

ВЕСТНИК
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
КРЫМСКОГО ФЕДЕРАЛЬНОГО
УНИВЕРСИТЕТА имени В. И. ВЕРНАДСКОГО

Том 2 (70), № 1

Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского
Симферополь
2018

Редакционная коллегия журнала

<i>Бержанский В. Н.</i> , д-р физ.-мат. наук, проф., главный редактор	<i>Дзедолик И. В.</i> , д-р физ.-мат. наук, проф.
<i>Глумова М. В.</i> , канд. физ.-мат. наук, доц., заместитель главного редактора	<i>Милюков В. В.</i> , канд. техн. наук, доц.
<i>Михайлова Т. В.</i> , канд. физ.-мат. наук, ответственный секретарь	<i>Полулях С. Н.</i> , д-р физ.-мат. наук, доц.
<i>Алексеев К. Н.</i> , д-р физ.-мат. наук, проф.	<i>Стругацкий М. Б.</i> , д-р физ.-мат. наук, проф.
<i>Бекиров Э. А.</i> , д-р техн. наук, проф.	<i>Сосновский Ю. В.</i> , канд. техн. наук, доц.
<i>Воляр А. В.</i> , д-р физ.-мат. наук, проф.	<i>Старостенко В. В.</i> , д-р физ.-мат. наук, проф.
<i>Григорьев П. Е.</i> , д-р биол. наук, проф.	<i>Фридман Ю. А.</i> , д-р физ.-мат. наук, проф.
	<i>Шапошиников А. Н.</i> , канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.
	<i>Яценко А. В.</i> , д-р физ.-мат. наук, проф.

Научное периодическое издание, журнал
**Вестник Физико-технического института Крымского федерального
университета имени В. И. Вернадского**
Том 2 (70), № 1

*Историческим предшественником журнала «Вестник Физико-технического
института Крымского федерального университета имени В. И. Вернадского»
является научный журнал «Ученые записки Таврического национального
университета имени В. И. Вернадского. Серия: Физико-математические науки».
Журнал был основан в 1918 г. как «Известия Таврического университета».
За прошедшее столетие название журнала менялось несколько раз в связи с
преобразованиями университета*

**Печатается по решению Научно-технического совета Крымского федерального
университета имени В. И. Вернадского, протокол № 7 от «25» декабря 2018 г.**

Адрес редакции: 295007, Республика Крым, г. Симферополь,
пр-т Академика Вернадского, д. 4
E-mail: journal.phys.tech@cfuv.ru
Web-site: <http://jphystech.cfuv.ru/>
Тел.: +7 (3652) 63-75-95

JOURNAL
OF PHYSICS AND TECHNOLOGY INSTITUTE
OF V.I. VERNADSKY CRIMEAN
FEDERAL UNIVERSITY

Volume 2 (70), No. 1

V. I. Vernadsky Crimean Federal University
Simferopol
2018

Journal Editorial Board

V. N. Berzhansky, Dr. of Sc. (Phys. & Math.), Prof.,

Editor-in-Chief

M. V. Glumova, Ph.D. (Phys. & Math.), Ass. Prof.,

Deputy Editor-in-Chief

T. V. Mikhailova, Ph.D. (Phys. & Math.), **Assistant Editor**

C. N. Alexeyev, Dr. of Sc. (Phys. & Math.), Prof.

E. A. Bekirov, Dr. of Sc. (Technical Sc.), Prof.

A. V. Volyar, Dr. of Sc. (Phys. & Math.), Prof.

P. E. Grigoriev, Dr. of Sc. (Biology), Prof.

I. V. Dzedolik, Dr. of Sc. (Phys. & Math.), Prof.

V. V. Milyukov, Ph.D. (Technical Sc.), Ass. Prof.

S. N. Polulyakh, Dr. of Sc. (Phys. & Math.), Ass. Prof.

M. B. Strugatsky, Dr. of Sc. (Phys. & Math.), Prof.

Yu. V. Sosnovsky, Ph.D. (Technical Sc.), Ass. Prof.

V. V. Starostenko, Dr. of Sc. (Phys. & Math.), Prof.

Yu. A. Fridman, Dr. of Sc. (Phys. & Math.), Prof.

A. N. Shaposhnikov, Ph.D. (Phys. & Math.), Senior
Researcher Degree

A. V. Yatsenko, Dr. of Sc. (Phys. & Math.), Prof.

Scientific periodical, journal

**Journal of Physics and Technology Institute
of V. I. Vernadsky Crimean Federal University
Volume 2 (70), No. 1**

The historical predecessor of journal “Journal of Physics and Technology Institute of V. I. Vernadsky Crimean Federal University” is scientific journal “Scientific Notes of Taurida National V. I. Vernadsky University. Series: Physics and Mathematics Sciences”. The journal was founded in 1918 as “Annales de l’Universite de Tauride”. Over the past century, the journal title has changed several times due to the university reforms

**Published by the decision of Scientific and Technical Council of V. I. Vernadsky
Crimean Federal University, protocol No. 7 issued 25 December 2018**

Address of Editorial Board: 295007, Republic of Crimea, Simferopol,
4 Vernadskogo Prospekt

E-mail: journal.phys.tech@cfuv.ru

Web-site: <http://jphystech.cfuv.ru/>

Phone.: +7 (3652) 63-75-95

ФИЗИКА И МАТЕМАТИКА

PHYSICS AND MATHEMATICS

Вестник Физико-технического института

Крымского федерального университета имени В. И. Вернадского

Том 2 (70). № 1. 2018. С. 5–23

Journal of Physics and Technology Institute of V. I. Vernadsky Crimean Federal University

Volume 2 (70). No. 1. 2018. P. 5–23

УДК 537.632

МАГНИТОПЛАЗМОННЫЕ СТРУКТУРЫ (ОБЗОР). ЧАСТЬ 2

Басиладзе Г. Д., Бержанский В. Н., Недвига А. С.*, Шапошников А. Н.

Физико-технический институт, Крымский федеральный университет имени
В. И. Вернадского, Симферополь 295007, Россия

*E-mail: nedviga@list.ru

Представлены результаты по созданию и исследованию магнитоплазмонных наноструктур на основе магнитооптических пленок феррита граната и фотонных кристаллов. Рассмотренные структуры обладают высокими значениями коэффициента пропускания и удельного фарадеевского вращения в видимой и ближней инфракрасной областях оптического спектра.

Ключевые слова: плазмонный резонанс, магнитоплазмоники, плёнка граната, магнитофотонный кристалл, плазмонная наноструктура.

PACS: 42.70.Qs, 71.36.+c, 78.20.Ls, 78.66.-w, 78.67.-n, 85.70.Sq

ВВЕДЕНИЕ

Плазмон-поляритонные резонансы (ППР), создаваемые с применением субволновых одномерных решеток, и двумерных структур (нанодисков, наночастиц) из благородных металлов, находящихся на поверхности пленки феррита-граната или встроенных в нее, открывают новые возможности для усиления магнитооптических (МО) эффектов и позволяют использовать эти материалы для создания устройств управления оптическими сигналами в информационно-телекоммуникационных сетях и МО сенсоров технического и медико-биологического назначения. Определенный интерес для таких применений представляют также плазмонные магнитофотонные кристаллы, сочетающие в себе свойства пространственно-периодической структуры – фотонного кристалла, плазмонной и МО сред.

Настоящая часть обзора посвящена рассмотрению именно такого рода магнитоплазмонных наноструктур.

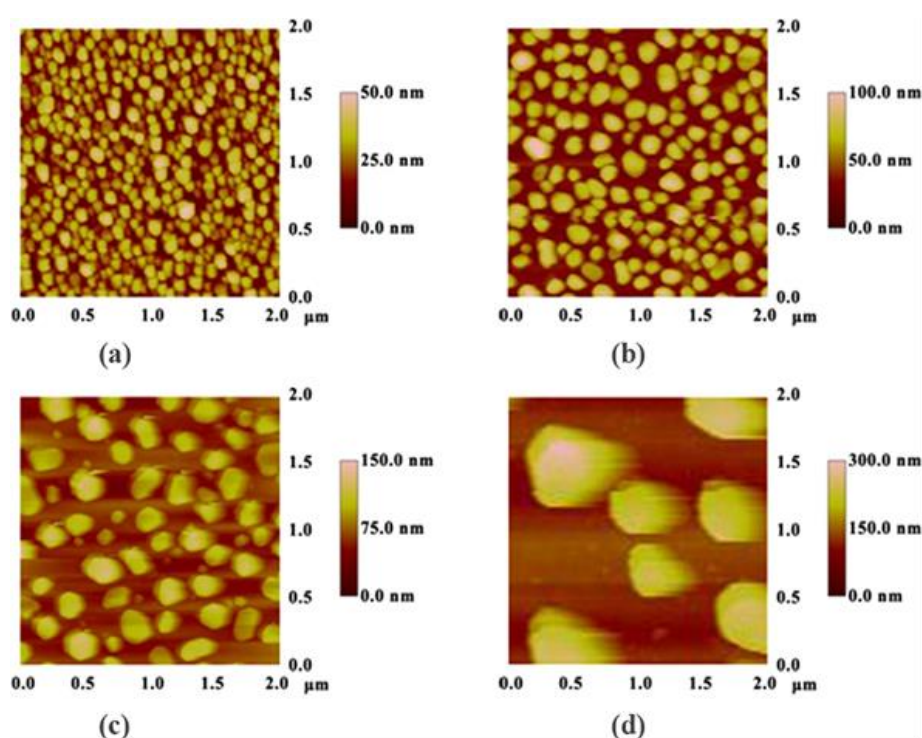
1. ПЛАЗМОННОЕ УСИЛЕНИЕ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ В ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ С НАНОЧАСТИЦАМИ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ НА ПОВЕРХНОСТИ

В работе [1] было достигнуто усиление фарадеевского вращения до 65 % на длине волны 680 нм с использованием сильных локализованных электрических полей, индуцированных возбуждением плазмонных резонансов в наночастицах золота, сформированных на поверхности гранатовых пленок.

Образцы пленок состава $(\text{Bi,Gd,Lu})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ со средней толщиной 201 нм

выращивали с использованием технологии жидкофазной эпитаксии на (111)-ориентированных подложках из гадолиний-галлиевых гранатов.

Образцы были разделены на четыре группы, и на части поверхности каждого образца были осаждены нанослои золота различной толщины (5; 7,5; 10 и 15 нм). Затем по одному образцу из каждой группы отжигали при заданной температуре (700, 800, 1000 °С) на воздухе в течение 30 мин, образуя на поверхности пленок наночастицы золота. В результате каждый из двенадцати образцов содержал наночастицы на поверхности пленки с различной геометрией и интервалами между частицами. Размеры наночастиц и интервалы между ними были измерены с использованием атомно-силового микроскопа (АСМ). АСМ-изображения наночастиц четырех образцов, отожженных при 700 °С, приведены на рисунке 1. Ансамбли наночастиц имели следующую геометрию: от 10 нм в высоту при 60 нм в диаметре и интервале 70 нм до 160 нм в высоту при 480 нм в диаметре и интервале 720 нм.

