из уравнений (1) считалось, что магнитное поле однородно по всей длине катушки нутации, а действие поля B_1 за пределами катушки нутации на текущую жидкость незначительно.

На рис. 4 в качестве примера представлены экспериментальные линии нутации водопроводной воды при $T = 18.1^\circ\text{C}$ при расходе $q = 1.82$ мл/с для различных значений неоднородности ΔB_0 магнитного поля в зоне размещения катушки нутации. Значение B_1 соответствует максимальной амплитуде регистрируемого сигнала ЯМР с инверсией

намагниченности. Величина магнитного поля B_0 поддерживается постоянной в зоне размещения катушки нутации с использованием регулировки тока в обмотках электромагнита. Контроль B_0 осуществляется по частоте f_n .

На основе экспериментальных данных установлено, что амплитуда регистрируемого сигнала ЯМР с инверсией намагниченности уменьшается при увеличении ΔB_0 , компенсировать данное уменьшение до какого-то момента можно увеличением B_1 , пока позволяют параметры катушки нутации (см. рис. 4, кривая 4). Кроме того, увеличение ΔB_0 уширяет линию нутации — Δf_n возрастает. Также было установлено, что для определенного диапазона изменения неоднородности магнитного поля существуют оптимальные значения параметров катушки нутации (длина, диаметр, число витков и т.д.), позволяющие, изменяя B_1 , получать максимальное значение крутизны склона линии нутации (максимальное отношение С/Ш), которое обеспечивает проведение измерений с погрешностью не выше 1%.

Оценить оптимальную величину B_1 с учетом влияния неоднородности магнитного поля ΔB_0 , используя уравнения (3), как было показано выше, невозможно. Представленные в табл. 1 данные это подтверждают.

Поэтому, чтобы описать в уравнениях (1) наблюдаемое на практике влияние ΔB_0 на амплитуду и ширину линии нутации, ряд авторов [32–35] предлагают учесть ΔB_0 в уравнениях (1), используя стандартную формулу для определения T_2 в регистрирующем устройстве по сигналу ЯМР [29]:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \gamma \frac{\Delta B_0}{\pi}, \quad (4)$$

где T_2^* – эффективное время поперечной релаксации, которое вычисляется по спаду сигнала свободной индукции.

В табл. 1 представлены результаты расчета оптимальных значений поля B_1^{4p} с помощью уравнений (1), в которых неоднородность магнитного поля учитывается с помощью (4). Анализ полученных данных показывает, что незначительное расхождение с экспериментальными результатами наблюдается только при небольших значениях неоднородности 10^{-3} см^{-1} и напряженности магнитного поля B_0 . В этих случаях также можно для оценки B_1 использовать (3), что ранее было рассмотрено. При увеличении ΔB_0 расхождение увеличивается до 2.5 раз и более.

Если при расчете линии нутации с помощью уравнений (1) с учетом в них неоднородности через (4), использовать значения магнитных полей и неоднородностей магнитной системы ускорителя, для измерения которых успешно применяется ЯМР-магнитометр на текущей жидкости, а также времена релаксаций специальных растворов, которые используются в этих магнитометрах ($T_1 \geq 5 \text{ с}$, $T_2 \geq 0.6 \text{ с}$), то можно еще раз убедиться, что данная теория не подтверждается экспериментом.

3. НОВЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ В КАТУШКЕ НУТАЦИИ

На основании анализа различных теоретических моделей [3, 29, 30], а также проведенных ранее экспериментальных исследований [14–16, 21, 22, 24, 31] было сделано предположение, что неоднородность магнитного поля ΔB_0 в уравнении движения вектора намагниченности в катушке нутации (1) необходимо рассматривать в одном слагаемом с $\Delta\omega$. Движение вектора намагниченности в этом случае рассматривается в системе координат с осями x , y и z , вращающимися с частотой ω_n ($f_n = \omega_n/2\pi$), вместе с полем B_1 вокруг

оси z , по которой направлено постоянное магнитное поле B_0 . Тогда предлагаемая нами система уравнений, в которой учитывается ΔB_0 , принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} dM_x/dt + M_x/T_2 + (\Delta\omega + (\Delta B_0/t_n)\gamma t)M_y &= 0, \\ dM_y/dt + M_y/T_2 - & \\ - (\Delta\omega + (\Delta B_0/t_n)\gamma t)M_x + \gamma B_1 M_z &= 0, \\ dM_z/dt + M_z/T_1 - \gamma B_1 M_y - M_0/T_1 &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

В рассматриваемой авторами системе уравнений (5) предлагается использовать линейную зависимость изменения величины ΔB_0 по длине катушки нутации. В ЯМР-магнитометрах применяются катушки нутации длиной не более $L_n = 3 \text{ мм}$, которые размещаются на значительном расстоянии L_s от магнитных систем поляризатора и анализатора (более 1 м). На таком небольшом отрезке, как длина катушки нутации, аппроксимирующие кривые изменения ΔB_0 от расстояния (линейная, квадратичная и т.д.) незначительно отличаются друг от друга по характеру траектории в направлении движения жидкости по катушке нутации.

Проведенные авторами эксперименты показали, что при большой величине неоднородности магнитного поля ΔB_0 уменьшается зона воздействия поля B_1 в катушке нутации, в которой происходит поворот вектора намагниченности текущей жидкости под действием поля B_1 . Введенное в уравнения (5) время t_n позволяет учесть изменение этой зоны действия поля B_1 в катушке нутации и определяется следующим соотношением:

$$t_n = \pi d_T(k)^{1/2} / (\gamma B_0 \Delta_n q)^{1/2}, \quad (6)$$

где Δ_n – неоднородность магнитного поля в зоне размещения катушки нутации, k – корень характеристического уравнения, учитывающего изменение ширины линии нутации при изменении неоднородности магнитного поля.

Данное характеристическое уравнение было получено авторами из аналитического решения (1) относительно M_z , M_y , M_x при выполнении следующих условий: $M_z = 1$ при $\Delta\omega = 0$, $M_z = 0$ при $\Delta\omega = \gamma \Delta B_0$. В данном случае характеристическое уравнение получается следующего вида:

$$\cos(\pi(1+k^2)^{1/2}) = -k^2.$$

Корни решения уравнения $k = \pm 0.81$. Для определения t_n используется $k = 0.81$.

На рис. 5 представлены результаты расчета линий нутации на основании решения уравнений (5) для T_1 и T_2 , соответствующих водопроводной воде при $T = 18.1^\circ\text{C}$ и экспериментально измеренным значениям ΔB_0 и t_a – время воздействия B_1 на текущую жидкость. Значение B_1 на представленных графиках соответствует максимальной амплитуде

