

Том 69, Номер 5

ISSN 0033-8494

Май 2024



РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 69, номер 5, 2024

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

- Математическая модель сигнала радиолокатора на основе антенной решетки
с двумерным частотным сканированием
С. Е. Банков, А. А. Комаров, М. С. Михайлов 403
- Межслойный переход для EGB-волновода, интегрированный с делителем мощности
на два канала
С. Е. Банков, В. И. Калинин 414
- Характеристики обратного рассеяния при больших углах падения плоских волн TM -поляризации
на протяженную металлическую пластину с радиопоглощающим покрытием на основе структуры
искусственного магнитного проводника
Ю. Н. Казанцев, Г. А. Крафтмахер, В. П. Мальцев, В. С. Солосин 422
- Двухлучевой метод достижения углового сверхразрешения
Б. А. Лаговский, А. Б. Самохин 429
-

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

- Два класса оконных функций
З. Д. Лернер 435
-

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

- Нестационарные колебания в системе из двух осцилляторов с кубической связью
А. П. Иванов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов 441
-

НАНОЭЛЕКТРОНИКА

- Влияние подслоя германия на процессы перколяции в ультратонких пленках меди и их оптические
коэффициенты
В. А. Вдовин, В. Г. Андреев, И. И. Пятайкин, Ю. В. Пинаев 448
- Связанная динамика магнитных вихрей в пятислойном спинтрансферном наноосцилляторе
Е. Г. Екомасов, Д. Ф. Нерадовский, Г. И. Антонов, В. В. Филиппова 455
- Температурные зависимости проводимости одноосно деформированного топологического
изолятора $TaSe_3$ при различных методах создания деформации
В. Е. Минакова, Р. М. Лукманова, И. А. Кон, С. В. Зайцев-Зотов 463
- Нелинейность вольт-амперных характеристик тонких пленок алмазоподобного углерода
с примесью никеля
А. С. Веденеев, А. М. Козлов, Д. В. Колодко, В. А. Лузанов, И. А. Сорокин, А. С. Бугаев 469

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

Эмпирическая оценка частотной области уязвимости электронных технических средств методом ударного электромагнитного воздействия

В. Е. Осташев, А. В. Ульянов

473

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

Синтез последовательно-параллельного преобразователя
на основе нормально открытых полевых GaAs-транзисторов
с использованием эволюционных алгоритмов

*Д. В. Билевич, А. С. Сальников, А. Е. Горяинов, И. М. Добуш,
А. А. Калентьев, А. А. Попов*

480

Мегаваттные автоэмиссионные электронные приборы

В. Г. Бондаренко

489

ХРОНИКА

Памяти Валерия Владимировича Проклова

497

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СИГНАЛА РАДИОЛОКАТОРА НА ОСНОВЕ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ С ДВУМЕРНЫМ ЧАСТОТНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ

© 2024 г. С. Е. Банков*, А. А. Комаров, М. С. Михайлов

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

*E-mail: sbankov@yandex.ru

Поступила в редакцию 04.04.2024 г.

После доработки 04.04.2024 г.

Принята к публикации 10.04.2024 г.

Рассмотрена антенная решетка с последовательным возбуждением и ее применение в составе радиолокатора с линейной частотной модуляцией. Представлен анализ решетки, состоящей из N_a параллельных одномерных подрешеток с последовательным возбуждением, образующих двумерную излучающую решетку и волноводов связи, соединяющих через волноводные повороты на 180° выход n -й подрешетки со входом $n+1$ подрешетки. Предложена приближенная модель антенны, позволяющая определить ее основные технические характеристики. С помощью разработанной модели исследованы временные характеристики сигнала на выходе сверхвысокочастотного блока гомодинного радиолокатора с линейной частотной модуляцией. Проанализированы зависимости показателей качества решетки от параметров рассеяния элементарных излучателей и волноводных поворотов на 180° , сформулированы предъявляемые к ним технические требования. Показано, что рассматриваемый радиолокатор обеспечивает сканирование в секторе азимутальных углов $\pm 40^\circ$ и $\pm 10^\circ$ по углу места при девиации частоты в полосе 2 ГГц.

Ключевые слова: решетка с двумерным частотным сканированием, радиолокатор, диаграмма направленности, коэффициент усиления

DOI: 10.31857/S0033849424050012, **EDN:** ILSOQV

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Антенные решетки с последовательным возбуждением (АРПВ) широко используются в антенной технике с середины XX столетия. Одномерная или линейная АРПВ представляет собой линию передачи (ЛП) или волновод, периодически нагруженную элементарными излучателями [1], в качестве которых чаще всего используются щели. Если при этом роль ЛП выполняет металлический волновод, то имеют в виду волноводно-щелевую решетку (ВЩР) [2].

Для АРПВ характерен эффект частотного сканирования (ЧС), который состоит в изменении положения главного луча (ГЛ) диаграммы направленности (ДН) при изменении частоты излучаемого или принимаемого сигнала [3].

Интерес к АРПВ со стороны разработчиков радиоэлектронной аппаратуры обусловлен двумя факторами: простотой и дешевизной их конструкций и простотой реализации электронного сканирования. Нетрудно заметить, что ЧС не требует применения большого числа дорогостоящих фазовращателей или приемно-передающих модулей, как это имеет место в других типах фазированных антенных решеток (ФАР). Так, для построения

обзорного локатора на основе АРПВ достаточно включить в его состав генератор с перестраиваемой частотой и приемник сигналов с частотной модуляцией.

Следует отметить, что АРПВ с ЧС вряд ли смогут когда-либо обеспечить гибкость и многофункциональность, характерную для ФАР. С их помощью сложно решать задачи формирования ДН с заданным положением нулей, задачи адаптации и помехоподавления. Тем не менее в тех случаях, когда необходимо обеспечить обзор пространства в некотором секторе углов при минимальных затратах, АРПВ могут составить серьезную конкуренцию ФАР.

Одномерные АРПВ формируют ДН веерной формы и характеризуются одномерным ЧС. Для формирования игольчатой ДН и реализации двумерного ЧС используются системы одномерных АРПВ, которые создают двумерную решетку [4]. Одномерные подрешетки возбуждаются через многоканальный делитель мощности (МДМ). При этом между выходами МДМ и входами подрешеток могут быть включены фазовращатели. Таким образом, реализуется функция двумерного частотно-фазового сканирования. В одной плоскости положение ГЛ

ДН определяется частотой, а в другой — фазовым сдвигом между фазовращателями.

Во многих случаях в качестве МДМ используются структуры оптического типа: планарные линзы и зеркала [5–8], что позволяет полностью избавиться от применения фазовращателей, сохранив при этом функцию обзора пространства в двумерном секторе углов. В этом случае антенна является многолучевой антенной, которая формирует несколько лучей, ориентированных под разными азимутальными углами. Изменение угла места происходит за счет ЧС.

Важным фактором, который стимулировал интерес к многолучевым антеннам с ЧС, было развитие технологии многослойных печатных схем СВЧ, в частности, появление технологии substrate

integrated waveguides (SIW), поскольку ее использование позволяет изготавливать многолучевую антенну в виде дешевой и технологичной печатной схемы.

Следует отметить, что антенны, которые мы обсуждали выше, используют одномерное ЧС, однако с середины XX в. предпринимались попытки создания АРПВ с двумерным ЧС [9]. Для этого использовалась комбинация двух видов ЧС с относительно быстрым движением луча по одной координате и медленным по другой. Такая антенна, как и представленные выше, представляла собой систему подрешеток из линейных АРПВ с ЧС. Ее возбуждение осуществлялось при помощи специального устройства — сканера. В простейшем случае сканер — это свернутая в спираль ЛП или

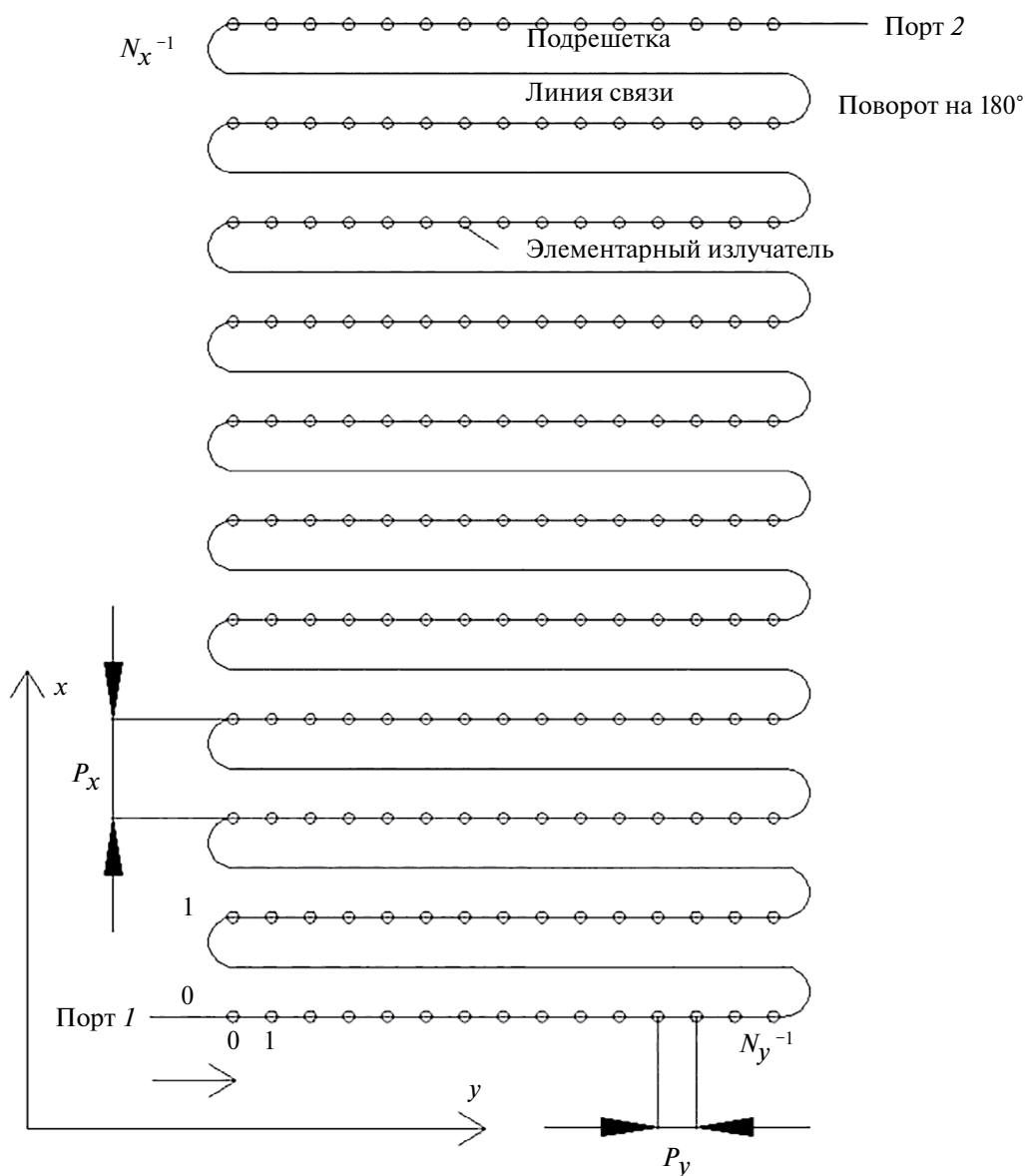


Рис. 1. Структурная схема АРПВ с двумерным ЧС.

волновод, к которой с некоторым периодом подключаются входы подрешеток. Скорость движения луча в направлении осей подрешеток относительно медленная, а скорость движения луча в ортогональной плоскости задается сканером, а именно длиной ЛП, соединяющей входы соседних подрешеток. Увеличивая этот параметр, мы можем обеспечить существенно большую скорость движения ГЛ в данном направлении.

Применение сканера существенно усложняет конструкцию АРПВ с двумерным ЧС. В работах [1, 10] исследована АРПВ с двумерным ЧС, не требующая использования громоздкого и нетехнологичного сканера. Двумерное ЧС обеспечивается “змеевидной” структурой (рис. 1), которая включает линейные подрешетки и линии связи, соединяющие выход n -й подрешетки со входом $n + 1$ подрешетки. Соединение подрешетки и линии связи производится при помощи специального поворота ЛП на 180° . В работе [10] анализировалась сфокусированная в ближней зоне решетка.

Следует отметить, что частотное сканирование, характерное для АРПВ неоднократно использовалось при создании радиолокаторов различного назначения (см., например, [11]).

Целью данной работы является исследование решетки, сфокусированной в дальней зоне и работающей в составе гомодинного радиолокатора с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ).

Основной нашей задачей является построение математической модели, позволяющей определять форму локационного сигнала на выходе СВЧ-блока радиолокатора. Как будет показано ниже, сигнал существенно зависит от характеристик используемой АРПВ с двумерным ЧС. Поэтому значительная часть данной работы посвящена созданию ее приближенной модели.

2. ГОМОДИННЫЙ РАДИОЛОКАТОР

Типовая схема гомодинного локатора включает генератор с ЛЧМ, Y-циркулятор, антенну и смеситель (рис. 2).

Частота сигнала на выходе генератора меняется во времени в течение периода модуляции T_m по линейному закону:

$$f_c(t) = f_{\min} + t\Delta f / T_m, \quad (1)$$

где Δf — девиация частоты, $f_{\min}$ — минимальное значение частоты в рабочем диапазоне.

Полагаем, что мощность генератора P_r не зависит от времени. Тогда мощность отраженного от цели сигнала P_c на выходе антенны можно записать, используя форму радиолокации [12]:

$$P_c = P_r \frac{G^2 \sigma \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4}, \quad (2)$$

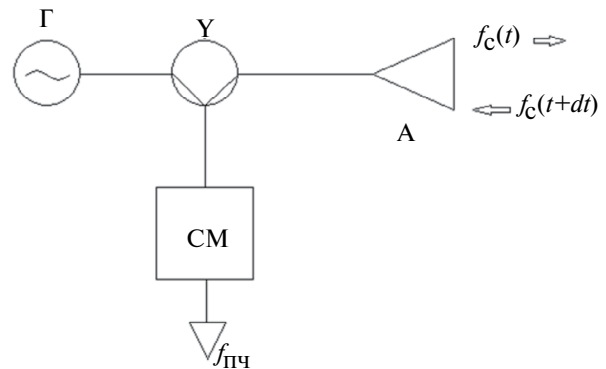


Рис. 2. Схема гомодинного радиолокатора: Г — генератор, А — антенна, CM — смеситель, Y — Y-циркулятор.

где λ — длина волны в свободном пространстве, σ — эффективная площадь рассеяния цели, R — расстояние до цели, G — коэффициент усиления (КУ) антенны.

Поскольку сигнал, отраженный от цели, испытывает задержку во времени:

$$dt = 2R / c, \quad (3)$$

то, как обычно в ЛЧМ-локации, частота отраженного сигнала сдвинута на величину f_i :

$$f_i = 2R\Delta f / cT_m. \quad (4)$$

Здесь c — скорость света в вакууме, f_i — это частота на выходе смесителя, она несет информацию о дальности до цели локации.

Соотношение (1) записано в предположении о том, что ГЛ ДН антенны ориентирован в направлении цели. В нашем случае АРПВ с ЧС это условие не выполняется, так как ее ДН является функцией времени. С учетом данного фактора можем записать (1) в более общем виде:

$$P_c = P_r \frac{G^2(\theta_t, \varphi_t, t) \sigma \lambda^2(t)}{(4\pi)^3 R^4}, \quad (5)$$

где θ_t, φ_t — углы сферической системы координат, в которой задана функция $G(\theta, \varphi, t)$. Они определяют координаты цели и не зависят от времени.

Для определения сигнала на выходе смесителя $U_c(t)$, т.е. на выходе СВЧ-блока надо учесть коэффициент передачи смесителя по мощности K_m :

$$U_c(t) = \sqrt{P_r \frac{G^2(\theta_t, \varphi_t, t) \sigma \lambda^2(t) K_m}{(4\pi)^3 R^4}} \cos(2\pi f_i). \quad (6)$$

3. МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ АРПВ С ДВУМЕРНЫМ ЧС

Из выражения (5) нетрудно увидеть, что функция $G(\theta, \varphi, t)$ быстро изменяется во времени и во многом определяет форму искомого сигнала. В общем случае определение функции $G(\theta, \varphi, t)$ связано с решением граничной задачи электродинамики, которое может быть выполнено с помощью современных программ электродинамического моделирования. Однако здесь следует отметить, что модель такого уровня требует больших затрат компьютерных ресурсов, в первую очередь времени. Поэтому она плохо подходит для качественного анализа исследуемого устройства, а также для целей его оптимизации.

По этой причине на этапе предварительного анализа мы отдаем предпочтение приближенным моделям, которые, как мы увидим ниже, правильно передают основные закономерности функционирования радиолокатора, но при этом не требуют больших временных затрат, о которых мы упоминали выше.

Рассматриваемая АРПВ является, с одной стороны, излучающей структурой, которая описывается стандартным набором антенных параметров. С другой стороны, она является СВЧ-четыреполюсником с портами 1, 2 (см. рис. 1), который описывается параметрами рассеяния. Оба вида параметров необходимы нам для решения поставленной задачи. Начнем с анализа решетки как СВЧ-многополюсника.

С этой точки зрения АРПВ представляет собой ЛП, в которую последовательно включены два вида четырехполюсников: элементарные излучатели (ЭИ) и повороты на 180° . Говоря об излучателях, следует отметить, что взаимодействие между ними может осуществляться как через основную волну ЛП, так и через поля свободного пространства. Учет последнего фактора требует решения электродинамической задачи. При этом следует иметь в виду, что основное взаимодействие осуществляет волна ЛП, поэтому ограничимся приближением элементарной теории антенных решеток, которая не учитывает взаимное влияние излучателей через указанные выше поля.

В рамках принятого приближения, вообще говоря, нет необходимости учитывать конкретный вид ЛП и тип ЭИ. Мы имеем возможность описывать их в общем виде, используя обобщенные параметры, такие как, например, постоянная распространения ЛП. Однако там, где это возможно и необходимо, будем учитывать свойства наиболее перспективных вариантов выполнения элементов АРПВ.

Так, например, в качестве ЛП целесообразно использовать металлический волновод, имеющий минимальные потери в СВЧ-диапазоне. Возможно,

конечно, применение коаксиальной и полосковой ЛП. Однако затухание волны в них многократно превышает затухание в металлическом волноводе. Постоянная распространения прямоугольного волновода γ описывается следующей формулой:

$$\gamma = \beta - i\alpha_t, \quad (7)$$

где

$$\beta = \sqrt{k^2 \epsilon - (\pi/a)^2},$$

$$\alpha_t = k\epsilon R_s / \beta W,$$

k , W — волновое число и волновое сопротивление свободного пространства, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды внутри волновода, a — размер его широкой стенки, R_s — поверхностное сопротивление металла. Будем исходить из того, что волноводы в подрешетках и линиях связи могут иметь разные постоянные распространения $\gamma_{1,2}$ соответственно. Отметим, что, даже несмотря на низкий уровень затухания в металлическом волноводе, его большая общая длина может приводить к значительным тепловым потерям. Поэтому в соотношение (7) включено затухание α_t .

В качестве ЭИ в металлическом волноводе чаще всего используют продольные и поперечные щели. Рассмотрим продольные щели как в широкой, так и в узкой стенках. Их можно описать эквивалентной схемой в виде параллельной проводимости y_s в ЛП [13] (рис. 3).

Для простоты дальнейших преобразований под ЭИ понимаем щель с отрезком волновода длиной, равной периоду решетки P_y . При этом известно [13], что щель является резонансным элементом. В этом случае ее ненормированную проводимость можно записать следующим образом:

$$y_s = g_s / (1 + 2i(f - f_p)Q / f_p),$$

где g_s — проводимость щели на резонансе, Q — добротность щели, f_p — резонансная частота.

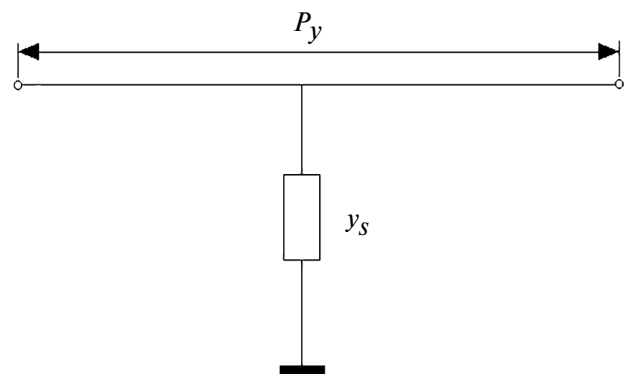


Рис. 3. Эквивалентная схема щели.

Наряду с резонансными свойствами щели ее частотная характеристика зависит от поведения характеристического сопротивления волновода, поскольку в выражение для матрицы рассеяния входит нормированная проводимость щели. Особенно сильно влияние данного фактора сказывается на частотах, близких к критической, так как указанное сопротивление стремится к бесконечности пропорционально k/γ .

Учитывая сказанное выше, целесообразно использовать для нормированной проводимости щели y_n следующую аппроксимацию:

$$y_n = y_s k / \gamma. \quad (8)$$

В рамках принятой модели ЭИ его матрица рассеяния S_r имеет вид

$$S_r = \begin{bmatrix} -y_n & 2 \\ 2 & -y_n \end{bmatrix} \frac{\exp(-i\gamma_1 P_y)}{2 + y_n}. \quad (9)$$

Важным элементом АРПВ является поворот ЛП на 180° . В состав этого устройства мы включили два отрезка волновода длиной L_t и постоянной распространения γ_1 , а также собственно поворот. Считаем, что поворот идеально согласован на центральной частоте рабочего диапазона f_0 и имеет коэффициент отражения R_m на его границах. С учетом сделанных замечаний матрица рассеяния поворота S_t имеет следующий вид:

$$S_t = \begin{bmatrix} \frac{2iR_m(f - f_0) / \Delta f}{\sqrt{1 - (2R_m(f - f_0) / \Delta f)^2}} & \sqrt{1 - (2R_m(f - f_0) / \Delta f)^2} \\ \sqrt{1 - (2R_m(f - f_0) / \Delta f)^2} & \frac{2iR_m(f - f_0) / \Delta f}{\sqrt{1 - (2R_m(f - f_0) / \Delta f)^2}} \end{bmatrix} \exp(-i\gamma_1 L_t). \quad (10)$$

Нетрудно заметить, что параметр R_m задает максимальное значение коэффициента отражения в рабочей полосе частот.

Для определения матрицы рассеяния всей решетки в целом целесообразно перейти от матриц рассеяния к волновым матрицам передачи T [14]:

$$T = \begin{bmatrix} 1 & -S_{2,2} \\ S_{1,1} & S_{1,2}S_{2,1} - S_{1,1}S_{2,2} \end{bmatrix} \frac{1}{S_{1,2}}. \quad (11)$$

Матрицу передачи периода решетки по оси $0x$ запишем следующим образом:

$$T_x = T_t (T_r)^{N_y} T_t T_c, \quad (12)$$

где T_c — матрица передачи отрезка ЛП с постоянной распространения γ_2 длиной L_c :

$$L_c = L_w - 2L_t, \quad (13)$$

$$L_w = N_y P_y + 2L_t.$$

Здесь L_w — полная длина волновода вдоль оси $0y$.

Матрица рассеяния отрезка ЛП имеет вид

$$S_L = \begin{bmatrix} 0 & \exp(-i\gamma L) \\ \exp(-i\gamma L) & 0 \end{bmatrix}. \quad (14)$$

Обратный переход от матрицы передачи к матрице рассеяния выполняется по известным соотношениям [14]:

$$S = \begin{bmatrix} T_{2,1} & T_{1,1}T_{2,2} - T_{1,2}T_{2,1} \\ 1 & -T_{1,2} \end{bmatrix} \frac{1}{T_{1,1}}. \quad (15)$$

С помощью формулы (15) можем определить матрицу рассеяния периода решетки по оси $0x$ — S_x . Матрицу передачи всей решетки T_a находим следующим образом:

$$T_a = (T_x)^{N_x}. \quad (16)$$

С помощью соотношений (15) и (16) нетрудно найти матрицу рассеяния решетки S_a .

4. АНТЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ АРПВ С ДВУМЕРНЫМ ЧАСТОТНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ

Для вычисления ДН и других антенных параметров необходимо определить амплитудно-фазовое распределение (АФР) в раскрые решетки. Пусть $U_{n,m}$ — комплексные амплитуды, с которыми возбуждаются ЭИ (здесь n, m — это индексы,

определяющие положение ЭИ вдоль осей $0x$ и $0y$ соответственно).

Как известно [15], в рамках принятого приближения в большинстве практически интересных случаев в АРПВ имеет место экспоненциальное АФР:

$$U_{n,m} = A \exp(-n\Delta_x + in\Delta\phi_x - m\Delta_y + im\Delta\phi_y), \quad (17)$$

где $\Delta_{x,y}$ — затухания на период решетки по осям $0x$ и $0y$, $\Delta\phi_{x,y}$ — фазовые сдвиги на период решетки по осям $0x$ и $0y$ соответственно, A — несущественный амплитудный множитель.

Фазовый сдвиг на периоде по оси $0y$ определяется матрицей рассеяния ЭИ (9):

$$\Delta\phi_y = \arg(S_{r12}). \quad (18)$$

Фазовый сдвиг по оси $0x$ определяется матрицей рассеяния периода S_x :

$$\Delta\phi_x = \arg(S_{x12}). \quad (19)$$

Затухание Δ_x на период по оси $0x$ складывается из двух составляющих: затухание в подрешетке, обусловленное как излучением в свободное пространство, так и тепловыми потерями, а также тепловое затухание в двух поворотах и линии связи. С учетом сказанного выше можно записать параметр Δ_x следующим образом:

$$\Delta_x = N_y \Delta_y + \Delta_t, \quad (20)$$

$$\Delta_t = (2L_w - N_y P_y) \alpha_t.$$

Здесь первое слагаемое описывает потери в подрешетке, а второе — в остальных элементах, образующих период.

Полное затухание волны в решетке, с одной стороны, равно модулю коэффициента передачи S_{a12} , а с другой — является суммой затуханий в N_x периодах:

$$\exp(-N_x(N_y \Delta_y + \Delta_t)) = |S_{a12}|. \quad (21)$$

Соотношения (20), (21) позволяют найти параметры $\Delta_{x,y}$, а формулы (18), (19) задают фазовые сдвиги между ЭИ, что решает задачу определения АФР (17).

Далее можем определить ДН решетки $F(\theta, \varphi)$:

$$F(\theta, \varphi) = F_e(\theta, \varphi) \frac{1 - \exp(N_y(ikP_y \sin \theta \sin \varphi + i\Delta\varphi_y - \Delta_y))}{1 - \exp(ikP_y \sin \theta \sin \varphi + i\Delta\varphi_y - \Delta_y)} \times$$

$$\times \frac{1 - \exp(N_x(ikP_x \sin \theta \cos \varphi + i\Delta\varphi_x - \Delta_x))}{1 - \exp(ikP_x \sin \theta \cos \varphi + i\Delta\varphi_x - \Delta_x)}. \quad (22)$$

Здесь $F_e(\theta, \varphi)$ — ДН ЭИ. При выводе выражения (22) использована формула суммирования геометрической прогрессии.

Далее найдем углы, определяющие положение ГЛ ДН. Диаграмма направленности ЭИ является медленно меняющейся функцией. Поэтому положение ГЛ определяется множителем направленности:

$$M(\theta, \varphi) = \frac{1 - \exp(N_y(ikP_y \sin \theta \sin \varphi + i\Delta\varphi_y - \Delta_y))}{1 - \exp(ikP_y \sin \theta \sin \varphi + i\Delta\varphi_y - \Delta_y)} \times$$

$$\times \frac{1 - \exp(N_x(ikP_x \sin \theta \cos \varphi + i\Delta\varphi_x - \Delta_x))}{1 - \exp(ikP_x \sin \theta \cos \varphi + i\Delta\varphi_x - \Delta_x)}. \quad (23)$$

Максимумы функции $M(\theta, \varphi)$ находим из решения следующей системы уравнений:

$$kP_y \sin \theta \sin \varphi = -\Delta\varphi_y + 2\pi p,$$

$$kP_x \sin \theta \cos \varphi = -\Delta\varphi_x + 2\pi q, \quad (24)$$

$$p, q = \dots -1, 0, 1, \dots$$

Из системы (24) видно, что ДН может иметь несколько максимумов, соответствующих разным значениям p, q . Отметим, что, как правило, период $P_y < \lambda/2$, поэтому в область видимых углов попадает только решение с $p = 0$. При этом период P_x может быть больше половины длины волны. По этой причине параметр q может принимать значения $q = -1, 0, 1$, соответствующие разным максимумам ДН. Основной максимум имеет место при $q = 0$.

Запишем решение системы (24)

$$\theta_{mq} = \arcsin \sqrt{\frac{(\Delta\varphi_y / P_y)^2 + ((\Delta\varphi_x - 2\pi q) / P_x)^2}{k}}, \quad (25)$$

$$\varphi_{mq} = \arctg \left[2 \left((-\Delta\varphi_x + 2\pi q) / P_x, \Delta\varphi_y / P_y \right) \right].$$

На рис. 4а, 4б представлены типичные зависимости углов θ_{mq} и φ_{m0} от частоты, полученные для $a = 23$, $P_y = 10$, $P_x = 24$. Все размеры здесь и далее приведены в миллиметрах.

Из рис. 4а хорошо видно существование узких зон, в которых каждой частоте соответствуют два угла θ_{mq} . Отсюда можем сделать вывод, что эти зоны не являются рабочими, так как в них ДН имеет два главных максимума. Они должны быть

исключены из сканирования. Критерием исключения служат условия

$$\text{Im } \theta_{m \pm 1} = 0. \quad (26)$$

На рис. 5 представлена зависимость угла θ_{m0} от частоты после исключения указанных выше участков частотного диапазона. Видно, что в однолучевом режиме имеем последовательность изолированных поддиапазонов, в которых ГЛ движется по достаточно сложной траектории.

Наглядное представление о движении ГЛ дает диаграмма сканирования в полярных координатах на рис. 6. По азимуту в ней отложен угол φ_{m0} , а по радиусу угол θ_{m0} . Диаграмма позволяет оценить размеры сектора сканирования по углу места и азимуту.

Движение вдоль кривых на рис. 6 — от нижней к верхней — соответствует увеличению частоты от минимальной до максимальной. При этом в пределах каждой кривой луч движется слева направо. Следует отметить, что на практике сектор сканирования необходимо уменьшить, так как рост угла места сопровождается заметным снижением КУ антенны. При $\theta_{m0} > 60^\circ$ потери КУ превышают 3 дБ.

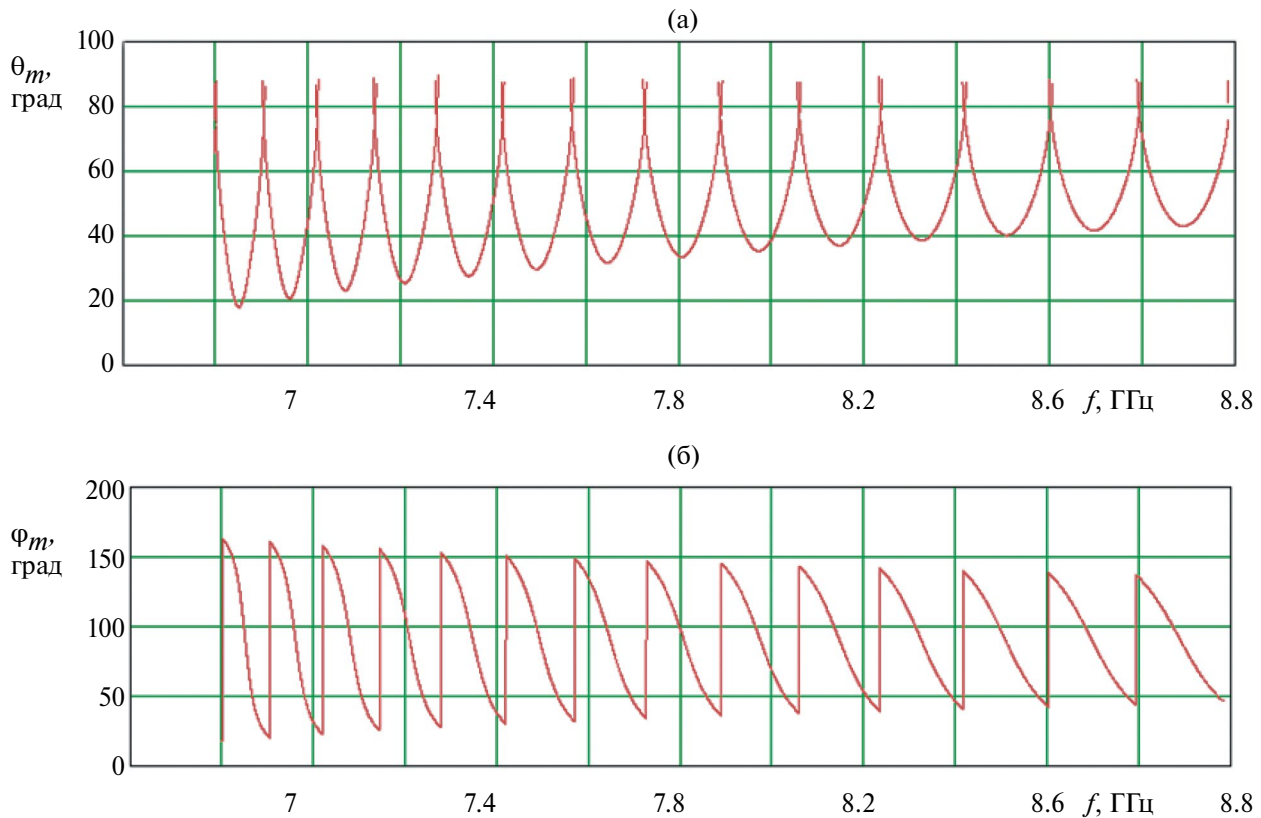


Рис. 4. Частотная зависимость угла места (а) и азимутального угла (б).

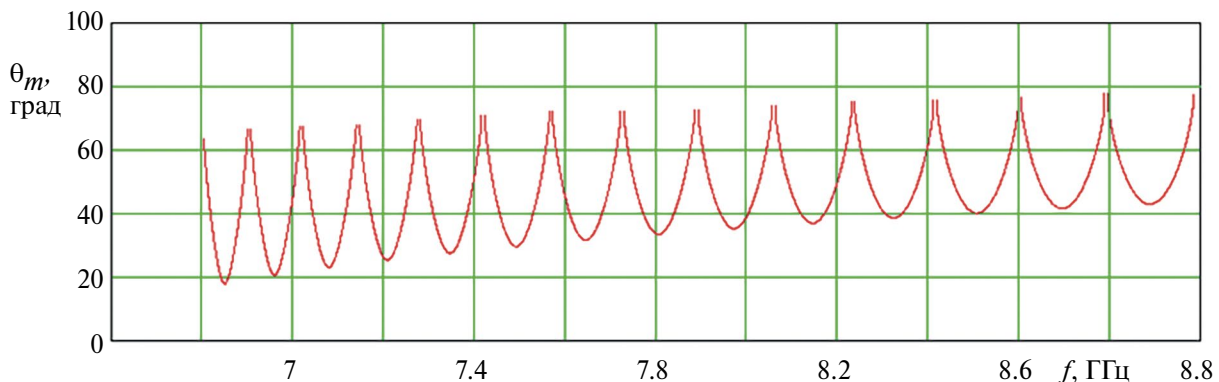


Рис. 5. Частотная зависимость угла места после исключения двухлучевых участков.

Далее получим соотношения для КУ АРПВ с двумерным ЧС. Отметим, что в однолучевом режиме характеристики решетки с дискретными ЭИ слабо отличаются от характеристик апертурной антенны с непрерывным распределением источников [14]. При оценке коэффициента направленного действия решетки (КНД) важным фактором является КНД элементарного излучателя. Достоверно оценить его достаточно сложно. Использование элементарной теории решеток без учета взаимодействия ЭИ может привести к существенным погрешностям. При этом теория апертурных антенн

позволяет, исходя из соотношений для КНД идеального плоского раскрыва [14], получить простые и более надежные результаты.

Опуская подробности математических преобразований, приведем соотношение для КУ:

$$G = G_0 K_a \cos \theta_m \eta F_n^2(\theta, \varphi), \quad (26)$$

$$K_a = 4 \frac{\left((1 - \exp(-\Delta_y N_y)) (1 - \exp(-\Delta_x N_x)) \right)^2}{\left((1 - \exp(-2\Delta_y N_y)) (1 - \exp(-2\Delta_x N_x)) \right)} \frac{1}{\Delta_x \Delta_y N_x N_y},$$

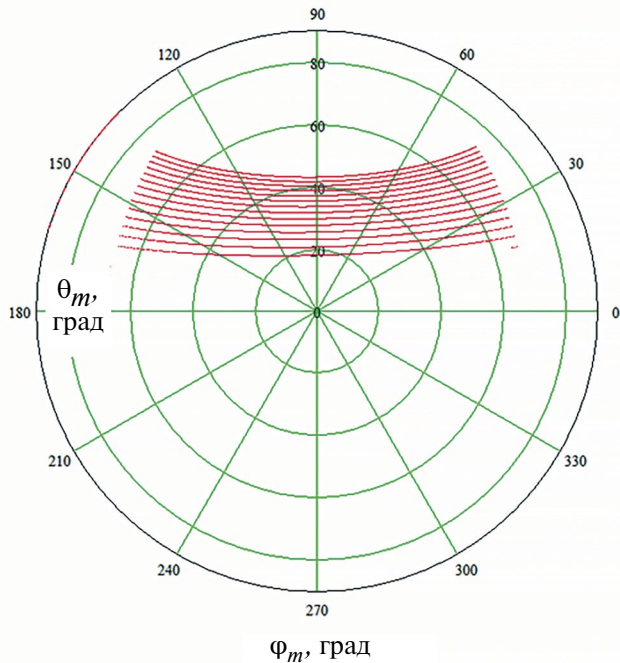


Рис. 6. Диаграмма сканирования АРПВ.

$$G_0 = \frac{4\pi N_x N_y P_x P_y}{\lambda^2},$$

где G_0 — КНД идеального плоского раскрыва, K_a — апертурный коэффициент использования поверхности (КИП), учитывающий отличие амплитудного распределения от равномерного, η — КПД антенны, F_n — нормированная на максимальное значение амплитудная ДН.

Под КПД антенны понимаем отношение излученной в свободное пространство мощности к мощности на входе антенны. Пусть антенна возбуждается источником единичной мощности. Тогда полная мощность потерь $P_{rd} = P_r + P_d$, включающая как потери на излучение, так и диссипативные потери, может быть найдена из матрицы рассеяния S_a :

$$P_{rd} = 1 - |S_{a11}|^2 - |S_{a12}|^2. \quad (27)$$

Диссипативные потери в АРПВ обусловлены затуханием волны в ЛП. Приближенно их мощность P_d может быть выражена следующим образом:

$$P_d = 1 - \exp(-4\alpha_l L_w N_x). \quad (28)$$

Отсюда получаем

$$\eta = \exp(-4\alpha_l L_w N_x) - |S_{a11}|^2 - |S_{a12}|^2. \quad (29)$$

Таким образом, полностью определена КУ АРПВ с двумерным ЧС и можно перейти к анализу сигнала (6).

5. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 7а, 7б показаны частотные зависимости модулей коэффициентов отражения S_{a11} и передачи S_{a12} АРПВ, рассчитанные для следующих параметров решетки: $a = 23$, $P_y = 10$, $P_x = 24$, $N_y = 50$, $N_x = 24$, $\varepsilon = 1$, $\alpha_l = 0.1$ дБ/м, а также параметров ЭИ: $Q = 10$, $g_s = 0.1$, $f_p = 12$ ГГц. Параметры поворота R_m 0.05 и 0.025.

Видно, что с ростом частоты коэффициент передачи падает. Его изменения приводят к изменениям амплитудного распределения поля, в первую очередь вдоль оси Ox , и, следовательно, к изменениям КИП (26).

Причины частотной зависимости коэффициента передачи связаны с резонансным характером ЭИ и поведением характеристического сопротивления волновода. Избавиться от нее при использовании конструктивно простых щелей затруднительно. Известно [1], что в АРПВ с экспоненциальным распределением существует оптимальное затухание поля на длине решетки, близкое к 12 дБ. С учетом отмеченной выше частотной зависимости следует добиваться оптимального затухания в центре частотного диапазона, который в данном примере занимает полосу частот 6.8...8.8 ГГц.

Обращает на себя внимание последовательность резких всплесков коэффициента отражения, которые сопровождаются провалами коэффициента передачи. Их появление обусловлено типичным для АРПВ эффектом нормали. Отметим, что положение всплесков на оси частот совпадает с излучением под углом $\varphi_m = \pi/2$, т.е. с центром сектора сканирования. Основным фактором, определяющим амплитуду всплесков, является согласование поворота на 180° , уровень которого задает параметр R_m . Для того, чтобы коэффициент отражения был меньше -10 дБ, необходимо согласовать повороты до уровня, близкого к -30 дБ, что является сложной технической задачей.

Другим способом снижения влияния эффекта нормали служит применение в подрешетках и линиях связи волноводов с разными постоянными распространения $\gamma_{1,2}$. На рис. 8 показана частотная зависимость коэффициента отражения, полученная при $R_m = 0.05$, когда волноводы подрешеток имеют воздушное заполнение, а волноводы связи заполнены средой с проницаемостью $\varepsilon = 1.3$. Там же представлена частотная зависимость угла излучения.

Видно, что всплески, расположенные в центре сектора сканирования, которому соответствуют минимальные значения угла θ_m , уменьшились по сравнению со всплесками на кривой 1 на рис. 7а. При этом появились дополнительные всплески, но они не представляют опасности, так как они расположены в нерабочих зонах на краях сектора сканирования.

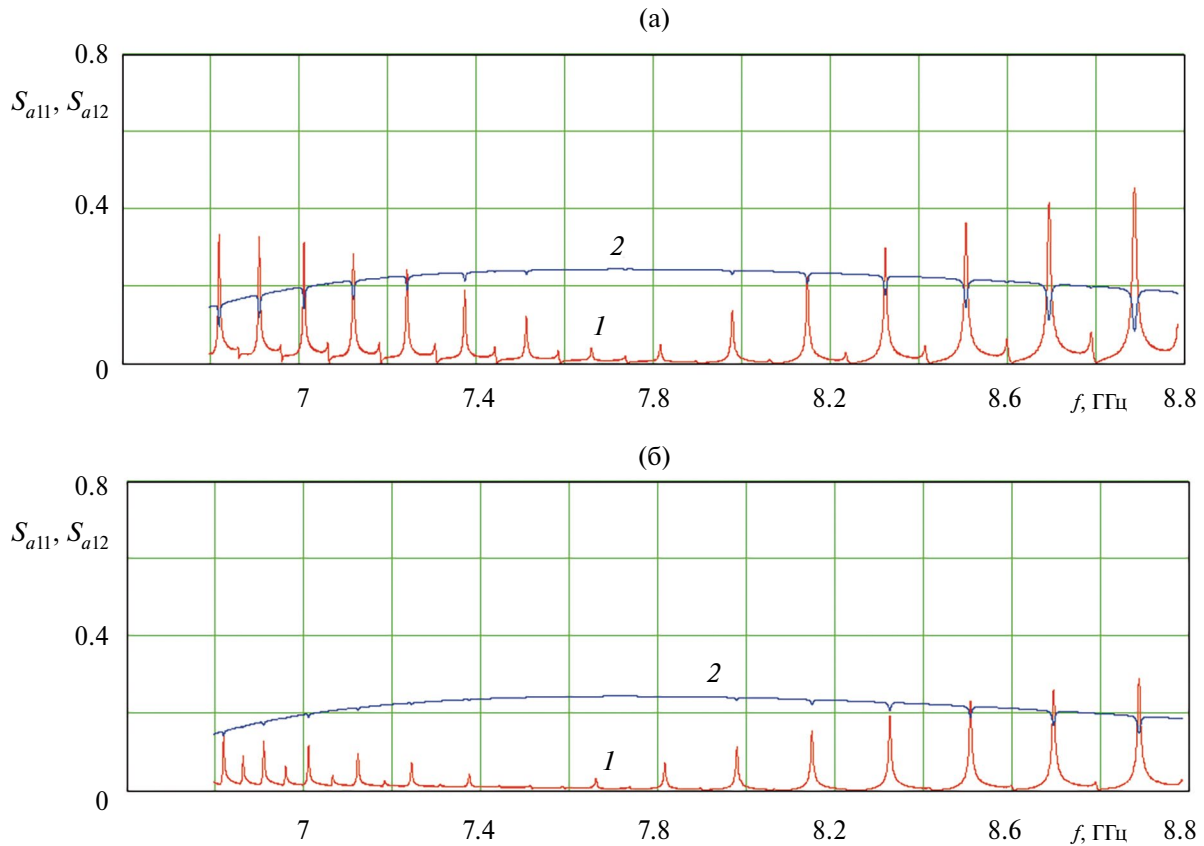


Рис. 7. Частотные зависимости коэффициентов отражения (1) и передачи (2) АРПВ при $R_m = 0.05$ (а) и $R_m = 0.025$ (б).

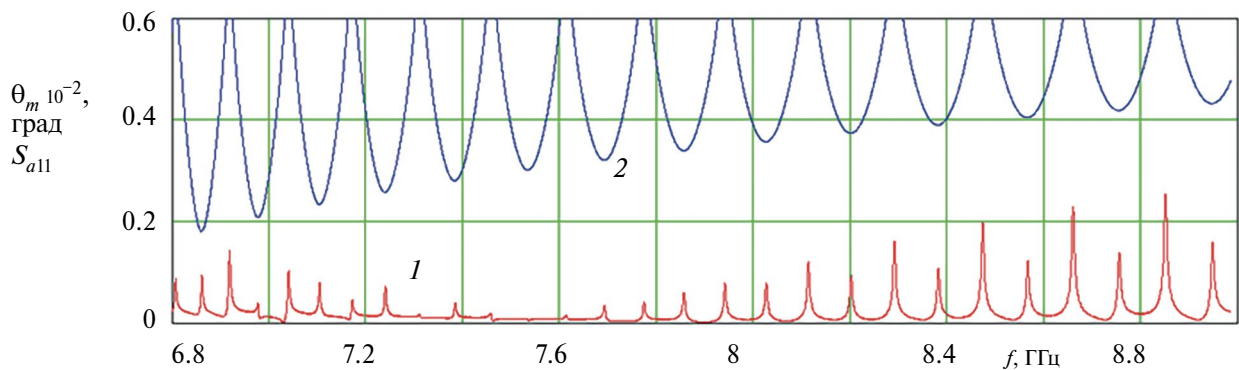


Рис. 8. Частотные зависимости коэффициента отражения (1) и угла места (2) для АРПВ с волноводами связи, заполненными средой с $\varepsilon = 1.3$.

Для оценки формы огибающей локационного сигнала использовать соотношение (6) неудобно, так как в него входят не определенные на данном этапе параметры цели. Отметим, что амплитуда сигнала (6) пропорциональна полному КИП антенны:

$$K = K_a \cos \theta_m \eta F_n^2(\theta, \varphi), \quad (30)$$

который учитывает потери на неидеальное амплитудное распределение K_a , ее КПД, отклонение главного луча от заданного направления $F_n^2(\theta, \varphi)$

и т.д. При этом в идеальном случае, когда потери всех видов отсутствуют, КИП равен единице. Отметим, что углы θ , φ в соотношении (30) при дальнейших расчетах должны быть фиксированы и равны θ_r , φ_r углам, под которыми видна цель.

На рис. 9 представлена зависимость КИП от нормированного времени $t_n = t / T_m$, где T_m — период ЛЧМ. Кривая получена для параметров АРПВ, приведенных выше, и углов $\theta_r = 25^\circ$, $\varphi_r = 60^\circ$.

На рис. 10 приведен фрагмент зависимости $K(t_n)$, но уже с учетом заполнения промежуточной

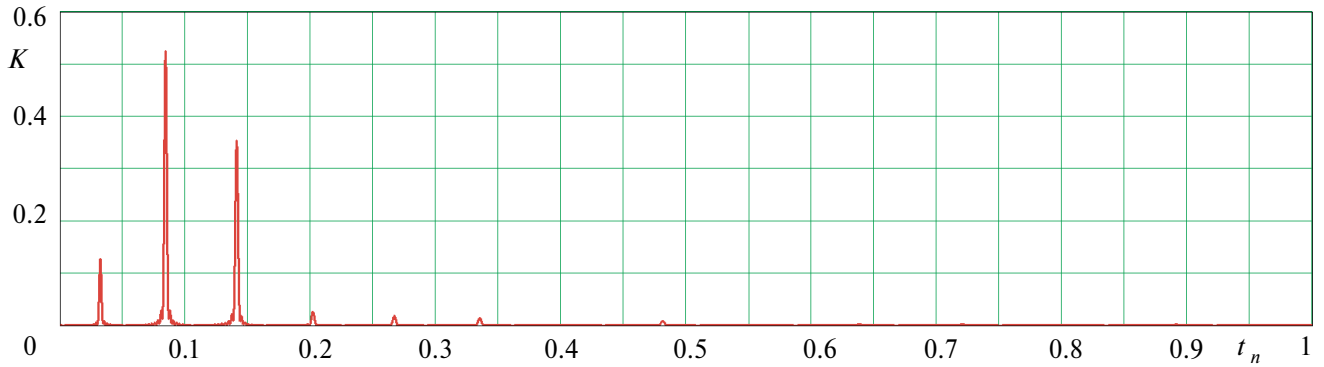


Рис. 9. Огибающая локационного сигнала при $\theta_t = 25^\circ$, $\varphi_t = 60^\circ$.

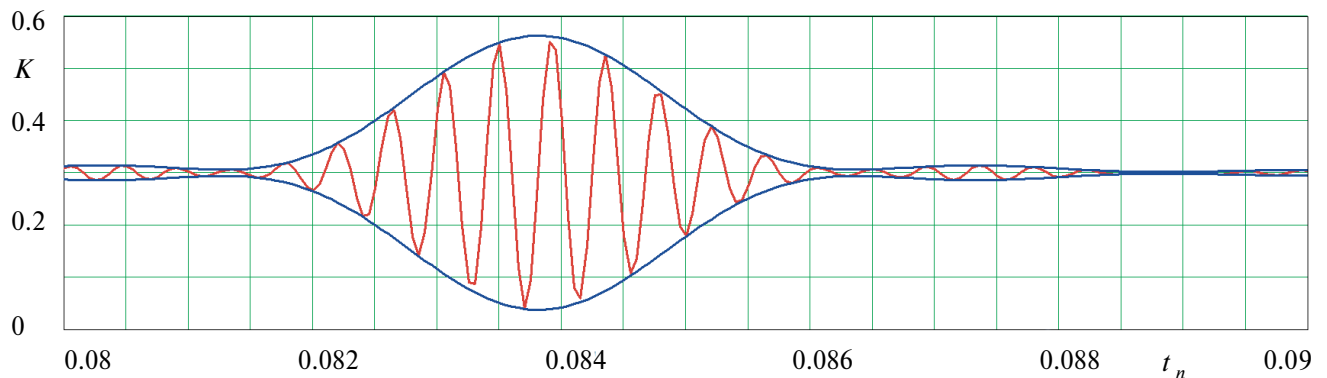


Рис. 10. Фрагмент локационного сигнала АРПВ с волноводами связи, заполненными средой с $\varepsilon = 1.3$.

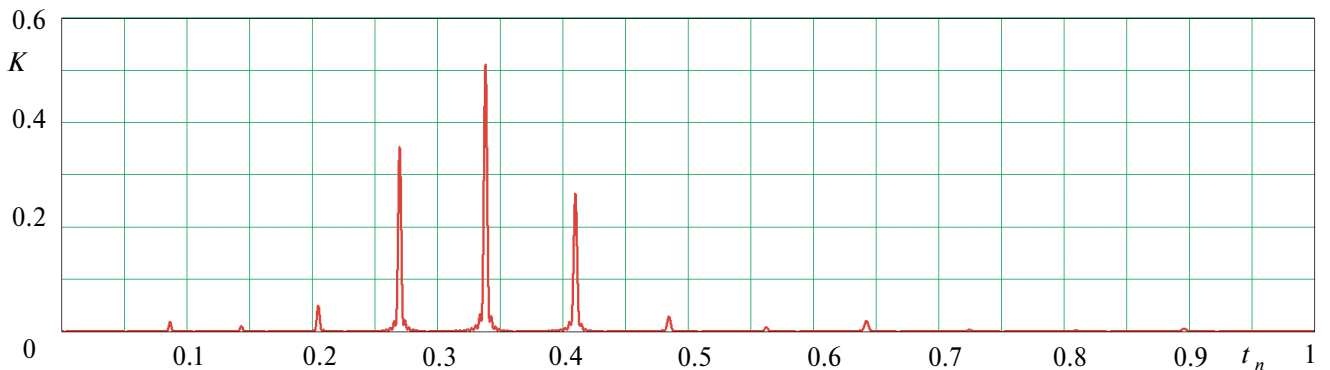


Рис. 11. Огибающая локационного сигнала при $\theta_t = 35^\circ$, $\varphi_t = 60^\circ$.

частотой f_1 (4). Расстояние до цели $R = 1$ км. Видно, что сигнал имеет вид пачки импульсов. Причина появления нескольких импульсов, соответствующих одной цели, обусловлена тем, что ширина ДН по углу места θ превышает угловое расстояние между зонами сканирования (см. рис. 6). Поэтому цель “освещается” несколько раз разными участками ДН. Таким образом, можем сделать вывод, что положение импульсов на временной оси несет информацию об азимутальном угле, а положение центра тяжести пачки на той же оси — об угле места.

Смещение пачки при изменении угла места цели ($\theta_t = 35^\circ$, $\varphi_t = 60^\circ$) хорошо видно на рис. 11,

где показана зависимость КИП от времени для указанных углов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе представлена математическая модель, позволяющая анализировать временную зависимость сигнала, отраженного от цели, при использовании гомодинного радиолокатора на основе АРПВ с двумерным ЧС. Предложенная модель может быть использована для количественной оценки таких параметров, как сектор сканирования, точность пеленгации угловых координат цели и расстояния до нее. В работе

обсуждаются важные особенности АРПВ с двумерным ЧС, такие как эффект нормали и появление побочных дифракционных максимумов в диаграмме направленности. Рассмотрены возможные способы минимизации влияния указанных негативных эффектов. Предложенная математическая модель позволяет сформулировать технические требования к согласованию элементов АРПВ: поворотов на 180° и подрешеток элементарных излучателей.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 24-29-00163).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Банков С.Е. Антенные решетки с последовательным питанием. М.: Физматлит, 2013.
2. Stegen R.J. // Trans. IRE Professional Group on Antennas and Propagation. 1952. V. 1. № 1. P. 62.
3. Rotman W., Oliner A.A. // IRE Trans. 1959. V. MTT-7. № 1. P. 134.
4. McCormick G. // IRE Trans. 1958. V. AP-6. № 1. P. 26.
5. Rotman W. // IRE Trans. 1958. V. AP-6. № 1. P. 96.
6. Ettorre M., Sauleau R., Le Coq L., Bodereau F. // IEEE Trans. 2014. V. AP-62. № 14. P. 1991.
7. Cheng H., Hong W., Wu K. et al. // IEEE Trans. 2008. V. AP-56. № 9. P. 3055.
8. Albani M., Ettorre M., Maci S. et al. // Europ. Conf. on Antennas and Propagation (EuCAP) 2007. Edinburgh. 11–16 Nov. 2007. N.Y.: IEEE, 2007. Article No. 445897.
http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=4458971
9. Хансен Р.С. Сканирующие антенны СВЧ. М.: Сов. радио, 1971. Т. 3.
10. Банков С.Е., Фролова Е.В. // РЭ. 2017. Т. 62. № 9. С. 833.
11. Елисеев С.Е., Гусевский В.И., Терехов В.А. и др. Радиолокационная система ближнего действия для предупреждения столкновения с препятствиями маневрирующих на аэродроме летательных аппаратов Пат. РФ № 2192653. Оpubл. офиц. бюл. “Изобретения. Полезные модели” № 31 от 10.11.2002.
12. Баскаков А.И., Жутяева Т.С., Лукашенко Ю.И. Локационные методы исследования объектов и сред. М.: ИЦ “Академия”, 2011.
13. Проектирование фазированных антенных решеток / Под ред. Д.И. Воскресенского. М.: Радиотехника, 2012.
14. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. школа, 1988.
15. Уолтер К. Антенны бегущей волны. М.: Энергия, 1970.

