

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА»  
(САМАРСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

*Н. Л. КАЗАНСКИЙ, В. С. ПАВЕЛЬЕВ*

## ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА ФОТОННЫХ И ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ

Рекомендовано редакционно-издательским советом федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева» в качестве учебного пособия для обучающихся по основной образовательной программе высшего образования по направлению подготовки 03.04.01 Прикладные математика и физика

САМАРА  
Издательство Самарского университета  
2025

УДК 621.383(075); 621.373.8(075)

ББК 3854я7+386-5я7

К142

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук, доц. В. Н. А з я з о в;

д-р физ.-мат. наук, доц. О. В. О с и п о в

*Казанский, Николай Львович*

К142     **Элементная база фотонных и оптоэлектронных устройств:** учебное пособие / *Н. Л. Казанский, В. С. Павельев.* – Самара: Издательство Самарского университета, 2025. – 80 с.

**ISBN 978-5-7883-2280-3**

В учебном пособии представлен материал, посвященный перспективным элементам фотонных и оптоэлектронных устройств и систем.

Предназначено для обучающихся по основным образовательным программам высшего образования по направлениям подготовки 03.03.01, 03.04.01 Прикладные математика и физика.

Подготовлено на кафедре наноинженерии.

УДК 621.383(075); 621.373.8(075)

ББК 3854я7+386-5я7

ISBN 978-5-7883-2280-3

© Самарский университет, 2025

## ОГЛАВЛЕНИЕ

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ .....	4
ВВЕДЕНИЕ .....	5
1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ .....	6
1.1. Используемые математические понятия и обозначения.....	6
1.2. Уравнения Максвелла в дифференциальной форме .....	6
1.3. Уравнения Максвелла в интегральной форме .....	9
1.4. Волновые уравнения .....	9
1.5. Уравнения Гельмгольца.....	11
1.6. Уравнение Фока-Леонтовича .....	12
1.7. Уравнения эйконала и переноса.....	12
1.8. Интегральные преобразования в оптике .....	13
1.9. Интеграл Кирхгофа .....	14
1.10. Преобразование Френеля.....	16
2. ДИЗАЙН НАНОСТРУКТУР И СОЗДАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ .....	18
3. ИСПОЛЬЗУЕМОЕ ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ .....	25
4. ЭЛЕМЕНТЫ ДЛИННОВОЛНОВОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ	36
5. ЭЛЕМЕНТЫ И УСТРОЙСТВА ЦИФРОВОЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ.....	45
6. ФОТОДЕТЕКТОРЫ НА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ.....	53
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	61
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....	62

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

- CVD – химическое осаждение из газовой фазы (Chemical Vapor Deposition);
- FEM – метод конечных элементов (Finite Element Method);
- FDTD – метод конечных разностей во временной области (Finite-Difference Time-Domain);
- HRFZ-Si – высокоомный кремний (High Resistivity Float Zone Silicon);
- RCWA – строгий метод связанных волн (Rigorous Coupled-Wave Analysis);
- АП – поликристаллические алмазные плёнки;
- БПФ – быстрое преобразование Фурье;
- ВАХ – вольтамперная характеристика;
- ДЗЗ – дистанционное зондирование Земли;
- ДОЭ – дифракционный оптический элемент;
- ДПМ – диалкогениды переходных металлов;
- ИК – инфракрасный;
- МФМ – метод фурье-мод (Fourier Modal Method, FMM);
- НЛСЭ – Новосибирский лазер на свободных электронах;
- ПО – программное обеспечение;
- ППП – поверхностные плазмон-поляритоны;
- СВЧ – сверхвысокие частоты;
- СЭМ – сканирующий электронный микроскоп;
- УФ – ультрафиолет, ультрафиолетовый;
- ФКС – фотонно-кристаллические слои;
- ФРТ – функция рассеяния точки;
- ЧКХ – частотно-контрастная характеристика;
- ШЗЗ – ширина запрещённой зоны.

## ВВЕДЕНИЕ

Постоянно возрастающие запросы в области обработки информации, перспективное приближение проектных норм современной электроники к физическому пределу структурирования полупроводниковых материалов, а также запрос на создание информационных и телекоммуникационных систем, более устойчивых к внешним электромагнитным воздействиям, стимулируют работы по разработке и созданию оптических информационных устройств и систем. Создание элементной базы таких устройств и систем предполагает решение таких задач, как разработка методов проектирования и изготовления элементов микрооптики, предназначенных для управления характеристиками когерентного излучения, разработка методов численного и натурального моделирования разрабатываемых устройств, поиск и исследование оптических материалов и композитов с заданными оптическими (квантовыми) свойствами.

В данном учебном пособии рассмотрены вопросы проектирования и изготовления дифракционных оптических элементов (ДОЭ), исследования оптических эффектов в длинноволновой области (в частности, для проведения натурального моделирования элементов оптики видимого и инфракрасного диапазонов), разработки фотонно-кристаллических интерференционных логических элементов, а также вопросы создания фотодетекторов на основе халькогенидов переходных металлов (ХПМ).

Перечень рассмотренных вопросов ограничен объемом учебного пособия.

Учебное пособие предназначено для обучающихся по образовательным программам высшего образования. Пособие может быть также рекомендовано аспирантам и физикам-исследователям, специализирующимся в области создания фотонных и оптоэлектронных устройств.

# 1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ

## 1.1. Используемые математические понятия и обозначения

Оператор Гамильтона  $\nabla$  в декартовой системе координат определяется так

$$\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z},$$

где  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  – орты декартовой системы координат.

Операторы *grad*, *div*, *rot* и  $\Delta$  задаются следующим образом:

$$\text{grad } f \equiv \nabla f = \mathbf{i} \frac{\partial f}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial f}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial f}{\partial z},$$

$$\text{div } \mathbf{F} \equiv (\nabla, \mathbf{F}) = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z},$$

$$\text{rot } \mathbf{F} \equiv [\nabla, \mathbf{F}] = \det \begin{pmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & \partial/\partial z \\ F_x & F_y & F_z \end{pmatrix},$$

$$\Delta f \equiv \nabla^2 f \equiv \text{div grad } f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2},$$

$$\Delta \mathbf{F} \equiv \nabla^2 \mathbf{F} = \mathbf{i} \nabla^2 F_x + \mathbf{j} \nabla^2 F_y + \mathbf{k} \nabla^2 F_z,$$

где  $f, \mathbf{F} = (F_x, F_y, F_z)$  – скалярная и векторная функции, “(.,.)” и “[.,.]” – операции скалярного и векторного произведений, *det A* – определитель матрицы  $A$ .

## 1.2. Уравнения Максвелла в дифференциальной форме

Электромагнитная теория света основывается на системе уравнений Максвелла [1]:

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{cm}, \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = 4\pi\rho, \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0. \quad (1.4)$$

Название электромагнитных величин, входящих в (1.1)–(1.4) приведены в таблице 1.

Таблица 1. Электромагнитные величины в СГС

Название величины	Обозначение
Электрический заряд	$q$
Сила электрического тока	$I$
Объемная плотность заряда	$\rho$
Плотность электрического тока	$\mathbf{j}$
Удельная электрическая проводимость	$\sigma$
Напряженность электрического поля	$\mathbf{E}$
Напряженность магнитного поля	$\mathbf{H}$
Электрическое смещение	$\mathbf{D}$
Магнитная индукция	$\mathbf{B}$
Диэлектрическая проницаемость	$\varepsilon$
Магнитная проницаемость	$\mu$
Скорость света в вакууме	$c$

Функции  $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{H} = \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{D} = \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$  описывают электромагнитное поле в среде, характеризующейся параметрами  $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{E}, \mathbf{r}, t)$ ,  $\mu = \mu(\mathbf{H}, \mathbf{r}, t)$ ,  $\rho = \rho(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{j} = \mathbf{j}(\mathbf{E}, \mathbf{r}, t)$  ( $\mathbf{r}$  – пространственные координаты,  $t$  – время) и сторонним током  $\mathbf{j}_{cm}$ , использование которого будет оговариваться особо.

Считая процессы в среде локальными и безынерционными (в каждой точке состояние не зависит от соседних точек и в каждый момент времени от «предыстории») свяжем характеристики поля и среды материальными уравнениями [1]

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad (1.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (1.6)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad (1.7)$$

и законом сохранения заряда

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (1.8)$$

В дальнейшем полагаем, что параметры среды не зависят от векторов поля и не изменяются со временем:  $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{r})$ ,  $\mu = \mu(\mathbf{r})$  (линейная среда), являются скалярными (изотропная среда).

Если напряженности электрического и магнитного поля можно представить в виде  $\mathbf{E} = \operatorname{Re}(\mathbf{E} \exp(-i\omega t))$ ,  $\mathbf{H} = \operatorname{Re}(\mathbf{H} \exp(-i\omega t))$ , где  $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{H} = \mathbf{H}(\mathbf{r})$  – комплекснозначные функции [1],  $\omega$  – циклическая частота,  $i$  – мнимая единица, то говорят о монохроматическом поле, для которого уравнения (1.1), (1.2) принимают вид:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = -ik_0 \varepsilon \mathbf{E}, \quad (1.9)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = ik_0 \mu \mathbf{H}, \quad (1.10)$$

где  $\varepsilon = \varepsilon - i\frac{\sigma}{\omega}$ ,  $k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число.

### 1.3. Уравнения Максвелла в интегральной форме

Интегрируя (1.1), (1.2) по поверхности  $S$ , ограниченной контуром  $L$  и применяя теорему Стокса, получим уравнения

$$\oint_L (\mathbf{H}, d\mathbf{l}) = \frac{1}{c} \frac{d}{dt} \int_S (\mathbf{D}, d\mathbf{S}) + \frac{4\pi}{c} I, \quad (1.11)$$

$$\oint_L (\mathbf{E}, d\mathbf{l}) = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \int_S (\mathbf{B}, d\mathbf{S}). \quad (1.12)$$

Уравнения (1.3), (1.4) интегрируем по объему  $V$ , ограниченному поверхностью  $S$ . Применяя затем теорему Остроградского-Гаусса, получаем

$$\oint_S (\mathbf{D}, \mathbf{n}) dS = 4\pi q, \quad (1.13)$$

$$\oint_S (\mathbf{B}, \mathbf{n}) dS = 0. \quad (1.14)$$

Систему (1.11)–(1.14) называют уравнениями Максвелла в интегральной форме.

### 1.4. Волновые уравнения

В уравнениях Максвелла исключим из рассмотрения токи и заряды, обычно отсутствующие в задачах оптики [1, 2]. Тогда уравнения (1.1) и (1.2) примут вид:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1.15)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = \frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}. \quad (1.16)$$

Разделим обе части уравнения (1.16) на  $\mu$  и применим к нему оператор  $\operatorname{rot}$ :

$$\operatorname{rot}\left(\frac{1}{\mu}\operatorname{rot}\mathbf{E}\right) + \frac{1}{c}\operatorname{rot}\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t} = 0. \quad (1.17)$$

Уравнение (1.15) дифференцируем по времени для того, чтобы исключить второе слагаемое из уравнения (1.17):

$$\operatorname{rot}\left(\frac{1}{\mu}\operatorname{rot}\mathbf{E}\right) + \frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} = 0.$$

Тогда, учитывая, что

$$\operatorname{rot}\alpha\mathbf{u} = \alpha\operatorname{rot}\mathbf{u} + [\operatorname{grad}\alpha, \mathbf{u}] \text{ и } \operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{u} = \operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{u} - \nabla^2\mathbf{u},$$

получаем:

$$\nabla^2\mathbf{E} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} + [\operatorname{grad}(\ln\mu), \operatorname{rot}\mathbf{E}] - \operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{E} = 0. \quad (1.18)$$

К уравнению  $\operatorname{div}(\varepsilon\mathbf{E}) = 0$  применим тождество  $\operatorname{div}\alpha\mathbf{u} = \alpha\operatorname{div}\mathbf{u} + (\mathbf{u}, \operatorname{grad}\alpha)$ , получив  $\varepsilon\operatorname{div}\mathbf{E} + (\mathbf{E}, \operatorname{grad}\varepsilon) = 0$ . Выразив из последнего равенства  $\operatorname{div}\mathbf{E}$ , подставим ее в (1.18), записывая волновое уравнение [1] для напряженности электрического поля в неоднородной диэлектрической среде

$$\nabla^2\mathbf{E} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} + [\operatorname{grad}(\ln\mu), \operatorname{rot}\mathbf{E}] + \operatorname{grad}(\mathbf{E}, \operatorname{grad}(\ln\varepsilon)) = 0. \quad (1.19)$$

Аналогично получается волновое уравнение для вектора магнитного поля  $\mathbf{H}$ :

$$\nabla^2\mathbf{H} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{H}}{\partial t^2} + [\operatorname{grad}(\ln\varepsilon), \operatorname{rot}\mathbf{H}] + \operatorname{grad}(\mathbf{H}, \operatorname{grad}(\ln\mu)) = 0. \quad (1.20)$$

Для однородной среды электрическая  $\varepsilon$  и магнитная  $\mu$  проницаемости постоянны и волновые уравнения принимают вид

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (1.21)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.22)$$

### 1.5. Уравнения Гельмгольца

Волновые уравнения, записанные для комплексных амплитуд (монохроматические волны), называются уравнениями Гельмгольца [1, 2]. Для неоднородной среды они имеют вид:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \varepsilon \mu \mathbf{E} + [\text{grad}(\ln \mu), \text{rot} \mathbf{E}] + \text{grad}(\mathbf{E}, \text{grad}(\ln \varepsilon)) = 0, \quad (1.23)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k_0^2 \varepsilon \mu \mathbf{H} + [\text{grad}(\ln \varepsilon), \text{rot} \mathbf{H}] + \text{grad}(\mathbf{H}, \text{grad}(\ln \mu)) = 0, \quad (1.24)$$

а для однородной

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \varepsilon \mu \mathbf{E} = 0, \quad (1.25)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k_0^2 \varepsilon \mu \mathbf{H} = 0. \quad (1.26)$$

Уравнения (1.25) и (1.26) можно решать независимо для каждой проекции напряженности электрического и магнитного поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , а эти проекции можно обозначить одной скалярной функцией  $U$ :

$$\nabla^2 U + k_0^2 \varepsilon \mu U = 0. \quad (1.27)$$

## 1.6. Уравнение Фока-Леонтовича

Представим функцию  $U$  в виде  $U = U \exp(ik_0 z)$  и подставим ее в уравнение (1.27) для вакуума. Предполагая, что  $\left| \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right| \ll k_0 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right|$ , получим параболическое волновое уравнение Фока-Леонтовича [3]

$$2ik_0 \frac{\partial U}{\partial z} + \Delta_{\perp} U = 0, \quad (1.28)$$

где  $\Delta_{\perp} U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}$ .

Параболическое уравнение (1.28) в скалярной теории дифракции применяется для описания световых полей в параксиальной области, которые распространяются преимущественно вдоль некоторого направления в пространстве в малом телесном угле.

## 1.7. Уравнения эйконала и переноса

Запишем функцию  $U$  в виде  $U = U_0 \exp(ik_0 \psi)$ , где  $\psi = \psi(x, y, z)$  – эйконал,  $U_0$  – амплитуда (действительная функция). Подставив ее в (1.27), получим:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 U_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_0}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U_0}{\partial z^2} + 2ik_0 \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial U_0}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial U_0}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial U_0}{\partial z} \right) + ik_0 U_0 \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \right. \\ & \left. + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) - k_0^2 U_0 \left( \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right) + k_0^2 \varepsilon \mu U_0 = 0. \end{aligned}$$

Приравнивая к нулю мнимую часть, получим уравнение переноса:

$$2 \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial U_0}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial U_0}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial U_0}{\partial z} \right) + U_0 \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) = 0. \quad (1.29)$$

Остальные слагаемые составят следующее уравнение

$$\frac{1}{k_0^2} \left( \frac{\partial^2 U_0}{\partial x^2} + \frac{\partial U_0^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U_0}{\partial z^2} \right) - U_0 \left( \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right) + \varepsilon \mu U_0 = 0,$$

из которого, положив  $\lambda \rightarrow 0$  (приближение геометрической оптики), получим уравнение эйконала

$$\left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 = n^2, \quad (1.30)$$

где  $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$  – показатель преломления среды.

### 1.8. Интегральные преобразования в оптике

В рамках скалярной теории дифракции монохроматический свет описывается функцией комплексной амплитуды  $F(\mathbf{x}) = F(x, y, z)$ , которая удовлетворяет уравнению Гельмгольца (1.27):

$$(\Delta + k^2)F(x, y, z) = 0, \quad (1.31)$$

где  $k$  – волновое число. В однородном и изотропном пространстве без зарядов и токов под комплексной амплитудой  $F(\mathbf{x})$  можно понимать любую проекцию векторов напряженности электрического  $\mathbf{E}(\mathbf{x})$  и магнитного  $\mathbf{H}(\mathbf{x})$  полей световой волны.

Решая уравнение (1.31) с помощью представления комплексной амплитуды через двумерное преобразование Фурье

$$F(x, y, z) = \int \int_{-\infty}^{\infty} A(\alpha, \beta, z) \exp[-ik(x\alpha + y\beta)] d\alpha d\beta, \quad (1.32)$$

где  $A(\alpha, \beta, z)$  – амплитуда пространственного спектра плоских волн, можно получить разложение комплексной амплитуды по плоским волнам

$$F(x, y, z) = \int \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\alpha, \beta) \exp[-ik(x\alpha + y\beta \pm \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2})z] d\alpha d\beta, \quad (1.33)$$

где  $A_0(\alpha, \beta) = A(\alpha, \beta, z = 0)$  – амплитуда пространственного спектра плоских волн при  $z = 0$ . Если известно направление распространения света, то в показателе экспоненты в уравнении (1.33) можно оставить только один знак (при распространении волны вдоль оси  $z$  выбирается знак плюс).