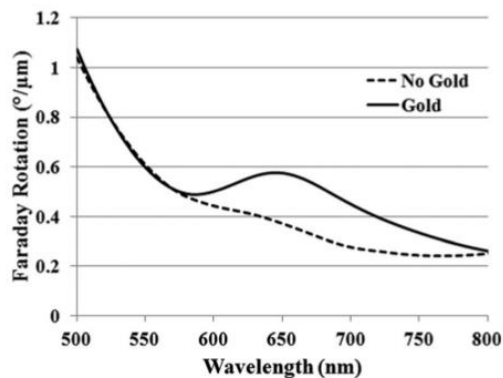


Толщина нанослоя золота: 5 нм (а), 7,5 нм (б), 10 нм (с), 15 нм (д)

Рис. 1. АСМ-изображения четырех образцов, отожженных при 700 °С [1]

Как показано на рис. 2, наблюдается значительное увеличение удельного фарадеевского вращения на длине волны около 650 нм, что можно объяснить плазмонным резонансным возбуждением наночастиц золота на поверхности пленки. Аналогичные результаты были получены для всех двенадцати образцов. Анализ

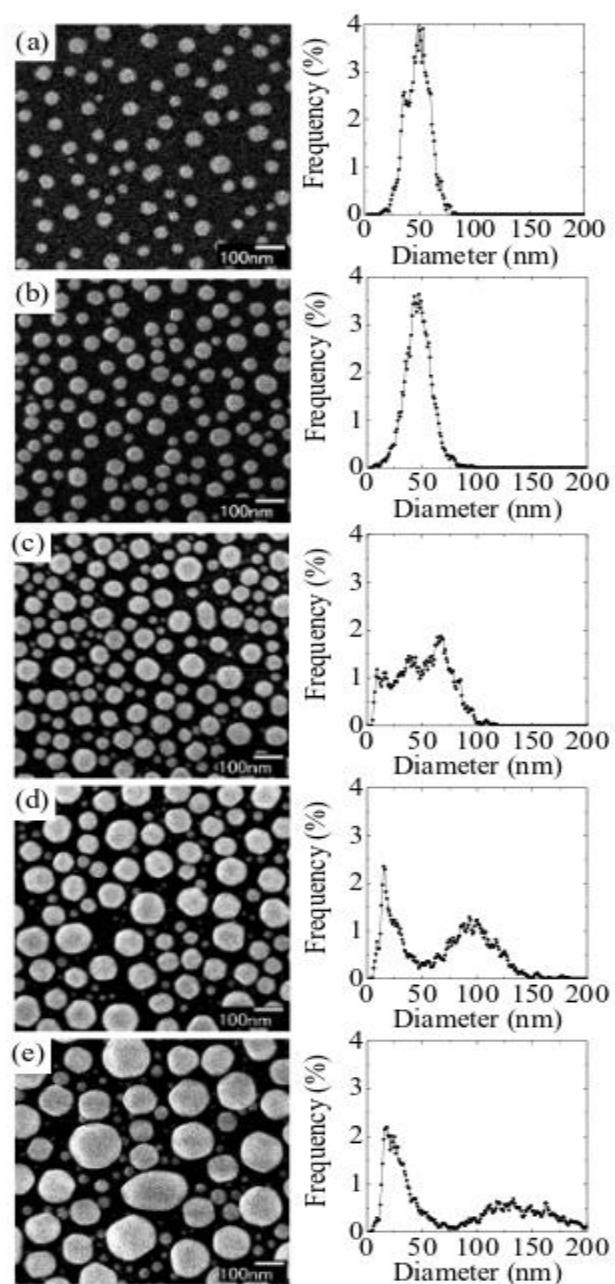
результатов показал, что существует корреляция между геометрией наночастиц и увеличением угла фарадеевского вращения. Независимо от температуры отжига, наблюдается увеличение угла фарадеевского вращения при увеличении отношения средней высоты наночастиц к толщине образца. Угол фарадеевского вращения также возрастает с уменьшением отношений среднего радиуса наночастицы к её поверхности и среднего радиуса наночастицы к среднему расстоянию между ними. Кроме того, существует сильная корреляция между увеличением угла фарадеевского вращения и величиной отношения толщины наночастиц к толщине гранатовой пленки. Эти тенденции свидетельствуют о том, что увеличение угла фарадеевского вращения можно контролировать, образуя ансамбли наночастиц с различными распределениями и геометрией.



пунктирная линия – без золота; сплошная линия – с золотом (слой золота толщиной 5 нм, отожжен при 800 °C)

Рис. 2. Спектральная зависимость удельного фарадеевского вращения образца пленки $(\text{Bi,Gd,Lu})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$

В работе [2] для получения структур из пленки граната (Bi: YIG) с частицами Au авторы использовали метод повторного образования наночастиц для увеличения их плотности. Во-первых, тонкую пленку Au толщиной 5 нм осаждали на подложке из плавленого кварца с использованием системы термического распыления. Пленку Au отжигали при температуре 1000 °C в электрической печи на воздухе в течение 10 мин. Вторая Au-пленка осаждалась на полученные частицы и затем снова отжигалась. Эта процедура осаждения и отжига повторялась запланированное количество раз. Затем, пленка Bi: YIG толщиной 60 нм наносилась на частицы Au на подложке с помощью ВЧ-магнетронной системы распыления (Shimadzu, HSR-551S) с использованием мишени $\text{Bi}_1\text{Y}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_x$; для кристаллизации граната пленку отжигали при 750 °C в течение 1 ч. При увеличении числа повторений распределение диаметров частиц изменилось (рис. 3).



а – одно повторение (толщина Au 5 нм), б – два повторения (толщина Au 10 нм),
с – четыре повторения (толщина Au 20 нм), д – шесть повторений (толщина Au
30 нм), е – восемь повторений (толщина Au 40 нм)

Рис. 3. РЭМ-изображения и распределение диаметров наночастиц Au, полученных с
помощью повторяющегося образования

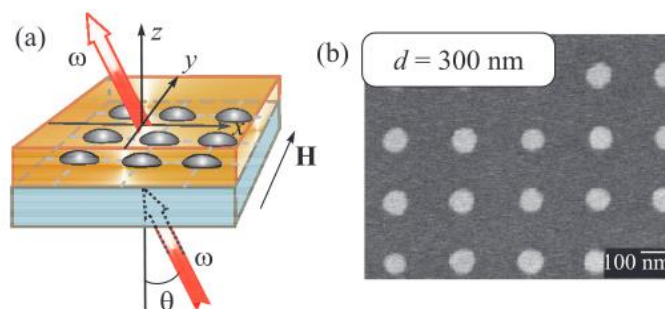
В полученных композитных пленках наблюдалось усиление фарадеевского вращения, связанного с плазмонным резонансом. С шестью повторениями максимальный угол фарадеевского вращения составил минус $1,2^\circ$, что было в 20 раз больше, чем у пленки Bi: YIG без наночастиц золота.

В работе [3] была исследована возможность использования в магнитоплазмонных структурах серебряных наночастиц вместо золотых. Чтобы получить усиление и настройку длины волны МО отклика, связанного с локализованным ППР, были изучены композитные структуры из висмут-замещенных пленок ЖИГ (Bi: YIG) с частицами Ag и частицами сплава Au-Ag на поверхности. Такая структура с частицами Ag не показала усиления фарадеевского вращения. Напротив, пленки Bi: YIG с Au-Ag-частицами демонстрировали усиление МО-отклика для разных длин волн возбуждения локализованным ППР. Наблюдалось усиленное фарадеевское вращение для композитных структур Bi: YIG/Au-Ag с объемными отношениями Ag до 0,6. Кроме того, при изменении объемного соотношения Ag пик вращения смещается в область коротких длин волн. Отсутствие усиления МО эффекта в структуре Bi: YIG/Ag, по мнению авторов, может быть объяснено модификацией межфазной среды: поскольку химически активные частицы Ag могут образовывать соединения с кислородом, не дающие вклад в усиление МО эффекта. Частицы же сплава Au-Ag в композитных структурах Bi: YIG/Au-Ag были химически устойчивы, в результате этого наблюдалось соответствующее усиление МО эффекта.

2. МАГНИТОПЛАЗМОННЫЕ СТРУКТУРЫ С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ МАССИВАМИ НАНОТОЧЕК

Рассмотренные выше композитные структуры с наночастицами золота и серебра являются квазипериодическими, т. к. расположение наночастиц на поверхности диэлектрической магнитной пленки не является строго периодическим. И эффекты, наблюдаемые в таких системах, носят чисто статистический характер.

Авторы работы [4] продемонстрировали структуру, которую можно рассматривать как вариант периодических структур с наночастицами благородных металлов (рис. 4), т. е. как магнитоплазмонный кристалл (МПК).



а – схематическое изображение, б – изображение МПК с периодом 300 нм в растровом электронном микроскопе

Рис. 4. Магнитоплазмонный кристалл

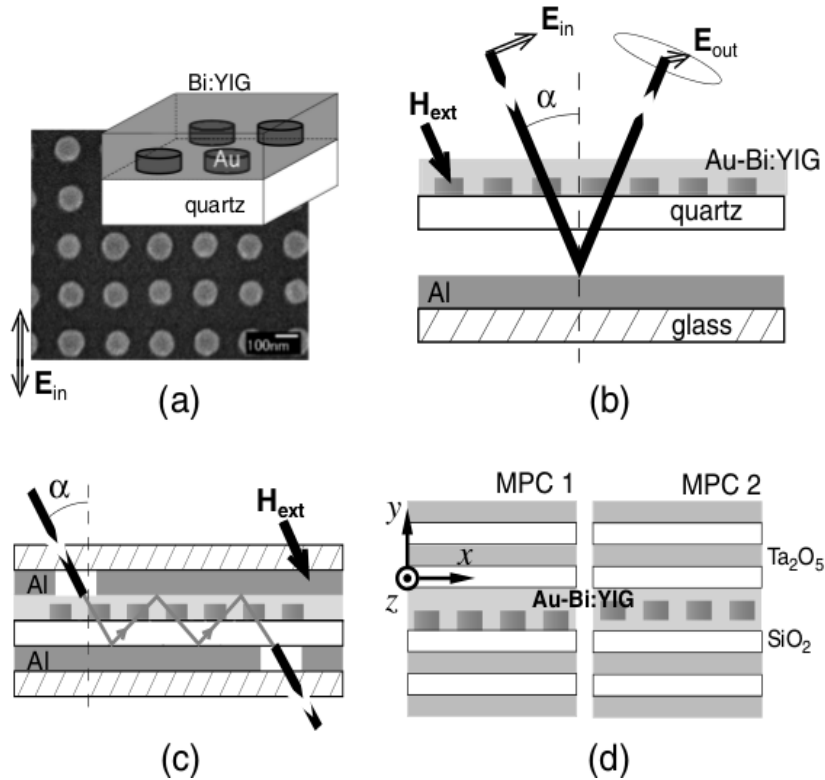
Исследуемые образцы представляли собой планарные массивы золотых нанодисков, изготовленные методом электронной литографии и расположенные в узлах квадратной решетки на кварцевой подложке.