MATHEMATICAL MODEL OF A SIGNAL OF RADAR ON THE BASE OF ANTENNA ARRAY WITH TWO-DIMENSIONAL FREQUENCY SCANNING

S. E. Bankov*, A. A. Komarov, M. S. Mikhailov

*Kotelnikov's Institute of Radio Engineering and Electronics,
Mokhovaya str, 11, bild. 7, Moscow, 125000 Russian Federation*

**E-mail: sbankov@yandex.ru*

Received April 4, 2024; revised April 4, 2024; accepted April 10, 2024

An antenna array with series excitation and its application as part of a radar with linear frequency modulation are considered. An analysis of an array consisting of N parallel one-dimensional sub-arrays with series excitation forming a two-dimensional radiating array and coupling waveguides connecting the output of the n -th sub-array with the input of $n+1$ sub-array through 180° waveguide turns is presented. An approximate model of the antenna is proposed, which makes it possible to determine its main technical characteristics. Using the developed model, the time characteristics of the signal at the output of an ultrahigh frequency unit of a homodyne radar with linear frequency modulation are investigated. The dependences of the array quality indicators on the scattering parameters of elementary radiators and waveguide 180° turns are analyzed, and the technical requirements for them are formulated. It is shown that the radar provides scanning in the sector of azimuth angles $\pm 40^\circ$ and $\pm 10^\circ$ in the elevation with a frequency deviation in the 2 GHz band.

Keywords: array with two dimensional frequency scanning, radar, radiation pattern, gain

МЕЖСЛОЙНЫЙ ПЕРЕХОД ДЛЯ ЕВГ-ВОЛНОВОДА, ИНТЕГРИРОВАННЫЙ С ДЕЛИТЕЛЕМ МОЩНОСТИ НА ДВА КАНАЛА

© 2024 г. С. Е. Банков*, В. И. Калинин

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

*E-mail: sbankov@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.07.2020 г.

После доработки 10.12.2022 г.

Принята к публикации 15.01.2023 г.

Исследован межслойный переход для трехрядных ЕВГ-волноводов, интегрированный с двухканальным делителем мощности. Показано, что без дополнительного согласования такие переходы являются сравнительно узкополосными по коэффициенту отражения в полосе частот 8...12 ГГц. Для расширения полосы согласования предложен модифицированный переход с дополнительными согласующими стержнями в обоих волноводных каналах на слое делителя мощности. С помощью численного анализа установлено, что за счет этого в исследуемой полосе частот удастся получить симметричную кривую согласования с двумя достаточно разнесенными по частоте минимумами и с уровнем согласования не хуже –20 дБ в центральной части диапазона. Показано, что в структуре с согласующими стержнями рабочая полоса частот перехода по коэффициенту отражения значительно расширяется в сравнении с исходной структурой.

Ключевые слова: ЕВГ-волновод, межслойный переход, делитель мощности, коэффициент отражения, согласующие штыри

DOI: 10.31857/S0033849424050023, **EDN:** ILNKXQ

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Проектирование многослойных сверхвысокочастотных (СВЧ) схем, которые часто называют объемными схемами [1], предполагает необходимость использования вертикальных межслойных переходов, конструкция и характеристики которых зависят от технологии изготовления устройства и типа применяемых в нем линий передачи. В данной работе линия передачи представляет собой ЕВГ (Electromagnetic Band Gap) волновод в СВЧ-диапазоне длин волн, который имеет вид волноводного канала, образованного в электромагнитном кристалле (ЭМК) [2]. Такой кристалл состоит из двумерно-периодической решетки металлических цилиндров, расположенных между металлическими экранами плоского волновода (ПВ). В большинстве случаев ЕВГ-волноводы формируются путем удаления одного или более рядов цилиндров из ЭМК. Более ранним исследованием ЕВГ-волноводов в СВЧ-диапазоне посвящен ряд работ, часть из которых представлены в [3–6]. Результаты недавних исследований дисперсионных характеристик и диапазонных свойств ЕВГ-волноводов с использованием численного метода электромагнитного моделирования содержатся в работе [7].

В основном предыдущие исследования относились к однослойным ЕВГ-структурам, в которых волноводы и устройства на них располагаются

в пределах одного слоя (одного ПВ). Однако функциональные возможности устройств на ЕВГ-волноводах можно было бы значительно расширить, если использовать двухслойные и многослойные конструкции, по аналогии с многослойными микрополосковыми печатными СВЧ-схемами, а также LTCC-структурами и структурами вафельного типа, которые находят применение главным образом в миллиметровом диапазоне волн.

При проектировании многослойных схем и структур важным является вопрос осуществления эффективного перехода со слоя на слой. Описанию и анализу таких переходов посвящено достаточно много статей в зарубежной литературе. Например, в применении к многослойным фазированным антенным СВЧ-решеткам вертикальные межслойные переходы рассмотрены в [8]. Показано, что при определенных параметрах они могут иметь вполне удовлетворительные характеристики согласования. В [9] рассмотрен вертикальный переход между SIW (Substrate Integrated Waveguide) волноводом на PCB (Printed Circuit Board) и мини-коаксиальным разъемом в миллиметровом диапазоне волн. Такой переход служит для соединения PCB между собой в устройствах, содержащих несколько PCB. Приведены результаты тестирования перехода в диапазонах частот 17.0...21.0 и 28...32 ГГц. В [10] предложен переход между микрополосковой линией и SIW-волноводом на LTCC-подложке

в окрестности частоты 60 ГГц. Разработанный переход имеет полосу пропускания 10 % (58...64 ГГц) по уровню согласования -15 дБ и величину вносимых потерь 2 дБ на центральной частоте 60.5 ГГц. В [11] исследован переход между копланарной линией и волноводом, интегрированным в многослойную структуру вафельного типа. В предложенном дизайне используется вертикальный металлический зонд, с помощью которого осуществляется связь волны копланарной линии с модой волновода. Вся структура может быть изготовлена в едином технологическом цикле в объеме одной вафельной структуры. Представлены результаты тестирования перехода в диапазоне частот 60...80 ГГц, согласно которым полоса по уровню согласования лучше, чем -10 дБ, составляет 27 % при потерях менее 0.5 дБ. В [12] рассмотрены вертикальные переходы между SIW-волноводами, расположенными на разных слоях многослойной РСВ, в диапазоне частот 60...110 ГГц. Переход осуществляется через апертуру прямоугольной формы в проводящей плоскости, разделяющей оба волноводных слоя. Определены параметры, при которых достигается максимальная передача мощности при переходе между слоями.

Достаточно близко по топологии к исследуемому в данной статье межслойному переходу, интегрированному с делителем мощности, примыкает рассмотренная в [13] структура, в которой ламинированный волновод в многослойной LTCC-подложке интегрируется с микрополосковым Т-соединением. В этой структуре используется многослойный колоколообразный зонд, содержащий несколько параллельных металлических пластинок разного радиуса для увеличения полосы и улучшения уровня согласования. Рассчитанные и измеренные в диапазоне частот 26...32 ГГц значения коэффициента отражения хорошо согласуются между собой. Достигнутая полоса частот по уровню согласования -15 дБ составляет около 10 %. Отмечается, что данный переход может использоваться в различных интегральных модулях LTCC в миллиметровом диапазоне волн.

Целью данной работы является продолжение предыдущего исследования межслойных переходов для EBG-волноводов, результаты которого представлены в [14]. В отличие от рассмотренных там переходов, представленный в данной работе переход конструктивно интегрирован с делителем мощности на два канала на одном из слоев и таким образом выполняет двойную функцию перехода и деления мощности. Для получения достаточно широкой полосы согласования предложен модифицированный переход с дополнительными согласующими стержнями в обоих волноводных каналах на слое делителя мощности.

В данной работе рассмотрен случай трехрядного EBG-волновода, образованного удалением трех рядов цилиндров из ЭМК.

2. ИССЛЕДУЕМАЯ СТРУКТУРА И МЕТОД ЕЕ АНАЛИЗА

Переход представляет собой двухслойную структуру (рис. 1), в которой набегающая волна EBG-волновода, расположенного на нижнем слое, переходит на верхний слой с использованием вертикального металлического зонда и отверстия связи в металлической стенке удвоенной толщины, разделяющей оба слоя. На верхнем слое мощность волны делится на два канала, каждый из которых представляет собой EBG-волновод такой же, как и на нижнем слое. Таким образом, исследуемая структура выполняет две функции: функцию межслойного перехода и функцию деления мощности на два канала. Данное устройство является двухслойным трехпортовым СВЧ-устройством (цифры на рисунке обозначают номера портов). Период кристалла, в котором сформированы волноводы на каждом слое, и, соответственно, период цилиндров в стенках волноводов обозначим P , диаметр цилиндров в стенках D_1 . Толщина ПВ на каждом слое h . Расстояние между зондом и поперечным рядом цилиндров, который служит коротким замыканием (КЗ) для EBG-волновода на нижнем слое, обозначим S . Расстояние S_1 между КЗ волновода

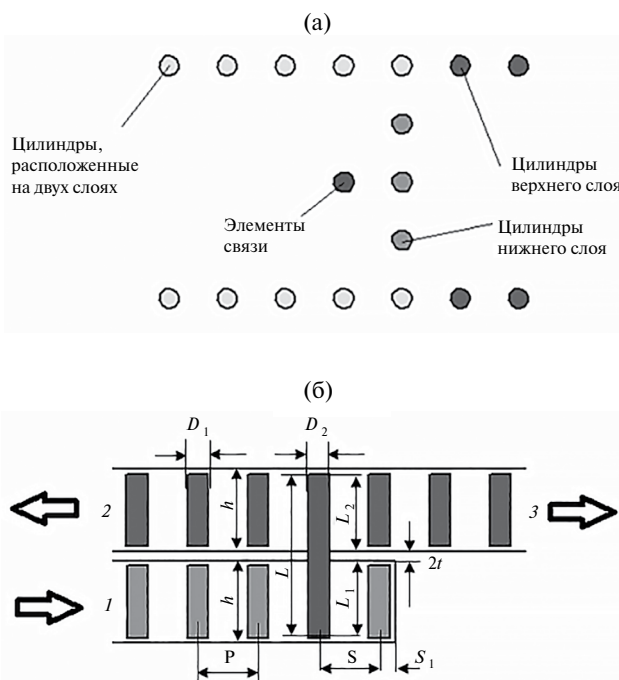


Рис. 1. Схематические изображения сверху (а) и сбоку (б) межслойного перехода с делением мощности на два канала на верхнем слое с обозначением основных параметров; 1–3 — номера портов.

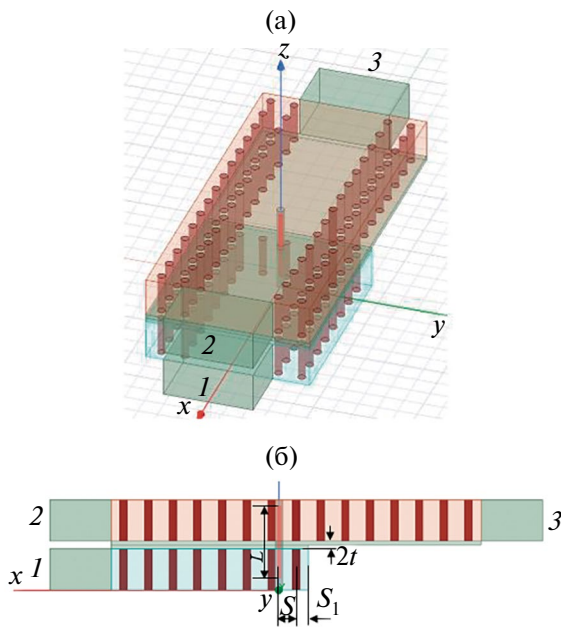


Рис. 2. HFSS-модель для численного исследования межслойного перехода с делением мощности на два канала на верхнем слое: трехмерный вид (а) и вид сбоку (б); 1–3 — номера портов.

и закрытым торцом ПВ полагаем равным $P/2$. Глубина погружения зонда в нижний слой L_1 , в верхний слой L_2 , общая длина зонда $L = L_1 + L_2 + 2t$, где t — толщина стенки волновода. Обозначим диаметр зонда D_2 , диаметр отверстия связи в широких стенках стыкуемых волноводов D_3 (на рис. 1, 2 размер D_3 не показан).

Соответствующая электромагнитная модель для численного исследования характеристик перехода была составлена на основе программы HFSS (<https://ansys.com>) и показана на рис. 2. Данная модель позволяет рассчитать полную 3×3 S -матрицу перехода. Так как целью данной работы является исследование характеристики согласования перехода по порту 1, то ниже будем строить и обсуждать только характеристику S_{11} . Прошедшая на верхний слой мощность делится практически поровну между двумя выходными портами, и в идеальном случае отсутствия потерь коэффициент передачи в каждый из портов 2 и 3 должен составлять $S_{21} = S_{31} = -3$ дБ. Также в силу взаимности структуры и пренебрежимо малых тепловых потерь коэффициенты передачи между боковыми портами 2 и 3 и коэффициенты отражения от них равны -6 дБ [15]. Все металлические поверхности в модели предполагаем идеально проводящими. Вход и выходы ЕВГ-волноводов на каждом слое стыкуются со стандартными прямоугольными металлическими волноводами.

3. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПЕРЕХОДА

Используем тот же метод параметрического анализа перехода, что и в [14] для случая межслойного перехода без деления мощности. В отличие от него, в данном случае перехода с делением мощности вместо одного параметра длины зонда введем два параметра, описывающих длину зонда на разных слоях: L_1 на нижнем слое и L_2 на верхнем (см. рис. 1). В общем случае $L_1 \neq L_2$, при этом общая длина зонда $L = L_1 + L_2 + 2t$. Как и в [14], обозначим $S = NP$, тогда расстояние между зондом и закрытым торцом ПВ на нижнем слое $S + S_1 = (N + 0.5)P$. По аналогии с [14] можем предположить, что характеристики исследуемого здесь перехода в наиболее сильной степени зависят от параметров N , L_1 и L_2 , которые характеризуют резонансную область перехода, предполагая параметры волновода P , D_1 , h и t , а также диаметры зонда D_2 и отверстия D_3 заданными и фиксированными.

Проведем параметрический анализ для трехрядного волновода с параметрами $P = 6$, $D_1 = 2$, $h = 10$, $t = 1$ в диапазоне частот 8...12 ГГц. Также зададим $D_2 = 2$, $D_3 = 4$ — те же значения, что были приняты в [14]. Здесь и ниже все размеры приведены в мм.

На рис. 3–5 представлены соответственно зависимости коэффициента отражения перехода от N при фиксированных значениях L_1 и L_2 , от L_1 при фиксированных значениях N и L_2 и от L_2 при фиксированных значениях N и L_1 . Эти рисунки показывают, что в рассматриваемом интервале параметров и в исследуемом диапазоне частот существует достаточно глубокий минимум коэффициента отражения.

Из рис. 3 видно, что с ростом N (расстояния S от зонда до КЗ волновода) при фиксированных длинах зонда L_1 и L_2 этот минимум смещается вниз по частоте, что и следовало ожидать при увеличении размера вдоль оси Ox резонансной области, в которой происходят отражения между зондом и КЗ волновода. Однако в данной структуре в исследуемой

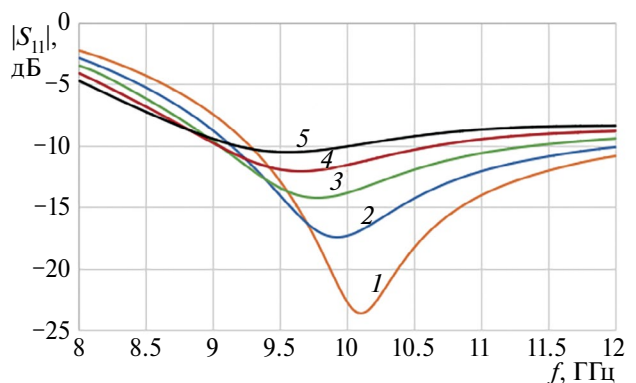


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента отражения для $N = 0.65$ (1), 0.7 (2), 0.75 (3), 0.8 (4), 0.85 (5) и $L_1 = 6.5$, $L_2 = 8.0$.

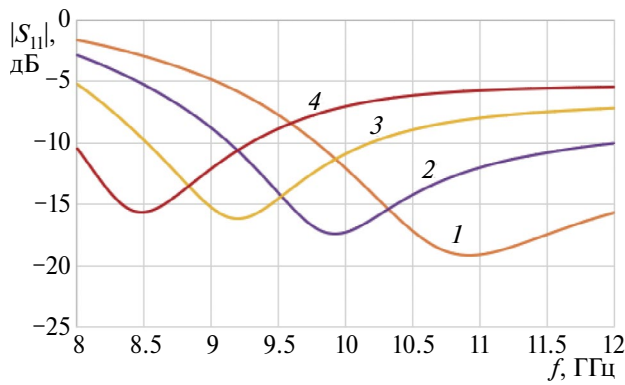


Рис. 4. Частотная зависимость коэффициента отражения для $L_1 = 6.0$ (1), 6.5 (2), 7.0 (3), 7.5 (4) и $L_2 = 8$, $N = 0.7$.

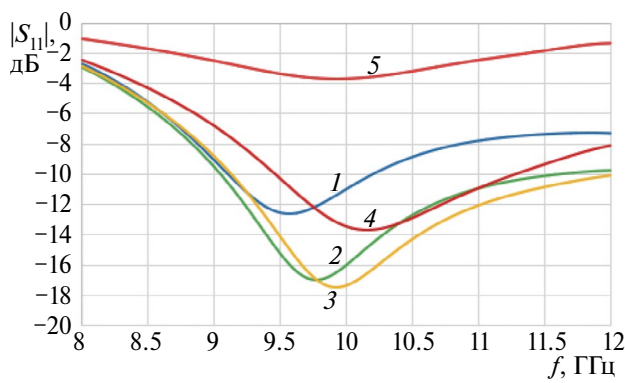


Рис. 5. Частотная зависимость коэффициента отражения для разных значений $L_2 = 6.5$ (1), 7.5 (2), 8.0 (3), 9.0 (4), 1.0 (5) и $L_1 = 6.5$, $N = 0.7$.

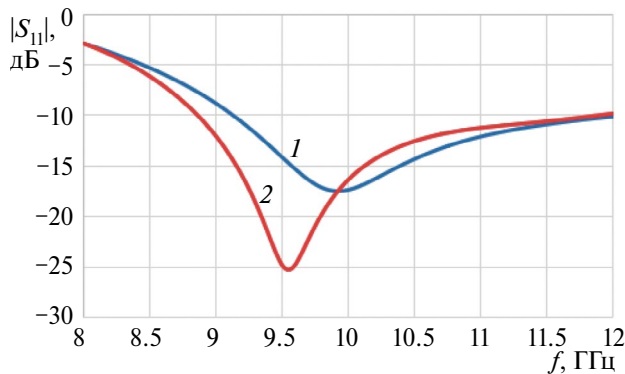


Рис. 6. Характеристики согласования перехода, соответствующие наилучшему сочетанию параметров для двух случаев: $D_2 = 2$, $D_3 = 4$, $L_1 = 6.5$, $L_2 = 8$, $N = 0.7$ (кривая 1), $D_2 = 1$, $D_3 = 2$, $L_1 = 7$, $L_2 = 8$, $N = 0.7$ (кривая 2), а также $P = 6$, $D_1 = 2$, $h = 10$, $t = 1$.

полосе частот не наблюдается второго минимума, расположенного левее в нижней части диапазона, как в [14]. Поэтому уровень коэффициента отражения на нижних частотах достаточно высок для всех рассмотренных и представленных на рис. 3 значений N при заданных длинах L_1 и L_2 .

Из рис. 4 видно, что с ростом длины зонда на нижнем слое L_1 при фиксированных значениях N и длине зонда L_2 на верхнем слое минимум коэффициента отражения также смещается вниз по частоте. Это, вероятно, можно объяснить тем, что при увеличении L_1 растет емкость между торцом зонда и нижней стенкой волновода и за счет этой емкости происходит перестройка вниз частоты резонансной области перехода.

Рисунок 5 показывает, что при изменении длины зонда на верхнем слое L_2 при фиксированных значениях N и L_1 минимум почти не смещается по сравнению с рис. 3 и 4, а изменяется в основном только уровень согласования.

Графики на рис. 3–5 свидетельствуют о том, что частота минимума коэффициента отражения, определяемая резонансной частотой области перехода, зависит от обоих параметров N и L_1 , в то время как длина зонда на верхнем слое L_2 влияет в основном на уровень согласования. Из сопоставления рис. 3–5 следует, что наилучшим сочетанием параметров по критерию ширины полосы согласования перехода является $N = 0.7$ (рис. 3, кривая 2), $L_1 = 6.5$ (рис. 4, кривая 2), $L_2 = 8$ (рис. 5, кривая 3). Значению $N = 0.7$ соответствуют значения $S = 4.2$, $S + S_1 = 7.2$. Однако даже в этом случае уровень согласования перехода лучше чем -10 дБ достигается с частоты немного выше 9 ГГц, т.е. такой переход является более узкополосным по сравнению с переходом в [14], в котором отмеченный уровень согласования достигается во всем диапазоне частот 8...12 ГГц.

Аналогичный параметрический анализ для вдвое меньших значений диаметров зонда и отверстия связи, $D_2 = 1$, $D_3 = 2$, показывает, что качественно характеристика согласования не изменяется, оставаясь аналогичной рассмотренной выше. В этом случае наилучшими параметрами по тому же критерию согласования являются $N = 0.7$, $L_1 = 7$, $L_2 = 8$. По сравнению с предыдущим случаем немного изменяется лишь величина L_1 . Сравнение характеристик согласования для двух случаев показано на рис. 6. Видно, что для более тонкого зонда и меньшего диаметра апертуры полоса согласования по уровню -10 дБ немного расширяется в нижней части диапазона.

Мы видим, что в обоих случаях характеристика согласования в исследуемом диапазоне частот имеет один минимум и достаточно узкую полосу частот по уровням согласования ниже -10 дБ. Сравнивая с характеристикой согласования для межслойного перехода в [14], можем предположить, что отсутствие второго минимума для рассматриваемого перехода с делением мощности объясняется отсутствием на верхнем слое резонансной области, взаимодействующей с резонансной областью на нижнем слое.

4. МОДИФИКАЦИЯ СТРУКТУРЫ ПЕРЕХОДА ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОГЛАСОВАНИЯ

Для того чтобы улучшить частотную характеристику согласования, введем в структуру перехода дополнительные стержни внутри обоих волноводов на верхнем слое, как показано на рис. 7. Стержни имеют тот же диаметр D_1 , что и цилиндры в стенках волноводов, и расположены симметрично относительно продольной оси волноводов. Кроме того, стержни слева и справа относительно плоскости зонда попарно симметричны. Их взаимное положение вдоль и поперек оси волноводов определяется двумя дополнительными параметрами, которые

обозначим L_x и L_y , где L_x — расстояние вдоль оси Ox (оси волноводов) между центром зонда и центрами согласующих стержней, L_y — расстояние вдоль поперечной оси Oy между центрами стержней и осью волноводов. Остальные параметры структуры обозначены на рис. 1, 2. Диаметр отверстия связи в стенках волноводов имеет то же обозначение, D_3 .

Обозначим $L_x = PM_x$, $L_y = PM_y$, где P — период решетки цилиндров в стенках ЕВГ-волноводов, M_x и M_y — безразмерные параметры, характеризующие соответствующие расстояния между центрами согласующих стержней вдоль оси волноводов и в поперечной плоскости.

Рассмотрим сначала зависимость коэффициента отражения перехода от параметра M_x , при этом параметр M_y фиксируем. Его значение выбираем из следующих соображений. Из рис. 7 видно, что в рассматриваемой структуре максимальное значение M_y , при котором согласующие стержни касаются стенок волноводов, равно $M_{y\max} = 2 - (D_1/P)$. Для трехрядного волновода $P = 6$, $D_1 = 2$ имеем $M_{y\max} = 1.667$ ($2L_{y\max} = 20$ мм). Ниже в расчетах будем полагать $M_y = 1.6$ ($2L_y = 19.2$ мм), так чтобы согласующие стержни располагались вблизи стенок волновода, вызывая достаточно слабое отражение для волны при наличии зазора 0.4 мм между цилиндрами-стенками волновода и согласующими стержнями.

Рассмотрим вариант, в котором остальные параметры задаем такими же, как и в рассмотренной выше структуре без согласующих стержней в случае $D_2 = 2$, $D_3 = 4$ (см. рис. 6, кривая 1). Расчеты показывают, что начиная с определенных значений M_x в частотной характеристике согласования в верхней части диапазона появляется второй минимум. Подходящими значениями, при которых частотная зависимость имеет достаточно разнесенные по частоте минимума в исследуемой полосе и уровень согласования не хуже -20 дБ в ее центре, являются значения M_x в интервале от 3.0 до 3.2 (рис. 8).

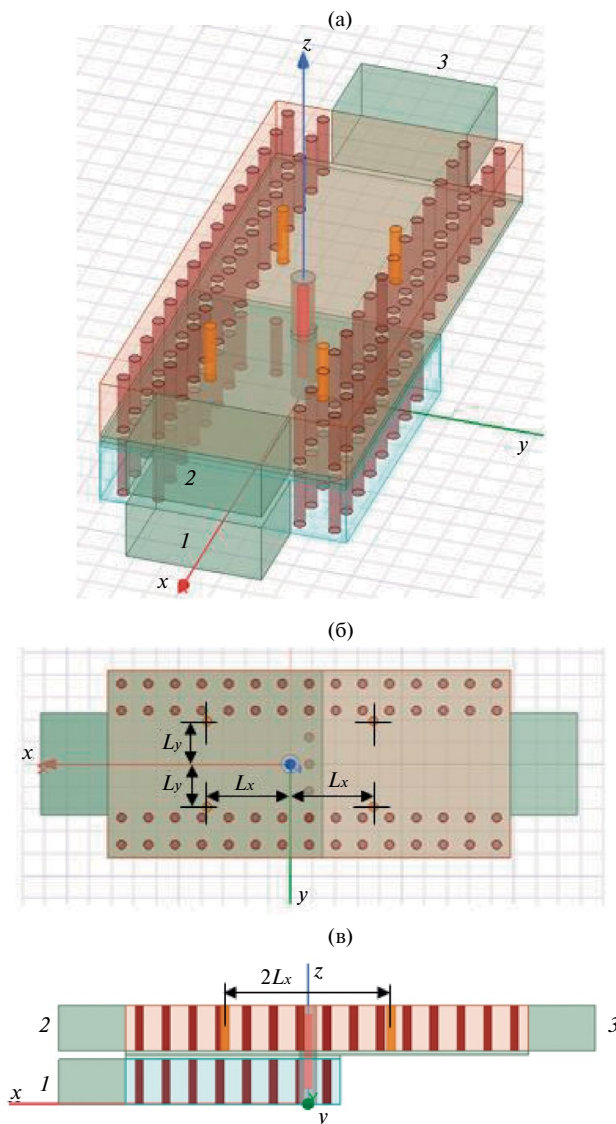


Рис. 7. Модель структуры перехода с дополнительными согласующими стержнями на верхнем слое: (а) — общий вид; (б) — вид сверху, (в) — вид сбоку; 1–3 — номера портов.

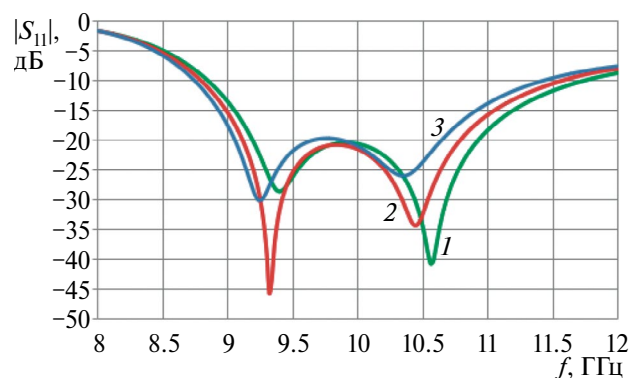


Рис. 8. Частотная зависимость коэффициента отражения для $M_x = 3.0$ (1), 3.1 (2), 3.2 (3) и $M_y = 1.6$, $N = 0.7$, $P = 6$, $D_1 = 2$, $L_1 = 6.5$, $L_2 = 8$.

В качестве оптимального значения выбираем $M_x = 3.075$, при котором кривая согласования имеет достаточно симметричную форму и два практически одинаковых по величине разнесенных по частоте минимума (рис. 9). Этому значению M_x соответствует длина $L_x = PM_x = 18.45$ и расстояние между согласующими стержнями $2L_x = 36.9$. Для перехода с такими параметрами относительные полосы частот по уровням согласования -10 , -15 и -20 дБ составляют соответственно 28 %, 21 % и 17 %.

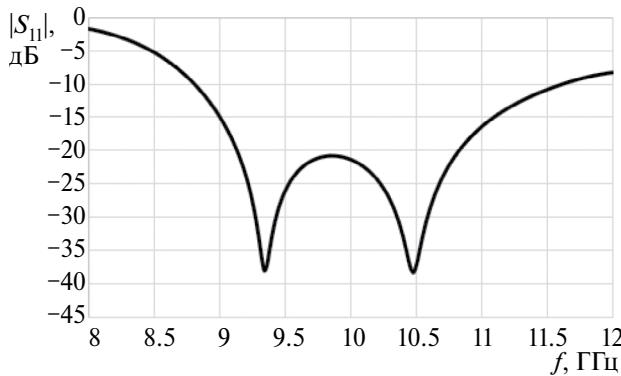


Рис. 9. Характеристика согласования при $M_x = 3.075$ и $M_y = 1.6$, $N = 0.7$, $P = 6$, $D_1 = 2$, $L_1 = 6.5$, $L_2 = 8$.

Далее, для структуры с характеристикой согласования, представленной на рис. 9, были проведены дополнительные расчеты для вариаций значений параметров N , L_1 и L_2 в окрестности их значений, при которых и рассчитывалась характеристика структуры. На рис. 10 приведены кривые согласования для трех близких значений N при фиксированных других параметрах. Как было определено выше, параметр N характеризует размер резонансной области между зондом и КЗ волновода на нижнем слое.

В дополнение на рис. 11 представлены зависимости коэффициента отражения для разных

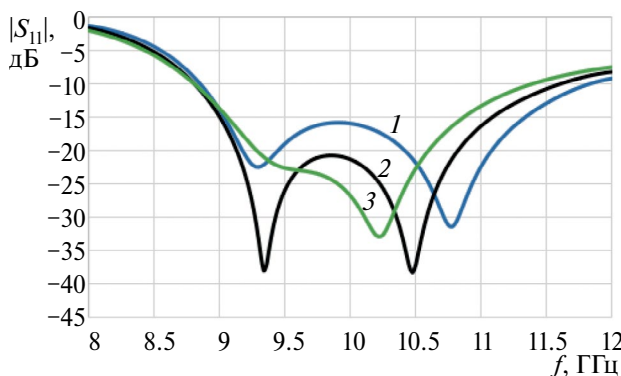


Рис. 10. Частотная зависимость коэффициента отражения для $N = 0.65$ (1), 0.7 (2), 0.75 (3) и $P = 6$, $D_1 = 2$, $L_1 = 6.5$, $L_2 = 8$, $M_x = 3.075$, $M_y = 1.6$.

значений величины L_1 , характеризующей длину зонда на нижнем слое, при фиксированных других параметрах, а на рис. 12 показан коэффициент отражения для разных значений величины L_2 — длины зонда на верхнем слое при фиксированных других параметрах. Из рис. 10–12 видно, что значения $N = 0.7$, $L_1 = 6.5$ и $L_2 = 8$, которым соответствуют кривые 2 на этих рисунках, можем считать оптимальными по критерию наилучшего и сбалансированного по критерию согласования в центральной части диапазона от 9 до 11 ГГц. В данном случае критерием сбалансированности согласования может служить достаточно симметричная форма кривой и ширина полосы согласования по уровню -20 дБ.

Такие оптимальные значения $N = 0.7$, $L_1 = 6.5$ и $L_2 = 8$ для модифицированной структуры перехода

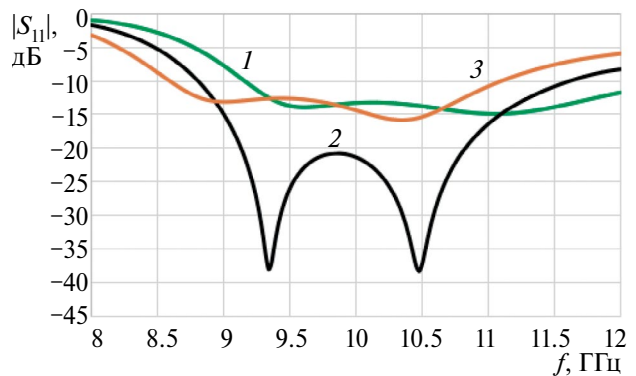


Рис. 11. Частотная зависимость коэффициента отражения для значений $L_1 = 6.0$ (1), 6.5 (2), 7.0 (3) и $L_2 = 8.0$, $P = 6$, $D_1 = 2$, $M_x = 3.075$, $M_y = 1.6$.

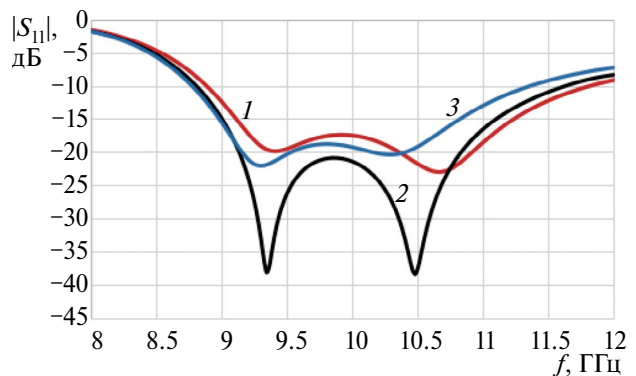


Рис. 12. Частотная зависимость коэффициента отражения для значений $L_2 = 7.5$ (1), 8.0 (2), 8.5 (3) и $L_1 = 6.5$, $P = 6$, $D_1 = 2$, $M_x = 3.075$, $M_y = 1.6$.

мы предполагали, основываясь на расчетах предыдущего раздела для исходной структуры (см. рис. 6, кривая 1). Как показали расчеты, внесение согласующих стержней в волноводы на верхнем слое не изменяет этих значений. Таким образом, оптимизация модифицированного межслойного перехода

с согласующими стержнями сводится к оптимизации длины резонатора на верхнем слое, образованного в области между стержнями. Эта длина характеризуется величиной M_x . Как показано выше, при принятых параметрах структуры оптимальное значение $M_x = 3.075$ и соответствующая длина резонатора $2L_x = 36.9$. Ширина резонатора, характеризующаяся параметром M_y , определяется шириной волновода и может быть выбрана исходя из технологических соображений. Выше было выбрано значение $M_y = 1.6$ ($2L_y = 19.2$), при котором зазор между стенками-цилиндрами волновода и согласующими стержнями составляет 0.4 мм.

Для оценки влияния ширины резонатора на согласование аналогичные расчеты были проведены также для меньшего значения $M_y = 1.55$ ($2L_y = 18.6$) с зазором 0.7 между согласующими стержнями и волноводными стенками. Остальные параметры такие же, как и в случае $M_y = 1.6$. На рис. 13 построены кривые согласования для трех значений M_x для этого случая, показывающие более высокий уровень отражения в центральной части диапазона в сравнении со случаем $M_y = 1.6$ (см. рис. 8).

Таким образом, уменьшение расстояния между согласующими стержнями в поперечном направлении и ширины резонатора приводит к росту отражения от перехода. Это объясняется тем, что

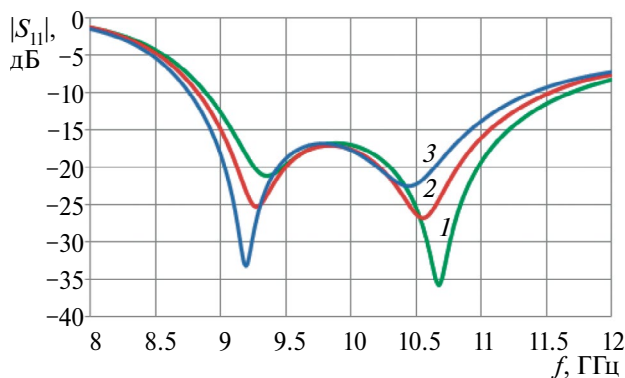


Рис. 13. Частотная зависимость коэффициента отражения для $M_y = 1.55$ и $M_x = 3.0$ (1), 3.1 (2), 3.2 (3), а также $N = 0.7$, $L_1 = 6.5$, $L_2 = 8$, $P = 6$, $D_1 = 2$.

при этом стержни внесены в области с более сильным электрическим полем волноводной моды, что и вызывает ее более сильное рассеяние. Поэтому для минимизации отражения от перехода согласующие стержни надо располагать как можно ближе к стенкам волновода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные в работе двухслойные структуры на трехрядных EBG-волноводах, в отличие от

рассмотренных ранее сонаправленных межслойных переходов, являются интегральными устройствами, которые объединяют функции межслойного перехода и делителя мощности на два канала на одном из слоев. Исследования показали, что без дополнительного согласования такие переходы являются сравнительно узкополосными по коэффициенту отражения в полосе частот 8...12 ГГц. Для расширения рабочей полосы частот было предложено модифицировать структуру перехода путем включения в него дополнительных согласующих стержней в обоих волноводах на слое делителя. В результате на этом слое в области между стержнями образуется резонатор, который связывается с резонансной областью во входном волноводе с помощью металлического зонда и отверстия связи в смежных широких стенках волноводов. Численный анализ позволил установить, что за счет этой связи в исследуемой полосе частот удастся получить симметричную кривую согласования с двумя достаточно разнесенными по частоте минимумами и с уровнем согласования не хуже -20 дБ в центральной части диапазона. При этом рабочая полоса частот значительно расширяется в сравнении с исходной структурой без согласующих стержней.

Результаты работы могут быть полезными при проектировании двухслойных и многослойных схем и модулей на EBG-волноводах.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (тема № 0030–2019–0014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гвоздев В.И., Нефедов Е.И. Объемные интегральные схемы СВЧ. М.: Наука, 1987.
2. Банков С.Е. Электромагнитные кристаллы. М.: Физматлит, 2010.
3. Bankov S.E. // PIERS Proc. Moscow (Russia), August 18–21. 2009. P. 1680.
4. Банков С.Е., Дупленкова М.Д. // Журн. радиоэлектроники. 2009. № 4. <http://jre.cplire.ru/jre/apr09/4/text.html>
5. Банков С.Е., Калошин В.А., Фролова Е.В. // Журн. радиоэлектроники. 2009. № 3. <http://jre.cplire.ru/jre/mar09/1/text.html>
6. Банков С.Е., Пангонис Л.И., Фролова Е.В. // РЭ. 2010. Т. 55. № 11. С. 1285.
7. Банков С.Е., Калиничев В.И., Фролова Е.В. // РЭ. 2020. Т. 65. № 9. С. 1.

8. *Ommodt K., Sanzgiri S., German F., Jones T.* // Dig. IEEE Antennas and Propagation Soc. Int. Symp. . Baltimore. 21–26 Jul. 1996. N.Y.: IEEE, 1996. V. 2. P. 1334.
<https://ieeexplore.ieee.org/document/549843>
9. *Abdel-Wahab W.M., Al-Saedi H., Palizban A.* // Proc. IEEE Int. Symp. on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radio Sci. Meeting. Atlanta. 7–12 Jul. 2019. N.Y.: IEEE, 2019. P. 961.
<https://ieeexplore.ieee.org/document/8889060>
10. *Yang T.-H., Chen C.-F., Huang T.-Y.* // Proc. Asia-Pacific Microwave Conf. Suzhou, 4–7 Dec. 2005. N.Y.: IEEE, 2005. Article No. 1606978
<https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=1606978>
11. *Vahabisani N., Daneshmand M.* // Proc. 42nd Europ. Microwave Conf. Amsterdam. 29 Oct. — 1 Nov. 2012. N.Y.: IEEE, 2012. Article No. 6459138.
<https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=6459138>
12. *Myers J.C., Hejase J.A., Tang J. et al.* // IEEE27th Conf. Electrical Performance of Electronic Packaging and Systems (EPEPS). San Jose. 14–17 Oct. 2018. N.Y.: IEEE, 2018. P. 123.
<https://ieeexplore.ieee.org/document/8534285>
13. *Huang Y., Wu K.-L., Ehlert M.* // IEEE Microwave Opt. Technol. Lett. 2003. V. 13. № 8. P. 338.
14. *Калиничев В.И., Банков С.Е.* // РЭ. 2022. Т. 67. № 7. С. 628.
15. *Сазонов Д.М.* Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. школа, 1988.

INTERLAYER JUNCTION FOR EBG WAVEGUIDE INTEGRATED WITH A POWER DIVIDER INTO TWO CHANNELS

S. E. Bankov*, V. I. Kalinichev

*Institute of Radio Engineering and Electronics named after V.A. Kotelnikov RAS,
St. Mokhovaya, 11, building 7, Moscow, 125009 Russian Federation*

**E-mail: sbankov@yandex.ru*

Received July 28, 2020; revised December 10, 2022; accepted January 15, 2023

An interlayer junction for three-row EBG waveguides integrated with a two-channel power divider was studied. It is shown that without additional matching such transitions are relatively narrow-band in terms of reflection coefficient in the frequency band 8...12 GHz. To expand the matching band, a modified transition with additional matching rods in both waveguide channels on the power divider layer is proposed. Using numerical analysis, it was found that due to this in the frequency band under study, it is possible to obtain a symmetrical matching curve with two well separated minima and with a matching level no worse than –20 dB in the central part of the range. It is shown that in the structure with matching rods, the operating frequency band by reflection coefficient is significantly expanded in comparison with the original structure.

Keywords: EBG waveguide, interlayer junction, power divider, reflection coefficient, matching rods

УДК 537.874;621.396

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ ПАДЕНИЯ ПЛОСКИХ ВОЛН ТМ-ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ПРОТЯЖЕННУЮ МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПЛАСТИНУ С РАДИОПОГЛОЩАЮЩИМ ПОКРЫТИЕМ НА ОСНОВЕ СТРУКТУРЫ ИСКУССТВЕННОГО МАГНИТНОГО ПРОВОДНИКА

Ю. Н. Казанцев^{а,*}, Г. А. Крафтмахер^а, В. П. Мальцев^а, В. С. Солосин^{а,б}

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

^бИнститут теоретической и прикладной электродинамики РАН,
ул. Ижорская, 13, Москва, 125412 Российская Федерация

*E-mail: yukazantsev@mail.ru

Поступила в редакцию 16.10.2023 г.

После доработки 16.11.2023 г.

Принята к публикации 15.12.2023 г.

Представлены результаты численного расчета обратного рассеяния при больших углах падения плоских волн ТМ-поляризации на протяженную металлическую поверхность конечных размеров с радиопоглощающим покрытием на основе структуры искусственного магнитного проводника. Показано, что покрытие такого типа толщиной 1...2 мм позволяет понизить на 10...30 дБ первый (со стороны больших углов) максимум на угловой зависимости обратного рассеяния на сверхвысоких частотах в полосе порядка октавы.

Ключевые слова: искусственный магнитный проводник, сверхвысокие частоты, обратное рассеяние, угловая зависимость

DOI: 10.31857/S0033849424050037, EDN: ILNAAK

ВВЕДЕНИЕ

В книге [1] при рассмотрении источников обратного рассеяния электромагнитных волн реальными объектами указан такой источник, как протяженная гладкая металлическая поверхность конечных размеров при скользящем падении на нее плоских волн ТМ-поляризации. Поля, сформированные на и над протяженными поверхностями конечных размеров при скользящем падении на них плоских волн ТМ-поляризации, в научно-технической литературе носят название бегущие волны (БВ), а связанное с ними обратное рассеяние — обратная бегущая волна. Характеристики БВ были рассмотрены в ряде работ [2–10]. Так, в работе [4] описаны колебания поля на металлической поверхности конечных размеров с периодом, равным половине длины волны в свободном пространстве, которые вызваны переотражением краевых волн между передним и задним краями поверхности.

Угловые зависимости обратного рассеяния от протяженных гладких поверхностей конечных размеров при падении на них плоских ТМ-волн

описаны, например, в [1] и [9]. Эти зависимости носят интерференционный характер: чередуются максимумами и минимумами уровня обратного рассеяния. При этом первый со стороны больших углов максимум отличается от соседних большими шириной и высотой. Согласно рекомендациям [1] обратное рассеяние может быть подавлено путем нанесения на протяженную металлическую поверхность тонкого слоя материала, поглощающего поверхностные токи. Так, в работе [9] показано, что слой магнетодиэлектрика толщиной 0.5 мм со сравнительно небольшими электрическими и магнитными потерями на протяженной металлической поверхности снижает на 5 дБ уровень первого максимума на угловой зависимости обратного рассеяния. Также было показано, что основной вклад в снижение обратного рассеяния вносят потери магнитного типа.

Уменьшение поверхностного тока и, соответственно, уровня обратного рассеяния следует ожидать также при ослаблении одной из основных составляющих, формирующих поля и токи на про-

тяженной металлической поверхности, а именно отраженной плоской волны TM -поляризации. Достаточно сильное и широкополосное ослабление отраженной волны может обеспечить радиопоглощающее покрытие (РПП) на основе структуры искусственного магнитного проводника (ИМП), предложенное в [10]. Замечательной особенностью этого покрытия является эффект расширения полосы поглощения при увеличении угла падения плоской TM -волны.

Цель данной работы — путем численного расчета получить в микроволновом диапазоне угловые зависимости обратного рассеяния плоских волн TM -поляризации от протяженных металлических пластин различной длины с РПП на основе ИМП-структуры.

Численные расчеты в статье проведены методом моментов в программе FEKO.

1. ЧАСТОТНО-УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ПЛОСКИХ ВОЛН TM - ПОЛЯРИЗАЦИИ ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ С РПП НА ОСНОВЕ ИМП-СТРУКТУРЫ

В работе [10] было предложено и изучено РПП на основе ИМП-структуры. Схема этого РПП, включающая в свой состав полосно-отражающую решетку 1, слой диэлектрика с потерями 2 и металлический экран 3, представлена на рис 1. Элементами решетки являлись квадратные металлические петли двух типоразмеров: с меньшим и большим центральным отверстием (рис. 2а, 2б). Было отмечено, что РПП

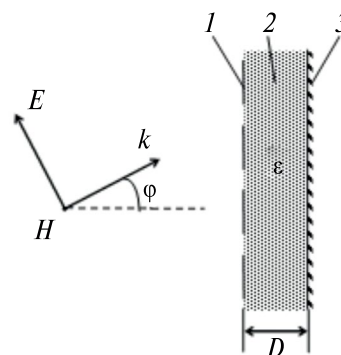


Рис. 1. Схема РПП: 1 — частотно-селективная решетка, 2 — слой диэлектрика, 3 — металлический экран.

обладает существенно большей широкополосностью в случае элементов с меньшим центральным отверстием (см. рис. 2б). Поэтому здесь и далее в схеме РПП будут использоваться полосно-отражающие решетки с периодом $P = 10.3$ мм с элементами в форме сплошного квадрата со стороной 10 мм без центрального отверстия (рис. 2в).

На рис. 3а–в приведены частотные зависимости коэффициента отражения плоских волн TM -поляризации от металлической поверхности с РПП для четырех значений угла падения: 70° , 75° , 80° и 85° . Параметры РПП для зависимостей на рис. 3а–в приведены в табл. 1.

Примечание: f_0 — резонансные частоты, на которых значения коэффициента отражения минимальны, f_1 и f_2 — крайние частоты, на которых коэффициент отражения равен -10 дБ, $\delta f = \frac{f_1 - f_2}{f_0}$.

Таблица 1. Характеристики РПП и параметры частотных зависимостей на рис. 3а–в

φ , град	f_0 , ГГц	f_1 , ГГц	f_2 , ГГц	δf , %	$\text{tg} \delta$
Толщина $D = 2$ мм, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 5$ (рис. 3а)					
70	4.41	3.84	5.10	28.5	0.428
75	4.49	3.67	5.38	37.9	0.574
80	4.35	3.36	5.99	60.6	0.905
85	4.53	2.94	9.59	146.9	1.870
Толщина $D = 2$ мм, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 10.2$ (рис. 3б)					
70	3.10	2.79	3.48	22.1	0.332
75	3.10	2.71	3.61	29.2	0.439
80	3.10	2.55	3.91	43.8	0.661
85	3.15	2.24	5.12	91.4	1.335
Толщина $D = 1$ мм, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 10.2$ (рис. 3в)					
70	3.90	3.67	4.16	12.56	0.189
75	3.91	3.61	4.26	16.22	0.247
80	3.92	3.49	4.46	24.70	0.366
85	4.05	3.22	5.33	52.68	0.724

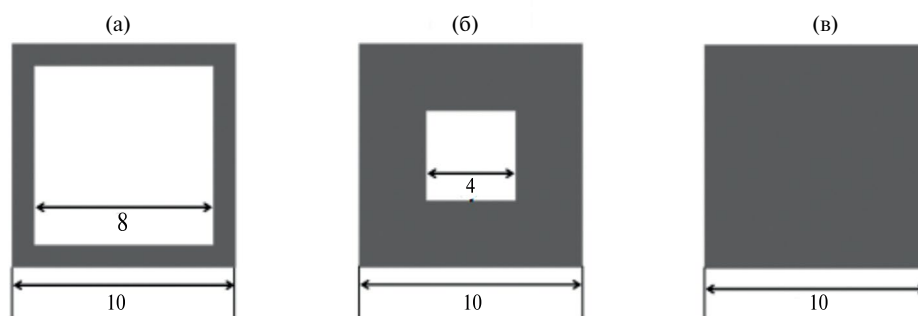


Рис. 2. Варианты элементов частотно-селективной решетки (размеры в мм).

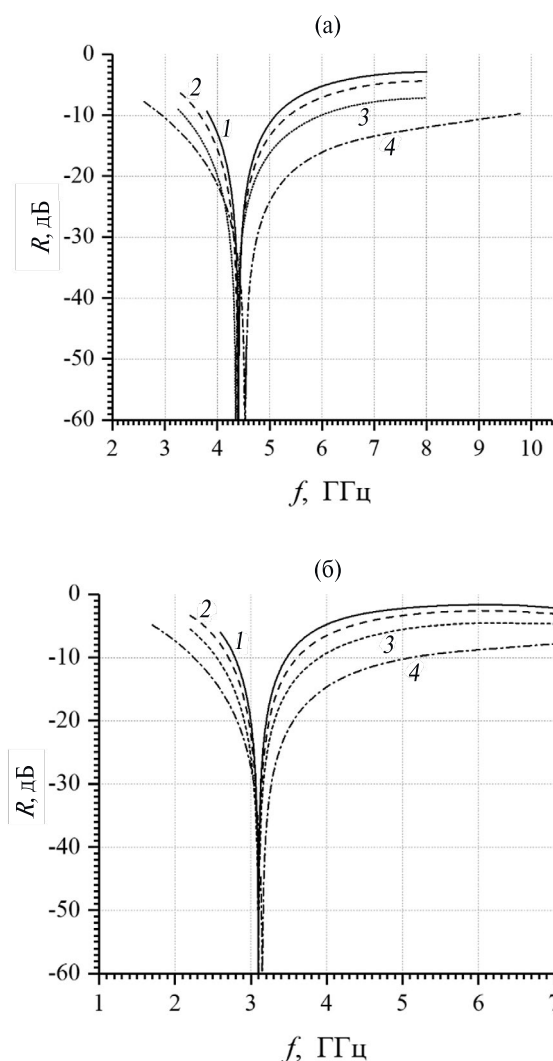
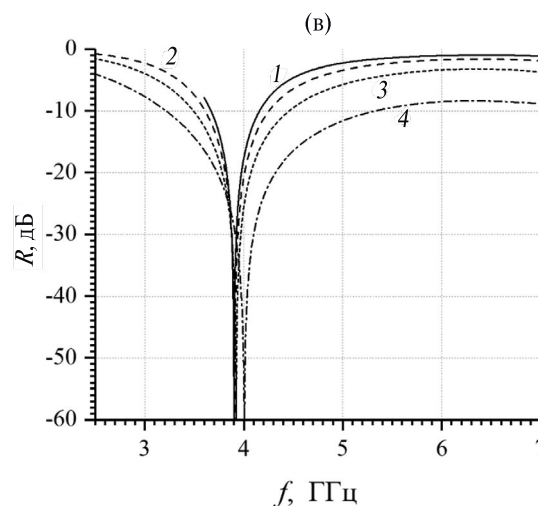


Рис. 3. Частотные зависимости коэффициента отражения плоских волн TM -поляризации от металлической поверхности с РПП (параметры см. в табл. 1 для рис. (а), (б) и (в)) при $\varphi = 70$ (1), 75 (2), 80 (3) и 85 град (4).



Для каждого угла падения подбиралась величина тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$, при которой уровень отражения < -50 дБ. Из рис. 3а–3в и табл. 1 следует, что с увеличением угла падения полосы поглощения быстро расширяются без заметного изменения резонансной частоты. Полосы поглощения также расширяются при увеличении толщины слоя диэлектрика с потерями. Так, полосы поглощения РПП из табл. 1 при угле падения 85° существенно превышают октаву.

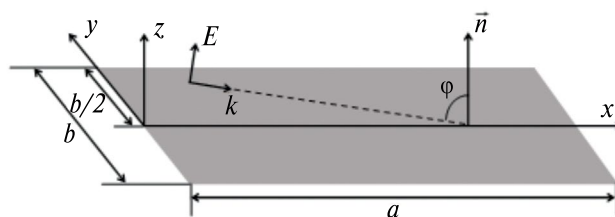


Рис. 4. Металлическая пластина с падающей на нее плоской TM -волной.

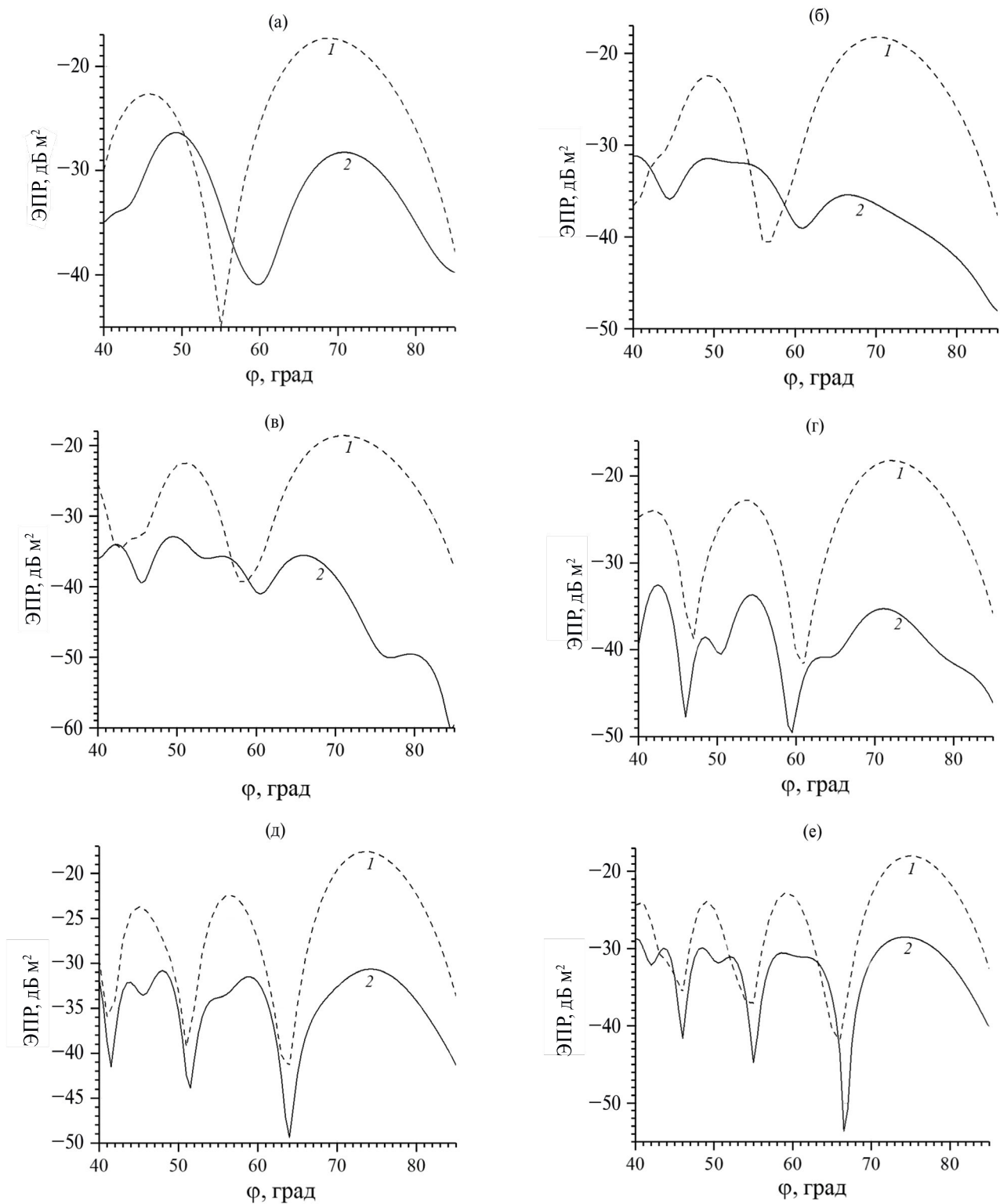


Рис. 5. Угловые характеристики обратного рассеяния от металлической пластины длиной 412 мм и шириной 51.5 мм при $f = 3.5$ (а), 4 (б), 4.407 (в), 5 (г), 6 (д) и 7 ГГц (е): кривая 1 — без РПП, кривая 2 — с РПП толщиной 2 мм и $\epsilon = 5(1-j0.428)$.