Представим функцию  $A_0(\alpha, \beta)$  через обратное преобразование Фурье

$$A_0(\alpha, \beta) = \frac{k^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_0(x, y) \exp[ik(\alpha x + \beta y)] dx dy. \quad (1.34)$$

Из уравнений (1.33) и (1.34) следует интегральное преобразование комплексной амплитуды светового поля [1, 2]:

$$F(x, y, z) = k^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_0(x', y') H(x - x', y - y', z) dx' dy', \quad (1.35)$$

где

$$H(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C \exp[-ik(\alpha x + \beta y \pm \pm z \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2})] d\alpha d\beta. \quad (1.36)$$

$H(x, y, z)$  – функция импульсного отклика однородного пространства,  $F_0(x, y) = F(x, y, z = 0)$  – комплексная амплитуда света при  $z = 0$ . Если  $\alpha^2 + \beta^2 > 1$ , то под интегралом появляется экспоненциальный множитель  $\exp(-kz\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - 1})$ , который будет описывать неоднородные поверхностные волны, распространяющиеся в плоскости  $z = 0$  и при  $z \gg \lambda$  не дающие вклад в световое поле. Поэтому при условии  $z \gg \lambda$  интеграл в выражении (1.36) можно вычислять не в бесконечных пределах, а при  $\alpha_2 + \beta_2 < 1$ .

### 1.9. Интеграл Кирхгофа

Используя известное разложение амплитуды сферической волны по плоским волнам

$$\frac{e^{ikR}}{R} = ik \int_{-\infty}^{\infty} \int \frac{\exp[-ik(x\alpha + y\beta - z\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2})] d\alpha d\beta}{\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2}}, \quad (1.37)$$

где  $R=(x^2+y^2+z^2)^{1/2}$  функцию импульсного отклика, определенную уравнением (1.36), можно представить в виде:

$$H(x, y, z) = -\frac{1}{2\pi k^2} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{e^{ikR}}{R} \right) = \frac{e^{ikR}}{R} \frac{\partial R}{\partial z} (R^{-1} - ik). \quad (1.38)$$

Если предположить, что расстояние от плоскости  $z = 0$  до плоскости наблюдения  $z$  много больше длины волны  $R \gg \lambda$ ,  $z \gg \lambda$ , то вместо уравнения (1.38) можно приближенно считать, что выполняется равенство

$$H(x, y, z) = -ik \frac{e^{ikR}}{R} \frac{z}{R}. \quad (1.39)$$

Тогда вместо интегрального преобразования (1.36) получим интеграл Кирхгофа

$$F(x, y, z) = \frac{-ik}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int F_0(x', y') \frac{e^{ikR}}{R} \frac{z}{R} dx' dy', \quad (1.40)$$

где  $R = [(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2]^{1/2}$ . Иногда с учетом того, что  $R \approx z$  вместо выражения (1.40) интеграл Кирхгофа записывают в виде:

$$F(x, y, z) = \frac{-ik}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int F_0(x', y') \frac{e^{ikR}}{R} dx' dy'. \quad (1.41)$$

Физический смысл интеграла Кирхгофа (1.41) связан с принципом Гюйгенса-Френеля и заключается в том, что интеграл Кирхгофа является разложением комплексной амплитуды светового поля по сферическим волнам.

### 1.10. Преобразование Френеля

Интегральные преобразования (1.35) и (1.40) описывают пространство непараксиальных световых полей в однородном пространстве вдоль оси  $z$ . Для описания распространения параксиальных световых полей, которые распространяются в малом телесном угле, используется интегральное преобразование Френеля.

Комплексная амплитуда параксиального светового поля представляется в виде

$$U(x, y, z) = e^{ikz} F(x, y, z), \quad (1.42)$$

а медленно меняющаяся комплексная амплитуда  $F(x, y, z)$  удовлетворяет параболическому уравнению Фока-Леонтовича (1.28) [3]

$$\left( 2ik \frac{\partial}{\partial z} + \nabla_{xy}^2 \right) F(x, y, z) = 0, \quad (1.43)$$

где  $\nabla_{xy}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  – поперечный лапласиан. Любое решение уравнения (1.43) можно представить в интегральном виде:

$$F(x, y, z) = \frac{-ik}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} \int F_0(\xi, \eta) \exp \left\{ \frac{ik}{z} \left[ (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 \right] \right\} d\xi d\eta, \quad (1.44)$$

где  $F_0(x, y, z) = F(x, y, z = 0)$ .

Преобразование Френеля (1.44) представляет собой разложение параксиального светового поля по параболическим волнам, и его нетрудно получить из интеграла Кирхгофа, используя разложение в ряд Тейлора до второго слагаемого расстояния  $R$  в показателе экспоненты:

$$R = [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2]^{1/2} \approx z + \frac{1}{2z} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2].$$

Переход от интеграла Кирхгофа к интегралу Френеля (1.44) возможен при выполнении условия:

$$\frac{kr^4}{8z^3} \ll \pi,$$

где  $r$  – эффективный радиус светового поля.

При значительном удалении от начальной плоскости  $z = 0$ , когда выполняются условия дальней зоны дифракции (или зоны дифракции Фраунгофера)

$$\frac{kr^2}{2z} \ll \pi, \quad (1.45)$$

вместо интегрального преобразования Френеля (1.44) можно использовать преобразование Фурье с множителем параболической волны перед интегралом:

$$F(x, y, z) = \frac{-ik}{2\pi z} \exp\left[\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right] \int_{-\infty}^{\infty} \int F_0(\xi, \eta) \exp\left[\frac{-ik}{z}(x\xi + y\eta)\right] d\xi d\eta. \quad (1.46)$$

Преобразование Фурье (1.46) представляет собой разложение комплексной амплитуды параксиальной световой волны по плоским волнам. Интеграл в правой части выражения (1.46), записанный с помощью пространственных частот  $u = k\xi/z$ ,  $v = k\eta/z$ , имеет вид обычного интеграла Фурье:

$$F(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int F_0(u, v) \exp[-i(xu + yv)] dudv. \quad (1.47)$$

Преобразование Фурье (1.46) и (1.47) описывают также комплексную амплитуду светового поля в плоскости пространственных частот тонкой сферической линзы.

## 2. ДИЗАЙН НАНОСТРУКТУР И СОЗДАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ

Характерные размеры создаваемых оптических структур относительно длины волны излучения определяют методы, которые необходимо использовать при их расчёте и моделировании. Для расчёта структур с характерными размерами в сотни микрометров (обычно это оптический и инфракрасный диапазон частот) достаточно методов на основе скалярной теории дифракции света [1]. В частности, эти методы применяются для расчёта и моделирования дифракционных оптических элементов (ДОЭ) инфракрасного диапазона (см. табл. 2). Для компонентов нанофотоники с характерными размерами элементов дифракционного микро- или нанорельефа в десятки нанометров используются методы на основе строгой электромагнитной теории (см. табл. 2), а для компонентов фотовольтаики используются подходы в рамках квантовой теории взаимодействия электромагнитного излучения в области оптического и ближнего УФ-диапазонов с функциональными материалами с перовскитной структурой [4]. Методы квантовой механики необходимо также использовать, если мы исследуем падение на оптическую наноструктуру одиночных фотонов [5].

Методы проектирования структур нанофотоники основаны на численном решении уравнений Максвелла [1], а также, в случае элементов фотовольтаики, на решении уравнения Шредингера с использованием различных одночастичных аппроксимаций (Хартри–Фока, Кона–Шэма) [4] и современных пакетов компьютерных программ. За основу также берутся метод разложения по плоским волнам, а также векторные интегралы Рэлея–Зоммерфельда, формализм Ричардса–Вольфа и многое другое. Методы должны обеспечивать решение обратной задачи теории дифракции с учётом возможности технологической реализации рассчитанной структуры,

для чего используются градиентные и стохастические методы оптимизации (в частности, генетические алгоритмы), позволяющие заменить решение обратной задачи на многократное решение прямых задач. Высокая вычислительная сложность таких методов оптимизации предполагает использование новых технологий параллельных и векторных вычислений.

В монографии [1] подробно описаны разнообразные методы проектирования, расчёта, моделирования и оптимизации оптических наноструктур и компонентов фотоники. Схематично последовательность действий можно описать следующим образом.

Для создания дифракционных оптических элементов с недостижимыми в классической оптике свойствами надо решить некорректную обратную задачу теории дифракции [1, 6]. Для каждого класса таких задач и для интересующего диапазона параметров оптической схемы выбираются физическое приближение и необходимые уравнения, а также формулируются граничные условия. На рис. 1 представлен пример постановки одного из вариантов этой задачи для пропускающего оптического элемента с аксиальной симметрией. В данном случае на дифракционный оптический элемент, расположенный в плоскости  $\mathbf{u} = (u, v)$  и имеющий фазовый микро-рельеф высотой  $h(\mathbf{u})$ , падает электромагнитное поле, описываемое комплексной амплитудой  $W_0(\mathbf{u})$ . Необходимо рассчитать такой микро-рельеф  $h(\mathbf{u})$ , чтобы выходное поле  $W(\mathbf{x}, z)$  обладало требуемыми свойствами. Здесь  $\mathbf{x} = (x, y)$  – декартовы координаты в фокальной плоскости, расположенной на расстоянии  $f_0$  от оптического элемента. Задача проектирования касается получения (непосредственно сразу за поверхностью оптической наноструктуры или в фокальной области оптического элемента) волнового фронта с требуемыми оптическими свойствами, например:

1) заданного распределения интенсивности света в фокальной области  $I_d(\mathbf{x}, z) = |W_d(\mathbf{x}, z)|^2$ , или

2) требуемой формы волнового фронта (т.е. заданной фазы выходного поля  $\varphi_d(\mathbf{x}, z) = \arg\{W_d(\mathbf{x}, z)\}$ ), или

3) заданных амплитуды и фазы выходного поля  $W_d(\mathbf{x}, z)$ .

Одним из вариантов задачи 3 может быть осуществление математически заданного преобразования падающего волнового фронта, например, формирование волнового фронта, огибающая которого описывается функцией, являющейся преобразованием Лапласа, производной или интегралом огибающей падающего пучка [7–9]. Технологические нюансы расчёта и изготовления дифракционного микрорельефа вносят свои ограничения на класс возможных решений. Например, использование литографических методов [10] обеспечивает формирование кусочно-постоянного микрорельефа, что математически приводит к квантованию фазовой функции ДОЭ и задача формирования требуемого распределения интенсивности записывается как минимизация функционала невязки

$$\min_{h(\vec{u}) \in H} \varepsilon(h) = \min_{h(\vec{u}) \in H} \| |W_h(\vec{x}, z)|^2 - I_d(\vec{x}, z) \|_{(\vec{x}, z) \in D} \quad (2.1)$$

в классе дискретных функций

$$H = \left\{ h_i = \frac{1}{M} \frac{i\lambda}{n-1}, i = 1, 2, \dots, M \right\} \quad (2.2)$$

методами математического программирования. Здесь  $\lambda$  – длина волны падающего поля (мономатического пучка),  $n$  – показатель преломления материала ДОЭ,  $M$  – число уровней квантования микрорельефа (фазы),  $D$  – фокальная область,  $W_h(\mathbf{x}, z)$  – поле в фокальной области, получающееся при падении поля  $W_0(\mathbf{u})$  на ДОЭ с микрорельефом  $h(\mathbf{u})$ .

Решение задач 2 или 3 приводит к другой записи функционала невязки, а использование альтернативных методов формирования

дифракционного микрорельефа [1, 10, 11, 12] – к другим ограничениям на класс возможных решений.

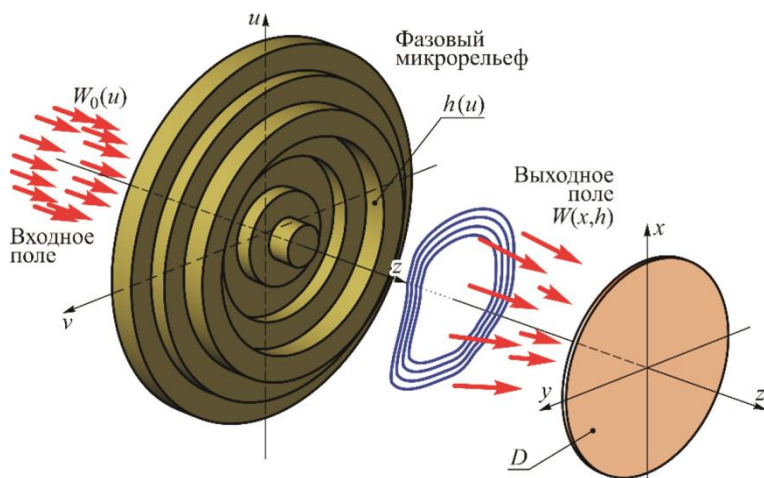


Рис. 1 – Постановка обратной задачи теории дифракции для нахождения границ и профиля зон ДОЭ

При этом одно из основных узких мест – перевод результатов расчёта в физическую форму, именно прогресс в этой области, использование достижений электронной, лазерной и рентгеновской литографии для записи рассчитанных шаблонов оптических элементов позволили перейти к использованию дифракционных оптических элементов ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов и к созданию дифракционных компонентов и устройств нанофотоники [13] (см. табл. 2).

В настоящее время по-прежнему используется лучевой расчёт в рамках геометрической оптики для проектирования оптической части светодиодных устройств, ряда длиннофокусных ДОЭ. По-прежнему используется приближение скалярной теории дифракции для итерационного расчёта ДОЭ и анализа новых типов ДОЭ [1].

Отдельное направление моделирования связано с анализом новых методов и устройств формирования дифракционного микрорельефа [1, 14]. Но основным инструментом для проектирования и численного исследования элементов микрооптики и дифракционной нанофотоники является решение уравнений Максвелла [1, 15, 16].

Таблица 2. Разрешение устройств записи и физическое приближение, используемое для моделирования

Тип оптического элемента	Тип устройств записи информации	Разрешение устройства записи	Физическое приближение. Математический аппарат
Фокусаторы излучения CO <sub>2</sub> -лазеров	Фотопостроители	10 – 50 мкм	Геометрическая оптика. Уравнение эйконала
ДОЭ видимого и ближнего ИК-диапазона	Устройства лазерной записи	0,5 – 2 мкм	Скалярная теория дифракции. Уравнение Кирхгофа
Короткофокусные ДОЭ и ДОЭ ультрафиолетового диапазона, оптические наноструктуры	Электронные и лазерные литографы, ионный пучок	10 – 50 нм	Электромагнитный расчет. Уравнения Максвелла
Квантовая оптика, фотовольтаика	Рентгеновская литография	1 – 10 нм	Квантовая механика. Уравнение Шредингера

Были исследованы основные методы решения уравнений Максвелла применительно к задачам микрооптики и дифракционной нанофотоники [1, 13, 15, 16]. Наиболее универсальным является подход, основанный на разностном решении уравнений Максвелла (FDTD-метод). Основные проблемы при разностном решении уравнений Максвелла в микрооптике связаны с заданием гранич-

ных и излучающих условий, а также с гигантским объёмом вычислений. Был предложен численный способ задания прозрачного излучающего условия, который имеет меньшую вычислительную сложность (за счёт адаптации к задачам микрооптики) и не порождает несуществующих в природе отражённых волн [15]. При такой записи прозрачного излучающего условия был предложен эффективный метод декомпозиции сеточной области для распараллеливания вычислений [16], который требует в несколько раз меньшее количество операций, чем существующие аналоги. Разработанная информационная технология позволила исследовать ряд проблем микрооптики. Достоинством разностных схем является возможность анализа переходных процессов. Примеры расчёта дифракции плоской волны на цилиндрической, дифракционной и бинарной линзах показывают [1, 13], что технология моделирования позволяет исследовать изменения процесса во времени, как волна стабилизируется и выявляется область фокуса. При этом учитываются все отражения, включая многократные – от входной и выходной поверхностей линзы. Развиваемые подходы позволили уже конце 90-х годов прошлого века перейти к электромагнитному расчёту дифракционных оптических элементов.

Для эффективного применения методов численного решения уравнений Максвелла были адаптированы параллельные алгоритмы для использования на графических вычислительных устройствах и в облачных технологиях. Были подобраны соответствующие вычислительные платформы для реализации разработанных алгоритмов. Специфика решаемых задач в ходе создания и исследования дифракционных оптических элементов и компонентов нанофотоники диктует требования к организации вычислительных ресурсов и единого информационного пространства. При этом работа с большими массивами изображений приводит к необходимо-

сти развивать кластеры, состоящие из модулей с большими графическими платами, и реализовывать соответствующие информационные технологии. Развиваемые подходы и программное обеспечение ориентированы на трансформацию интенсивных по вычислениям методов и алгоритмов в методы и алгоритмы, интенсивные по обработке данных.

Следующим этапом создания компонента нанопотоники после расчёта дифракционного микрорельефа или оптической наноструктуры должен быть расчёт, учитывающий конкретные размеры изготавливаемого оптического элемента и эффекты дифракции на его апертуре. Обычно такие оценки приходится получать в рамках скалярной теории дифракции. Заключительным этапом проектирования является расчёт и моделирование оптического устройства в целом, с учётом полученных ранее характеристик входящих в него компонентов нанопотоники. Этот этап обычно выполняется на основе лучевого расчёта в приближении геометрической оптики, геометрической или скалярной теории дифракции [1].

В последние годы появились публикации, в которых для оптимизации функционирования нанопотонных устройств применяются методы искусственного интеллекта [17], что требует использования ещё более мощных вычислительных систем и длительного времени расчёта.