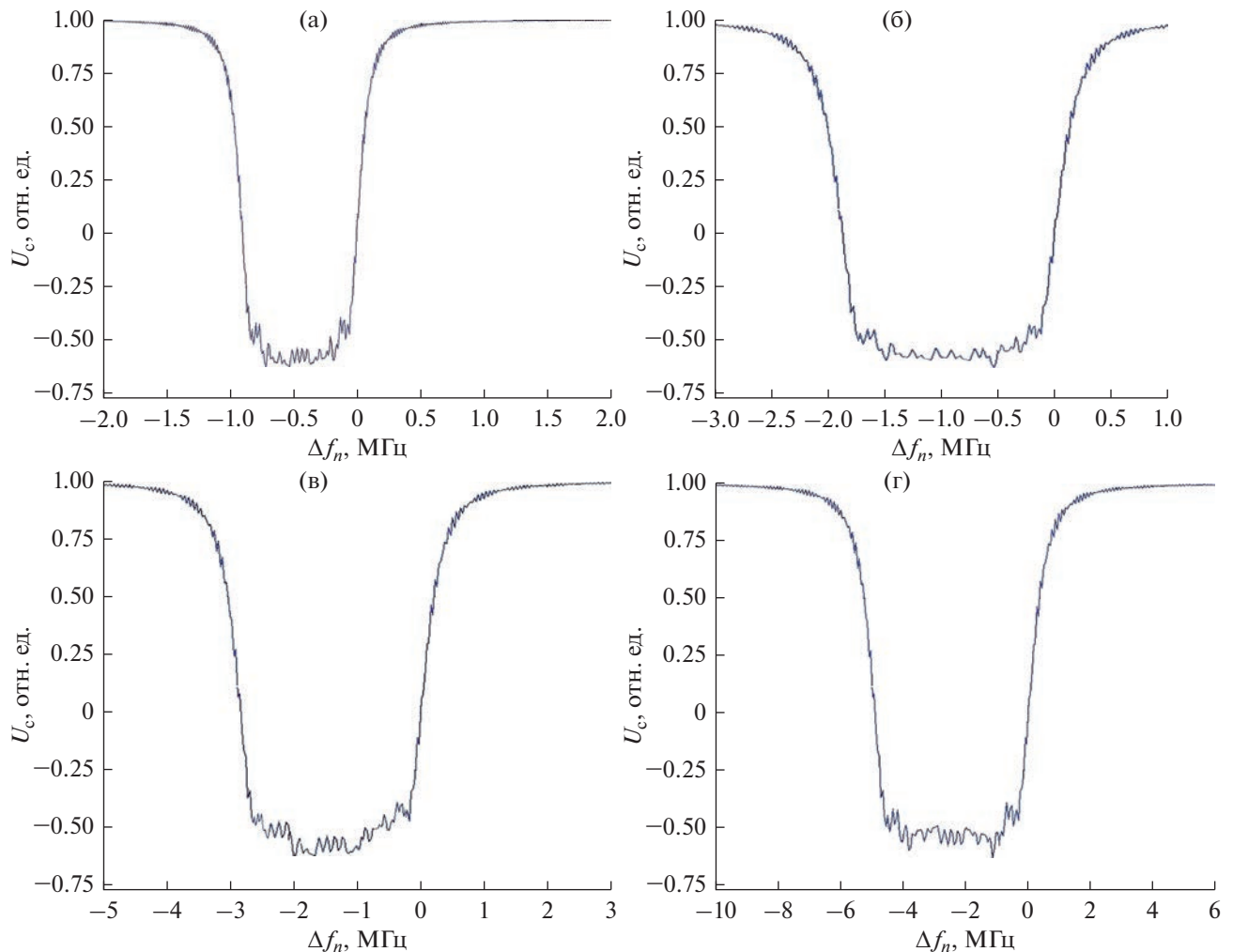


Рис. 5. Расчетная форма линии нутации сигнала ЯМР при $T_1 = 1.23$ с, $T_2 = 2.03$ мс, $B_0 = 1.1301$ Тл и различных B_1 (мТл) и неоднородности магнитного поля в зоне размещения катушки нутации (см^{-1}) соответственно: 0.0145, 0.01 (а); 0.0164, 0.0296 (б); 0.0202, 0.0616 (в); 0.0272, 0.0945 (г).

сигнала ЯМР с инверсией намагниченности для различных значений неоднородности ΔB_0 . Значение B_0 не изменяется.

Полученные результаты расчета показывают, что при увеличении неоднородности ΔB_0 происходит уширение линии нутации — величина Δf_n возрастает. Кроме того, при изменении B_1 происходит компенсация уменьшения амплитуды сигнала ЯМР с инверсией намагниченности при увеличении ΔB_0 . На представленных графиках (см. рис. 5) амплитуды сигналов ЯМР с инверсией намагниченности почти не изменяются в случае создания в катушке нутации определенных (оптимальных) полей B_1 , что отображает характер процесса нутации, наблюдаемый в эксперименте.

В табл. 1 представлены результаты расчета B_1^{5p} с использованием (5). Сравнение результатов

расчета значений B_1 (см. рис. 5) с полученными значениями радиочастотного поля в результате эксперимента (см. рис. 4), а также данные табл. 1 показывают, что различие между величинами B_1^3 и B_1^{5p} не превышает 20%. Полученные нами с помощью (5) оптимальные значения B_1 являются ориентировочными для разработчиков ЯМР-магнитометров и полностью удовлетворяют их требованиям, в соответствии с которыми при изготовлении катушки нутации необходимо предусмотреть возможность увеличения B_1 от оптимального значения на 20...50% в зависимости от решаемых задач и условий эксплуатации ЯМР магнитометра. Это позволяет избежать различных сбоев как при его длительной работе, так и при изменении внешних факторов (например, повышение температуры и т.д.). Поэтому расхождение эксперимен-

тальных и расчетных значений B_1 в действующей конструкции ЯМР-магнитометра может быть легко компенсировано.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ полученных результатов исследований позволяет сделать вывод о том, что предложенные авторами уравнения (5) позволяют адекватно описать процесс формирования линии нутации в ЯМР-измерителях с текущей жидкостью для любой величины индукции и неоднородности магнитного поля в зоне размещения катушки нутации, что не позволяли сделать ранее используемые уравнения (1).

По результатам расчетов с использованием (5) можно определить параметры катушки нутации и электронных схем, которые к ней подключаются при разработке новых или модернизации действующих ЯМР-магнитометров. Это позволило проводить измерения параметров сильных неоднородных магнитных полей (индукции и неоднородности) с погрешностью 0.5%. Ранее погрешность измерения этих величин в ЯМР-магнитометрах составляла порядка 1.5...2.0%, так как параметры катушки нутации подбирали в основном опытным путем, что значительно затрудняло решение многих задач. Кроме того, оптимизация параметров катушки нутации позволяет в конструкциях ЯМР-магнитометров в два раза увеличить расстояние, на котором ее можно расположить от магнитных систем поляризатора и анализатора при измерении параметров магнитных полей в сложных условиях. Расстояние от защитной зоны, где размещена измерительная аппаратура, и точкой контроля параметров магнитного поля при решении многих задач является определяющим при выборе прибора [12–15, 21–24, 31, 32, 36]. Полученный результат существенно расширяет возможности использования ЯМР-магнитометра на текущей жидкости.

Наибольший интерес для читателей представлял бы вывод аналитического выражения для B_1 при решении предложенных нами уравнений (5), как это сделано в [3, 32–35] для случая размещения катушки нутации в однородном магнитном поле B_0 , так как компьютерные методы, которые мы применили, не могут заменить в полном объеме аналитическое выражение для B_1 . Решение этой задачи будет предметом наших дальнейших исследований.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Пряхин А.Е., Шушкевич С.С., Оробей И.О.* // ПТЭ. 1983. № 6. С. 186.
2. *Давыдов В.В., Семенов В.В.* // РЭ. 1999. Т. 44. № 12. С. 1528.
3. *Мефед А.Е.* // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 1. С. 302.
4. *Gizatullin B., Gafurov M., Murzakhanov F. et al.* // Langmuir. 2021. V. 37. № 22. P. 6783.
5. *Марусина М.Я., Базаров Б.А., Галайдин П.А. и др.* // Измерит. техника. 2014. № 5. С. 68.
6. *Marusina M.Y., Karaseva E.A.* // Asian Pacific J. Cancer Prevention, 2018. V. 19. № 10. P. 2771.
7. *Gizatullin B., Gafurov M., Vakhin A. et al.* // Energy and Fuels. 2019. V. 33. № 11. P. 10923.
8. *Геронов Ю.И., Серегин Н.Н.* // Измерит. техника. 2012. № 11. С. 41.
9. *O'Neill K.T., Brancato L., Stanwix P.L. et al.* // Chem. Engineering Sci. 2019. V. 202. P. 222.
10. *Davydov V.V., Dudkin V.I., Karseev A.U.* // Optical Memory & Neural Networks (Inform. Opt.). 2013. V. 22. № 2. P. 112.
11. *Семенухин А.В., Саунин Ю.В., Рясный С.И.* // Атомная энергия. 2018. Т. 124. № 1. С. 8.
12. *Дьяченко С.В., Жерновой А.И.* // ЖТФ. 2016. Т. 61. № 12. С. 78.
13. *Витковский О.С., Марусина М.Я.* // Измерит. техника. 2016. Т. 59. № 3. С. 31.
14. *Давыдов В.В., Дудкин В.И., Карсеев А.Ю.* // ПТЭ. 2015. № 6. С. 84.
15. *Давыдов В.В., Дудкин В.И., Карсеев А.Ю.* // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 3. С. 138.
16. *Давыдов В.В., Дудкин В.И., Карсеев А.Ю.* // ПЖТФ. 2015. Т. 41. № 7. С. 103.
17. ГОСТ 8.095–73. Государственный первичный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерения магнитной индукции. М.: Изд-во стандартов, 1973.
18. ГОСТ 8.144–75. Государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерения магнитной индукции в диапазоне 0.05–2 Тл. М.: Изд-во стандартов, 1975.
19. *Симонов В.М., Ягола В.К.* // Измерит. техника. 1975. № 10. С. 76.
20. *Ягола Г.К., Казанцев Ю.И., Симонов В.М. и др.* // Измерит. техника. 1976. № 3. С. 52.
21. *Дьяченко С.В., Лебедев Л.А., Сычев М.М., Нефедова Л.А.* // ЖТФ. 2018. Т. 63. № 7. С. 1018.
22. *Давыдов В.В., Дудкин В.И., Карсеев А.Ю.* // Изв. вузов. Физика. 2015. Т. 58. № 2. С. 8.
23. *Жерновой А.И., Дьяченко С.В.* // ЖТФ. 2015. Т. 60. № 4. С. 118.
24. *Давыдов В.В., Дудкин В.И., Величко Е.Н., Карсеев А.Ю.* // Измерит. техника. 2015. Т. 58. № 5. С. 56.
25. *Girard S., Kuhnhen J., Gusarov A., Brichard B. et al.* // IEEE Trans. 2013. V. NS-60. № 3. P. 2015.
26. *Kashaykin P.F., Tomashuk A.L., Salgansky M.Y. et al.* // J. Appl. Phys. 2019. V. 121. № 21. P. 213104.