2. РАСЧЕТ ЧАСТОТНО-УГЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ОТ ПРОТЯЖЕННОЙ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ С РПП

На рис. 4 показана металлическая пластина, на которую под большим углом φ падает плоская волна TM -поляризации. Уровень обратного рассеяния от этой пластины связан с интенсивностью полей и токов на пластине. Эта интенсивность, а следовательно, и уровень обратного рассеяния могут быть снижены либо путем поглощения токов, либо путем уменьшения их возбуждения. Так, возбуждение токов на пластине может быть уменьшено путем устранения или ослабления одного из основных факторов, формирующих эти токи, — отраженной плоской TM -волны. Эффективным инструментом подавления отраженной плоской волны TM -поляризации является РПП на основе структуры ИМП, замечательной особенностью которого является расширение полосы поглощения при увеличении угла падения.

Поскольку угловая зависимость обратного рассеяния от протяженной пластины носит интерференционный характер, причем первый со стороны больших углов максимум отличается от соседних большими шириной и высотой, то его подавление является первостепенной задачей. Выражение для угла φ_1 , при котором имеет место первый (со стороны больших углов) максимум обратного рассеяния, приведено в работе [9]:

$$\varphi_1 = (90 - 49\sqrt{\lambda/a}) \text{ град},$$

где a — длина пластины, λ — длина волны в свободном пространстве.

Из выражения следует, в частности, что при фиксированном значении λ увеличение длины a ведет к смещению первого максимума в сторону больших углов. Эффект снижения уровня обратного рассеяния с помощью РПП на основе ИМП-структуры был рассчитан при трех значениях длины пластины a :

$$a = 412 \text{ мм}, D = 2 \text{ мм}, \varepsilon = 5, \text{tg}\delta = 0.428,$$

$$a = 2060 \text{ мм}, D = 2 \text{ мм}, \varepsilon = 10.2, \text{tg}\delta = 0.661,$$

$$a = 6180 \text{ мм}, D = 1 \text{ мм}, \varepsilon = 10.2, \text{tg}\delta = 0.724.$$

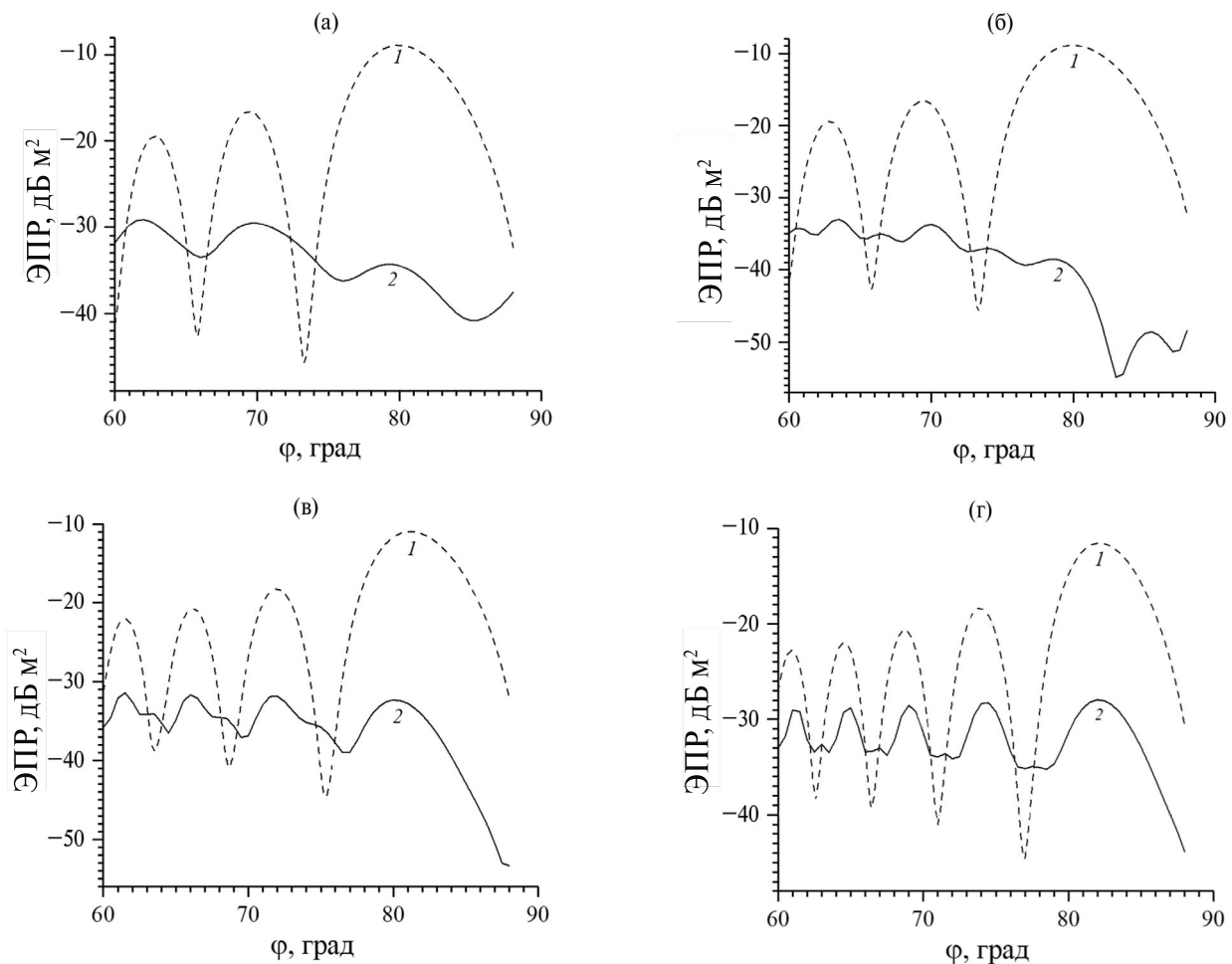


Рис. 6. Угловые характеристики обратного рассеяния от металлической пластины длиной 2060 мм и шириной 51.5 мм при $f = 2.5$ (а), 3.1 (б), 4 (в) и 5 ГГц (г): кривая 1 — без РПП, кривая 2 — с РПП толщиной 2 мм и $\varepsilon = 10.2(1-j0.661)$.

Выбор величины $\text{tg}\delta$ здесь определяется требованием максимального подавления первого максимума обратного рассеяния. Так, при $a = 412$ мм среднее значение резонансной частоты в табл. 1 равно 4.44 ГГц, а соответствующая длина волны $\lambda = 67.6$ мм. Согласно формуле при этих значениях a и λ угол первого максимума на угловой зависимости обратного рассеяния равен $\varphi_1 = 70^\circ$. Для такого угла падения оптимальным будет значение $\text{tg}\delta = 0.428$ в соответствии с табл. 1. С помощью аналогичной процедуры выбраны значения $\text{tg}\delta$ для двух других величин a .

На рис. 5–7 представлены угловые характеристики обратного рассеяния ЭПР от металлической пластины с РПП длиной 412, 2060 и 6180 мм соответственно. Ширина 51.5 мм одинакова для всех пластин.

Из рис. 5–7 следует, что РПП понизило в диапазоне порядка октавы первые максимумы угловых зависимостей обратного рассеяния от металлических пластин длиной 412, 2060 и 6180 мм на 10...20, 16...30 и 28...38 дБ соответственно. При

этом максимальное снижение обратного рассеяния имело место на резонансных частотах РПП. Из представленных здесь угловых зависимостей обратного рассеяния следует, что наряду с первым максимумом значительно снизились (до уровня 25...35 дБ(м²)) и все соседние максимумы.

Следует также обратить внимание на то, что увеличение длины пластины сопряжено с увеличением угла падения, при котором имеет место первый максимум обратного рассеяния. Поскольку полоса поглощения РПП растет с увеличением этого угла, появляется возможность одновременного уменьшения толщины покрытия при сохранении его прежней широкополосности. Так, при длине пластины 6180 мм РПП толщиной 1 мм снижает уровень первого максимума обратного рассеяния на 38...28 дБ в полосе частот 3...6 ГГц. При этом следует отметить, что в РПП используется материал с электрическим типом потерь, в отличие от работы [9], в которой показано, что для подавления поверхностных токов более эффективен материал с магнитными потерями.

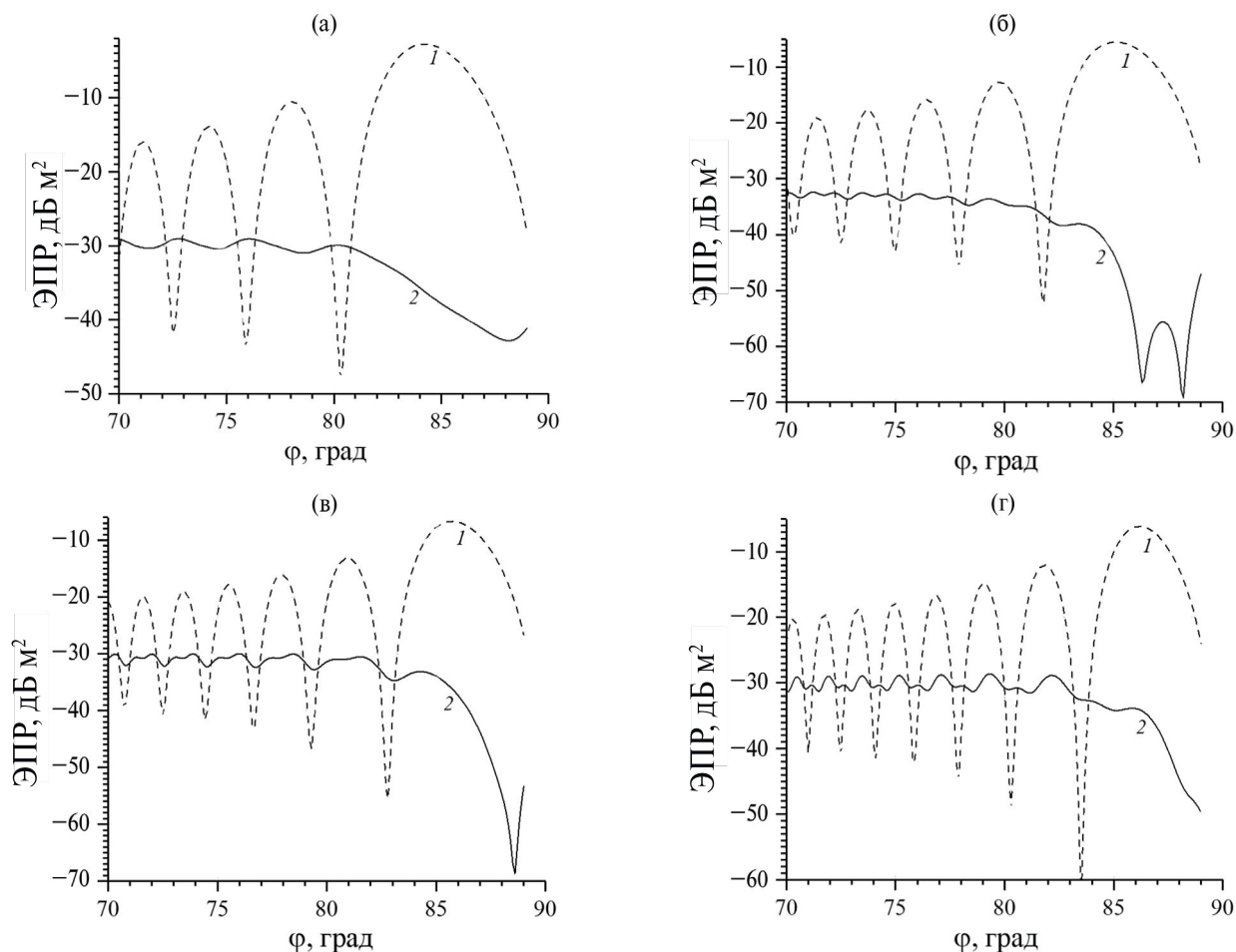


Рис. 7. Угловые характеристики обратного рассеяния от металлической пластины длиной 6180 мм и шириной 51.5 мм при $f = 3$ (а), 4 (б), 5 (в) и 6 ГГц (г): кривая 1 — без РПП, кривая 2 — с РПП толщиной 1 мм и $\epsilon = 10.2(1 - j0.724)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью численных расчетов определены параметры РПП на основе ИМП-структуры, обладающие возможно более широкими полосами поглощения при больших углах падения плоских волн ТМ-поляризации. Так, при толщине РПП 2 мм и углах падения 85° эти полосы существенно превышают октаву.

Сравнение частотно-угловых характеристик обратного рассеяния от металлических пластин с РПП и без РПП длиной 412, 2060 и 6180 мм в угловых интервалах $40^\circ \dots 90^\circ$, $60^\circ \dots 90^\circ$, $70^\circ \dots 90^\circ$ соответственно и в частотных диапазонах порядка октавы показало существенное снижение обратного рассеяния от пластины с РПП в этих угловых интервалах и частотных диапазонах. Так, РПП толщиной 1 мм на металлической пластине длиной 6180 мм снижает первый максимум обратного рассеяния на частотах 3, 4, 5 и 6 ГГц с -3 дБм² до -36 дБм², с -5 дБм² до -44 дБм², с -7 дБм² до -36 дБм² и с -6 дБм² до -34 дБм² соответственно. При этом все остальные максимумы в интервале углов $70^\circ \dots 90^\circ$ снижаются приблизительно до уровня -30 дБм².

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Knott E.F. Radar Cross Section. / Radar Handbook. 3rd ed. Ed. by M.I. Scolnik. N Y.: McGraw-Hill Education, 2008. P.14-1.
2. Petters L. // IRE Trans. 1958. V. AP-6. № 1. P. 133.
3. Knott E.F., Liepa V.V., Senior T.B.A. // Techn. Report AFAL-TR. 73-70. Ann Arbor: Univ. Michigan Radiation Lab, 1973. 103 p.
4. Knott E.F. // Proc. IEEE. 1985. V. 73. № 2. P. 252.
5. Paknys R., Jackson D.R. // IEEE Trans. 2005. V. AP-53. № 3. P. 898.
6. Knott E.F., Shaeffer J.F., Tuley M.T. Radar Cross Section. 2nd ed. Stevenage: IET Digital Library, 2004. DOI: 10.1049/SBRA026E
7. Knott E.F. // IEEE Trans. 1990. V. AP-38. № 11. P. 1859.
8. Ross R.A. // IEEE Trans. 1966. V. AP-14. № 3. P. 329.
9. Zheng L., Yang X., Gong W., Li X. // J. Appl. Phys. 2021. V. 130. № 10. P. 105304. doi.org/10.1063/5.0061943
10. Казанцев Ю.Н., Крафтмахер Г.А., Мальцев В.П., Солосин В.С. // РЭ. 2024. Т. 69. № 2. С. 115.

CHARACTERISTICS OF BACKSCATTERING AT HIGH ANGLES OF INCIDENCE OF TM-POLARIZATION PLANE WAVES ON AN EXTENDED METAL PLATE WITH A RADIO-ABSORBING COATING BASED ON THE STRUCTURE OF AN ARTIFICIAL MAGNETIC CONDUCTOR

Yu. N. Kazantsev^{a, *}, G. A. Kraftmakher^a, V. P. Mal'tsev^a, and V. S. Solosin^{a, b}

^aFryazino Branch Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, RAS, Vvedenskii Squar., 1, Fryazino, Moscow oblast, 141190 Russian Federation

^bInstitute of Theoretical and Applied Electrodynamics, RAS, Moscow, Izhorskaya Str., 13, Moscow, 125412 Russian Federation

*E-mail: yukazantsev@mail.ru

The results of numerical calculation of backscattering at large angles of incidence of TM-polarization plane waves on an extended metal surface of finite dimensions with a radio-absorbing coating based on the structure of an artificial magnetic conductor are presented. It is shown that a coating of this type with a thickness of 1...2 mm makes it possible to lower by 10...30 dB the first (from large angles) maximum on the angular dependence of backscattering at ultrahigh frequencies in a band of the order of an octave.

Keywords: artificial magnetic conductor, ultrahigh frequencies, backscattering, angular dependence

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.876

ДВУХЛУЧЕВОЙ МЕТОД ДОСТИЖЕНИЯ УГЛОВОГО СВЕРХРАЗРЕШЕНИЯ

© 2024 г. Б. А. Лаговский, А. Б. Самохин

МИРЭА – Российский технологический университет,
просп. Вернадского, 78, Москва, 119454 Российская Федерация

E-mail: absamokhin@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.10.2023 г.

После доработки 17.10.2023 г.

Принята к публикации 20.11.2023 г.

Обоснован новый метод цифровой обработки сигналов угломерных систем на основе цифровых антенных решеток, позволяющий повысить качество изображений одно- и двумерных объектов. Метод может быть применен в оптическом, инфракрасном терагерцовом диапазонах длин электромагнитных волн. В ходе численных экспериментов проведено сравнение эффективности предложенного метода с известными. Приведены и обсуждены результаты экспериментов на математических моделях.

Ключевые слова: критерий Рэлея, угловое сверхразрешение, интегральное уравнение типа свертки, параметризация обратных задач, устойчивость обратных задач, числа обусловленности

DOI: 10.31857/S0033849424050043, EDN: ILMSCI

ВВЕДЕНИЕ

Известно немало методов достижения сверхразрешения угломерными системами в задачах радио- и гидролокации, дистанционного зондирования, геофизики, акустики за счет цифровой обработки принимаемых сигналов [1–11]. Практически все методы и алгоритмы обработки имеют какие-либо ограничения. Так, решения со сверхразрешением удается получить при отношении сигнал/шум (ОСШ) не ниже 20...25 дБ. Большинство известных методов эффективны только при решении одномерных задач. Двумерные задачи требуют существенного усложнения алгоритмов, что значительно повышает время обработки сигналов [12]. Последнее не позволяет применять их при работе в режиме реального времени. Еще одно ограничение на эффективность многих методов – возможность использования только узкополосных сигналов.

Целью работы является модификация алгебраического метода и его разновидностей, позволяющая повысить помехоустойчивость и достигаемый уровень сверхразрешения для цифровых антенных решеток (ЦАР).

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрена задача восстановления изображений объектов наблюдения на основе алгебраических методов с максимально возможным угловым разрешением. Известными считались принимаемый при сканировании зоны наблюдения по

угловым координатам (x, y) сигнал $U(x, y)$ и диаграмма направленности (ДН) антенной системы $f(x, y)$. В рассматриваемых задачах удобно использовать декартову систему координат, где углы x и y отсчитываются от нормали к апертуре антенной системы.

Алгебраические методы и их модификации основаны на обработке сигнала, принимаемого измерительной системой, который в задачах пассивной локации представляет собой двумерное интегральное уравнение (ИУ) Фредгольма первого рода:

$$U(x, y) = \int_{\Omega} f(x, x', y, y') I(x', y') dx' dy', \quad (1)$$

где (x, y) – направление максимума луча при сканировании, Ω – телесный угол, в котором расположен источник излучения, $I(x', y')$ – искомое угловое распределение амплитуды излучаемого объектом сигнала.

В задачах активной локации вместо (1) следует использовать ИУ

$$U(x, y, \tilde{x}, \tilde{y}) = \int_{\Omega} f_r(x, x', y, y') f_e(\tilde{x}, x', \tilde{y}, y') I(x', y') dx' dy', \quad (2)$$

где (x, y) и $(\tilde{x}, \tilde{y})$ – направления максимумов сканирующих приемной f_r и передающей f_e ДН соответственно. Обычно при сканировании направления (x, y) и $(\tilde{x}, \tilde{y})$ у приемной и передающей диаграмм направленности АР совпадают или же оказываются сдвинуты на фиксированный угол. Назовем

такой режим работы однолучевым. Режим работы, при котором возможно независимое сканирование приемной и передающей ДН будем называть двухлучевым.

Известно, что при проведении измерений угловое разрешение δx и δy ограничено критерием Рэлея

$$\delta x \cong \lambda / X, \quad \delta y \cong \lambda / Y, \quad (3)$$

где X и Y — линейные размеры антенной системы по соответствующим направлениям, λ — используемая длина волны.

Сверхразрешение, основанное на различных методах цифровой обработки сигнала, позволяет повысить качество изображения объекта $I(x, y)$ за счет превышения критерия Рэлея (3). Задача достижения сверхразрешения является обратной и некорректной по Адамару, что часто приводит к получению неустойчивых и неадекватных решений.

Алгебраические методы решения рассматриваемых обратных задач в виде ИУ (1), (2) основаны на представлении решения $I(x, y)$ в виде разложения по задаваемой системе ортогональных функций $\{g\}$ в области расположения источника Ω с неизвестными коэффициентами B_m [13–15]:

$$I(x, y) \cong \sum_{m=1}^M B_m g_m(x, y), \quad (4)$$

где M — число функций системы $\{g\}$, используемых при представлении приближенного решения. Тем самым задача сводится к поиску вектора коэффициентов B , т.е. проводится параметризация задачи.

Далее, $I(x)$ в виде (4) подставляется в (1) или (2) и решение задачи в среднеквадратичном приближении сводится к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) [16–20]:

$$\mathbf{V} = \mathbf{D} \mathbf{B}, \quad (5)$$

где коэффициенты матрицы $\mathbf{D}$ и вектора $\mathbf{V}$ определяются как

$$D_{mn} = \int_{\Omega} \varphi_m(x') \varphi_n(x') dx',$$

$$V_m = \int_{\Omega} U(x) \varphi_m(x) dx, \quad m, n = 1, 2, \dots, M. \quad (6)$$

Функция φ_m в задачах однолучевой пассивной локации (1) представляет собой

$$\varphi_m(x) = \int_{\Omega} f_r(x, x') g_m(x') dx'; \quad (6a)$$

а в задачах однолучевой активной локации (2) —

$$\varphi_m(x) = \int_{\Omega} f_r(x, x') f_e(x, x') g_m(x') dx'. \quad (6b)$$

В (6) учтено, что область углов приема сигнала Θ может превышать область углов Ω , в которой расположен источник сигналов. Расширение области Ω в (6) до Θ повышает устойчивость решений. При этом, однако, уменьшается отношение сигнал/шум (ОСШ) в исследуемом сигнале, что может негативно повлиять на устойчивость решений. Границы Θ следует выбирать исходя из допустимого уровня снижения полезного сигнала по сравнению с максимальным.

С ростом числа функций M в (4) возрастает качество получаемого решения за счет повышения углового разрешения. При этом, однако, быстро ухудшается устойчивость получаемых решений, поскольку решается обратная некорректная задача и СЛАУ (5) оказываются плохо обусловлены.

Для каждой конкретной задачи существует предельное значение M , при котором еще можно получить устойчивое решение. Это значение зависит в основном от ОСШ, от точности проведенных измерений и, в несколько меньшей степени, от выбранной системы функций $\{g\}$.

Для повышения устойчивости решений обратных задач часто рекомендуется использовать какую-либо дополнительную информацию о решении [21].

Для получения информации такого рода воспользуемся возможностью раздельного управления приемной и передающей ДН. Для цифровых антенных решеток (ЦАР) возможно проводить одновременное независимое сканирование приемным и передающим лучами, что позволяет получать значительно больше информации об объекте в виде (2), чем при однолучевом сканировании.

Повышение устойчивости дает возможность увеличить число функций M в (4) и, следовательно, уровень достигаемого сверхразрешения.

Ставится задача использования информации, полученной при двухлучевом сканировании ЦАР для улучшения приближенного численного решения ИУ (2).

2. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Выделим три основных метода цифровой обработки сигнала в виде (2).

2.1. Интегрирование по углам сканирования

Первый метод основан на интегрировании ДН по углам (x, y) приемной или углам $(\tilde{x}, \tilde{y})$ излучающей систем.

Пусть сканирование приемной системой области Ω проводится по одной координате. Добавление второй координаты делает получаемые формулы более громоздкими, но не меняет подход к решению и не сказывается на итоговых результатах.

После интегрирования по x приходим к ИУ относительно искомой функции $I(x)$ с ядром F :

$$\tilde{U}(\tilde{x}) = \int_{\Omega} F(\tilde{x} - x') I(x') dx', \quad (7)$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} \tilde{U}(\tilde{x}) &= \int_{\Omega} U(x, \tilde{x}) dx = \int_{\Omega} f_e(\tilde{x}, x') I(x') \int_{\Omega} f_r(x, x') dx dx'; \\ F(\tilde{x}, x') &= f_e(\tilde{x}, x') \int_{\Omega} f_r(x, x') dx. \end{aligned} \quad (8)$$

Полученное ИУ (7) отличается от ИУ (1), (2) только видоизмененным ядром. Следовательно, для его решения применимы все методы, основанные на представлении решения в виде (4).

В частности, в среднеквадратичном приближении задача сводится к решению СЛАУ:

$$\mathbf{W} = \mathbf{P} \mathbf{B}, \quad (9)$$

где коэффициенты матрицы $\mathbf{P}$ и вектора $\mathbf{W}$ определяются как

$$\begin{aligned} P_{mn} &= \int_{\Omega} \left(\int_{\Omega} f_r(\tilde{x}, x) dx \right) \left(\int_{\Omega} f_e(\tilde{x}, x') g_n(\tilde{x}) dx' \right) g_m(\tilde{x}) d\tilde{x}, \\ W_m &= \int_{\Omega} \int_{\Omega} U(\tilde{x}, x) g_m(x) d\tilde{x} dx, \quad m, n = 1, 2, \dots, M. \end{aligned} \quad (10)$$

Как показывают численные эксперименты, числа обусловленности K матриц $\mathbf{P}$ из (9), (10) оказываются заметно меньше, чем у их аналогов — матриц $\mathbf{D}$ из (5), (6) [14–16].

На рис. 1 для ряда систем используемых функций $\{g\}$ показана зависимость чисел обусловленности от числа разрешаемых точек M в области Ω , т.е. от достигнутого уровня сверхразрешения. Число M соответствует числу функций в решении (4).

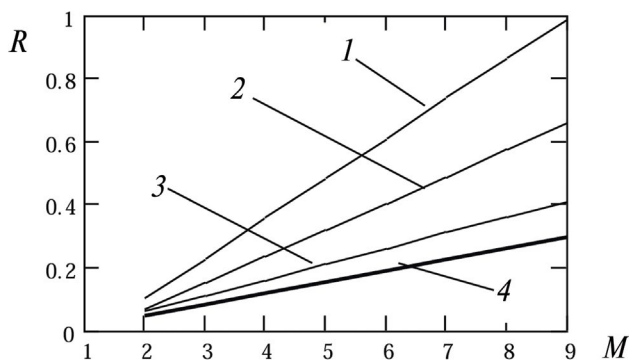


Рис. 1. Зависимость нормированных значений чисел обусловленности от числа разрешаемых точек при использовании: 1 — функций Радемахера, 2 — собственных функций ядра ИУ, 3 — функций Уолша; 4 — двухлучевого метода с интегральной обработкой (10).

Числа обусловленности представлены в логарифмическом масштабе с нормировкой на значение максимального числа в виде

$$R = \frac{\lg(K)}{\lg(K)_{\max}}.$$

Показаны значения чисел R при использовании в качестве систем ортогональных функций $\{g\}$: функций Радемахера, собственных функций ядра ИУ, при использовании функций Уолша, а также числа R при использовании двухлучевого метода с интегральной обработкой (10).

В ходе численных экспериментов наилучшие результаты по значениям чисел обусловленности получены, как и ожидалось, при применении двухлучевого метода. Таким образом, устойчивость решений ИУ при использовании двухлучевого метода повышается.

Существенно, что осуществлять реальное сканирование приемным лучом для ЦАР не обязательно. Принимаемый при сканировании приемным лучом сигнал может быть воссоздан, если при каждом положении передающего луча фиксировать сигналы, принимаемые всеми элементами решетки. Дальнейшее сложение принятых сигналов с задаваемыми фазовыми сдвигами даст те же результаты, что и реальное сканирование.

2.2. Дискретная обработка данных сканирования

Недостатком решения на основе интегрирования по одному из углов является относительно большой объем вычислений, так как приходится находить значения множества двойных интегралов.

Для повышения быстродействия алгоритмов предлагается использовать выборки сигнала U при значениях углов x_i и $\tilde{x}_j$ ($i, j = 1, 2, \dots, K$). Количество точек K выбирается на основании теоремы Котельникова при анализе зависимости $U(x, \tilde{x})$.

Тогда вместо (2), используя (4), получим матричное уравнение

$$\begin{aligned} T_{i,j} &= U(x_i, \tilde{x}_j) = \\ &= \int_{\Omega} f_r(x_i - x') f_e(\tilde{x}_j - x') I(x') dx' = \sum_{m=1}^M B_m H_{m,i,j}, \\ H_{m,i,j} &= \\ &= \int_{\Omega} f_r(x_i - x') f_e(\tilde{x}_j - x') g_m(x') dx', \quad m = 1, 2, \dots, M, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\mathbf{T} = \mathbf{H} \mathbf{B},$$

с трехмерной матрицей $\mathbf{H}$.

Матрицу $\mathbf{T}$ несложно преобразовать и представить в виде вектора с компонентами A_k , $k = 1, 2, \dots, N^2$, а матрицу $\mathbf{H}$ представить в виде прямоугольной матрицы с элементами Y_k, m . Тогда

поиск коэффициентов B сводится к решению переобусловленной СЛАУ

$$A = YB. \quad (12)$$

Время обработки сигналов на основе выражений (11), (12) многократно меньше, чем на основе (9), (10). С учетом того, что элементы матрицы $H_{m,i,j}$ могут быть вычислены для используемых систем функций $\{g\}$ заранее, обработка дискретных сигналов возможна в режиме реального времени.

Исследования устойчивости решений на математических моделях показали, что решения СЛАУ (12) оказываются на порядки более устойчивыми, чем на основе (5), а при больших отношениях сигнал/шум несколько более устойчивы, чем на основе (9).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На математической модели плоской ЦАР с числом элементов в линейке $2N+1$ были исследованы сравнительные характеристики одно- и двухлучевых методов при решении задач сверхразрешения.

Одна из основных характеристик — устойчивость решений. Для ЦАР устойчивость нарушается при существенно меньшем числе функций M из выбранной системы $\{g\}$, чем $2N+1$. Для каждой конкретной задачи существует некоторое оптимальное значение M , при котором достигается максимальный уровень сверхразрешения при приемлемом уровне ошибок в восстановлении радиоизображения источника.

При дальнейшем увеличении M , т.е. при попытках повысить разрешение, устойчивость решений резко падает, возникают ложные источники сигналов, значительно искажается качество изображения истинного источника.

На рис. 2 показаны восстановленные изображения двух близких к точечным источникам сигналов алгебраическим методом с помощью пяти

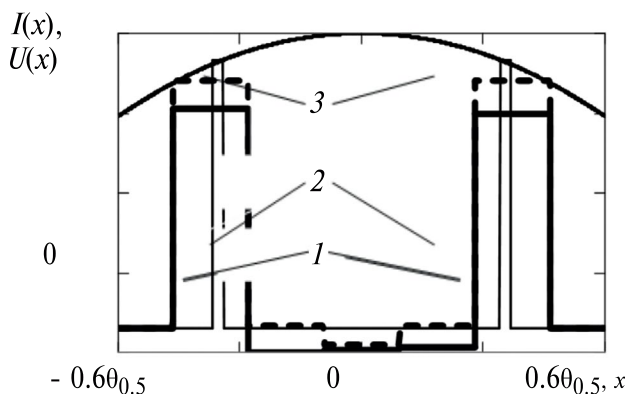


Рис. 2. Источники сигналов (I) и его изображения со сверхразрешением при использовании однолучевого (2) и двухлучевого (3) методов.

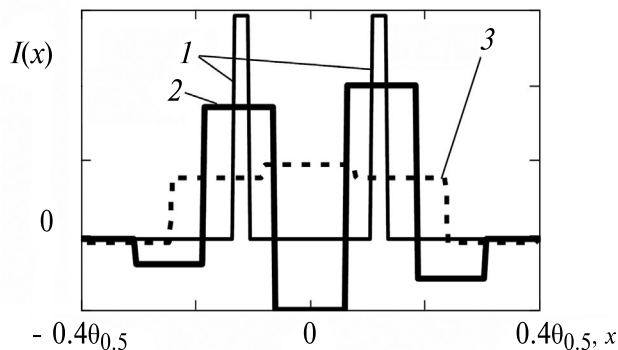


Рис. 3. Точечные источники сигналов на расстоянии $0.25\theta_{0.5}$ (I), их изображения, полученные однолучевым (2) и двухлучевым (3) методами.

ступенчатых функций (по вертикальной оси на рис. 2...5 в нормированном на единицу виде отложены значения восстановленного изображения источника). Для иллюстрации задачи в виде кривой в верхней части рисунка приведена угловая зависимость принимаемого сигнала $U(x)$, показывающая, что без дополнительной цифровой обработки, например (8)–(10), объекты не разрешаются.

В приведенном на рис. 2 примере расстояние между исследуемыми объектами относительно велико, и решения с разрешением, в 1.5 раза превышающим критерий Рэля, на основе одно- и двухлучевых методов практически совпадают.

На рис. 3 показаны полученные решения при сближении объектов до углового расстояния между ними в $0.25\theta_{0.5}$. Двухлучевой метод при использовании пяти ступенчатых функций в области $\Omega = [-0.4\theta_{0.5}, 0.4\theta_{0.5}]$ позволил разрешить две цели и передать их расположение с хорошей точностью. Однолучевой метод в рассматриваемом случае не позволил разделить зафиксировать два объекта, т.е. получить необходимый уровень углового разрешения.

На рис. 4 приведены решения при дальнейшем сближении объектов до расстояния $0.09\theta_{0.5}$.

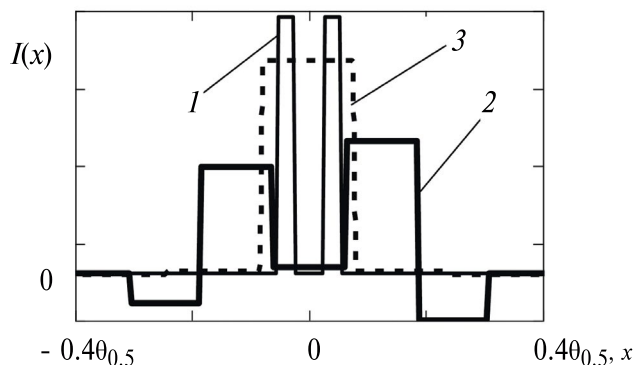


Рис. 4. Изображение источника с высоким разрешением: источники сигналов на расстоянии $0.09\theta_{0.5}$ (I), изображения на основе однолучевого (2) и двухлучевого (3) методов.

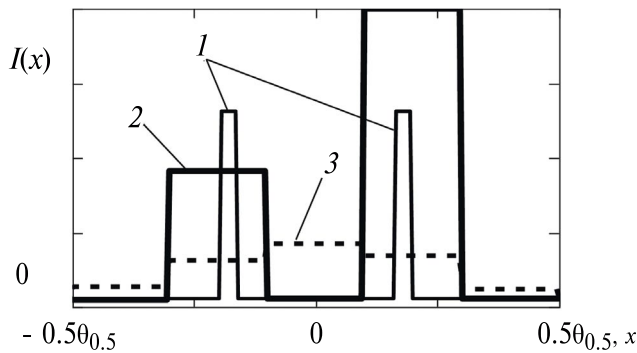


Рис. 5. Источники сигналов (1) и их изображения при высоком уровне шума, найденные однолучевым (2) и двухлучевым (3) методами.

Однолучевой метод по-прежнему не позволил разрешить объекты. Двухлучевой метод обеспечил разрешение целей с превышением критерия Рэлея в 11 раз. При этом, однако, качество решения ухудшилось. Появились небольшие ложные цели с амплитудными значениями, в три-пять раз меньшими, чем амплитуды сигналов от истинных источников, снизилась точность определения расположения каждой цели.

Для сравнительной оценки методов сверхразрешения обычно используются три показателя. Первый — достигнутая степень превышения критерия Рэлея. По этому показателю двухлучевой метод показал существенно более высокие результаты.

Второй показатель — величина смещения полученных при решении обратной задачи положений объектов от истинных. По этому критерию в пределах достигаемых однолучевым методом уровней сверхразрешения результаты оказываются приблизительно одинаковыми.

Третий показатель — ОСШ, при котором может быть достигнута заданная степень превышения критерия Рэлея. Обратные задачи существенно более чувствительны к уровню случайных составляющих в исследуемых данных, чем прямые задачи. Относительно небольшой по меркам прямых задач уровень шума может не позволить получить устойчивое адекватное решение обратной задачи.

На рис. 5 дано изображение источника сигналов с разрешением, в три раза превышающим критерий Рэлея, при высоком уровне шума — 18 дБ.

Если однолучевой метод не позволил разрешить объекты, то использование двухлучевого не только позволило разрешить цели, но и хорошо локализовать их угловое положение. Влияние шумов внесло заметные ошибки только в значения найденных амплитуд отражаемого сигнала.

В итоге по показателю шумоустойчивости двухлучевой метод продемонстрировал лучшие результаты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный двухлучевой метод анализа и обработки сигналов обеспечивают превышение критерия Рэлея в три-семь раз, а иногда и более, и локализацию источников сигналов с точностью $\theta_{0,5}/4 \dots \theta_{0,5}/8$. Метод позволяет повысить эффективную угловую разрешающую способность в 2–11 раз при отношении сигнал/шум 17...20 дБ, т.е. при существенно больших значениях случайных составляющих, чем многие известные методы [22–25]. Представленный метод обработки данных не использует физическую природу сигналов. Он может быть применен в широком спектре электромагнитных волн — от радио до оптического диапазона длин волн, в системах гидролокации, дистанционного зондирования, при решении задач распознавания объектов.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-07-00006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Malyshkin G.S., Sidelnikov G. B.* // Acoustical Phys. 2014. V. 60. № 5. P. 570. DOI: 10.1134/S1063771014050091
2. *Waweru N.P., Konditi D. B., Langat P. K.* // Int. J. Electrical Computer Energetic Electronic and Communication Engineering. 2014. V. 8. № 1. P. 209.
3. *Ting Yang, Hongyin Shi, Jianwen Guo* // Int. J. Remote Sensing. 2021. V. 42. Iss. 21. P. 8185.
4. *Park C., Park M. K., Kang M. G.* // IEEE Signal Processing Magazine. 2003. V. 20. № 3. P. 21.
5. *Geiss A., Hardin J. C.* // J. Atmospheric and Oceanic Technol. 2020. V. 37. № 12. P. 2197. DOI: 10.1175/JTECH-D-20-0074.1
6. *Kim B., Jin Y., Lee J., Kim S.* // Sensors. 2020. № 20. P. 4295.
7. *Шукин А.А., Павлов А.Е.* // Российский технологический журн. 2022. Т. 10. № 4. С. 38 doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-4-38-43
8. *Lagovsky B.A., Rubinovich E.Y.* // Mathematics. 2023. V. 11. № 4. P. 1. doi.org/ 10.3390/math11041056
9. *Карташов В.М., Корытцев И. В., Олейников В. Н. и др.* // Радиотехника. 2019. Вып. 196. С. 22.
10. *Sendar O.A.* ISRN Signal Processing. 2013. V.3. № 3. P. 1.
11. *Pailhas Y., Petillot, Y., Capus C.* // EURASIP J. Adv. Signal Processing. 2010. V. 2010. Article No. 205095.

12. *Evdokimov N.A., Lukyanenko D. V., Yagola A. G. // Comput. Methods and Programming. 2009. V. 10. P. 263.*
13. *Морс Ф.М., Феибах Г. Методы теоретической физики. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.*
14. *Lagovsky B., Rubinovich E. // Advances in Systems Sci. Appl. 2021. V. 21. № 2. P. 104.*
15. *Лаговский Б.А., Самохин А.Б. // РЭ. 2023. Т. 68. № 3. С. 249.*
16. *Лаговский Б.А. // РЭ. 2021. Т. 66. № 9. С. 853.*
17. *Lagovsky B., Samokhin A., Shestopalov Y. // Radio Sci. 2021. V. 5. Iss. 3. P. 1.*
18. *Лаговский Б.А., Рубинович Е.Я. // Мехатроника, автоматизация, управление. 2021. Т. 22. № 7. С. 349.*
19. *Schwarzenberg-Czerny A. // Astronomy and Astrophysics Supplement Ser. 1995. V. 110. P. 405.*
20. *Мэтьюз Дж., Уокер Р. Математические методы физики. М.: Атомиздат, 1972.*
21. *Самарский А.А., Вабищевич П.Н. Численные методы решения обратных задач математической физики. М.: URSS, 2020.*
22. *Candès E.J., Fernandezgranda C. // J. Fourier Analysis and Appl. 2013. № 19. P. 1229.*
23. *Almeida M.S., Figueiredo M.A. // IEEE Trans. 2013. V. IP-22. № 8. P. 3074.*

A TWO-BEAM METHOD FOR ACHIEVING ANGULAR SUPERRESOLUTION IN RADAR AND REMOTE SENSING

B. A. Lagovsky, A. B. Samokhin

*MIREA — Russian University of Technology
ave. Vernadsky, 78, Moscow, 119454 Russian Federation
E-mail: absamokhin@yandex.ru*

Received October 17, 2023, revised October 17, 2023, accepted November 20, 2023

A new method of digital signal processing of angle measuring systems based on digital antenna arrays is justified. It allows you to improve the image quality of one- and two-dimensional objects. The method can be applied in the optical, infrared, and terahertz ranges of electromagnetic wavelengths. In the process of numerical experiments, the effectiveness of the proposed method is compared with the known ones. The results of experiments on mathematical models are presented and discussed.

Keywords: Rayleigh criterion, angular superresolution, integral equation of convolution type, parameterization of inverse problems, stability of inverse problems, conditionality number

ДВА КЛАССА ОКОННЫХ ФУНКЦИЙ

© 2024 г. З. Д. Лернер*

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

*E-mail: lerner269@gmail.com

Поступила в редакцию 14.07.2023 г.

После доработки 15.08.2023 г.

Принята к публикации 26.08.2023 г.

Предложены и исследованы два новых класса оконных функций, частным случаем каждого из которых является окно Кайзера, принятое за образец. В каждом классе экспериментально найдены субоптимальные окна, у которых уровень максимального бокового лепестка спектра меньше, чем у образца с теми же шириной главного лепестка спектра и продолжительностью окна.

Ключевые слова: окно, оконная функция, спектр и его главный и боковые лепестки, продолжительность окна, окно Кайзера, субоптимальное окно

DOI: 10.31857/S0033849424050052, **EDN:** ILJZBL

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Оконная функция и ее спектр $F(f)$ взаимно однозначно связаны дискретным преобразованием Фурье (ДПФ). Поэтому любое окно можно задать одной из двух функций: $u(x)$ или $F(f)$. Определим Φ -класс окон (оконных функций)

$$u(x) = \varphi\left(\pi\alpha\sqrt{\beta^2 - 4x^2}\right) / \varphi(\pi\alpha\beta), \quad |x| \leq \beta/2 \quad (1)$$

и Ψ -класс окон (оконных функций)

$$F(f) = \Psi\left(\pi\beta\sqrt{\alpha^2 - f^2}\right) / \varphi(\pi\alpha\beta),$$

$$f_s/2 \geq f \geq 0, \quad (2)$$

$$F(f) = F(F_s - f), \quad F_s \geq f \geq F_s/2$$

соотношениями (1) и (2). Здесь и далее оконная функция $u(x)$ и ДПФ-спектр $F(f)$ — безразмерные нормированные четные действительные функции [1] аргументов x и f , не содержащие неустраиваемых особенностей [2, с. 202], см. также Приложение 1); $|F(f)|$ — модуль спектра (далее — спектр); α и β — параметры, при этом α характеризует ширину главного лепестка спектра по нулевому уровню Δf_0 (примеры приведены ниже, см. формулы (6) и (9)), β — продолжительность окна; f — частота; F_s — частота дискретизации; $\varphi(\cdot)$ — действительная функция, $\Psi(\cdot)$ — действительная четная функция.

Кроме того, подразумевается равенство нулю функций $u(x)$ и $F(f)$ вне интервалов, на которых они заданы. Прежде всего отметим, что Φ - и Ψ -классы пересекаются. В частности, окно Кайзера [1] принадлежит обоим классам. Его принадлежность к Φ -классу очевидна:

$$u(x) = I_0\left(\pi\alpha_k\sqrt{\beta_2 - 4x^2}\right) / I_0(\pi\alpha\beta), \quad |x| \leq \beta/2. \quad (3)$$

Интегральное преобразование Фурье (ИПФ) функции $u(x)$ (3) известно [3, с. 229] и может быть записано в виде

$$F_{\text{ИПФ}}(f) = \pi\alpha_k\beta \operatorname{sinc}\left(\pi\beta\sqrt{f^2 - \alpha_k^2}\right) / \operatorname{sh}(\pi\alpha_k\beta), \quad (4)$$

$$\infty > f > -\infty.$$

С учетом свойств ДПФ-спектра можно записать

$$F(f) = \pi\alpha_k\beta \operatorname{sinc}\left(\pi\beta\sqrt{f^2 - \alpha_k^2}\right) / \operatorname{sh}(\pi\alpha_k\beta),$$

$$F_s/2 \geq f \geq 0, \quad (5)$$

$$F(f) = F(F_s - f), \quad F_s \geq f \geq F_s/2.$$

Поскольку окно Кайзера близко к оптимальному по степени концентрации энергии в главном лепестке спектра, будем использовать его как образец при оценке окон Φ - и Ψ -классов. Практическая цель исследования — синтез субоптимальных окон.

2. СУБОПТИМАЛЬНЫЕ ОКНА

Важной характеристикой окна является величина $W_{\max}$ — уровень максимального бокового лепестка спектра относительно главного лепестка спектра в децибелах. Оптимальное окно, минимизирующее уровень $W_{\max}$ при фиксированных характеристиках окна Δf_0 и β , неизвестно. Субоптимальным будем называть окно, которое при фиксированных Δf_0 и β характеризуется уровнем $W_{\max}$, меньшим, чем у окна Кайзера (с теми же Δf_0 и β): $W_{\max} < W_{\max k}$.

Проведено множество экспериментов (расчетов) с различными $\varphi(\cdot)$ - и $\Psi(\cdot)$ -функциями. Все

экспериментальные окна одного класса сравнивались между собой и с образцом. Ниже представлены лучшие экспериментальные данные субоптимальных окон каждого класса.

Проще всего зафиксировать величину Δf_0 , выразив ее через параметр окна α . Это легко сделать для окна Кайзера и для окон Ψ -класса. Дело в том, что Δf_0 — это наименьшее значение частоты f , при котором $F(f) = 0$. Решив это уравнение, например для окна Кайзера, найдем, что ширина главного лепестка спектра по нулевому уровню равна

$$\Delta f_{0k} = \sqrt{\alpha_k^2 + 1} / \beta^2. \quad (6)$$

Сложнее найти величину Δf_0 для тех окон ϕ -класса, аналитическое выражение спектра которых невозможно найти. Тогда приходится пользоваться цифровыми и графическими данными, полученными в результате операции БПФ, проведенной над оконной функцией $u(x)$.

3. ϕ -КЛАСС ОКОННЫХ ФУНКЦИЙ

Для оконных функций

$$u(x) = \varphi(\pi\alpha\sqrt{\beta^2 - 4x^2}) / \varphi(\pi\alpha\beta), \quad |x| \leq \beta/2$$

подкоренное выражение неотрицательно, поэтому функцией $\varphi(\cdot)$ принципиально может быть любая действительная функция, не содержащая неустраиваемых особенностей. Однако для уменьшения боковых лепестков спектра желательно выбирать быстро возрастающую функцию. Одной из таких функций является модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка $I_0(\cdot)$ в равенстве (3) — окно Кайзера. Рассмотрим субоптимальное окно, образованное экспоненциальной функцией, растущей быстрее, чем функция $I_0(\cdot)$. Рассмотрим наиболее практичный случай, когда продолжительность окна равна единице ($\beta = 1$)

$$u(x) = \frac{\exp(\pi\alpha\sqrt{1 - 4x^2})}{\exp(\pi\alpha)} = \exp(\pi\alpha(\sqrt{1 - 4x^2} - 1)), \quad |x| \leq 0.5.$$

Варьируя параметры экспоненты, вводя ускоряющие (замедляющие) скорость спада оконной функции множители и (или) делители, можно добиваться изменения (в частности, уменьшения) боковых лепестков спектра окна.

На рис. 1 представлены три пары оконных функций. В каждой паре присутствует субоптимальное окно (см. Приложение 1) следующего вида:

$$u(x) =$$

$$= \exp(\pi\alpha((1 - 4x^2)^{0.502} - 1)) / (1 - 3.9984x^2)^{0.6}, \quad (7)$$

и для сравнения окно Кайзера.

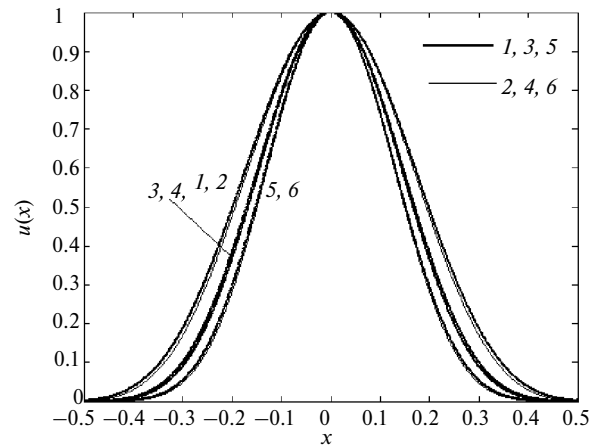


Рис. 1. Оконные функции субоптимального окна ϕ -класса при $\alpha = 3.07$ (1), 4.05 (3) и 5.02 (5), оконные функции Кайзера при $\alpha_k = 3$ (2), 4 (4) и 5 (6), для всех кривых ≤ 1 .

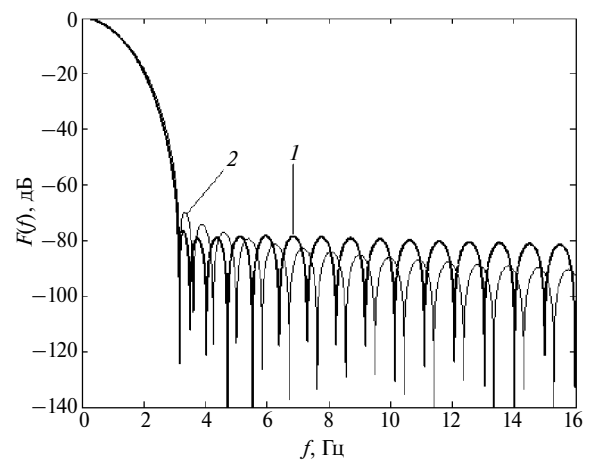


Рис. 2. Спектры оконной функции субоптимального окна ϕ -класса при $\alpha = 3.07$ (1) и оконной функции Кайзера при $\alpha_k = 3$ (2), для обеих кривых $\beta = 1$.

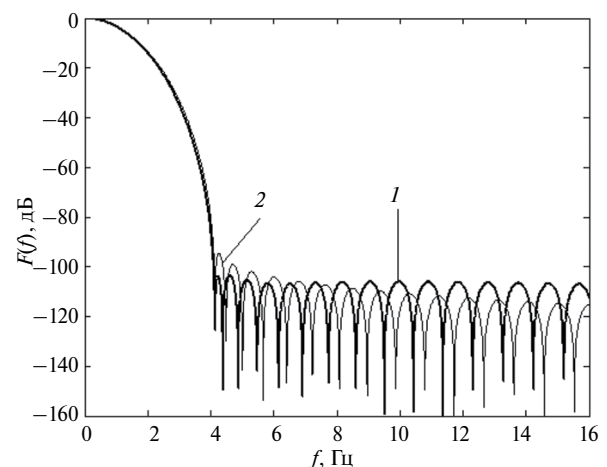


Рис. 3. Спектры оконной функции субоптимального окна ϕ -класса при $\alpha = 4.05$ (1) и оконной функции Кайзера при $\alpha_k = 4$ (2), для обеих кривых $\beta = 1$.

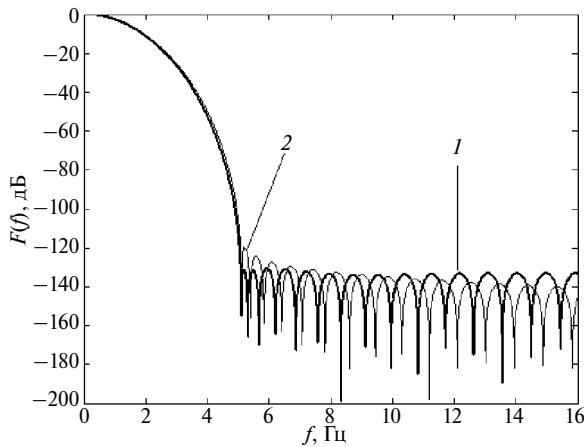


Рис. 4. Спектры оконной функции субоптимального окна ϕ -класса при $\alpha = 5.02$ (1) и оконной функции Кайзера при $\alpha_k = 5$ (2), для обеих кривых $\beta = 1$.

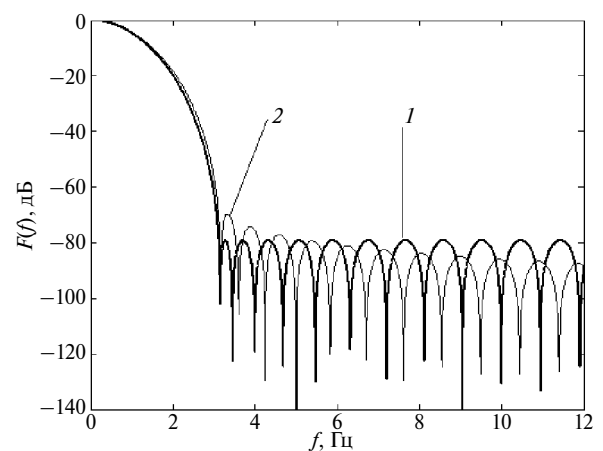


Рис. 5. Спектры оконной функции субоптимального окна Ψ -класса при $\alpha = 3.1225$ (1) и оконной функции Кайзера при $\alpha_k = 3$ (2), для обеих кривых $\beta = 1$.

Параметр α для оконных функций Кайзера принимает значения: $\alpha_k = 3, 4$ и 5 . Значения параметра α субоптимального окна (с той же шириной главного лепестка спектра по нулевому уровню Δf_0) оказываются близкими, но не равными величинам $3, 4$ и 5 .

На рис. 2–4 представлены спектры каждой из трех пар. Выигрыш окна (7) по уровню максимального бокового лепестка спектра в сравнении с окном Кайзера $|W_{\max}| - |W_{\max k}|$ составляет:

α_k	3	4	5
$\pm$	3.07	4.05	5.02
Выигрыш, дБ	$76-69 = 7$	$103-94 = 9$	$130-120 = 10$

Все вычисления здесь и ниже произведены с помощью программы Matlab.

4. Ψ -КЛАСС ОКОННЫХ ФУНКЦИЙ

Для оконных функций

$$F(f) = \Psi\left(\pi\beta\sqrt{\alpha^2 - f^2}\right) / \Psi(\pi\alpha\beta), F_s/2 \geq f \geq 0$$

$$F(f) = F(F_s - f), F_s \geq f \geq F_s/2$$

подкоренное выражение может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Поэтому функцией $\Psi(\cdot)$ может быть только четная действительная функция, не содержащая неустраиваемых особенностей. Если же $\Psi(\cdot)$ не является четной функцией, то $F(f)$ – комплексная функция, не соответствующая требованиям к спектру оконной функции.

Рассмотрим субоптимальное окно Ψ -класса, заданное спектром

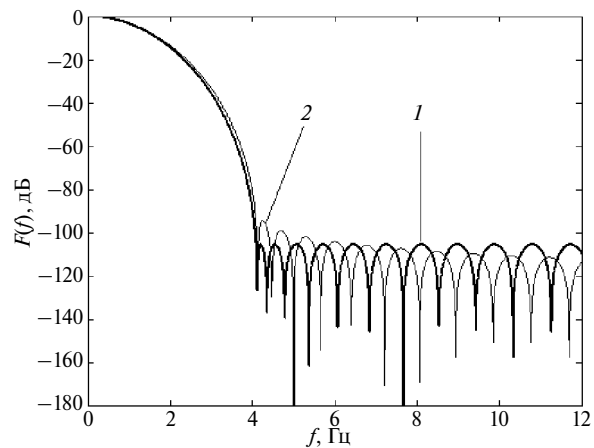


Рис. 6. Спектры оконной функции субоптимального окна Ψ -класса при $\alpha = 4.0927$ (1) и оконной функции Кайзера при $\alpha_k = 4$ (2), для обеих кривых $\beta = 1$.