### 3. ИСПОЛЬЗУЕМОЕ ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

При проектировании оптических наноструктур, дифракционных оптических элементов, компонентов нанофотоники и оптических устройств используются коммерческие программные пакеты (OlympIOs, TraceProExpert, FRED, FullWAVE, FIMMWAVE, BeamProp, Comsol Multiphysics, Ansys Lumerical), и программные комплексы, разработанные в Самарском университете и ИСОИ РАН: QUICK-DOE, ITER-DOE, Grating 2D, Grating 3D, DiffractMOD, GratingMOD, DOE, HyperSc, Harmony и др. Создание любого проектируемого оптического элемента или устройства начинается с расчёта и тщательного предварительного моделирования [1].

Кратко остановимся на описании и некоторых результатах использования имеющихся программных продуктов.

В начале 90-х годов в ИСОИ РАН было разработано программное обеспечение (ПО) по компьютерной оптике “Quick-DOE” [18, 19], позволяющее рассчитывать дифракционные оптические элементы с аналитически задаваемой функцией комплексного пропускания: дифракционные линзы; дифракционные призмы; фокусаторы в круг, прямоугольник, отрезок; элементы, предназначенные для формирования мод Гаусса–Эрмита и Гаусса–Лагерра, и другие. Для кодирования функции комплексного пропускания в чисто амплитудную или чисто фазовую функцию были реализованы методы кодирования, основанные на модуляции введённой несущей (метод Кирка–Джонса и метод Хсу–Савчука). ПО обладает возможностями для вывода рассчитанных массивов значений фазовой или амплитудной функции пропускания элементов в растровом формате представления данных, имеется возможность генерации комплекта фотошаблонов для реализации рассчитанных дифракционных оптических элементов с помощью технологий микролитографии. Для моделирования работы рассчитанных дифракционных оптических

элементов ПО включало в себя возможности выполнения быстрого преобразования Фурье (БПФ) и алгоритма трассировки лучей. ПО использовалось при выполнении ряда НИР и хозяйственных работ ИСОИ РАН, при расчёте оптических элементов и устройств, некоторые из которых описаны в монографии [1].

Программа DOE предназначена для расчёта вихревых оптических элементов: для формирования простых вихревых пучков, пучков Бесселя, пучков Гаусса–Лагерра. Кроме того, она позволяет рассчитывать гибридные аксиконы для формирования суперпозиций вихревых пучков; позволяет кодировать разными типами несущей частоты полутоновые элементы и формировать бинарные фазовые распределения; моделировать распространение пучков в свободном пространстве.

Программа DOE позволила рассчитать уникальные по свойствам световые ловушки для захвата микрочастиц [20, 21] и гибридные аксиконы, способные различными способами формировать пучки Бесселя [22].

Программа HyperSc предназначена для сборки, просмотра и анализа гиперспектральных изображений [23]. Позволяет проводить сравнение с эталонным спектром. Рассчитывает индексное изображение на основе произвольной разностной индексной формулы. Считает наиболее распространённые вегетационные индексы. Программа HyperSc использовалась при обработке результатов космического эксперимента по ДЗЗ со спутника ИСОИ и при обработке результатов экспериментов по визуализации подкожных вен.

Программа Harmony позволяет моделировать и оптимизировать оптические изображающие осесимметричные системы, состоящие из рефракционных и гармонических линз. Определяет основные характеристики оптической системы: функцию рассеяния точки (ФРТ), частотно-контрастную характеристику (ЧКХ), фо-

кальный хроматический сдвиг. ФРТ представляется в виде полутонкого изображения заданной размерности. Оптимизация осуществляется в том числе на отдельных дифракционных зонах гармонических линз. Программа Harmony позволила рассчитать оптическую систему гибридного рефракционно-дифракционного объектива, в котором дифракционная линза одновременно компенсирует хроматические aberrации и внеосевые aberrации [24].

В рамках электромагнитной теории света разработан и реализован в виде программных модулей ряд методов моделирования распространения света через оптические структуры с субволновыми размерами их элементов: метод конечных элементов [25], комбинация метода конечных элементов и граничных элементов [26] для конечно-размерных структур в свободном пространстве, комбинация метода конечных элементов и периодических граничных условий [27] для периодических структур. Для расчёта слоистых структур эффективно реализован метод передаточных матриц  $2 \times 2$  [28]. Для моделирования резонансных характеристик и описания возникновения асимметричных резонансов Фано в спектрах резонансных структур фотоники в рамках теории связанных мод разработаны и запрограммированы методы связанных мод для плазмоники [29] и интерференционных резонаторов [30].

В ходе научных исследований нашего коллектива широко применялся коммерческий программный пакет Comsol Multiphysics [<https://www.comsol.com>]. В данном пакете реализовано численное решение векторных уравнений Максвелла методом конечных элементов. Помимо этого, пакет предоставляет широкие возможности для создания и обработки геометрических моделей, наложения триангулярных и тетраэдрических сеток, задания граничных и начальных условий, обработки полученных решений.

С использованием этого пакета спроектированы кремниевые метаповерхности, основанные на субволновых решётках, которые

позволяют создавать и фокусировать цилиндрические векторные пучки различных порядков как терагерцового [31], так и видимого [32] диапазонов. С помощью пакета Comsol проведено численное моделирование и показана эффективность работы предложенных элементов. Учёт векторного характера электромагнитных полей позволяет точно рассчитывать направления распространения энергии, в частности, в работе [33] показана возможность создания обратной плотности потока мощности с помощью субволновых решёток с кривыми гребнями.

Одним из наиболее широко изучаемых классов резонансных структур фотоники являются периодические структуры, в частности, дифракционные решётки или т.н. фотонно-кристаллические слои (ФКС) [34]. ФКС представляют собой планарные структуры с одномерной или двумерной периодичностью. Для таких структур было разработано несколько эффективных численных методов решения уравнений Максвелла. Среди наиболее часто используемых и эффективных методов – строгий метод связанных волн (англ. rigorous coupled-wave analysis, RCWA), также называемый методом фурье-мод (МФМ; англ. Fourier modal method, FMM). В своей простейшей формулировке метод предназначен для моделирования дифракции плоских волн на бинарных дифракционных решётках с одномерной периодичностью [35]. За прошедшие годы были предложены многочисленные усовершенствования метода, касающиеся, с одной стороны, численной устойчивости, сходимости и вычислительной эффективности [36, 37], а с другой стороны, расширения применимости метода для моделирования многослойных структур [38], структур с двумерной периодичностью и анизотропных структур [39].

МФМ также позволяет вычислять собственные моды структуры. В рамках подхода, основанного на МФМ, собственные моды могут быть вычислены как полюсы матрицы рассеяния с использованием различных численных методов [40]. Эти методы могут быть использованы для вычисления комплексных волновых чисел мод

с действительной частотой, комплексных частот квазиволноводных мод (мод с действительным волновым числом) и распределений электромагнитных полей мод. Моды с комплексными волновыми числами затухают в пространстве и позволяют описывать резонансные особенности в угловом спектре [41], тогда как моды с комплексными частотами, затухающие во времени, широко используются для описания резонансов в частотном спектре.

Важной вехой в развитии семейства МФМ-методов стала разработка непериодического МФМ (англ. *aperiodic FMM, AFMM*) [42]. В непериодическом МФМ в вычислительную ячейку структуры добавляются так называемые идеально согласованные поглощающие слои (англ. *perfectly matched layers, PML*) для оптической изоляции соседних периодов [42]. Это позволяет применять метод для решения задач интегральной оптики. Недавно предложенная формулировка контрастного поля для непериодического МФМ позволяет моделировать дифракцию плоских волн на изолированных непериодических оптических структурах [43]. Также стоит упомянуть модификацию этого метода для расчёта локализованных собственных мод интегральных оптических резонаторов [44] и дифракционных решёток с большим периодом [45].

Существует ряд открытых и коммерчески доступных реализаций метода фурье-мод. Коллектив авторов в [39, 44, 45] использует собственную реализацию методов работ в математическом пакете MATLAB. С использованием данной реализации были исследованы различные резонансные структуры фотоники, включающие резонансные дифракционные решётки для аналоговых оптических вычислений [46, 47], структуры, в которых существуют высокодобротные резонансы и связанные состояния в континууме, а также резонансные структуры интегральной фотоники для волноводных мод и поверхностных электромагнитных волн [48, 49].

Пакет Ansys Lumerical компании Ansys реализует решение уравнений Максвелла методом конечных разностей во временной области. Характеризуется широкими возможностями по гибкому заданию структур, на которых дифрагирует электромагнитное излучение, падающей волны, сеточной области, краевых условий, форматов ввода-вывода данных, допуская при этом работу с графическим либо программным интерфейсом. Последний и используется в наших исследованиях при решении обратной задачи дифракции на различных фотонно-кристаллических структурах.

В частности, в работе [50] предлагаются несколько интерференционных логических элементов на основе Y-образной структуры, реализующих операции «AND» и «NOT», составляющие полный базис. Демонстрируется возможность комбинации таких элементов для производства других логических операций.

В работе [51] с помощью генетического алгоритма значительно повышается эффективность логического элемента «NOT» из предыдущей статьи, что открывает возможность каскадирования элементов, производящих элементарные операции, без значимых энергетических потерь.

Разработка эффективных численных методов и алгоритмов решения интегральных и дифференциальных уравнений теории дифракции [52, 53] позволяет выполнять быстрый предварительный расчёт и возможность оптимизации характеристик рассчитываемых оптических структур. После этого возможно уточнение полученного результата на основе численного решения уравнений Максвелла, которое нецелесообразно применять на предварительных этапах расчёта, так как применение метода конечных разностей во временной области (FDTD) или метода конечных элементов (FEM) требует не только большого объёма привлечённых высокопроизводительных вычислительных ресурсов (в том числе графических ускорителей и облачные технологии), но и значительных временных затрат.

Программа для моделирования распространения векторного лазерного излучения в свободном пространстве с использованием ускоренного интегрального преобразования Рэля–Зоммерфельда предназначена для численного расчёта распространения векторного монохроматического поля в ближней и средней зоне дифракции с использованием ускоренного интегрального преобразования Рэля–Зоммерфельда. Ускорение достигается учётом различных вариантов симметрии, а также учётом соотношения размера дискретных ячеек в исходной и целевой области и позволяет быстро рассчитать интенсивность поля [54–57] в фокальной области вихревых лазерных пучков (рис. 2).

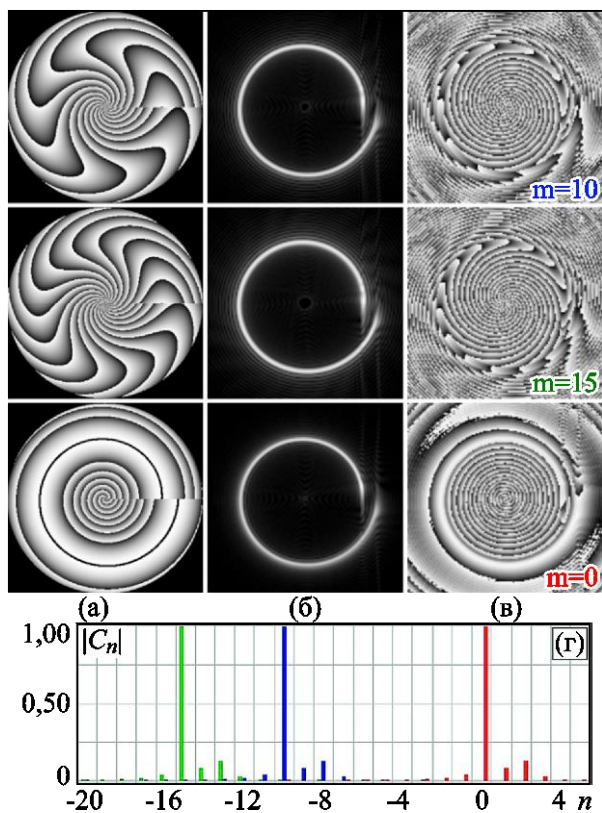


Рис. 2 – Каустики спиральных пучков

Создана программа для моделирования распространения векторного лазерного излучения в анизотропных средах с использованием анизотропного аналога интегрального преобразования Рэля–Зоммерфельда. Общие выражения получены для расчёта непараксиального распространения электромагнитных волн в анизотропных и гиротропных средах (рис. 3). Интегральное выражение для сред с разделённостью продольных и поперечных компонент записано в завершённой аналитической форме.

В частных случаях определённой симметрии тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости анизотропной среды, а также в параксиальном приближении получены выражения в завершённой аналитической форме, что обеспечивает быстрый приближённый расчёт [58–61].

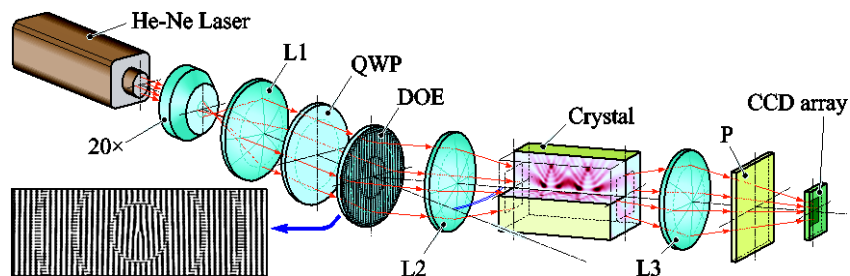


Рис. 3 – Формирование цилиндрически поляризованных пучков с использованием анизотропных кристаллов

Программа для моделирования распространения векторного лазерного излучения на основе метода разложения по плоским волнам предназначена для численного расчёта распространения монохроматического поля как в ближней, так и дальней зоне дифракции на основе метода разложения по плоским волнам в векторном случае (рис. 4).

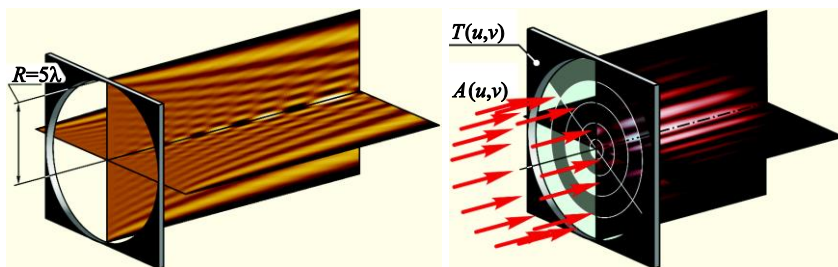


Рис. 4 – Картины дифракции в ближней зоне дифракции при обычной апертуре (слева) и при аподизации бинарным асимметричным аксиконом (справа)

Векторный вариант оператора распространения позволяет вычислять декартовы проекции комплексного поля. В реализации также предусмотрен учёт радиальной симметрии решаемых задач, а также использование алгоритма быстрого преобразования Фурье. На основе разработанной программы выполнен расчёт электромагнитного поля при дифракции лазерного излучения на различных оптических элементах с высокой числовой апертурой [63]. Полученные результаты расчётов были полностью подтверждены при экспериментальной реализации.

Программное обеспечение для расчёта и оптимизации фокусирующих свойств оптических микроструктур на основе реализации дробного преобразования Фурье с переменным шагом предназначено для моделирования прохождения лазерных полей через линзовые оптические системы, а также распространения в градиентных параболических волноводах (рис. 5). Моделирование распространения лазерных пучков с помощью дробного преобразования Фурье в градиентной среде обладает вычислительными сложностями на расстояниях, пропорциональных четверти периода, которое преодолевается за счёт варьирования шага дискретизации [64, 65, 66].

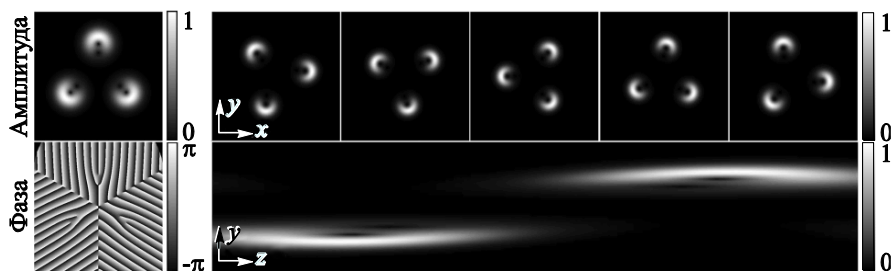


Рис. 5 – Расчёт распространения кластеров вращающихся пучков в параболическом волокне

В программной реализации [67, 68] учтена возможность сведения задачи к одномерному случаю для освещающих пучков, имеющих вихревую фазовую сингулярность (рис. 6). Программа используется для расчёта острой фокусировки векторных пучков с различным состоянием поляризации, в том числе неоднородным, и расчёта оптических полей, обеспечивающих преодоление дифракционного предела в фокальной области [67, 68].

Программное обеспечение для расчёта и оптимизации субволновой локализации вихревого импульсного лазерного излучения на оптических нано- и микроструктурах. Программа предназначена для моделирования распространения вихревого импульсного лазерного излучения на оптических нано- и микроструктурах (рис. 7). В программе реализовано моделирование различных типов импульсов, рассмотрены свойства их частотных спектров. Особенность данного программного обеспечения заключается в различиях, которые возникают при очень коротких длительностях (менее периода осцилляции) [69–71]. В этом случае спектр импульса Гаусса может включать отрицательные частоты, поэтому рассматриваются другие типы импульса (частотно-взвешенный Гауссов импульс, импульс Пуассона), свободные от данного недостатка.