27. *Dmitrieva D.S., Pilipova V.M., Rud V.Y.* // Lecture Notes in Computer Science (LNCS) (including sub-series Lecture Notes in Artificial Intelligence and Lecture Notes in Bioinformatics). 2020. V. 12526. P. 348.
28. *Ignatiev V.K., Lebedev N.G., Orlov A.A., Perchenko S.V.* // J. Magn. Magn. Mater. 2020. V. 494. P. 165658.
29. *Leshe A.* Nuclear Induction. Berlin: Verlag Wissenschaften, 1963.
30. *Abragam A.* The Principles of Nuclear Magnetism. Oxford: Oxford Clarendon Press, 1961.
31. *Давыдов В.В., Дудкин В.И., Карсеев А.Ю.* // Измерит. техника. 2015. Т. 58. № 3. С. 48.
32. *Жерновой А.И.* Измерение магнитных полей методом нутации. Л.: Энергия, 1979.
33. *Жерновой А.И.* Ядерно-магнитные расходомеры. Л.: Машиностроение, 1985.
34. *Чижик В.И.* Ядерная магнитная релаксация. Л.: Изд-во ЛГУ, 1991.
35. *Бородин П.М., Володичев М.И., Москалев В.В., Морозов А.А.* Ядерный магнитный резонанс. Л.: Изд-во ЛГУ, 1982.
36. *Давыдов В.В., Семенов В.В.* // ПТЭ. 1999. № 3. С. 151.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 541.183.5+548.571

АНАЛИЗ РАДИАЦИОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЛЭМБА В ПЛАСТИНАХ, НАГРУЖЕННЫХ НЕВЯЗКОЙ НЕПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТЬЮ¹

© 2023 г. Н. А. Агейкин^а, *, В. И. Анисимкин^а, Н. В. Воронова^б, А. В. Смирнов^а^а *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация*^б *Научно-исследовательский институт молекулярной электроники,
ул. Академика Валеева, 6/1, Москва, Зеленоград, 124460 Российская Федерация*

*E-mail: ageykin_niki@mail.ru

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Экспериментально исследована зависимость радиационных потерь в жидкость от величины, нормальной к пластине компоненты смещения U_3 на поверхности пьезоэлектрической пластины для волн Лэмба различных порядков. Рассмотрены волны, у которых фазовая скорость V_n в пластине больше, чем скорость продольной объемной акустической волны в жидкости $V_ж$. Показано, что при малых значениях U_3 излучение в жидкость отсутствует и величина радиационных потерь близка к нулю даже при $V_n > V_ж$, при больших значениях U_3 величина радиационных потерь велика и у волн Лэмба в пластине YZ-LiNbO₃ при нормированной на длину волны толщине 1.75 и частоте 16.97 МГц она достигает значения 4 дБ/мм, сравнимого с радиационными потерями поверхностных акустических волн в том же материале.

DOI: 10.31857/S0033849423100029, EDN: DOAZHJ

ВВЕДЕНИЕ

Потребность в миниатюрных высокочувствительных датчиках свойств жидкости стимулирует их разработку с использованием различных физических принципов. Одним из таких принципов, является акустоэлектронный метод [1]. В датчиках акустоэлектронного типа измерение каждого параметра жидкости (плотности, вязкости, проводимости, температуры и т.д.) производится с помощью специально подобранной акустической волны. Подобная волна, с одной стороны, должна иметь возможность распространяться в присутствии жидкости, а с другой стороны, обладать высокой чувствительностью к конкретному свойству исследуемой жидкости. Этим требованиям в полной мере отвечают акустические волны Лэмба различных порядков n , распространяющиеся в пьезоэлектрических пластинах толщиной h [2]. С увеличением параметра h/λ (λ – длина волны) количество волн Лэмба различных порядков увеличивается, а их фазовая скорость становится тем выше, чем выше порядок волны [2, 3]. Данные волны обладают значительным разнообразием свойств и

по-разному реагируют на одно и то же внешнее воздействие [4, 5].

Процесс оптимизации акустических колебаний в акустоэлектронных датчиках жидкости предусматривает также оценку величины поглощения, которое испытывает акустическая волна под действием тестируемой жидкости. Это поглощение обусловлено вязкоупругими потерями, акустоэлектронным взаимодействием и излучением (радиацией) волн в жидкость, которое возникает при высокой скорости распространения волны в пластине по сравнению со скоростью продольной объемной акустической волны в жидкости ($V_n > V_ж$) [6–8].

Долгое время считалось, что высокоскоростные волны Лэмба, имеющие большие значения V_n (n – номер акустической моды) и нормальной компоненты смещения, перпендикулярной плоскости пластины U_3 , должны поглощаться жидкостью полностью, как это происходит с поверхностными акустическими волнами (ПАВ) [2]. Однако в работе [9] было показано, что такие волны все же существуют, а их аналогия с ПАВ не совсем корректна. Это связано с тем, что механические смещения, сопровождающие волны Лэмба, распределены по всей толщине пластины в несколько со-

¹ Работа удостоена премии на 19-м конкурсе молодых ученых имени Ивана Анисимкина.

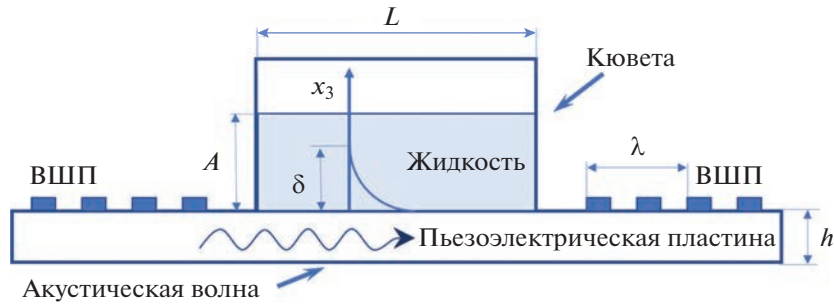


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментального образца, содержащего пьезоэлектрическую пластину, встречно-штыревые преобразователи (ВШП), кювету для тестируемой жидкости: L – длина кюветы, δ – глубина проникновения волны в жидкость, A – высота жидкостного слоя, λ – длина волны, равная периоду ВШП.

тен микрон, а в случае ПАВ эти смещения сконцентрированы в тонком приповерхностном слое подложки толщиной порядка нескольких микрон.

Зависимость радиационных потерь от соотношения скоростей акустических волн в пластине V_n и жидкости $V_ж$ подробно изучена в работе [8]. На примере антисимметричной волны Лэмба нулевого порядка показано, что при $V_n < V_ж$ затухание волны, связанное с излучением в жидкость, отсутствует, при $V_n = V_ж$ оно возникает и при $V_n > V_ж$ вначале растет, а затем монотонно снижается. При этом влияние поляризации волны на величину радиационного поглощения не рассматривалось.

Недавно появились работы, в которых обнаружены и исследованы акустические волны в пьезоэлектрических пластинах с практически нулевой компонентной U_3 [10, 11], либо волны с эллиптической поляризацией, причем эллипс лежит в плоскости пластины [12–14]. Очевидно, что данные волны могут эффективно использоваться для создания датчиков жидкости. Однако подробного исследования зависимости радиационных потерь этих волн от их поляризации и скорости не проводилось.

Цель данной работы – исследовать зависимость радиационных потерь из-за присутствия невязкой и непроводящей жидкости для волн Лэмба нулевого и высших порядков от их поляризации и фазовой скорости.

1. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И РАСЧЕТОВ

Для проведения экспериментальных исследований влияния жидкости на радиационные потери волн Лэмба нулевого и высших порядков были использованы линии задержки на основе промышленно выпускаемых пластин:

– LiTaO₃ поворотного 64°Y-среза (углы Эйлера 0°, –26°, 0°), поворотного 36°Y-среза (0°, –54°, 0°) и YZ-среза (0°, 90°, 90°),

– LiNbO₃ поворотного 128°Y-среза (0°, 37.86°, $\Theta = 30^\circ$ и 90°),

– YZ-LiNbO₃ (0°, 90°, $\Theta = 90^\circ$ и 120°),

– ST-кварца (0°, 132.75°, 0°).

Толщина использованных пластин h составляла 350 или 500 мкм. Все пластины имели одну шлифованную (верхняя) и одну полированную (нижняя) поверхности. На полированной поверхности (оптический класс 14, горизонтальные и вертикальные неровности 0.01 и 0.05 мкм соответственно) были расположены входной и выходной встречно-штыревые преобразователи (ВШП), период которых составлял $\lambda = 200, 300$ или 400 мкм. Преобразователи имели по 40 пар электродов из Cr (100 нм) и Al (1200 нм), что обеспечивало их узкую полосу пропускания (2.5%) и хорошее частотное разрешение соседних акустических мод с близкими скоростями V_n .

На шлифованной поверхности (оптический класс 10, горизонтальные и вертикальные неровности 0.16 и 0.8 мкм соответственно) располагалась жидкостная кювета из тефлона с объемом 500 мкл, ширина которой превышала апертуру акустического пучка, что снижало влияние ее стенок и склейки на распространение акустического пучка. В качестве склейки для кюветы использовали салол. Длина кюветы соответствовала длине пробега волны от начала одного до начала другого преобразователя и составляла $L = 8, 11$ и 14 мм при $\lambda = 200, 300$ и 400 мкм соответственно (рис. 1).

В качестве тестируемой жидкости использовали дистиллированную воду, которая благодаря своей малой вязкости (1.003 сПуаз), малой электропроводности (менее 0.1 Сим/м) и большой диэлектрической проницаемости ($\epsilon/\epsilon_0 = 79.3$) минимизировала нежелательные вклады в измеряемые потери от вязкоупругого и акустоэлектронного механизмов поглощения, позволяя исследовать радиационную составляющую в чистом виде.