Высота исходных дисков – 30 нм, диаметр – 100 нм. На нанодиски с помощью распыления ионным пучком был нанесен слой легированного висмутом феррит-граната (Bi: YIG) толщиной около 90 нм. Исследовались три структуры с периодами решетки $d = 200, 300$ и 400 нм (рис. 4 а).

Изображение образца с $d = 300$ нм в растровом электронном микроскопе приведено на рис. 4 б.

В [5] были продемонстрированы реакции плазмонных МО систем золото-гранат в разных режимах распространения света с целью выявления особенностей реакций этих систем. Было обнаружено, что полоса поглощения, связанная с возбуждением локализованного плазмонного резонанса в золоте, влияет на суммарный угол поворота плоскости поляризации в рассматриваемых системах и это усиление не является МО свойством, присущим Bi: YIG. Результаты эксперимента хорошо согласуются с результатами численного анализа особенностей усиления МО отклика золото-гранатовых структур, обусловленного плазмонным эффектом.

Образец Au-Bi: YIG, использованный в эксперименте, был выполнен с целью удовлетворения условиям локализованного ППР в видимом диапазоне длин волн света (рис. 5 а). Он состоял из двумерной квадратной решетки Au-дисков, сформированной на кварцевой подложке толщиной 1 мм, и пленки Bi: YIG, нанесенной поверх решетки золото/кварц. Диски Au имели диаметр 100 нм и высоту 30 нм, период двумерной решетки 200 нм, толщина пленки Bi: YIG 100 нм. Эксперименты проводились при нормальном и наклонном падении коллимированных поляризованных световых пучков (угол падения α); конфигурации, показанные на рисунке 5 (b и c), использовались для многопроходного режима. Образец Au-Bi: YIG имел размеры сторон 5×5 мм, ширина отверстий в непрозрачных алюминиевых зеркалах 1 мм. Детектируемый свет не был дифрагирован образцом Au-Bi: YIG в диапазоне измерений от 0,4 до 1 мкм. Геометрия эксперимента, включая ориентацию образца, Al зеркала и оптических путей, схематически показана на рис. 5 (b-d). Приведена система координат для определения плоскостей поляризации; E_x и E_z для поляризации поперек и вдоль Au-дисков, соответственно.

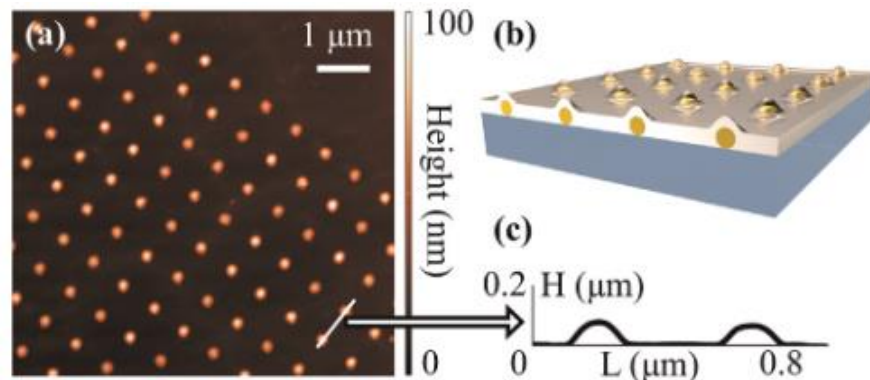


а – РЭМ-изображение двумерной решетки дисков Au и схема слоя Au-Bi: YIG,
 б, с – геометрия экспериментов для многопроходного режима,
 д – схема МПК с дефектами слоев Au-Bi:YIG, решетка Au была одномерной

Рис. 5. Образец Au-Bi: YIG, исследованный в эксперименте

Подобная структура рассмотрена в работе [6] (рис. 6). Образец представляет собой квадратную матрицу из массива наночастиц золота размером 110 нм, образующих двумерную квадратную решетку с периодом 600 нм на подложке из плавленого кварца, покрытую пленкой Bi: YIG толщиной 100 нм. (рис. 6). Эта структура предназначена для поддержки локальных плазмонных колебаний на наночастицах золота, связанных плазмонных мод и квази-волноводных мод с локализацией оптического поля между рядами частиц в магнитном материале. Квадратная матрица золотых нанодисков на подложке из плавленого кварца была изготовлена электронно-лучевой литографией из пленки с напыленным золотом. Массив отжигали при 1000 °C в течение 10 мин для расплавления дисков и получения сферических капелек. Пленка Bi: YIG была сформирована поверх решетки с помощью ВЧ-магнетронного распыления и последующего отжига образца. На рис. 6 приведено АСМ-изображение поверхности образца, схема образца и поперечное сечение АСМ-изображения вдоль ряда частиц. Видно, что поверхность пленки Bi: YIG имеет полусферические «луковицы» над наночастицами высотой 80 нм.

АСМ-изображение показывает хорошую периодичность решетки. Измерения на вибромагнитометре выявляют ось легкого намагничивания, лежащую в плоскости образца с магнитным полем насыщения 1 кЭ.



а – АСМ-изображение поверхности образца, б – схема образца, с – поперечное сечение профиля АСМ

Рис. 6. Двумерная наногранулированная решетка золото-гранат

3. ПЛАЗМОННЫЕ МАГНИТОФОТОННЫЕ СТРУКТУРЫ

Особый интерес у исследователей вызывают МПК, сочетающие в себе свойства пространственно-периодической структуры – фотонного кристалла (ФК), плазмонной и магнитооптической сред – плазмонные магнитофотонные кристаллы. Важной составной частью этих структур являются магнитофотонные кристаллы (МФК). Поэтому до рассмотрения плазмонных структур на их основе кратко остановимся на представлении МФК из работы [7], где они экспериментально реализованы и хорошо описаны.

Наиболее важной особенностью фотонных кристаллов по сравнению с однородными оптическими материалами является наличие фотонных запрещённых зон. Ширина этих зон отвечает за резонансную связь света со структурой кристалла в тех случаях, когда его периодичность идеальна или нарушена дефектами, введенными намеренно [7].

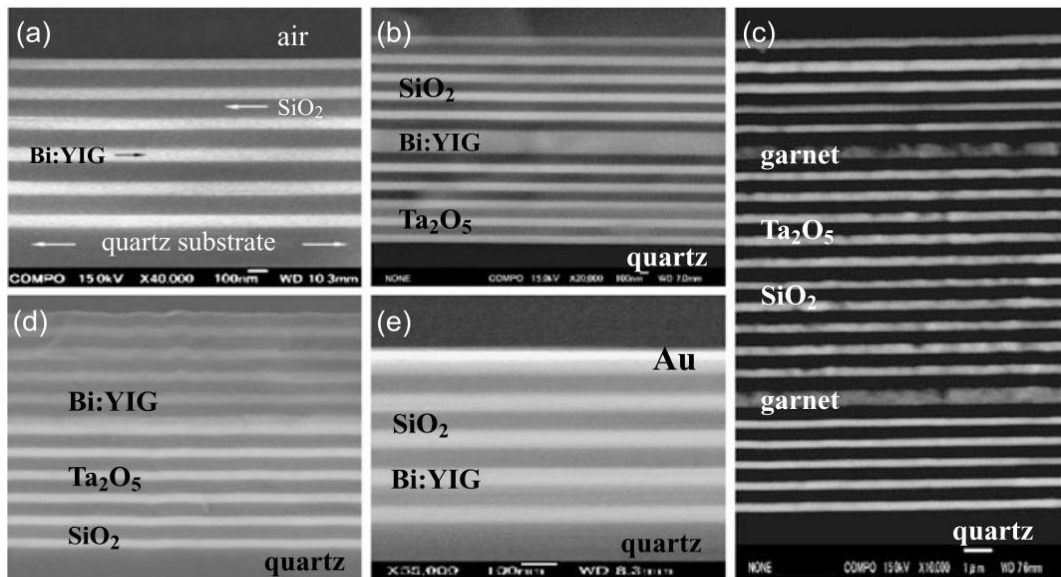
С общей точки зрения фотонный кристалл является сверхрешеткой (crystal superlattice) – средой, в которой искусственно создано дополнительное поле с периодом, на порядки превышающим период основной решетки. Для фотонов такое поле получают периодическим изменением коэффициента преломления среды – в одном, двух или трех измерениях (1D-, 2D-, 3D-фотонные структуры соответственно). Если период оптической сверхрешетки сравним с длиной электромагнитной волны, то поведение фотонов кардинально отличается от их поведения в решетке обычного кристалла, узлы которого находятся друг от друга на расстоянии, много меньшем длины волны света. Поэтому такие решетки и получили особое название – фотонные кристаллы [8].

Точно так же, как полупроводниковые кристаллы влияют на распространение электронов, фотонные кристаллы влияют на распространение света, обеспечивая новый механизм управления потоком света [9].

ФК с дефектным слоем обеспечивают локализацию электромагнитных волн внутри этого слоя как микрорезонатора. Такая локализация происходит при возбуждении дополнительных оптических состояний внутри фотонной запрещенной зоны – резонансов Фабри-Перо или оптических состояний Тамма. Магнитофотонные кристаллы (ФК с магнитными включениями) обеспечивают дополнительные возможности для модуляции оптического сигнала посредством МО эффектов [10].

Когда составной материал ФК является магнитным или даже только дефект, введенный в периодическую структуру, является магнитным, то он проявляет уникальные оптические и МО отклики. Сильное ограничение фотонов, связанное с магнитным дефектом, может быть использовано для улучшения и оптимизации МО эффектов и оптической нелинейности существующих материалов. Фактически, значительное усиление МО эффектов Фарадея и Керра было продемонстрировано с помощью 1D МФК, состоящих из тонкой пленки магнитного граната, расположенной между диэлектрическими брэгговскими зеркалами [9].