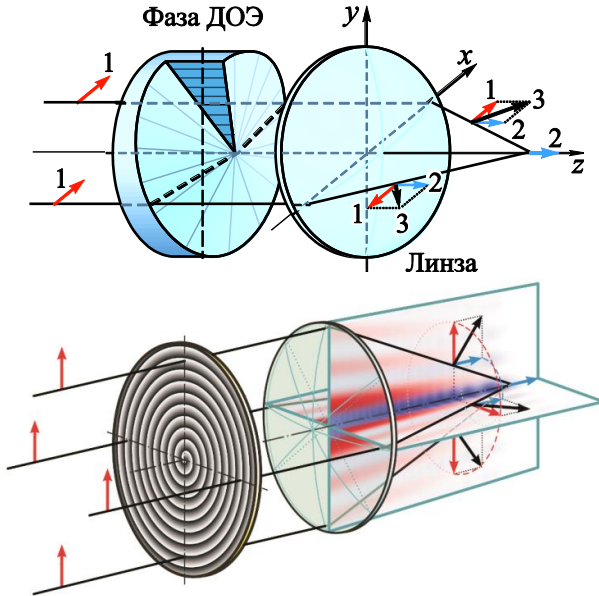


Рис. 6 – Преодоление дифракционного предела за счёт внесения вихревой фазовой сингулярности в виде спиральной пластинки (сверху) или спирального аксикона (снизу), что усиливает продольную компоненту электрического поля

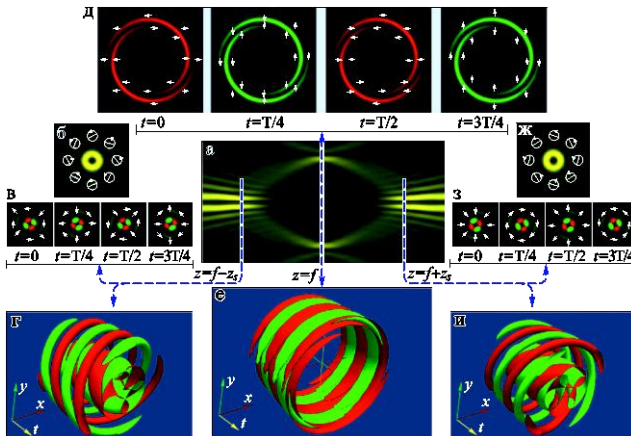


Рис. 7 – Пространственно-временная динамика состояния поляризации при фокусировке лазерного пучка с круговой поляризацией с аподизацией бинарным спиральным аксиконом

#### 4. ЭЛЕМЕНТЫ ДЛИННОВОЛНОВОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ

В последние десятилетия шёл быстрый прогресс в области создания компактных и доступных источников излучения (в том числе когерентного) терагерцового (длина волны 30 мкм – 1 мм) и субтерагерцового (миллиметрового) диапазонов: первые гиротроны были созданы советскими учеными в середине 60-х [72], после чего гиротроны постоянно совершенствовались, становясь более компактными и мощными [73, 74]; в начале XXI века появились полупроводниковые терагерцовые источники [75, 76]. Это привело к активному применению методов фотоники [77] и методов обработки изображений [78], ранее разработанных и исследованных в оптическом диапазоне, для создания терагерцовых и субтерагерцовых систем. Замечательные свойства излучения в этих диапазонах (прозрачность большинства диэлектриков, наличие спектральных линий важных химических соединений) стимулировали применение таких систем для решения задач биомедицины [78], дефектоскопии [78], интроскопии [79], спектроскопии [80], материаловедения [78], а также для построения систем безопасности [78], систем ДЗЗ и лидарных систем [81]. Безопасность терагерцового диапазона для здоровья человека позволяет рассматривать оптические системы этого диапазона в качестве альтернатив досмотровым системам рентгеновского диапазона [78]. Освоение связистами терагерцового диапазона [82, 83] (в частности, предполагается использование этого диапазона в сетях 6G) также стимулирует развитие терагерцовой и субтерагерцовой фотоники в дополнение к ставшим традиционными методам СВЧ-радиотехники, применяемым в связной аппаратуре. Методы расчёта элементов фотоники терагерцового и субтерагерцового диапазона в большой степени заимствованы из фотоники оптического диапазона. Конкретные прикладные задачи

предъявляют свои требования к мощности и длине волны используемого излучения. Мощность и длина волны определяют выбор используемых оптических материалов, а выбор материала, в свою очередь, определяет выбор технологии изготовления оптических элементов. Для изображающих систем терагерцового и субтерагерцового диапазона, в которых используются источники относительно небольшой мощности, широко применяются пассивные оптические элементы из полимеров, изготовленные с помощью 3D-печати [84] и горячей штамповки [85].

Оптические методы успешно используются также в задачах управления мощным когерентным излучением современных гиротронов, применяемых для обработки металлов, стимулирования роста кристаллических материалов и решения задач ядерной физики [86]. Наличие уникальных установок терагерцового диапазона [87, 88], например, Новосибирского лазера на свободных электронах (НЛСЭ) [87] (первая очередь была запущена в 2003 году), позволяющих получить мощное когерентное терагерцовое излучение на заданной длине волны, позволяет проводить широкий круг исследований фундаментального и прикладного характера.

Методы фотоники терагерцового диапазона (включающие методы терагерцовой голографии и дифракционной оптики) также хорошо зарекомендовали себя при работе на таких установках в решении задач формирования полей заданной структуры на заданной длине волны терагерцового спектра [84, 89]. Для создания оптических элементов, позволяющих управлять излучением мощного терагерцового лазера, необходимо использовать подложки из оптических материалов с высокой лучевой стойкостью и хорошим пропусканием в терагерцовом диапазоне. В [84, 89] для создания силовых терагерцовых элементов были использованы подложки из кристаллических материалов – высокоомного кремния (HRFZ-Si) и поликристаллических алмазных

плёнок (АП), выращенных методом газофазного осаждения. Стоит отметить, что большая (по сравнению с оптическим диапазоном) длина волны излучения терагерцового источника позволяет использовать для изготовления элементов фотоники технологии, практически не применяемые в оптическом диапазоне, например, технологии «прямой записи» (*direct writing*) – технологию лазерной абляции поверхности кремния [84] и поверхности «чёрного алмаза» [90], технологию микрофрезерования металлической поверхности в создании отражающих элементов [91], 3D-печать полимерных матриц трёхмерных фотонно-кристаллических структур [84] и т.д. Это позволяет, в частности, создавать трёхмерные субволновые фотонные структуры терагерцового диапазона практически произвольной топологии. В некоторых случаях вызовы создания терагерцовой фотоники с заданными характеристиками выступают в качестве драйвера разработки технологий структурирования перспективных оптических материалов терагерцового и миллиметрового диапазонов. В частности, в работе [92] приведены результаты разработки и исследования в ИОФ РАН технологии формирования оптического микрорельефа терагерцового диапазона на поверхности алмазной плёнки. Сначала обращённый микрорельеф формировался на поверхности кремниевой пластины методом лазерной абляции, затем структурированная поверхность зарастивалась слоем поликристаллической алмазной плёнки методом газофазного осаждения, после чего слой кремния удалялся. Результаты исследования изготовленной алмазной дифракционной цилиндрической линзы [92] приведены на Рис. 8. Измеренное значение дифракционной эффективности цилиндрической линзы [92] составило 95 %.

В то же время для изготовления элементов силовой фотоники терагерцового диапазона (в том числе субволновых, когда характерный размер неоднородности микрорельефа меньше рабочей длины волны) успешно применяются технологии микролитографии, широко применяемые в фотонике оптического диапазона. Можно

предположить, что с переходом в субтерагерцовый диапазон (т.е. с увеличением рабочей длины волны) технологии прямой записи будут приобретать большее значение.

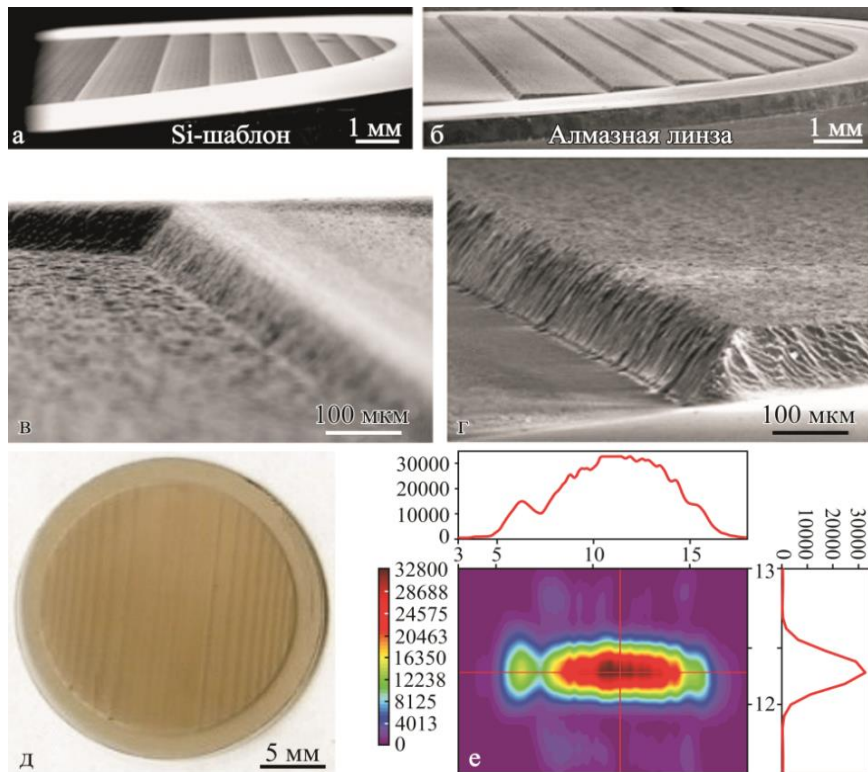


Рис. 8 – Результаты исследования изготовленной алмазной дифракционной цилиндрической линзы:

- а – электронная микроскопия поверхности кремниевого темплетя;
- б, в, г – электронная микроскопия поверхности алмазной дифракционной цилиндрической линзы;
- д – фото изготовленной алмазной линзы;
- е – формируемое распределение интенсивности

В [84, 93] приведены результаты исследования дифракционных оптических элементов, позволяющих формировать мощные вращающиеся пучки (пучки с орбитальным угловым моментом) из освещающего гауссова пучка терагерцового лазера. Применение таких пучков позволяет повысить эффективность лидаров и систем дистанционного зондирования. В [84, 93] экспериментально показано (рис. 9), что сформированные терагерцовые пучки с орбитальным угловым моментом обладают свойством «самовосстановления» после прохождения неоднородных сред, что важно при построении лидарных систем и систем ДЗЗ.

В процессе эксперимента сформированный терагерцовый лазерный пучок с орбитальным угловым моментом проходил через пеннистую плёнку, играющую роль неоднородной среды, после чего исследовалось поперечное распределение интенсивности зашумлённого пучка на различных расстояниях от плёнки (рис. 9).

Дифракционные оптические элементы [93] были изготовлены с помощью литографического травления поверхности кремния.

В [84] приведены результаты исследования субволновых кремниевых элементов, предназначенных для одновременного управления поперечно-модовым составом когерентного терагерцового пучка и его поляризационным состоянием. На рис. 10б приведён результат исследования микрорельефа такого изготовленного субволнового дифракционного элемента с помощью электронной микроскопии.

В [84, 94] приведены результаты исследования дифракционных оптических элементов, позволяющих формировать равномерное распределение интенсивности в заданной области фокусировки из когерентного терагерцового пучка; замена поточечного сканирования на фокусировку в равномерные области позволяет повысить эффективность сканирующих систем.

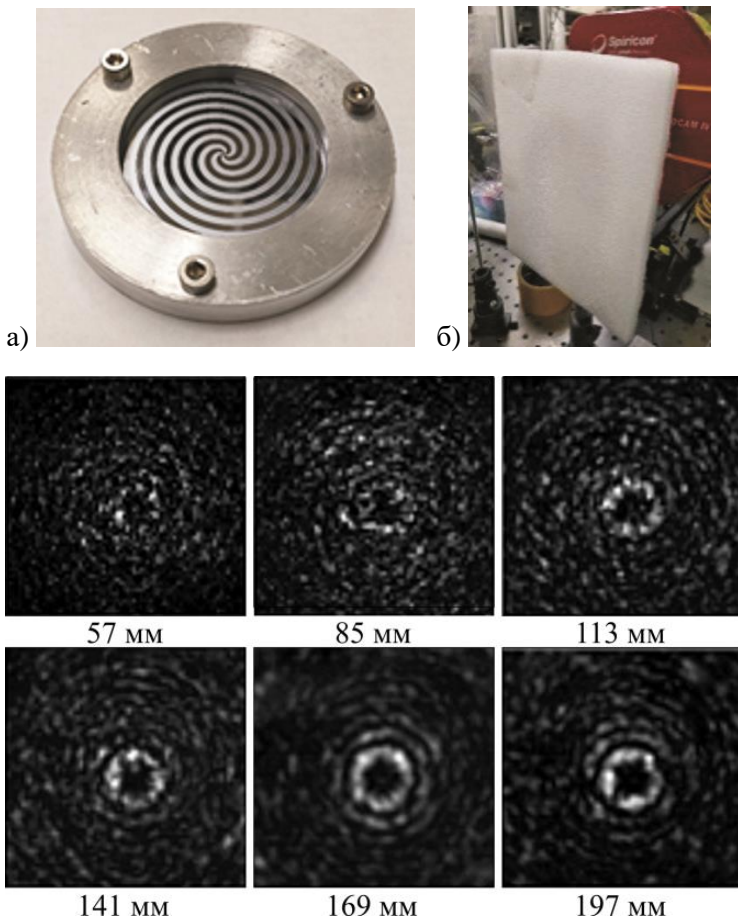


Рис. 9 – Результаты экспериментального исследования:  
 а – фото кремниевого дифракционного оптического элемента, формирующего терагерцовый лазерный пучок с орбитальным угловым моментом; б – пенная плёнка, использованная в эксперименте в качестве неоднородной среды;  
 в – распределение интенсивности в сечении терагерцового пучка на разных расстояниях от плёнки

Важным аспектом развивающихся телекоммуникационных технологий терагерцового диапазона является их информационная безопасность. В [95] экспериментально показана возможность пе-

редачи нескольких независимых каналов связи в одном терагерцовом лазерном пучке, содержащем несколько разных мод (например, бесселевых мод с орбитальным угловым моментом), что открывает возможность некриптографической защиты информации (защита на физическом уровне).

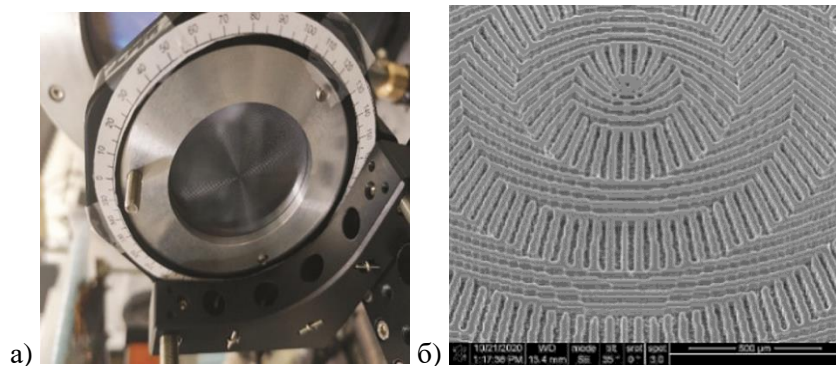


Рис. 10 – Результат исследования субволнового дифракционного элемента:  
а – фото изготовленного субволнового дифракционного элемента;  
б – результат электронной микроскопии микрорельефа

Получить доступ к заданному каналу можно, лишь имея дифракционный оптический элемент, согласованный с одной модой (группой мод), связанной с этим каналом [1]. Такой подход к защите информации в системах связи представляется комплементарным по отношению к развиваемым ныне технологиям квантовых коммуникаций [96]. Необходимо отметить, что возможность формирования субволнового микрорельефа терагерцового диапазона с высоким качеством, продемонстрированная в [84], позволяет в перспективе использовать для решения задач некриптографической защиты данных в лазерных системах терагерцового диапазона одновременно как управление поперечно-модовым составом пучка, так и управление его поляризационным состоянием одновременно.

Специфика терагерцового диапазона позволяет организовать мультиплексаию вращающихся поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на поверхности металлического цилиндра, возбуждённых с помощью терагерцовых дифракционных оптических элементов, что было впервые экспериментально показано в [97]. Эти результаты дают основание полагать возможность построения многоканальных линий связи на основе терагерцовой плазмоники.

Другим важным применением таких установок, как Новосибирский лазер на свободных электронах [87], является натурное моделирование взаимодействия электромагнитной волны более коротковолнового диапазона с трёхмерной субволновой структурой сложной топологии [84], что важно, например, для разработки и исследования компонентов киберфотонных систем оптического диапазона. Возможности экспериментального исследования взаимодействия световой волны с субволновой двух- или трёхмерной структурой в оптическом диапазоне ограничены пространственным разрешением технологий микро- и наноструктурирования [1]. Терагерцовый лазер с перестраиваемой длиной волны позволяет исследовать дифракцию световой волны на объектах сложной топологии с существенно большим отношением длины волны к характерному размеру неоднородности, чем это возможно в оптическом диапазоне.

Возможность формирования практически произвольных двух- и трёхмерных субволновых структур терагерцового диапазона определила, в частности, создание терагерцовых метаповерхностей, трёхмерных фотонно-кристаллических волноводов и фотонных квазикристаллов [84]. Таким образом, разработка технологий структурирования материалов терагерцового диапазона позволяет (кроме создания компонентов собственно терагерцовых киберфотонных систем) создавать экспериментальные стенды для исследования взаимодействия электромагнитной волны с различными субволно-

выми фотонными структурами с последующим «переносом» результатов в оптический диапазон. Примером применения такого подхода может служить экспериментальное исследование «квазитальботова эффекта» [98] – самовоспроизведения массивов пучков с орбитальным угловым моментом в плоскостях Тальбота при освещении дифракционной решётки исходным пучком с орбитальным угловым моментом. Впервые этот эффект наблюдался [98] в терагерцовом диапазоне с использованием излучения НЛСЭ и элементов, описанных в [84]. Впоследствии этот эффект наблюдался и в оптическом диапазоне [99].