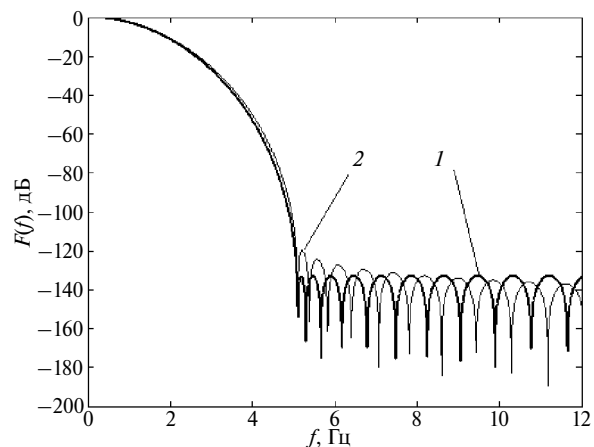


Рис. 7. Спектры оконной функции субоптимального окна Ψ -класса при $\alpha = 5.0744$ (1) и оконной функции Кайзера при $\alpha_k = 5$ (2), для обеих кривых $\beta = 1$.

$$F(f) = \operatorname{ch}\left(\pi\beta\sqrt{\alpha^2 - f^2}\right) / \operatorname{ch}(\pi\alpha\beta), F_s/2 \geq f \geq 0, \quad (8)$$

$$F(f) = F(F_s - f), \quad F_s \geq f \geq F_s/2.$$

Ширина главного лепестка спектра (8) по нулевому уровню равна

$$\Delta f_0 = \sqrt{\alpha^2 + 1 / (2\beta)^2}. \quad (9)$$

Начнем со случая, когда продолжительность окна равна единице ($\beta = 1$). На рис. 5–7 представлены спектры трех пар окон.

Как видим, при мало отличающихся главных лепестках спектров субоптимальное окно (8) имеет выигрыш по сравнению с окном Кайзера $W_{\max} < W_{\max k}$:

α_k	3	4	5
α	3.1225	4.0927	5.0744
Выигрыш, дБ	9	11	13

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОКОННЫХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ ОКОН Ψ -КЛАССА

К сожалению, теоретически определить аналитическое выражение для оконной функции $u(x)$, соответствующей спектру (8), не удастся. Для численного определения оконной функции следует подвергнуть спектр (8) обратному быстрому преобразованию Фурье (ОБПФ). На рис. 8а и 8б представлены графики оконных функций $u(x)$, соответствующих спектрам, показанным на рис. 5 и 6

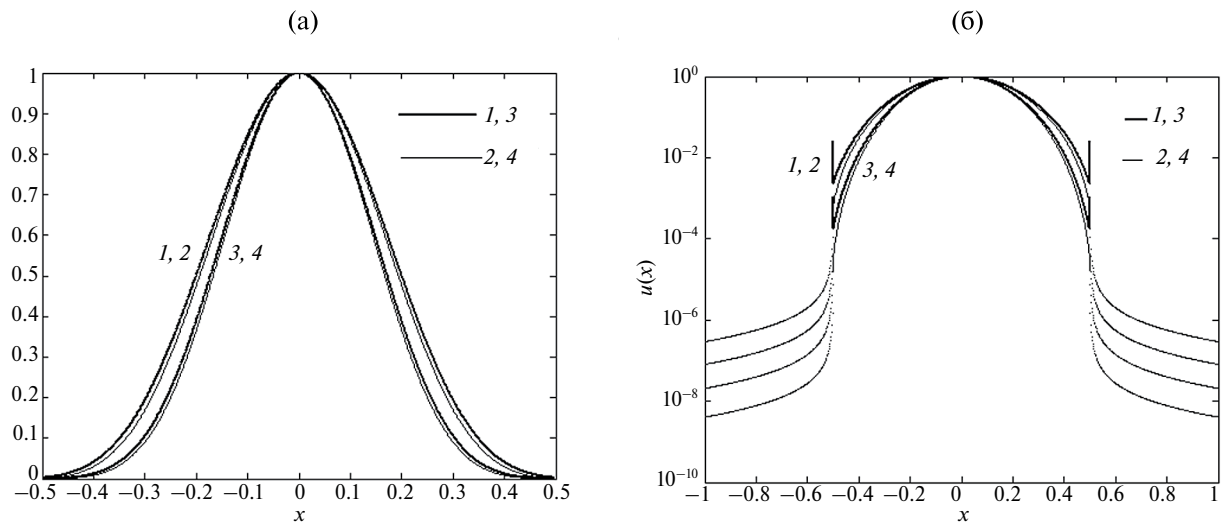


Рис. 8. Оконные функции субоптимального окна Ψ -класса при $\alpha = 3.1225$ (1) и 4.0927 (3), оконные функции Кайзера при $\alpha_k = 3$ (2) и 4 (4), для всех кривых $\beta = 1$, шкала по оси ординат — линейная (а) и логарифмическая (б).

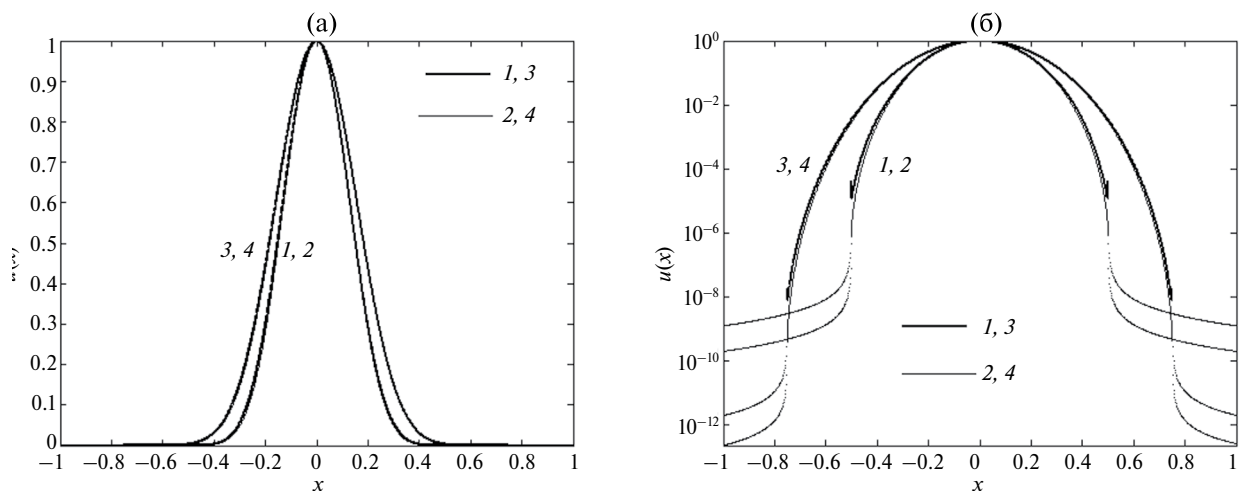


Рис. 9. Оконные функции субоптимального окна Ψ -класса: $\alpha = 5.0744$ при $\beta = 1$ (1) и 1.5 (3); оконные функции Кайзера: $\alpha_k = 5$ при $\beta = 1$ (2) и 1.5 (4); для всех кривых шкала по оси ординат — линейная (а) и логарифмическая (б).

($\alpha = 3.1225$ и 4.0927 при $\beta = 1$ и для сравнения оконных функций Кайзера ($\alpha_k = 3$ и 4 при $\beta = 1$).

На рис. 9а и 9б показаны функции $u(x)$, полученные в результате ОБПФ над спектрами окна, заданного соотношениями (8) ($\alpha = 5,0744$, $\beta = 1$ и 1.5), и для сравнения — над спектрами окна Кайзера ($\alpha_k = 5$, $\beta = 1$ и 1.5).

По рис. 8а и 9а с линейной шкалой по оси ординат невозможно определить продолжительность окна. Зато на рис. 8б и 9б с логарифмической шкалой по оси ординат хорошо видны скачки обсуждаемых оконных функций при $x = \pm 0.5(\beta = 1)$ и при $x = \pm 0.75(\beta = 1.5)$. Тот факт, что скачки — не идеальные, т.е. не доходят до нуля, свидетельствует об условности модели окна, ограниченного как по частотному диапазону $F_s \geq f \geq 0$, так и продолжительности $0.5 \geq x \geq -0.5$ или $0.75 \geq x \geq -0.75$. Тем не менее многочисленные эксперименты (расчеты) показывают, что “хвосты” оконных функций за пределами интервала $|x| \leq \beta / 2$ настолько малы, что их отсечение (идеальное ограничение) вызывает несущественные изменения спектра на графиках $|F(f)|$. Для случая $\alpha = 5,0744$, $\beta = 1$ почти во всем диапазоне частот эти изменения не превышают величины 10^{-8} . Только в узкой полосе частот вблизи $F_s/2$ изменения достигают величины 4×10^{-8} . И этот факт лишний раз подтверждает состоятельность модели.

6. МАКСИМАЛЬНЫЙ УРОВЕНЬ БОКОВЫХ ЛЕПЕСТКОВ СПЕКТРА СУБОПТИМАЛЬНОГО ОКНА Ψ - КЛАССА

На рис. 10 представлены спектры субоптимального окна Ψ - класса $\alpha = 5,0744$ при различных продолжительностях окна ($\beta = 1$ и 1.5) и для сравнения

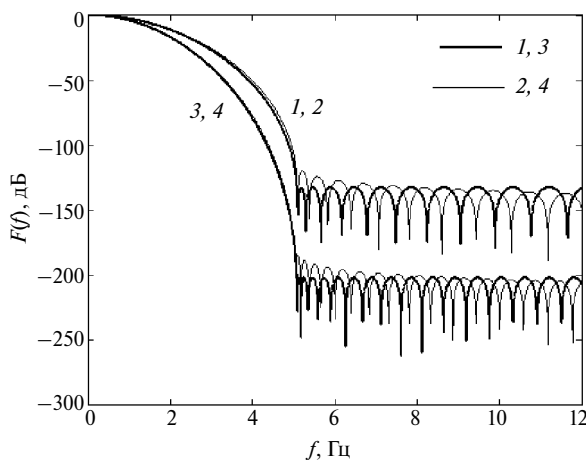


Рис. 10. Спектры оконных функций субоптимального окна Ψ -класса: $\alpha = 5,0744$ при $\beta = 1$ (1) и 1.5 (3); спектры оконных функций окна Кайзера: $\alpha_k = 5$ при $\beta = 1$ (2) и 1.5 (4).

спектры окна Кайзера ($\alpha_k = 5$, $\beta = 1$ и 1.5). Спектры построены согласно соотношениям (5) и (8).

Нетрудно заметить, что при увеличении продолжительности окна в 1.5 раза примерно во столько же раз возрастает превышение в децибелах уровня главного лепестка спектра над максимальным боковым лепестком. Но при этом ухудшаются такие характеристики окна, как когерентное усиление и максимальные потери преобразования. Поэтому на практике, как правило, пользуются окнами с продолжительностью $\beta = 1$

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При традиционных исследованиях окон чаще встречаются окна, заданные оконной функцией $u(x)$. В случае окон, заданных ДПФ-спектром $F(f)$, исследователь сталкивается с проблемой определения продолжительности оконной функции $u(x)$.

При произвольно заданном спектре $F(f)$, не соответствующем равенству (2), нет гарантии, что ему соответствует функция $u(x)$ ограниченной продолжительности β . Это обстоятельство значительно сужает многообразие спектров, подходящих для синтеза окон. Эксперименты показали, что скачки, пусть и не идеальные (не до нуля) на границах интервала $\frac{\beta}{2} \geq x \geq -\frac{\beta}{2}$, как на рис. 9 и 11 с логарифмической шкалой по оси ординат, свидетельствуют об ограниченной продолжительности β оконной функции $u(x)$.

Малые отличия оконных функций субоптимальных окон Φ - и Ψ - классов от соответствующих оконных функций Кайзера означают малые отличия таких характеристик окон, как когерентное усиление и максимальные потери преобразования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложены и исследованы два новых двухпараметрических класса окон: Φ -класс, заданный оконными функциями (1), и Ψ -класс, заданный ДПФ-спектрами (2) оконных функций. Экспериментально найдены субоптимальные окна, которые при фиксированных характеристиках окон Δf_0 и β имеют уровень максимального бокового лепестка спектра относительно главного лепестка $W_{\max}$, меньший, чем у окна Кайзера (с теми же Δf_0 и β): $W_{\max} < W_{\max k}$. При значениях параметров окна Кайзера $\alpha_k = 5$, $\beta = 1$ его $W_{\max k} = -120$ дБ, тогда как для окна (7) Φ -класса $W_{\max} = -130$ дБ, а для окна (8) Ψ -класса $W_{\max} = -133$ дБ.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Об особенностях оконных функций и их спектров

В формировании функций $\varphi(\cdot)$ и $\Psi(\cdot)$ могут принимать участие несколько множителей и (или) делителей. При этом необходимо учесть, что эти функции не должны содержать неустранимых особенностей. К примеру, используемая в формулах (4) и (5) функция $\text{sinc}(z) = \sin(z)/z$ имеет особенность в точке $z = 0$, но эта особенность устраняемая, так как существует договоренность, что $\text{sinc}(0) = 1$ [2].

Строгий читатель может заметить, что соответствие формулы (7) определению (1) выполняется с небольшой погрешностью: делитель имеет вид $(1 - 3.9984x^2)^{0.6}$ вместо $(1 - 4x^2)^{0.6}$. Эта

погрешность введена во избежание неустранимой особенности — деления на ноль на границах интервала $|x| \leq 0.5$.

Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дворкович В.П., Дворкович А.В. Оконные функции для гармонического анализа сигналов. М.: Техносфера, 2016.
2. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Физматлит, 1970.
3. Диткин В.А., Прудников А.П. Интегральные преобразования и операционное исчисление. М.: Физматлит, 1961

TWO CLASSES OF WINDOW FUNCTIONS

Z. D. Lerner*

*Editorial office of the journal "Radio Engineering and Electronics",
Mokhovaya St., 11, building 7, Moscow, 125009 Russian Federation
E-mail: lerner269@gmail.com

Received July 14, 2023; revised August 15, 2023; accepted August 26, 2023

Two new classes of window functions, a special case of each of which is the Kaiser window taken as a sample, are proposed and investigated. In each class, we experimentally find suboptimal windows with the level of the maximum side lobe of the spectrum smaller than that of a sample with the same main lobe width and window duration.

Keywords: window, window function, spectrum and its main and side lobes, window duration, Kaiser window, suboptimal window

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В СИСТЕМЕ ИЗ ДВУХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С КУБИЧЕСКОЙ СВЯЗЬЮ

© 2024 г. А. П. Иванов^{а, *}, В. Г. Шавров^б, В. И. Щеглов^б

^аСыктывкарский государственный университет им. П. Сорокина,
Октябрьский просп., 55, Сыктывкар, 167001 Российская Федерация

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

*E-mail: alivaht@mail.ru

Поступила в редакцию 25.10.2022 г.

После доработки 21.02.2023 г.

Принята к публикации 24.03.2023 г.

Рассмотрены нестационарные колебания в системе из двух осцилляторов с кубической связью, возникающей в задаче о возбуждении упругих колебаний в схеме магнитоупругого преобразователя. Выявлены три основных режима колебаний: регулярные биения, гигантские осцилляции и несимметричные осцилляции с постоянной составляющей. Относительно режима гигантских осцилляций показано, что плавные осцилляции сопровождаются частыми мелкими колебаниями небольшой амплитуды, период которых на три порядка меньше периода основных колебаний. Для интерпретации наблюдаемых явлений предложена модель динамического потенциала, перемещение минимума которого дает основную составляющую гигантских осцилляций, а локальные колебания вокруг динамического минимума обеспечивают тонкую структуру частых колебаний.

Ключевые слова: нелинейные колебания, связанные осцилляторы, кубическая нелинейность

DOI: 10.31857/S0033849424050069, **EDN:** ILNHFP

ВВЕДЕНИЕ

Важной задачей современного естествознания является исследование сильно нелинейных динамических процессов [1, 2], в том числе в магнитных и магнитоупругих средах, где они обладают значительным разнообразием [3, 4]. Одним из таких процессов является возбуждение мощного гиперзвука в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ) с помощью магнитоупругого преобразователя [5]. Сложность математического аппарата при решении этой задачи требует поиска достаточно простых математических моделей, отражающих основную физику явлений. Распространенный способ построения подобных моделей состоит в представлении сложной колебательной системы в виде ансамбля автоколебательных осцилляторов Ван дер Поля [6–12]. В работе [13] было показано, что уравнения движения для намагниченности и упругого смещения, приведенные в работе [5], можно свести к упрощенной системе уравнений, описывающей вынужденные колебания в системе из двух связанных осцилляторов. При этом первый осциллятор соответствует магнитной системе и является нелинейным, а второй — соответствует упругой системе и является линейным. Интерпретация магнитоупругих колебаний на основе модели связанных линейного и нелинейного осцилляторов рассмотрена в работе [14, с. 36], а также [15–18].

В работе [19] рассмотрены подобные колебания в условиях кубической нелинейности и квадратичной связи между осцилляторами. Выявлены два основных режима колебаний: регуляризированный и квазихаотический, поочередно сменяющие друг друга по мере увеличения уровня возбуждения. Все исследования ограничены условиями квадратичной связи между осцилляторами. В то же время общая система уравнений для осцилляторов, описывающая магнитные и упругие колебания, содержит кроме квадратичной также кубическую связь, которой в работе [19] не было уделено должного внимания. Практика показывает, что в этом случае имеют место новые режимы колебаний, принципиально отличные от описанных в [19].

Целью данной работы является исследование таких режимов. Для упрощения в сочетании с достаточным обобщением расчеты были выполнены в нормированных относительных единицах. В то же время согласно работе [13] используемый далее математический аппарат может быть применен для расчета магнитоупругих колебаний в материалах, традиционно используемых в магнитоупругих преобразователях. Необходимыми условиями для таких материалов является достаточно высокая магнитоупругая связь и низкий уровень потерь магнитных и упругих колебаний. К числу материалов, отвечающих таким требованиям, можно

отнести, например, железо-иттриевый и тербиевый ферриты-гранаты. Связь используемых здесь нормированных величин с параметрами реальных материалов приведена в работах [13, 14].

1. ОСНОВНАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

В общем виде система уравнений для связанных осцилляторов имеет вид [14, с. 38]:

$$\frac{\partial^2 x_1}{\partial t^2} + \beta_1 \frac{\partial x_1}{\partial t} + \frac{\partial U_S}{\partial x_1} = A \cos(\omega t); \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 x_2}{\partial t^2} + \beta_2 \frac{\partial x_2}{\partial t} + \frac{\partial U_S}{\partial x_2} = 0, \quad (2)$$

где потенциал определяется формулами [14, с. 38]:

$$U_S = U_S^{(1)} + U_S^{(2)} + U_S^{(3)} + U_S^{(4)}, \quad (3)$$

а слагаемые потенциала имеют вид

$$U_S^{(1)} = \psi_1 x_1 + \psi_2 x_2; \quad (4)$$

$$U_S^{(2)} = \zeta_1 x_1^2 + \zeta_2 x_1 x_2 + \zeta_3 x_2^2; \quad (5)$$

$$U_S^{(3)} = \xi_1 x_1^3 + \xi_2 x_1^2 x_2 + \xi_3 x_1 x_2^2 + \xi_4 x_2^3; \quad (6)$$

$$U_S^{(4)} = \eta_1 x_1^4 + \eta_2 x_1^3 x_2 + \eta_3 x_1^2 x_2^2 + \eta_4 x_1 x_2^3 + \eta_5 x_2^4. \quad (7)$$

Из этих выражений обобщенные силы могут быть получены путем дифференцирования по переменным $x_{1,2}$. Потенциал $U_S^{(1)}$ дает статическую постоянную силу, которая на колебания никак не влияет, поэтому можно принять $\psi_{1,2} = 0$, т.е. $U_S^{(1)} = 0$.

Дифференцируя потенциалы, получаем

$$\frac{\partial U_S^{(2)}}{\partial x_1} = 2\zeta_1 x_1 + \zeta_2 x_2; \quad (8)$$

$$\frac{\partial U_S^{(3)}}{\partial x_1} = 3\xi_1 x_1^2 + 2\xi_2 x_1 x_2 + \xi_3 x_2^2; \quad (9)$$

$$\frac{\partial U_S^{(4)}}{\partial x_1} = 4\eta_1 x_1^3 + 3\eta_2 x_1^2 x_2 + 2\eta_3 x_1 x_2^2 + \eta_4 x_2^3; \quad (10)$$

$$\frac{\partial U_S^{(2)}}{\partial x_2} = \zeta_2 x_1 + 2\zeta_3 x_2; \quad (11)$$

$$\frac{\partial U_S^{(3)}}{\partial x_2} = \xi_3 x_1^2 + 2\xi_3 x_1 x_2 + 3\xi_4 x_2^2; \quad (12)$$

$$\frac{\partial U_S^{(4)}}{\partial x_2} = \eta_2 x_1^3 + 2\eta_3 x_1^2 x_2 + 3\eta_4 x_1 x_2^2 + 4\eta_5 x_2^3. \quad (13)$$

Подставляя производные от потенциалов в уравнения (1), (2), получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 x_1}{\partial t^2} + \beta_1 \frac{\partial x_1}{\partial t} + 2\zeta_1 x_1 + \zeta_2 x_2 + \\ + 3\xi_1 x_1^2 + 2\xi_2 x_1 x_2 + \xi_3 x_2^2 + \\ + 4\eta_1 x_1^3 + 3\eta_2 x_1^2 x_2 + 2\eta_3 x_1 x_2^2 + \\ + \eta_4 x_2^3 = A \cos(\omega t); \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 x_2}{\partial t^2} + \beta_2 \frac{\partial x_2}{\partial t} + 2\zeta_3 x_2 + \zeta_2 x_1 + \\ + 3\xi_4 x_2^2 + 2\xi_3 x_1 x_2 + \xi_2 x_1^2 + \\ + 4\eta_5 x_2^3 + 3\eta_4 x_1 x_2^2 + 2\eta_3 x_1^2 x_2 + \eta_2 x_1^3 = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

Первое из этих уравнений соответствует магнитной системе, второе — упругой. Следуя физическому содержанию задачи, в первом уравнении выделяем те слагаемые, которые отражают кубическую нелинейность, квадратичную и кубическую связь, во втором оставляем только линейную связь:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 x_1}{\partial t^2} + \beta_1 \frac{\partial x_1}{\partial t} + 2\zeta_1 x_1 + 4\eta_1 x_1^3 + \\ + \xi_3 x_2^2 + \eta_4 x_2^3 = A \cos(\omega t); \end{aligned} \quad (16)$$

$$\frac{\partial^2 x_2}{\partial t^2} + \beta_2 \frac{\partial x_2}{\partial t} + 2\zeta_3 x_2 + \zeta_2 x_1 = 0. \quad (17)$$

Потенциалы принимают вид

$$U_S^{(2)} = \zeta_1 x_1^2 + \zeta_2 x_1 x_2 + \zeta_3 x_2^2; \quad (18)$$

$$U_S^{(3)} = \xi_3 x_1 x_2^2; \quad (19)$$

$$U_S^{(4)} = \eta_1 x_1^4 + \eta_4 x_1 x_2^3. \quad (20)$$

Полученная система (16)–(17) близка к рассмотренной в работе [19]. Отличие состоит в том, что первое уравнение системы в [19] содержит только квадратичную связь, т.е. $\xi_3 x_2^2$, тогда как здесь в том же уравнении присутствует дополнительное слагаемое кубической связи $\eta_4 x_2^3$. Именно это слагаемое обеспечивает особенности колебаний, рассматриваемые далее.

Для простоты рассмотрения оставим только кубическую связь, т.е. положим $\xi_3 = 0$. При этом система (16)–(17) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 x_1}{\partial t^2} + \beta_1 \frac{\partial x_1}{\partial t} + 2\zeta_1 x_1 + \\ + 4\eta_1 x_1^3 + \eta_4 x_2^3 = A \cos(\omega t); \end{aligned} \quad (21)$$

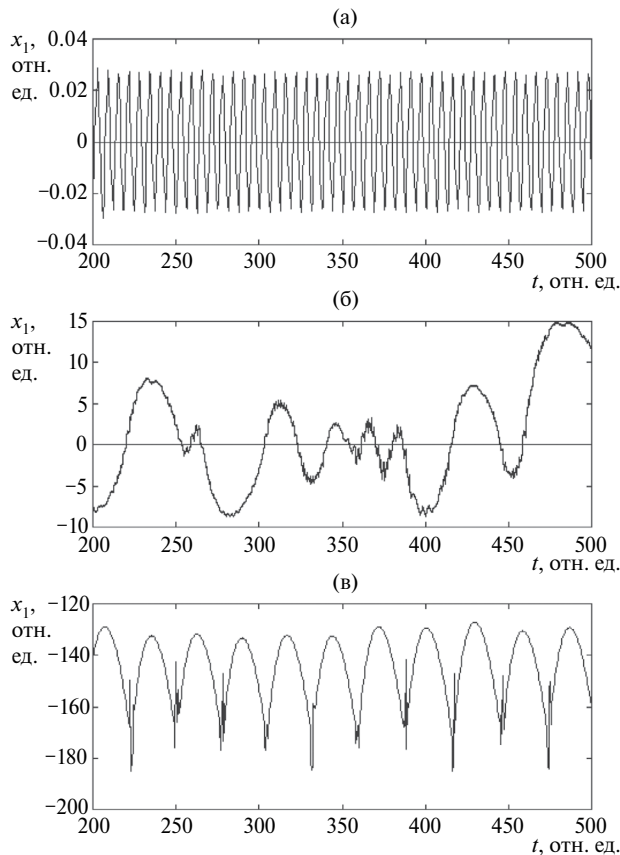


Рис. 1. Развертки по времени колебаний первого осциллятора x_1 , соответствующие разным режимам: (а) — регулярные биения, $A = 1.0$ отн.ед., $\eta_4 = 1.0$ отн.ед.; (б) — гигантские осцилляции, $A = 1.0$ отн.ед., $\eta_4 = 1.0$ отн.ед.; (в) — несимметричные осцилляции с постоянной составляющей, $A = 1.0$ отн.ед., $\eta_4 = 1.01$ отн.ед. (остальные параметры см. в тексте).

$$\frac{\partial^2 x_2}{\partial t^2} + \beta_2 \frac{\partial x_2}{\partial t} + 2\zeta_3 x_2 + \zeta_2 x_1 = 0. \quad (22)$$

Соответствующие потенциалы принимают вид

$$U_S^{(2)} = \zeta_1 x_1^2 + \zeta_2 x_1 x_2 + \zeta_3 x_2^2; \quad (23)$$

$$U_S^{(4)} = \eta_1 x_1^4 + \eta_4 x_1 x_2^3. \quad (24)$$

2. РЕЖИМЫ КОЛЕБАНИЙ ПЕРВОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

Система уравнений (21)–(22) была решена численно методом Рунге-Кутты. Было рассмотрено развитие колебаний после включения возбуждения. Установлено, что связь при $\eta_4 x_2^3$ наряду с режимами, наблюдаемыми при $\xi_3 x_2^3$ [15–19], позволяет дополнительно реализовать три новых принципиально отличных режима. Эти режимы определяют специфическим выбором уровня возбуждения A и величины связи η_4 .

Рассмотрим развертки по времени колебаний первого осциллятора x_1 , соответствующие разным режимам (рис. 1). Для простоты параметры $2\zeta_1$, $2\zeta_3$, $4\eta_1$, ζ_2 , ω приняты равными единице, а параметры β_1 и β_2 — 0.05. Параметр η_4 в пределах 10 % варьировался вокруг единицы. Основной вариации подвергался параметр A , т.е. уровень возбуждения, который менялся от нуля до 2000 отн.ед. Период возбуждения составлял $2\pi \approx 6.28$ отн.ед. времени. Развертки на рис. 1 начинаются со времени 200 отн.ед., при котором процесс начальной релаксации, определяемый параметрами $\beta_{1,2}$, уже закончен. Значения специфических параметров A и η_4 , свойственные каждому режиму в отдельности, приведены в подписи к рисунку.

На рис. 1а показан режим регулярных биений. Этот режим имеет место при невысоком уровне возбуждения A , лежащем в интервале 0.01 до 0.20 отн.ед. При $A < 0.01$ колебания являются регулярными, имеют малую амплитуду x_1 (менее 0.02 отн.ед.) и происходят на частоте возбуждения. При увеличении A выше 0.01 колебания постепенно принимают вид биений, период которых в 5–7 раз больше периода возбуждения. Биения образованы колебаниями частоты возбуждения с заметной (до 30 %) примесью третьей гармоники. При $A > 0.20$ отн.ед. режим биений плавно переходит в хаотический, подобный описанному в работах [13–15]. Кроме третьей гармоники появляются составляющие пятой и более высоких гармоник, с большим количеством промежуточных частот. Амплитуда хаотических колебаний постепенно увеличивается, достигая 10–20 отн.ед., после чего при A порядка 1.0 отн.ед. этот режим плавно переходит в следующий (рис. 1б). Переход происходит путем прибавления низкочастотной составляющей (на один-два порядка ниже частоты возбуждения), что приводит к низкочастотной модуляции линии симметрии биений с примесью хаоса (горизонтальная линия по рис. 1б). Амплитуда низкочастотной составляющей начинает значительно превышать амплитуду биений, так что биения и хаос исчезают, уступая место следующему режиму.

Режим гигантских осцилляций (рис. 1б) возникает при амплитуде возбуждения A , изменяемой в диапазоне от 1.0 до 2000 отн.ед. При значениях A выше 2000 отн.ед. система уходит на бесконечность. Режим характеризуется высокой амплитудой x_1 (до 40–60 отн.ед.) и большим периодом, превышающим период возбуждения в десятки и сотни раз. Колебания являются нерегулярными, их период меняется хаотическим образом, в пределах от 100 до 500 ед. времени. В спектре колебаний преобладает низкочастотная составляющая (частота порядка 0.01–0.05 отн.ед.) с широкими крыльями по обе стороны, отклоняющимися от центральной частоты на 20 % и более, причем по мере увеличения A в указанных пределах период колебаний убывает с 500 до 50–100 ед. времени.

В интервале возбуждения A от 5.0 до 10 отн.ед. можно наблюдать режим несимметричных осцилляций с постоянной составляющей (рис. 1в). Этот режим по сравнению с предыдущим требует небольшого увеличения связи η_4 (или ζ_2), не более чем в 1.1 раз, после чего дальнейшее увеличение связи приводит к уходу системы на бесконечность. В этом режиме колебания x_1 имеют большую отрицательную постоянную составляющую (на уровне -150 отн.ед. и ниже). Амплитуда колебаний составляет 20–50 отн.ед., период в 3–4 раза превышает период возбуждения.

Из всех трех режимов наиболее легко возбуждается режим гигантских осцилляций, однако он тоже довольно критичен к выбору параметров, в первую очередь коэффициентов связи η_4 и ζ_2 . Так, при уменьшении коэффициентов η_4 и ζ_2 в 1.2–1.5 раз гигантские осцилляции переходят в обычный хаотический режим, а увеличение этих же коэффициентов выше 1.2 раза приводит к уходу системы на бесконечность.

Было установлено, что режим гигантских осцилляций реализуется за счет специфического соотношения между параметрами возвращающей силы $2\zeta_{1,3}$ и связи η_4 , ζ_2 . В рассмотренном на рис. 1 примере все эти параметры приняты равными единице, т.е. между собой равными. Именно такое равенство (или близость) приводит к большой величине периода гигантских осцилляций. При отклонении от равенства в пределах единиц процентов период осцилляций резко уменьшается, их амплитуда падает и гигантские осцилляции постепенно вырождаются в простой хаотический режим, подобный описанному в работах [13–15].

Как раз на пути к такому вырождению при параметрах, приведенных на рис. 1в, имеет место режим несимметричных осцилляций с постоянной составляющей.

3. СТРУКТУРА РЕЖИМА ГИГАНТСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Ввиду значительной ширины диапазона возбуждения, т.е. наибольшей распространенности режима гигантских осцилляций, рассмотрим этот режим более подробно.

На рис. 2а–2в представлены развертки по времени колебаний первого осциллятора x_1 , их производные dx_1/dt , а также прецессионный портрет $dx_1/dt(x_1)$, соответствующие режиму гигантских осцилляций.

Как видно из рис. 2а, смещение первого осциллятора испытывает нерегулярные перемежающиеся колебания, амплитуда которых достигает 50 отн.ед., а период хаотически меняется в пределах от 200 до 600 отн.ед. времени. Производная таких колебаний, представленная на рис. 2б, не соответствует плавному изменению самой функции $x_1(t)$, а имеет вид резких всплесков релаксационного характера, время нарастания и спада которых значительно, почти на порядок, меньше периода изменения x_1 , наблюдаемого на рис. 2а. Огибающая каждого всплеска производной имеет весьма частое периодическое заполнение, что в масштабе рисунка имеет вид сплошного “замазывания”.

Прецессионный портрет наблюдаемых колебаний (рис. 2в) имеет вид, подобный “горизонтальной восьмерке” [19], однако заметно искаженной.

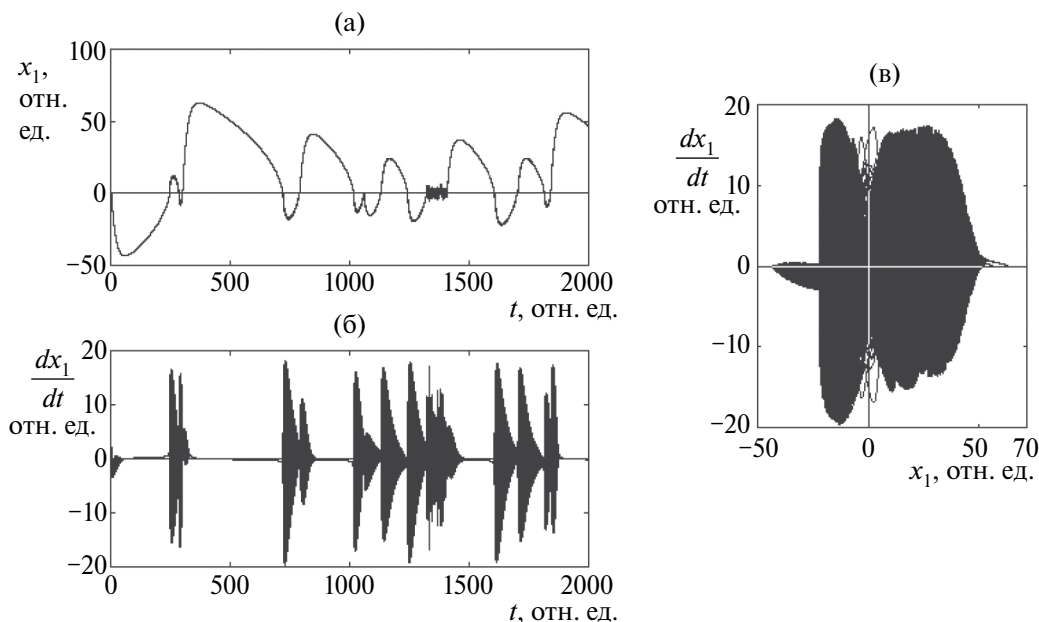


Рис. 2. Развертки по времени колебаний (а) и их производных (б), а также прецессионный портрет (в) для первого осциллятора при $A = 7.0$ отн.ед., $\eta_4 = 1.0$ отн.ед. (остальные параметры см. на рис. 1).

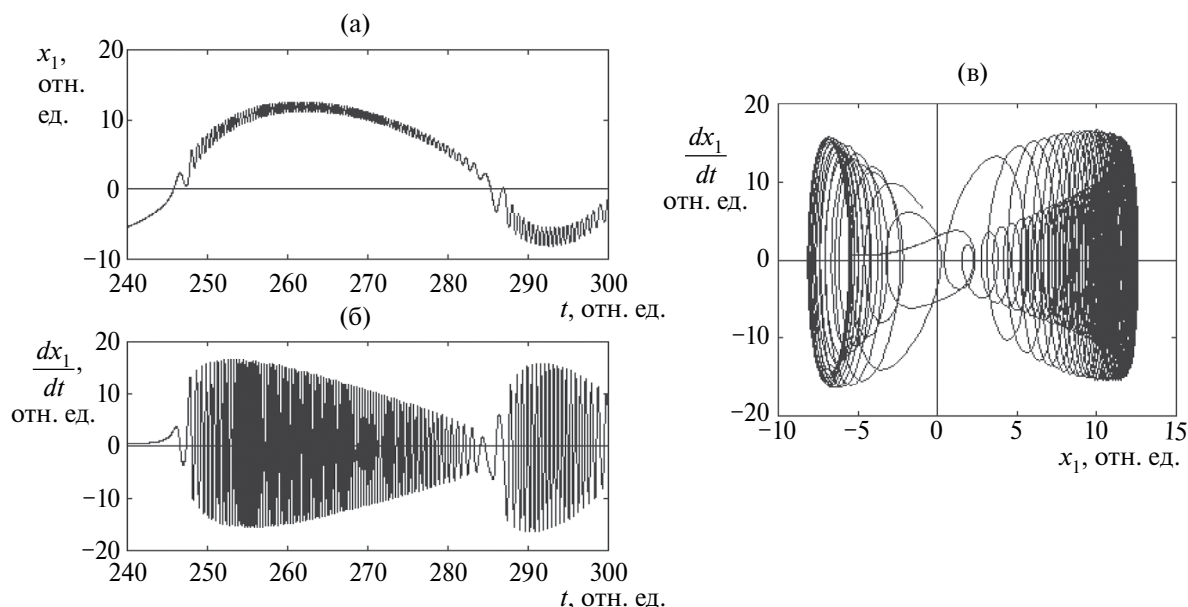


Рис. 3. Развертки по времени колебаний (а) и их производных (б), а также прецессионный портрет (в) для первого осциллятора, выполненные в увеличенном масштабе (параметры см. на рис. 2).

Сплошное замазывание производных на рис. 2б приводит к такому же замазыванию портрета на рис. 2в. Колебания второго осциллятора имеют характер, подобный колебаниям первого, но с несколько меньшей амплитудой, поэтому здесь отдельно не рассматриваются.

Таким образом, главным отличием гигантских осцилляций от классических режимов колебаний, в том числе хаотических, приведенных, например, в работах [15–19], состоит в несоответствии взрывного характера производных плавному характеру изменения основной функции.

Для выяснения такого противоречия был рассмотрен характер гигантских осцилляций в более крупном масштабе, позволяющем разрешить во времени колебания производной. Время развертки было выбрано заведомо меньшим периода гигантских осцилляций. Полученные результаты представлены на рис. 3.

Из рис. 3а видно, что развитие во времени гигантских осцилляций сопровождается весьма частыми колебаниями, период которых меньше периода основных колебаний почти на три порядка. Период таких колебаний меньше периода колебаний возбуждения (6.28 отн.ед.) также на два порядка. Амплитуда таких частых колебаний меньше амплитуды основных колебаний на порядок и на всем своем протяжении сохраняется постоянной.

Производная dx_1/dt , представленная на рис. 3б, развивается плавно и спадает тоже плавно, причем время спада превышает время нарастания почти на порядок. Период колебаний производной как раз

соответствует периоду частых колебаний основной развертки.

Прецессионный портрет, представленный на рис. 3в, также имеет вид “горизонтальной восьмерки”, причем левая часть этого портрета соответствует частым колебаниям в интервале времени от 287 до 300 отн.ед., т.е. отрицательному полупериоду колебаний на рис. 3а, а правая — колебаниям в интервале от 247 до 284 отн.ед. времени, т.е. положительному полупериоду осцилляций на рис. 3а.

Рассмотрение развертки колебаний в еще более крупном масштабе показывает, что частые колебания как смещения x_1 , так и производной dx_1/dt имеют правильный синусоидальный характер с постоянным периодом и амплитудой. Во времени такие колебания смещения и амплитуды сдвинуты по фазе относительно друг друга на 90° . То есть прецессионный портрет в этих условиях представляет собой спираль из одинаковых колец, постепенно сдвигающихся вдоль координаты смещения в соответствии с изменением x_1 во времени.

4. ДИНАМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ

Рассмотрим интерпретацию наблюдаемых явлений на основе модели динамического потенциала. Согласно (23), (24) полный потенциал имеет вид

$$U_S = U_S^{(2)} + U_S^{(4)} = \zeta_1 x_1^2 + \zeta_2 x_1 x_2 + \zeta_3 x_2^2 + \eta_1 x_1^4 + \eta_4 x_1 x_2^3. \quad (25)$$

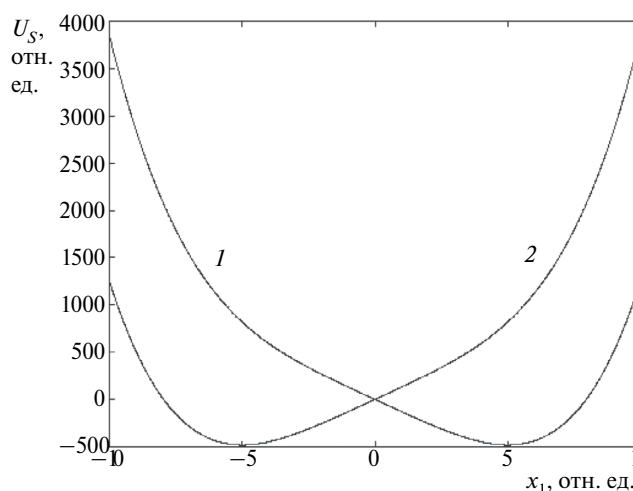


Рис. 4. Динамический потенциал для смещения первого осциллятора x_1 при крайних значениях параметра $x_2 = -5$ (1) и 5 (2).

Записываем в порядке убывания степени x_1 :

$$U_S = \eta_1 x_1^4 + \zeta_1 x_1^2 + (\zeta_2 x_2 + \eta_4 x_2^3) x_1 + \zeta_3 x_2^2; \quad (26)$$

Подставляя принятые в разд. 2 значения параметров, получаем

$$U_S = \frac{1}{4} x_1^4 + \frac{1}{2} x_1^2 + (\zeta_2 x_2 + \eta_4 x_2^3) x_1 + \frac{1}{2} x_2^2. \quad (27)$$

Это выражение можно рассматривать как зависимость потенциала от x_1 при задании в качестве параметра величины x_2 . Параметр x_2 определяется значением x_1 в соответствии с уравнением (22), так что осциллирует вместе с x_1 . Таким образом, колебания x_1 происходят в потенциале, который осциллирует в такт с самим собой.

На рис. 4 представлена схема потенциала U_S при двух крайних значениях x_2 . Значения параметра выбраны типичными для режима гигантских осцилляций.

Из рисунка видно, что потенциал имеет два минимума, чередующиеся во времени в такт с изменением параметра x_2 , при этом первый осциллятор следует за изменением положения минимума с амплитудой 5 отн.ед. Такие колебания соответствуют плавному характеру гигантских осцилляций. В то же время в окрестности каждого минимума также возможны локальные колебания, период которых будет значительно меньше периода изменения x_2 . То есть плавные колебания будут сопровождаться частыми мелкими колебаниями, как это видно из рис. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены нестационарные колебания в системе из двух осцилляторов с кубической связью. Система уравнений возникает в задаче возбуждения мощного гиперзвука в схеме

магнитоотрицательного преобразователя. Она содержит два уравнения, первое из которых соответствует нелинейным колебаниям намагниченности, а второе — линейным колебаниям упругого смещения. Особенностью нелинейной связи между осцилляторами является ее пропорциональность третьей степени упругого смещения. Приведена основная система уравнений, получаемых на основе введения динамического потенциала. Система решена методом Рунге—Кутты четвертого порядка. Выявлены три режима колебаний, зависящие от уровня внешнего возбуждения и параметра кубической связи между осцилляторами: регулярные биения, гигантские осцилляции, несимметричные осцилляции с постоянной составляющей. На основе исследования областей возбуждения по уровню возбуждения и степени нелинейности показано, что наиболее распространенным относительно интервалов изменения параметров является режим гигантских осцилляций. Исследована структура гигантских осцилляций. Выявлено несоответствие плавного характера самих осцилляций резкому “взрывному” характеру их производных. В результате исследования тонкой структуры колебаний показано, что плавные осцилляции гигантского характера сопровождаются частыми мелкими колебаниями небольшой амплитуды, период которых на три порядка меньше периода основных колебаний, что и обеспечивает “взрывной” характер производных. Для интерпретации наблюдаемых явлений предложена модель динамического потенциала. Показано, что основные плавные колебания обусловлены динамическим формированием потенциала первого осциллятора под воздействием второго осциллятора. Перемещение минимума такого потенциала дает основную составляющую гигантских осцилляций, а локальные колебания вокруг динамического минимума обеспечивают тонкую структуру частых колебаний.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дмитриев А.С., Панас А.И. Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. М.: Физматлит, 2002.
2. Кузнецов С.П. Динамический хаос (курс лекций). М.: Физматлит, 2001.
3. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994.
4. Ле-Кроу Р., Комсток Р. // Физическая акустика / Под ред. У.П. Мэзона. Т. 3Б. Динамика решетки. М.: Мир, 1968. С. 156.

5. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // РЭ. 2009. Т. 54. № 7. С. 863.
6. Станкевич Н.В., Астахов О.В., Кузнецов А.П., Селезнев Е.П. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. № 10. С. 46.
7. Станкевич Н.В., Попова Е.С., Кузнецов А.П., Селезнев Е.П. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 24. С. 17.
8. Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Sataev I.R., Turukina L.V. // Phys. Lett. A. 2013. V. 377. P. 3291.
9. Karavaev A.S., Kulminskiy D.D., Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D. // Int. J. Bif. Chaos. 2015. V. 25. № 10. P. 1550134.
10. Кульминский Д.Д., Пономаренко В.И., Караваев А.С., Прохоров М.Д. // ЖТФ. 2016. Т. 86. № 5. С. 1.
11. Станкевич Н.В., Кузнецов А.П., Селезнев Е.П. // ЖТФ. 2017. Т. 87. № 6. С. 952.
12. Stankevich N.V., Kuznetsov A.P., Popova E.S., Seleznev E.P. // Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul. 2017. V. 43. P. 200.
13. Власов В.С., Иванов А.П., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Сб. тр. XX Межд. конф. “Электромагнитное поле и материалы”. М.: НИИ МЭИ, 2012. С. 248.
14. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейные колебания в задаче возбуждения гиперзвука. Сыктывкар: Коми республ. типография, 2021.
15. Власов В.С., Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Журнал радиоэлектроники. 2014. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/11/text.pdf>
16. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Журн. радиоэлектроники. 2017. № 7. <http://jre.cplire.ru/jre/jul17/6/text.pdf>
17. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Журн. радиоэлектроники. 2017. № 8. <http://jre.cplire.ru/jre/aug17/5/text.pdf>
18. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Журн. радиоэлектроники. 2017. № 8. <http://jre.cplire.ru/jre/aug17/6/text.pdf>
19. Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Журн. радиоэлектроники. 2020. № 8. <http://jre.cplire.ru/jre/aug20/7/text.pdf>

NONSTATIONARY OSCILLATIONS IN A SYSTEM OF TWO OSCILLATORS WITH CUBIC CONNECTION

A. P. Ivanov^{a,*}, V. G. Shavrov^b, V. I. Shcheglov^b

^a*Pitirim Sorokin Syktyvkar State University,*

Oktyabr'skii pr., 55, Syktyvkar, 167001 Komi Republic, Russian Federation

^b*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Mokhovaya ul., 11, str. 7, Moscow, 125009 Russian Federation*

**E-mail: alivaht@mail.ru*

Received October 25, 2022; revised February 21, 2023; accepted March 24, 2023

Nonstationary oscillations in a system of two oscillators with a cubic connection arising in the problem of excitation of elastic vibrations in the scheme of a magnetostrictive transducer are considered. Three main oscillation modes were identified: regular beats, giant oscillations and asymmetric oscillations with a constant component. With respect to the mode of giant oscillations, it is shown that smooth oscillations are accompanied by frequent small fluctuations of small amplitude, the period of which is three orders of magnitude less than the period of the main oscillations. To interpret the observed phenomena, a model of dynamic potential is proposed, the movement of the minimum of which gives the main component of giant oscillations, and local fluctuations around the dynamic minimum provide a fine structure of frequent fluctuations.

Keywords: nonlinear vibrations, connected oscillators, cubic nonlinearity

ВЛИЯНИЕ ПОДСЛОЯ ГЕРМАНИЯ НА ПРОЦЕССЫ ПЕРКОЛЯЦИИ В УЛЬТРАТОНКИХ ПЛЕНКАХ МЕДИ И ИХ ОПТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

© 2024 г. В. А. Вдовин*, В. Г. Андреев, И. И. Пятайкин, Ю. В. Пинаев

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,

ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

**E-mail: vdv@cplire.ru*

Поступила в редакцию 18.07.2023 г.

После доработки 13.09.2023 г.

Принята к публикации 06.10.2023 г.

Исследованы оптические коэффициенты пленок меди толщиной 1...16 нм, выращенных на подслое германия, напыленного на поверхность подложек из кварцевого стекла толщиной 4 мм. Измерения выполнены в прямоугольном волноводе сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$ в диапазоне частот 8.5...12.5 ГГц. В диапазоне толщин 2...16 нм обнаружено плавное изменение оптических коэффициентов пленок меди, выращенных на германиевом подслое. Установлено, что перколяционная толщина медных пленок, выращенных на подслое германия, заключена в диапазоне между 1 и 2 нм. Обнаружен сильный размерный эффект в пленках, выращенных на Ge-подслое, обусловленный рассеянием электронов проводимости преимущественно на межкублитных границах. Установлено, что коэффициент отражения электронов от межкублитных границ в пленках с Ge-подслоем более чем в три раза превосходит аналогичный коэффициент в пленках, выращенных непосредственно на подложке.

Ключевые слова: ультратонкие медные пленки, перколяция, СВЧ коэффициенты прохождения, отражения и поглощения, классический размерный эффект, германиевый подслой, границы двойников

DOI: 10.31857/S0033849424050074, **EDN:** ILGOKX

ВВЕДЕНИЕ

Защита человека от воздействия мощного СВЧ излучения — актуальная практическая задача, важность решения которой в настоящее время особенно велика в связи с переходом к все более высокочастотным технологиям электронных коммуникаций пятого поколения и их растущим проникновением во все сферы повседневной жизни.

Тонкие металлические пленки толщиной много меньшей скин-слоя — неотъемлемый элемент покрытий электромагнитной защиты. По этой причине исследование их электродинамических свойств и влияния на эти свойства структурных характеристик пленок представляет значительный фундаментальный и практический интерес.

Необходимый для создания защитных покрытий расчет СВЧ коэффициентов отражения (R), прохождения (T) и поглощения (A) электромагнитных волн в металлических слоях может быть выполнен на основе использования уравнений Максвелла и локальных материальных уравнений, записанных с учетом влияния классического размерного эффекта на электронный транспорт в тонких металлических пленках. Впервые такие расчеты были выполнены 60 лет назад в работе

А. Е. Каплана [1]. Хотя в настоящее время нет никаких оснований сомневаться в правильности теории Каплана, следует отметить, что пока не все ее предсказания получили экспериментальное подтверждение. Поэтому работа в данном направлении важна с фундаментальной точки зрения.

По общему мнению [2], наиболее ярким эффектом теории [1], ожидающим экспериментальной верификации, является пик СВЧ коэффициента поглощения в слоях характерной толщины d_{pk} . Теория предсказывает пятидесятипроцентное значение коэффициента поглощения в этой точке. Очевидно практическое значение получения таких слоев.

Оценки показывают, что в металлах подгруппы меди (Cu, Ag, Au) величина d_{pk} заключена между 1,1 и 1,3 нм [2]. Получение сплошных металлических слоев такой толщины требует использования подходов, которые могут быть выработаны при детальном рассмотрении процесса роста пленок на микроскопическом уровне.

Рост металлических пленок в процессе напыления — сложный многофакторный процесс, зависящий, в частности, от свойств поверхности подложки и смачиваемости ее напыляемым металлом. Известно, что на начальном этапе роста формируется

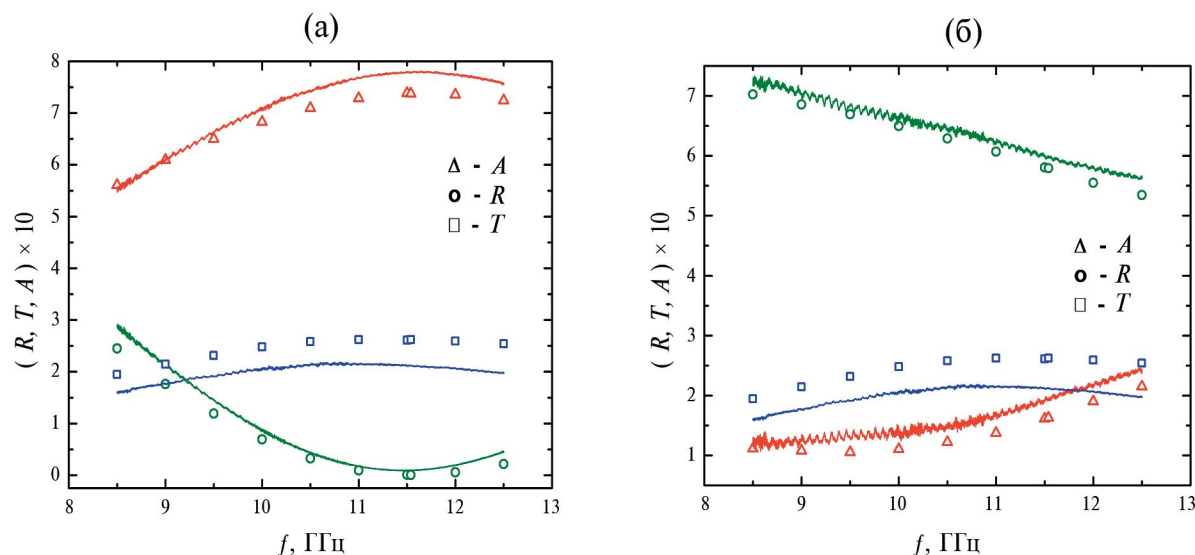


Рис. 1. Частотные зависимости микроволновых коэффициентов R , T и A медной пленки для двух геометрий падения волны: падение волны со стороны подложки (а) и падение волны со стороны пленки (б); символы — коэффициенты медной пленки толщиной 7.9 нм, напыленной непосредственно на подложку из кварцевого стекла, сплошные кривые — значения аналогичных коэффициентов для Cu-пленки такой же толщины, но выращенной на германиевом подслое.

островковая структура пленки, которую можно охарактеризовать средней поверхностной плотностью островков $\langle n \rangle$, средней площадью основания островка S и его высотой h . Такая пленка имеет нулевую проводимость по постоянному току, а ее СВЧ коэффициенты R , T и A совпадают с аналогичными коэффициентами совершенно чистой подложки [3].

По мере увеличения массы осаждаемого металла параметры $\langle n \rangle$, S и h , характеризующие наноструктуру пленки, растут, и в определенный момент в самых разных частях подложки соседние островки перекрываются таким образом, что образуется макроскопический путь протекания постоянного электрического тока, протяженность которого порядка размеров подложки. В этот момент пленка становится в целом проводящей, а ее оптические коэффициенты, которые определяются макроскопической проводимостью пленки, становятся отличными от аналогичных коэффициентов чистой подложки. Дальнейшее увеличение массы осаждаемого металла ведет к взрывному росту числа путей протекания и быстрому выходу макроскопической проводимости пленки на значение, определяемое классическим размерным эффектом [4–8] в сплошных пленках.

Описанный выше резкий переход пленки в процессе роста из диэлектрического в проводящее состояние называется перколяционным переходом. Номинальная (весовая) толщина пленки, соответствующая появлению макроскопического пути протекания постоянного электрического тока, называется перколяционной толщиной d_c . Она зависит от материала подложки и напыляемого

металла и в значительной степени определяется величиной адгезии металла к поверхности подложки. Чем выше адгезия, тем лучше металл смачивает поверхность подложки в процессе роста пленки и, следовательно, тем меньше отношение $h / \sqrt{S}$ у растущих островков. Такие пленки становятся макроскопически проводящими при меньших толщинах, чем пленки с большим отношением $h / \sqrt{S}$, обусловленным меньшей адгезией и худшим смачиванием. Поэтому у пленок с плохим смачиванием подложки металлом величина d_c выше, чем у пленок с высокой адгезией металла к подложке. Например, довольно умеренная адгезия меди и золота к кварцевому стеклу приводит к перколяционным толщинам в пленках этих материалов около 5...6 нм [9]. Серебро же смачивает стекло столь плохо, что его $d_c \approx 11$ нм.