Первоначальные теоретические исследования МФК касаются распространения света в прерывистых (дискретных) магнитных средах с 1D-структурой, где фарадеевское вращение анализируется с использованием матричного подхода. В этих работах [7-10] рассматриваются мультислойные структуры: многослойные пленки, состоящие из висмутзамещенного иттриевого граната (Bi: YIG) и SiO₂, которые складываются в произвольной последовательности. Показано, что для таких мультислоев увеличение как коэффициента пропускания, так и угла фарадеевского вращения происходит благодаря локализации света, вызванной множественной интерференцией. Угол фарадеевского вращения увеличивается по мере увеличения степени локализации света и может достигать максимального значения в 1D МФК с микрорезонаторной структурой, где слой граната расположен между двумя брэгговскими зеркалами (рис. 7). Следуя теоретическим предсказаниям такие структуры были изготовлены различными методами, и была выполнена их экспериментальная оценка.



а – многослойная структура гранат/SiO₂, б – микрорезонатор Фабри-Перо, с – двойной микрорезонатор, d и e – таммовские структуры

Рис. 7. РЭМ-изображения 1D МФК [7]

Сложная многослойная структура, состоящая из МФК с микрорезонаторным слоем Bi: YIG и осажденной на его поверхность плазмонной решеткой, была создана и изучена с целью комбинирования функциональных возможностей магнитофотонных и плазмонных кристаллов. На рис. 8 [11] приведена схема плазмонного магнитофотонного кристалла. Слои D₁ – слои SiO₂ (толщина 117 нм для слоев зеркала и 100 нм для верхнего слоя); слои D₂ – слои TiO₂ (толщина 76 нм); слои M₁ и M₂ – магнитные диэлектрики составов Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O₁₂ и Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe₅O₁₂, соответственно, (толщина равна 72 и 271 нм, соответственно); на верхний слой SiO₂ нанесена золотая решетка (высота 60 нм, период 370 нм, ширина щели 220 нм).

Плазмонная структура также допускает возбуждение гибридных плазмонно-волноводных мод, локализованных в диэлектрических брэгговских зеркалах МФК или волноводных мод внутри слоя микрорезонатора. Эти моды приводят к появлению дополнительных резонансов в оптических спектрах структуры и усилению экваториального эффекта Керра (ЭЭК).

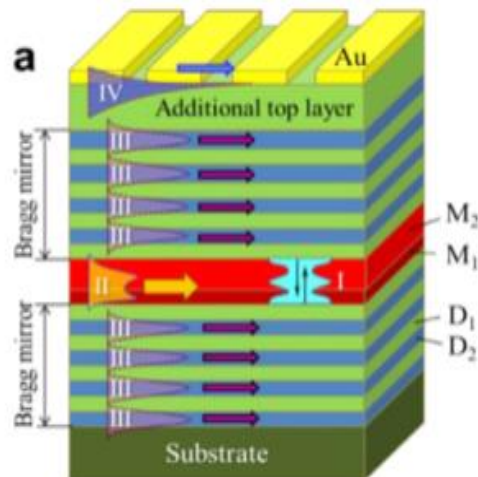


Рис. 8. Схема плазмонного магнитофотонного кристалла [11]

На основе структур подобного типа стало возможным создание сенсоров, использующих в своей работе сверхдобротный резонанс. В работе [12] представлен новый тип плазмонного сенсора, основанного на магнитофотонной плазмонной гетероструктуре со сверхдобротным резонансом. Экспериментально показан магнитоплазмонный резонанс с угловой шириной $0,06^\circ$, что соответствует добротности 700 и является рекордной величиной для магнитоплазмонных сенсоров. Продемонстрировано, что за счет возбуждения длиннопребных плазмонов значительно возрастает по амплитуде экваториальный эффект Керра, что увеличивает чувствительность магнитоплазмонного сенсора к изменению показателя преломления до $1,8 \cdot 10^3 \%$. Проведенный численный расчет показал, что дальнейшая оптимизация параметров магнитоплазмонной структуры позволит увеличить чувствительность до $5 \cdot 10^5 \%$.

Гетероструктура содержит ФК, необходимый для реализации длиннопребной моды в несимметричной структуре с газом в качестве анализируемого вещества, слой висмут-замещенного феррита-граната для создания МО отклика и золотую пленку, необходимую для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов (рис. 9).

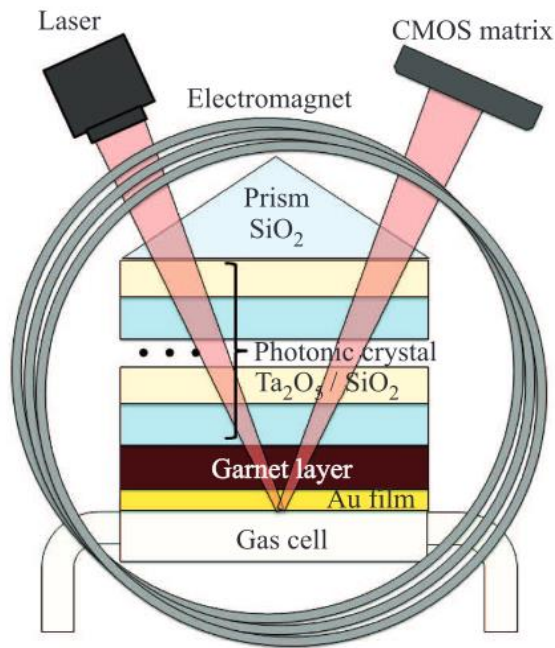


Рис. 9. Схема плазмонной гетероструктуры и магнитоплазмонного сенсора на ее основе [12]

Параметры ФК и магнитного диэлектрика – слоя висмут-замещенного феррита-граната – были подобраны для реализации длиннопребойной плазмон-поляритонной моды на границе золото – воздух для выбранной рабочей длины волны 790 нм. ФК нанесен на подложку из плавленного кварца методом магнетронного распыления и содержит 16 слоев пентаоксида тантала Ta_2O_5 толщиной 119,3 нм, чередующихся с 16 слоями кварца SiO_2 толщиной 164,7 нм. На фотонный кристалл был нанесен слой висмут-замещенного феррита-граната $Bi_{2,1}Du_{0,9}Fe_{3,9}Ga_{1,1}O_{12}$ толщиной 125 нм, после чего произведен отжиг образца при температуре 600 °С для перевода граната в ферромагнитную фазу. В результате отжига произошли небольшие изменения диэлектрических проницаемостей слоев структуры, которые были определены путем анализа спектров пропускания структуры при нормальном падении света в диапазоне длин волн от 500 до 900 нм. После отжига диэлектрическая проницаемость гранатовой пленки $\epsilon_g = 5,52 + 0,018 \cdot i$, пентаоксида тантала $\epsilon_{Ta_2O_5} = 4,6200 + 0,0016 \cdot i$, кварца $\epsilon_{SiO_2} = 2,1911 + 0,0007 \cdot i$. Затем методом радиочастотного магнетронного распыления гранатовый слой был покрыт тонкой золотой пленкой толщиной 8 нм. Небольшая шероховатость поверхности золотой пленки учитывалась в расчетах путем увеличения эффективного значения мнимой части диэлектрической проницаемости золота, для данного образца диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{Au} = -24,1166 + 1,7238 \cdot i$. Часть образца была оставлена не покрытой золотом.

Слой золота плазмонной гетероструктуры находится в контакте с

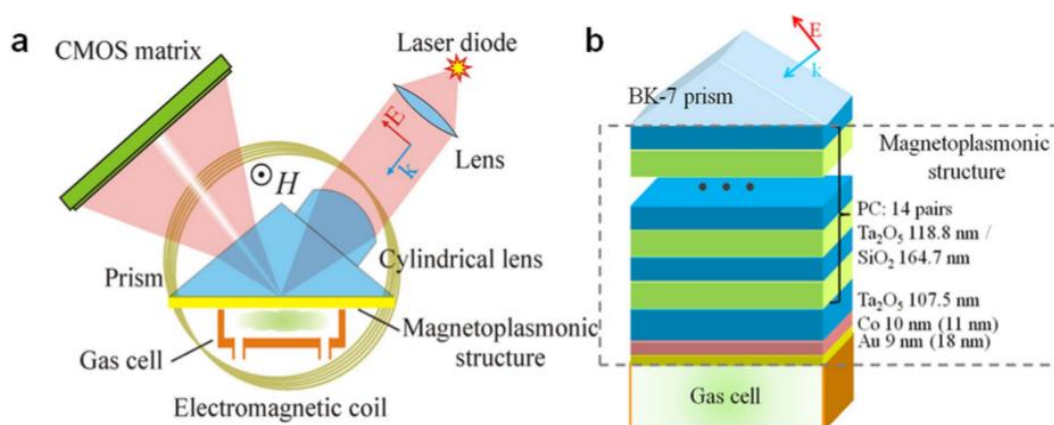
анализируемым веществом в газовой ячейке. Изменение состава анализируемого вещества, и, как следствие, его показателя преломления, приводит к сдвигу резонансов в спектрах отражения и ЭЭК.

Для демонстрации работы структуры как сенсора были проведены эксперименты, в которых в качестве анализируемых газов выступали воздух с показателем преломления $n = 1,000292$ и гелий с показателем преломления $n = 1,000035$.

Анализируемый газ доставляли в специальную цилиндрическую ячейку с диаметром прокладки 12 мм, высотой 2 мм и объемом около 200 мкм, закрепленной на металлической поверхности плазмонной гетероструктуры. В качестве аналитов использовали три газа: гелий с чистотой 99,8 %, воздух с влажностью 30 % и смесь газов бутана и пропана с 70 % концентрацией бутана, которые вдувались в ячейку при атмосферном давлении и температуре 21,6 °С.

Оптические измерения проводились через 2 мин после заполнения ячейки анализируемым газом во избежание тепловых эффектов. Изменения газовых соединений и соответствующие изменения показателя преломления регистрировались как сдвиг угла отражения и спектра ЭЭК. Глубина проникновения возбужденной поверхностной волны в газ, а также её длина распространения были значительно меньше размера газовой ячейки, поэтому воздействие стенок ячейки было незначительным.

Ранее аналогичный подход был применен для создания магнитоплазмонного сенсора на базе кобальтовых пленок [13]. Схема сенсора показана на рис. 10.



а – схема экспериментальной установки, б – чувствительная магнитоплазмонная гетероструктура

Рис. 10. Схема магнитоплазмонного датчика [13]

Подобная плазмонная магнитофотонная гетероструктура приведена в [14] (рис. 11).

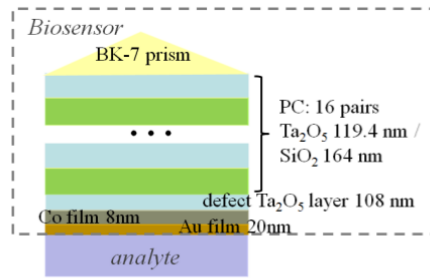


Рис. 11. Плазмонная магнитофотонная гетероструктура для ППР-сенсора

Особенностью этого датчика является одновременное использование магнитных слоев для получения МО отклика и специально разработанных одномерных ФК, которые значительно улучшают фактор качества и величину оптического и МО резонансов.