## 5. ЭЛЕМЕНТЫ И УСТРОЙСТВА ЦИФРОВОЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ

Постоянно возрастающие запросы в области обработки информации [100], перспективное приближение проектных норм современной электроники к физическому пределу структурирования полупроводниковых материалов [101], а также запрос на создание элементной базы информационных систем, неуязвимой к внешним электромагнитным воздействиям, стимулируют исследования в области разработки фотонных цифровых устройств и систем. Создание цифровых фотонных устройств позволит осуществлять обработку информации в распределённых чисто оптических телекоммуникационных системах без промежуточного преобразования оптического сигнала в электрический, а разработка интегральных элементов в планарном исполнении позволит использовать для их изготовления хорошо отработанные технологии полупроводниковой микроэлектроники [102]. Стоит отметить, однако, что специфика задач преобразования оптического сигнала и появление новых перспективных материалов фотоники (например, синтетических поликристаллических алмазных плёнок (АП) [103]) привели к использованию в качестве материала подложек элементов интегральной фотоники, кроме распространённого в микроэлектронике кремния таких материалов, как АП [104], материалов группы АЗВ5 [105] и других. Для структурирования этих материалов используются такие технологии, как литографическое травление [101], запись фокусированными ионными пучками [104], наноимпринтинг [106] и другие.

В качестве физической основы для создания фотонных цифровых элементов рассматривались как нелинейные эффекты, возникающие в различных материалах и структурах [105, 107], так и интерференционные и дифракционные эффекты в планарных волновод-

ных структурах [108, 109, 50, 51]. При этом понятна привлекательность последнего подхода, связанная с уменьшением быстродействия элемента из-за времени протекания нелинейных процессов. В работах [110, 111] рассмотрено построение фотонных логических элементов на основе кольцевых микрорезонаторов. Недостатками таких элементов являются использование нелинейных эффектов и высокие требования к шероховатости стенок кольца для уменьшения рассеивания света. Общей проблемой элементов интегральной оптики на низкоразмерных материалах [112] являются высокие требования к чистоте и качеству используемых наноматериалов. Применение диэлектрических субволновых структур – фотонных кристаллов – сильно расширило возможности управления излучением в планарных устройствах. Концепция фотонных кристаллов [113, 114] была предложена в конце 80-х годов прошлого века. Структура фотонного кристалла имеет пространственно-модулированную диэлектрическую постоянную среды, период модуляции которой сопоставим с длиной волны взаимодействующего излучения. У одномерных кристаллов коэффициент преломления периодически изменяется в одном пространственном направлении. Такие фотонные кристаллы состоят из параллельных друг другу слоёв различных материалов с разными коэффициентами преломления и могут проявлять свои свойства в одном пространственном направлении – перпендикулярно слоям. Примером одномерных фотонных кристаллов являются брэгговские структуры – периодические структуры из диэлектрических слоёв толщиной  $\lambda/4$  с двумя различными показателями преломления. Двумерные фотонные кристаллы имеют коэффициент преломления, периодически изменяющийся в двух пространственных направлениях, и могут проявлять свои свойства также в двух пространственных направлениях [113] (рис. 11).



Рис. 11 – Одно-, дву- и трёхмерные фотонные кристаллы

Двумерные фотонно-кристаллические структуры реализуют в виде периодических массивов стержней из оптически плотного материала в воздухе или же в виде массива отверстий (каверн) в подложке из оптически плотного материала [108]. Формирование двумерных фотонно-кристаллических периодических структур со специально вносимыми дефектами позволяет создавать планарные волноводные структуры с заданными свойствами [114]. Фотонно-кристаллические двумерные волноводные структуры предлагают большую по сравнению со ступенчатыми волноводами [115] гибкость в управлении волноводным излучением и реализации преобразований светового поля, допускающих интерпретацию в качестве результата заданных вычислительных операций. При этом высокая оптическая плотность таких материалов, как кремний (показатель преломления  $n = 3,42$ ) и синтетический алмаз (показатель преломления  $n = 2,4$ ), позволяет формировать двумерные фотонно-кристаллические структуры «материал-воздух» с запрещённой зоной. На рис. 12 приведён результат электронной микроскопии фотонно-кристаллического резонатора, реализованного в алмазной мембране толщиной 300 нм с помощью технологии фокусированных ионных пучков в Самарском университете [104]. Расчётный диаметр сквозных отверстий в мембране составлял 120 нм. Дефект в центре резонатора – неструктурированная область – играет роль рабочего тела резонатора, фотонно-кристаллические структуры по

периметру резонатора играют роль зеркал. В [104] приведены результаты исследования созданного фотонно-кристаллического резонатора, подтверждающие его работоспособность.

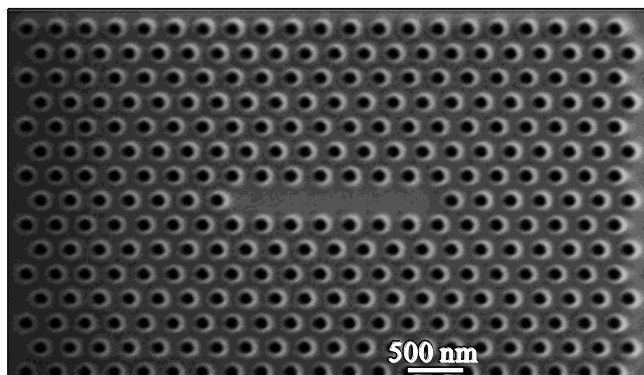


Рис. 12 – Результат электронной микроскопии фотонно-кристаллического резонатора, реализованного в алмазной мембране

В работе [109] показана возможность достижения быстродействия порядка 1 Тб/с выполнения операции «И» с помощью интерференционного фотонно-кристаллического логического элемента на основе Y-образного дефекта (рис. 13).

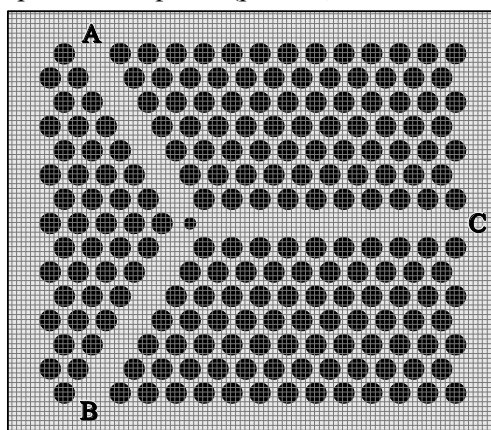


Рис. 13 – Интерференционный фотонно-кристаллический логический элемент на основе Y-образного дефекта [109]

В работе [50] показано, что фотонно-кристаллические элементы, основанные на многократном использовании Y-образного дефекта, позволяют реализовывать любую булеву операцию, в частности, в [50] приведены результаты расчёта и моделирования логического элемента, реализующего булеву операцию «ИЛИ-НЕ» (рис. 14).

В работе [51] показано, что применение стохастических методов для оптимизации области интерференции фотонно-кристаллического интерференционного логического элемента позволяет резко снизить дифракционные потери, что открывает возможность построения устройства с каскадированием нескольких интерференционных логических элементов без промежуточного усиления.

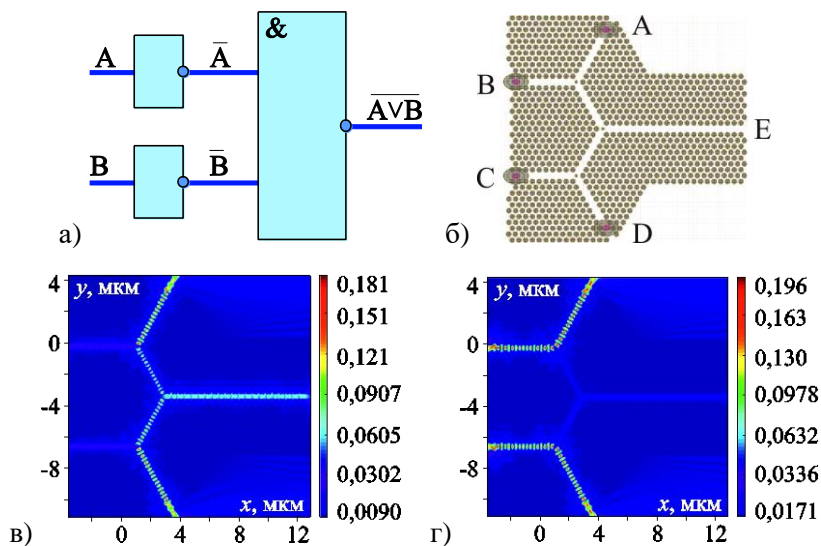


Рис. 14 – Результаты расчёта и моделирования логического элемента, реализующего булеву операцию «ИЛИ-НЕ»: а – логический элемент «ИЛИ-НЕ»; б – фотонный кристалл с тремя Y-образными дефектами, реализующий логическую операцию «ИЛИ-НЕ». В и С – входы для сигналов-операндов, А и D – входы для опорных сигналов, Е – выход для сигнала-результата операции; в – результат работы элемента в случае подачи сигналов, соответствующих логическому нулю, на оба входа логического элемента; г – результат работы элемента в случае подачи сигналов, соответствующих логической единице, на оба входа логического элемента

Стоит отметить, что применение фотонно-кристаллических элементов с различной топологией дефектов фотонно-кристаллической (или фотонно-квазикристаллической [13]) структуры позволяет эффективно конструировать различные элементы интегральных оптических устройств – делители пучка [116], логические элементы [108, 109, 50, 51], волноводы с изгибами [117, 118], планарные согласующие линзы [119], оптические диоды [120], кодировщики [121], мультиплексоры, сумматоры и т.д.

Расчёт оптимальных топологий конкретных элементов в [51, 116] основан на многократном решении прямой задачи дифракции излучения на структуре элемента в цикле генетического алгоритма подобно оптимизации бинарного микрорельефа дифракционного оптического элемента в [122]. Такой подход позволяет разрабатывать системы автоматизированного проектирования устройств интегральной фотоники, при этом использование решения только прямой задачи дифракции позволяет осуществлять расчёт фотонно-кристаллических структур с учётом технологических возможностей, так как в качестве кандидатов на оптимальное решение на каждой итерации выбираются только структуры, реализуемые с помощью используемой технологии.

Возможность реализации двумерных волноводных фотонно-кристаллических структур в материале подложки с помощью технологий нанoeлектроники (например, путём однократного литографического травления поверхности подложки) и гибкость в решении задач управления волноводным излучением с помощью фотонно-кристаллических структур позволяют рассматривать их в качестве одного из типов элементов интегрального фотонного устройства – наряду со ступенчатыми планарными волноводами, кольцевыми резонаторами и т.д.

В работе [123] рассмотрен расчёт, оптимизация и моделирование узла пересечения трёх независимых планарных волноводов

в фотонно-кристаллическом исполнении, обеспечивающего пренебрежимо малый уровень перекрёстных помех при работе независимых волноводов, что, естественно, невозможно в случае реализации такого узла пересечения ступенчатых планарных волноводов (рис. 15).

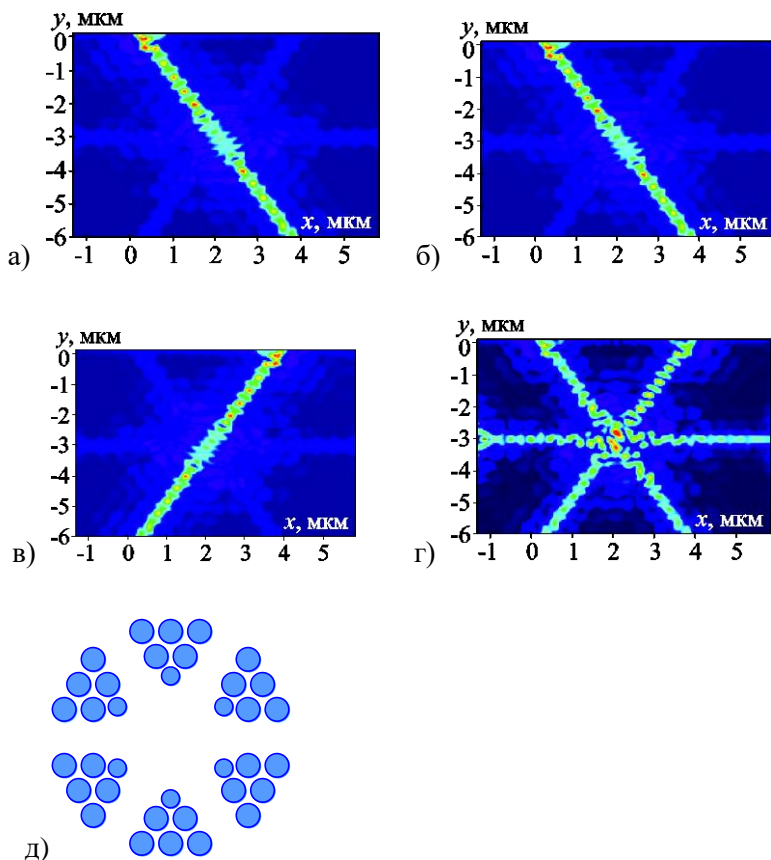


Рис. 15 – Результаты оптимизации узла пересечения фотонно-кристаллических планарных волноводов:  
а, б, в – работа волноводов по отдельности, г – работа трёх волноводов одновременно; д – расчётная топология узла пересечения

В работах [124] рассмотрены варианты стыковки ступенчатых и фотонно-кристаллических планарных волноводов с потерями не более 5 %. Различные варианты ввода/выводы излучения в двумерные фотонно-кристаллические элементы рассмотрены в [125, 126]. В [125] рассмотрены источники и приёмники излучения, реализованные непосредственно в объёме подложки интегрального фотонного устройства.

## 6. ФОТОДЕТЕКТОРЫ НА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Появление первых низкоразмерных материалов (то есть материалов, имеющих хотя бы в одном измерении толщину, соизмеримую с толщиной одного атомного слоя) – углеродных нанотрубок [127], графена [128] и т.д., произвело настоящую революцию в области создания элементов фотоники с принципиально новыми свойствами. Список низкоразмерных материалов за последние годы существенно расширился [129], что дало возможность создавать высокочувствительные фотодетекторы различных диапазонов длин волн [130], в том числе в гибком исполнении [131], что позволило использовать их в различных распределённых сенсорных системах, например, при создании «умной одежды» [132]. Фотодетекторы являются ключевым компонентом многих используемых устройств [132, 133, 112]. В частности, фотодетекторы играют ключевую роль в медицинской диагностике и физиологическом мониторинге, а также используются для ранней диагностики путём непрерывного мониторинга состояния здоровья пациентов. ИК-детекторы способны измерять состав газа путём отслеживания способности проверяемого газа поглощать/снижать интенсивность ИК-излучения [134].

Действие значительной части фотодетекторов основано на эффекте изменения электрического сопротивления чувствительного элемента под воздействием излучения.

Большие, непрерывные области гибких сенсоров на поверхностях космических и летательных аппаратов позволят осуществлять простые измерения давления, температуры, влажности, уровня рН и состава атмосферы, что является критически важным для исследования новых сред [134].

Стоит отметить, что гибкие фотодетекторы могут принимать необходимые изгибы без изменения технологических процессов их

производства, как происходит в случае с фотодетекторами на повсеместно используемых жёстких и хрупких подложках, что существенно упрощает их изготовление для расположения на поверхностях с различной геометрией. При этом фотодетекторы, созданные на основе низкоразмерных материалов, способны работать в широком диапазоне рабочих температур, от криогенных до сотен градусов Цельсия [133]. Важно отметить, что для создания сенсоров на низкоразмерных материалах часто могут быть использованы сравнительно недорогие «групповые» технологии, основанные на хорошо известных физико-химических методах [129, 131].

Были проведены многочисленные исследования по разработке неплоских ИК-матриц с использованием чувствительных элементов из кремния и  $\text{MoS}_2$  [135]. Преимущественно используемые чувствительные элементы фотодетекторов основаны на кристаллических эпитаксиальных материалах. Для выращивания таких структур и создания соответствующих устройств требуются жёсткие и хрупкие подложки с согласованной решёткой. По этой причине данные материалы нельзя сгибать или сжимать. Известны гибкие ИК-детекторы, основанные на композите из перовскита и сопряжённого полимера [136],  $\text{PbS}$  и углеродных квантовых точках/графене [137], плёнке из микросфер из листов  $\text{SnS}_2$  [138], нанопроволоках  $\text{SbSe}_3$  [139], восстановленном оксиде графена [140], нанолентах [141] и коллоидных квантовых точках  $\text{HgTe}$  [142].