Если адгезия металла к подложке невелика и толщина d_c значительна, то иногда ситуацию с большой величиной d_c можно улучшить напылением на поверхность подложки материала, взаимодействие с которым у рассматриваемого металла значительно выше, чем у металла непосредственно с подложкой. Вследствие существенного роста такого взаимодействия смачивание металлом подложки с подслоем улучшается, что позволяет в разы уменьшать толщину d_c пленок. В качестве материала для подслоя часто выбирают германий (Ge) или сурьму. Конкретный выбор диктуется химическими свойствами напыляемого металла.

Цель данной работы — изучить влияние подслоя Ge на процессы перколяции в ультратонких (1...10 нм) пленках меди и их оптические коэффициенты в микроволновом диапазоне длин волн.

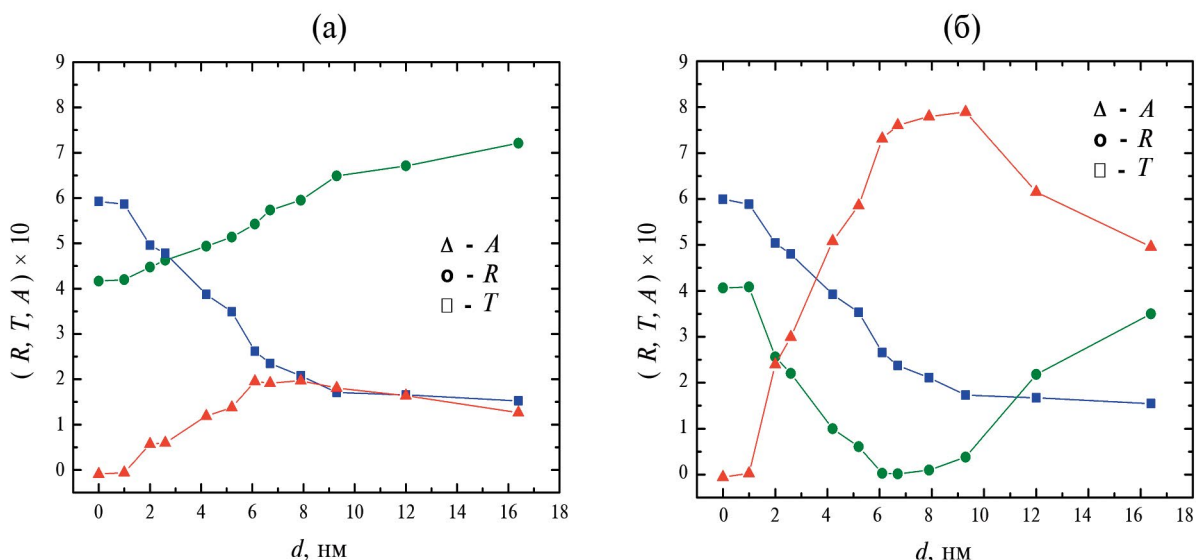


Рис. 2. Измеренные на частоте 11.5 ГГц зависимости коэффициентов R , T и A от толщины пленки меди, выращенной на подслое Ge, для случая падения волны со стороны пленки (а) и со стороны подложки (б).

Для этого мы сравниваем упомянутые коэффициенты Si пленок, напыленных непосредственно на поверхность подложек из кварцевого стекла, с аналогичными коэффициентами медных пленок на таких же подложках, но с подслоем Ge толщиной 1.5...2 нм. Выбор германия, а не сурьмы в качестве материала подслоя обусловлен высокой химической активностью сурьмы в отношении меди, приводящей при контакте этих элементов к образованию соединений, которые по своим электрическим свойствам являются изоляторами.

1. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Напыление медных и германиевых слоев проводили термическим испарением навесок Cu (чистотой 99.999%) и Ge (99.9999%) в вакууме $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. на предварительно отожженные при 250 °С и находящиеся при комнатной температуре подложки из высокосортного кварцевого стекла марки КУ-1 размером $22.9 \times 9.8 \times 4$ мм³.

Было изготовлено десять образцов с толщинами медных слоев 1.0, 2.0, 2.6, 4.2, 5.2, 6.0, 7.9, 8.7, 12.0 и 16.4 нм, напыленных на слой Ge толщиной 1.5...2 нм сразу после их осаждения. Для выяснения того, как влияют германиевые слои на измерения, были исследованы оптические коэффициенты трех подложек из стекла марки КУ-1, на которые напыляли слой Ge толщиной 2.6, 4.2 и 8.8 нм. Результаты измерений оптических коэффициентов таких образцов в пределах погрешностей были неотличимы от аналогичных коэффициентов чистых подложек, что свидетельствует о диэлектрической природе тонких слоев Ge, полученных осаждением из газовой фазы в вакууме. Из этого был сделан вывод, что Ge подслои нанометровой толщины

не оказывает какого-либо влияния на проводимые СВЧ-измерения.

Электронно-микроскопическое исследование пленок проводили на установке Neon 40 ESB-35-09 (Carl Zeiss). Для улучшения стока электронов с исследуемых медных пленок и уменьшения размытия изображения из-за эффектов накопления заряда на образце были использованы подложки из проводящего кремния микроэлектронного качества, легированного фосфором или бором. Как известно, поверхность таких подложек покрыта естественным слоем оксида кремния SiO_2 толщиной 1...2 нм, структурно и физико-химически эквивалентного кварцевому стеклу, имеющему тот же химический состав (SiO_2). Поэтому считалось, что структура медных пленок, выращенных на поверхности кремниевых подложек, эквивалентна структуре Si пленок напыленных на поверхность подложки из кварцевого стекла. Кремниевые подложки с металлическими пленками крепили к медной пластине миллиметровой толщины с помощью индиевых проводников, соединяющих поверхность пленок с пластиной и обеспечивающих сток электронов микроскопа. Для исследований структуры поверхности пленок (особенно островковых) выбирали области вблизи индиевых стоков, в окрестности которых эффект накопления заряда минимален.

При изготовлении образцов для электронно-микроскопических исследований на кремниевой подложке размещали экран, который частично затенял источник германия таким образом, чтобы на подложке формировались области, покрытые либо только медной пленкой, либо медной пленкой, напыленной поверх германиевого подслоя. Наличие таких областей позволяет проводить сравнение структурных характеристик Si-пленок,

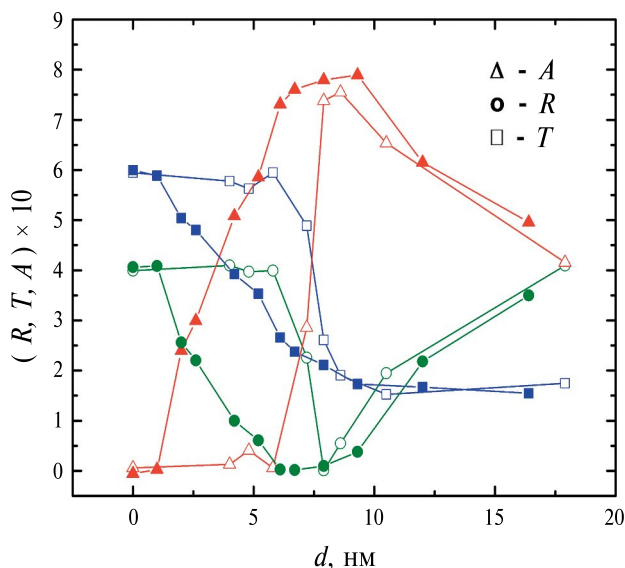


Рис. 3. Измеренные на частоте 11.5 ГГц зависимости коэффициентов R , T и A от толщины пленки меди, выращенной на подложке с подслоем Ge (закрашенные символы) и в его отсутствие (контурные символы). Приведенные на рисунке зависимости соответствуют случаю падения СВЧ-волны со стороны подложки.

полученных напылением в сходных условиях на совершенно различных по свойствам поверхности.

Измерения зависимости проводимости пленок по постоянному току от толщины проводили на тех же образцах, для которых ранее были измерены микроволновые коэффициенты отражения и прохождения. Для формирования электрических контактов к пленкам, на их поверхность вблизи коротких торцов подложек напыляли узкие (2...3 мм) медные полоски толщиной 40...50 нм, в каждую из которых втирали несколько кусочков индия миллиметровых размеров. Получаемые таким образом индиевые контактные площадки позволяли подключать образцы к электрической измерительной схеме без использования пайки простым прижимом тонких проволок к контактным площадкам малыми кусочками индия.

Окисление индия и поверхности медной полоски, а также соприкосновение индия с поверхностью лишь на малой доле общей площади контакта приводили к появлению контактного сопротивления величиной около 0.5 Ом в расчете на два контакта. Во избежание ошибок, обусловленных этим контактным сопротивлением, и особенно значительных при исследовании низкоомных толстых пленок, для измерения проводимости использовалась четырехзондовая методика. Расчет проводимости пленок осуществлялся по формуле $\sigma = L / (rwd)$, где r — измеренное четырехзондовым методом сопротивление образца, L — расстояние между ближайшими краями торцевых контактных полосок, w — ширина подложки, d — толщина пленки.

Измерения оптических коэффициентов в диапазоне 8.5...12.5 ГГц проводили в прямоугольном волноводе сечением 23 x 10 мм² по схеме, описанной в [10]. Из этой работы также были заимствованы экспериментальные зависимости от толщины оптических коэффициентов медных пленок, напыленных непосредственно на поверхность подложек из кварцевого стекла.

2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены частотные зависимости оптических коэффициентов R , T и A макроскопически проводящих пленок меди толщиной 7.9 нм, выращенных на подложке с подслоем Ge и без него. Поскольку в СВЧ-диапазоне проводимость металлов не зависит от частоты, то представленные на рисунке частотные зависимости обусловлены интерференционным перераспределением энергии падающей волны при изменении ее длины, происходящем при перестройке частоты с учетом волноводной дисперсии.

Наблюдаемые на частоте 11.5 ГГц экстремумы коэффициентов в геометрии, когда волна падает на Cu-пленку со стороны подложки, определяются толщиной подложки и ее диэлектрической проницаемостью. Все эти соображения объясняют наблюдаемое подобие частотных зависимостей коэффициентов пленок, выращенных на подслое Ge и в его отсутствие. Полное совпадение зависимостей не происходит только из-за различия проводимостей медных слоев, напыленных непосредственно на подложку и на германиевый подслоя, имеющий нулевую проводимость, а толщину, на шесть порядков меньшую толщины подложки.

На рис. 2 приведены измеренные на частоте 11.5 ГГц зависимости коэффициентов R , T и A от толщины d пленки меди, выращенной на подложке с подслоем Ge, для двух геометрий падающей на пленку волны. Как видно из рисунка, Cu пленка толщиной 1 нм, напыленная на Ge-подслой, имеет оптические коэффициенты, которые практически не отличаются от аналогичных коэффициентов совершенно чистой подложки (см. рис. 2, $d = 0$).

В то же время видно, что заметное отличие от коэффициентов чистой подложки начинает проявляться у пленок меди, выращенных на подслое Ge, начиная с толщины $d = 2$ нм. Исходя из этого, можно сделать вывод, что значение перколяционной толщины d_c таких пленок заключено в диапазоне между 1 и 2 нм.

На рис. 3 сравниваются аналогичные коэффициенты пленок, выращенных непосредственно на подложке и на подслое германия. Очевидно, что медные пленки, напыленные на подслое Ge, демонстрируют более плавное изменение коэффициентов в гораздо большем интервале толщин.

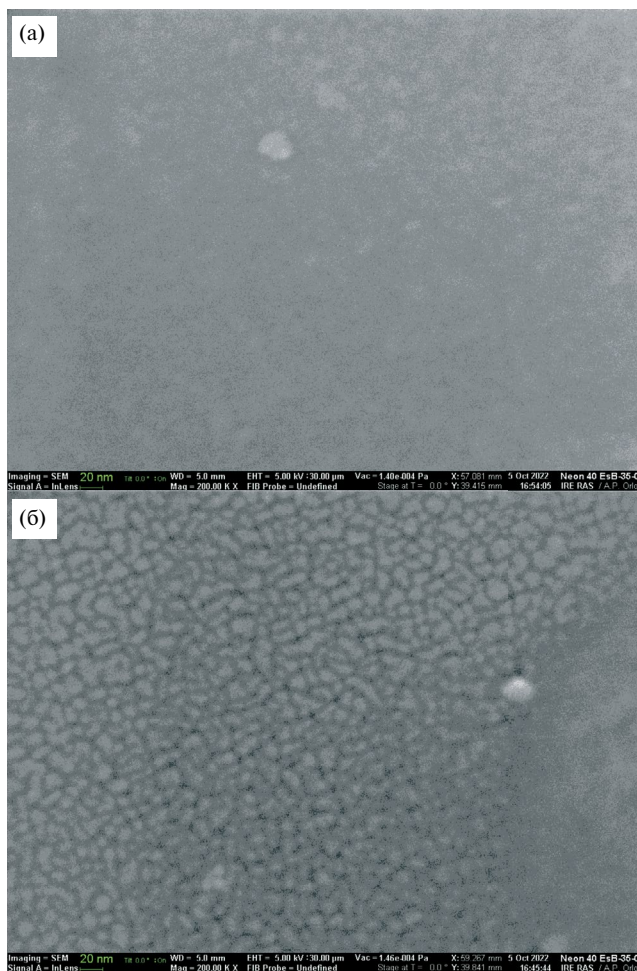


Рис. 4. Сплошная 5 нм пленка Cu, выращенная на германиевом подслое толщиной 1.8 нм, напыленном на SiO₂ поверхность проводящего кремния (а) и островковая пленка Cu толщиной 5 нм на SiO₂ поверхности проводящего кремния (б).

Резкое изменение коэффициентов Cu-пленки, напыленной на подложку без подслоя, в области толщины около 7 нм обусловлено перколяционным переходом.

Из рис. 3 видно, что значения коэффициентов отражения и прохождения таких пленок при толщинах менее 7 нм совпадают с аналогичными коэффициентами чистой подложки, что указывает на их островковую структуру.

Такая интерпретация данных, приведенных на рис. 2 и 3, подкрепляется прямыми исследованиями структуры Cu-пленок на сканирующем электронном микроскопе. На рис. 4а и 4б приведены электронно-микроскопические изображения пленок весовой толщиной 5 нм, выращенных на подслое Ge и без него, соответственно.

Слабоконтрастное изображение рис. 4а отвечает сплошной пленке, в то время как на значительно более контрастном изображении рис. 4б хорошо различима островковая структура Cu-пленки,

выращенной на подложке без подслоя Ge. Темные участки на этом изображении соответствуют подложке, более светлые — металлическим островкам. Едва различимые области на рис. 4а, чуть более светлые, чем общий фон, характеризуют сложную, шероховатую поверхность растущей сплошной пленки металла, на которой только начинают проявляться особенности формирующейся поверхности кристаллитов пленки.

Для более детального выяснения влияния подслоя германия на транспортные свойства тонких пленок меди была исследована зависимость их проводимости по постоянному току σ от толщины. Результаты измерений на пяти образцах представлены на рис. 5. Как видно из рисунка, проводимость образцов увеличивается почти в пять раз при четырехкратном увеличении толщины пленки.

Сам факт зависимости удельной проводимости от толщины указывает на то, что существенное влияние на электронный транспорт в исследуемых пленках оказывает классический размерный эффект. В тонких монокристаллических или в крупноблочных пленках, продольные размеры кристаллитов D в которых намного превосходят длину свободного пробега l_0 электронов в соответствующих объемных металлах с проводимостью σ_0 , классический размерный эффект обусловлен незеркальностью отражения электронов от внешней поверхности пленки и ее внутренней поверхности, прилегающей к подложке. Размерный эффект такого рода называется внешним и хорошо описывается теорией Фукса—Зондгеймера (ФЗ) [4, 6]. Однако малое отношение σ / σ_0 в исследованных нами пленках в сочетании со значительным ростом σ при четырехкратном увеличении их толщины невозможно совместить с предсказаниями данной теории. Это указывает на то, что исследованные пленки — мелкокристаллические ($D \ll l_0$), и размерный эффект в них обусловлен преимущественно рассеянием носителей заряда на границах кристаллитов, а не на поверхностях пленки. Размерный эффект такого типа называется внутренним. Для его описания обычно используется теория Маядеса—Шацкеса—Дженека (МШД) [7, 8], которая является более общей, чем теория ФЗ, и содержит последнюю как предельный случай.

Если считать, что размерный эффект полностью определяется рассеянием на границах кристаллитов, средний размер которых D равен толщине пленки d , то уравнения теории МШД приобретают наиболее простой вид. Как показано в [7], в этом случае

$$\sigma / \sigma_0 = 1 - 3\alpha / 2 + 3\alpha^2 - 3\alpha^3 \ln(1 + 1 / \alpha), \quad (1)$$

где $\alpha = R_b / [\xi(1 - R_b)]$. В данной формуле $\xi = d / l_0$ — приведенная толщина, а R_b — коэффициент отражения электронов от межкристаллитных

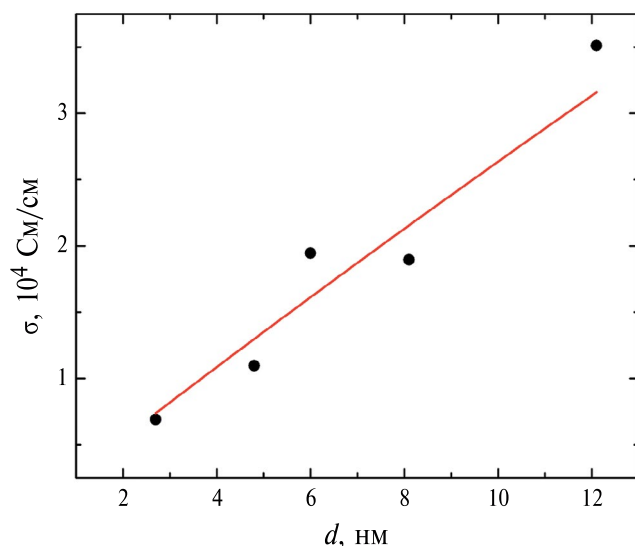


Рис. 5. Зависимость от толщины d проводимости пленок меди, выращенных на подложке с подслоем Ge (точки), линией обозначен результат подгонки экспериментальных точек формулой (1) при фиксированном параметре $\sigma_0 = 5.95 \cdot 10^5$ См/см.

границ. Формула (1) весьма удобна для подгонки экспериментальных данных по размерному эффекту в изотропных металлах, таких как щелочные металлы и металлы подгруппы меди, с поверхностью Ферми, близкой к сферической, поскольку в них σ_0 и l_0 связаны соотношением

$$\sigma_0 / l_0 = e^2 / \hbar \sqrt{3} n^2 / (3\pi^2),$$

где $\hbar$ — постоянная Планка, e — заряд электрона, n — концентрация носителей заряда в металле. Наличие этой связи приводит к тому, что формула (1) содержит всего лишь два свободных параметра: σ_0 и R_b или l_0 и R_b , которые могут быть определены из подгонки.

Следует отметить, что применение этой формулы для анализа данных рис. 5 сопряжено с некоторыми ограничениями, связанными с небольшим количеством экспериментальных точек на рисунке, не позволяющем найти из подгонки надежные значения сразу для двух свободных параметров. По этой причине требуется фиксация одного из них на каком-нибудь разумном значении. Полагая σ_0 равным значению удельной проводимости чистой меди при комнатной температуре и подгоняя экспериментальные точки рис. 5 формулой (1), находим, что $R_b = 0.80 \pm 0.01$.

Данное значение коэффициента отражения электронов от межкублитных границ в пленках меди, выращенных на поверхности германиевого подслоя, более чем в три раза превосходит аналогичный параметр медных пленок, напыленных непосредственно на подложку, величина которого по данным работы [11], составляет 0.26. Высокое значение R_b в исследованных нами пленках

указывает на большое количество в них кристаллитов-двойников, границы которых эффективно рассеивают электроны проводимости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной статье было исследовано влияние, которое оказывает слой германия на транспорт и процессы перколяции в сверхтонких пленках меди, выращенных на его поверхности. С этой целью мы сравнивали зависимости оптических коэффициентов Cu-пленок, выращенных на подложках с германиевым подслоем и без него, от толщины пленки. Также была изучена зависимость проводимости по постоянному току от толщины образцов, у которых ранее были измерены СВЧ-коэффициенты отражения, прохождения и поглощения.

Мы обнаружили, что использование германиевого подслоя позволяет уменьшить перколяционную толщину d_c пленок меди в три-четыре раза. При этом экспериментальные зависимости оптических коэффициентов пленок, напыленных на Ge-подслой уже начиная с толщины 2 нм становятся качественно подобными теоретическим зависимостям, вычисляемым по схеме, предложенной в работе [12].

Нами было установлено, что Ge-подслой оказывает сильное влияние на электронный транспорт в пленках меди, выращенных на его поверхности. Так, при исследовании зависимости проводимости таких пленок по постоянному току от толщины был обнаружен сильный размерный эффект, обусловленный рассеянием электронов проводимости на межкублитных границах. Подгонка экспериментальной зависимости $\sigma(d)$ соотношением (1), следующим из теории МШД, позволила установить, что коэффициент отражения электронов от межкублитных границ в Cu-пленках с германиевым подслоем более чем в три раза превосходит аналогичный коэффициент в пленках, выращенных непосредственно на подложке. Иными словами, медные пленки, растущие на Ge-подслое, насыщены кристаллитами-двойниками, границы которых рассеивают электроны проводимости максимально сильно, в то время как влияние таких границ на транспорт в обычных пленках Cu не является преобладающим из-за немногочисленности в них кристаллитов-двойников. Таким образом, сильное влияние германиевого подслоя на электронный транспорт в растущих на его поверхности медных пленках реализуется через заметное изменение их структурной морфологии.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны А. П. Орлову (ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН) за проведенные исследования образцов на сканирующем электронном микроскопе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках темы “Пика” государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kaplan A. E.* // РЭ. 1964. Т. 9. № 10. С. 1781.
2. *Kaplan A. E.* // J. Optical Soc. Am. B. 2018. V. 35. № 6. P. 1328.
DOI: 10.1364/JOSAB.35.001328
3. *Khorin I., Orlikovsky N., Rogozhin A. et al.* // Proc. SPIE. 2016. V. 10224. P. 1022407–1.
DOI: 10.1117/12.2266504
4. *Fuchs K.* // Mathematical Proc. Cambridge Philosophical Soc. 1938. V. 34. № 1. P. 100.
DOI: 10.1017/S0305004100019952
5. *Dingle R. B.* // Proc. Royal Soc. A. 1950. V. 201. № 1067. P. 545.
DOI: 10.1098/rspa.1950.0077
6. *Sondheimer E. H.* // Adv. Phys. 1952. V. 1. № 1. P. 1.
DOI: 10.1080/00018735200101151
7. *Mayadas A. F., Shatzkes M., Janak J. F.* // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 14. № 11. P. 345.
DOI: 10.1063/1.1652680
8. *Mayadas A. F., Shatzkes M.* // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. № 4. P. 1382.
DOI: 10.1103/PhysRevB.1.1382
9. *Camacho J. M., Oliva A. I.* // Thin Solid Films. 2006. V. 515. P. 1881.
DOI: 10.1016/j.tsf.2006.07.024
10. *Андреев В. Г., Вдовин В. А., Глазунов П. С. и др.* // Оптика и спектроскопия. 2022. Т. 130. № 9. С. 1410.
DOI: 10.21883/OS.2022.09.53304.3539–22
11. *Barmak K., Darbal A., Ganesh K. J. et al.* // J. Vacuum Sci. Technol. A. 2014. V. 32. № 6. P. 061503–1.
DOI: 10.1116/1.4894453
12. *Вдовин В. А., Андреев В. Г., Глазунов П. С. и др.* // Оптика и спектроскопия. 2019. Т. 127. № 5. С. 834.
DOI: 10.21883/OS.2019.11.48524.132–19

THE EFFECT OF GERMANIUM WETTING LAYER ON THE PERCOLATION PROCESSES IN ULTRATHIN COPPER FILMS AND THEIR MICROWAVE TRANSMISSION, REFLECTION AND ABSORPTION COEFFICIENTS

V. A. Vdovin*, V. G. Andreev, I. I. Pyataikin, Yu. V. Pinaev

*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS
Mokhovaya, 11, building 7, Moscow, 125009 Russian Federation*

**E-mail: vdv@cplire.ru*

Received July 18, 2023, revised September 13, 2023, accepted October 06, 2023

The microwave coefficients of copper films with a thickness of 1...16 nm grown on a 1.8 nm germanium sublayer deposited on the surface of quartz glass substrates with a thickness of 4 mm are studied. The measurements have been carried out in a rectangular waveguide with a cross section of $23 \times 10 \text{ mm}^2$ in the frequency range of 8.5...12.5 GHz. A smooth change in the microwave coefficients of the samples studied is detected in the range of copper film thicknesses of 2...16 nm. It is established that the critical percolation thickness of the copper films grown on germanium sublayer is in the range between 1 and 2 nm. A significant internal size effect is found in the films grown on Ge sublayer due to the scattering of conduction electrons mainly by intercrystalline boundaries. It is determined that the coefficient of reflection of conduction electrons by the intercrystalline boundaries of the copper films with Ge sublayer is more than three times higher than a similar coefficient in Cu films grown directly on the glass substrates.

Keywords: ultrathin copper films, percolation, microwave transmission, reflection and absorption coefficients, size effect, germanium wetting layer, twins boundaries

СВЯЗАННАЯ ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В ПЯТИСЛОЙНОМ СПИНТРАНСФЕРНОМ НАНООСЦИЛЛЯТОРЕ

© 2024 г. Е. Г. Екомасов^а, Д. Ф. Нерадовский^б, Г. И. Антонов^{а, *}, В. В. Филиппова^а

^аУфимский университет науки и технологий,

ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076 Российская Федерация

^бТюменский государственный университет,

ул. Володарского, 6, Тюмень, 625003 Российская Федерация

*E-mail: georgij.antonow@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.05.2024 г.

После доработки 17.05.2024 г.

Принята к публикации 28.05.2024 г.

Исследовано влияние спин-поляризованного тока и числа магнитных слоев на связанную динамику вихрей в спин-трансферных наноосцилляторах малого диаметра. Найдена с использованием пакета программ для микромагнитного моделирования SpinPM зависимость частоты от величины токов, при которых наблюдается стационарный режим связанных колебаний трех вихрей. Показана для случая трех одинаковых магнитных слоев возможность реализации разных сценариев связанной динамики вихрей. Получено, что при численном расчете для случая трех магнитных слоев получаются частоты стационарных связанных колебаний меньшие, чем предсказывает теория, построенная на эффективных уравнениях для координат центра вихря.

Ключевые слова: магнитный вихрь, спин-трансферный наноосциллятор, наноцилиндры

DOI: 10.31857/S0033849424050088, **EDN:** ILEVSB

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в магнитных наноструктурах между током и намагниченностью может возникнуть прямое (контактное) взаимодействие. Этот эффект обусловлен переносом спинового момента и имеет квантовую природу. Системы, в которых таким образом возбуждается прецессия намагниченности, называются спин-трансферными наноосцилляторами (СТНО). Частота осцилляций в подобных трехслойных системах зависит от приложенных поля и тока, что означает возможность управлять частотой в довольно широких пределах. СТНО часто представляют собой трехслойные магнитные наноцилиндры [1]. В пермалловых наноцилиндрах определенных размеров магнитный вихрь может быть реализован как основное состояние [1]. Магнитная структура вихря, находящегося в центре диска, в условиях равновесия качественно выглядит следующим образом: поле намагниченности лежит в плоскости и закручивается вокруг центра вихря. В малой окрестности центра диска намагниченность выходит из плоскости и ориентируется перпендикулярно ей. Эта центральная часть называется ядром, или кором вихря и имеет диаметр порядка 10 нм. Микромагнитную структуру вихря и вихревого ядра неоднократно наблюдали экспериментально [2, 3]. Также экспериментально была сделана прямая визуализация с помощью рентгеновской фотоэмиссионной электронной микроскопии динамики магнитных вихрей, заключенных

в круглые диски микронного размера из пермаллоя толщиной 30 нм [4].

Вихревые СТНО характеризуются тем, что их магнитные слои содержат магнитный вихрь, динамика которого и обеспечивает микроволновую радиацию. Отметим, что практический интерес к таким структурам не ограничивается СТНО генераторами сверхвысокой частоты (СВЧ). Есть также разработки вихревой многобитовой оперативной памяти, где информация хранится в форме топологических состояний вихря [5, 6]. Также вихревые спинтронные структуры и их ансамбли активно исследуют в контексте нейроморфных устройств, реализующих резервуарные вычисления [7].

Хорошо исследована динамика вихря в трехслойном одно- и двухвихревом СТНО. Показано, что с помощью спин-поляризованного тока можно управлять динамикой и структурой вихрей [1, 8, 9]. Спин-поляризованный ток может вызвать осцилляции намагниченности. Гиротропная мода соответствует круговому трансляционному движению вихря в диске вокруг его центра. Показано, что для описания гиротропного движения вихря можно использовать уравнения Тилиа. Метод построения уравнений на основе метода коллективных переменных для гироскопической динамики вихрей в нанодиске приведен, например, в [10–12]. При выводе таких уравнений был использован предложенный в [13] аналитический

анзац, описывающий минимизирующую магнитостатическую энергию, структуру статического магнитного вихря. Было получено, что частота осцилляций вихревого ядра вокруг геометрического центра нанодиска имеет линейную зависимость от соотношения геометрических размеров диска. Было дано теоретическое описание динамики вихрей под действием спинового тока, описана зависимость частоты одновихревого СТНО от плотности спин-поляризованного тока.

Динамика магнитостатически связанных магнитных вихрей в двухвихревых СТНО системы (см., например, [1, 14–21]) в значительной степени зависит от взаимной ориентации намагниченности в вихревых корах. В такой системе связанных вихрей увеличивается число возможных состояний, определяемых параметрами полярности и киральности вихрей, которое можно использовать для прикладных целей, например, при создании магнитной памяти. В экспериментальных работах [15–19] в трехслойном СТНО, содержащем вихри в каждом из двух магнитных слоев, с помощью спин-поляризованного тока и магнитного поля продемонстрирована возможность независимого управления и отбора нужных вихревых киральностей и полярностей. Связанная динамика вихрей позволяет существенно уменьшить ширину спектра даже при нулевом поле, что демонстрирует высокий потенциал в использовании связанной динамики вихрей для повышения качества спинтронных генераторов СВЧ-сигнала. Для теоретического описания динамики связанных вихрей в работе [14] использованы эффективные уравнения Тилиа и найдена гиротропная частота стационарных связанных осцилляций. Стационарная вихревая динамика теперь имеет два решения для частоты стационарных связанных осцилляций. Одно из них по величине больше значения частоты, полученной для случая одного вихря, а второе — меньше. Численное моделирование динамики связанных вихрей в работах [22–26] для кругового вихревого СТНО с пермалловыми магнитными слоями, позволило разобраться в деталях динамики вихрей. Рассмотрены случаи разных диаметров нанодисков — 120, 200 и 400 нм, и разных толщин магнитных слоев — толстого (15 нм) и тонкого (4 нм). При этом считалось, что в начальный момент времени вихри имели одинаковые полярности и киральности.

Для случая пятислойной структуры с тремя магнитными слоями пока проведено крайне ограниченное количество исследований. В основном исследовался случай однородно намагниченного одного свободного магнитного слоя [27–29]. В данной работе проведен анализ динамики трех магнитостатически связанных вихрей в пятислойной цилиндрической структуре малого диаметра под влиянием спин-поляризованного тока.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим проводящий пятислойный нанодиск, три слоя которого магнитные из пермаллоя, а два слоя, лежащие между ними, — немагнитные (рис. 1). Состав пермаллоя (Pμ) — $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Пусть в каждом из магнитных слоев существует магнитный вихрь как основное состояние. Для приближенного аналитического исследования стационарной динамики таких вихрей одинаковой киральности можно использовать эффективные уравнения для векторов, определяющих положения центров вихрей [14]. Энергию этой системы в приближении парного взаимодействия слоев запишем следующим образом:

$$W(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) = \frac{1}{2}k_1\vec{x}_1^2 + \frac{1}{2}k_2\vec{x}_2^2 + \frac{1}{2}k_3\vec{x}_3^2 + \mu_1(\vec{x}_1, \vec{x}_2) + \mu_2(\vec{x}_2, \vec{x}_3), \quad (1)$$

где $\vec{x}_j = \{X_1^{(j)}, X_2^{(j)}\}$ — координаты центра j -го вихря, $j=1, 2, 3$; k_j — коэффициент квазиупругости j -го вихря, μ_1, μ_2 — коэффициенты, описывающие магнитостатическую энергию взаимных вихрей. Эффективные динамические уравнения для этой системы имеют вид

$$\left[\vec{G}_j, \dot{\vec{x}}_j(t) \right] = \frac{\partial}{\partial \vec{x}_j} W(x_1, x_2, x_3), \quad j=1, 2, 3, \quad (2)$$

где $\vec{G}_j = -G_j \vec{n}_3$, $G_j = 2\pi d_j \frac{M_{sj}}{\gamma}$, d_j и M_{sj} — толщина и намагниченность насыщения j -го магнитного слоя, γ — гиромагнитное отношение, $\vec{n}_3$ — единичный вектор. Будем полагать, что решение уравнений (2) в установившемся режиме имеет вид гармонических колебаний:

$$\vec{x}_j(t) = \vec{x}_{0j} \exp(i\omega t), \quad j=1, 2, 3. \quad (3)$$

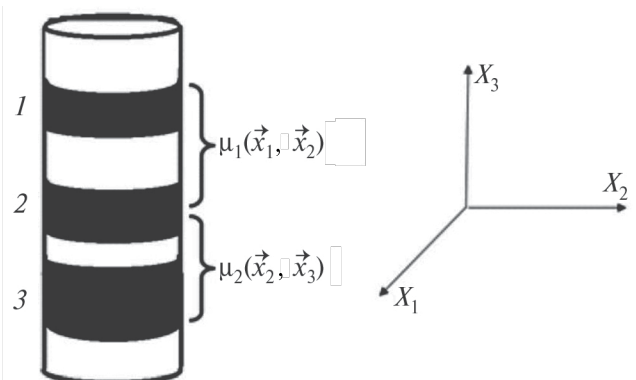


Рис. 1. Схематичное представление многослойной столбчатой наноструктуры.

Подставляя (3) в (2), с учетом (1) получим однородную систему линейных алгебраических уравнений для амплитуд, нетривиальные решения которой существуют при условии

$$\det \begin{bmatrix} G_1\omega - k_1 & -\mu_1 & 0 \\ -\mu_1 & G_2\omega - k_2 & -\mu_2 \\ 0 & -\mu_2 & G_3\omega - k_3 \end{bmatrix} = 0. \quad (4)$$

Введем обозначения для частот независимых стационарных осцилляций в каждом из слоев: $\omega_{0j} = k_j / G_j$ собственная частота стационарного движения j -го вихря, $\Omega_1^2 = \frac{\mu_1^2}{G_1 G_2}$, $\Omega_2^2 = \frac{\mu_2^2}{G_2 G_3}$.

С учетом введенных обозначений раскрытие определителя в (4) приводит к характеристическому уравнению третьей степени для частоты ω :

$$\begin{aligned} &\omega^3 - (\omega_{01} + \omega_{02} + \omega_{03})\omega^2 + \\ &+ (\omega_{01}\omega_{02} + \omega_{02}\omega_{03} + \omega_{01}\omega_{03} - \Omega_1^2 - \Omega_2^2)\omega + \\ &+ \omega_{01}\Omega_2^2 + \omega_{03}\Omega_1^2 - \omega_{01}\omega_{02}\omega_{03} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнение (5) позволяет численно получить собственные частоты при разных соотношениях между параметрами слоев. Для качественной оценки частот рассмотрим простой случай одинаковых магнитных слоев. Тогда, $G_1 = G_2 = G_3 = G$

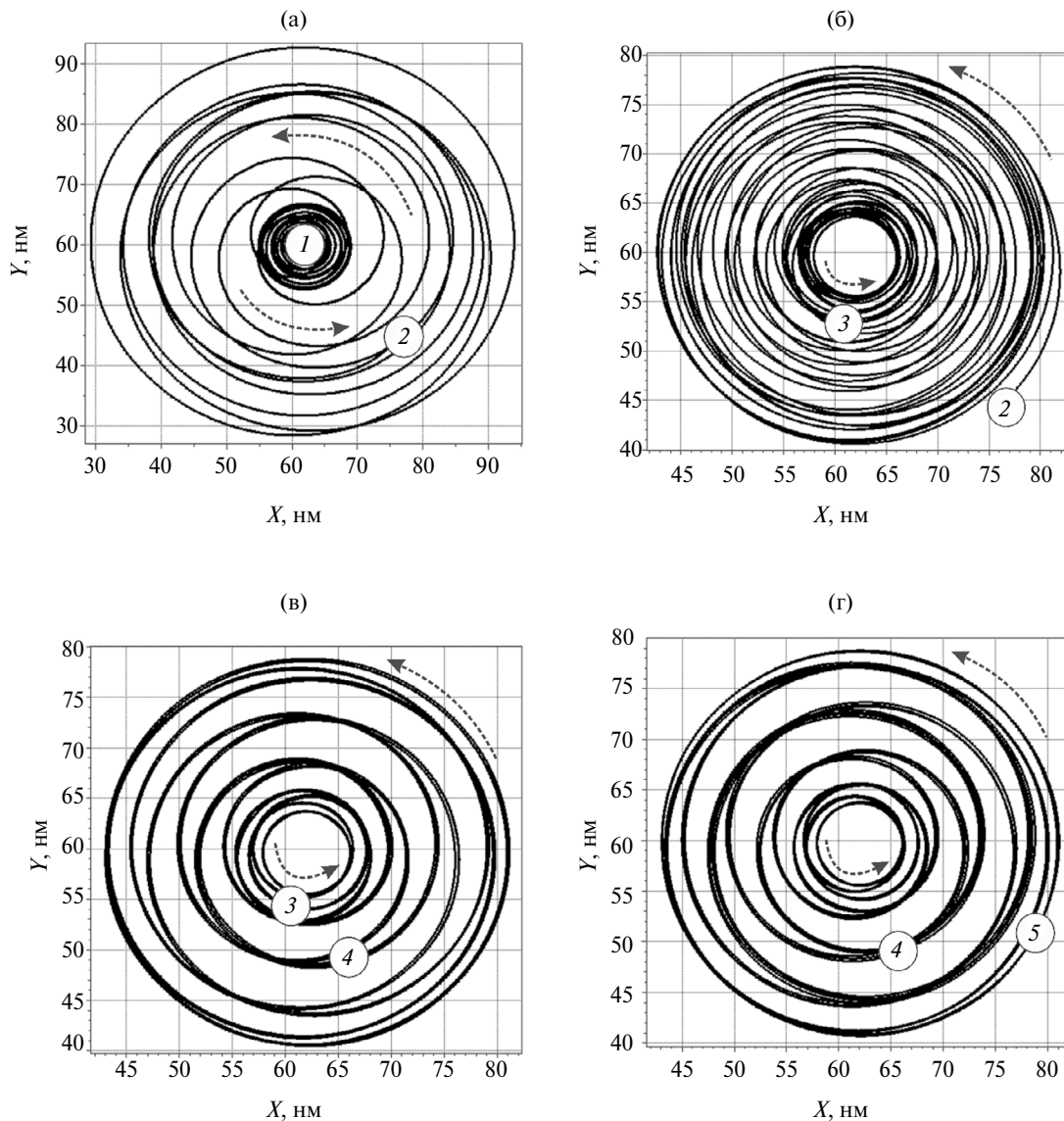


Рис. 2. Траектории движения кора вихря в верхнем слое, полученные для случая 15/15/15 при токе 28.27 мА для интервалов времени: 0...25 (а), 25...50 (б), 50...75 (в), 75...100 нс (г); обозначены моменты времени: 0 (1), 25 (2), 50 (3), 75 (4) и 100 нс (5).

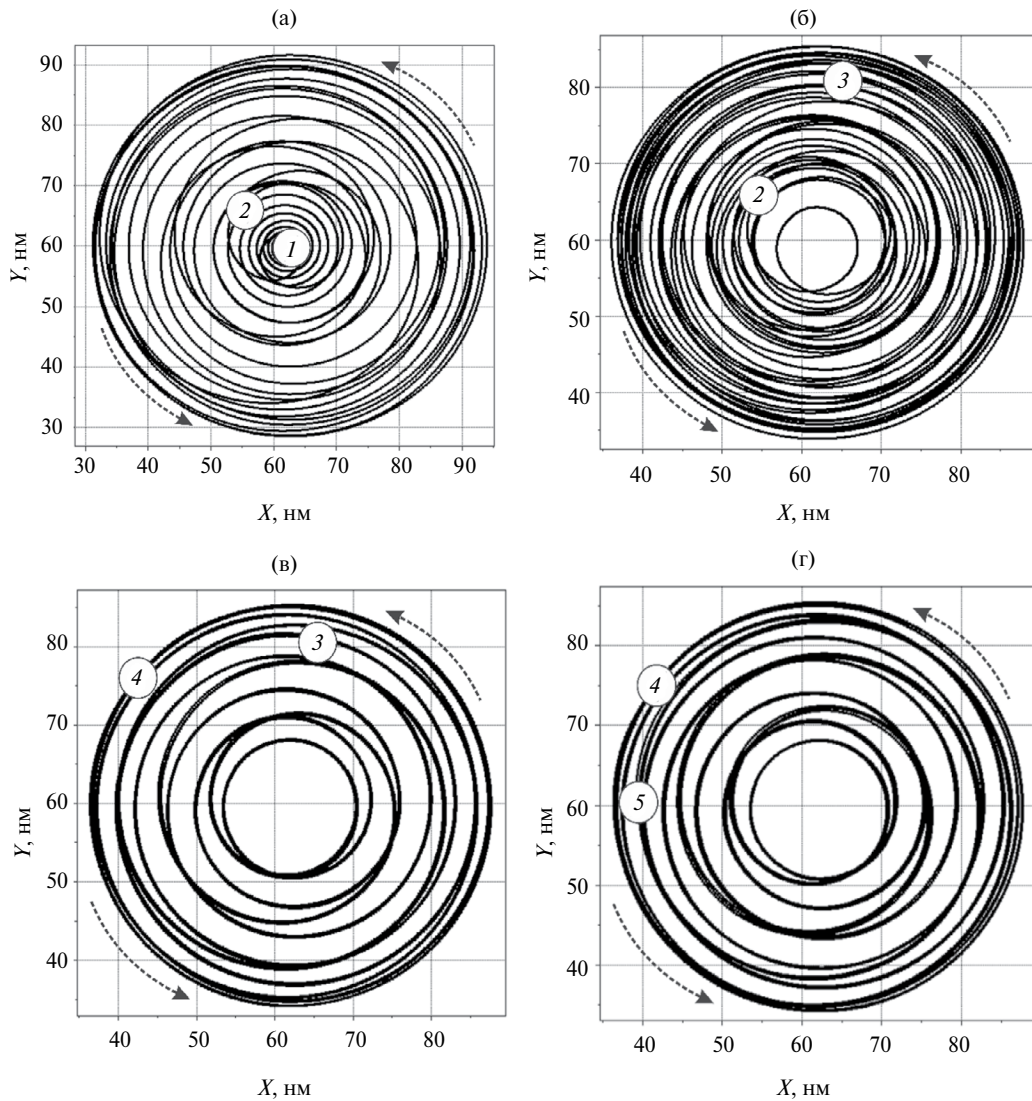


Рис. 3. Траектории движения кора вихря в среднем слое, полученные для случая 15/15/15 при токе 28.27 мА для интервалов времени: 0...25 (а), 25...50 (б), 50...75 (в), 75...100 нс (г); обозначены моменты времени: 0 (1), 25 (2), 50 (3), 75 (4) и 100 нс (5).

и считаем равными коэффициенты квазиупругости и параметры магнитостатического взаимодействия. Это позволяет аналитически найти собственные частоты связанной динамики трех вихрей:

$$\omega_1 = \omega_0 - \sqrt{2}\tilde{\mu}, \quad \omega_2 = \omega_0, \quad \omega_3 = \omega_0 + \sqrt{2}\tilde{\mu}, \quad (6)$$

где $\tilde{\mu} = \mu / G$. Из сравнения с результатом, полученным для структуры с двумя магнитными слоями [1], видно, что максимальная собственная частота стационарной динамики системы трех вихрей ($\omega_{\max}^{(3)} = \omega_3$) больше собственной частоты системы с двумя вихрями ($\omega_{\max}^{(2)} = \omega_0 + \tilde{\mu}$). Введем следующие обозначения:

$$\frac{\omega_{\max}^{(2)} - \omega_0}{\tilde{\mu}} = \frac{\Delta\omega^{(2)}}{\tilde{\mu}} = 1, \quad \frac{\omega_{\max}^{(3)} - \omega_0}{\tilde{\mu}} = \frac{\Delta\omega^{(3)}}{\tilde{\mu}} = \sqrt{2}, \quad (7)$$

и тогда полученный результат можно представить в виде неравенства

$$\frac{\Delta\omega^{(3)}}{\tilde{\mu}} > \frac{\Delta\omega^{(2)}}{\tilde{\mu}}. \quad (8)$$

Совершенно аналогично можно аналитически решить задачу и для системы из четырех связанных вихрей. Полученное характеристическое уравнение четвертой степени имеет довольно громоздкий вид. Но полагая магнитные слои одинаковыми, как это было сделано в предыдущем случае, и здесь можно получить аналитические выражения для собственных частот. Приведем только результат вычислений:

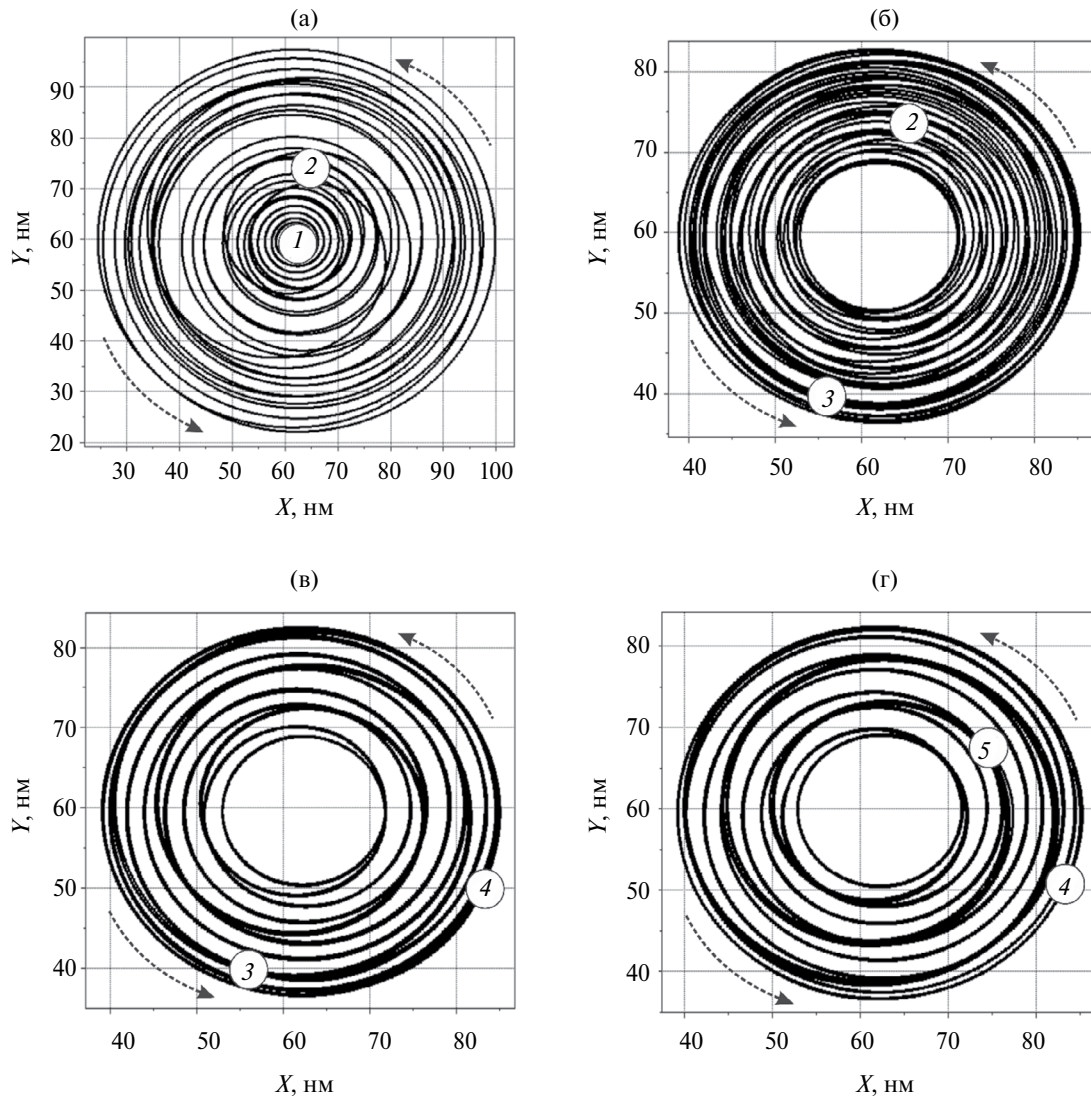


Рис. 4. Траектории движения кора вихря в нижнем слое, полученные для случая 15/15/15 при токе 28.27 мА для интервалов времени: 0...25 (а), 25...50 (б), 50...75 (в), 75...100 нс (г); обозначены моменты времени: 0 (1), 25 (2), 50 (3), 75 (4) и 100 нс (5).

$$\omega_{1,2} = \omega_0 \pm \sqrt{\frac{3-\sqrt{5}}{2}} \tilde{\mu}, \quad \omega_{3,4} = \omega_0 \pm \sqrt{\frac{3+\sqrt{5}}{2}} \tilde{\mu}. \quad (9)$$

Выбирая из полученных решений максимальный по величине корень характеристического уравнения, получим в сравнении с результатами задачи для двух и трех вихрей, представленными в (8), следующее выражение:

$$\frac{\Delta\omega^{(4)}}{\tilde{\mu}} > \frac{\Delta\omega^{(3)}}{\tilde{\mu}} > \frac{\Delta\omega^{(2)}}{\tilde{\mu}}. \quad (10)$$

Таким образом, для четырех магнитных слоев с одинаковыми параметрами существует максимальная собственная частота, которая больше соответствующих частот для систем с двумя и тремя магнитными слоями. Так как полученный результат основывался на приближенных эффективных уравнениях, для динамики центра вихрей

требуется его сравнение с результатами численного счета обобщенного уравнения Ландау–Лифшица.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО СЧЕТА

Для прямых расчетов нелинейной динамики намагниченности в каждом из магнитных слоев будем использовать обобщенное уравнение Ландау–Лифшица. Оно содержит дополнительный вращательный момент $\vec{T}_{s.t.}$ [1], ответственный за взаимодействие тока с намагниченностью, и имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\vec{M}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] + \vec{T}_{s.t.}, \quad (11)$$

где $\vec{M}$ — вектор намагниченности, M_s — намагниченность насыщения, α — параметр затухания

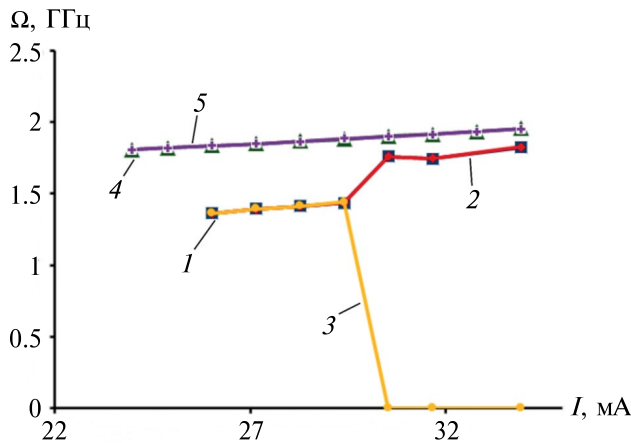


Рис. 5. Зависимости частоты стационарных колебаний вихрей от величины тока для трехслойной структуры: три магнитных вихря движутся с одинаковой частотой (1), два магнитных вихря движутся с одинаковой частотой (2), вылет вихря за край в третьем магнитном слое (3); для двухслойной структуры: частота колебаний для первого (4) и второго (5) слоев.

Гильберта, H_{eff} — эффективное поле представляет собой сумму внешнего магнитного поля, полей магнитостатического и обменного взаимодействий. Вращающий момент, следуя [1], можно записать в виде:

$$\vec{T}_{\text{s.t.}} = \frac{\gamma a_j}{M_s} \left[\vec{M}, [\vec{M}, \vec{m}_{\text{ref}}] \right] + \gamma b_j [\vec{M}, \vec{m}_{\text{ref}}], \quad (12)$$

где $a_j = \frac{\hbar}{2|e|} \frac{1}{d} P \frac{1}{M_s} J_e$, $b_j = \beta a_j$, $\beta \approx 0.05 \dots 0.2$, $\hbar$ —

постоянная Планка, e — заряд электрона, d — толщина слоя, J_e — плотность тока, P — поляризация тока, $\vec{m}_{\text{ref}}$ — единичный вектор вдоль намагниченности опорного слоя. В данной работе для численного расчета структуры и связанной динамики магнитных вихрей используется микромагнитное моделирование с помощью пакета SpinPM [22–24].

Далее численно исследуем связанную динамику вихрей для наностолбика с тремя одинаковыми магнитными слоями (см. рис. 1) толщиной 15 нм и диаметром 120 нм, которые разделены двумя немагнитными слоями толщиной 10 нм. Магнитные параметры такого нанодиска будем считать равными следующим значениям [17]: $M_s = 700$ эрг/Гс·см³, обменная жесткость $A = 1.2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см для, постоянная затухания Гильберта $\alpha = 0.01$, гиромагнитное отношение $\gamma = 2.0023 \cdot 10^7$ (Э·с)^{−1}. Поляризация тока $P = 0.1$, ток течет снизу вверх. В начальный момент времени в трех слоях Ру киральности вихрей одинаковы и соответствуют направлению вращения по часовой стрелке. Направление намагниченности в корах вихрей одинаково и направлено вверх.

Компьютерное моделирование показало, что, как и для случая с двумя такими же магнитными слоями, режим стационарных колебаний начинается при достаточно больших величинах тока. На зависимости средней компоненты намагниченности M_x от времени появились заметные биения. На рис. 2–4 приведены траектории движения центра вихря соответственно в верхнем, среднем и нижнем магнитном слое при токе 28.27 МА в интервалы времени: 0...25, 25...50, 50...75 и 75...100 нс. Анализируя рис. 2–4, можно увидеть, что при стационарном режиме колебаний центры вихрей сначала раскручиваются по спиралевидной увеличивающейся орбите, доходя до какого-то критического значения, а затем начинают закручиваться по спиралевидной уменьшающейся орбите. Потом все повторяется, т.е. наблюдается периодический переход от стационарных колебаний по малому радиусу на стационарные колебания по большому радиусу и обратно. Период времени этого перехода значительно больше периода стационарных колебаний вихрей вокруг центра. При этом время раскручивания и закручивания для каждого слоя разное. Так, вихрь в верхнем магнитном слое быстрее раскручивается, для вихря в среднем слое время раскручивания и закручивания одинаково, а вихрь в нижнем слое закручивается медленнее. Вихри движутся не друг под другом, а друг за другом, т.е. с некоторой разностью фаз.

Подсчет частот стационарных колебаний вихрей вокруг центра был проведен двумя методами: первый — подсчет частоты из периода колебаний, полученного из графика зависимости средней компоненты намагниченности $M_x(t)$ от времени, второй — метод с использованием фурье-анализа. Значения частот, посчитанных двумя способами, оказались почти равными: отличие в среднем составляло 0.01...0.03 ГГц, и лишь при токе 29.4 МА, близком к критическому значению, частоты для вихрей в верхнем и среднем слоях, (посчитанные разными методами,) заметно отличались.

На рис. 5 представлены зависимости частот стационарных колебаний вихрей от величины тока для трехслойной и двухслойной структур. Видно, что для случая трехслойной структуры частота при увеличении тока увеличивается практически линейно, но она заметно меньше, чем для случая двух одинаковых магнитных слоев. При увеличении тока до некоторой критической величины, происходит вылет вихря за край магнитного слоя в третьем магнитном слое. Образуется новая структура с двумя связанными вихрями, а третий магнитный слой с намагниченностью, вращающейся в каждой точке с частотой вихрей, превращается в поларайзер для них. При этом частота новой структуры заметно увеличивается по сравнению со случаем трех вихрей и также практически линейно зависит от тока.