Эксперименты проводили с помощью анализатора четырехполосников KEYSIGHT 5061B, который работал в амплитудно-частотном режиме и измерял частотные зависимости вносимых потерь $S_{21}(f)$ мод разных порядков n на соответствующих

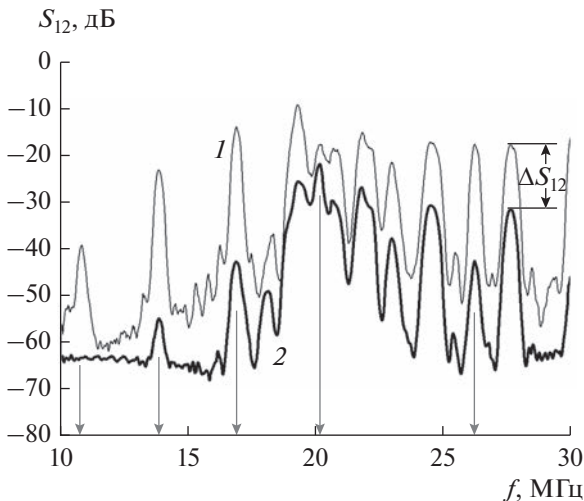


Рис. 2. Измеренные амплитудно-частотные характеристики волн Лэмба различных порядков, распространяющихся в пластине $36^\circ\text{YX-LiTaO}_3$ толщиной $h/\lambda = 1.67$: 1 – пластина без жидкости, 2 – пластина с дистиллированной водой между преобразователями; толстыми стрелками указаны моды с большими радиационными потерями, тонкими – моды с малыми радиационными потерями.

частотах $f_n = V_n/\lambda$. Измерения $S_{21}(f)$ проводили при комнатной температуре и нормальном давлении. Вначале зависимость $S_{21}(f)$ измеряли без жидкостной нагрузки (на воздухе), а затем с дистиллированной водой. Откликом мод на излучение в дистиллированную воду служили величины разности $\Delta S_{21} = S_{21}(\text{H}_2\text{O}) - S_{21}(\text{воздух})$. Точность измерений составляла ± 0.1 дБ.

Измеренные отклики $\Delta S_{21} = S_{21}(\text{H}_2\text{O}) - S_{21}(\text{воздух})$ сопоставляли с тремя упругими смещениями соответствующих мод $\{U_1, U_2, U_3\}$ на поверхности пластины, которые численно рассчитывали с использованием программы [15] и материальных констант кварца, LiNbO_3 и LiTaO_3 из работы [16]. Как обычно, сдвигово-горизонтальное U_2 в плоскости пластины и нормальное к плоскости пластины U_3 смещения мод нормировались на величину продольной компоненты U_1 на поверхности пластины. Идентификацию мод осуществляли по совпадению расчетного V_n^{th} и экспериментального V_n значений скоростей.

2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В результате проведения экспериментальных исследований были получены амплитудно-частотные характеристики для различных срезов и направлений распространения акустических волн Лэмба в пластинах танталата и ниобата лития и кварца. В качестве примера на рис. 2 представле-

ны типичные амплитудно-частотные характеристики волн Лэмба высших порядков, распространяющихся в пластине $36^\circ\text{YX-LiTaO}_3$ без жидкости (на воздухе) и с жидкостной нагрузкой. Разным пикам соответствуют моды разных порядков n . Видно, что с ростом частоты мод f_n или их скорости V_n монотонного снижения или увеличения радиационных потерь ΔS_{12} не наблюдается, т.е. при $f_n = 10.83, 13.84, 16.88, 20.5$ и 26.21 МГц величины $\Delta S_{12} = 24, 33, 29, 3$ и 25 дБ соответственно. Немонотонный характер зависимости ΔS_{12} от V_n мы связываем с влиянием нормальной компоненты смещения U_3 , которая у всех мод различна и составляет 1.5, 1.8, 9, 0.17 и 0.91 соответственно. Таким образом, можно сделать вывод о корреляции величины радиационных потерь ΔS_{12} и нормальных смещений U_3 .

Для подтверждения этого вывода в табл. 1 приведены численные значения наибольших радиационных потерь ΔS_{12} , измеренные в каждой из пластин. Видно, что:

- все моды с большими потерями ΔS_{12} обладают большими значениями нормальных компонент U_3 на поверхности пластины,

- максимальная величина ΔS_{12} достигает 32 дБ или 4 дБ/мм для YZ-LiNbO_3 ($h/\lambda = 1.75, f_n = 16.97$ МГц), что сравнимо с радиационными потерями поверхностных акустических волн,

- большими радиационными потерями ΔS_{12} обладают как моды с высокими частотами $f_n = 30 \dots 55$ МГц и большими отношениями $V_n/V_{\text{ж}} = 4 \dots 7$, так и моды с низкими частотами $f_n = 10 \dots 15$ МГц и малыми отношениями $V_n/V_{\text{ж}} = 2 \dots 3$.

В связи с этим можно сделать вывод о том, что радиационные потери при распространении акустической волны в контакте с жидкостью зависят не только от соотношения $V_n/V_{\text{ж}}$, но и от величины нормальной компоненты смещения U_3 на границе пластины с жидкостью, т.е. чем больше U_3 , тем, вообще говоря, выше радиационные потери ΔS_{12} при том же значении $V_n/V_{\text{ж}}$, и наоборот.

Дополнительным аргументом в пользу роли U_3 служат зависимости и данные, приведенные на рис. 3 и в табл. 1. На рис. 3 приведены амплитудно-частотные характеристики волн Лэмба в пластине ST, X-SiO_2 при $h/\lambda = 1.67$. Видно, что в данной пластине существуют моды с большими ΔS_{12} и U_3 ($f_n = 10.38$ и 11.66 МГц) и моды с пренебрежимо малыми ΔS_{12} и U_3 ($f_n = 33.06, 36.22, 42.91$ МГц). Анализ показал, что при малых U_3 излучение в жидкость отсутствует и величина радиационных потерь близка к нулю даже при $V_n > V_{\text{ж}}$, а при больших U_3 – она велика и достигает значений 1.7 дБ/мм. По нашему мнению, столь низкие радиационные потери для трех последних мод на-

Таблица 1. Акустические моды с большими и малыми радиационными потерями

| Материал | h/λ | f_n , МГц | V_n^T , м/с | $V_n/V_{ж}$ | ΔS_{12} , дБ ($\Delta S_{12}/L$, дБ/мм) | $\{U_1^T, U_2^T, U_3^T\}$ |
|---|-------------|-------------|---------------|-------------|--|---------------------------|
| Акустические моды с большими радиационными потерями | | | | | | |
| 36°YX-LiTaO ₃ | 1.67 | 10.83 | 3250 | 2.17 | 24 (2.2) | 1; 0.07; 1.5 |
| | | 13.84 | 4150 | 2.77 | 33 (3) | 1; 0.98; 1.8 |
| | | 16.88 | 5060 | 3.37 | 29 (2.6) | 1; 12; 9 |
| | | 26.21 | 7860 | 5.25 | 25 (2.3) | 1; 0.34; 0.91 |
| 64°YX-LiTaO ₃ | 0.875 | 10.64 | 2130 | 1.42 | 20 (1.4) | 1; 0.8; 1.7 |
| | | 10.38 | 3100 | 2.07 | 15.5 (1.4) | 1; 0.25; 1.5 |
| ST, X-SiO ₂ | 1.67 | 11.66 | 3500 | 2.33 | 19 (1.7) | 1; 0.2; 1.5 |
| | | 11.2 | 3360 | 2.25 | 21 (1.9) | 1; 0; 1.5 |
| YZ-LiNbO ₃ | 1.67 | 16.97 | 3400 | 2.27 | 32 (4) | 1; 0; 1.5 |
| YZ-LiNbO ₃ | 1.75 | 54.9 | 10 100 | 6.75 | 20.5 (2.6) | 1; 0; 0.91 |
| | | 17 | 3400 | 2.27 | 29 (3.6) | 1; 0.5; 1.4 |
| YZ+30°-LiNbO ₃ | 1.75 | 18.85 | 3800 | 2.53 | 21 (2.6) | 1; 0.8; 1.3 |
| 128°YX+30°-LiNbO ₃ | 1.75 | 25.8 | 5160 | 3.44 | 20.5 (2.6) | 1; 21; 11 |
| 128°YX+90°-LiNbO ₃ | 2.5 | 29.18 | 5850 | 3.9 | 22 (2.75) | 1; 24; 18 |
| | | 56.67 | 11 350 | 7.57 | 22 (2.75) | 1; 0; 2.2 |
| Акустические моды с малыми радиационными потерями | | | | | | |
| ST, X-SiO ₂ | 1.67 | 33.06 | 9900 | 6.6 | 0 | 1; 1.5; 0.17 |
| ST, X-SiO ₂ | 1.67 | 36.22 | 10900 | 7.3 | 2 | 1; 2.1; 0.042 |
| ST, X-SiO ₂ | 1.67 | 42.91 | 12900 | 8.6 | 0.2 | 1; 7.7; 1.1 |

Примечание. Тестируемая жидкость – дистиллированная вода, скорость ПАВ в жидкости $V_{ж} = 1500$ м/с, V_n^T и V_n – теоретически рассчитанная и экспериментально измеренная скорости акустических волн Лэмба соответственно, U^T – теоретически рассчитанные компоненты механического смещения для исследуемых волн Лэмба на поверхности пластины в отсутствие жидкости. Полужирным выделены значения ΔS_{12} с большими потерями, обладающие большими значениями U_3 .