Тем не менее большая часть исследованных материалов демонстрирует ограниченные спектральные диапазоны чувствительности ( $<1$  мкм) [137 – 142], низкий отклик [134 – 141] и низкую скорость отклика [136 – 141], что препятствует их практическому применению. Сегодня ведутся активные исследования дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) для разработки ИК-детекторов с улучшенными характеристиками фотодетектирования [143, 144]. При-

чиной такого интереса к ДПМ стал ряд их преимуществ по сравнению с другими материалами для фотодетектирования. Например, атомарная толщина делает такие материалы почти прозрачными, что может быть использовано при создании «умной ткани». Кроме того, такая малая толщина также отвечает за эффекты размерного квантования вне плоскости и вызывает сильно связанные экситоны, которые приводят к увеличению эффективности поглощения излучения [145]. Более того, ширина запрещённой зоны (ШЗЗ) ДПМ может быть отрегулирована путём изменения количества слоёв материала для модуляции края оптического поглощения [145]. Сегодня широко изучаются такие халькогениды переходных металлов, как  $\text{MoS}_2$ ,  $\text{MoSe}_2$ ,  $\text{WS}_2$ ,  $\text{WSe}_2$ ,  $\text{GaTe}$ ,  $\text{GaSe}$ ,  $\text{GaS}$ ,  $\text{In}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{InSe}$ ,  $\text{SnS}_2$ ,  $\text{TiS}_3$ ,  $\text{ZrS}_3$ ,  $\text{HfS}_3$  и чёрный фосфор (BP) [144]. Фотодетекторы на основе однослойного  $\text{MoS}_2$  могут обнаруживать только излучение видимого спектра. В случае с малослойным  $\text{MoS}_2$  спектральный диапазон расширяется до ближнего ИК [146]. Фотодетекторы на основе  $\text{MoSe}_2$  демонстрируют чувствительность от 0,26 мА/Вт до 13 мА/Вт [147]. Главный недостаток этого материала заключается в том, что время отклика фотодетектора на его основе составляет несколько десятков мс. Часть широко исследуемых ДПМ может быть использована для создания фотодетекторов УФ-видимого диапазона [148]. Некоторые из исследованных ДПМ демонстрируют отклик преимущественно в видимом диапазоне спектра [149]. Многие ДПМ могут работать как чувствительные элементы в диапазоне от видимого до ближнего ИК-излучения [150]. Некоторые ДПМ могут перекрывать более широкий спектральный диапазон излучения, такой как УФ-ближний ИК [151] и видимый ИК [150]. Наноленты  $\text{TiS}_3$ , соединения  $\text{A}^3\text{B}^6$  и  $\text{A}^4\text{B}^6$ , такие как  $\text{GaTe}$  или  $\text{SnS}_2$ , демонстрируют как большую чувствительность, так и малое время отклика [149, 150]. Основные проблемы упомянутых материалов: узкий рабочий диапазон длин волн, в частности, малое поглощение в ИК-диапазоне спектра,

большое время отклика. Кроме того, кремниевая технология, использованная в [150, 151], обладает рядом недостатков, одним из которых является жёсткость и хрупкость устройств.

Для преодоления упомянутых проблем с существующими материалами необходимо исследовать новые материалы для фотодетектирования. Одним из перспективных материалов для разработки гибких ИК-детекторов является дисульфид титана ( $\text{TiS}_2$ ). Главным образом, интерес к данному материалу возник из-за величины его прямой ШЗЗ и из-за эффектов размерного квантования вне плоскости, приводящих к увеличению эффективности оптического поглощения [145]. Меньшая ШЗЗ материала говорит о том, что такой материал сможет детектировать излучение с меньшей энергией фотона, то есть с большей длиной волны. Прямая ШЗЗ  $\text{TiS}_2$  меньше, чем у упомянутых выше материалов и находится в диапазоне от 0,2 до 0,9 эВ, что свидетельствует о её зависимости от структуры и о возможности поглощать излучение в ИК-диапазоне спектра [152].  $\text{TiS}_2$  в однослойной и малослойной формах представляет собой прозрачный материал, который может найти применение при изготовлении ткани с встроенными электронными компонентами [152]. Кроме того, процесс изготовления устройств на основе ДПМ преимущественно осуществляется методом механического отшелушивания. На данный момент существует ряд способов получения низкоразмерных материалов: жидкостное или механическое отшелушивание от объёмного материала, селенизация, химическое осаждение из газовой фазы и др. Самым распространённым методом получения низкоразмерных материалов является синтез их объёмной формы и дальнейшее жидкостное отшелушивание до получения необходимых размеров материала ввиду простоты и доступности процесса.

В настоящее время гибкие фотодетекторы изготавливают либо с помощью синтеза сложных гибких фоточувствительных структур,

либо путём фиксации чувствительного элемента фотодетектора на отдельно стоящей гибкой подложке [134, 135]. Отдельное внимание заслуживают гетероструктуры из низкоразмерных материалов – фотодетекторы на их основе могут обладать значительно более высокой эффективностью по сравнению с фотодетекторами на основе чистых низкоразмерных материалов.

В совместной работе сотрудников Самарского университета и их индийских коллег [144] был проведён сравнительный анализ гибких фотодетекторов на основе листов  $\text{TiS}_2$  и функционализированных нитратом серебра листов  $\text{TiS}_2$ . Листы  $\text{TiS}_2$  были синтезированы методом химического транспорта, обработаны ультразвуком в течение 1 ч и осаждены между хромовыми встречно-штыревыми электродами на поверхности гибкой подложки из полиэтилентерефталата (ПЭФТ) (рис. 16, 18).

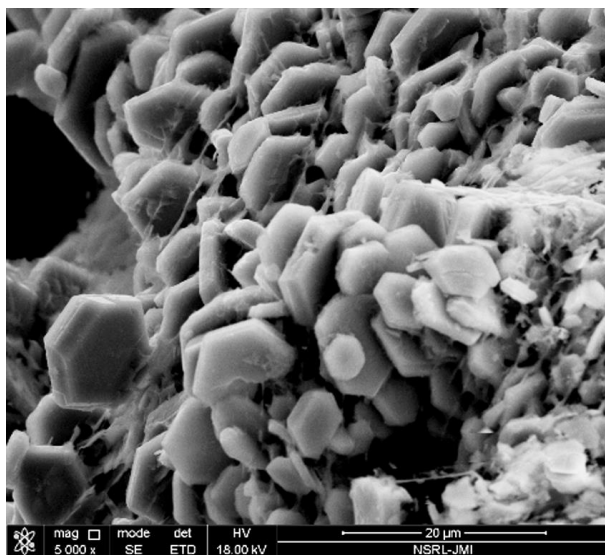


Рис. 16 – Синтезированные листы  $\text{TiS}_2$ .

Изображение получено с помощью СЭМ с полевым эмиттером

Характеристики изготовленных фотодетекторов были определены путём их равномерного освещения 1064 нм лазерным излучением с перестраиваемой мощностью. Отмечалось значительное влияние наночастиц нитрата серебра, рассеянных в объёме чувствительного материала фотодетектора (рис. 17), на его эффективность.

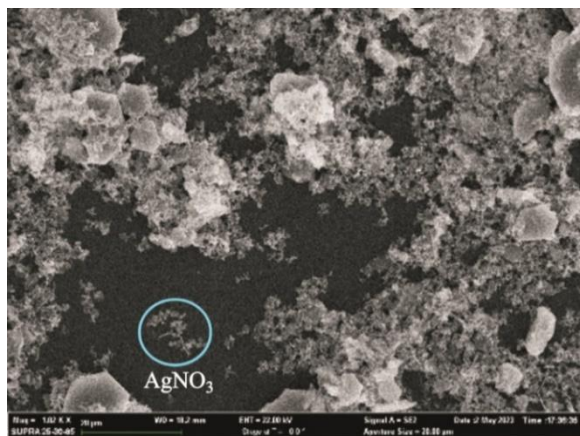


Рис. 17 – СЭМ-изображение листов  $\text{TiS}_2$  после функционализации нитратом серебра

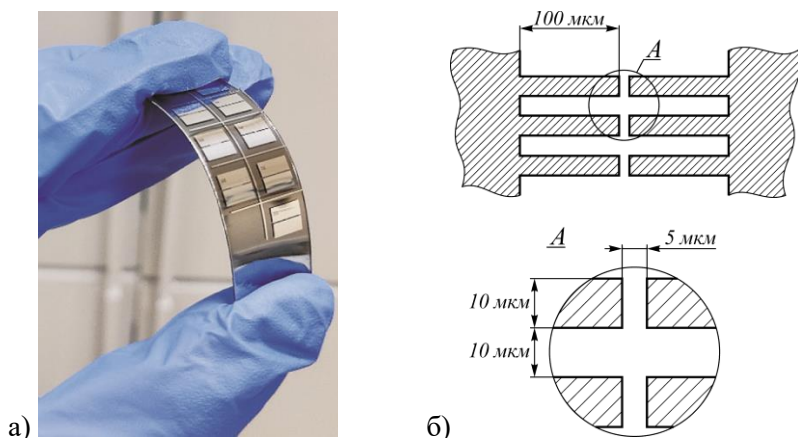


Рис. 18 – Результаты эксперимента: а – хромовые чипы на гибкой ПЭФТ-подложке; б – геометрия хромовых чипов на гибкой ПЭФТ-подложке

Продемонстрировано превосходство фотодетектора на основе функционализированных листов  $\text{TiS}_2$ . Результаты исследования фотодетекторов [144] приведены на рис. 19, 20.

Фотодетектор [144] продемонстрировал значительный отклик для всех использованных мощностей излучения (11,6, 19,6, 51, 100 и 150 мВт/см<sup>2</sup>), показал достаточно малое время отклика (0,23±0,01 с) и восстановления (0,49±0,02 с) вкпе с высокой чувствительностью ((260±7)·10<sup>3</sup> А/Вт), квантовой эффективностью ((303±8)·10<sup>3</sup> А/Вт·нм) и обнаружительной способностью ((3,10±0,09)·10<sup>13</sup> Джонс) при мощности падающего излучения 11,6 мВт/см<sup>2</sup>. Полученные результаты могут быть использованы для разработки и оптимизации современных оптоэлектронных устройств.

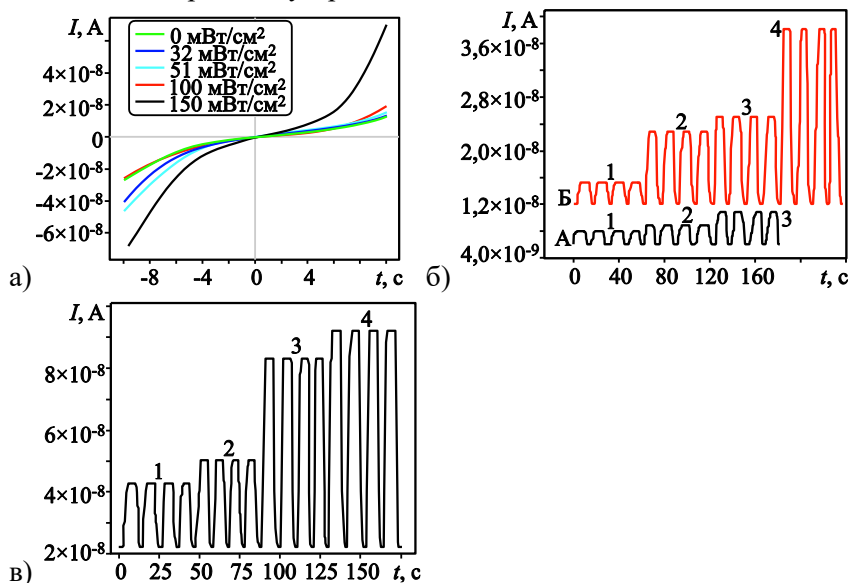


Рис. 19 – Результаты исследования фотодетекторов: а – ВАХ фотодетектора на основе листов  $\text{TiS}_2$ ; б – изменение фототока в зависимости от плотности мощности падающего излучения по времени; в – при напряжении смещения 5 В, 7,5 В и 10 В

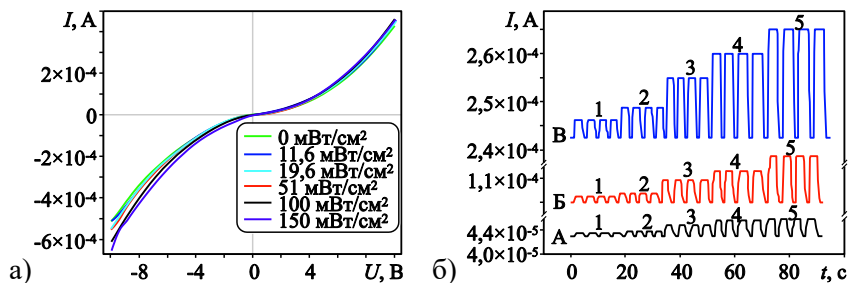


Рис. 20 – Результаты исследования фотодетекторов: а – ВАХ фотодетектора на основе функционализированных  $\text{AgNO}_3$  листов  $\text{TiS}_2$ ; б – изменение фототока в зависимости от мощности падающего излучения по времени при напряжении смещения 5 В (линия А), 7,5 В (линия Б) и 10 В (линия В)

Мировой рынок фотодетекторов стремительно растёт благодаря распространению «умных» устройств в быту и в самых разных сферах науки и техники [132]. Замечательные оптические свойства (в том числе проявление различных нелинейных эффектов) низко-размерных материалов позволяют эффективно использовать их также для создания интегральных элементов фотоники [112] и плазмоники [153] в системах обработки информации, а также в устройствах фотовольтаики [154, 155].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Современные вычислительные методы и технологии обеспечивают широкие и гибкие возможности проектирования, оптимизации и изготовления компонентов фотонных и оптоэлектронных устройств. Наличие мощных высокопроизводительных вычислительных средств и программных продуктов обеспечивает возможности не только моделирования их работы на основе разностных методов решения уравнений Максвелла, но и эффективной оптимизации на основе градиентных и стохастических методов. В то же время эффективное использование полученных теоретических результатов и численных методов ограничивается существующим технологическим оборудованием и освоенными методами прецизионного формирования оптических наноструктур.

2. Разработка технологий структурирования материалов терагерцового диапазона позволяет, кроме создания компонентов собственно терагерцовых систем, создавать экспериментальные стенды для исследования взаимодействия электромагнитной волны с различными субволновыми фотонными структурами с последующим «переносом» результатов в оптический диапазон.

3. Развитие методов и технологий компьютерного проектирования и изготовления функциональных оптических наноструктур с заданными свойствами обеспечивает формирование элементной базы для создания цифровых оптоэлектронных устройств в интегральном исполнении. К перспективным возможностям таких устройств относятся: а) высокое быстродействие; б) устойчивость к внешним электромагнитным помехам; в) возможность интеграции в распределённые оптикоэлектронные системы передачи и обработки информации.

4. Появление низкоразмерных оптических материалов привело к созданию высокочувствительных фотодетекторов (в том числе в гибком исполнении), способных работать в широком диапазоне длин волн и рабочих температур для применения в оптоэлектронных устройствах.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дифракционная компьютерная оптика / Д.Л. Головашкин, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.В. Котляр [и др.]; под ред. В.А. Сойфера. – Москва: Физматлит, 2007. – 736 с.
2. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф; пер. с англ., под ред. Г.П. Мотулевич. – Москва: Наука, 1973. – 720 с.
3. Солимено, С. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения / С. Солимено, Б. Крозиньяни, П. Ди Порто; пер. с англ. – Москва: Мир, 1989. – 664 с.
4. Ландау, Л.Д. Квантовая механика (нерелятивистская теория) / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – 6-е изд., испр. («Теоретическая физика», том III). – Москва: Физматлит, 2004. – 800 с.
5. Харитонов, С.И. Расчет квантовых характеристик на основе классического решения задачи дифракции в резонаторе с диэлектрической пластиной / С.И. Харитонов, Н.Л. Казанский, С.Г. Вологовский, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2022. – Т. 46. – № 5. – С. 741–751.
6. Golovashkin, D.L. Solving diffractive optics problem using graphics processing units / D.L. Golovashkin, N.L. Kasanskiy // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – 2011. – V. 20. – I. 2. – P. 85–89.
7. Bykov, D.A. Optical computation of the Laplace operator using phase-shifted Bragg grating / D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, E.A. Bezus, V.A. Soifer // Optics Express. – 2014. – V. 22. – I. 21. – P. 25084–25092.
8. Kazanskiy, N.L. Coupled-resonator optical wave-guides for temporal integration of optical signals/ N.L. Kazanskiy, P.G. Serafimovich // Optics Express. – 2014. – V. 22. – I. 11. – P. 14004–14013.
9. Bykov, D.A. First-order optical spatial differentiator based on a guided-mode resonant grating / D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, A.A. Morozov, V.V. Podlipnov, E.A. Bezus, P. Verma, V.A. Soifer // Optics Express. – 2018. – V. 26. – I. 8. – P. 10997–11006.

10. Kazanskiy, N.L. Technological line for creation and research of diffractive optical elements / N.L. Kazanskiy, R.V. Skidanov // *Proceedings of SPIE*. – 2019. – V. 11146. – 111460W.

11. Волков, А.В. Технология изготовления непрерывного микрорельефа дифракционных оптических элементов / А.В. Волков, Н.Л. Казанский, В.А. Сойфер, В.С. Соловьев // *Компьютерная оптика*. – 1997. – №17. – С. 91–93.

12. Кононенко, В.В. Алмазная дифракционная оптика для мощных СО<sub>2</sub>-лазеров / В.В. Кононенко, В.И. Конов, С.М. Пименов, А.М. Прохоров, В.С. Павельев, В.А. Сойфер // *Квантовая электроника*. – 1999. – Т. 26. – № 1. – С. 9–10.

13. Дифракционная нанофотоника / А.В. Гаврилов, Д.Л. Головашкин, Л.Л. Досколович [и др.]; под ред. В. А. Сойфера. – Москва: Физматлит, 2011. – 680 с.

14. Казанский, Н.Л. Численное моделирование процесса абляции тонких пленок молибдена под действием лазерного излучения / Н.Л. Казанский, С.Д. Полетаев // *Журнал технической физики*. – 2016. – Т. 86. – № 9. – С. 1–6.

15. Полетаев, С.Д. Численное и экспериментальное исследования фототермохимического эффекта в тонких плёнках оксида молибдена при лазерной абляции / С.Д. Полетаев // *Автометрия*. – 2023. – Т. 59. – № 3. – С. 43–51.

16. Golovashkin, D.L. Mesh domain decomposition in the finite-difference solution of Maxwell's equations / D.L. Golovashkin, N.L. Kazanskiy // *Optical Memory & Neural Networks (Information Optics)*. – 2009. – V. 18. – I. 3. – P. 203–211.

17. Liu, D. Training deep neural networks for the inverse design of nanophotonic structures / D. Liu, Y. Tan, E. Khoram, Z. Yu // *ACS Photonics*. – 2018. – V. 5. – I. 4. – P. 1365–1369.