Однако она все еще меньше, на 0.1 ГГц, чем для случая двух одинаковых магнитных слоев.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью аналитических и численных методов исследовано влияние спин-поляризованного тока и числа магнитных слоев на связанную динамику вихрей в спин-трансферных наноосцилляторах малого диаметра 120 нм. Используя эффективные уравнения связанной динамики для центров вихрей, найдены частоты для стационарного режима колебаний структуры с тремя и четырьмя магнитными слоями. Численно с помощью пакета SPIN RM описаны траектории движения вихрей, построены зависимости частоты стационарного режима колебаний вихрей от величины тока. Показано, что частота линейно зависит от величины тока. Найдено, что численный эксперимент, в отличие от предсказаний теории, показал уменьшение частоты стационарного режима колебаний вихрей для случая трех магнитных слоев по сравнению со случаем СТНО с двумя магнитными слоями.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Звездин К.А., Екомасов Е.Г. // ФММ. 2022. Т. 123. № 3. С. 219.
2. Wu J., Carlton D., Park J., Meng Y. // Nature Phys. 2011. V. 7. P. 303. DOI: 10.1038/nphys1891.
3. Mironov V.L., Gribkov B.A., Fraerman A.A. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2007. V. 312. P. 153. DOI: 10.1016/j.jmmm.2006.09.032.
4. Guslienko K. Yu., Han X.F., Keavney D.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. № 6. P. 067205. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.067205.
5. Bohlens S., Krüger B., Drews A., Bolte M. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. № 14. P. 142508. DOI: 10.1063/1.2998584 6.
6. Nakano K., Chiba D., Ohshima N. et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. № 26. P. 262505. DOI: 10.1063/1.3673303 56.
7. Grollier J., Querlioz D., Camsari K.Y. et al. // Neuromorphic Spintronics. Nat Electron. 2020. V. 3. P. 360. DOI: 10.1038/s41928-019-0360-9.
8. Звездин А.К., Хвальковский А.В., Звездин К.А. // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178. № 4. С. 436. DOI:10.1070/PU2008v051n04ABEH006508.
9. Dussaux A., Georges B., Grollier J. et al. // Nature Commun. 2010. V. 1. P. 8. DOI:10.1038/ncomms1006
10. Khvalkovskiy A.V., Grollier J., Dussaux A. et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. № 14. P. 140401. DOI:10.1103/PhysRevB.80.140401.
11. Gaididei Y., Kravchuk V., Sheka D. // Int. J. Quantum Chemistry. 2010. V. 110. P. 8397. DOI: 10.1002/qua.22253.
12. Ivanov B.A., Zaspel E. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. № 24. P. 247208. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.247208.
13. Усов Н.А., Песчаный С.Е. // ФММ. 1994. Т. 78. № 6. С. 13.
14. Guslienko K. Yu., Buchanan K.S., Bader S.D., Novosad V. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. № 22. P. 223112. DOI: 10.1063/1.1929078.
15. Locatelli N., Naletov V.V., Grollier J. et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. № 6. P. 062501. DOI: 10.1063/1.3553771.
16. Cherepov S.S., Koop B.C., Galkin A.Y. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. № 9. P. 097204. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.139902.
17. Locatelli N., Ekomasov A.E., Khvalkovskiy A.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. № 6. P. 062401. DOI:10.1063/1.4790841
18. Sluka V., Kakay A., Deac A.M. et al. // Nat. Commun. 2015. V. 6. P. 6409. DOI: 10.1038/ncomms7409.
19. Locatelli N., Lebrun R., Naletov V. et al. // IEEE Trans. 2015. V. MAG-51. № 8. Article No. 4300206. DOI: 10.1109/TMAG.2015.2414903.
20. Holmgren E., Bondarenko A., Ivanov B.A., Korenivski V. // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. № 9. P. 094406. DOI:10.1103/Phys. rev.B.97.094406.
21. Anam Hanif, Arbab Abdur Rahim, Husnul Maab // Physica B: Cond. Matt. 2023. V. 668. ArticleNo. 415203. DOI: 10.1016/j.physb.2023.415203.
22. Екомасов А.Е., Степанов С.В., Звездин К.А., Екомасов Е.Г. // ФММ. 2017. Т. 118. № 4. С. 345. DOI: 10.7868/S0015323017020024
23. Степанов С.В., Екомасов А.Е., Звездин К.А., Екомасов Е.Г. // ФТТ. 2018. Т. 60. № 6. С. 1045. DOI:10.21883/FTT.2018.06.45974.22M
24. DOI:10.21883/FTT.2018.06.45974.22M
25. Ekomasov A.E., Stepanov S.V., Zvezdin K.A., Ekomasov E.G. // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 471. P. 513. DOI: org/10.1016/j.jmmm.2018.09.077.
26. Екомасов Е.Г., Степанов С.В., Назаров и др. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 17. С. 26.
27. Stepanov S.V., Nazarov V.N., Zvezdin K.A., Ekomasov E.G. // J. Magn. Magn. Mater. 2022. V. 562. P. 169758. DOI: 10.1016/j.jmmm.2022.169758.
28. Lacoste B., Marins de Castro M., Devolder T. et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. № 22. P. 224404. DOI: 10.1103/PhysRevB.90.224404.
29. Zaspel C.E., Galkina E.G., Ivanov B.A. // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 12. № 4. P. 044019. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.12.044019.
30. Chun-Yeol You // J. Magnetism. 2012. V. 17. P. 73. DOI: 10.4283/jmag.2012.17.2.073.

RELATED DYNAMICS OF MAGNETIC VORTEXES IN FIVE-LAYER SPINTRANSFER NANOOSCILLATOR

E. G. Ekomasov^a, D. F. Neradovsky^b, G. I. Antonov^{a,*}, V. V. Filippova^a

^a*Ufa University of Science and Technology,
st. Zaki Validi, 32, Ufa, 450076 Russian Federation*

^b*Tyumen State University,
st. Volodarskogo, 6, Tyumen, 625003 Russian Federation*

**E-mail: georgij.antonow@yandex.ru*

Received May 15, 2024; revised May 17, 2024; accepted May 28, 2024

The influence of spin-polarized current and the number of magnetic layers on the coupled dynamics of vortices in small-diameter spin-transfer nanooscillators has been studied. Using the software package for micromagnetic modeling SpinPM, the dependence of the frequency on the current magnitude of the currents at which a stationary mode of coupled oscillations of three vortices is observed is found. For the case of three identical magnetic layers, the possibility of implementing different scenarios of coupled vortex dynamics is shown. It was found that numerical calculations for the case of three magnetic layers yield frequencies of stationary coupled oscillations that are lower than those predicted by theory. Built on effective equations for the coordinates of the vortex center.

Keywords: magnetic vortex, spin-transfer nanooscillator, nanocylinders

УДК 537.9; 538.93

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПРОВОДИМОСТИ ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОГО ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА TaSe₃ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДАХ СОЗДАНИЯ ДЕФОРМАЦИИ

© 2024 г. В. Е. Минакова^а, Р. М. Лукманова^{а, б}, И. А. Кон^{а, б}, С. В. Зайцев-Зотов^{а, б, *}^аИнститут радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,

ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

^бНациональный исследовательский университет “Высшая школа экономики”,

Мясницкая ул., 20, Москва, 101000 Российская Федерация

*E-mail: serzz@cplire.ru

Поступила в редакцию 06.09.2023 г.

После доработки 12.09.2023 г.

Принята к публикации 25.09.2023 г.

Представлены результаты исследований влияния одноосной деформации на проводимость топологического изолятора TaSe₃. С помощью приложения контролируемого удлинения измерена зависимость сопротивления при комнатной температуре от величины удлинения вплоть до рекордных значений удлинения $\epsilon = 2\%$. С использованием методики изгиба эластичной подложки измерения расширены в сторону деформации сжатия. Обнаружено, что зависимость сопротивления от деформации описывается соотношением $R = R_0 \exp(-a\epsilon)$ при $a \approx 10^2$. Изучено влияние одноосной деформации на температурные зависимости проводимости при использовании различных методов создания деформации. При создании деформации более $0.5 \pm 0.1\%$ методом контролируемого удлинения материал переходит в диэлектрическое состояние в диапазоне температур от гелиевых до 300 К, при деформациях более 1% при температурах 50...70 К возникает максимум сопротивления, связываемый с частичной релаксацией одноосной деформации в объеме образца. Показано, что использование широко применяемой методики изгиба подложки создания деформации может приводить к появлению артефактов на температурных зависимостях проводимости образцов.

Ключевые слова: TaSe₃, топологический изолятор, одноосная деформация, зарядовый перенос, тезночувствительность, переход металл–диэлектрик

DOI: 10.31857/S0033849424050098, EDN: ILBQGE

ВВЕДЕНИЕ

Триселенид тантала — квазиодномерный проводник из класса трихалькогенидов переходных металлов V группы, в котором не происходит пайерлсовский переход при понижении температуры T . Как и другие трихалькогениды переходных металлов, он имеет цепочечную атомную структуру. Данный материал остается металлом вплоть до температуры $T_C \approx 2$ К, при которой переходит в сверхпроводящее состояние [1]. По этой причине во времена интенсивного исследования свойств пайерлсовских проводников TaSe₃ не привлекал большого внимания и оставался слабо изученным соединением. Тем не менее уже на раннем этапе исследования этого материала было обнаружено, что зависимость сопротивления от температуры остается металлической, имея при этом не характерное для металлов отрицательное значение второй производной, а при температуре около 2 К этот материал переходит в сверхпроводящее состояние. Было также обнаружено, что деформация

растяжения переводит TaSe₃ в состояние изолятора, на температурной зависимости сопротивления которого при более сильной деформации наблюдается пик [2]. При этом растянутый образец не демонстрирует ни сверхпроводящего перехода, ни гигантской аномалии сопротивления при переходе в сверхпроводящее состояние [2].

После того как существование топологических изоляторов было предсказано и подтверждено экспериментом, были начаты исследования и TaSe₃ как топологического материала. В работе 2018 г. [3] первопринципные расчеты показали, что TaSe₃ является полуметаллом, а также сильным топологическим изолятором, т.е. материалом, все поверхности которого обладают проводимостью, защищенной симметрией обращения времени. Там же были проведены расчеты, связанные с влиянием деформации по осям, перпендикулярным направлению цепочек, которые демонстрируют переход от сильного топологического изолятора к слабому

при положительной деформации и к тривиальному — при отрицательной [3].

В данной работе показано, что существование сверхпроводящего перехода для этого соединения зависит от расположения химического потенциала. К настоящему времени нет точных данных о том, в какой топологической фазе находится этот материал в недеформированном состоянии. Так, в работе [4] с помощью ARPES (Angle Resolved PhotoEmission Spectroscopy) было экспериментально показано, что при деформации растяжения 0.6% TaSe_3 переходит из состояния сильного топологического изолятора в тривиальное полуметаллическое, а при достижении 1.7% становится тривиальным полупроводником. Там же представлены расчеты, которые демонстрируют переход к слабому топологическому изолятору при отрицательной деформации. В публикации же 2022 г. [5] экспериментально продемонстрировано, что изначально данное соединение находится в фазе слабого топологического изолятора и только при достижении относительного удлинения более 1% переходит в фазу сильного топологического изолятора, а относительное удлинение, превышающее 3.5% переводит его в состояние тривиального изолятора.

Цель данной работы — детально исследовать влияние одноосного как растяжения, так и сжатия на характер проводимости высококачественных кристаллов TaSe_3 (RRR (Residual Resistance Ratio) = $R_{300}/R_{4.2} \approx 100$).

Обнаружена экспоненциальная зависимость сопротивления от величины деформации. Показано, что эти кристаллы характеризуются чрезвычайно высокой тензочувствительностью и, кроме того, претерпевают качественное изменение транспортных свойств при деформациях. Продemonстрировано, что использование широко применяемой изгибной методики создания деформации может приводить к появлению артефактов на температурных зависимостях проводимости образцов.

1. РОСТ КРИСТАЛЛОВ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Высококачественные кристаллы TaSe_3 были выращены стандартным методом газотранспортных реакций при использовании Se в качестве транспортного газа. Исходные материалы Ta и Se высокой чистоты с 10% избытком селена относительно стехиометрического количества были помещены в кварцевую ампулу длиной 20 см, откачаны до вакуума $<10^{-4}$ Торр и затем ампула была отпаяна. Рост кристаллов проходил в трехзонной трубчатой печи в два этапа. На первом этапе проводили синтез TaSe_3 при обратном градиенте температуры вдоль печи $-2^\circ\text{C}/\text{см}$, т.е. в наиболее холодной зоне ампулы при температуре 700°C . На втором этапе происходил рост кристаллов методом газо-

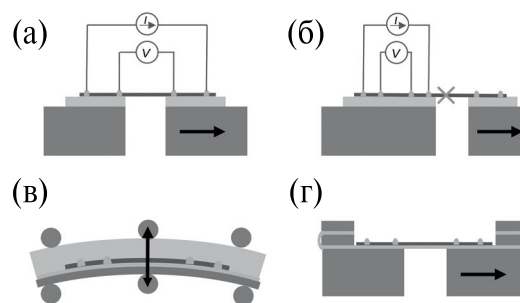


Рис. 1. Методы создания одноосной деформации, использовавшиеся в данной работе: а, б — методы контролируемого удлинения образца; в — метод изгиба подложки; г — метод растяжения подложки с закрепленным образцом.

вого транспорта в прямом градиенте температуры $2^\circ\text{C}/\text{см}$, при котором исходное вещество находилось в горячем конце при температуре 725°C , а кристаллы росли в холодном конце ампулы.

В данной работе одноосная деформация кристаллов создавалась несколькими методами.

Основные результаты были получены на образцах, концы которых были закреплены на двух подложках, расположенных на подвижных микрометрических столиках, раздвижка которых приводила к контролируемому удлинению образцов (рис. 1а). Характерные длины кристаллов, исследовавшихся данным методом, достигали 1 см, а поперечные размеры кристаллов достигали десятков микрон. Этот метод позволяет количественно контролировать удлинение образцов, однако в нем реализуется только деформация растяжения, поэтому далее будем называть его методом контролируемого удлинения образца. В одной из модификаций данного метода (рис. 1б) первоначально изготавливался образец, концы которого с двумя парами контактов располагались на двух подложках, закрепленных на подвижных платформах, снабженных микрометрическими винтами. После контролируемого растяжения образец приклеивали к одной из подложек, после чего к нему подводили еще два контакта, а часть образца, идущую ко второй подложке, обрезами. Для исследований температурных зависимостей сопротивления использовали подложку с образцом, снабженным четырьмя контактами.

Второй метод создания одноосной деформации заключался в изгибе упругой подложки (далее — метод изгиба подложки), на поверхности которой был расположен изучаемый образец. Данный метод описан в литературе [6, 7] и позволяет получать как деформацию растяжения, так и деформацию сжатия. В нашем случае создавалась и исследовалась многослойная структура, показанная на рис. 1в. Последовательность создания структуры была следующей: сначала на медную фольгу толщиной 100 мкм наклеивали каптоновый скотч толщиной 40 мкм, на который с помощью серебряной пасты наклеивали четыре медные проволоочки. Затем под микроскопом

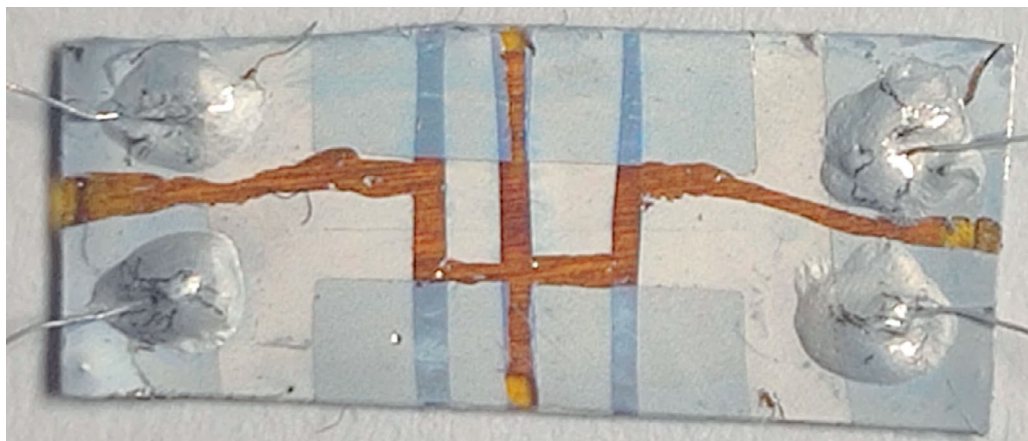


Рис. 2. Вид сверху на многослойную структуру, использовавшуюся для создания одноосной деформации методом изгиба (фотография сделана до нанесения слоя эпоксидной смолы): серые области — напыленный контактный слой индия, темные — изолирующий слой каптона, видимый после удаления индия; образец микронной толщины виден в центре; размер подложки $5 \times 15 \text{ мм}^2$.

на скотч укладывали образец, на который через маску напыляли индиевые контакты, после чего структуру заливали эпоксидной смолой. Пример исследовавшейся структуры представлен на рис. 2. Следует обратить внимание, что деформация образца в этой структуре определяется толщиной и радиусом изгиба подложки из эпоксидной смолы. Достоинством такой структуры является сравнительно хороший тепловой контакт образца с медной фольгой.

Третий метод создания одноосной деформации заключался в создании структуры на каптоне и ее последующем контролируемом растяжении (рис. 1г). Для создания такой структуры первоначально на каптоновую подложку с помощью серебряной пасты наклеивали четыре медные проводочки, после чего укладывали образец, на который через маску напыляли четыре индиевых контакта. При исследовании сравнительно больших образцов их края дополнительно закрепляли с помощью капель клея или эпоксидной смолы. При исследовании образцов субмикронных поперечных размеров закрепление образцов осуществлялось слоем нанесенных индиевых контактов. Изучение проводимости наиболее тонких образцов длиной менее 100 мкм проводилось также и двухконтактным методом (далее — метод растяжения подложки.)

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для определения коэффициента тензочувствительности мы следили за тем, как меняется сопротивление образца при увеличении его длины вследствие растяжения кристалла. Измерения проводили методом контролируемого удлинения образца (см. рис. 1а) для образцов длиной более 1 см. Относительное изменение сопротивления образца $\Delta R/R_0$ измеряли при комнатной температуре, где $\Delta R = R(T, \epsilon) - R_0$ — изменение сопротивления образца при деформации ϵ , а R_0 — сопротивление

образца при $T = 300 \text{ К}$ и $\epsilon = 0$. Величина деформации $\epsilon = \Delta L/L_0$ характеризовалась относительным изменением длины образца, где ΔL — абсолютное увеличение длины образца при растяжении, а L_0 — первоначальная длина недеформированного образца.

На рис. 3 представлено изменение $\Delta R/R_0$ при увеличении $\epsilon = \Delta L/L_0$. Видно, что все исследованные кристаллы выдерживают деформацию до 1.5...2% при комнатной температуре. При этом их сопротивление может увеличиваться до восьми раз, а коэффициент тензочувствительности $K_f = (\Delta R/R_0)/\epsilon$ достигает рекордно высоких значений 300...350 при $\epsilon = 2\%$.

Согласно данным работы [2], в которой подобные исследования проводили при ряде фиксированных температур $T = 293, 100, 77, 50$ и 22 К , но при значительно меньших деформациях ($\epsilon \approx 1\%$), величина $(R(T, \epsilon) - R(T, 0))/R(T, 0)$ при понижении температуры может увеличиваться более чем на 3.5 порядка: от 1...1.6 при комнатной температуре до 160...9500 при $T = 22 \text{ К}$.

На рис. 4 приведены температурные зависимости нормированного сопротивления $R(T)/R_0(T)$ образцов при различной величине и знаке деформации, полученные с помощью различных методик. Измерения проводили четырехконтактным методом. Величину деформации ϵ мы оценивали по величине $\Delta R/R_0$. Видно, что рост ϵ приводит к кардинальному изменению вида температурных зависимостей $R/R_0(T)$. А именно: металлический характер проводимости при нулевой деформации (кривая 10), а также при деформациях сжатия (кривые 11–13) сменяется по мере растяжения диэлектрической зависимостью (кривые 1–7).

При деформациях растяжения, меньше критической $\epsilon_c \approx 0.6\%$ ($\Delta R/R_0 \approx 0.7$, см. рис. 3), зависимости $R/R_0(T)$

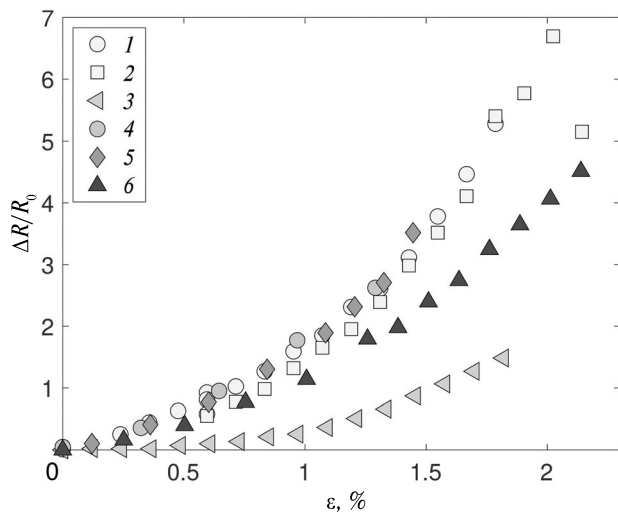


Рис. 3. Зависимости относительного изменения сопротивления TaSe_3 при комнатной температуре от удлинения образца, полученные методом прямого натяжения. Параметры образцов: 1 — $L = 8.4$ мм, $s = 11.7$ мкм², первое измерение; 2 — тот же образец, повторное измерение; 3 — $L = 8.25$ мм, $s = 13.1$ мкм²; 4 — $L = 3.1$ мм, $s = 6.5$ мкм²; 5 — $L = 4.15$ мм, $s = 8.7$ мкм²; 6 — $L = 4.0$ мм, $s = 24.3$ мкм².

остаются металлическими, при этом увеличивается остаточное сопротивление и, соответственно, уменьшается величина RRR. Величина ϵ_c согласуется с величиной критической деформации из работы [2].

При $0.7 \lesssim \Delta R/R_0 \lesssim 1.1$ зависимости $R(T)/R_0$ демонстрируют диэлектрический характер без ярко выраженных максимумов вплоть до самых низких температур. При таких деформациях проводимость при $T \approx 10$ К может увеличиваться до четырех порядков. Вид этих кривых качественно согласуется с кривыми из [2], исследованными при деформациях $\epsilon \approx 1\%$.

Дальнейшее увеличение деформации растяжения позволило нам наблюдать максимум на кривой $R(T)/R_0$, который с ростом ϵ уменьшается по амплитуде и сдвигается в область высоких температур (см. рис. 4, кривые 1–3).

Немонотонные зависимости $R(T)$, но с двумя максимумами, наблюдаются в NbSe_3 — ближайшем родственнике TaSe_3 по семейству трихалькогенидов переходных металлов [8, 9]. При этом каждый резкий рост сопротивления при понижении температуры соответствует одному из двух пайерлсовских переходов, которые в отличие от нашего случая происходят в недеформированных кристаллах. Кроме того, немонотонные зависимости $R(T)$ ранее наблюдались в чрезвычайно тонких ~ 300 нм мезопроволоках TaSe_3 и их происхождение связывали с пайерлсовским переходом при $T_p = 65$ К, что подтверждалось результатами изучения комбинационного рассеяния света и магнитной восприимчивости [10].

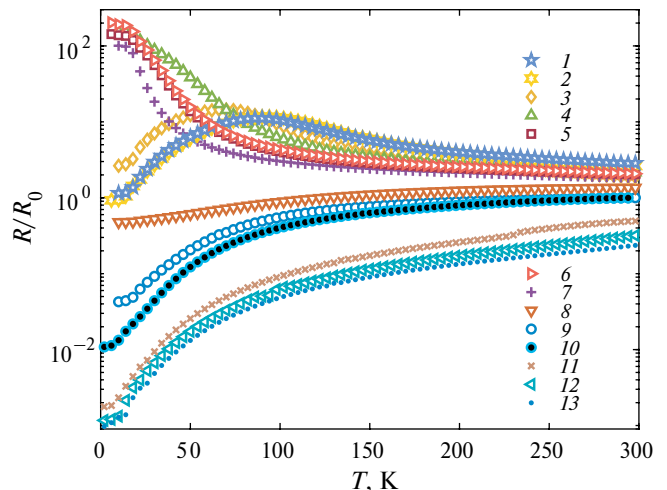


Рис. 4. Температурные зависимости сопротивления, нормированного на комнатное значение недеформированного образца, R/R_0 , при различных деформациях образцов: $\epsilon = 1.6$ (1), 1.4 (2), 1.2 (3), 1.1 (4), 1.0 (5), 0.9 (6 и 7), 0.7 (8), 0.2 (9), 0 (10), -0.5 (11), -0.7 (12), -0.8% (13); кривые 1–10 получены методом контролируемого изгиба образца, 11–13 — методом изгиба подложки; отрицательные значения $\Delta R/R_0$ соответствуют деформации сжатия.

Наблюдающийся в данной работе вид немонотонной зависимости $R(T)/R_0$ в случае деформации TaSe_3 отличается от двух приведенных выше примеров: при высоких температурах на кривых $R(T)/R_0$ не наблюдается участок с металлической проводимостью, предшествующий началу диэлектрического роста сопротивления. По нашему мнению, наблюдаемый пик связан с «расслоением» образца при больших деформациях, т.е. со скольжением внутренних атомных цепочек кристалла относительно растянутых внешних.

Методом изгиба подложки были проведены два типа исследований. Во-первых, при комнатной температуре была изучена зависимость проводимости от деформации как для случая растяжения образца, так и для случая его сжатия (рис. 5). Величину деформации определяли по формуле

$$\epsilon = d / 2r,$$

где d — толщина слоя эпоксидной смолы, r — радиус изгиба подложки.

Для сравнения на том же рисунке представлены результаты, полученные при прямом измерении величины деформации (данные рис. 3). Видно, что в области положительного знака деформации зависимости практически совпадают и что смена знака деформации практически не изменяет характера зависимости $R(\epsilon)$. Это подтверждает применимость метода изгиба для количественного измерения деформации любого знака. В целом в пределах погрешности кривая описывается простым уравнением

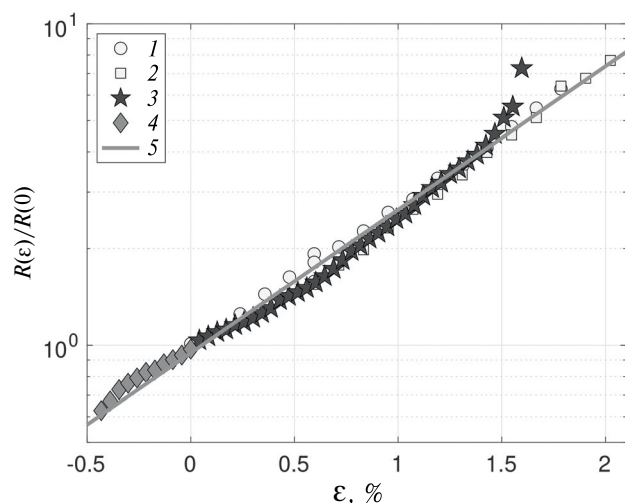


Рис. 5. Зависимости проводимости кристаллов TaSe_3 при комнатной температуре от величины деформации, полученные методом прямой деформации (1 и 2) и методом изгиба подложки (3 — растяжение, 4 — сжатие); прямая линия 5 соответствует уравнению $R(\varepsilon) = R_0 \exp(100\varepsilon)$.

$$R(\varepsilon) = R_0 \exp(a\varepsilon), \text{ где } a \approx 10^2.$$

Тем не менее использование этого метода для исследования температурных зависимостей проводимости деформированных образцов приводит к появлению совершенно иных зависимостей, чем при использовании методов контролируемого удлинения образца или растяжения подложки. На рис. 6 представлен набор температурных зависимостей проводимости, полученных при различной исходной величине деформации образца, созданной методом изгиба подложки.

Видно, что, хотя при достаточно большой деформации на этих зависимостях вблизи комнатной температуры возникает диэлектрический ход проводимости с $dR/dT < 0$, при понижении температуры он сменяется металлическим с $dR/dT > 0$. Такое поведение принципиально отличается от наблюдающегося при использовании методов контролируемого удлинения образца и растяжения подложки за исключением предельных величин растяжения (см. рис. 4).

Для выяснения причин такого поведения мы провели измерения коэффициента термического расширения эпоксидной смолы, использовавшейся для создания структур, изучаемых методом изгиба подложки. С этой целью была измерена температурная зависимость емкости конденсатора, образованного двумя пластинами, одна из которых была закреплена на латунных столбиках длиной 12 мм, а другая — на столбиках из эпоксидной смолы чуть меньшей длины. Расстояние между пластинами при комнатной температуре было несколько сот микрон. Оказалось, что емкость такого конденсатора с вакуумным промежутком существенно зависит от температуры. Из

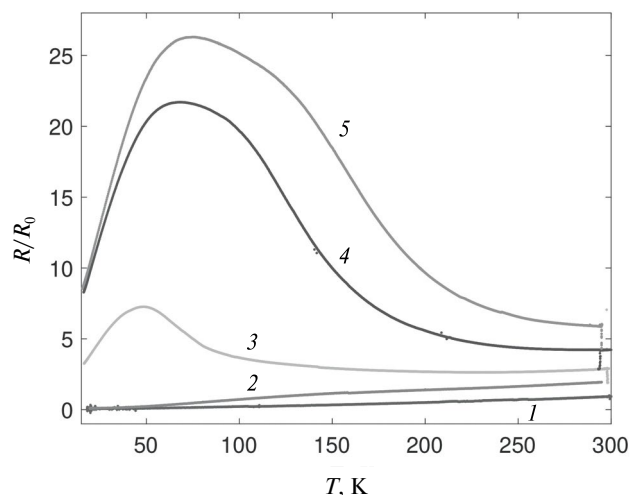


Рис. 6. Температурные зависимости проводимости кристаллов TaSe_3 при различных деформациях, полученных методом изгиба подложки: $\varepsilon = 0$ (1), 0.6 (2), 1.1 (3), 1.4 (4) и 1.75% (5).

полученных результатов было определено, что коэффициент линейного расширения эпоксидной смолы примерно в два раза больше аналогичного коэффициента для латуни. Так как при уменьшении температуры от комнатной до гелиевой латунь уменьшает свои размеры примерно на 0.3%, то при использовании эпоксидной смолы в качестве подложки возникает дополнительная деформация кристалла на уровне -0.5% , которая объясняет появление немонокотных зависимостей проводимости от температуры растянутых образцов.

Из представленных данных видно, что и качественно, и количественно результаты исследования влияния одноосной деформации на проводимость оказываются зависящими от выбора методики измерения, что особенно ярко проявляется при исследовании TaSe_3 — материала с рекордной чувствительностью к деформации. Фактически речь идет об очевидном выводе, что для правильной интерпретации результатов изучения влияния одноосной деформации на свойства материала требуется также учет термического расширения подложки. В первую очередь это относится к многочисленным результатам исследования квазиодномерных проводников, использующих подложки из эпоксидной смолы [7, 11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе представлены результаты изучения влияния одноосной деформации на зарядовый транспорт в высококачественных образцах квазиодномерного топологического материала TaSe_3 с $\text{RRR} > 100$. Продемонстрирована возможность изменения сопротивления TaSe_3 на один порядок при комнатной температуре и до пяти порядков при температуре 3 К. При комнатной температуре зависимость сопротивления от деформации в пределах

разброса экспериментальных данных описывается экспоненциальной зависимостью $R(\epsilon) = R_0 \exp(a\epsilon)$, где $a \approx 10^2$, а исследовавшиеся кристаллы выдерживают деформацию до $\epsilon \approx 2\%$. Оценен коэффициент тензочувствительности кристаллов TaSe_3 при комнатной температуре $K_f = (\Delta R/R_0)/\epsilon = 300 \dots 350$ при $\epsilon = 2\%$. Полученная величина K_f превышает наилучшие известные на сегодняшний день значения как минимум в 1.5 раза. Проведено детальное изучение влияния одноосной деформации кристаллов TaSe_3 на температурную зависимость проводимости. Обнаружено появление максимума на зависимости $R(T)$ при деформациях $\epsilon > 1\%$, которое вызвано частичной релаксацией натяжения в объеме кристалла. При изучении влияния деформации на температурные зависимости сопротивления обнаружено появление максимумов на зависимости $R(T)$ при деформациях $\epsilon < 1\%$, возникновение которых объясняется большим значением коэффициента термического расширения эпоксидной смолы, который согласно результатам наших измерений приводит к уменьшению величины деформации примерно на 0.7% при понижении температуры от комнатной до гелиевой, по сравнению с деформацией кристаллов, расположенных на кварцевой подложке.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность С. Г. Зыбцеву за рекомендации по выбору эпоксидной смолы и В. Я. Покровскому за полезные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-20114).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sambongi T., Yamamoto M., Tsutsumi K. et al. // J. Phys. Soc. Jap. 1977. V. 42. № 4. P. 1421.
2. Tritt T. M., Stillwell E. P., Skove M. J. // Phys. Rev. 1986. V. 34. № 10. P. 6799.
3. Nie S., Xing L., Jin R. et al. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. № 12. P. 125143.
4. Lin C., Ochi M., Kuroda K. et al. // Nature Mater. 2021. V. 20. № 8. P. 1093.
5. Hyun J., Jeong M. Y., Jung M. et al. // Phys. Rev. B. 2022. V. 105. № 11. P. 115143.
6. Zhang Z., Li L., Horng J. et al. // Nano Lett. 2017. V. 17. № 10. P. 6097.
7. Zybtev S. G., Pokrovskii V. Ya. // Physica B: Condensed Matter. 2015. V. 460. P. 34.
8. Haen P., Monceau P., Tisser B. et al. // Proc. 14 Int. Conf. on Low Temperature Physics. Otaniemi. August 14–20 Aug. 1975 /Ed by M. Krusius, M. Vuorio. Amsterdam: North Holland Publishing Company, 1975. V. 5. P. 445.
9. Chaussy J., Haen P., Lasjaunias J. C. et al. // Solid State Commun. 1976. V. 20. № 8. P. 759.
10. Yang J., Wang Y. Q., Zang R. R. et al. Appl. Phys. Lett. 2019. V. 115. № 3. P. 033102.
11. Pokrovskii V. Ya., Zybtev S. G. // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. № 11. P. 115140.

TEMPERATURE DEPENDENCES OF CONDUCTIVITY OF UNIAXIALLY STRAINED TOPOLOGICAL INSULATOR TaSe_3 UNDER DIFFERENT METHODS OF CREATION OF DEFORMATION

V. E. Minakova^a, R. M. Lukmanova^{a, b}, I. A. Cohn^{a, b}, S. V. Zaitsev-Zotov^{a, b, *}

^aKotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS,
Mokhovaya Str. 11, Build. 7, Moscow, 125009 Russian Federation

^bHSE University, Physics Department,
Myasnikitskaya Str. 20, Moscow, 101000 Russian Federation

E-mail: serzz@cplire.ru

Received September 06, 2023, revised September 12, 2023, accepted September 25, 2023

The results of studies of the influence of uniaxial strain on the conductivity of the topological insulator TaSe_3 are presented. Using the application of controlled elongation, the dependence of resistance at room temperature on the strain value was measured up to record strain values of $\epsilon = 2\%$. Using the elastic substrate bending technique, the measurements are extended towards the compressive strain. It was found that the dependence of resistance on deformation is described by the relation $R(\epsilon) = R_0 \exp(-a\epsilon)$ at $a \approx 10^2$. The influence of uniaxial strain on the temperature dependences of conductivity using various methods of creating strain was studied. When creating a strain of more than $0.5 \pm 0.1\%$ by the method of controlled elongation, the material goes into a dielectric state in the temperature range from helium to 300 K; at deformations of more than 1% at temperatures of 50 ... 70 K, a maximum resistance appears, associated with partial relaxation of uniaxial deformation in the volume of the sample. It is shown that the use of the widely used technique of bending the substrate to create strain can lead to the appearance of artifacts in the temperature dependences of the conductivity of the samples.

Keywords: TaSe_3 , topological insulator, uniaxial strain, charge transport, tensosensitivity, metal-dielectric transition

НЕЛИНЕЙНОСТЬ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКИХ ПЛЕНОК АЛМАЗОПОДОБНОГО УГЛЕРОДА С ПРИМЕСЬЮ НИКЕЛЯ

© 2024 г. А. С. Веденеев^{a, *}, А. М. Козлов^a, Д. В. Колодко^a, В. А. Лузанов^a,
И. А. Сорокин^a, А. С. Бугаев^{a, b}

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

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

*E-mail: asv335@fireras.su

Поступила в редакцию 25.08.2023 г.

После доработки 25.08.2023 г.

Принята к публикации 24.09.2023 г.

При комнатной температуре исследованы вольт-амперные характеристики структур Pt/DLC/Pt на базе тонких (40 нм) пленок алмазоподобного углерода (DLC) с примесью Ni. Пленки синтезировали в разряде с полым никелевым катодом (РПК) из смеси аргона и пропана при одновременном осаждении DLC и никеля путем физического распыления материала катода. Концентрацию Ni (10, 20 и 40 ат.%) варьировали за счет изменения доли пропана (реакционного газа) в плазмообразующем газе (аргон) в диапазоне C₃H₈: Ar ~ 1:(1000...7000). Обнаруженное нелинейное поведение вольт-амперных характеристик структур — зависимости кондактанса G от поперечного напряжения V , $G \propto \exp(A V^{1/2})$ — согласуется с моделью Френкеля—Пула. Отмеченное уменьшение наклона зависимостей $\ln(G)$ от $V^{1/2}$ с увеличением содержания никеля объяснено ростом диэлектрической проницаемости DLC(Ni) при увеличении содержания Ni. Определен порог протекания, соответствующий концентрации Ni ~ 20 ат. %.

Ключевые слова: алмазоподобный углерод, плазмохимическое осаждение, физико-химический синтез, тип гибридизации, перколяция, прыжковая проводимость

DOI: 10.31857/S0033849424050102, **EDN:** ILAHNN

Пленки алмазоподобного углерода (DLC) представляют интерес в связи с их уникальными механическими и физическими свойствами [1–7]. По своей структуре пленки представляют смесь наноразмерных графито- и алмазоподобных кластеров углерода в sp^2 - и sp^3 -состояниях [6, 7]. Введение атомов различных элементов позволяет изменять свойства пленок. Например, примеси фтора, кремния [8], азота [9, 10], меди, титана [11, 12], тантала и вольфрама [13] снижают коэффициент трения; примеси бора, фтора [14] и кремния [15] повышают твердость; вольфрам и хром [16] изменяют оптические свойства пленок; проводимостью пленок можно управлять введением тантала, вольфрама, титана, ниобия [17], серебра, меди [18, 20] и кобальта [19]. Диэлектрические свойства пленок с примесью никеля исследованы в работах [21–23]. Механизмы неомического поведения проводимости нелегированных пленок DLC были рассмотрены нами ранее [24–26]. В частности, отмечено, что такое поведение может быть обусловлено проявлением эффектов Френкеля—Пула [27, 28], Шоттки (Фаулера—Нордгейма) [29], резистивного переключения из высокоомного в низкоомное состояние вследствие электромиграции катионов или изменения

типа гибридизации углерода ($sp^3 \rightarrow sp^2$) под действием электрического поля [30–32], протекания носителей заряда в случайном кулоновском потенциале [33, 34] и др. В условиях прыжкового транспорта нелинейность вольт-амперных характеристик (ВАХ) может быть также связана с тем, что поперечная проводимость тонких пленок во многом определяется мезоскопическими эффектами — формированием перколяционных цепочек из центров с наиболее узкими межцентровыми (или межкластерными) потенциальными барьерами [35, 36], в которых достигается максимальная величина электрического поля.

Цель данной работы — изучение поперечной проводимости структур Pt/DLC(Ni)/Pt на основе тонких (40 нм) исходно высокоомных пленок DLC с примесью никеля, полученных в разряде с полым катодом (РПК).

Синтез алмазоподобных пленок осуществляли в плазмохимическом реакторе (ПХР) [37]. Вакуумный стенд ПХР объемом 5 л откачивали до остаточного давления 10^{-3} Па пластинчато-роторным форвакуумным и диффузионным насосами. Электродная система ПХР состоит из катода в виде полого цилиндра диаметром 18 мм, длиной

35 мм с толщиной стенки 1 мм, установленного на подвижном вводе Вильсона, и анода — стенка вакуумной камеры. Подложка, на которую осаждали углеродную пленку, располагали напротив катода РПК на неподвижном вводе, позволяющем подавать электрический потенциал, измерять температуру, а также осуществлять нагрев/отжиг до 700 °С. Температура подложки не превышала 130 °С, расстояние между катодом РПК и подложкой составляло 40 мм. В качестве подложки использовали предметное стекло толщиной 2 мм, покрытое слоем платины толщиной 200 нм.

При нанесении пленок DLC(Ni) соотношение между плазмообразующим (аргон) и реакционным (пропан) газами задавали двумя регуляторами расхода РРГ-10. РПК зажигали высоковольтным блоком питания (напряжение ≤ 1.5 кВ, мощность ≤ 500 Вт).

При фиксированных параметрах РПК (ток разряда 100 мА, напряжение разряда 500...600 В) и общем рабочем давлении смеси 0.8 Торр измерена скорость роста пленки DLC(Ni) и процентное содержание никеля для разного соотношения плазмообразующего и реакционного газов. Полученные калибровочные кривые представлены на рис. 1.

Скорость роста пленок DLC(Ni) измеряли с использованием профилометра Dektak 150 (Veeco, Tucson, AZ). Процентное содержание никеля оценивали методом энергодисперсионной спектроскопии (детектор INCA X-act Energy Dispersive X-Ray Spectroscopy (Oxford Instruments) в составе сканирующего электронного микроскопа Tescan Vega). Кристаллическую структуру пленок DLC(Ni) исследовали с помощью модернизированного двухкристального рентгеновского дифрактометра ДРОН-3, работающего по схеме Брегга—Брентано

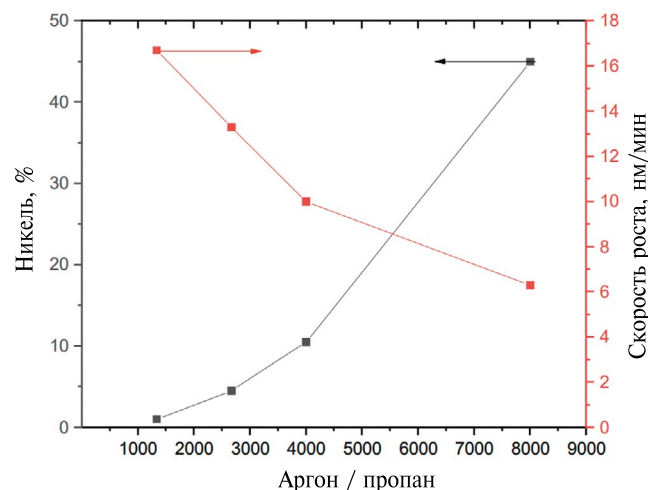


Рис. 1. Зависимость процентного содержания никеля в DLC(Ni) и скорости роста пленки от соотношения парциальных давлений аргона и пропана.

(длина волны излучения 0.15405 нм) [38]. Как установлено, размер областей когерентного рассеяния, характеризующий размер включений (нанокластеров) Ni в DLC, не превышает 0.5 нм, что согласуется с результатами исследования пленок DLC(Ni) методом сканирующей электронной микроскопии [23].

При измерении вольт-амперных характеристик (ВАХ) пленок DLC(Ni) в качестве нижнего электрода использовали платиновый подслои образцов, в качестве верхнего электрода использовали прижимной платиновый зонд. Развертку напряжения осуществляли с использованием генератора Tektronix AFG3252, силу тока в цепи и падение напряжения на пленке измеряли с помощью цифрового осциллографа Tektronix TPS2024.

В процессе измерений на генераторе задавался пилообразный сигнал частотой 100 Гц с амплитудным значением напряжения $V_a = 5$ В. Ток в цепи рассчитывали по падению напряжения на эталонном резисторе 10 кОм. Зависимости силы тока I от поперечного напряжения V были измерены при комнатной температуре.

Типичные зависимости I от V (ВАХ) структур Pt/DLC(Ni)/Pt с концентрацией Ni 10, 20 и 40 ат.% приведены на рис. 2. Они имеют нелинейный вид, характерный для структур на основе DLC (см. [25, 26]). Увеличение напряжения, $|V| > V_a$, приводит к переключению структур из высокоомного в низкоомное состояние, которое сохраняется длительное время.

Исходя из малого размера включения Ni в DLC будем полагать, что нелинейность ВАХ может быть связана с проявлением эффекта Френкеля—Пула [27, 28], для которого зависимость кондактанса $G = I/V$ от электрического поля $E \propto V$ имеет вид

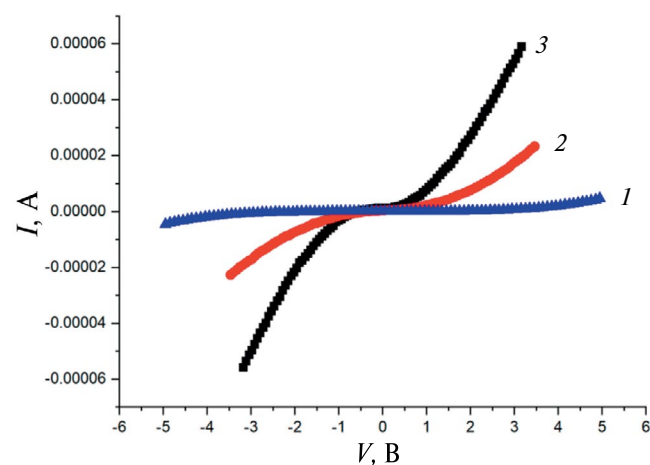


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики структур Pt/DLC(Ni)/Pt с различной концентрацией никеля: 10 (1), 20 (2), 40 ат.% (3).

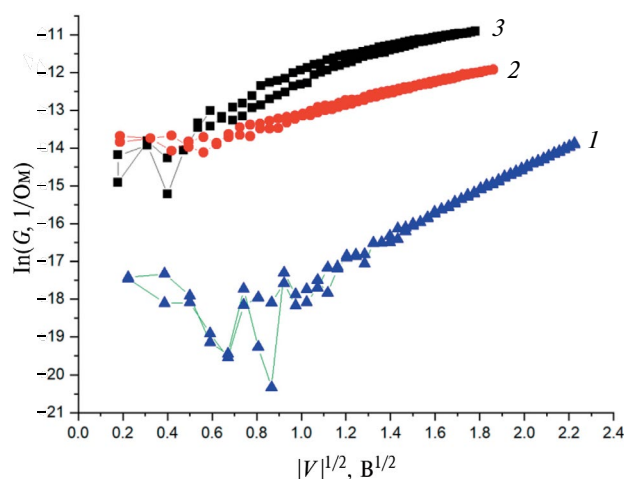


Рис. 3. Зависимость кондактанса G от $|V|^{1/2}$ при различной концентрации никеля: 10 (1), 20 (2), 40 ат. % (3).

$$G \propto \ln(AE^{1/2}), \quad (1)$$

где коэффициент $A = 2(e^3/\kappa)^{1/2}/kT$, e — элементарный заряд, κ — диэлектрическая проницаемость DLC, k — постоянная Больцмана, T — температура. Обращаясь к данным рис. 1 отметим, что в соответствии с формулой (1) полевые зависимости кондактанса G линеаризуются в координатах $\ln(G) - V^{1/2}$ (рис. 3).

При этом кондактанс структур G возрастает с увеличением концентрации никеля, тогда как наклон зависимостей $\ln(G)$ от $V^{1/2}$ уменьшается, что не согласуется с формулой (1). Действительно, в модели Френкеля—Пула [27, 28] коэффициент A в (1) не зависит от содержания Ni в DLC. Причина отмеченного противоречия может быть связана с ростом диэлектрической проницаемости DLC(Ni) при увеличении концентрации примеси Ni [23].

Отметим также, что одной из основных характеристик композитных систем, в том числе структур на основе DLC, является порог протекания — значение концентрации металла, при которой образуется бесконечный проводящий кластер [34]. На рис. 4 приведена зависимость сопротивления $R = 1/G$ структур Pt/DLC(Ni)/Pt от содержания Ni. Концентрация Ni, соответствующая порогу протекания, составляет ~ 20 ат.%, что согласуется с результатами работы [23].

Таким образом, обнаруженная нелинейность ВАХ структур Pt/DLC(Ni)/Pt с концентрацией Ni 10, 20 и 40 ат.% согласуется с моделью Френкеля—Пула. При увеличении содержания никеля в DLC кондактанс структур G возрастает, тогда как наклон зависимостей $\ln(G)$ от $V^{1/2}$ уменьшается, что может быть связано с ростом диэлектрической проницаемости DLC(Ni) при увеличении концентрации Ni. Определенный порог протекания соответствует концентрации Ni ~ 20 ат.%.

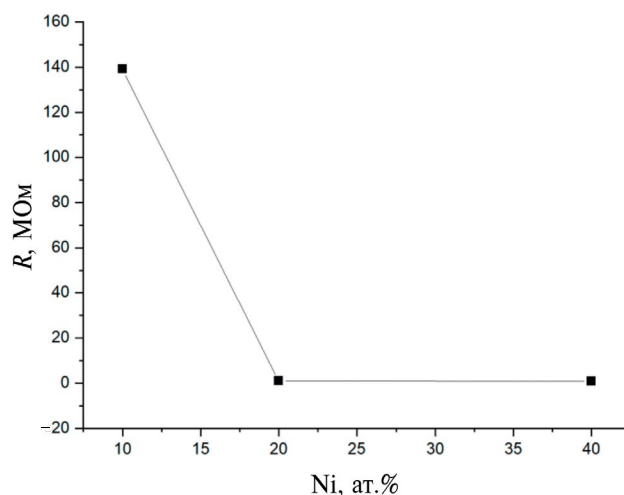


Рис. 4. Зависимость сопротивления структур Pt/DLC(Ni)/Pt от содержания Ni.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-29-00276). Изготовление и характеристика объектов исследования проведены в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Robertson J. // Mater. Sci. Engineer. R: Rep. 2002. V. 4. № 37. P. 129.
2. Koidl P., Wild C., Dischler B. et al. // Mater. Sci. Forum. 1990. V. 52–53. P. 41.
3. Zou J. W., Reichelt K., Schmidt K., Dischler B. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. № 10. P. 3914.
4. Kaplan S., Jansen F., Machonkin M. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. № 7. P. 750.
5. Grill A., Meyerson B. S., Patel V. V. et al. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. № 8. P. 2874.
6. Иванов-Омский В. И., Толмачев А. В., Ястребов С. Г. // ФТП. 2001. Т. 35. № 2. С. 227.
7. Jager C., Gottwald J., Spiess H. W., Newport R. J. // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. № 2. P. 846.
8. Dimigen H., Klages C. P. // Surf. Coat. Technol. 1991. V. 49. № 1–3. P. 543.
9. Khurshudov A., Kato K., Daisuke S. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1996. V. 14. № 5. P. 2935.
10. He X. M., Hakovirta M., Nastasi M. // Mater. Lett. 2005. V. 59. № 11. P. 1417.
11. Wei Q., Narayan R. J., Sharma A. K. et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1999. V. 17. № 6. P. 3406.
12. Damasceno J. C., Camargo S. S., Freire F. L., Carius R. // Surf. Coat. Technol. 2000. V. 133–134. P. 247.
13. Gampp R., Gantenbein P., Kuster Y. et al. // Proc. SPIE. 1994. V. 2255. P. 92.

14. Donnet C., Fontaine J., Grill A. et al. // Surf. Coat. Technol. 1997. V. 94–95. P. 531.
15. Grischke M., Bewilogua K., Trojan K., Dimigen H. // Surf. Coat. Technol. 1996. V. 74–75. Pt.2. P. 739.
16. Wei Q., Sankar J., Narayan J. // Surf. Coat. Technol. 2001. V. 146–147. P. 250.
17. Луцев Л. В., Яковлев С. В., Сиклицкий В. И. // ФТТ. 2000. Т. 42. № 6. С. 1105.
18. Луцев Л. В., Звонарева Т. К., Лебедев В. М. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 15. С. 84.
19. Мороз О. Ю., Наквасина Е. Ю. // Сб. трудов XII Всерос. школы-семинара “Волновые явления в неоднородных средах”. Звенигород. 24–29 мая 2010. М.: Физфак МГУ, 2010. Т. 7. С. 57.
20. Nikolaychuk G. A., Yakovlev S. V., Moroz O. Y., Nakvasina E. Y. // 13th Int. Conf. on Electromechanics, Electrotechnology, Electromaterials and Components (ICEEE – 2010). Alushta 19–25 Sept. M: MPEI, 2010. V. 4. P. 46.
21. Николайчук Г. А., Мороз О. Ю., Дунаевский С. М. // ЖТФ. 2018. Т. 88. № 11. С. 1672.
22. Веденеев А. С., Лузанов В. А., Рыльков В. В. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. № 3. С. 170.
23. Vedeneev A. S., Luzanov V. A., Rylkov V. V. // Semiconductors. 2019. V. 53. № 14. P. 1970.
24. Николаев С. Н., Веденеев А. С., Лузанов В. А. и др. // РЭ. 2021. Т. 66. № 10. С. 1024.
25. Frenkel J. // Phys. Rev. 1938. V. 54. № 8. P. 647.
26. Френкель Я. И. // ЖЭТФ. 1938. Т. 8. № 12. С. 1292.
27. Насыров К. А., Гриценко В. А. // Успехи физ. наук. 2013. Т. 183. № 10. С. 99.
28. Peng P., Xie D., Yang Y. et al. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. № 8. P. 084501.
29. Zhuge F., Dai W., He C. L. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. № 16. P. 163505.
30. Takabayasi S., Yang M., Ogawa Sh. et al. // J. Appl. Phys. 2014. V. 116. № 9. P. 093507.
31. Шкловский Б. И. // ФТП. 1979. Т. 13. № 1. С. 93.
32. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // Успехи физ. наук. 1975. Т. 117. № 3. С. 401.
33. Pollak M., Hauser J. J. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. № 21. P. 1304.
34. Райх М. Э., Рузин И. М. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 9. С. 437.
35. Сорокин И. А., Колодко Д. В., Краснобаев К. И. // РЭ. 2020. Т. 65. № 3. С. 288.
36. Лузанов В. А., Веденеев А. С. // РЭ. 2018. Т. 63. № 9. С. 1007.

NONLINEARITY OF CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS OF DIAMOND-LIKE CARBON THIN FILMS WITH NIKEL IMPURITY

A.S. Vedeneev^{a,*}, A.M. Kozlov^a, D.V. Kolodko^a, V.A. Luzanov^a,
I.A. Sorokin^a, A.S. Bugaev^{a,b}

^aFryazino Branch Kotelnikov Institute Radioengineering and Electronics RAS,
Vvedenskogo Squar. 1, Fryazino, Moscow region, 141190 Russia

^bMoscow Institute of Physics and Technology (National Research University)
Institutskii Lane, 9, Dolgoprudny, Moscow region, 141700 Russia

*E-mail: asv335@fireras.su

Received August 25, 2023, revised August 25, 2023, accepted September 24, 2023

The current-voltage characteristics for Pt/DLC/Pt structures based on thin (40 nm) diamond-like carbon (DLC) films with Ni impurity have been studied at room temperature. The films were synthesized in the hollow Ni-cathode discharge from the mixture of argon and propane at simultaneous deposition of the DLC and Ni. The Ni concentration (10, 20 and 40 at. %) was controlled by variation of the propane portion (reactive gas) in plasma forming gas (argon) in the range of C₃H₈:Ar ~ 1:(1000...7000). Nonlinearity of the conductance G dependence on transverse voltage V agrees with Frenkel–Paul model: $G \propto \exp(AV^{1/2})$. Observed decrease of the $\ln(G) - V^{1/2}$ dependence slope with increase of the Ni content was connected with increase of the DLC(Ni) dielectric permeability. Percolation threshold corresponds to Ni concentration of ~ 20 at. %.

Keywords: diamond-like carbon, plasma-chemical synthesis, hybridization, percolation, hopping electron transport

ЭМПИРИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ УЯЗВИМОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ ТЕХНИЧЕСКИХ СРЕДСТВ МЕТОДОМ УДАРНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

© 2024 г. В. Е. Осташев*, А. В. Ульянов

Объединенный институт высоких температур РАН,
Ижорская ул., 13, стр. 2, Москва, 125412 Российская Федерация

*E-mail: ostashev@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 27.06.2023 г.

После доработки 09.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Рассмотрена проблема обеспечения работоспособности электронных технических средств (ЭТС) при воздействии мощного электромагнитного излучения, в частности, рассмотрен механизм отклика ЭТС на внеполосное воздействие излучения. Указаны параметры излучений, характеризующие уровень их воздействия на ЭТС. Предложена методика эмпирической оценки пороговых значений этих параметров, которые характеризуют стойкость ЭТС к воздействию сверхширокополосного излучения.

Ключевые слова: сверхширокополосное излучение, электронные устройства, стойкость к воздействию излучения, уровень воздействия

DOI: 10.31857/S0033849424050115, **EDN:** IKYWJI

ВВЕДЕНИЕ

В связи с общей тенденцией развития технических устройств в направлении насыщения их электронными системами, а также достижений в области создания сильноточных быстродействующих электронных приборов большой мощности обсуждаются проблемы, связанные с угрозой воздействия мощных электромагнитных (ЭМ) излучений радиочастотного диапазона на электронные технические средства (ЭТС) [1–17]. Существование этой угрозы и ее актуальность *de facto* подтверждены в стандарте РФ ГОСТ Р 51317.2.5–2000 “Совместимость технических средств электромагнитная” и в стандарте США MIL-STD-464C “Electromagnetic Environmental Effects Requirements for Systems” [18, 19].