В [15] предложен МПК, изготовленный на кварцевой подложке и содержащий пленку висмут-замещенного железо-иттриевого граната состава $\text{Bi}_{0.5}\text{Y}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ с наночастицами золота, помещенную между диэлектрическими зеркалами Брэгга, состоящими из N пар чередующихся четвертьволновых слоев TiO_2 и SiO_2 , и имеющий резонансную длину волны λ_R . Оптическая толщина пленки висмут-замещенного железо-иттриевого граната с наночастицами золота кратна половине λ_R . Преимуществом предлагаемого МПК является возможность получения в нем высоких значений коэффициента усиления фарадеевского вращения. Может быть использован для управления когерентными потоками света в устройствах оптоэлектроники и нанофотоники в системах отображения, хранения и передачи информации.

В [16] предложен плазмонный МФК, содержащий слои висмут-замещенного железо-иттриевого граната $\text{Bi}_{1.0}\text{Y}_{2.0}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и нанесенного на него железо-висмутитового граната $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, которые размещены в оптическом резонаторе из двух брэгговских зеркал с резонансной длиной волны λ_R и имеют суммарную оптическую толщину, кратную половине λ_R . Между слоями $\text{Bi}_{1.0}\text{Y}_{2.0}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ кристалл содержит наночастицы благородного металла. Плазмонный МФК обеспечивает возможность получения высоких значений коэффициента усиления фарадеевского вращения. Может быть использован для управления когерентными потоками света в устройствах оптоэлектроники и нанофотоники в системах отображения, хранения и передачи информации.

В [17] предложен плазмонный МФК, содержащий нанесенное на подложку из плавленого кварца зеркало Брэгга, состоящее из N пар чередующихся диэлектрических слоев с большим и малым показателями преломления, помещенную на диэлектрическое зеркало двухслойную пленку висмут-замещенного железо-иттриевого граната. Кристалл дополнительно содержит между слоями железо-иттриевого граната наночастицы золота размером от 20 до 80 нм, а на поверхности пленки железо-иттриевого граната пленку золота толщиной от 40 до 100 нм.

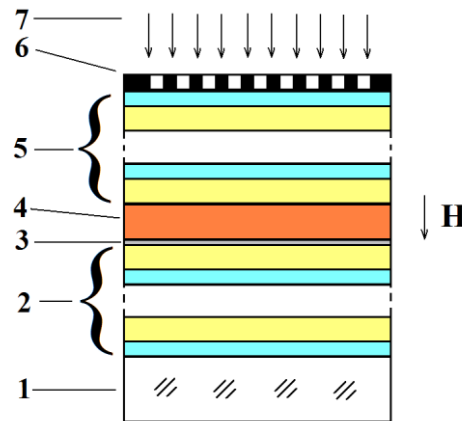
Устройство обеспечивает усиление эффекта Фарадея, благодаря наложению эффектов локализованного ППП на наночастицах золота и оптического резонанса на оптических таммовских состояниях на границе раздела двухслойная пленка железо-иттриевого граната – пленка золота, что позволяет получить на резонансной длине волны более высокие, чем в прототипе, значения фарадеевского вращения и, соответственно, удельного фарадеевского вращения. Техническое решение может быть использовано для управления когерентными потоками света в устройствах оптоэлектроники и нанофотоники в системах отображения, хранения и передачи информации, при создании датчиков технического и медико-биологического применения.

В [18] предложен магнитоплазмонный сенсор, содержащий диэлектрическое зеркало Брэгга, нанесенное на подложку из плавленого кварца и состоящее из N пар чередующихся диэлектрических слоев с большим и малым показателями преломления, буферный слой с малым показателем преломления с нанесенным на него зеркалом, выполненным в виде пленки золота, призму для ввода излучения со стороны подложки, дополнительно содержит двухслойную пленку висмут-содержащего железо-иттриевого граната толщиной, кратной половине длины волны зондирующего излучения, и буферный слой из диэлектрика с малым показателем преломления, расположенные между диэлектрическим зеркалом Брэгга и зеркалом, выполненным в виде пленки из золота толщиной от 10 до 100 нм. Эта структура обеспечивает усиление эффекта Фарадея, оптической и МО добротности и, следовательно, чувствительности сенсора; может быть использован при создании сенсоров (датчиков) технического и медико-биологического применения.

В [19] предложен магнитоплазмонный сенсор, содержащий диэлектрическое зеркало Брэгга, нанесенное на подложку из плавленого кварца и состоящее из N пар чередующихся диэлектрических слоев с большим и малым показателями преломления, буферный слой с малым показателем преломления с нанесенным на него зеркалом, выполненным в виде металлической пленки, призму для ввода излучения со стороны подложки. Сенсор дополнительно содержит двухслойную пленку висмут-содержащего железо-иттриевого граната толщиной, кратной половине длины волны зондирующего излучения, и буферный слой из диэлектрика с малым показателем преломления, расположенные между диэлектрическим зеркалом Брэгга и зеркалом, выполненным в виде пленки из серебра толщиной от 10 до 100 нм.

За счет усиления эффекта Фарадея повышается чувствительность сенсора и он может быть использован в устройствах технического и медико-биологического назначения.

В [20] предложена структура плазмонного МФК, в которой сочетаются (накладываются) оптический резонанс в микрорезонаторном МФК и плазмонный резонанс на решетке благородного металла, нанесенной на МФК. Плазмонный МФК содержит оптический резонатор с резонансной длиной волны λ_R в виде двух зеркал Брэгга, слои Bi : YIG состава $Bi_{1,0}Y_{2,0}Fe_5O_{12}$ и железо-висмутового граната $Bi_3Fe_5O_{12}$ с суммарной оптической толщиной, кратной половине λ_R , расположенные между зеркалами Брэгга, и металлическую субволновую решетку, размещенную на верхнем зеркале Брэгга (рисунок 12).



1 – кварцевая подложка; 2 и 5 – нижнее и верхнее зеркала Брэгга; 3 – нижний слой Bi: YIG состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{2,0}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ с оптической толщиной $\lambda/8$; 4 – верхний слой BiG с оптической толщиной $3\lambda/8$; 6 – металлическая субволновая решетка; 7 – излучение

Рис. 12. Схематическое изображение плазмонного МФК

Такой плазмонный МФК, благодаря наложению в нем резонансных эффектов различной природы, позволит получать на резонансной длине волны более высокие значения оптических и МО характеристик, чем в МФК без плазмонного эффекта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование МО сред в сочетании с плазмонными структурами, в том числе в составе фотонных кристаллов, позволяет сделать эти структуры управляемыми, влияя на резонансные свойства плазмонной подсистемы. С другой стороны, плазмон-поляритоны могут использоваться для усиления МО эффектов. Эти исследования представляют, как фундаментальный интерес, позволяя проводить изучение особенностей взаимодействия света с магнитными наноструктурами, так и открывают возможности их эффективного практического применения, включая плазмонную и магнитоплазмонную сенсорику, реализацию функций управления световыми потоками.

Следует заметить, что магнитоплазмоника, исследующая резонансы МО эффектов, имеющих плазмонную природу, остается сравнительно мало охваченной областью исследований. В последнее время значительный интерес исследователей вызывают МПК, сочетающие в себе свойства фотонного кристалла, плазмонной и МО сред. Причем весьма перспективными магнитоплазмонными наноструктурами являются структуры, содержащие частицы или решетку из благородного металла, обеспечивающего возбуждение высокодобротного плазмонного резонанса, и магнитный диэлектрик, в частности эпитаксиальную или поликристаллическую пленку висмут-замещенного феррита-граната.

В качестве характеристики современной стадии развития исследований по тематике обзора можно отметить, что внимание исследователей постепенно

перемещается из области фундаментальных исследований к прикладным исследованиям, развиваясь в направлении создания структур для конкретных устройств. Вместе с тем, анализ современной литературы показывает, что такие структуры еще недостаточно изучены, чтобы в полной мере представлять возможности их применения в качестве конкретных устройств управления световыми потоками в интегрально-оптических схемах и в сенсорике.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по базовой части государственного задания (проект № 3.7126.2017/8.9).

Список литературы

1. Plasmon resonance enhancement of Faraday rotation of liquid phase epitaxy grown garnet films populated with gold nanoparticles on the film surfaces / G. S. Lan, D. Bowen, C. Krafft, I. D. Mayergoyz // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 115. 17A932.
2. Garnet composite films with Au particles fabricated by repetitive formation for enhancement of Faraday effect / H. Uchida, Y. Mizutani, Y. Nakai et al. // J. Phys. D : Appl. Phys. 2011. Vol. 44. 064014.
3. Magneto-optical plasmonic Bi: YIG composite films with Ag and Au-Ag alloy particles / Y. Mizutani, H. Uchida, Y. Masuda et al. // J. Magn. Soc. Jpn. 2009. Vol. 33. No. 6-2. Pp. 481–484.
4. Исследование магнитооптического отклика двумерных магнитных плазмонных структур на основе золотых нанодисков в слое феррит-граната / И. А. Колмычек, А. Н. Шайманов, А. В. Барышев, Т. В. Мурзина // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. Вып. 1. С. 50–55.
5. Baryshev A. V., Uchida H., Inoue M. Peculiarities of plasmon-modified magneto-optical response of gold-garnet structures // J. Opt. Soc. Am. B. 2013. Vol. 30. No. 9. Pp. 2371–2376.
6. Transverse magneto-optical Kerr effect in 2D gold-garnet nanogratings / A. V. Chetvertukhin, A. I. Musorin, T. V. Dolgova et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2015. Vol. 383. No. 1. Pp. 110–113.
7. Magnetophotonic crystals : Experimental, realization and applications / M. Inoue, A. V. Baryshev, T. Goto et al. // Magnetophotonics: From theory to applications / M. Inoue, M. Levy, A. V. Baryshev (eds.). Springer, 2013. Pp. 163–190.
8. Photonic crystals / J.-M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, et al. Springer, 2005. 514 p.
9. Magnetophotonic crystals / M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev et al. // J. Phys. D : Appl. Phys. 2006. Vol. 39, No. 8. Pp. R151–R161.
10. Сылгачева Д. А., Хохлов Н. Е. Электромагнитные моды в магнитооптических брэгговских зеркалах // Труды XV Всероссийской школы-семинара "Физика и применение микроволн" имени А. П. Сухорукова (Волны-2015). Секция 10. Метаматериалы и фотонные кристаллы. М. : МГУ, 2015. С. 46–47.
11. Magnetoplasmonics and femtosecond optomagnetism at the nanoscale-review / D. Bossini, V. I. Belotelov, A. K. Zvezdin et al. // ACS Photonics. 2016. Vol. 3. No. 8. Pp. 1385–1400.
12. Поверхностные высокочастотные моды в гетероструктурах «фотонный кристалл–пленка феррита-граната» для сенсорных применений / Д. О. Игнатьева, П. О. Капралов, Г. А. Князев и др. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. Вып. 10. С. 689–694.
13. Magneto-optical plasmonic heterostructure with ultranarrow resonance for sensing applications / D. O. Ignatyeva, G. A. Knyazev, P. O. Kapralov et al. // Sci. Rep. 2016. Vol. 6. 28077.
14. Enhancement of SPR-sensor sensitivity in magnetophotonic plasmonic heterostructures / D. O. Ignatyeva, S. K. Sekatskii, A. N. Kalish, V. I. Belotelov // Progress In Electromagnetics Research Symposium, Prague, Czech Rep. (PIERS 2015): proceedings. Electromagnetics Academy, 2015. Pp. 2296–2300.
15. Патент на полезную модель 154720 РФ, МПК G02F 1/09, B82B 1/00, B82Y 20/00. Магнитоплазмонный кристалл / А. Н. Шапошников, А. Р. Прокопов, А. В. Каравайников, В. И. Белотелов ; заявитель и патентообладатель ФГАОУВО Крымский федеральный