18. Волоотовский, С.Г. Программное обеспечение по компьютерной оптике / С.Г. Волоотовский, М.А. Голуб, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.С. Павельев, П.Г. Серафимович, В.А. Сойфер,

С.И. Харитонов, А.Е. Царегородцев // Компьютерная оптика. – 1995. – Вып. 14–15. – Ч. 2. – С. 94–106.

19. Doskolovich, L.L. Software on diffractive optics and computer-generated holograms / L.L. Doskolovich, M.A. Golub, N.L. Kazanskiy, A.G. Khramov, V.S. Pavelyev, P.G. Seraphimovich, V.A. Soifer, S.G. Volotovskiy // Proceedings of SPIE. – 1995. – V. 2363. – P. 278–284.

20. Скиданов, Р.В. Дифракционные оптические элементы для формирования комбинаций вихревых пучков в задаче манипулирования микрообъектами / Р.В. Скиданов, С.В. Ганчевская // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38. – № 1. – С. 65–71.

21. Скиданов, Р.В. Манипуляция микрообъектами с помощью линейных ловушек, формируемых вихревыми аксиконами / Р.В. Скиданов, А.П. Порфирьев, С.В. Ганчевская // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38. – № 4. – С. 717–721.

22. Скиданов, Р.В. Формирование пучков Бесселя вихревыми аксиконами / Р.В. Скиданов, С.В. Ганчевская // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38. – № 3. – С. 463–468.

23. Бланк, В.А. Программа формирования гиперкуба для гиперспектральной камеры на основе дифракционной линзы / В.А. Бланк, С.В. Ганчевская, Р.В. Скиданов // Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2018663250, 24.10.2018. Заявка № 2018660420 от 27.09.2018.

24. Evdokimova, V.V. Hybrid refractive-diffractive lens with reduced chromatic and geometric aberrations and learned image reconstruction / V.V. Evdokimova, V.V. Podlipnov, N.A. Ivliev, M.V. Petrov, S.V. Ganchevskaya, V.A. Fursov, Y.V. Yuzifovich, S.O. Stepanenko, N.L. Kazanskiy, A.V. Nikonov, R.V. Skidanov // Sensors. – 2023. – V. 23. – I. 1. – Article ID 415.

25. Nesterenko, D.V. Modeling the light diffraction by micro-optics elements using the finite element method / D.V. Nesterenko, V.V. Kotlyar, Y. Wang // Computer Optics. – 1999. – V. 19. – P. 40–43.

26. Kotlyar, V. Analysis of light diffraction by binary micro-optics using a combination of boundary element method and finite element

method / V. Kotlyar, D. Nesterenko // Proceedings of SPIE. – 2001. – V. 4242. – P. 125–132.

27.Нестеренко, Д.В. Моделирование дифракции электромагнитных волн на периодических неоднородностях объединенным методом конечных элементов и разложения Рэлея / Д.В. Нестеренко // Автометрия. – 2011. – Т. 47. – № 1. – С. 85–95.

28.Нестеренко, Д.В. Резонансные характеристики пропускающих оптических фильтров на основе структур металл/диэлектрик/металл / Д.В. Нестеренко // Компьютерная оптика. – 2020. – Т. 44. – № 2. – С. 219–228.

29.Nesterenko, D.V. Asymmetric surface plasmon resonances revisited as Fano resonances / D.V. Nesterenko, S. Hayashi, Z. Sekkat // Physical Review B. – 2018. – V. 97. – I. 23. – Article ID 235437.

30.Nesterenko, D.V. Ab initio spatial coupled-mode theory of Fano resonances in optical responses of multilayer interference resonators / D.V. Nesterenko, S. Hayashi, V.A. Soifer // Physical Review A. – 2022. – V. 106. – I. 2. – Article ID 023507.

31.Pavelyev, V. Subwavelength diffractive optical elements for generation of terahertz coherent beams with pre-given polarization state / V. Pavelyev, S. Khonina, S. Degtyarev, K. Tukmakov, A. Reshetnikov, V. Gerasimov, N. Osintseva, B. Knyazev // Sensors. – 2023. – V. 23. – I. 3. – Article ID 1579.

32.Khonina, S.N. Metalenses for the generation of vector Lissajous beams with a complex Poynting vector density / S.N. Khonina, S.A. Degtyarev, A.V. Ustinov, A.P. Porfirev // Optics Express. – 2021. – V. 29. – I. 12. – P. 18634–18645.

33.Degtyarev, S. Metasurfaces with continuous ridges for inverse energy flux generation / S. Degtyarev, D. Savelyev, S. Khonina, N. Kazanskiy // Optics Express. – 2019. – Vol. 27. – I. 11. – P. 15129–15135.

34.Collin, S. Nanostructure arrays in free-space: optical properties and applications / S. Collin // Reports on Progress in Physics. – 2014. – V. 77. – I. 12. – Article ID 126402.

35. Moharam, M.G. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings / M.G. Moharam, E.B. Grann, D.A. Pommet, T.K. Gaylord // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1995. – V. 12. – I. 5. – P. 1068–1076.

36. Li, L. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures / L. Li // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1996. – V. 13. – I. 9. – P. 1870–1876.

37. Granet, G. Reformulation of the lamellar grating problem through the concept of adaptive spatial resolution / G. Granet // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1999. – Vol. 16. – I. 10. – P. 2510–2516.

38. Li, L. Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings / L. Li // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1996. – V. 13. – I. 5. – P. 1024–1035.

39. Li, L. Fourier modal method for crossed anisotropic gratings with arbitrary permittivity and permeability tensors / L. Li // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. – 2003. – V. 5. – I. 4. – P. 345–355.

40. Bykov, D.A. Numerical methods for calculating poles of the scattering matrix with applications in grating theory / D.A. Bykov, L.L. Doskolovich // *Journal of Lightwave Technology*. – 2013. – V. 31. – I. 5. – P. 793–801.

41. Nevière, M. Electromagnetic resonances in linear and nonlinear optics: Phenomenological study of grating behavior through the poles and zeros of the scattering operator / M. Nevière, E. Popov, R. Reinisch // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1995. – V. 12. – I. 3. – P. 513–523.

42. Lalanne, P. Fourier-modal methods applied to waveguide computational problems / P. Lalanne, E. Silberstein // *Optics Letters*. – 2000. – Vol. 25. – I. 15. – P. 1092–1094.

43. Pisarenco, M. Aperiodic Fourier modal method in contrast-field formulation for simulation of scattering from finite structures /

M. Pisarenco, J. Maubach, I. Setija, R. Mattheij // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2010. – Vol. 27. – I. 11. – P. 2423–2431.

44. Быков, Д.А. О применении метода фурье-мод к расчёту локализованных мод интегральных оптических резонаторов / Д.А. Быков, Л.Л. Досколович // *Компьютерная оптика*. – 2015. – Т. 39. – № 5. – С. 663–673.

45. Bykov, D.A. Use of aperiodic Fourier modal method for calculating complex-frequency eigenmodes of long-period photonic crystal slabs / D.A. Bykov, E.A. Bezus, L.L. Doskolovich // *Optics Express*. – 2017. – V. 25. – I. 22. – P. 27298–27309.

46. Bykov, D.A. Temporal differentiation of optical signals using resonant gratings / D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, V.A. Soifer // *Optics Letters*. – 2011. – V. 36. – I. 17. – P. 3509–3511.

47. Golovastikov, N.V. Spatiotemporal pulse shaping using resonant diffraction gratings / N.V. Golovastikov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich // *Optics Letters*. – 2015. – V. 40. – I. 15. – P. 3492–3495.

48. Bezus, E.A. Bound states in the continuum and high-Q resonances supported by a dielectric ridge on a slab waveguide / E.A. Bezus, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich // *Photonics Research*. – 2018. – Vol. 6. – I. 11. – P. 1084–1093.

49. Bykov, D.A. Bound states in the continuum and strong phase resonances in integrated Gires–Tournois interferometer / D.A. Bykov, E.A. Bezus, L.L. Doskolovich // *Nanophotonics*. – 2020. – V. 9. – I. 1. – P. 83–92.

50. *Киберфотоника* / Е.А. Безус, Д.А. Быков, Н.С. Демин [и др.]. – Самара: Новая техника, 2025. – 248 с.

51. Paveleyev, V. Genetic optimization of the Y-shaped photonic crystal NOT logic gate / V. Paveleyev, Y. Krivosheeva, D. Golovashkin // *Photonics*. – 2023. – V. 10. – I. 10. – Article ID 1173.

52. Балалаев, С.А. Реализация быстрого алгоритма преобразования Кирхгофа на примере бесселевых пучков / С.А. Балалаев, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика*. – 2006. – Вып. 30. – С. 69–73.

53. Хонина, С.Н. Алгоритмы быстрого расчета дифракции радиально-вихревых лазерных полей на микроапертуре / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С. Г. Волотовский, М.А. Ананьин // Известия Самарского научного центра РАН. – 2010. – Т. 12. – № 4. – С. 15–25.

54. Хонина, С.Н. Распространение радиально-ограниченных вихревых пучков в ближней зоне. Часть 1. Алгоритмы расчёта / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, А.А. Ковалев, С.Г. Волотовский // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34. – № 3. – С. 315–329.

55. Хонина, С.Н. Линзакон: непараксиальные эффекты / С.Н. Хонина, Н.Л. Казанский, А.В. Устинов, С.Г. Волотовский // Оптический журнал. – 2011. – Т. 78. – № 11. – С. 44–51.

56. Khonina, S.N. Caustics of non-paraxial perfect optical vortices generated by toroidal vortex lenses / S.N. Khonina, S.I. Kharitonov, S.G. Volotovskiy, V.A. Soifer // Photonics. – 2021. – V. 8. – I. 7. – Article ID 259.

57. Программа для моделирования распространения лазерного излучения с использованием ускоренного интегрального преобразования Рэлея-Зоммерфельда / С.Г. Волотовский, С.И. Харитонов, С.Н. Хонина, Д.А. Савельев: Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ № 2015618901 от 19.08.2015, заявка № 2015613196 от 21.04.2015.

58. Хонина, С.Н. Аналог интеграла Рэлея-Зоммерфельда для анизотропной и гиротропной сред / С.Н. Хонина, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36. – № 2. – С. 172–182.

59. Khonina, S.N. An analog of the Rayleigh-Sommerfeld integral for anisotropic and gyrotropic media / S.N. Khonina, S.I. Kharitonov // Journal of Modern Optics. – 2013. – V. 60. – I. 10. – P. 814–822.

60. Хонина, С.Н. Исследование электрооптического преобразования линейно-поляризованных пучков Бесселя при распространении вдоль оптической оси анизотропного кристалла DKDP / С.Н. Хонина, В.В. Подлипов, С.Г. Волотовский // Оптический журнал. – 2018. – Т. 85. – № 7. – С. 17–26.

61. Khonina, S.N. Variable transformation of singular cylindrical vector beams using anisotropic crystals / S.N. Khonina, A.P. Porfirev, N.L. Kazanskiy // *Scientific Reports*. – 2020. – V. 10. – Article ID 5590.

62. Хонина, С.Н. Структурное и поляризационное преобразования лазерных пучков в анизотропных кристаллах / С.Н. Хонина, С.В. Карпеев, В.В. Подлипов, В.Д. Паранин, А.П. Порфирьев, Н. Л. Казанский // *Автометрия*. – 2020. – Т. 56. – № 2. – С. 77–83.

63. Хонина, С.Н. Дифракция на бинарных микроаксиконах в ближней зоне / С.Н. Хонина, Д.А. Савельев, П.Г. Серафимович, И.А. Пустовой // *Оптический журнал*. – 2012. – Т. 79. – № 10. – С. 22–29.

64. Mossoulina, O.A. Simulation of vortex laser beams propagation in parabolic index media based on fractional Fourier transform / O.A. Mossoulina, M.S. Kirilenko, S.N. Khonina // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2016. – Vol. 741. – Article ID 012142.

65. Kirilenko, M.S. Formation of signals matched with vortex eigenfunctions of bounded double lens system / M.S. Kirilenko, S.N. Khonina // *Optics Communications*. – 2018. – V. 410. – P. 153–159.

66. Программное обеспечение для расчета и оптимизации фокусирующих свойств оптических микроструктур на основе реализации дробного преобразования Фурье с переменным шагом / С.Г. Волотовский, Д.А. Савельев, С.Н. Хонина: Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ № 2018612434 от 16.02.2018, заявка № 2017664027 от 29.12.2017.

67. Khonina, S.N. Minimizing the bright/shadow focal spot size with controlled side-lobe increase in high-numerical-aperture focusing systems / S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy // *Advances in Optical Technologies*. – 2013. – V. 2013(23). – Article ID 267684.

68. Khonina, S.N. Iterative approach to solve the inverse diffraction problem under sharp focusing conditions / S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy, N.S. Fidirko // *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*. – 2017. – V. 26. – I. 1. – P. 18–25.

69. Khonina, S.N. Golub I. Ultrafast rotating dipole or propeller-shaped patterns: subwavelength shaping of a beam of light on a femtosecond time scale / S.N. Khonina, I. Golub // *Optics Letters*. – 2016. – V. 41. – I. 7. – P. 1605–1607.

70. Хонина, С.Н. Сравнение фокусировки коротких импульсов в приближении Дебая / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С.Г. Волоотовский // *Компьютерная оптика*. – 2018. – Т. 42. – № 3. – С. 432–446.

71. Программное обеспечение для расчета и оптимизации субволновой локализации вихревого импульсного лазерного излучения на оптических нано- и микроструктурах / С. Г. Волоотовский, Д.А. Савельев, С.Н. Хонина: Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ № 2020665507 от 27.11.2020, заявка № 2020664286 от 17.11.2020.

72. А.С. № 223931 СССР, МПК H01J 25/00. Прибор для генерации электромагнитных колебаний в сантиметровом, миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн: заявл. 24.03.1967: опубл. 25.03.1976 / А.В. Гапонов, А.Л. Гольденберг, М.И. Петелин, В.К. Юлпатов.

73. Denisov, G.G. The concept of a gyrotron with megawatt output at both first and second cyclotron harmonics for plasma heating in spherical tokamaks / G.G. Denisov [et al.] // *Radiophysics and Quantum Electronics*. – 2020. – V. 63. – P. 345–353.

74. Glyavin, M.Y. Development and applications of THz gyrotrons / M.Y. Glyavin // *EPJ Web of Conferences*. – 2017. – V. 149. – Article ID 01008.

75. Williams, B.S. Terahertz quantum-cascade lasers / B.S. Williams // *Nature Photonics*. – 2007. – V. 1. – I. 9. – P. 517–525.

76. Köhler, R. Terahertz semiconductor-heterostructure laser / R. Köhler [et al.] // *Nature*. – 2002. – V. 417(6885). – P. 156–159.

77. Soifer, V.A. Computer image processing, Part I: Basic concepts and theory / V.A. Soifer. – VDM Verlag Dr. Müller. – 2010. – 300 p.

78. Tonouchi, M. Cutting-edge terahertz technology / M. Tonouchi // *Nature Photonics*. – 2007. – V. 1. – I. 2. – P. 97–105.

79. Cherkassky, V.S. Introscopy of solids at novosibirsk terahertz free electron laser / V.S. Cherkassky [et al.] // 2006 Joint 31st International Conference on Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics. – 2006. – P. 320–320.

80. Hübers, H.-W. High-resolution terahertz spectroscopy with quantum-cascade lasers / H.-W. Hübers, H. Richter, M. Wienold // Journal of Applied Physics. – 2019. – V. 125. – I. 15. – Article ID 151401.

81. Kulipanov, G.N. Experimental study of the interaction between terahertz radiation from the Novosibirsk free-electron laser and water aerosol / G.N. Kulipanov [et al.] // Atmospheric and Oceanic Optics. – 2015. – V. 28. – P. 165–168.

82. Chen, Z. A survey on terahertz communications / Z. Chen, X. Ma, B. Zhang [et al.] // China Communications. – 2019. – V. 16. – I. 2. – P. 1–35.

83. Grant, P.D. Terahertz free space communications demonstration with quantum cascade laser and quantum well photodetector / P.D. Grant [et al.] // Electronics Letters. – 2009. – V. 45. – I. 18. – P. 952–954.

84. Голография и дифракционная оптика терагерцового диапазона / В.С. Павельев, В.В. Герасимов, К.Н. Тукмаков [и др.] // Терагерцовая фотоника; под. ред. В.Я. Панченко, А.П. Шуринова. – Москва: Российская академия наук, 2023. – С. 394–485.

85. Knyazev, B.A. Real-time imaging using a high-power monochromatic terahertz source: Comparative description of imaging techniques with examples of application / B.A. Knyazev // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2011. – V. 32. – P. 1207–1222.

86. Glyavin, M.Yu. The progress in high frequency, high power gyrotron development in Russia / M.Yu. Glyavin, G.G. Denisov // Proceedings of SPIE. – 2020. – V. 11582. – Article ID 1158213.

87. Kulipanov, G.N. Novosibirsk free electron laser – Facility description and recent experiments / G.N. Kulipanov [et al.] // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2015. – V. 5. – I. 5. – P. 798–809.

88. Tan, P. Terahertz radiation sources based on free electron lasers and their applications / P. Tan, J. Huang, K. Liu [et al.] // *Science China Information Sciences*. – 2012. – V. 55. – I. 1. – P. 1–15.

89. Choporova, Y. Holography with high-power CW coherent terahertz source: optical components, imaging, and applications / Y. Choporova, B. Knyazev, V. Pavelyev // *Light: Advanced Manufacturing*. – 2022. – V. 3. – I. 3. – P. 525–541.

90. Knyazev, B. Terahertz Bessel beams formed by binary and holographic axicons / B. Knyazev, N. Osintseva, M. Komlenok, V. Pavelyev, V. Gerasimov, O. Kameshkov, Y. Choporova, K. Tukmakov // *Photonics*. – 2023. – V. 10. – I. 6. – Article ID 700.