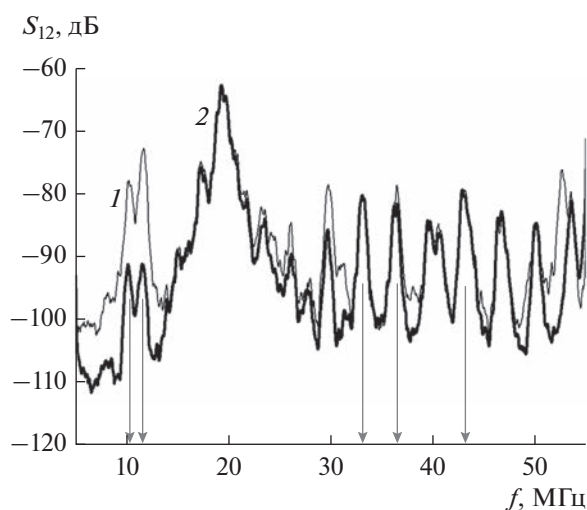


Рис. 3. Измеренные амплитудно-частотные характеристики волн Лэмба различных порядков, распространяющихся в пластине в пластине ST, X-SiO₂ толщиной $h/\lambda = 1.67$: 1 – пластина без жидкости, 2 – пластина с дистиллированной водой между преобразователями; толстыми стрелками указаны моды с большими радиационными потерями, тонкими – моды с малыми радиационными потерями.

блюдаются именно благодаря одновременному влиянию большой разницы скоростей $V_n/V_{ж}$ и малого смещения U_3 .

Поляризация большинства мод, сильно излучающих в жидкость, представляет собой эллипс, близкий к сагиттальной плоскости (U_1, U_3) и вытянутый вдоль компоненты U_3 . Вместе с тем обе сильно излучающие моды в пластине 128°YX + 90°-LiNbO₃ ($h/\lambda = 2.5$) и одна из мод (16.88 МГц) в пластине 36°YX-LiTaO₃ ($h/\lambda = 1.67$) (см. табл. 1) обладают необычной поляризацией. У этих мод $U_1 \ll U_2, U_3$ и сдвиг фаз между U_2 и U_3 близок $\pi/2$. В связи с этим результирующее смещение данных мод представляет собой эллипс, плоскость которого почти перпендикулярна направлению распространения и поверхности пластины.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Радиационные потери ΔS_{12} высокоскоростных волн Лэмба в пьезоэлектрической пластине, контактирующей с жидкостью, зависят от нормальной компоненты смещения U_3 на поверхности пластины. Эта зависимость прослеживается как для

мод нулевого и высших порядков, распространяющихся в одной и той же пластине, так и для мод, существующих в пластинах из разных материалов и толщин. Благодаря зависимости от U_3 изменение ΔS_{12} с частотой мод f_n приобретает немонотонный характер, а диапазон изменений колеблется от 0 до 4 дБ/мм, в своем верхнем пределе приближаясь к значению радиационных потерь для поверхностных акустических волн в тех же материалах.

Поляризация мод, сильно излучающих в жидкость, представляет собой эллипс, сильно вытянутый вдоль компоненты U_3 . У большинства мод плоскость эллипса близка сагиттальной плоскости, но у части из них она почти перпендикулярна этой плоскости и поверхностям платины. Моды с такой поляризацией – это новая модификация волн Лэмба.

С практической точки зрения волны Лэмба, обладающие большими радиационными потерями, должны обладать и высокой чувствительностью к адсорбции водяных паров. В связи этим такие волны привлекательны для датчиков влажности, не требующих дополнительных влагочувствительных покрытий. Напротив, волны Лэмба с низкими радиационными потерями и, следовательно, низкой чувствительностью к адсорбции водяных паров, могут быть полезны для невакуумированных акустоэлектронных устройств, в случае необходимости снижения зависимости их работы от влажности окружающей среды.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-19-00708П).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фрайден Дж. Мир электроники. Современные датчики. Справочник. М.: Техносфера, 2006.
2. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966.
3. Kuznetsova I.E., Zaitsev B.D., Borodina I.A. et al. // Ultrasonics. 2004. V. 42. № 1–9. P. 179. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2004.01.006>
4. Smirnov A., Anisimkin V., Voronova N. et al. // Sensors. 2022. V. 22. № 19. P. 7231. <https://doi.org/10.3390/s22197231>
5. Caliendo C. // Sensors. 2015. V. 15. № 6. P. 12841. <https://doi.org/10.3390/s150612841>
6. Terakawa Y., Kondoh J. // Jpn. J. Appl. Phys. 2020. V. 59. SKKC08. <https://doi.org/10.35848/1347-4065/ab84ac>
7. White R.M., Wicher P.J., Wenzel S.W., Zellers E.T. // IEEE Trans. 1987. V. UFFC-34. № 2. P. 162. <https://doi.org/10.1109/T-UFFC.1987.26928>
8. Kuznetsova I.E., Zaitsev B.D., Joshi S.G., Teplykh A.A. // Acoust. Phys. 2007. V. 53. № 5. P. 557. <https://doi.org/10.1134/S1063771007050041>
9. Anisimkin I.V., Anisimkin V.I. // IEEE Trans. 2006. V. UFFC-53. № 8. P. 1487. <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2006.1665106>
10. Hamidullah M., Elie-Caille C., Leblais T. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. V. 55. № 9. P. 094003. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac39c5>
11. Mansoorzare H., Shahraini S., Todi A. et al. // IEEE Trans. 2020. V. UFFC-67. № 6. P. 1210–1218. <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2019.2955402>
12. Anisimkin V., Shamsutdinova E., Li P. et al. // Sensors. 2022. V. 22. № 7. P. 2727. <https://doi.org/10.3390/s22072727>
13. Anisimkin V.I., Voronova N.V. // Ultrasonics. 2021. V. 116. Article No. 106496. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2021.106496>
14. Anisimkin V., Kolesov V., Kuznetsova A. et al. // Sensors. 2021. V. 21. № 3. P. 919.
15. Adler E.L., Slaboszewics J.K., Farnell G.W., Jen C.K. // IEEE Trans. 1990. V. UFFC-37. № 3. P. 215.
16. Slobodnik A.J., Jr., Conway E.D., Delmonico R.T. // J. Acoust. Soc. Am. 1974. V. 56. № 4. P. 1307.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 538.911

ВЛИЯНИЕ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ НА ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД КОНЕЧНОЙ ПЛАСТИНЫ ИЗ СПЛАВА С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ TiNi¹

© 2023 г. А. И. Павлов^{a, *}, А. И. Карцев^{b, c}, В. В. Коледов^d, П. В. Лега^{b, d}

^a Московский государственный университет им. Н.Э. Баумана,
ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 4, Москва, 105005 Российская Федерация

^b Российский университет дружбы народов,
ул. Миклухо-Маклая, 6, Москва, 117198 Российская Федерация

^c Вычислительный центр ДВО РАН, ул. Ким Ю Чена, 65, Хабаровск, 680000 Российская Федерация

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

*E-mail: Alex.pav.2001@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Проведено моделирование пластины из сплава с памятью формы TiNi при различных кристаллографических ориентациях с помощью свободного пакета для классической молекулярной динамики LAMMPS. Выяснено, что кристаллографическая ориентация пластины оказывает существенное влияние на температуру фазового перехода. Построена зависимость поверхностной энергии от температуры при кристаллографических ориентациях (100), (110), (112), (122). Исследована устойчивость используемой модели, в результате чего подтверждена ее применимость в данных расчетах.

DOI: 10.31857/S0033849423100133, EDN: DOCWBT

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большой интерес для науки и техники представляют сплавы с эффектом памяти формы (ЭПФ), которые применяются в ряде различных областей, таких как авиастроение, ракетостроение, наноприборостроение и др. [1]. Также сплавы с эффектом памяти формы активно используются в медицине [2].

В 1990 годах были синтезированы углеродные нанотрубки и обнаружены их необыкновенные функциональные свойства [3, 4]. С тех пор было синтезировано множество различных нанообъектов [5], таких, например, как нанопровода, и на их основе была создана концепция единичных устройств. Однако для создания как наноприборов, так и микроустройств требуется инструмент, с помощью которого можно было бы осуществлять наноманипуляции, чтобы объединить отдельные наноэлементы в наноприбор, а затем и в микроустройство или чипы из этих наноприборов [6–8]. Таким инструментом, например, является нанопинцет, который создается на основе сплавов с памятью формы. Однако возникает прикладная проблема ограничения на минимальные

размеры наномеханического устройства с ЭПФ, связанное с размерными эффектами при переходе на наноразмер.

Исследования сплавов с ЭПФ имеют большую ценность еще и потому, что расширяют знания о фундаментальных свойствах конденсированного состояния вещества и фазовых переходах на такую важную область как наномасштаб.

Также ряд других теоретических и экспериментальных работ посвящены изучению фазовых переходов в клиновидных и конических образцах, например, [9, 10].

Цель данной работы – исследовать размерные эффекты и их влияние на фазовый переход в нанопластинах с ЭПФ на основе TiNi методом молекулярной динамики.

1. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Сплав TiNi моделировали с использованием эмпирических методов расчета потенциалов с помощью свободного пакета для классической молекулярной динамики LAMMPS. Расчеты проводили на ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН (МСЦ РАН). Ovito был применен для визуализации процессов диффузии и кристаллических структур.

¹ Работа удостоена премии на 19-м конкурсе молодых ученых имени Ивана Анисимкина.

Молекулярная динамика (МД) – это широко используемый метод компьютерного моделирования для изучения движения атомов или молекул в сложной системе. Для определения траекторий движения молекул или атомов используются классические механические уравнения Ньютона, основанные на межатомных потенциалах между частицами. Процесс моделирования можно кратко описать следующим образом.

Классическое уравнение Ньютона имеет вид

$$\vec{F} = m\vec{a}. \quad (1)$$

Метод МД заключается в интегрировании уравнений движения Ньютона по времени для получения временной эволюции системы и свойств, интересующих нас:

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = m \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \frac{d\vec{p}}{dt}. \quad (2)$$

Если полная энергия E постоянна во времени ($dE/dt = 0$), что имеет место в случае изолированной системы для МД-моделирования, то F связана с отрицательным градиентом потенциала по отношению к положению

$$F = -\nabla U(r_1, r_2, \dots, r_N), \quad (3)$$

где U – потенциал.

Рассмотрим полную силу системы из N атомов в терминах полного набора из $3N$ атомных координат:

$$F(r_1, r_2, \dots, r_N) = \sum_i m_i a_i = \sum_i m_i \frac{d^2 r_i}{dt^2}. \quad (4)$$

Сила на атоме i может быть получена из отрицательной производной потенциальной энергии по отношению к положению, если энергия сохраняется ($dE/dt = 0$), что имеет место в большинстве МД-симуляций. Теперь у нас есть практическое уравнение для МД:

$$F_i = m_i \frac{d^2 r_i}{dt^2} = -\frac{dU(r_i)}{dr_i}, \quad (5)$$

Скоростной алгоритм Верле является одним из наиболее часто реализуемых методов в МД. В этой схеме положения, скорости и ускорения в момент времени $t + \Delta t$ получаются из соответствующих величин в момент времени t следующим образом.

1. Вычисляем v на полшаге и r на полный шаг, используя половину шага v :

$$v\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) = v(t) + \frac{1}{2!} a(t) \Delta t, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} r(t + \Delta t) &= r(t) + v(t) \Delta t + \frac{1}{2!} a(t) \Delta t^2 = \\ &= r(t) v\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) \Delta t. \end{aligned} \quad (7)$$

2. Вычислим a на полном шаге из соотношения потенциалов:

$$a(t + \Delta t) = -\frac{1}{m} \frac{dU[r(t + \Delta t)]}{dr} = \frac{F(t + \Delta t)}{m}. \quad (8)$$

3. Вычислим v на полном шаге от a в предыдущий и текущий моменты времени и выразим это с помощью v на полшаге и a на полном шаге:

$$\begin{aligned} v(t + \Delta t) &= v(t) + \frac{a(t) + a(t + \Delta t)}{2} \Delta t = \\ &= v\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) + \frac{1}{2} a(t + \Delta t) \Delta t. \end{aligned} \quad (9)$$

4. Поверхностную энергию рассчитывали по формуле

$$\sigma = \frac{E_{\text{конеч}}^{\text{нерел}} - E_{\text{объем}}}{2S} + \frac{E_{\text{конеч}}^{\text{рел}} - E_{\text{конеч}}^{\text{нерел}}}{S}, \quad (10)$$

где $E_{\text{конеч}}^{\text{нерел}}$ – полная энергия нерелаксированной конечной пластины, $E_{\text{объем}}$ – полная энергия данной пластины в объеме, $E_{\text{конеч}}^{\text{рел}}$ – полная энергия отрелаксированной конечной пластины

В данной работе был использован потенциал взаимодействия TiNi, разработанный на основе модифицированного метода вложенного атома с помощью машинного обучения [11].

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Одним из способов проверки устойчивости модели является контроль величины полной энергии. Задача состоит в том, чтобы выяснить, имеется ли дрейф полной энергии. Если дрейфа полной энергии нет во временном масштабе, значительно превышающем время релаксации температуры, то можно считать, что данная модель устойчива.

Далее приведена оценка устойчивости модели нанопластины с временем релаксации 1000 фс. Шаг по времени составляет 1 фс. Кристаллографическая ориентация нанопластины выбрана (100).

На рис. 1 и 2 на всем временном интервале, составляющем 0.3 нс, происходят незначительные колебания полной энергии вокруг некоторой средней величины, составляющие менее 0.01% от величины полной энергии, что нас устраивает. Таким образом, мы имеем возможность использовать модель в решении нашей задачи.

Моделирование проводилось при следующих параметрах:

– размер ячейки моделирования $x = y = 15 \text{ \AA}$, $z = 150 \text{ \AA}$;

– выбранные кристаллографические ориентации (100), (110), (112), (122);

– шаг по времени был выбран равным 1 фс, время релаксации температуры – 1000 фс;

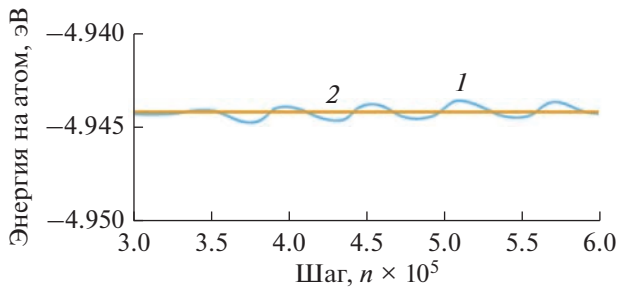


Рис. 1. Оценка устойчивости модели при $T = 300$ К с кристаллографической ориентацией (100): 1 – зависимость полной энергии на атом от номера шага моделирования; 2 – усредненное значение полной энергии на атом за выбранное количество шагов.

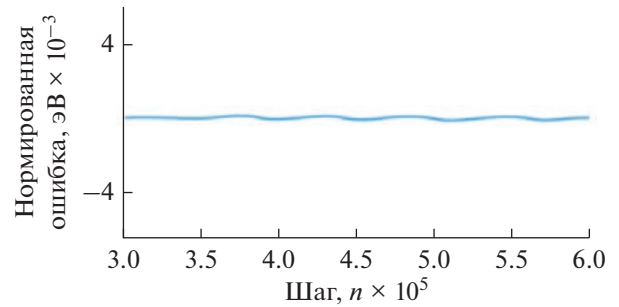


Рис. 2. Зависимость нормированного отклонения полной энергии на атом от номера шага моделирования при $T = 300$ К с кристаллографической ориентацией (100).

- параметр решетки 3.049 \AA (экспериментальное значение) [12];
- система приводится к равновесию с помощью термостата Нозе–Гувера и баростата Парринелло–Рахмана [13, 14];
- периодические граничные условия были применены в двух измерениях, в то время как искусственное незаполненное пространство было введено вдоль третьего направления, чтобы смоделировать поверхность;

- на первоначально сгенерированных ячейках применялся процесс минимизации энергии для позиций атомов методом сопряженного градиента;
- все расчеты проводились с радиусом отсечения 5.0 \AA , что больше радиуса второй координационной сферы (больше чем расстояние до вторых ближайших соседей в В2-структуре сплава TiNi).

На рис. 3–6 изображены ячейки моделирования, в рамках которых проводился расчет.

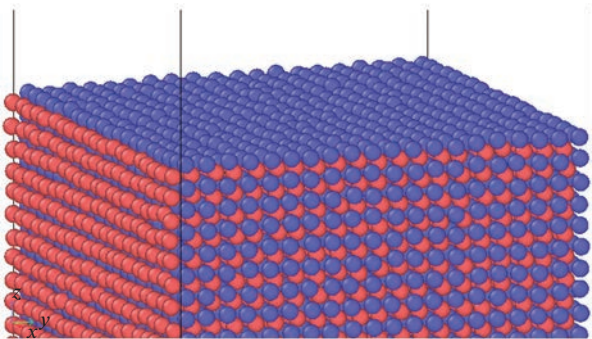


Рис. 3. Ячейка, в рамках которой производилось моделирование тонкой пластины с кристаллографической ориентацией (100).

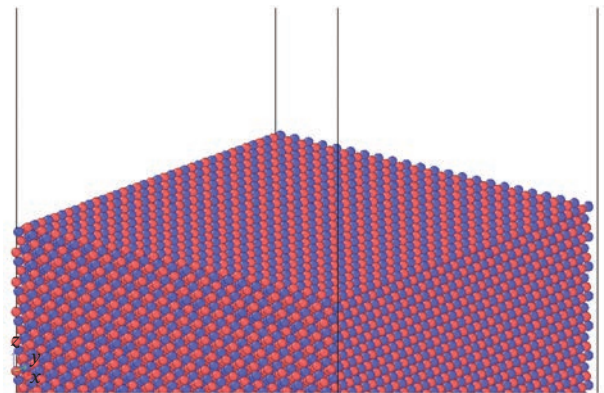


Рис. 5. Ячейка, в рамках которой производилось моделирование тонкой пластины с кристаллографической ориентацией (112).