- университет им. В. И. Вернадского. № 2014146608 ; заявл. 19.11.2014 ; опубл. 10.09.2015, Бюл. № 25.
16. Патент на полезную модель 154764 РФ, МПК G02F 1/09, B82B 1/00, МПК B82Y 20/00. Плазмонный магнитофотонный кристалл / А. Н. Шапошников, А. Р. Прокопов, А. В. Каравайников, В. Г. Баряхтар ; заявитель и патентообладатель ФГАОУВО Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского. № 2014146609 ; заявл. 19.11.2014 ; опубл. 10.09.2015, Бюл. № 25.
 17. Патент на полезную модель 158802 РФ, МПК G02F 1/09, B82B 1/00, B82Y 20/00. Плазмонный магнитофотонный кристалл / А. Н. Шапошников, А. Р. Прокопов, А. В. Каравайников, Т. В. Михайлова, В. Н. Бержанский ; заявитель и патентообладатель ФГАОУВО Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского. № 2015135428 ; заявл. 20.08.2015 ; опубл. 20.01.2016, Бюл. № 2.
 18. Патент на полезную модель 169415 РФ, МПК G02F 1/09, B82B 1/00, B82Y 20/00. Магнитоплазмонный сенсор / А. Н. Шапошников, А. Р. Прокопов, А. В. Каравайников, В. Н. Бержанский, Т. В. Михайлова ; заявитель и патентообладатель ФГАОУВО Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского. № 2016117864 ; заявл. 05.05.2016 ; опубл. 16.03.2017, Бюл. № 8.
 19. Патент на полезную модель 173144 РФ, МПК G02F 1/09. Магнитоплазмонный сенсор / А. Н. Шапошников, А. Р. Прокопов, А. В. Каравайников, В. Н. Бержанский, Т. В. Михайлова ; заявитель и патентообладатель ФГАОУВО Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского. № 2016147603 ; заявл. 05.12.2016 ; опубл. 14.08.2017, Бюл. № 23 ; приоритет 05.05.2016, № 2016117864 (РФ).
 20. Патент на полезную модель 150130 РФ, МПК C30B 30/00. Плазмонный магнитофотонный кристалл / А. Н. Шапошников, В. Н. Бержанский, А. Р. Прокопов, А. В. Каравайников ; заявитель и патентообладатель ФГАОУВО Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского. № 2014149449 ; заявл. 08.10.2014 ; опубл. 27.01.2015, Бюл. № 3 ; приоритет 04.04.2012, № u201204155 (Украина).
-

MAGNETOPLASMON STRUCTURES (REVIEW). PART 2

Basiladze G. D., Berzhansky V. N., Nedviga A. S., Shaposhnikov A. N.

Physics and Technology Institute, V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol 295007, Russia

**E-mail: nedviga@list.ru*

The results on the creation and investigation of magnetoplasmonic nanostructures based on magneto-optical films of garnet ferrite and photonic crystals are presented. The structures considered have high values of the transmittance and specific Faraday rotation in the visible and near infrared regions of the optical spectrum.

Keywords: plasmon resonance, magnetoplasmonics, garnet film, magnetophotonic crystal, plasmonic nanostructure.

References

1. G. S. Lan, D. Bowen, C. Krafft, I. D. Mayergoyz, *J. Appl. Phys.* **115**, 17A932 (2014).
2. H. Uchida, Y. Mizutani, Y. Nakai, A. A. Fedyanin, M. Inoue, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 064014 (2011).
3. Y. Mizutani, H. Uchida, Y. Masuda, A. V. Baryshev, M. Inoue, *J. Magn. Soc. Jpn.* **33**, No. 6-2, 481–484 (2009).
4. I. A. Kolmychek, A. N. Shaimanov, A. V. Baryshev, T. V. Murzina, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **102**, No. 1, 50–55 (2015) [in Russian]. [*JETP Letters* **102**, Issue 1, 46–50 (2015)].
5. A. V. Baryshev, H. Uchida, M. Inoue, *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, No. 9, 2371–2376 (2013).

6. A. V. Chetvertukhin, A. I. Musorin, T. V. Dolgova, H. Uchida, M. Inoue, A. A. Fedyanin, *J. Magn. Magn. Mater.* **383**, No. 1, 110–113 (2015).
7. M. Inoue, A. V. Baryshev, T. Goto, S. M. Baek, S. Mito, H. Takagi, P. B. Lim, “Magnetophotonic crystals: Experimental, realization and applications” in *Magnetophotonics: From theory to applications*, M. Inoue, M. Levy, A. V. Baryshev (eds.), (Springer, 2013) pp. 163–190.
8. J.-M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.-M. Gerard, D. Maystre, A. Tchebnokov, *Photonic crystals* (Springer, 2005).
9. M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P. B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina A. Granovsky, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, No. 8, R151–R161 (2006).
10. D. A. Sylgacheva, N. E. Khokhlov, “Elektromagnitnye mody v magnitoopticheskikh breggovskikh zerkalakh” [Electromagnetic modes in magneto-optical Bragg mirrors] in *Trudy XV Vserossiyskoy shkoly-seminara “Fizika i primeneniye mikrovoln” (Volny-2015). Sektsiya 10. Metamaterialy i fotonnye kristally*, (Moscow State University, 2015) pp.46–47 [in Russian].
11. D. Bossini, V. I. Belotelov, A. K. Zvezdin, A. N. Kalish, A. V. Kimel, *ACS Photonics* **3**, No. 8, 1385–1400 (2016).
12. D. O. Ignatyeva, P. O. Kapralov, G. A. Knyazev, S. K. Sekatskii, G. Dietler, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, K. Alameh, V. I. Belotelov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **104**, No. 10, 689–694 (2016) [in Russian]. [*JETP Letters* **104**, Issue 10, 679–684 (2016)].
13. D. O. Ignatyeva, G. A. Knyazev, P. O. Kapralov, G. Dietler, S. K. Sekatskii, V. I. Belotelov, *Sci. Rep.* **6**, 28077 (2016).
14. D. O. Ignatyeva, S. K. Sekatskii, A. N. Kalish, V. I. Belotelov, “Enhancement of SPR-sensor sensitivity in magnetophotonic plasmonic heterostructures” in *Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings, Prague, Czech Rep. (PIERS 2015)*, (Electromagnetics Academy, 2015) pp. 2296–2300.
15. A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, V. I. Belotelov, RF Patent No. 154720, Byull. No. 25 (2015).
16. A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, V. G. Bar'yakhtar, RF Patent No. 154764, Byull. No. 25 (2015).
17. A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, T. V. Mikhailova, V. N. Berzhansky, RF Patent No. 158802, Byull. No. 2 (2016).
18. A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, V. N. Berzhansky, T. V. Mikhailova, RF Patent No. 169415, Byull. No. 8 (2017).
19. A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, V. N. Berzhansky, T. V. Mikhailova, RF Patent No. 173144, Byull. No. 23 (2017).
20. A. N. Shaposhnikov, V. N. Berzhansky, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, RF Patent No. 150130, Byull. No. 3 (2015).

Поступила в редакцию 01.04.2018 г. Принята к публикации 26.04.2018 г.
Received April 01, 2018. Accepted for publication April 26, 2018

УДК 535.42

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА И АНАЛИЗ
ФРАКТАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ РЕГУЛЯРНЫХ И НЕРЕГУЛЯРНЫХ
ФРАКТАЛОВ**

Шостка В. И.¹, Шостка Н. В.², Доненко И. Л.¹

¹ *Физико-технический институт, Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского, Симферополь, 295007, Россия*

² *Департамент научно-исследовательской деятельности, Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского, Симферополь, 295007, Россия*

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

Для описания распределения интенсивности света и анализа фрактальной геометрии регулярных и нерегулярных фракталов, применяемых в оптоэлектронных устройствах, представляют интерес фрактальные распределения интенсивности излучения в зависимости от расположения и порядка генерации фракталов. В данной работе приведены численное моделирование дифракции излучения, прошедшего регулярные и нерегулярные геометрические фракталы, и впервые построены 3D модели пространственных фотонных кристаллов, сформированных на основе полученных экспериментальных данных.

Ключевые слова: геометрические фракталы, прототипирование и компьютерное моделирование.

PACS: 42.25.Fx

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы уделяется особое внимание фрактальной геометрии для анализа и описания распределения интенсивности света для различных оптоэлектронных устройств, применяемых в современных нанобиотехнологиях и медицинской технике.

Предложенные в настоящее время методы исследования фрактальных размерностей эффективны только для плоских регулярных фракталов различных типов. Задача, связанная с изучением дифракции на плоских амплитудных фрактальных структурах, актуальна для исследований многих видов объектов, характеризующихся фрактальными свойствами. Это связано с тем, что в области дифракции в задней фокальной плоскости оптической системы, пространственный спектр фрактального объекта может обладать свойствами самоподобия. При этом интенсивность, соответствующих деталей исследуемой структуры, вносит существенный вклад в суммарную интенсивность. Таким образом использование фрактальных масок вместо традиционных пространственных фильтров может существенно повысить чувствительность оптического тракта к амплитудным и (или) фазовым искажениям, вносимым исследуемым объектом [1]. Однако, на практике далеко не все фракталы являются регулярными и зачастую не обладают статистическим самоподобием [2–5]. Фракталы являются объектом пристального внимания ученых в различных областях научного знания, в том числе и в оптике. Интерес к теоретическому и экспериментальному изучению дифракции лазерного

излучения на плоских фракталах обусловлен, прежде всего, возможностями их практического применения. В последние годы большинство работ по оптике посвящено дифракции Фраунгофера, в частности, показано, что фрактальные дифракционные решетки обладают рядом преимуществ по сравнению с двумерными периодическими структурами, т. к. в суммарную интенсивность дифракционной картины существенный вклад вносят высокие пространственные частоты, соответствующие мельчайшим деталям фрактала [5]. Одной из известных фрактальных структур, применяемых в оптике, является фрактальная зонная пластина [2, 7–13], применяемая для формирования изображения, в основном, в терагерцевой томографии [3] и микроскопии мягкого рентгеновского излучения [5, 6]. Главной особенностью ФЗП является возможность производить многократные фокусы. Основная доля этих фокусов совпадает с распределением, формируемым стандартной зонной пластинкой, но внутренняя структура каждого фокуса имеет характерную структуру, воспроизводя самоподобие, связанное с фрактальностью самой пластинки. Самоподобие как основная характеристика фрактала означает, что он более или менее единообразно устроен в широком диапазоне масштабов [14].