91. Герасимов, В.В. Генерация Бесселевых закрученных пучков в субтерагерцевом диапазоне с использованием отражающих дифракционных оптических элементов / В.В. Герасимов, Н.Д. Осинцева, В.С. Павельев, А.Н. Агафонов // *Компьютерная оптика*. – 2024. – Т. 48. – № 3. – С. 334–341.

92. Komlenok, M. Diamond diffractive lens with a continuous profile for powerful terahertz radiation / M. Komlenok, T. Kononenko, D. Sovyk, V. Pavelyev, B. Knyazev, E. Ashkinazi, A. Reshetnikov, G. Komandin, V. Pashinin, V. Ralchenko, V. Konov // *Optics Letters*. – 2021. – V. 46. – I. 2. – P. 340–343.

93. Павельев, В.С. Экспериментальное исследование самовосстановления терагерцевых Бесселевых пучков с орбитальным угловым моментом / В.С. Павельев, К.Н. Тукмаков, А.С. Решетников, В.В. Герасимов, Н.Д. Осинцева, Б.А. Князев // *Компьютерная оптика*. – 2021. – Т. 45. – № 5. – С. 673–677.

94. Agafonov, A.N. Focusing of Novosibirsk Free Electron Laser (NovoFEL) radiation into paraxial segment / A.N. Agafonov, B.O. Volodkin, D.G. Kachalov, B.A. Knyazev, G.I. Kropotov, K.N. Tukmakov, V.S. Pavelyev, D.I. Tsypishka, Yu.Yu. Choporova, A.K. Kaveev // *Journal of Modern Optics*. – 2016. – V. 63. – I. 11. – P. 1051–1054.

95. Осинцева, Н.Д. Идентификация эрмит-гауссовых и бесселевых мод терагерцового пучка с помощью дифракционных оптических элементов / Н.Д. Осинцева, В.В. Герасимов, Ю.Ю. Чопорова, В.Д. Кукотенко, В. С. Павельев, Б.А. Князев // Оптический журнал. – 2024. – Т. 91. – № 4. – С. 3–15.

96. Kurochkin, V.L. Experimental studies in quantum cryptography / V.L. Kurochkin, A.V. Zverev, Yu.V. Kurochkin [et al.] // Russian Microelectronics. – 2011. – V. 40. – I. 4. – P. 245–253.

97. Gerasimov, V.V. Vortex surface plasmon polaritons on a cylindrical waveguide: Generation, propagation, and diffraction / V.V. Gerasimov, O.E. Kameshkov, B.A. Knyazev, N.D. Osintseva, V.S. Pavelyev // Journal of Optics. – 2021. – Vol. 23. – I. 10. – Article ID 10LT01.

98. Knyazev, B. Quasi-Talbot effect with vortex beams and formation of vortex beamlet arrays / B. Knyazev [et al.] // Optics Express. – 2018. – V. 26. – I. 11. – P. 14174–14185.

99. Ikonnikov, D.A. Two-dimensional Talbot effect of the optical vortices and their spatial evolution / D.A. Ikonnikov [et al.] // Scientific Reports. – 2020. – V. 10. – I. 1. – Article ID 20315.

100. Puttnam, B.J. 402 Tb/s GMI data-rate OESCLU-band transmission / B.J. Puttnam, R.S. Luis, I. Phillips [et al.] // 2024 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC). – 2024. – P. 1–3.

101. Meindl, J.D. Limits on silicon nanoelectronics for terascale integration / J.D. Meindl, Q. Chen, J.A. Davis // Science. – 2001. – V. 293(5537). – P. 2044–2049.

102. Vivien, L. Handbook of silicon photonics / L. Vivien, L. Pavesi. – Boca Raton, FL: Taylor & Francis Group LLC, 2016. – 852 p.

103. Конов, В.И. Углеродная фотоника / В.И. Конов; под ред. В.И. Конова. – Москва: Наука, 2017. – 327 с.

104. Тукмаков, К.Н. Фотонно-кристаллический резонатор на алмазной пленке / К.Н. Тукмаков, Б.О. Володкин, В.С. Павельев, М.С. Комленок, А.А. Хомич // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета им. академика С.П. Королёва

(национального исследовательского университета). – 2012. – Т. 7. – Вып. 38. – С. 112–116.

105. Wilson, D.J. Integrated gallium phosphide nonlinear photonics / D.J. Wilson, K. Schneider, S. Hönl [et al.] // *Nature Photonics*. – 2020. – V. 14. – P. 57–62.

106. Bruinink, C.M. Nanoimprint lithography for nanophotonics in silicon / C.M. Bruinink [et al.] // *Nano Letters*. – 2008. – V. 8. – I. 9. – P. 2872–2877.

107. Sirleto, L. An introduction to nonlinear integrated photonics devices: Nonlinear effects and materials / L. Sirleto, G.C. Righini // *Micromachines*. – 2023. – V. 14. – I. 3. – Article ID 604.

108. Hussein, H.M.E. New designs of a complete set of photonic crystal logic gates / H.M.E. Hussein, T.A. Ali, N.H. Rafat // *Optics Communications*. – 2018. – V. 411. – P. 175–181.

109. Rani, P. Realization of AND gate in Y-shaped photonic crystal waveguide / P. Rani, Y. Kalra, R.K. Sinha // *Optics Communications*. – 2013. – V. 298–299. – P. 227–231.

110. Xu, Q. All-optical logic based on silicon micro-ring resonators / Q. Xu, M. Lipson // *Optics Express*. – 2007. – V. 15. – I. 3. – P. 924–929.

111. Pashamehr, A. All-optical AND/OR/NOT logic gates based on photonic crystal ring resonators / A. Pashamehr, M. Zavvari, H. Alipour-Banaei // *Frontiers of Optoelectronics*. – 2016. – V. 9. – P. 578–584.

112. Wu, J. Two-dimensional materials for integrated photonics: Recent advances and future challenges / J. Wu, H. Ma, P. Yin [et al.] // *Small Science*. – 2021. – V. 1. – I. 4. – Article ID 2000053.

113. Yablonovitch, E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics / E. Yablonovitch // *Physical Review Letters*. – 1987. – V. 58. – I. 20. – Article ID 2059.

114. John, S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices / S. John // *Physical Review Letters*. – 1987. – V. 58. – I. 23. – Article ID 2486.

115. Kotb, A. Optical logic gates based on Z-shaped silicon waveguides at 1.55  $\mu\text{m}$  / A. Kotb, K.E. Zoiros, A. Hatziefremidis [et al.] // *Micromachines*. – 2023. – V. 14. – I. 6. – P. 1266.

116. Ke, H. Photonic crystal broadband y-shaped  $1 \times 2$  beam splitter inversely designed by genetic algorithm / H. Ke, P. Shi, P. Li [et al.] // *Optical Engineering*. – 2023. – V. 62. – I. 6. – Article ID 065106.

117. Jiang, L. Optimization of low-loss and wide-band sharp photonic crystal waveguide bends using the genetic algorithm / L. Jiang [et al.] // *Optik*. – 2013. – V. 124. – I. 14. – P. 1721–1725.

118. Кривошеева, Ю.Ю. Расчет волноводных фотонно-кристаллических структур с изгибами с помощью генетического алгоритма / Ю.Ю. Кривошеева, Д.Л. Головашкин // *Материалы XVII всероссийской с международным участием научно-технической конференции «Математическое и компьютерное моделирование естественно-научных и социальных проблем»*. – 2023. – Article ID 151.

119. Dyachenko, P.N. Graded photonic quasicrystals / P.N. Dyachenko, V.S. Pavelyev, V.A. Soifer // *Optics Letters*. – 2012. – V. 37. – I. 12. – P. 2178–2180.

120. Патент N 2819193 Российская Федерация, МПК G02F 1/00 (2006.01), G02B 6/00 (2006.01). Оптический диод на двумерных фотонных кристаллах: № 2023124652: заявл. 25.09.2023: опубл. 15.05.2024 / Мокшин П.В., Павельев В.С., Головашкин Д.Л. – 9 с.

121. Parandin, F. Realization of ultra-compact and high contrast ratio all-optical 4-to-2 encoder based on 2D photonic crystals / F. Parandin, G.I.K. Chimawi, S. Olyae // *Scientific Reports*. – 2024. – V. 14. – I. 1. – Article ID 21091.

122. Kachalov, D.G. Application of the direct search in solving a problem of forming longitudinal distribution of intensity / D.G. Kachalov, V.S. Pavelyev, S.N. Khonina, R.V. Skidanov, O.Yu. Moiseev // *Journal of Modern Optics*. – 2011. – V. 58. – I. 1. – P. 69–76.

123. Krivosheeva, Y.Y. Design of the intersection node of photonic crystal waveguides using a genetic algorithm / Y.Y. Krivosheeva,

D.L. Golovashkin, V.S. Pavelyev // 2024 X International Conference on Information Technology and Nanotechnology (ITNT). – 2024. – P. 1–5.

124. Moxsin, P. Modeling of photonic crystal couplings: diagnostic waveguide, self-collimated waveguide and planar waveguide / P. Moxsin, D. Golovashkin, V. Pavelyev // 2023 IX International Conference on Information Technology and Nanotechnology (ITNT). – 2023. – P. 1–5.

125. Dutta, H.S. Coupling light in photonic crystal waveguides: A review / H.S. Dutta, A.K. Goyal, V. Srivastava [et al.] // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications. – 2016. – V. 20. – P. 41–58.

126. Sanchis, P. Analysis of butt coupling in photonic crystals / P. Sanchis, P. Bienstman, B. Luysaert [et al.] // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2004. – V. 40. – I. 5. – P. 541–550.

127. Iijima, S. Helical microtubules of graphitic carbon /S. Iijima // Nature. – 1991. – V. 354. – P. 56–58.

128. Novoselov, K.S. Electric field effect in atomically thin carbon films /K.S. Novoselov [et al.] // Science. – 2004. – V. 306(5696). – P. 666–669.

129. Rymzhina, A. Recent trends in the fabrication of photodetectors: A detailed analysis on the photodetection properties of new 2D-TMCs / A. Rymzhina, P. Sharma, V. Pavelyev, P. Mishra, N. Tripathi // Materials Today Communications. – 2023. – Vol. 35. – Article ID 106247.

130. Choi, W. High-detectivity multilayer MoS<sub>2</sub> phototransistors with spectral response from ultraviolet to infrared / W. Choi, M.Y. Cho, A. Konar [et al.] // Advanced Materials. – 2012. – V. 24. – I. 43. – P. 5832–5836.

131. Pavelyev, V. Advances in transition metal dichalcogenides-based flexible photodetectors / V. Pavelyev, P. Sharma, A. Rymzhina, P. Mishra, N. Tripathi // Journal of Material Science: Materials in Electronics. – 2022. – V. 33. – P. 24397–24433.

132. Xie, M. Flexible multi-functional sensors for wearable and robotic applications / M. Xie, K. Hisano, M. Zhu [et al.] // Advanced Materials Technologies. – 2019. – V. 4. – I. 3. – Article ID 1800626.

133. Talib, M. Development of high-performance broadband optical detector for cryogenic to elevated operating temperature / M. Talib, S. Manzoor, P. Sharma, N. Tripathi, V. Platonov, V. Pavelyev, V.S. Volkov, A.V. Arsenin, A.V. Syuy, P.M.Z. Hasan, A.A. Melaibari, P. Mishra // *Materials Science in Semiconductor Processing*. – 2023. – Vol. 158. – Article ID 107364.

134. Segev-Bar, M. Flexible sensors based on nanoparticles / M. Segev-Bar, H. Haick // *ACS Nano*. – 2013. – V. 7. – I. 10. – P. 8366–8378.

135. Choi, C. Human eye-inspired soft optoelectronic device using high-density MoS<sub>2</sub>-graphene curved image sensor array / C. Choi, M.K. Choi, S. Liu [et al.] // *Nature Communications*. – 2017. – V. 8. – Article ID 1664.

136. Chen, S. A flexible UV–Vis–NIR photodetector based on a perovskite/conjugated-polymer composite / S. Chen, C. Teng, M. Zhang [et al.] // *Advanced Materials*. – 2016. – V. 28(28). – P. 5969–5974.

137. Sun, Z. Infrared photodetectors based on CVD-grown graphene and PbS quantum dots with ultrahigh responsivity / Z. Sun, Z. Liu, J. Li [et al.] // *Advanced Materials*. – 2012. – Vol. 24(43). – P. 5878–5883.

138. Tao, Y. Flexible photodetector from ultraviolet to near infrared based on a SnS<sub>2</sub> nanosheet microsphere film / Y. Tao, X. Wu, W. Wang [et al.] // *Journal of Materials Chemistry C*. – 2015. – Vol. 3(6). – P. 1347–1353.

139. Chen, G. Controlled synthesis of ultrathin Sb<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> nanowires and application for flexible photodetectors / G. Chen, W. Wang, C. Wang [et al.] // *Advanced Science*. – 2015. – V. 2. – I. 10. – Article ID 1500109.

140. Chitara, B. Infrared photodetectors based on reduced graphene oxide and graphene nanoribbons / B. Chitara, L.S. Panchakarla, S.B. Krupanidhi [et al.] // *Advanced Materials*. – 2011. – V. 23(45). – P. 5419–5424.

141. Zheng, Z. Flexible, transparent and ultra-broadband photodetector based on large-area WSe<sub>2</sub> film for wearable devices / Z. Zheng,

T. Zhang, J. Yao // *Nanotechnology*. – 2016. – V. 27(22). – Article ID 255501.

142. Hao, Q. Development of flexible and curved infrared detectors with HgTe colloidal quantum dots / Q. Hao, X. Tang, Y. Cheng [et al.] // *Infrared Physics and Technology*. – 2020. – V. 108. – Article ID 103344.

143. Tripathi, N. Review of titanium trisulfide (TiS<sub>3</sub>): A novel material for next generation electronic and optical devices / N. Tripathi, V. Pavelyev, P. Sharma, S. Kumar, A. Rymzhina, P. Mishra // *Materials Science in Semiconductor Processing*. – 2021. – V. 127. – Article ID 105699.

144. Рымжина, А.Р. Сверхбыстрый высокочувствительный гибкий детектор инфракрасного излучения / А.Р. Рымжина, П. Шарма, В.В. Подлипов, К.Н. Тукмаков, В.С. Павельев, В.И. Платонов, П. Мишра, Н. Трипати // *Компьютерная оптика*. – 2024. – Т. 48. – № 3. – С. 363-370.

145. Mak, K.F. Atomically thin MoS<sub>2</sub>: A new direct-gap semiconductor / K.F. Mak, C. Lee, J. Hone [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2010. – V. 105(13). – Article ID 136805.

146. Buscema, M. Large and tunable photothermoelectric effect in single-layer MoS<sub>2</sub> / M. Buscema, M. Barkelid, V. Zwiller [et al.] // *Nano Letters*. – 2013. – V. 13(2). – P. 358–363.

147. Chang, Y.H. Monolayer MoSe<sub>2</sub> grown by chemical vapor deposition for fast photodetection / Y. H. Chang, W. Zhang, Y. Zhu [et al.] // *ACS Nano*. – 2014. – V. 8(8). – P. 8582–8590.

148. Hu, P. Highly responsive ultrathin GaS nanosheet photodetectors on rigid and flexible substrates / P. Hu, L. Wang, M. Yoon [et al.] // *Nano Letters*. – 2013. – V. 13. – I. 4. – P. 1649–1654.

149. Wan, C. Dielectric Mismatch mediates carrier mobility in organic-intercalated layered TiS<sub>2</sub> / C. Wan, Y. Kodama, M. Kondo [et al.] // *Nano Letters*. – 2015. – V. 15. – I. 10. – P. 6302–6308.

150. Buscema, M. Photocurrent generation with two-dimensional van der Waals semiconductors / M. Buscema, J.O. Island, D.J. Groenendijk [et al.] // *Chemical Society Reviews*. – 2015. – V. 44. – Article ID 3691.

151. Jacobs-Gedrim, R.B. Extraordinary photoresponse in two-dimensional  $\text{In}_2\text{Se}_3$  nanosheets / R. B. Jacobs-Gedrim, M. N. Shanmugam, Jain [et al.] // *ACS Nano*. – 2014. – V. 8. – I. 1. – P. 514–521.

152. Sherrell, P.C. Thickness-dependent characterization of chemically exfoliated  $\text{TiS}_2$  nanosheets / P.C. Sherrell, K. Sharda, C. Grotta [et al.] // *ACS Omega*. – 2018. – V. 3. – I. 8. – P. 8655–8662.

153. Ghorashi, A. Highly confined, low-loss plasmonics based on two-dimensional solid-state defect lattices / A. Ghorashi, N. Rivera, B. Shi [et al.] // *Physical Review Materials*. – 2024. – V. 8. – I. 1. – Article ID L011001.

154. Bagade, S.S. Recent advancements in applications of graphene to attain next-level solar cells / S.S. Bagade, S. Patel, M.M. Malik [et al.]. – 2023. – V. 9. – I. 3. – Article ID 70.

155. Rashid, M. Silicon quantum dot/black silicon hybrid nanostructure for broadband reflection reduction/M. Rashid [et al.] // *Materials Science in Semiconductor Processing*.-2020.-Vol. 115.-Article ID 105113.

Учебное издание

*Казанский Николай Львович*  
*Павельев Владимир Сергеевич*

**ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА ФОТОННЫХ  
И ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ**

*Учебное пособие*

Редакционно-издательская обработка  
издательства Самарского университета

Подписано в печать 30.12.2025. Формат 60×84 1/16.

Бумага офсетная. Печ. л. 5,0.

Тираж 27 экз. Заказ № .

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА»  
(САМАРСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)  
443086, Самара, Московское шоссе, 34.

---

Издательство Самарского университета.  
443086, Самара, Московское шоссе, 34.