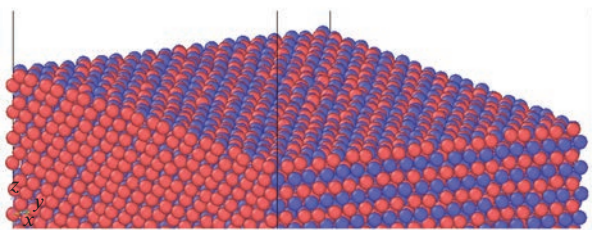


Рис. 4. Ячейка, в рамках которой производилось моделирование тонкой пластины с кристаллографической ориентацией (110).

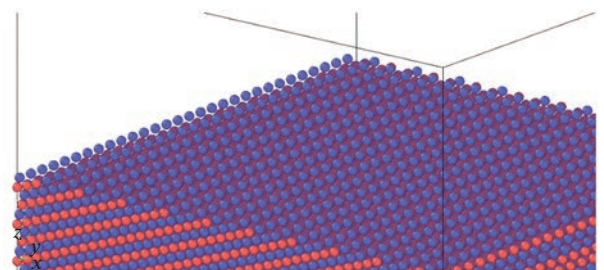


Рис. 6. Ячейка, в рамках которой производилось моделирование тонкой пластины с кристаллографической ориентацией (122).

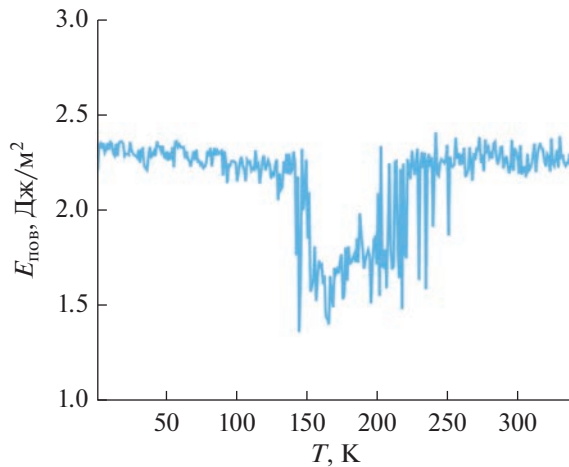


Рис. 7. Зависимость поверхностной энергии $E_{\text{пов}}$ от температуры T при кристаллографической ориентации (100).

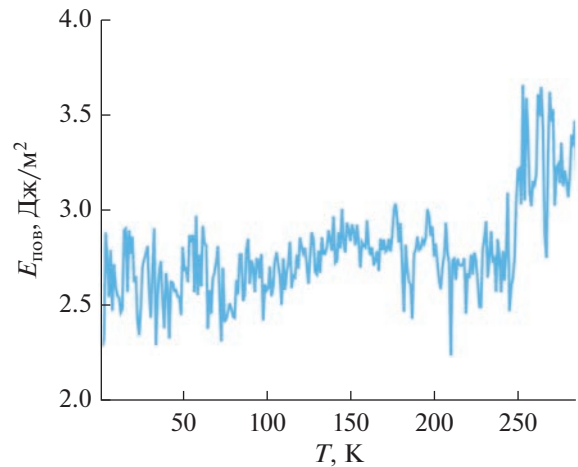


Рис. 8. Зависимость поверхностной энергии $E_{\text{пов}}$ от температуры T при кристаллографической ориентации (110).

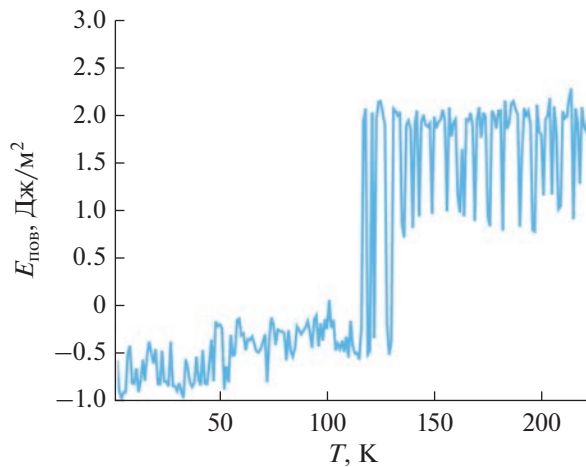


Рис. 9. Зависимость поверхностной энергии $E_{\text{пов}}$ от температуры T при кристаллографической ориентации (112).

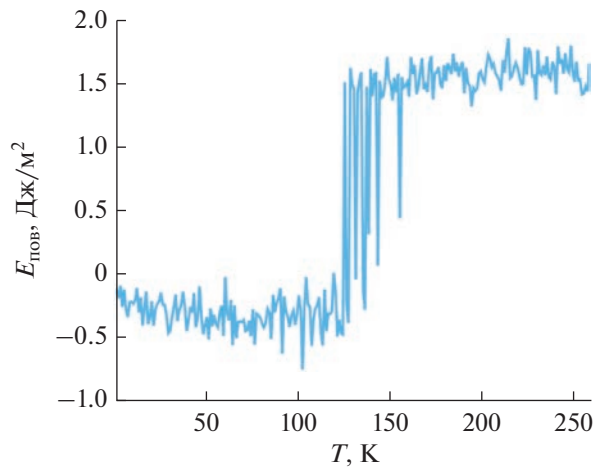


Рис. 10. Зависимость поверхностной энергии $E_{\text{пов}}$ от температуры T при кристаллографической ориентации (122).

На рис. 7 видим скачкообразное изменение поверхностной энергии при мартенситном переходе, проседание графика поверхностной энергии происходит из-за разной температуры фазового перехода в объемном материале и в пластинке. Колебания поверхностной энергии связаны с тепловыми флуктуациями.

При кристаллографической ориентации пластины (110), представленной на рис. 8, переход к аустенитному состоянию происходит при температуре 251 К.

При кристаллографической ориентации (112) и (122) на рис. 9 и 10 промежуточной фазы не наблюдается, однако можно видеть выраженный скачкообразный переход к аустенитной фазе при температуре в районе 125 и 150 К соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, получены результаты, которые подтверждают возможность изготовления наноустройств с различными характеристиками, а также модуляции их режимов работы путем выбора их кристаллографических ориентаций. Показано, что кристаллографическая ориентация поверхности пластин оказывает существенное влияние на температуру фазового перехода, а также на его характер. Также впервые получена зависимость поверхностной энергии от температуры при различных кристаллографических ориентациях поверхностей нанопластин TiNi.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНИНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-19-00783).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Трусов С.Н., Чернявские А.Г. // ЖТФ. 1996. Т. 66. № 11. С. 153.
2. Лохов В.А., Кучумов А.Г. // Рос. журн. биомеханики. 2006. № 3. С. 41.
3. Aviram A., Ratner M.A. // Chem. Phys. Lett. 1974. V. 29. № 2. P. 277.
4. Chernozatonskii L.A., Kosakovskaja Z.J., Fedorov E.A., Panov V.I. // Phys. Lett. A. 1995. V. 197. № 1. P. 40.
5. Антропов А.П., Зайцев Н.К., Рябков Е.Д. и др. // Тонкие химические технологич. 2021. Т. 16. № 2. С. 105.
6. Franklin A.D., Luisier M., Han S.J. et al. // Nano Lett. 2012. V. 12. № 2. P. 758.
7. Hills G., Lau C., Wright A. et al. // Nature. 2019. V. 572. № 7771. P. 595.
8. Zhang Y.L., Li J., To S. et al. // Nanotechnology. 2012. V. 23. P. 1063.
9. Budhia H., Kreith F. // Int. J. Heat Mass Transf. 1973. V. 16. № 1. P. 195.
10. Chang J., Sakai T., Saka H. // Philos. Magazine Lett. 2005. V. 85. № 5. P. 247.
11. Ko W.S., Grabowski B., Neugebauer J. // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. № 13. Article No. 134107.
12. Kartsev A.I., Lega P.V., Orlov A.P. et al. // Nanomaterials. 2022. V. 12. P. 1107.
13. Nosé S. // J. Chem. Phys. 1984. V. 81. № 1. P. 511.
14. Hoover W.G. // Phys. Rev. A. 1985. V. 31. № 3. P. 1695.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 537.525;533.9.07

ПОТОК ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ КИСЛОРОДА С ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИЕЙ ИЗ ПЛАЗМЫ НА ПОДЛОЖКУ В ИМПУЛЬСНОМ МАГНЕТРОННОМ РАЗРЯДЕ С ГОРЯЧЕЙ МИШЕНЬЮ¹

© 2023 г. Д. В. Колодко^{a, b, c, *}, А. В. Казиев^b, Д. Г. Агейченков^b, В. Ю. Лисенков^b

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

^b Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”,
Каширское шос., 31, Москва, 115409 Российская Федерация

^c Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп., 53, Москва, 119991 Российская Федерация

*E-mail: dobrynya_kol@mail.ru

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Зарегистрирована группа высокоэнергетичных положительных ионов O^+ в потоке из плазмы сильноточного импульсного магнетронного разряда с горячей мишенью в газовой смеси Ag/O_2 . Механизмом возникновения ускоренных ионов O^+ может выступать конверсия ускоренных в катодном слое отрицательных ионов $O^- \rightarrow O^+$ в процессах перезарядки или ионизации электронным ударом.