Особый интерес представляют структуры изображений, сформированные регулярными и нерегулярными транспарантами, а также фрактальные распределения интенсивности излучения в зависимости от координаты и порядка генерации фрактала.

В связи, с чем **целью** данной работы является:

- формирование и исследование структуры фрактального распределения интенсивности излучения, прошедшего транспарант типа ковра Серпинского и спиралевидный транспарант;
- оценка фрактальной размерности полученных отображений вблизи фокусного расстояния линзы Френеля.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРЫ ФРАКТАЛЬНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ КАРТИНЫ

С практической точки зрения важно, что в наиболее простом случае небольшая часть фрактала содержит информацию обо всем фрактале. В связи с чем в качестве регулярного транспаранта и был выбран ковер Серпинского, который формируется из квадрата последовательным вырезанием срединных квадратов. Поскольку вырезаемые квадраты располагаются все более часто, то в результате на ковре Серпинского не будет ни одного, даже самого маленького, квадрата без дырки (рис. 1).

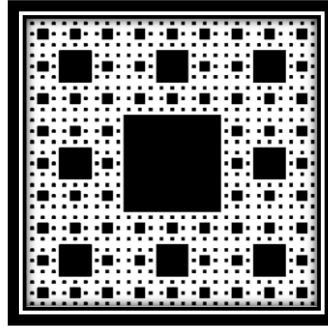


Рис. 1. «Дырявый» квадратный ковер Серпинского

В качестве нерегулярного транспаранта нами был выбран спиралевидный транспарант, применяемый в сингулярной оптике для формирования световых полей с ненулевым угловым моментом.

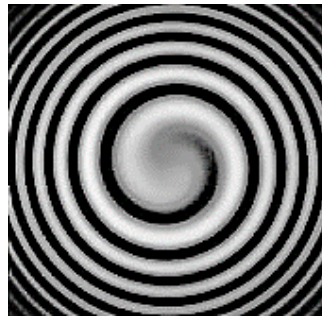


Рис. 2. Нерегулярный спиралевидный транспарант

В работе [15] показано, что пространственное распределение интенсивности в дифракционной картине подчиняется закону:

$$I(r) \sim r^{-D},$$

где I – интенсивность, r – осевая или продольная координата.

Выбранные фрактальные объекты характеризуются существенно различными фрактальными размерностями. Фрактальной размерностью называется число, учитывающее изменения в деталях объекта с изменением масштаба, которую можно оценить с помощью выражения:

$$D = \frac{\ln N(r)}{\ln r},$$

где $N(r)$ – минимальное число n -мерных подобных фигур, необходимых для покрытия основного объекта [16].

Схема установки для экспериментального исследования лазерного излучения, прошедшего транспарант типа ковра Серпинского и нерегулярный спиралевидный транспарант, представлена на рис. 3.

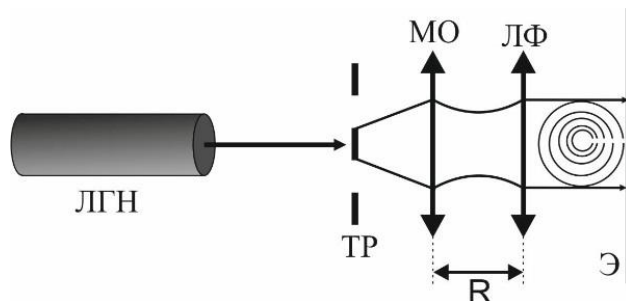


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для изучения фрактального распределения интенсивности лазерного излучения вблизи фокусного расстояния линзы Френеля: ЛГН – гелий-неоновый лазер ЛГН 208А; ТР – транспарант; МО – микрообъектив микроскопа; ЛФ – линза Френеля; Э – экран

Линейнополяризованное излучение гелий-неонового лазера ЛГН 208 А ($\lambda = 0,6328$ мкм, мощностью $W = 2$ мВт) попадает на транспарант ТР, и при помощи микрообъектива МО, расширяющего пучок излучения, формирует изображение вблизи фокусного расстояния линзы Френеля ЛФ на экране Э, и регистрируется с помощью CCD-камеры. При различных вариациях расстояния R изменяется вид дифракционных картин, сформированных системой микрообъектив – линза Френеля на экране Э. На основе экспериментальных картин, распределения интенсивности и разбивки каждой дифракционной картины изображений транспарантов на бесконечное множество пикселей рассчитывается их фрактальная размерность при изменении порядка возбуждения и осевой координаты R вблизи фокуса линзы Френеля.

На рис. 4 представлена полученная в эксперименте зависимость интенсивности дифракционных картин, сформированных системой микрообъектив – линза Френеля, от осевой координаты R при прохождении лазерного излучения через регулярный транспарант – ковер Серпинского.

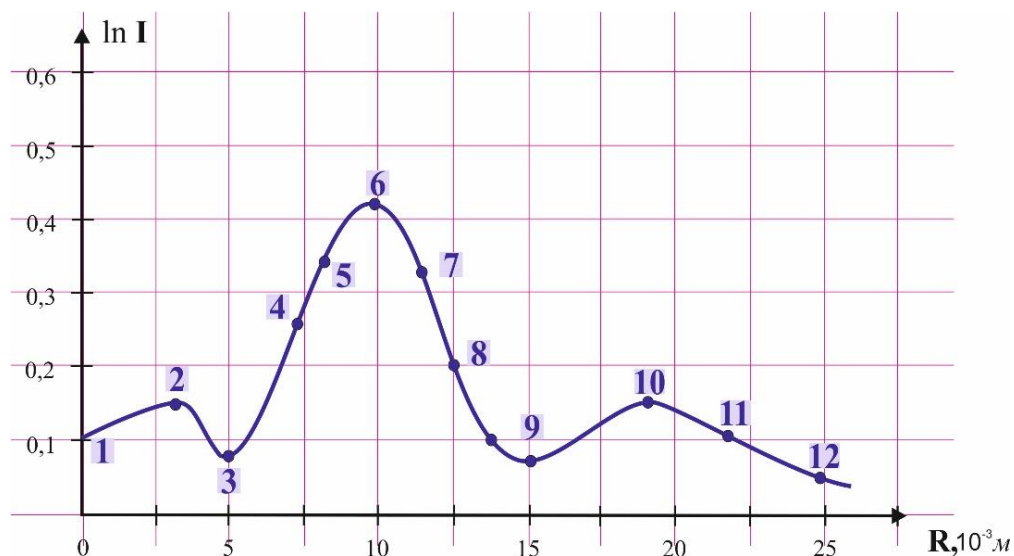


Рис. 4. Зависимость интенсивности фрактальных дифракционных картин регулярного транспаранта – ковра Серпинского при изменении осевой координаты R (R отсчитывается от транспаранта ТР) вблизи фокуса системы микрообъектив – линза Френеля

Эволюция структуры полученных фрактальных дифракционных картин, соответствующих точкам интенсивности транспаранта – ковра Серпинского, полученных вблизи фокуса системы микрообъектив – линза Френеля приведена на рис. 5.

Зависимость изменения фрактальной размерности экспериментально полученных дифракционных картин приведена на рис. 6.

Анализ результатов соответствующих фрактальных отображений и интенсивностей, а также построенное по ним распределение фрактальной размерности в зависимости от осевой координаты R (рис. 6), что фрактальная дифракционная картина не разрушается и сохраняется вблизи первого и второго фокусов системы микрообъектив – линза (рис. 5.3 и 5.9), а также вблизи максимума интенсивности (рис. 5.5 и 5.7).

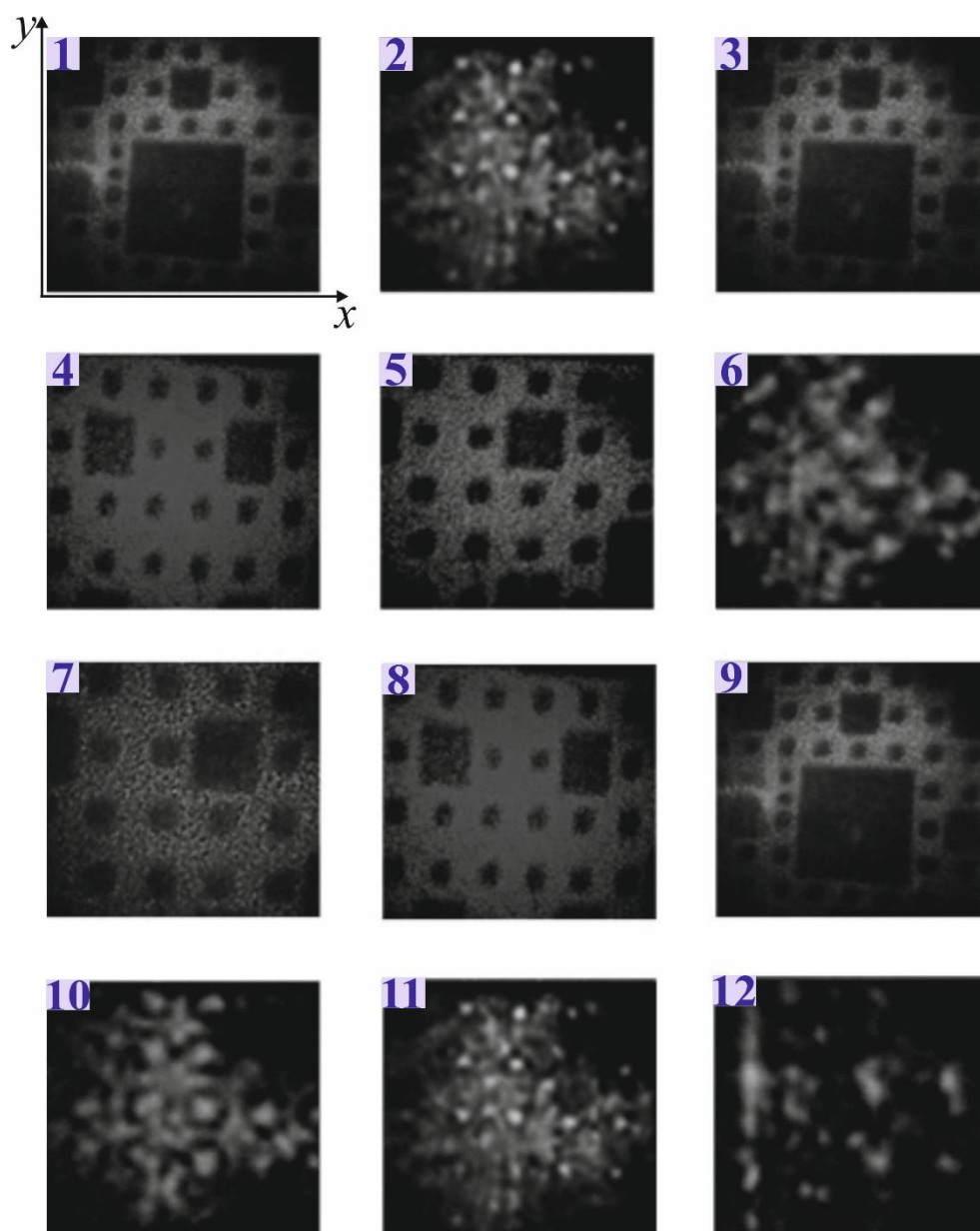


Рис. 5. Эволюция структуры полученных фрактальных дифракционных картин, соответствующих точкам интенсивности транспаранта – ковра Серпинского, полученных вблизи фокуса системы микрообъектив – линза Френеля