Угроза мощных радиочастотных излучений заключается в том, что их воздействие может вызвать отказ режима нормального качества функционирования ЭТС как на время воздействия излучения (подавление функционала ЭТС), так и после его воздействия (поражение обратимое и необратимое). Свойство ЭТС сохранять работоспособность, т.е. сохранять нормальное качество функционирования (КФ) в условиях внешнего воздействия, называется стойкостью по отношению к этому воздействию [20]. Если угроза ЭМ-атаки реальна [1], то широкое внедрение ЭТС в различные сферы деятельности общества становится оправданным при условии, что стойкость режима нормального КФ ЭТС может быть обеспечена на необходимом уровне.

Изучению причин и условий отказа режима нормального КФ ЭТС в результате воздействия мощных импульсных электромагнитных излучений посвящено много исследований. Общим для них является следующее:

- уровень воздействия характеризуется тем параметром излучения, который регистрировался непосредственно, а именно: плотностью потока ЭМ энергии S (Вт/м²) в случае сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения и напряженностью электрического поля E (В/м) в случае сверхширокополосного излучения (СШПИ);
- в стандарте США [19] уровень воздействия широкополосного излучения оценивается значением плотности частотного спектра, q (В/м/Гц);
- стойкость ЭТС ставится в однозначное соответствие конкретному сигналу внешнего воздействия;
- значение регистрируемого параметра излучения, при котором осуществляется угроза воздействия, имеет пороговый характер;
- пороговое значение регистрируемого параметра частотно-импульсного излучения зависит от амплитудно-временной формы сигнала, может изменяться при изменении частоты следования импульсов f_0 , а также от пространственной ориентации ЭТС в поле излучения.

Из приведенных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Число параметров, характеризующих стойкость ЭТС, соответствует числу первичных

параметров излучения — это амплитуда сигнала, его частотный спектр, частота следования импульсов, а также ориентация ЭТС в поле излучения.

2. Уровень воздействия СВЧ- и СШП-сигналов фактически характеризовался одним параметром, поскольку $S \sim E^2$.

3. Стойкость ЭТС поставлена в соответствие конкретному ЭМ-сигналу. Достоверность такого результата безусловна, но он ничтожен, поскольку прогноз стойкости ЭТС к произвольному сигналу невозможен.

4. Параметров, характеризующих излучение, много, одинаковых ЭТС нет. Из этого следует, что число варьируемых параметров задачи при определении стойкости ЭТС к воздействию излучения необходимо уменьшать.

5. Стойкость есть отражение внутренних свойств ЭТС, которые проявляются при возбуждении его электрических структур ЭМ-полем излучения. Подобие этих свойств может быть одним из критериев классификации ЭТС.

Рассмотрим, как формируется отклик структур ЭТС на внешнее ЭМ-воздействие.

Механизм воздействия ЭМ-излучения на ЭТС. Обсудим этот вопрос, следуя аналогии. ЭТС является “приемником” излучения, даже когда нет антенных трактов. Приемник поглощает ЭМ-энергию в частотном спектре его чувствительности (или уязвимости). Уровень внешнего сигнала в этом спектре определяет качество приема сигнала (или уровень ЭМ-возбуждения структур ЭТС). Нормальное качество приема может быть обеспечено только в ограниченном интервале амплитуд параметров входного сигнала (мощность, плотность частотного спектра). Выход за пределы этого интервала приводит к утрате нормального КФ ЭТС. Последствия превышения значений параметров стойкости ЭТС к воздействию излучению могут быть обратимыми или необратимыми.

Из приведенной аналогии следует: чтобы вызвать нарушение режима нормального функционирования ЭТС, воздействуя на его структуры ЭМ-излучением, необходимо доставить определенную энергию в частотную область уязвимости ЭТС со скоростью доставки этой энергии (мощностью) выше порогового значения. Поразить функционал ЭТС, воздействуя на него вне частотной области уязвимости, можно, но такой процесс энергетически не эффективен.

При воздействии квазистационарного СВЧ-излучения приоритетом является преодоление порога по мощности воздействия. Его энергия определяется длительностью импульса. При воздействии мощного импульса СШПИ, длительность которого ограничена, приоритетом является преодоление порога по энергии импульса, а поскольку частотный спектр сверхширокополосный, — то энергии

в единичном частотном интервале. Приведенное сравнение СВЧ- и СШП-сигналов показывает, что уровень ЭМ-воздействия на структуры ЭТС может характеризоваться разными параметрами этих излучений.

Поразить функционал ЭТС может один импульс излучения или последовательность импульсов. В первом случае пороговые уровни воздействия преодолеваются сразу и по мощности, и по энергии сигнала. Во втором случае отказ функционирования ЭТС происходит по истечении некоторого времени непрерывного накопления энергии ЭМ-возмущений. В этом “квазистационарном” процессе осуществляется непрерывный подвод ЭМ-энергии, ее распределение по структурам ЭТС, затухание этой энергии с некоторой скоростью (мощностью) вследствие омических потерь в элементах структуры, а также обратного излучения. Чем больше различие в скорости подвода и диссипации энергии, тем с большей скоростью энергия ЭМ-возмущений накапливается в структурах ЭТС. Это создает условия для нарушения режима работы активных элементов ЭТС, возникновения функциональных сбоев в работе подсистем, увеличения скорости их появления и, в конечном счете, ведет к отказу режима нормального функционирования ЭТС [21].

Цель данной работы — по факту потери нормального КФ ЭТС в результате воздействия излучения предложить и обосновать эмпирический метод оценки положения частотной области уязвимости ЭТС, а применительно к СШПИ оценить пороговое значение уровня его воздействия.

1. ПАРАМЕТРЫ СТОЙКОСТИ ЭТС

1.1. Частотная область уязвимости ЭТС и ее обнаружение

Электромагнитное поле излучения может инициировать в структурах ЭТС собственные (резонансные) колебания токов и напряжений или вынужденные колебания на частотах, далеких от резонансных. Поглощение ЭМ-энергии в этих структурах наиболее эффективно на резонансных частотах. Они являются центрами частотных областей уязвимости ЭТС.

Возбуждение резонансных колебаний в структурах ЭТС может быть инициировано ударным воздействием импульсов СШПИ. По отношению к этому излучению реальные ЭТС являются частотно-избирательными или узкополосными “приемниками”. В результате ударного воздействия в структурах ЭТС происходит возбуждение резонансных колебаний тока и напряжения, интерференция этих колебаний, их усиление при участии источников электропитания ЭТС и затухание вследствие обратного излучения и диссипации энергии возбуждения в элементах электронной

схемы. Таким образом, СШПИ может быть использовано как средство активации частотной области уязвимости ЭТС. (Метод обнаружения этой области описан далее, в разд. 3.)

1.2. Параметры, характеризующие уровень ЭМ-воздействия на ЭТС

Энергия излучения доставляется к ЭТС в физическом и частотном пространстве. Нет проблемы прицеливания в ЭТС в физическом пространстве. Прицеливание в частотном пространстве заключается в том, чтобы обеспечить пересечение частотных спектров воздействующего сигнала и уязвимости ЭТС. При этом каждая из спектральных областей по отношению к другой может быть широкой или узкой. В зависимости от этого отклик структур ЭТС на ЭМ-воздействие будет разным.

Если спектр сигнала относительно узкий (например, СВЧ-сигнал), то уровень его воздействия на ЭТС определяется параметром $E(t)$ или $S(t)$ ($S \sim E^2$) [22]. Если спектр сигнала широкий (СШП-сигнал), то уровень его воздействия определяется плотностью частотного спектра $q(F)$ (В/м/Гц) в той точке на оси частот, которая соответствует центральной частоте спектра уязвимости ЭТС. В первом случае к ЭТС доставляется полная энергия падающего СВЧ-сигнала. Вероятность попадания этого сигнала в частотную область уязвимости ЭТС мала, поэтому в структурах ЭТС возбуждаются вынужденные колебания напряжения и тока. Их длительность равна длительности воздействия. Во втором случае в структурах ЭТС возбуждаются относительно продолжительные резонансные колебания. При этом в частотную область уязвимости ЭТС доставляется только доля энергии сигнала, которая пропорциональна ширине этой области. Характерные значения параметров E , q и длительность импульса τ связаны зависимостью $q \approx E\tau$, поэтому фиксированный уровень воздействия СШПИ на ЭТС достигается при разных сочетаниях значений E и τ .

Произведение $cq(F)$, где c — скорость распространения ЭМ-волны, имеет размерность электрического напряжения. Локальный параметр $U_{\text{ЭМ}} = cq(F)$ можно было бы назвать эффективным напряжением ЭМ-воздействия импульса СШПИ на частоте F . Если в соответствии с [19] принять в качестве характерного значения стойкости ЭТС, что $q \approx 1$ В/м/МГц, то $U_{\text{ЭМ}} \approx 0.3$ кВ.

1.3. Параметры, характеризующие стойкость ЭТС к излучению

Результат воздействия излучения на ЭТС зависит от значения параметров излучения в частотном спектре поглощения энергии структурами ЭТС, от пространственной ориентации ЭТС в поле излучения заданного направления и поляризации. Когда достигнуто пересечение спектров излучения

и уязвимости ЭТС, то воздействие эффективно. При этом значение параметров стойкости ЭТС к этому воздействию минимально.

Каждому пространственному положению ЭТС в общем случае соответствует свой минимум уровня стойкости. Семейство этих значений имеет абсолютный минимум и абсолютный максимум. Сравнение параметров, характеризующих уровень воздействия излучения, с параметрами, характеризующими минимальную и максимальную стойкость ЭТС, позволяет определить границы дистанции поражения функционала ЭТС, удаленного от источника воздействия. При этом разработчик средств ЭМ-поражения должен ориентироваться на максимальный уровень стойкости заданной ему выборки ЭТС.

Процессы, инициированные воздействием излучения на структуры ЭТС, в общем случае индивидуальны. Поэтому достоверный результат испытаний ЭТС на стойкость к ЭМ-излучению может быть получен только эмпирическим методом.

2. ПАРАМЕТРЫ СШП-ИЗЛУЧЕНИЯ АПЕРТУРНОГО РАСКРЫВА

Для обсуждения возможности использования СШПИ как средства тестирования стойкости ЭТС рассмотрим некоторые особенности этого излучения при его формировании антенной апертурного типа.

Пусть размер апертуры регулярного ТЕМ-рупора равен 0.3×0.3 м, угол раскрыва электродов 20° , длительность фронта переходной характеристики — 40 пс. Расчет параметров излучения рупора проведем с использованием модели излучения плоского апертурного раскрыва, возбуждаемого неоднородно и не синхронно [23, 24].

Пусть электрический импульс возбуждения рупора $U(t)$ имеет вид моноцикла (рис. 1). При этом импульс напряженности электрического поля излучения $E(t)$ в его дальней зоне и по оси диаграммы направленности (ДН) антенны имеет вид, представленный на рис. 2.

На рис. 3 показано распределение плотности частотного спектра $q(F)$ импульса излучения при возбуждении рупора импульсом моноцикла $U(t)$ с фиксированной амплитудой, но при разной длительности фронта перепада напряжения — 100, 150 и 300 пс.

В табл. 1 приведены относительные значения параметров импульса излучения по оси антенны в дальней зоне излучения при $R = \text{const}$. Сравнение этих данных показывает, что параметры E и q являются характеристикой уровня воздействия качественно разных излучений. Действительно, при изменении τ изменяются значения E_{max} и энергии

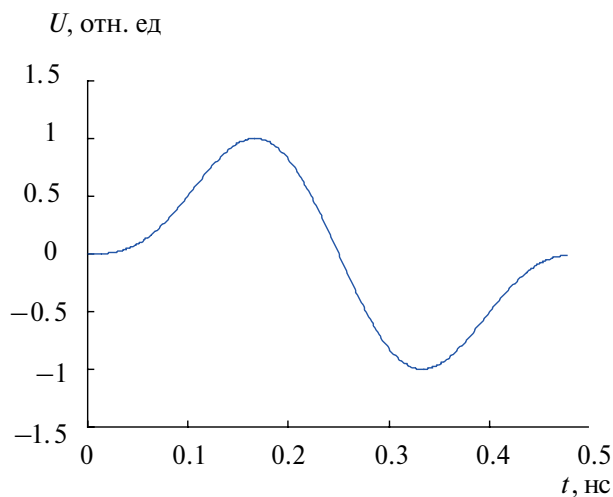


Рис. 1. Напряжение возбуждения *ТЕМ*-рупура.

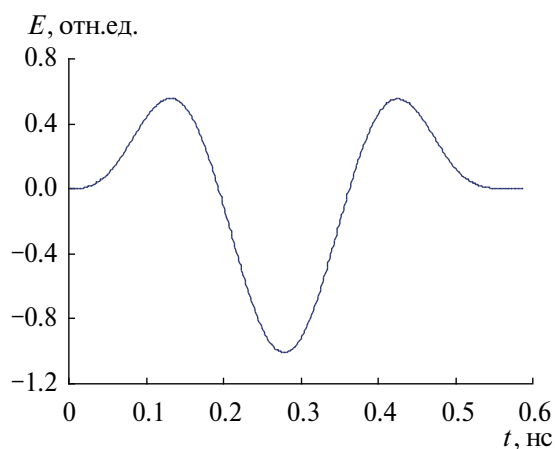


Рис. 2. Напряженность электрического поля импульса излучения.

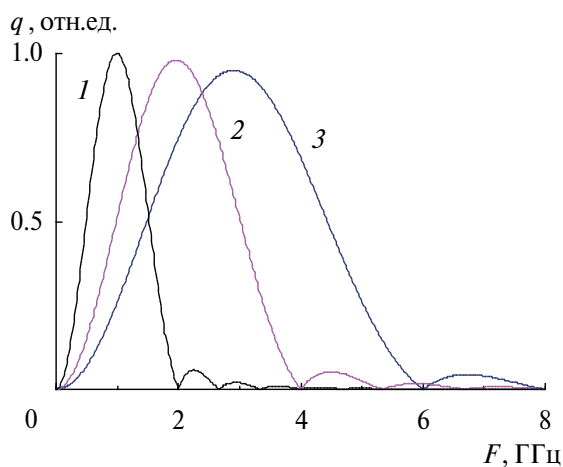


Рис. 3. Плотность частотного спектра импульса излучения при фронте перепада напряжения $U(t) = 300$ (1), 150 (2) и 100 пс (3).

Таблица 1. Относительные значения параметров излучения заданного апертурного раскрытия при вариации длительности фронта импульса его возбуждения

Параметр, отн.ед.	Фронт, пс		
	100	150	300
$E_{\max}$	1	0.66	0.33
W	1	0.72	0.37
$q_{\max}$	1	1.03	1.05

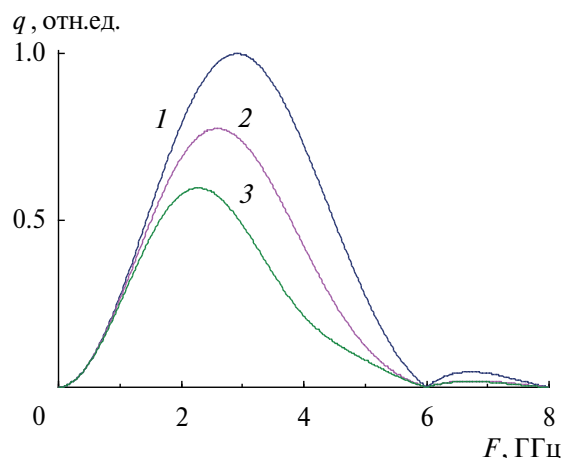


Рис. 4. Плотность частотного спектра импульса СШПИ при $\varphi = 0$ (1), 8 (2) и 12 град (3).

импульса W , а значение параметра $q_{\max}$ практически не изменяется ($q_{\max} \approx \tau E_{\max} \approx \text{const}$).

На рис. 4 показано распределение плотности частотного спектра $q(F, \varphi)$ импульса СШПИ, наблюдаемого под углом φ по отношению к оси ДН антенны на фиксированном от нее расстоянии. При увеличении φ происходит уменьшение амплитуды $q(F, \varphi)$ и смещение спадающей ветви распределения в низкочастотную область спектра. Нули распределений остаются на тех же частотах. Положение восходящей ветви распределения практически не изменяется.

3. ОЦЕНКА ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ СТОЙКОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СШП-ИЗЛУЧЕНИЯ

Последовательность СШП-импульсов при частоте их следования f_0 имеет сплошной частотный спектр, по форме подобный спектру единичного импульса, если уширение линий спектра, вызванное нестабильностью Δf_0 , превышает частотный интервал f_0 . При скважности последовательности импульсов g_0 это условие выражается соотношением

$$g_0 \Delta f_0 / f_0 \geq 1. \quad (1)$$

Источники мощных СШПИ этому условию удовлетворяют, поскольку $g_0 \approx 10^6 - 10^7$ при $f_0 \sim 10^3$ имп/с.

Рассмотрим способ определения пороговых значений параметров, характеризующих стойкость ЭТС при частотно-импульсном воздействии СШПИ, формируемого антенной апертурного типа.

Пусть ЭТС располагается по оси ДН антенны излучателя ($\varphi = 0$). Пусть при фиксированной частоте f_0 на расстоянии R_n от излучателя наблюдается отказ нормального функционирования ЭТС в соответствии с заданным критерием результата воздействия (подавление, поражение). Это означает, что в какой-то точке на распределении плотности частотного спектра единичного импульса излучения $q_1(F, R_n, \varphi = 0)$ достигнуто пороговое значение параметров воздействия. Назовем эту точку (q_n, F_n) критической, а распределение q_1 представим в виде кусочно-ломаной линии l ($0bcd$ на рис. 5). Рассмотрим способ определения положения точки (q_n, F_n) на зависимости $q_1(F, R_n, \varphi = 0)$.

1. Не изменяя R ($R = R_n$), отклоним ось ДН антенны на угол φ от направления на ЭТС (фиксированные параметры задачи далее не указываем). В соответствии с рис. 4 амплитуда распределения $q_1(F, |\varphi| > 0)$ уменьшится (линия 2 $0aa'd$ на рис. 5), восходящая ветвь спектрального распределения не изменится на отрезке $[0, a]$, а нисходящая, $[a', d]$, сместится в низкочастотную область.

Если при повороте ДН на угол φ результат воздействия излучения на ЭТС остался прежним (отказ функционирования), то критическая точка (q_n, F_n) находится где-то на отрезке $[0, a]$ распределения $q_1(F, \varphi = 0)$. Чтобы найти положение этой точки, следует последовательно увеличивать φ и, соответственно, уменьшать длину отрезка $[0, a]$ до тех пор, пока не будет восстановлен нормальный режим работы ЭТС. При этом проекция точки a на координатные оси q и F дает пороговые значения параметров q_n и F_n . Точка F_n характеризует

центральную частоту спектральной области уязвимости ЭТС. Точка q_n является пороговым значением плотности спектра импульса излучения в точке F_n при частоте следования импульсов излучения f_0 .

2. Представим обратное. Пусть при переходе от распределения $q_1(F, \varphi = 0)$ к $q_1(F, |\varphi| > 0)$ КФ ЭТС вернулось к нормальному состоянию. Это означает, что критическая точка (q_n, F_n) находится где-то на ветви bcd распределения $q_1(F, \varphi = 0)$.

Если точка (q_n, F_n) находится на отрезке $[b, c]$, то ее положение может быть найдено при вариации φ и увеличении амплитуды распределения q_1 при уменьшении R от значения R_n ($R < R_n$) (линия $2'$ на рис. 5). Так, например, при фиксированном значении φ и вариации R точка ξ пересечения спектральных распределений $q_1(F, R_n, \varphi = 0)$ и $q_1(F, R < R_n, \varphi)$ перемещается по отрезку $[b, c]$ в пределах $[b', c]$. Длина отрезка $[b', c]$ варьируется при изменении φ , так как при этом изменяется положение точки a' на частотной оси (см. рис. 4).

Таким образом, положение критической точки (q_n, F_n) на ветви $[b, c]$ распределения $q_1(F, R_n, \varphi = 0)$ определяется при вариации параметров φ и R .

3. Если точка (q_n, F_n) находится на отрезке $[c, d]$ распределения $q_1(F, R_n, \varphi = 0)$, то ее положение определяется при использовании излучателя с более высокочастотной границей спектра излучения.

На рис. 6 представлено распределение $q_1(F, R_n, \varphi = 0)$ (линия l), при котором КФ ЭТС не является нормальным, и распределение $q_2(F, R, \varphi = 0)$ с высокочастотной границей спектра $d' > d$. Амплитуду распределения $q_2(F, R, \varphi = 0)$ необходимо согласовать с амплитудой $q_1(F, R_n, \varphi = 0)$, подобрав значение R . Пусть линия 2 соответствует распределению $q_2(F, R_2, \varphi = 0)$, а линия $2'$ — распределению $q_2(F, R > R_2, \varphi = 0)$. При вариации R происходит перемещение точки ξ пересечения распределений $q_1(F, R_n, \varphi = 0)$ и $q_2(F, R, \varphi = 0)$. При этом по факту потери КФ ЭТС фиксируются параметры критической точки (q_n, F_n) .

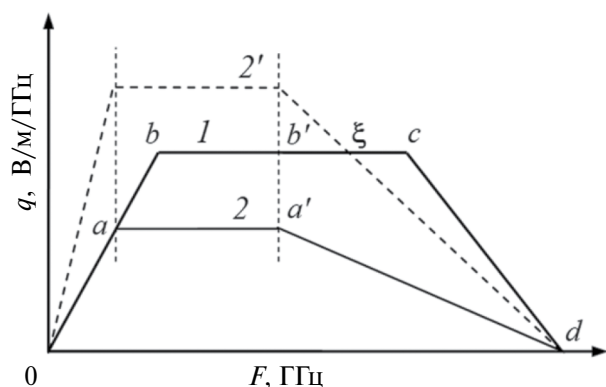


Рис. 5. Упрощенное представление частотного спектра импульса СШПИ в точке наблюдения: 1 — $q_1(F, R_n, \varphi = 0)$; 2 — $q_1(F, R_n, |\varphi| > 0)$; 2' — $q_1(F, R < R_n, |\varphi| > 0)$.

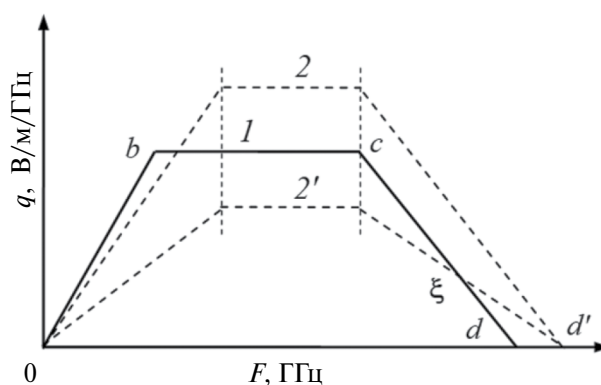


Рис. 6. Упрощенное представление частотного спектра импульса СШПИ в точке наблюдения: 1 — $q_1(F, R_n, \varphi = 0)$; 2 — $q_2(F, R_2, \varphi = 0)$; 2' — $q_2(F, R > R_2, \varphi = 0)$.

4. При изменении частоты следования импульсов f_0 распределение плотности частотного спектра СШПИ, падающего на ЭТС, не изменится, если не нарушено условие (1). Параметры частотной области уязвимости ЭТС характеризуют свойства его структуры, поэтому сохраняются при изменении частоты f_0 . Если эти утверждения верны, то при переходе от f_0 к f_1 значение дистанции поражения $R_n(f_0)$ может измениться до $R_n(f_1)$. При этом пороговое значение плотности частотного спектра, характеризующее стойкость ЭТС при частоте f_1 , будет равно

$$q_n(f_1) = q_n(f_0)[R_n(f_0)/R_n(f_1)]. \quad (2)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Любая ЭТС детерминирована в физическом и в частотном пространстве. Вероятность ЭМ подавления/поражения функционала ЭТС увеличивается с увеличением точности прицеливания в обоих пространствах.

2. Параметры частотной области уязвимости ЭТС характеризуют свойство его структуры. Эта область может быть выявлена при ударном возбуждении ЭТС импульсами СШПИ при использовании свойства апертурной антенны изменять форму распределения плотности частотного спектра излучения при отклонении точки наблюдения параметров излучения от оси ДН антенны.

3. Уровень воздействия импульса СШПИ на частотно-избирательную систему характеризуется плотностью частотного спектра импульса. Один уровень СШП-воздействия достигается при разных сочетаниях значений напряженности поля излучения и длительности импульса ($E\tau \approx \text{const}$).

4. Координаты критической точки параметров (q_n, F_n), характеризующих стойкость ЭТС к воздействию СШПИ, могут быть определены при вариации амплитуды и формы распределения плотности частотного спектра излучения.

5. Пороговое значение параметра q_n соответствует определенному критерию результата воздействия (подавление, поражение функционала ЭТС) и может зависеть от частоты следования импульсов.

6. Параметры F_n и q_n задают координату прицеливания в ЭТС в частотной области и позволяют оценить предельную дальность R^* подавления/поражения функционала ЭТС при воздействии СШПИ:

$$R^* = q(F_n, R, \varphi = 0) R / q_n(F_n, f_0). \quad (3)$$

Здесь произведение $q(F_n, R, \varphi = 0) R$ есть спектральный потенциал источника СШПИ на частоте F_n [24]; размерность этого потенциала В/Гц.

7. При формировании выборки ЭТС по признаку подобия необходимо отобрать ЭТС по близким параметрам частотной области уязвимости, а затем ранжировать их по уровню стойкости к воздействию заданного сигнала. Гарантированная дальность поражения функционала заданной выборки ЭТС определяется максимальным уровнем стойкости выборки.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Объединенного института высоких температур РАН на 2024 год.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Foster J.S., Jr., Gjeldre E., Graham W.R. et al. Report of the Commission to Assess the Threat to the United States from Electromagnetic Pulse (EMP) Attack. Critical National Infrastructures. Bernan, 2008. 218 p. http://www.empcommission.org/docs/A2473-EMP_Commission-7MB.pdf
2. Camp M., Garbe H., Nitsch D. // IEEE Intern. Symp. on EMC. Minneapolis. 19–23 Aug. 2002. N.Y.: IEEE, 2002. P. 87.
3. Вдовин В.А., Кулагин В.В., Черепенин В.А. // Электромагнитные волны и электрон. системы. 2003. Т. 8. № 1. С. 64.
4. Bäckström M.G., Löfstrand K.G. // IEEE Trans. 2004. V. EMC-46. № 3. P. 396.
5. Nitsch D., Camp M., Sabath F. et al. // IEEE Trans. 2004. V. EMC-46. № 3. P. 380.
6. Тянин М.С., Мырова Л.О. // Информ. и телеком. технологии. 2006. № 2. С. 20.
7. Baum C.E. // IEEE Trans. 2007. V. EMC-49. № 2. P. 211.
8. Добыкин В.Д., Куприянов А.И., Пономарев В.Г., Шустов Л.Н. Радиоэлектронная борьба. Силовое поражение радиоэлектронных систем. М.: Вузовская книга, 2007.
9. Бобрешов А.М., Дыбой А.В., Коровченко И.С. и др. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2008. Т. 11. № 3. С. 60.
10. Симакин С.В., Ларионенко А.В. // Технологии ЭМС. 2009. № 3. С. 23.
11. Hwang S.M., Hong J.I., Han S.-M. // J. Electromagn. Waves Appl. 2010. V. 24. № 8. P. 1059.
12. Добыкин В.Д. // РЭ. 2011. Т. 56. № 2. С. 236.
13. Ключник А.В., Пирогов Ю.А., Солодов А.В. // Журн. радиоэлектроники (электрон. журн.). 2013. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/yan13/18/text.pdf>

14. Усыченко В.Г., Сорокин Л.Н. Стойкость сверхвысокочастотных радиоприемных устройств к электромагнитным воздействиям. М.: Радиотехника, 2017.
15. Здухов Л.Н., Парфенов Ю.В., Тарасов О.А., Ченелев В.М. // Технологии ЭМС. 2018. № 2. С. 22.
16. Toan N.V., Tung D.M., So J., Lee J.-G. // Adv. Electrical and Computer Engineering. 2019. V. 19. № 2. P. 37.
17. Осташев В.Е., Ульянов А.В. // Журн. радиоэлектроники (электрон. журн.). 2019. № 2. <http://jre.cplire.ru/jre/feb19/13/text.pdf>
18. ГОСТ Р 51317.2.5–2000. “Совместимость технических средств электромагнитная”. М.: Изд-во стандартов, 2001.
19. Electromagnetic Environmental Effects Requirements for Systems. Department of defense interface standard MIL-STD-464C. Washington, 2010. 165 p. <https://www.ema3d.com/wp-content/uploads/downloads/MIL-STD-464C.pdf>
20. ГОСТ 26883–86. Внешние воздействующие факторы. Термины и определения. М.: Стандартинформ, 2008.
21. Осташев В.Е., Ульянов А.В. // Технологии ЭМС. 2018. № 4. С. 57.
22. Баскаков С.И. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Высш. школа, 1983.
23. Осташев В.Е., Ульянов А.В., Федоров В.М. // РЭ. 2020. Т. 65. № 3. С. 234.
24. Осташев В.Е., Ульянов А.В. // РЭ. 2021. Т. 66. № 11. С. 1.

EMPIRICAL ESTIMATION OF THE FREQUENCY'S DOMAIN OF SUSCEPTIBILITY OF ELECTRONIC DEVICES BY THE METHOD OF THE STRIKING ELECTROMAGNETIC INFLUENCE

V. E. Ostashev*, A. V. Ulyanov

*Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Scientist
Izhorskaya str., 13, building 2, Moscow, 125412 Russian Federation*

**E-mail: ostashev@ihed.ras.ru*

Received June 27, 2023; revised August 9, 2023; accepted August 28, 2023

Problem of immunity of the electronic devices under powerful electromagnetic emission as well as mechanism of device response at out-of-band emission influence are discussed. Parameters which characterize level of emission influence on device are indicated. The method of the empirical estimation of threshold level of these parameters, which characterize immunity of device under the influence of ultra-wideband (UWB) emission is proposed.

Keywords: UWB radiation, electronic device, immunity under emission influence, level of emission influence

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

УДК 621.3.011.74

СИНТЕЗ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО-ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ НОРМАЛЬНО ОТКРЫТЫХ ПОЛЕВЫХ GaAs-ТРАНЗИСТОРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭВОЛЮЦИОННЫХ АЛГОРИТМОВ

© 2024 г. Д. В. Билевич^а, А. С. Сальников^{а, *}, А. Е. Горяинов^а, И. М. Добуш^а,
А. А. Калентьев^а, А. А. Попов^а

^аТомский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
пр. Ленина, 40, Томск, 634050 Российская Федерация

*E-mail: andrei.salnikov@main.tusur.ru

Поступила в редакцию 26.09.2023 г.

После доработки 22.11.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Представлена новая методика синтеза схемного решения последовательно-параллельного преобразователя на основе 0.25 мкм GaAs pHEMT технологии с возможностью изготавливать только нормально открытые транзисторы. Показана применимость эволюционных алгоритмов для решения задачи структурно-параметрического синтеза последовательно-параллельного драйвера управления. Получено решение, которое схоже по структуре с решением разработчика, но обладает меньшим потреблением, более высоким быстродействием и теоретически меньше по размерам по сравнению с ранее разработанным драйвером. Сравнение результатов измерений и моделирования подтверждает работоспособность полученной схемы. Работа алгоритма синтеза занимает до 12 часов.

Ключевые слова: драйвер управления, эволюционные алгоритмы, генетический алгоритм, СВЧ МФИС, последовательно-параллельный преобразователь

DOI: 10.31857/S0033849424050129, **EDN:** IKXFSJ

ВВЕДЕНИЕ

Беспроводные технологии, такие как интернет вещей, сети связи пятого поколения и др., с каждым годом вызывают все больший интерес. Это повышает спрос и ужесточает требования к многофункциональным интегральным схемам СВЧ-диапазона (СВЧ МФИС) [1]. Постоянный прогресс технологических процессов и необходимость быстрого выхода новых устройств на рынок сбыта требует от разработчиков микросхем в кратчайшие сроки предоставлять решения. Однако процесс проектирования СВЧ МФИС в целом и отдельных функциональных блоков в частности является длительным творческим процессом, в ходе которого инженер пробует множество решений [2]. Цель проектирования – получить лучшее решение по набору критериев. Решение, для которого ни один критерий не может быть улучшен без ухудшения остальных, называется парето-оптимальным. Для сложных задач парето-оптимальное решение не может быть получено вручную.

Для решения таких задач можно использовать эволюционные алгоритмы, которые оптимизируют решение по набору критериев одновременно.

Например, многокритериальные эволюционные алгоритмы позволяют решить задачу оптимизации фильтра низких частот, проводя поиск одновременно по 160 структурным параметрам и четырем основным характеристикам [3]. Этот же метод был применен для минитюаризации СВЧ-структур [4, 5]. Стандартные генетические алгоритмы (ГА) позволяют решить задачу синтеза СВЧ-структур на основе сегментов линий передачи за 30 мин [6]. В работе [7] показано, что при проектировании СВЧ-генератора многокритериальная оптимизация позволяет менее чем за 2 мин получить работоспособное решение. В работе [8] ГА применены для синтеза преобразователя ВЧ-сигнала в постоянный ток для системы беспроводной передачи энергии. Отмечается, что использование сверточной нейронной сети вместо электромагнитного моделирования позволило уменьшить время синтеза в десять раз. В работе [1] предложен новый метод дифференциальной эволюции с использованием машинного обучения для синтеза катушки индуктивности и трансформатора на основе КМОП-технологии. В работе [9] эволюционные вычисления были использованы для оптимизации малосигнальной модели транзистора после экстракции параметров.

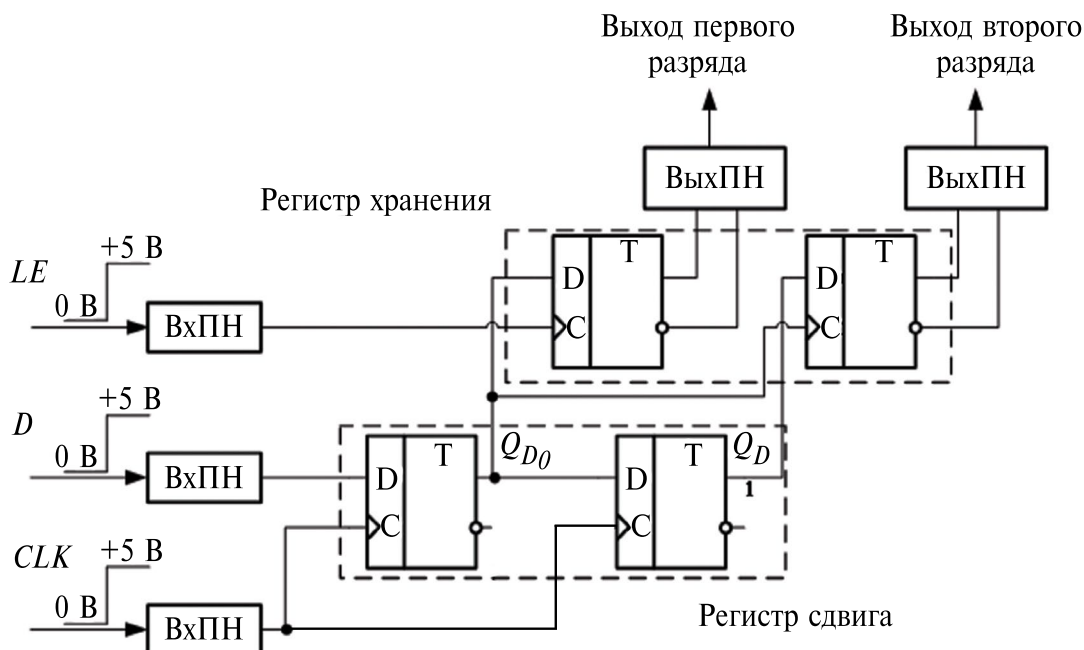


Рис. 1. Блок-схема цифрового драйвера управления.

В работе [10] описываются эволюционные алгоритмы с поддержкой суррогатных моделей, позволяющие провести глобальный поиск для решения задачи проектирования СВЧ-фильтров на основе линий передачи, в отличие от стандартных методов локальной оптимизации. В работе [11] описывается, как эволюционные вычисления позволяют решить задачу размещения большого количества чипов, входящих в состав антенных фазированных решеток. В работе [12] описан гибридный алгоритм на основе ГА и эволюционных стратегий для синтеза антенн. Использование гибридного метода позволяет устранить недостатки обоих методов.

Цифровой драйвер управления СВЧ GaAs МФИС зачастую интегрирован на кристалле и выполнен в виде последовательно-параллельного преобразователя [13–19]. Такой драйвер выполняет следующие функции: преобразование уровня сигнала транзисторно-транзисторной логики в GaAs-логику, преобразование последовательного цифрового кода в параллельный, формирование управляющих сигналов ключевых транзисторов секций управляемых компонентов (аттенюатор, фазовращатель или коммутатор). Для реализации цифровых GaAs-схем наиболее распространены тип логических схем на основе полевых транзисторов с непосредственными связями. Однако если в технологии нет возможности изготовления нормально закрытых (НЗ) транзисторов, то сложность проектирования цифровых GaAs-схем значительно возрастает. Схемы с использованием только нормально открытых (НО) транзисторов имеют большое

количество возможных структур [19, 20] и большее число элементов, параметры которых нужно подбирать. Поэтому разработчику приходится искать решение по структуре и параметрам одновременно.

Цель данной работы – представить методику структурно-параметрического синтеза схемных решений последовательно-параллельного драйвера на основе нормально открытых GaAs гетероструктурных полевых транзисторов с использованием эволюционных вычислений, которая позволяет решить данную задачу.

1. МОРФОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Морфологический анализ позволяет определить пространство поиска, т.е. множество всех возможных вариантов синтезируемой схемы. Структуру последовательно-параллельного драйвера управления можно разбить на четыре функциональных блока (рис. 1): входной преобразователь напряжения (ВхПН), регистр сдвига (РС), регистр хранения (РХ) и выходной преобразователь напряжения (ВыхПН). Информационный сигнал поступает на вход D . По отрицательному фронту тактового сигнала (вход CLK) биты в регистре сдвига смещаются на 1 разряд. При каждом отрицательном фронте сигнала установки уровня LE происходит перенос разрядов в регистр хранения, который сохраняет состояние неизменным между этими событиями. Регистр сдвига во всех решениях реализуется на динамических триггерах [17, 21–23]. Регистр хранения может быть реализован как на динамических

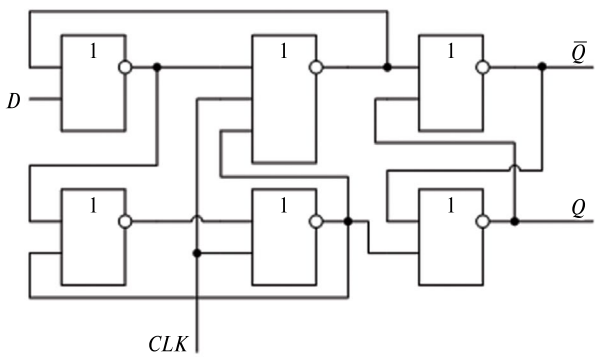


Рис. 2. Схема регистра сдвига на основе элементов ИЛИ-НЕ.

[17, 18], так и на статических триггерах [13, 24]. Динамический триггер обозначен на рис. 1 как *T* и имеет информационный вход *D*, тактовый вход *C*, а также выходы прямой и инверсный. В предлагаемом решении регистр сдвига и регистр хранения реализованы на динамических триггерах, чтобы уменьшить число синтезируемых элементов.

В качестве динамического триггера в работе использовано решение на шести элементах ИЛИ-НЕ [18, 23, 24], его структура показана на рис. 2. Для получения элемента ИЛИ-НЕ необходимо в инвертор добавить на вход параллельно еще один транзистор. Электрические характеристики элемента ИЛИ-НЕ и инвертора идентичны.

Таким образом, задача синтеза драйвера управления может быть сведена к синтезу решения трех блоков: инвертора, ВхПН и ВыхПН. После синтеза этих блоков, последовательно-параллельный драйвер произвольной разрядности можно получить по простому детерминированному алгоритму.

Базовыми элементами логических схем выбранного типа являются транзисторы, резисторы и диоды. В данной работе синтез и изготовление драйвера управления проводились на базе 0.25 мкм GaAs рНЕМТ технологии с возможностью изготавливать только НО-транзисторы. Важной особенностью выбранной технологии является возможность изготовления тонких пленок с высоким удельным сопротивлением и компактных резисторов высокого номинала на их основе. Граничные значения

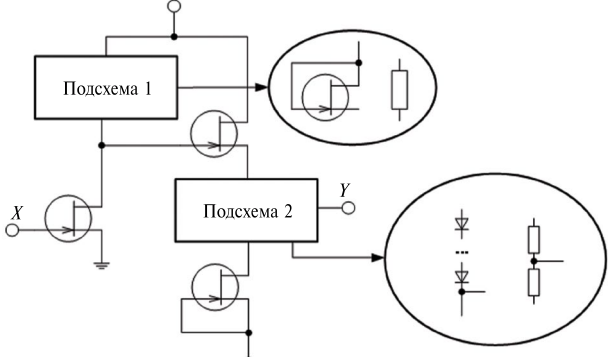


Рис. 3. Вариации реализации схемы инвертора.

параметров элементов определяются технологическими возможностями и были взяты из библиотеки элементов. Число вариантов элементов выбрано так, чтобы шаг изменения топологических параметров был равен 1 мкм. Источники питания в синтезируемых блоках представлены тремя значениями, которые используются в большинстве найденных в литературе драйверах управления. Все возможные состояния элементов и варианты источников питания представлены в табл. 1.

За основу инвертора была выбрана логическая схема на полевых транзисторах с использованием буферного каскада [16, 25]. Данный тип схем имеет самое высокое быстродействие и самую низкую площадь среди логических схем на основе исключительно НО-транзисторов [26, 27]. В литературе встречаются также варианты данной схемы, позволяющие уменьшить потребляемую мощность за счет использования резистора вместо нагрузочного транзистора [13] и резисторов с высоким удельным сопротивлением вместо диодов в подцепи понижения уровня [15]. Все возможные варианты структуры инвертора показаны на рис. 3.

Аналогично был проведен литературный обзор по возможным вариантам ВхПН и ВыхПН [19]. Результаты морфологического анализа показали, что существует 97.2 млн вариантов для структуры инвертора, 52.1 млн вариантов для структуры ВхПН и 148.7 млн вариантов для структуры ВыхПН. Такое количество возможных вариантов не позволяет решить задачу путем прямого перебора.

Таблица 1. Диапазон значений элементов

Варьируемый параметр	Диапазон значений	Количество вариантов
Номинал резистора, кОм	5.1...51	136
Ширина диода, мкм	7...35	29
Ширина затвора транзистора, мкм	8...35	28
Напряжение источника питания, В	[3, 3.3, 5]	3

2. ОПИСАНИЕ ГЕНЕТИЧЕСКОГО АЛГОРИТМА

Эволюционные алгоритмы – один из подходов искусственного интеллекта, в котором для решения задачи поиска имитируется биологическая эволюция. В эволюционных алгоритмах применяют комбинирование и вариацию искоемых параметров по случайному закону. Для оценки получаемых решений рассчитывается функция приспособленности (ФП), которая показывает, насколько

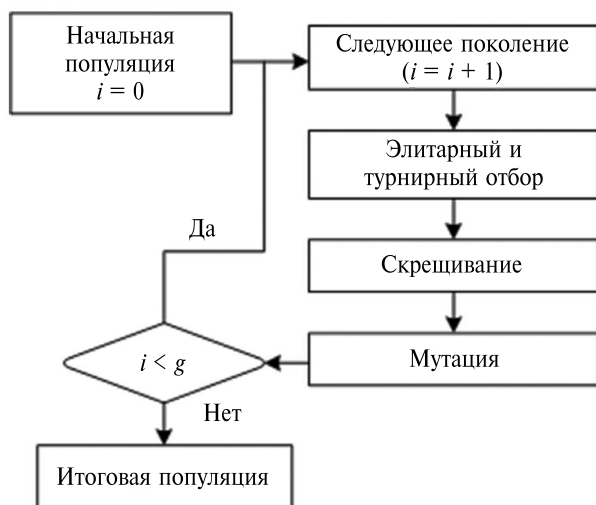


Рис. 4. Блок-схема генетического алгоритма.

полученное решение близко к целевому по набору параметров. В данной работе используется один из эволюционных алгоритмов – ГА (рис. 4).

Для отбора была выбрана комбинация элитарного и турнирного отбора. Элитарный отбор означает, что в следующее поколение передается некоторое число особей с большей приспособленностью, их доля определяется параметром k . Между остальными особями проводится турнирный отбор, при котором сравниваются два случайных решения, и то решение, которое имеет большую приспособленность, добавляется к уже отобранным особям. По результатам турнирного отбора формируется множество родителей для применения оператора скрещивания. Оператор скрещивания случайным образом выбирает два решения и проводит обмен генами, выбранными также случайным образом. В скрещивании каждое решение может участвовать лишь один раз. С некоторой вероятностью в каждом решении возможна мутация, при которой в случайно выбранных генах значение изменяется на случайную величину. Приведем параметры ГА: размер популяции $n = 300$, доля элитарных особей $k = 0.01$, вероятность скрещивания $c = 30\%$, вероятность мутации $m = 10\%$, количество поколений $g = 30$.

Для оценки решения используется ФП на основе характеристик на постоянном и переменном токе, которые получены моделированием в коммерческой системе автоматизированного проектирования (САПР) через интерфейс программирования приложения. На основе смоделированных характеристик рассчитываются критерии для синтеза. Некоторые критерии (площадь, потребление мощности, уровни логических символов) рассчитываются для каждого блока, а некоторые (разница напряжения между логическими символами, запас помехоустойчивости и быстродействие для инвертора, точка переключения между логическими

Таблица 2. Сравнение характеристик цифрового драйвера управления

Характеристика	Синтез	Разработчик
Потребление инвертора, мВт	1.17	2.47
Временная задержка инвертора, пс	240	176
Площадь инвертора, мкм ²	13538	10492
Логические уровни ВхПН, В	–2.5/–0.02	–2.5/0
Логические уровни РС, В	–1.96/0	–1.96/0
Логические уровни ВыхПН, В	–3.6/–0.12	–3.6/–0.06

Примечание: через косую дробь показаны напряжения логического нуля и единицы.

символами для ВхПН) – только в определенных блоках. Штрафная функция определяет, как влияет на ФП отклонение конкретной характеристики от целевого значения. ФП объединяет значения штрафов разных критериев в одно значение.

Работа ГА одинакова для всех синтезируемых схем, но есть различия в количестве генов, способах кодирования хромосом и наборах критериев для расчета ФП.

2.1. Первый вариант функции приспособленности

Первый вариант ФП F рассчитывался по формуле среднеквадратичной ошибки

$$F = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (f_i(x_i))^2}{n}}, \quad (1)$$

$$f_i(x_i) = x_i - x_i^H, \quad (2)$$

где x_i , x_i^H – текущее и целевое значения для i -го критерия поиска соответственно, n – количество критериев поиска.

Расчет характеристик проверяемого решения занимает от 3 до 5 с. В среднем 70% этого времени занимает расчет во временной области. При работе ГА иногда появляются одинаковые особи. Для уменьшения времени синтеза был реализован поиск одинаковых решений и назначение им одинакового значения ФП.

2.2. Решение разработчика

Одновременно с синтезом разработчиком был спроектирован драйвер управления вручную (без синтеза). Сравнение характеристик спроектированного разработчиком и синтезированного цифровых драйверов управления представлено в табл. 2.

Таблица 3. Сравнение значений функции приспособленности для каждого блока

Решение	Инвертор	ВхПН	ВыхПН
Первый вариант	0.167	0.151	0.412
Разработчик	0.138	0.15	0.399
Второй вариант	0.116	0.101	0.27

Таблица 4. Сравнение значений штрафа для различных критериев для схемы инвертора

Решение	Потребляемая мощность	Площадь	Задержка распространения
Первый вариант	0.195	0.54	0.252
Разработчик	0.408	0.321	0.166
Второй вариант	0.353	0.258	0.114

При синтезе с первым вариантом ФП было найдено решение, которое выигрывало по потреблению у решения разработчика, но проигрывало по быстродействию и занимаемой площади. Также выходной преобразователь напряжения выдавал недостаточное отпирающее напряжение, что могло привести к большим потерям в секция управляемых компонентов.

2.3. Второй вариант функции приспособленности

Чтобы получать более сбалансированные по параметрам решения, ФП была модифицирована следующим образом:

- 1) добавлена оценка занимаемой площади как критерий поиска;
- 2) добавлено быстродействие инвертора как критерий поиска;
- 3) использована ступенчатая штрафная функция;
- 4) ФП изменена на среднее арифметическое.

Чтобы учесть площадь при синтезе, необходим способ ее быстрой оценки. Простая сумма площадей составных элементов будет не точна, так как при размещении и трассировке топологии необходимо соблюдать проектные нормы. Анализ ранее разработанных схем позволил определить следующие соотношения. Тонкопленочные резисторы с большим сопротивлением изготавливаются в виде меандров для лучшей компоновки, его площадь рассчитывается как площадь «прямого» резистора, умноженная на 1.7. Площадь блоков больше суммы площади их элементов также в 1.7 раза, а площадь драйвера в 1.7 раз больше, чем сумма площадей блоков. Данные соотношения эмпирические и применимы только для рассматриваемой технологии.

Для расчета быстродействия инвертора была использована схема кольцевого генератора. Если характеристики на постоянном токе или по занимаемой площади были слишком далеки от целевых значения, то к ФП добавлялся штраф без запуска моделирования во временной области. Это позволило уменьшить общее время синтеза.

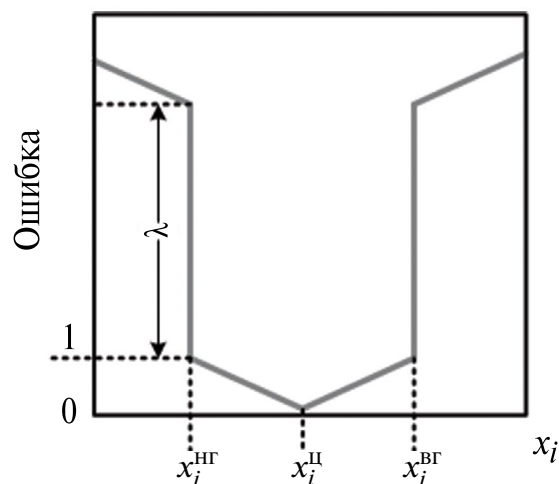
Для нормировки критериев использовалась линейная функция, где нулевое значение штрафной функции соответствует целевому значению критерия, а единичное значение — максимально допустимому значению критерия. Значения за пределами диапазона приводят к неработоспособным решениям, поэтому превышение значения граничных условий добавляет значение λ к штрафной функции (подобный подход использован в работе [28]).

Штрафная функция рассчитывается по следующему выражению:

$$f_i(x_i) = \begin{cases} \left(\frac{1}{x_i^{\text{БГ}} - x_i^{\text{Н}}} \right) * |x_i - x_i^{\text{Н}}|, & x_i^{\text{НГ}} < x_i < x_i^{\text{БГ}} \\ \left(\frac{1}{x_i^{\text{НГ}} - x_i^{\text{Н}}} \right) * |x_i - x_i^{\text{Н}}| + \lambda, & x_i^{\text{НГ}} > x_i \vee x_i > x_i^{\text{БГ}}, \end{cases} \quad (3)$$

где $x_i^{\text{БГ}}, x_i^{\text{НГ}}$ — верхняя и нижняя границы для i -го критерия поиска соответственно (рис. 5). ФП была заменена на среднее арифметическое

$$F = \frac{\sum_{i=1}^n (f_i(x_i))}{n}. \quad (4)$$

**Рис. 5.** График штрафной функции.

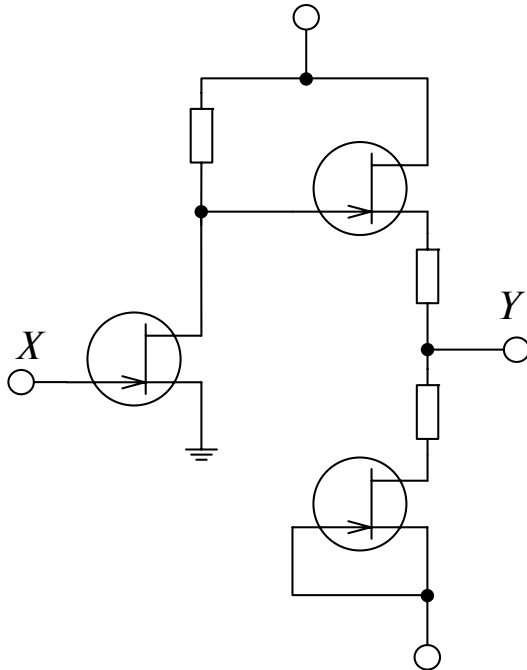


Рис. 6. Полученная принципиальная схема инвертора.

Применение подобных функций встречается в задачах машинного обучения [29, 30]. Эксперименты также показали улучшение сходимости алгоритма при использовании нового вида ФП.

Второй вариант ФП позволил синтезировать решение, которое выигрывает по всем ключевым

параметрам (потребляемая мощность, быстродействие и занимаемая площадь) у решения разработчика и ранее синтезированного решения. Важно отметить, что принципиальные схемы, полученные синтезом и разработчиком одинаковы (рис. 6), однако отличаются номиналы элементов. Насколько известно авторам, данная схема инвертора является новой и в литературе не встречается. Сравнение ФП приведено в табл. 3 и 4. Время работы программы синтеза от запуска до получения готовых схемных решений занимает от 10 до 12 ч.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Был изготовлен ряд тестовых структур для проверки работоспособности драйвера управления на основе 0.25 мкм GaAs pHEMT-технологии. Для изготовления выбран вариант разработчика, который впоследствии был найден и синтезом, хотя его ФП была несколько ниже максимального найденного решения, при этом рассматриваемые решения имеют одинаковую принципиальную схему. На рис. 7 представлена микрофотография изготовленного бита драйвера вместе с секцией аттенюатора.

Измерения изготовленных тестовых структур проводили с помощью следующих приборов: генератор сигналов произвольной формы АКИП—3413/3, осциллограф Rohde&Schwarz RTM 2054 и параметрический анализатор Keysight B1500A. Генератор сигналов применяли для создания управляющего сигнала, осциллограф — для

Таблица 5. Сравнение результатов моделирования (М) и измерений (И) изготовленных тестовых схем

Схема	Напряжение логического нуля, В		Напряжение логической единицы, В		Общее потребление схемы, мА	
	М	И	М	И	М	И
ВхПН	−2.49	−2.56	0	−0.08	0.83	1.39
Инвертор	−1.95	−2.1	0	−0.08	0.54	0.527
ВыхПН	−3.57	−3.55	−0.03	0.17	0.87	1
Выход разряда драйвера	−3.54	−3.5	−0.08	0.15	7.6	9.9

Таблица 6. Сравнение аналогов с разработанной схемой

Тип транзисторов	Напряжение питания, В	Потребляемая мощность, мВт/бит	Площадь, мм	Разряды	Литература
НО/НЗ	2	23.25	1.3×1.1	8	[31]
НО/НЗ	5 / 1 / −5	46.1	1.8×0.8	9	[24]
НО/НЗ	−3.6 / −5	16.9	0.8×2.7	13	[14]
НО/НЗ	−3.3	43	0,35×1.82	18	[19]
НО	—	63.8	1.1×2.4	12	[15]
НО/НЗ	5 / −3	10.5	1.2×0.48	4	[22]
НО	3.3 / −3.3	700	—	—	[25]
НО/НЗ	5 / −5	2.6	3.5×1.12	27	[17]
НО	5 / −5	44.5	0.58×0.7	1	Данная работа

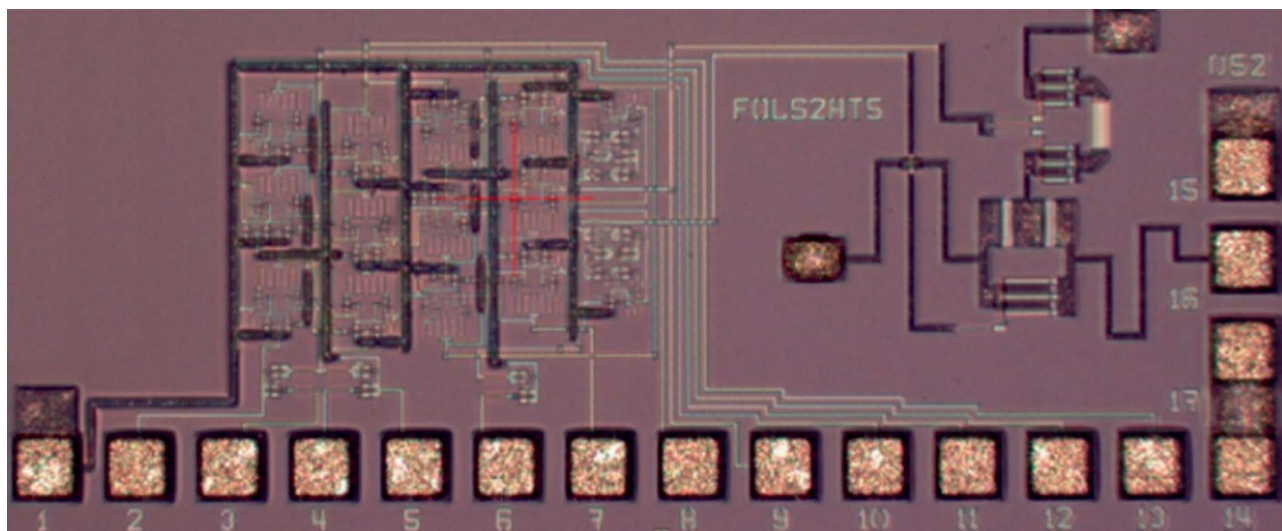


Рис. 7. Микрофотография изготовленного бита драйвера.