DOI: 10.31857/S0033849423100078, EDN: DPCDQT

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время создание тонких пленок играет важнейшую роль во многих областях науки и передовых технологий. С увеличением сложности решаемых задач повышаются требования к качеству и характеристикам покрытий. Вместе с увеличением возможностей создаваемых функциональных покрытий растет и сложность их изготовления. При этом чрезвычайную актуальность имеет решение проблем, связанных с высокоэффективным осаждением многокомпонентных покрытий высокого качества. К таким покрытиям относится широкий класс оксидных и нитридных пленок, которые обладают широким диапазоном свойств, стимулирующих их использование в оптике, электронике, машиностроении [1, 2].

Свойства покрытий, в особенности многокомпонентных, существенно зависят от условий осаждения. Например, в работах [3, 4] исследуется массовый и энергетический составы ионных потоков на подложку и показано, что они в значительной мере определяют структуру покрытия. С одной стороны, во многих случаях повышение энергии частиц приводит к улучшению адгезии пленок и увеличению плотности покрытий [1]. С другой стороны, присутствие в потоке на подложку

ионов с высокими энергиями (выше 100 эВ) приводит к образованию дефектов в покрытиях, к примеру снижает проводимость проводящих прозрачных покрытий [5, 6]. По этим причинам большое количество современных исследований посвящено изучению потоков частиц (ионов/нейтралов) в разнообразных установках для осаждения покрытий, особенно в магнетронных распылительных системах.

Цель данной работы – экспериментально исследовать состав ионных потоков из плазмы сильноточного импульсного магнетронного разряда с горячей мишенью, формируемого в газовой смеси Ag/O_2 .

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Разряд создавался в специальной магнетронной системе с теплоизолированной медной мишенью [7, 8]. На мишень подавалось напряжение от источника питания АРЕL-М-5НРР-1200, способного формировать импульсы напряжения до 1200 В с длительностью до 1 мс. Для диагностики ионных потоков из плазмы были использованы магнитный секторный масс-анализатор [9, 10] и электростатический сферический энергоанализатор. Конструкция магнитного секторного анализатора позволяла регистрировать ионы с максимальным значением $W \times M = 2 \times 10^5$ эВ а.е.м.,

¹ Работа удостоена премии на 19-м конкурсе молодых ученых имени Ивана Анисимкина.

где W – энергия иона, а M – его атомная масса. Ионы отбирались из области плазмы посредством трехэлектродного экстрактора, размещенного в зоне расположения подложки напротив зоны эрозии. Ток пучка после прохождения массы или энергоанализатора усиливался с помощью вторичного электронного умножителя и регистрировался амперметром Keithley. Максимально возможное ускоряющее напряжение V_{ac} составляло 2000 В относительно заземленных стенок вакуумной камеры.

Типичный массовый спектр, зарегистрированный при мощности разряда 500 Вт, времени импульса 200 мкс, частоте повторения 1 кГц, давлении 1 Па (поток Ar 0.9 л/ч, O₂ 1.44 л/ч) представлен на рис. 1.

На всех массовых спектрах при работе на газовой смеси Ar/O₂, при доле кислорода более 50% наблюдается ярко выраженный неидентифицируемый пик, который не соответствует массе ни одного из ожидаемых сортов ионов в плазме. Его положение на спектре зависит от условий эксперимента, в частности, от напряжения разряда и ускоряющего напряжения V_{ac} в системе экстракции.

Эксперименты с использованием электростатического энергоанализатора показывают присутствие в потоке ускоренных ионов с энергией, близкой к eV_d , где e – элементарный заряд, V_d – напряжение разряда. Типичное значение измеренной энергии этой группы ионов составляет 800...1000 эВ.

Комбинируя данные, полученные с помощью масс- и энергоанализатора, мы определили массу высокоэнергетических положительных ионов: 16 а.е.м., что соответствует потоку атомарных ионов кислорода.

Следует отметить, что для одной из наиболее распространенных конфигураций – униполярного магнетрона – характерна генерация отрицательных ионов кислорода O⁻, ускоренных до сходных высоких значений энергии, движущихся по нормали к поверхности катода [5, 6, 11–16]. Это явление изучено достаточно подробно, и очевидным механизмом приобретения энергии является ускорение O⁻ в катодном слое.

Возможное объяснение существования ускоренных положительных ионов в униполярном магнетронном разряде может состоять в том, что отрицательные ионы кислорода, ускоренные в катодном слое, на пути к экстрактору рассеиваются на газовой-плазменной мишени и приобретают положительный заряд без существенной потери энергии. Наиболее вероятными процессами, приводящими к такой конверсии O⁻ → O⁺, являются комбинации малоуглового рассеяния с перезарядкой и ионизации электронным ударом.

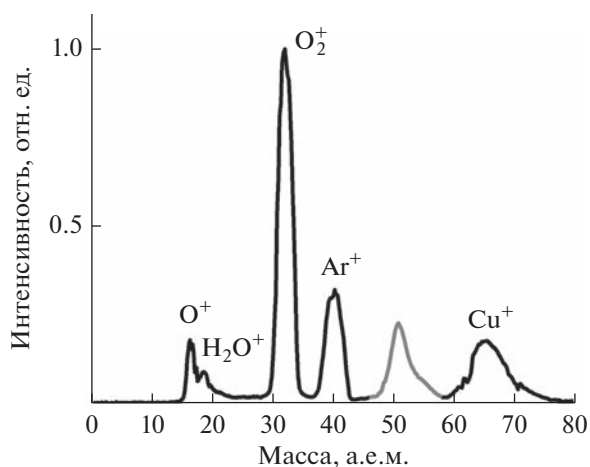


Рис. 1. Компонентный состав ионного потока из плазмы магнетронного разряда в газовой смеси Ar/O₂ с горячей медной мишенью; серым выделен пик, не соответствующий ожидаемым частицам в плазме.

Процессы конверсии отрицательных ионов кислорода могут наблюдаться не только в сильноточном импульсном магнетронном разряде. Группа высокоэнергетических ионов O⁺ обнаружена также и в магнетронном разряде постоянного тока с горячей мишенью, однако интенсивность всех ионных потоков в этом случае ниже, поскольку степень ионизации плазмы чрезвычайно мала. Это позволяет сделать предположение о наличии сгенерированных по описанному механизму положительных ионов в других типах газового разряда, где существует группа быстрых отрицательных ионов. Кроме того, выдвинутые предположения относятся не только к кислородосодержащей плазме, но также и к плазме, содержащей другие электроотрицательные элементы (хлор, фтор).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаружена ускоренная до энергии ~1000 эВ компонента потока ионов кислорода O⁺ из плазмы сильноточного импульсного магнетронного разряда с горячей мишенью в область размещения подложки. Такие ионы наблюдаются при значительном содержании кислорода в смеси Ar/O₂. Исследование обнаруженного потока ионов с высокой энергией имеет большую важность, поскольку процессы формирования оксидных пленок существенно зависят от характеристик бомбардирующих подложку частиц.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 18-79-10242).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Handbook of Thin Film Deposition* / Eds K. Seshan, D. Schepis. 4th ed. Amsterdam: Elsevier, 2018.
2. *Mattox D.M.* Handbook of Physical Vapor Deposition (PVD) Processing. Amsterdam: Elsevier, 2010.
3. *Aghda S.K., Holzappel D.M., Music D. et al.* // *Acta Mater.* 2023. V. 250. P. 118864.
4. *Greczynski G., Petrov I., Greene J.E. et al.* // *J. Vac. Sci. Technol. Amer. Vacuum Soc.* 2019. V. 37. № 6. P. 060801.
5. *Ellmer K., Welzel T.* // *J. Mater. Res.* 2012. V. 27. № 5. P. 765.
6. *Welzel T., Ellmer K.* // *Vak. Forsch. Prax.* 2013. V. 25. № 2. P. 52.
7. *Kaziev A.V., Kolodko D.V., Tumarkin A.V. et al.* // *Surf. Coatings Technol.* 2021. V. 409. P. 126889.
8. *Tumarkin A.V., Kaziev A.V., Kharkov M.M. et al.* // *Surf. Coatings Technol.* 2016. V. 293. P. 42.
9. *Kolodko D.V., Ageychenkov D.G., Kaziev A.V. et al.* // *J. Instrum.* 2019. V. 14. № 10. P. P10005.
10. *Kolodko D.V., Kaziev A.V., Tumarkin A.V.* // 8th Int. Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects. Tomsk. 2–8 Oct., 2022. Tomsk: TPU Publishing House, 2022. P. 1028.
11. *Hippler R., Cada M., Stranak V. et al.* // *J. Phys. Commun.*, 2019. V. 3. № 5. P. 055011.
12. *Hippler R., Cada M., Stranak V. et al.* // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 125. № 1. P. 013301.
13. *Pokorný P., Bulíř J., Lančok J. et al.* // *Plasma Process. Polym.* 2010. V. 7. № 11. P. 910.
14. *Pokorný P., Musil J., Lančok J. et al.* // *Vacuum.* 2017. V. 143. P. 438.
15. *Hippler R., Denker C.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2019. V. 28. № 3. P. 035008.
16. *Pokorný P., Mišina M., Bulíř J. et al.* // *Plasma Process. Polym.* 2011. V. 8. № 5. P. 459.