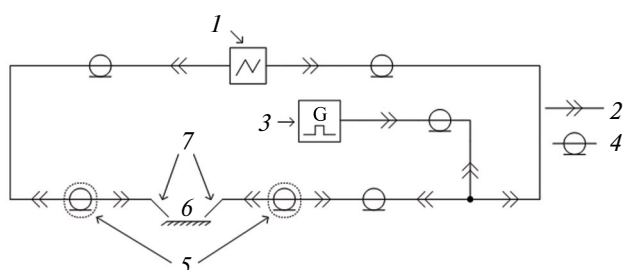


Рис. 8. Схема измерительной установки: 1 — осциллограф, 2 — коаксиальное соединение, 3 — генератор сигналов произвольной формы, 4 — коаксиальный кабель, 5 — триаксиальный кабель, 6 — кристалл, 7 — низкочастотный зонд.

измерения подаваемых и снимаемых сигналов, а анализатор — для обеспечения питания в схемах. В качестве контактирующего устройства использовали полуавтоматическую зондовую станцию Summit, набор позиционеров и низкочастотных зондов. Приборы соединяли коаксиальными кабелями (разъемы BNC), кроме того, использовались тройники, переходники коаксиальный—триаксиальный тракт. Пример измерительной установки показан на рис. 8.

Измерения показали наличие длительных фронтов нарастания и спада. Это обусловлено влиянием паразитной емкости измерительной установки, в первую очередь достаточно длинными соединительными кабелями. По оценке, паразитная емкость кабеля составила 190 пФ, данное значение ёмкости соотносится с аналогичными кабелями длиной около 2 м от компании Pasternack (<https://www.pasternack.com/bnc-male-mhv-male-rg58cu-cable-assembly-pe3741-p.aspx>). Модель кабеля была добавлена к цифровым схемам при сравнении результатов моделирования и измерений.

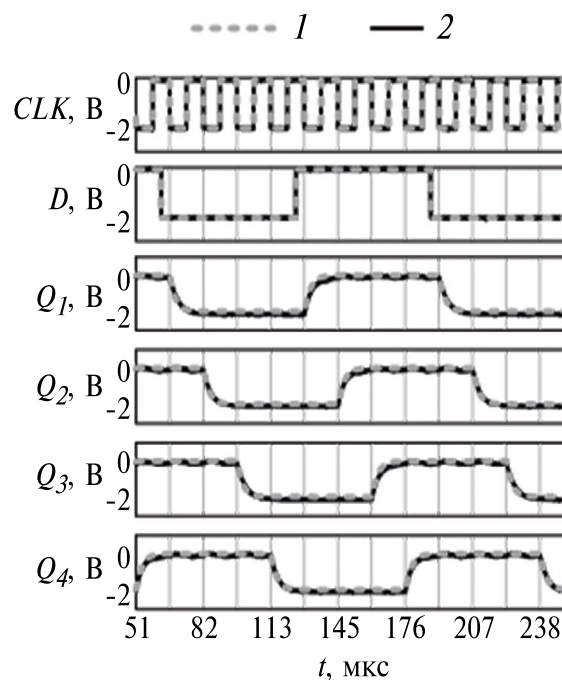


Рис. 9. Характеристики четырехразрядного регистра сдвига: 1 — моделирование; 2 — измерение.

На рис. 9 представлены характеристики четырехбитного регистра сдвига на тактовой частоте 64 кГц, на рис. 10 — характеристики бита драйвера на частоте 200 кГц. Максимальная частота работы изготовленного драйвера по результатам моделирования достигает 430 МГц.

Результаты моделирования и измерений довольно хорошо согласуются, что позволяет говорить о работоспособности изготовленных схем. Напряжение логических уровней на выходе всех

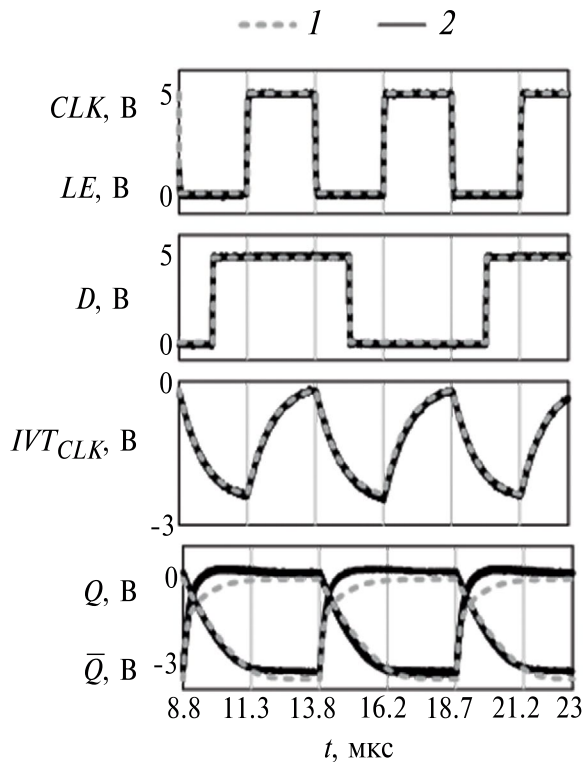


Рис. 10. Характеристики одного бита драйвера управления: 1 – моделирование; 2 – измерение.

синтезируемых блоков совпали с моделированием (табл. 5).

Измерения бита показали его работоспособность, а корректная работа регистра сдвига свидетельствует о возможности масштабирования. Для более точной оценки быстродействия необходимо уменьшать емкость измерительных кабелей. Общее потребление одного бита драйвера составило 49.5 мВт. Сравнение разработанного драйвера с аналогами представлено в табл. 6.

Сравнение показывает, что решения на основе НО- и НЗ-транзисторов значительно выигрывают по занимаемой площади и потребляемой мощности. Однако среди решений на основе НО-транзисторов разработанный драйвер уступает по занимаемой площади, но показывает наименьшую потребляемую мощность.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена методика синтеза последовательно-параллельных преобразователей для GaAs МФИС на основе эволюционных алгоритмов. Предложенная ФП позволила учесть при поиске решения потребляемую мощность, быстродействие и занимаемую площадь. В программе синтеза перебираются различные варианты схемы, используются сложные расчетные критерии и ускорение

поиска за счет отсева заранее неприемлемых решений, что отличает его от стандартных оптимизаторов в САПР. Результаты синтеза показывают улучшение основных характеристик по сравнению с решением разработчика, поэтому можно говорить о приближении к парето-оптимальному решению. Результаты измерений изготовленного последовательно-параллельного преобразователя на основе 0.25 мкм GaAs pHEMT технологического процесса подтверждают работоспособность полученного решения.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-79-10036.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Liu B., Zhao D., Reynaert P., Gielen G. G. E. // IEEE Trans. 2011. V. CDI-30. № 10. P. 1458. doi: 10.1109/TCAD.2011.2162067
2. Castejon F., Carmona E. J. // IEEE Access. 2020. V. 8. P. 137275. doi: 10.1109/ACCESS.2020.3011641
3. Ding D., Zhang X., Zhang J. et al. // Proc. 2019 Int. Conf. Microwave and Millimeter Technology (ICMMT). Guangzhou 19–22 May. N.Y.: IEEE, 2019. Paper No. 8992460. doi: 10.1109/ICMMT45702.2019.8992460
4. Koziel S., Bekasiewicz A. // IEEE Trans. 2016. V. MTT-64. № 8. P. 2454. doi: 10.1109/TMTT.2016.2583427
5. Koziel S., Bekasiewicz A., Kurgan P., Bandler J. W. // Proc. 2015 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Phoenix. 17–22 May. N.Y.: IEEE, 2015. Paper No. 7166738. doi: 10.1109/MWSYM.2015.7166738
6. Nishino T., Itoh T. // IEEE Trans. 2022. V. MTT-50. № 9. P. 2048. doi: 10.1109/TMTT.2022.802314
7. Brito L. C., de Carvalho P. H. P. // Proc. 2003 SMBO/MTT-S Int. Microwave and Optoelectronics Conf. (IMOC). Foz do Iguacu. 23–20 Sept. N.Y.: IEEE, 2003. P. 135. doi: 10.1109/IMOC.2003.1244846
8. Akada T., Fujimori K. // Proc. EuMC. Utrecht. 12–14 January. N.Y.: IEEE, 2021. P. 61. doi: 10.23919/EuMC48046.2021.9337992
9. Majumder A., Chatterjee S., Chatterjee S. et al. // IEEE Microwave Wireless Components Lett. 2017. V. 27. № 4. P. 362. doi: 10.1109/LMWC.2017.2678437
10. Liu B., Yang H., Lancaster M. J. // IEEE Trans. 2017. V. MTT-65 № 6. P. 1976. doi: 10.1109/TMTT.2017.2661739

11. *Anselmi N., Poli L., Rocca P., Massa A.* // IEEE Trans. 2018. V. AP-66. № 12. P. 6906.
doi: 10.1109/TAP.2018.2874433
12. *Choi K., Jang D.-H., Kang S.-I. et al.* // IEEE Trans. 2016. V. MAG-52. № 3. P. 1.
doi: 10.1109/TMAG.2015.2486043
13. *Ramella C., Longhi P.E., Nasri A. et al.* // Proc. 2020 Int. Workshop on Integrated Nonlinear Microwave and Millimetre-Wave Circuits (INMMiC). Cardiff. 16–17 July. N.Y.: IEEE, 2020. Paper No. 9160147.
doi: 10.1109/INMMiC46721.2020.9160147
14. *Pirola M., Quaglia R., Ghione G. et al.* // Microelectronics J. 2014. V. 45. № 7. P. 864.
doi: 10.1016/j.mejo.2014.04.036
15. *Harris M., Gui P.* // Proc. 207 Texas Symp. on Wireless and Microwave Circuits and Systems (WMCS). Waco. 30–31 Mar. N.Y.: IEEE, 2017. Paper No. 8070676.
doi: 10.1109/WMCaS.2017.8070676
16. *Bentini A., Pasciuto B., Ciccognani W. et al.* // Int. J. Microwave Sci. Technol. 2011. V. 14. № 20. Article ID387137.
doi: 10.1155/2011/387137
17. *Zhou S., Zhou S., Zhang J. et al.* // Electronics. 2019. V. 8. № 4. Article No. 395.
doi: 10.3390/electronics8040395
18. *Jeong J.-C., Yom I.-B., Kim J.-D. et al.* // IEEE Trans. 2018. V. MTT-66. № 5. P. 2220.
DOI: 10.1109/TMTT.2017.2786698
19. *Ramella C., Estebsari M., Nasri A., Pirola M.* // Electronics. 2021. V. 10. № 23. Article No. 3029.
DOI: 10.3390/electronics10233029
20. *Билевич Д. В.* // Электрон. техника. Сер. 1. СВЧ-техника. 2021. V. 3. № 550. P. 26.
21. *Kim D., Yeom K.* // Microwave Opt. Technol. Lett. 2020. V. 62. № 6. P. 2289.
DOI: 10.1002/mop.32294
22. *Lee C.-D., Lee D., Yeom K.* // J. Korean Inst. Electromagn. Eng. Sci. 2018. V. 29. № 3. P. 171.
DOI: 10.5515/KJKIEES.2018.29.3.171
23. *Wang K., Wang Z., Wang G. et al.* // IEICE Electron. Express. 2017. V. 14. № 20. P. 1.
DOI: 10.1587/elex.14.20170924
24. *Lee H., Kim Y., Lee I. et al.* // Electronics. 2020. V. 9. № 8. Article No. 1327.
Doi: 10.3390/electronics9081327
25. *Stesev G., Budanov D., Balashov E. et al.* // Proc. 2020 IEEE Int. Conf. on Electrical Engineering and Photonics (EExPolyTech). St. Petersburg. 15–16 Oct. N.Y.: IEEE, 2020. P. 67.
doi: 10.1109/EExPolytech50912.2020.9243862
26. *Shur M.* GaAs Devices and Circuits. Boston: Springer US, 1987.
27. *Bilevich D., Salnikov S., Dobush I.* // Proc. 2022 Int. Siberian Conf. on Control and Communications (SIBCON). Tomsk. 17–19 Nov. N.Y.: IEEE, 2022. Paper No. 10002977. 1.
doi: 10.1109/SIBCON56144.2022.10002977
28. *Soto A. T., Ponce De León Sentí E. E., Aguirre A. H. et al.* // Computación y Sisemas. 2010. V. 13. № 4. P. 409.
29. *Rengasamy Di., Rothwell B., Figueredo G. P.* // Proc. 2020 Int. Joint Conf. on Neural Networks (IJCNN). Glasgow. 19–24 July. N.Y.: IEEE, 2020. Paper No. 9207051.
doi: 10.1109/IJCNN48605.2020.9207051
30. *Qi J., Du J., Siniscalchi S. M. et al.* // IEEE Trans. 2020. V. SP-68. P. 3411.
doi: 10.1109/TSP.2020.2993164
31. *Burrier R. A., Singh H. P., Sadler R. A. et al.* // Proc. 1990 IEEE Int. Symp. on Circuits and Systems. N.Y.: IEEE, 1990. V. 1. P. 587.
doi: 10.1109/ISCAS.1990.112129

SYNTHESIS OF A SERIAL-TO-PARALLEL CONVERTER BASED ON THE GaAs D-MODE PHEMT TECHNOLOGY USING THE EVOLUTIONARY ALGORITHMS

D. V. Bilevich^a, A. S. Salnikov^{a,*}, A. E. Goryainov^a, I. M. Dobush^a, A. A. Kalentyev^a, A. A. Popov^a

^a*Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics,
Lenina st., 70, Tomsk, 634050 Russia*

^{*}*E-mail: andrei.salnikov@main.tusur.ru*

Received September 26, 2023, revised November 22, 2023, accepted November, 23, 2023

A new approach to the synthesis of a serial-to-parallel converter (SPC) based on the 0.25 μm GaAs D-mode pHEMT process is presented. Evolutionary algorithms application to solve SPC synthesis problem is shown. Solution, that have same structure as designer solution but with less power consumption, propagation delay and theoretically less total area is obtained. Its operability has been proved by comparison between simulated and measured data. Synthesis process takes up to 12 hours.

Keyword: control drivers, evolutionary algorithm, genetic algorithm, core-chip, serial-to-parallel converter

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

УДК 621.3.537;533.2;620

МЕГАВАТТНЫЕ АВТОЭМИССИОННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

© 2024 г. В. Г. Бондаренко

Институт прикладной физики РАН,

ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950 Российская Федерация

*E-mail: bonv@ipfran.ru

Поступила в редакцию 31.08.2023 г.

После доработки 16.12.2023 г.

Принята к публикации 26.12.2023 г.

Рассмотрена возможность создать на основе обратного пьезоэлектрического эффекта и отрицательного электронного сродства наноалмазов, (являющимся естественным состоянием поверхности 111) автоэмиссионные приборы мегаваттной выходной мощности, работающих в ключевом режиме. Дано сравнение двух принципов работы автоэмиссионных приборов, основанных на изменении поля между катодом и анодом. Показано, что взрывная эмиссия ограничивает возможность получения мегаваттной мощности посредством изменения напряжения, а также, что более перспективным представляется способ управлять полем, изменяя расстояние катод–анод от десятков нанометров до микрон. Приведены оценки, согласно которым, такой прибор обладает высоким КПД и может работать при давлении порядка атмосферного.

Ключевые слова: пьезоэлектрический эффект, отрицательное электронное сродство наноалмазов, автоэмиссионные приборы мегаваттной выходной мощности, взрывная эмиссия

DOI: 10.31857/S0033849424050132, EDN: IKMEBW

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Продолжаются исследования в области разработки автоэмиссионных приборов, об их актуальности свидетельствует большое количество публикаций (см. [1] и цитируемую там литературу). Однако промышленные приборы, работающие на принципах автоэлектронной эмиссии, еще не созданы [1].

На основе патента [2] были разработаны схемы (рис. 1–3), показывающие возможность создать такой прибор с более высокой (мегаваттной) выходной мощностью. Для усиления поля между катодом и анодом было использовано отрицательное электронное сродство наноалмазов.

Нанометровое расстояние катод–анод, а также высокая плотность тока автоэлектронной эмиссии позволяют реализовывать малую величину внутреннего сопротивления прибора при максимальном токе. Следствием является величина возможного КПД прибора – более 99%. Пренебрегая потерями мощности на приборе при переключении (нагрузка – чисто активное сопротивление) можно записать КПД в виде [3]

$$\eta = 1 - \frac{r_{\text{п.отк}}}{R_{\text{н}} + r_{\text{п.отк}}} = (r_{\text{п.отк}} \ll R_{\text{н}}) = 1 - \frac{r_{\text{п.отк}}}{R_{\text{н}}}, \quad (1)$$

где $r_{\text{п.отк}}$ – минимальное сопротивление прибора (прибор открыт, состояние насыщения). По

оценкам, представленным ниже, минимальное сопротивление прибора порядка $10^{-6} \dots 10^{-7}$ Ом. Максимальное сопротивление (состояние отсечки) на 12 порядков больше. Сопротивление нагрузки $R_{\text{н}}$ порядка 0.1 Ом. Из выражения (1) следует, что КПД прибора близок к единице. В виде тепла на приборе будет выделяться мощность [3]

$$P_1 = (1 - \eta) P_0, \quad (2)$$

где $P_1 = I_{\text{п}} U_{\text{п}}$; $P_0 = I_{\text{п}} U_{\text{пит}}$ – мощность, подводимая к прибору, $I_{\text{п}}$ – среднее значение тока, протекающего через прибор, $U_{\text{п}}$ – напряжение на приборе, $U_{\text{пит}}$ – напряжение источника питания, η – электронный КПД прибора.

Мощность, выделяемая на нагрузке, для идеального ключа при площади катода 1 см^2 равна

$$\frac{1}{2} \mathcal{E}_{\text{пит}} \times I_{\text{max}} = \frac{1}{2} \times 1000 \text{ В} \times 10^4 \text{ А} = 5 \times 10^6 \text{ Вт},$$

где $\mathcal{E}_{\text{пит}}$ – электродвижущая сила источника питания, I_{max} – максимальный ток, протекающий через прибор при минимальном расстоянии катод–анод (см. рис. 3).

Считаем, что внутреннее сопротивление источника питания много меньше сопротивления нагрузки (для оценок равно нулю), а время включения и выключения прибора в ключевом режиме

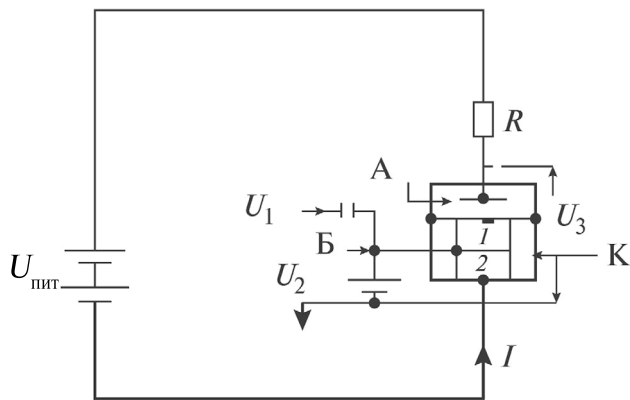


Рис. 1. Схема параметрического автоэмиссионного устройства на двух пьезоэлементах 1 и 2, размеры которых меняют расстояние между катодом К и анодом А; Б — база (затвор), U_1 — переменное напряжение, поступающее на базу и меняющее размеры пьезоэлементов, U_2 — напряжение, определяющее первоначальные размеры пьезоэлементов, $U_{\text{пит}}$ — напряжение источника питания, U_3 — меняющееся напряжение на приборе, I — ток, идущий через прибор.

много меньше периода колебаний (потери при переключении не учитываем).

Используя формулу Фаулера—Нордгейма, можно сделать оценки плотности тока катода для материалов с разной работой выхода электронов:

$$j = 1.4 \times 10^{-6} \frac{E_{\text{эм}}^2}{\phi} \exp\left(\frac{10.1}{\sqrt{\phi}}\right) \exp\left(-6.48 \times 10^7 \frac{\phi^{3/2}}{E_{\text{эм}}}\right), \quad (3)$$

где $E_{\text{эм}}$ — поле, которое вызывает эмиссию (В/см), ϕ — работа выхода наноалмазного катода (эВ).

Формула Фаулера—Нордгейма предложена для описания процесса эмиссии электронов из металла. Но в дальнейшем было показано, что выход электронов в вакуум возможен и в тех случаях, когда удастся создать сильные электрические поля внутри твердого тела [5].

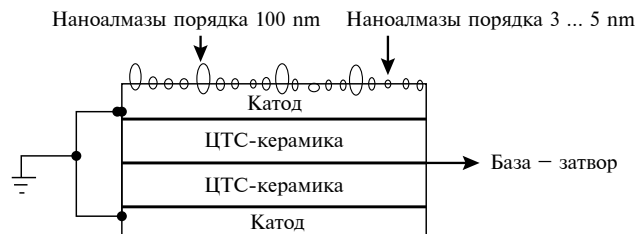


Рис. 2. Конструкция катода.

Поле зависит не только от напряжения катод-анод, но и от расстояния между ними. Поле также зависит от обработки поверхности, испускающей электроны (например, увеличение поля на остриях), и отсутствия на ней выступов в виде атомов с низкой работой выхода. Поэтому поле $E_{\text{эм}}$ можно записать как

$$E_{\text{эм}} = \frac{U_{\text{к.а}}}{x} \mu,$$

где $U_{\text{к.а}}$ — напряжение анод-катод, x — расстояние между катодом и анодом; μ — коэффициент увеличения поля. Будем считать, что соответствующей обработкой от «грязи» можно избавиться.

Из уравнения (2) следует, что автоэлектронная эмиссия становится заметной при поле порядка 10^7 В/см (более точное значение определяется работой выхода электронов из катода).

Принцип работы автоэмиссионных приборов определяется полем между катодом и анодом, которое управляет автоэмиссионным током и сопротивлением прибора и, следовательно, током и напряжением на нагрузке. Возможны два режима работы. Первый — обычный режим, когда меняется напряжение между катодом и анодом; второй связан с изменением расстояния между катодом и анодом при постоянном напряжении источника питания, когда меняется сопротивление прибора.

При увеличении расстояния ток, проходящий через прибор, уменьшается, а его сопротивление возрастает.

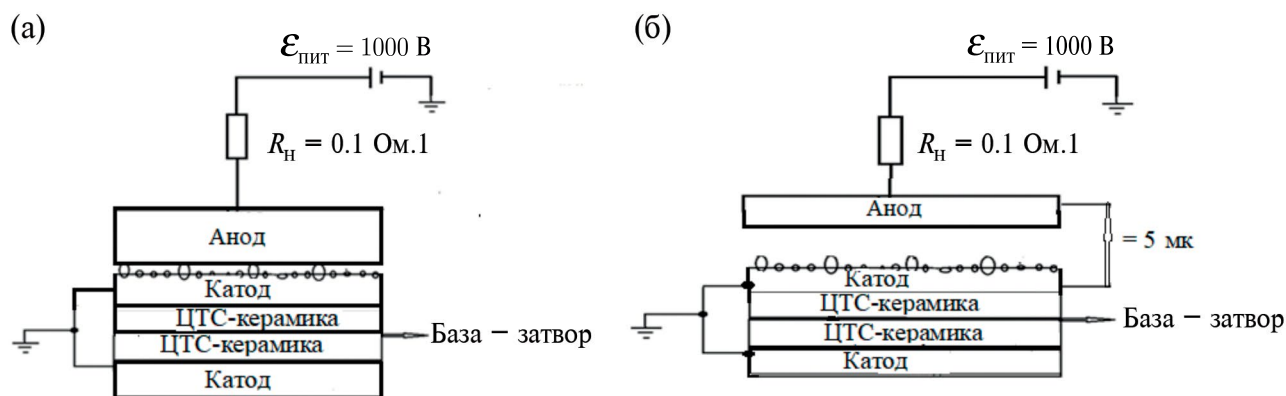


Рис. 3. Конструкция прибора в режимах: а — насыщения, $R_H = 10^{-7}$ Ом, б — отсечки, $R_H = 10^5$ Ом.

Рассмотрим подробнее эти режимы работы автоэмиссионных приборов и их отличие. На рис. 1–3 представлены конструкция катода и работа прибора при постоянном напряжении источника питания и при изменении расстояния катод–анод. В конструкции прибора в качестве пьезоэлемента предполагается использовать керамику системы цирконат-титанат свинца (ЦТС). Напряжение $U_{\text{кер}}$, подаваемое на керамику, порядка 100 В, добротность Q порядка 80...100 в зависимости от конструкции, размеров и типа керамики. Предполагается использовать керамику с размерами: площадь $S = 1 \text{ см}^2$, толщина $L = 1 \text{ мм}$, R – сопротивление керамики на круговой частоте ω_1 (для оценок порядка 100 Ом и менее). Мощность, потребляемая пьезоэлементом, вычисляется по формуле

$$P = \frac{1}{2} U_{\text{кер}} I = \frac{1}{2} U_{\text{кер}}^2 / R = \frac{1}{2} U_{\text{кер}}^2 Q \omega_1 C, \quad (4)$$

где C – динамическая емкость керамики. С ростом частоты мощность, потребляемая пьезоэлементом, растет, а КПД прибора падает. Следовательно, уменьшается мощность, выделяемая на нагрузку.

В приборе (см. рис. 1) используются два пьезоэлемента 1 и 2 для изменения расстояния между катодом и анодом. Поле, приложенное к пьезоэлементам, управляет их размерами. На одну из плоскостей пьезоэлементов (катод) подан нулевой потенциал. Между ними на базу (затвор) приложено напряжение, определяющее их первоначальные размеры. Через емкость на базу поступает переменное напряжение, меняющее их размер и, следовательно, расстояние между катодом и анодом.

Если настроить частоту управляющего сигнала в резонанс с собственными колебаниями пьезоэлементов, то (согласно оценкам) можно получить высокий КПД работы прибора благодаря высокой добротности пьезоэлементов. Ключевой режим работы прибора – это большая амплитуда колебаний пьезоэлементов (нелинейный режим работы).

Пьезоэлементы являются изоляторами. До мегагерцовых частот их емкостное сопротивление велико и ток через пьезоэлементы на порядки меньше, чем ток, текущий через прибор. Поэтому, по оценкам, коэффициент усиления прибора по мощности в режиме идеального ключа порядка $10^4 \dots 10^5$.

2. ПРОБЛЕМЫ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Поверхность катода не является идеально гладкой. На катоде имеются шероховатости: выступы и впадины (рис. 4). Ток автоэлектронной эмиссии разогревает электроны в микрообъеме металла за счет эффекта Ноттингема. Разогретые электроны передают свою тепловую энергию решетке благодаря электрон-фононному взаимодействию. В результате происходит микровзрыв и образование так называемого катодного факела, состоящего из плазмы и испарившихся паров металла. Образовавшаяся плазма начинает расширяться. Это расширение сопровождается интенсивной эмиссией электронов [4, 5]. Электроны имеют значительно более высокую скорость, чем ионы, вследствие своей малой массы. Они опережают ионы. Кроме того, имеется сильное внешнее электрическое поле, которое ускоряет выход электронов из плазмы к аноду. Тем самым, у поверхности катода создается нескомпенсированный положительный заряд, который в свою очередь усиливает автоэмиссионное поле у поверхности катода во всей области, где существует плотная плазма, и, следовательно, еще более увеличивает эмиссионный ток. В результате получаем взрывную эмиссию, что является проблемой для автоэмиссионной электроники, этому способствует и присутствие остаточных газов.

Чтобы уменьшить напряжение и увеличить эмиссионное поле до 10^7 В/см , стараются создать на поверхности большую плотность остroконечных выступов. Но рост плотности тока до 10^8 А/см^2 приводит к взрывообразному разрушению всего

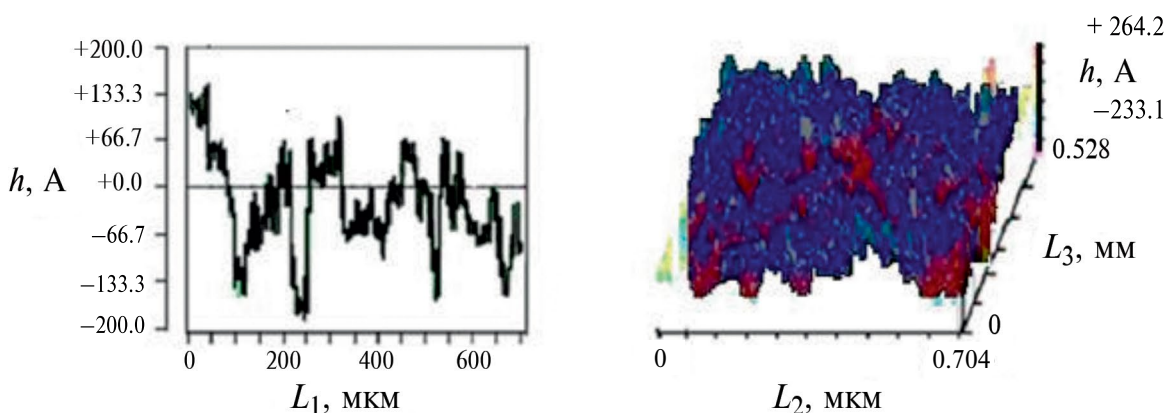


Рис. 4. Шероховатость поверхности после высококачественной обработки (данные получены на электронном микроскопе Института физики микроструктур РАН).

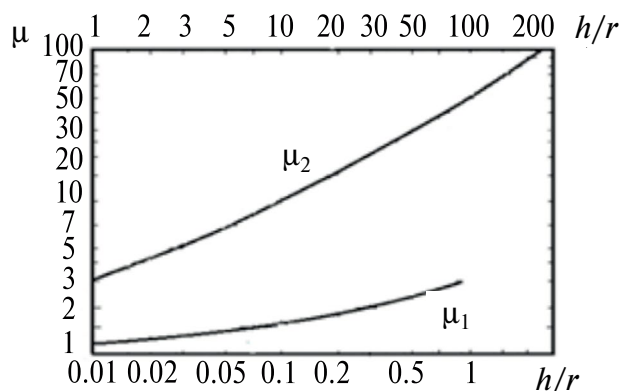


Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления напряженности поля μ от отношения h/r [6]: 1.4...3 для μ_1 , 3...100 для μ_2 .

эмиттера [4], поэтому количество выступов нужно оптимизировать. Можно уменьшать коэффициент увеличения поля, меняя отношение высоты выступа к его размеру, либо уменьшать напряжение и, следовательно, мощность. Зависимость коэффициента усиления напряженности поля μ от отношения h/r , характеризующего форму эллиптического острия (h — высота выступа, r — радиус вершина выступа эллиптического острия) представлена на рис. 5 [6].

Для большой плотности тока выступы должны быть высокими и узкими.

Коэффициент увеличения поля зависит от высоты выступов (см. рис. 5) и, следовательно, расстояния анод—катод. Увеличивая высоту выступа, увеличиваем эмиссионное поле, однако, чтобы уменьшить вероятность взрывной эмиссии, нужно увеличивать расстояние катод—анод, а это уменьшает эмиссионный ток при том же напряжении.

На рис. 6 представлена зависимость эмиссионного тока от напряженности электрического поля для различных расстояний между электродами диодной структуры. Как видно из рисунка, чем больше расстояние катод—анод, тем значительнее крутизна нарастания тока при увеличении напряжения [6] и, как следствие, возможность взрывной эмиссии.

Необходимо отметить, что зависимость эмиссионного тока на отдельном, усредненном микровыступе пленочной структуры (между электродами диодной структуры (см. рис. 6)), оценивалась через электрическое поле $E_{эм}$. Электрическое поле на микровыступе связано со средней величиной напряженности внешнего электрического поля через коэффициент пропорциональности K следующим образом [6]:

$$E_{эм} = KE_{ср}.$$

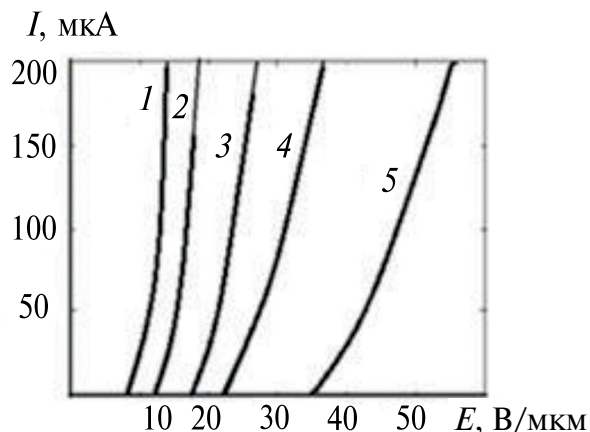


Рис. 6. Зависимость величины эмиссионного тока от напряженности электрического поля для различных расстояний между электродами диодной структуры: 60 (1), 30 (2), 15 (3), 10 (4) и 5 мкм (5) [7, рис. 6].

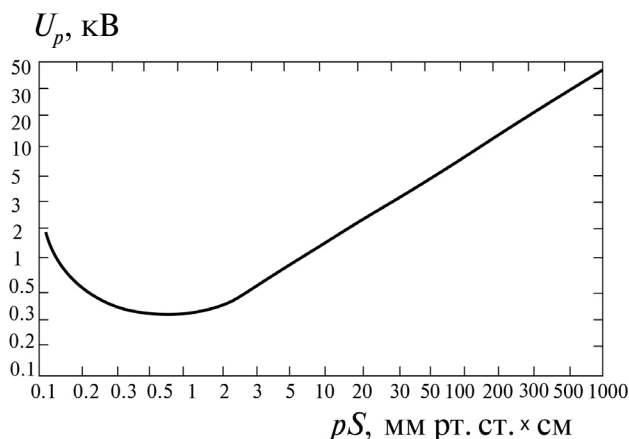


Рис. 7. Кривая Пашена.

Из уравнения (2) следует, что увеличить плотность тока можно не только за счет коэффициента увеличения поля, но и за счет уменьшения работы выхода катода. Чтобы уменьшить работу выхода катода, предполагается создать на поверхности проводимость p -типа, обрабатывая образец бором. В данной работе для этого предлагается использовать отрицательное средство наноалмазов.

Еще одной проблемой, связанной с изменением расстояния катод—анод, является проба промежуток. Из кривой Пашена следует (рис. 7), что, увеличивая расстояние, чтобы не было пробоя, нужно уменьшать давление.

Отметим, что стремление создать автоэмиссионные структуры, работающие при атмосферном давлении, способствовали разработке наноразмерных острий высотой порядка 10 нм и радиусом вершины около 1 нм.

3. ЭМИССИИ ПРИ ПОСТОЯННОМ РАССТОЯНИИ КАТОД–АНОД

Сделаем некоторые оценки. Для характерного коэффициента увеличения поля, равного 100, отношение высоты выступа к его радиусу равно $h/r = 200$ (см. рис. 5). Предположим, что радиус вершины выступа 5 нм, тогда высота выступа 1 мкм. Поскольку выступ конусообразный, то размер основания выступа не менее 2 мкм. Расстояние между выступами того же порядка и более. Следовательно, максимальное количество выступов порядка $10^6 \dots 10^7$ шт/см² и менее. Из рис. 6 следует, что при поле 55 В/мкм с выступа получаем ток 200 мкА, а расстояние от катода до анода 6 мкм. Учитывая, что коэффициент увеличения поля 100 реализуется при напряжении 9 В, получим с 10^7 выступов 2000 А. На приборе будет выделяться мощность 18 кВт/см². Тепловая нагрузка очень велика. Возникает задача охлаждения. На вершине выступа будет поле порядка 5×10^7 В/см. Если увеличить напряжение в два раза, то в результате получим взрывную эмиссию.

Оценим мощность, выделяемую на одном выступе, и его температуру. Охлаждаться выступ может излучением, уходящими электронами или контактом катода с металлической подложкой. Считается, что при полевой эмиссии катод не охлаждается, а, наоборот, нагревается, так как эмитируются электроны без потерь энергии и их место занимают электроны с более высоких уровней, они-то и разогревают катод. Охлаждение катода за счет контакта с теплопроводящей металлической поверхностью потребует значительных габаритов металлической поверхности, при мегаваттной мощности прибора, что используется в вакуумных лампах.

Рассмотрим, как охлаждается выступ с помощью излучения. Используя формулу Стефана Больцмана ($\sigma T^4 = 5.73 \times 10^7$ Вт/м²), где $\sigma = 5,67 \times 10^{-8}$ Вт/(м² К⁴) — постоянная Стефана-Больцмана, получаем температуру выступа $T = 5.6 \times 10^3$ К и, как следствие, выступ просто испарится.

Из изложенного следует, что, увеличивая напряжение при постоянном расстоянии между катодом и анодом, не представляется возможным получить мегаваттную мощность (вследствие взрывной эмиссии на остриях). Использование отрицательного средства наноалмазов улучшит ситуацию незначительно, так как на поверхности имеются шероховатости (см. рис. 4). Увеличение напряжения приведет к взрывной эмиссии с этих неровностей.

4. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ СПОСОБ УПРАВЛЕНИЯ ПОЛЕМ

Более перспективным представляется изменять плотность тока, изменяя расстояние катод–анод с помощью пьезоэлементов, изменяя сопротивление прибора. Как отмечалось, из формулы (2) следует, что плотность тока зависит не только от эмиссионного поля (следовательно, коэффициента увеличения поля на выступах), но и от работы выхода электронов (для этого обрабатывают катод бором). Для увеличения эмиссионного тока предполагается использовать наноалмазы с отрицательным электронным средством, которые уменьшат работу выхода электронов. В структурах с отрицательным электронным средством увеличение поля происходит не снаружи от выступа (эффект острия), а внутри поверхности острия. При макроразмерах алмазы являются изоляторами и ток не проводят. Чем меньше размер наноалмаза, тем больше его поверхностная проводимость, однако плотность тока, текущего из одного автоэмиссионного центра, уменьшается из-за уменьшения размера. Для структур с отрицательным электронным средством увеличение поля может достигать тысячи [7]. Плотность тока можно менять, изменяя количество автоэмиссионных центров на единицу площади и их размеры. Коэффициент увеличения поля зависит и от того, сколько и каких примесей находится в поверхностном слое наноалмазов, т.е. как он обработан.

На рис. 8 приведена зависимость автоэмиссионного тока с одиночного наноалмаза на молибденовом острие от напряжения, при расстоянии 10 мм [9]. Рост зависимости эмиссии с одиночного молибденового острия при увеличении напряжения уменьшается, а с наноалмаза (кривая 3) линейная, но растет. Можно предположить, что с ростом напряжения влияние молибденовой иглы будет уменьшаться.

Из рис. 8, следует, что при расстоянии катод–анод 100 нм с наноалмаза 5 нм можно получить ток 10^{-5} А при напряжении катод–анод 4×10^{-3} В. С квадратного сантиметра (количество наноалмазов 10^{12} на см²) можно получить ток 10^7 А. Известно, что при плотности тока 10^8 А/см² наступает взрывная эмиссия [4]. При увеличении напряжения взрывная эмиссия может быть только из-за шероховатости поверхности (см. рис. 4). В наноалмазе с широкой запрещенной зоной нагрев (который отвечает за взрывную эмиссию) не столь значителен. Но мощность, выделяемая на приборе, будет очень велика. Поэтому нужно оптимизировать число наноалмазов или увеличить их размер. При плотности тока 10^4 А/см² при тех же размерах и напряжении на приборе будет выделяться мощность 40 Вт, что легко отводится радиатором. Сопротивление прибора в состоянии насыщения 4×10^{-7} Ом, это позволяет в широком диапазоне

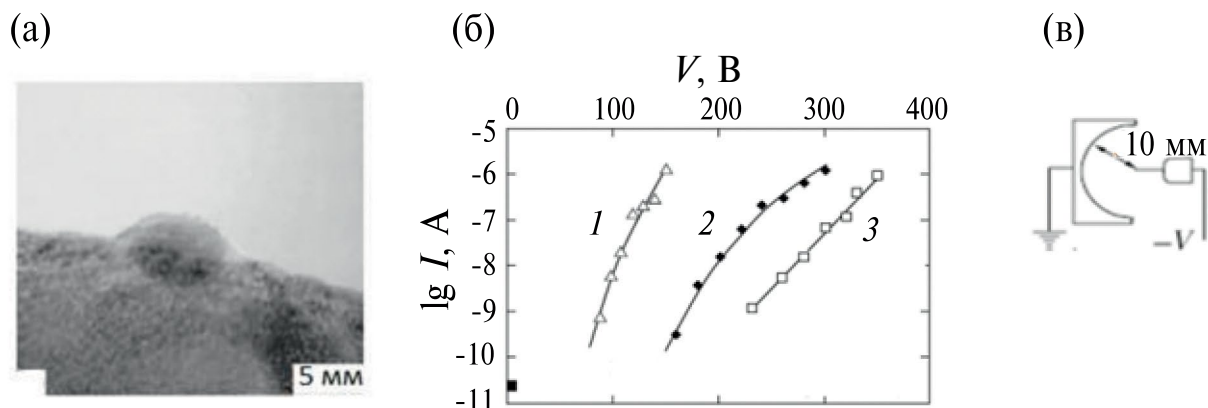


Рис. 8. Одиночная, изолированная, прочно связанная наноточка детонационного алмаза на кончике иглы (а) и характеристики автоэлектронной эмиссии (б): с пленки наноалмаза (1), с голого молибденового наконечника (2), с изолированной частицы наноалмаза (3), а также схема экспериментальной установки (в) [9, рис. 2].

менять напряжение источника питания и нагрузку. Если использовать автоэлектронную эмиссию (см. рис. 1–3), то, изменяя расстояние, можно получить на нагрузке мегаваттную мощность.

Следует отметить, что, изменяя размеры наноалмазов, мы изменяем ток, идущий с наноалмаза, а это равносильно изменению коэффициента увеличения поля. В процессе подготовки к эксперименту ограничимся следующими оценками.

Пусть, например, $k = 10$, $U = 1000$ В. Из рис. 9 видно, что изменение расстояния между катодом и анодом на 5 мкм вызывает рост сопротивления промежутка более чем на 12 порядков (на 4 мкм — на 9 порядков, до 1000 Ом). А внутреннее сопротивление автоэмиссионного прибора в открытом состоянии (расстояние катод–анод менее 1 мкм) на 2 порядка меньше, чем у полупроводников, и это не предел.

При параметрическом способе управления полем расстояние между катодом и анодом изменяется от десятков нанометров до нескольких микрон, следовательно, прибор работает в левой части кривой Пашена при давлении более 200 Торр (см. рис. 7). Более того, из рис. 7 следует, что

автоэмиссионный прибор может работать при давлении 200 Торр и напряжении более 10^3 В и получать мегаваттную мощность на выходе.

Из рис. 3 следует, что шероховатость поверхности составляет 20...30 нм, следовательно, при атмосферном давлении произведение давления на расстояние составит 2.3×10^{-3} Торр·см, поэтому при минимальном расстоянии между катодом и анодом (например, 10^{-5} см) напряжение питания может составлять десятки киловольт, в этих условиях пробоя не будет. А чтобы получить необходимую плотность тока, нужно иметь большую плотность автоэмиссионных центров. Причем ток с одного автоэмиссионного центра ограничен, так как проводимость наноалмазов определяется поверхностными состояниями, число которых в зависимости от размера может достигать величины порядка 10^{14} . Рост тока при повышении температуры незначителен из-за большой ширины запрещенной зоны наноалмаза. Необходимо отметить, что при увеличении расстояния катод–анод до 5 мкм при давлении 200 Торр и менее пробоя не будет, а автоэмиссионный ток стремится к нулю. Оценки показывают, что сопротивление прибора

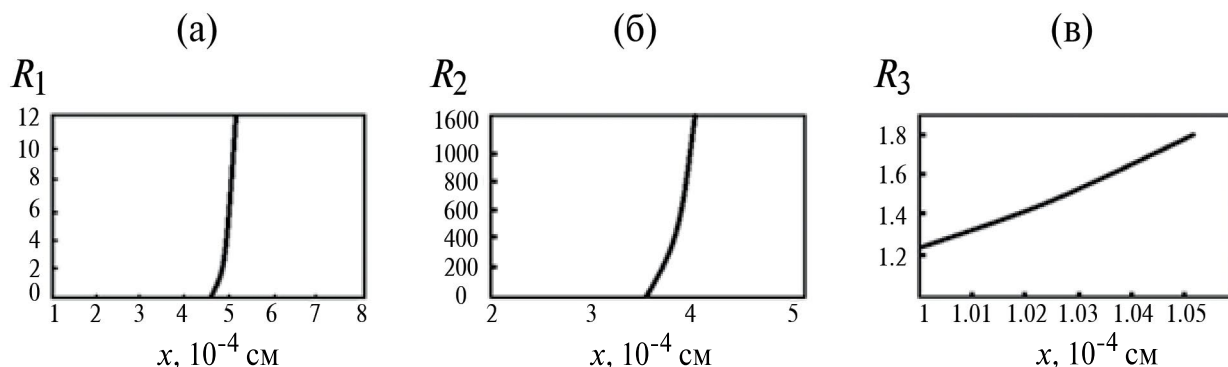


Рис. 9. Зависимость сопротивления R прибора от расстояния x катод–анод: а) $R = R_1 \times 10^5$ Ом, б) $R = R_2 \times 1$ Ом, в) $R = R_3 \times 10^{-6}$ Ом; $U_{\text{пит}} = 1000$ В, коэффициент усиления поля 10 (расчет по формуле Фаулера–Нордгейма).

в открытом состоянии (при минимальном расстоянии катод–анод) менее 10^{-6} Ом/см². Следовательно, возможный КПД прибора (ключевой режим работы) более 99%.

К недостаткам можно отнести более низкую частоту (мегагерцы) генерации колебаний напряжения и тока прибора по сравнению с изменением тока с помощью изменения напряжения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа автоэмиссионных приборов высокой мощности предполагается на изменении электрического поля катод–анод до величин порядка 10^7 В/см, которое очень велико. Поэтому среднее поле уменьшают, используя увеличение эмиссионного поля на остриях и различные примеси, снижающие работу выхода электронов. Оценки показывают, что при повышении напряжения острия перегреваются до взрывной эмиссии. В этом случае воспользоваться уникальными свойствами автоэмиссионной электроники для получения мегаваттных мощностей не представляется возможным.

Вместе с тем, если расстояние между катодом и анодом изменять с помощью пьезоэлементов с десятков нанометров до нескольких микрон (при постоянном напряжении питания), то возможно получение мегаваттных мощностей. Подбирая в эксперименте размеры наноалмазов, мегаваттную мощность можно получить и при атмосферном давлении. Такие приборы обладают высоким КПД, и область их применения необычайно широка, в частности, позволит создавать прямоточные двигатели для полетов аэрокосмических самолетов на основе ускорения слабоионизованного воздуха бегущим электромагнитным полем [10].

Кроме того, следует отметить, что размеры и вес прибора сравнимы с полупроводниковыми транзисторами, а мощность, которую прибор может коммутировать, на порядки больше. Достоинством прибора являются небольшие габариты и вес, а диапазон частот весьма широк, от звуковых частот до мегагерцового диапазона.

Автор данной работы заявляет об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит В. А. Миронова за просмотр рукописи и исправления, а также А. К. Котова, А. Н. Турко за просмотр рукописи и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шестеркин В.И. // РЭ. 2020. Т. 65. № 1. С. 3.
2. Бондаренко В.Г. Способ управления автоэмиссионным током лампы и автоэмиссионная лампа для его осуществления. Пат. РФ № RU2316844. Оpubл. офиц. бюл. «Изобретения. Полезные модели» № 4 от 10.02.2008.
3. Артым А.Д. Усилители класса D и ключевые генераторы в радиосвязи и радиовещании. М.: Связь, 1960.
4. Месяц Г.А. Взрывная электронная эмиссия. М.: Физматлит, 2011.
5. Владимиров Г.Г. Физическая электроника. Ч. 2. Эмиссия в сильных электрических полях. Учебное пособие. СПб.: Изд-во СПб ун-та, 2012.
6. Сливков И.Н., Михайлов В.И., Сидоров Н.И., Настюха А.И. Электрический пробой и разряд в вакууме. М.: Атомиздат, 1966.
7. Усанов Д.А., Яфаров Р.К. Исследование автоэлектронной эмиссии из нанотрубок: Учебное пособие. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2006.
8. Белл Р.Л. Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. М.: Энергия, 1978.
9. Zhirnov V. V., Shenderova O. A., Jaeger D. L. et.al. // ФТТ. 2004. Т. 46. № 4. С. 641.
10. Семенов В.Е., Бондаренко В.Г., Гильденбург В.Б. и др. // Физика плазмы и управляемый термоядерный синтез. 2002. Т. 44. № 12.

MEGAWATT AUTO-EMISSION ELECTRONIC DEVICES**V. G. Bondarenko**

*Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences,
Ulyanova str., 46, Nizhny Novgorod, 603950 Russian Federation*

**E-mail: bonv@ipfran.ru*

Received August 31, 2023, revised December 16, 2023, accepted December, 26, 2023

The possibility of creating on the basis of the inverse piezoelectric effect and the negative electronic affinity of nanodiamonds (which is the natural state of the surface 111) auto-emission devices of megawatt output power operating in the key mode is considered. A comparison of two principles of operation of auto-emission devices based on a change in the field between the cathode and the anode is given. It is shown that explosive emission limits the possibility of obtaining megawatt power by changing the voltage, and also that a more promising method is to control the field by changing the cathode–anode distance from tens of nanometers to microns. Estimates are given according to which such a device has a high efficiency and can operate at a pressure of the order of atmospheric pressure.

Keywords: piezoelectric effect, negative electronic affinity of nanodiamonds, auto-emission devices of megawatt output power, explosive emission

ХРОНИКА



ПАМЯТИ ВАЛЕРИЯ ВЛАДИМИРОВИЧА ПРОКЛОВА

6 апреля 2024 г. на 85 году жизни скончался известный ученый в области акустоэлектроники и акустооптики, член редколлегии журнала “Радиотехника и электроника”, доктор физико-математических наук, профессор Валерий Владимирович Проклов.

В. В. Проклов родился 24 октября 1939 г. в Москве. В 1958 г. после окончания средней школы он поступил на радиотехнический факультет Московского физико-технического института (МФТИ), который окончил в 1964 г. Дипломную работу Валерий Владимирович выполнил в Институте радиотехники и электроники АН СССР (ИРЭ АН СССР) под руководством профессора С. Г. Калашникова. После окончания института В. В. Проклов поступил в аспирантуру МФТИ, а после окончания аспирантуры в 1967 г. он поступил на работу в ИРЭ АН СССР. Вся дальнейшая научная, педагогическая и общественная жизнь Валерия Владимировича была связана с Институтом, в котором В. В. Проклов прошел путь от младшего научного сотрудника до заведующего лабораторией. С 1975 г. он по совместительству вел преподавательскую работу на базовой кафедре МФТИ сначала в качестве старшего преподавателя, затем – доцента, а с 1989 г. – профессора.

В 1968 г. Валерий Владимирович защитил кандидатскую диссертацию “Исследование усиления и генерации акустических потоков в фотопроводящих пьезополупроводниках при сверхзвуковом дрейфе электронов”, а в 1980 г. – докторскую диссертацию “Акустооптические исследования полупроводников и диэлектриков”.

Основные научные интересы В. В. Проклова были связаны с исследованиями в области физики полупроводников и диэлектриков по направлениям:

акустоэлектроника, акустооптика и элементная база твердотельной электроники. В начале 70-х годов прошлого века В. В. Проклов предложил и затем развил новое и, как оказалось, очень перспективное научное направление – полупроводниковую акустооптику. В основе этого направления лежит предсказанный им эффект фотоупругости газа свободных носителей заряда. Этот эффект демонстрирует специфическое возрастание эффективности электронного механизма фотоупругости по мере приближения частоты света (электромагнитной волны) к плазменной частоте свободных носителей заряда. Предложенная и осуществленная В. В. Прокловым идея об использовании данного эффекта в пьезополупроводниках позволила значительно расширить спектральный диапазон высокоэффективной акустооптики от обычного видимого света с длиной волны ~ 1.0 мкм до ранее недоступного диапазона очень больших длин волн излучения вплоть до $\sim 100...1000$ мкм. Валерием Владимировичем также было установлено, что совместное изучение электронного и решеточного механизмов фотоупругости и соответствующей акустооптической дифракционной эффективности позволяет получить фундаментальные знания о природе нелинейных явлений в процессах взаимодействия ультразвука со свободными носителями заряда в полупроводниках. Приоритет этих работ признан во всем мире.

В те же годы важный вклад был внесен В. В. Прокловым в понимание природы акустоэлектрической доменной неустойчивости тока при сверхзвуковом дрейфе носителей заряда в пьезополупроводниках. Им была впервые доказана возможность существования неустойчивости без возникновения отрицательной дифференциальной проводимости. Позднее им был обнаружен

и объяснен ряд новых акустооптических явлений и эффектов в различных диэлектрических средах и структурах, на основе которых предложены и разработаны до стадии внедрения новые защищенные авторскими свидетельствами методы и средства для решения современных задач информатики, связи и вычислительной техники. В 1984 г. за эти работы В. В. Проклов с соавторами был удостоен звания лауреата Государственной премии СССР в области науки и техники.

В. В. Проклов — автор более 300 научных работ, 4 монографий и 20 авторских свидетельств на изобретения. В области акустооптики твердого тела В. В. Проклов создал ведущую научную школу, продолжателями которой стали в том числе 4 доктора и 12 кандидатов наук.

Важную роль в подготовке новых инженерных и научных кадров, привлечение их к работе в новых научных направлениях, включая акустоэлектронику и акустооптику, сыграли написанные Валерием Владимировичем в соавторстве книги по вопросам электромеханического преобразования сигналов: А. И. Морозов, В. В. Проклов, Б. А. Станковский, А. Д. Гингис “Пьезополупроводниковые преобразователи и их применение” (М.: Энергия, 1972 г.), А. И. Морозов, В. В. Проклов, Б. А. Станковский “Пьезоэлектрические преобразователи для радиоэлектронных устройств” (М.: Радиосвязь, 1981 г.), “Акустооптические процессоры спектрального типа” (под редакцией В. В. Проклова и В. Н. Ушакова. М.: Радиотехника, 2012).

Валерий Владимирович вел большую научно-общественную работу. Он был экспертом по физике Высшего аттестационного комитета Российской Федерации, руководителем научного

направления “Перспективная элементная база” Министерства промышленности и науки России, работал в Совете по физике Российского фонда фундаментальных исследований и в специализированных ученых советах ряда институтов. В. В. Проклов являлся членом трех международных научных обществ — Института инженеров-электриков (IEEE), Общества инженеров-оптиков (SPIE) и Акустооптического клуба Европейского оптического общества (АО-EOS). В 1998 г. В. В. Проклов был избран действительным членом, а с 2002 г. также и руководителем отделения “Информатики и вычислительной техники” Академии инженерных наук Российской Федерации им. А. М. Прохорова.

Валерий Владимирович являлся членом редколлегии научных журналов “Радиотехника и электроника”, “Радиотехника”, “Photonics and Optoelectronics”; был председателем Редакционного совета Издательства “Радиотехника” по выпуску научной серии книг “Функциональные устройства обработки сигналов”.

За большие успехи в научной и общественной жизни В. В. Проклов был награжден орденом “Знак Почета”, медалью им. С. И. Вавилова от Всесоюзного оптического общества им. Д. С. Рождественского. Ему присвоено Почетное звание “Заслуженный деятель науки Российской Федерации”.

Редакция и редколлегия журнала “Радиотехника и электроника”, ученики, коллеги, друзья глубоко скорбят в связи с кончиной замечательного ученого и человека Валерия Владимировича Проклова и выражают соболезнование родным и близким покойного.