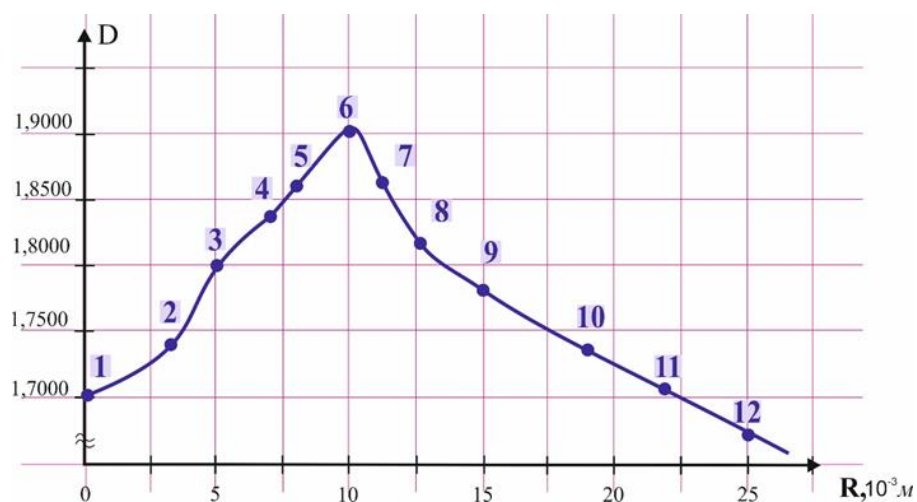


Рис. 6. Распределение фрактальной размерности дифракционных отображений ковра Серпинского от осевой координаты R системы микробъектив – линза Френеля

Для сравнения были проведены эксперименты для нерегулярного спиралевидного транспаранта. Зависимость изменения интенсивности фрактальных дифракционных картин, полученных при прохождении лазерного излучения через спиралевидный транспарант при изменении осевой координаты системы микробъектив – линза Френеля приведена на рис. 7.



Рис. 7. Зависимость изменения интенсивности фрактальных дифракционных картин, полученных при прохождении лазерного излучения через спиралевидный транспарант при изменении осевой координаты R системы микробъектив – линза Френеля

Эволюция структуры соответствующих фрактальных дифракционных картин спиралевидного транспаранта вблизи фокуса системы микрообъектив – линза Френеля приведена на рис. 8.

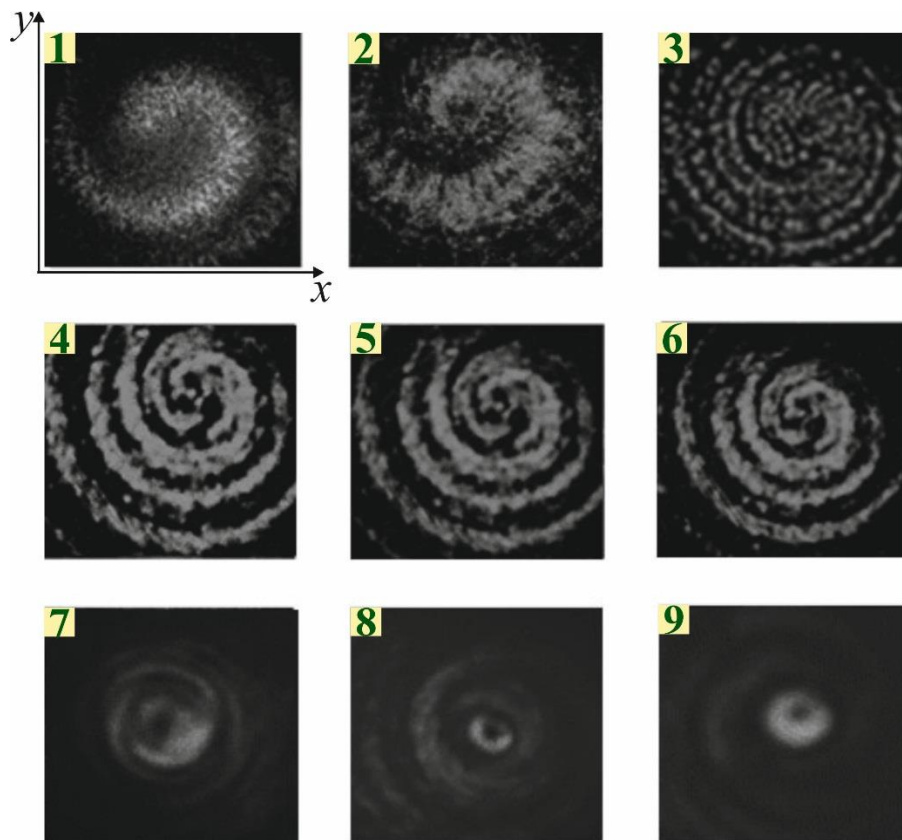


Рис. 8. Эволюция структуры фрактальных дифракционных картин спиралевидного транспаранта вблизи фокуса системы микрообъектив – линза Френеля

Корреляция структуры фрактальной размерности наблюдается в двойном фокусе в отличие от ковра Серпинского, т.к. спиралевидный транспарант является нерегулярным, в связи с чем при прохождении двойного фокусного расстояния микрообъектива на линзе Френеля получается инверсное изображение, а в фокусе спираль трансформируется в двойную спираль. При дальнейшем сканировании изображений спиралевидного транспаранта за двойным фокусом линзы Френеля наблюдается разрушение фрактальной структуры его дифракционной картины.

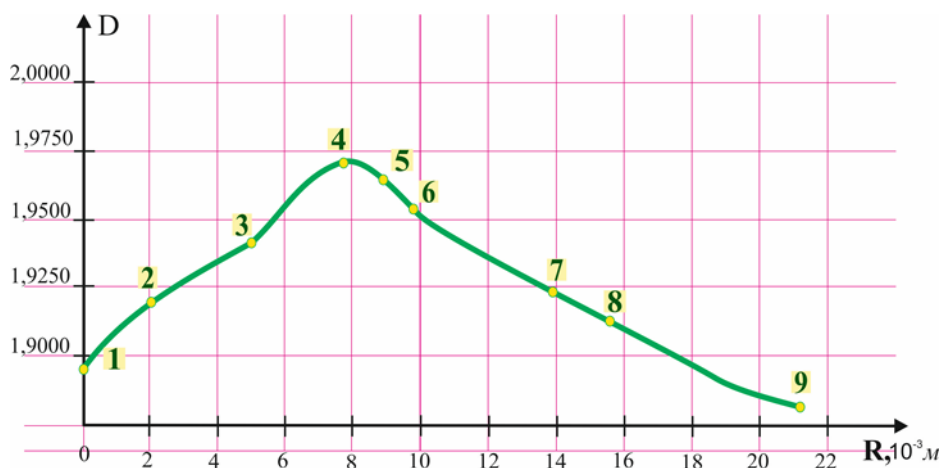


Рис. 9. Зависимость фрактальной размерности для спиралевидного прозрачного при изменении осевой координаты R системы микрообъектив – линза Френеля

Данные дифракционные картины эволюции структуры фрактальных отображений построены на основе 150 итераций изображений. При определенных итерациях обнаружены области неустойчивости ($R \geq 14 \cdot 10^{-3} \text{ м}$), в которых наблюдается разрушение фрактальной картины отображения прозрачных, сформированных системой микрообъектив – линза Френеля, при прохождении через них лазерного излучения.

На основании экспериментальных данных впервые были построены 3D-модели фотонных кристаллических структур ковра Серпинского и спиралевидного прозрачного (рис. 10) [17, 18].

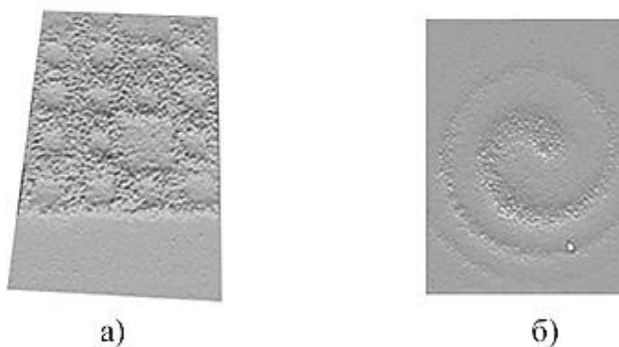


Рис. 10. Трехмерные модели фотонных кристаллических структур ковра Серпинского (а) и спиралевидного прозрачного (б)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных экспериментов обнаружено, что структура фрактальной размерности транспаранта ковер Серпинского не разрушается вблизи фокуса системы микрообъектив – линза Френеля.

Для спиралевидного транспаранта в отличие от ковра Серпинского при прохождении через систему микрообъектив – линза Френеля лазерного излучения вблизи фокуса формируется изображение двойной спирали, а в двойном фокусе системы – ее инверсное изображение. За двойным фокусным расстоянием фрактальная структура полностью разрушается.

На основании экспериментальных данных впервые были построены 3D-модели фотонных кристаллических структур ковра Серпинского и спиралевидного транспаранта.

Результаты распределения интенсивностей дифракционных картин и данные фрактальных размерностей могут найти применение в компьютерном прототипировании и моделировании голографических изображений, а также в компьютерной графике.

Список литературы

1. Смирнов Б. М. Физика фрактальных кластеров. М. : Наука, 1991. 134 с.
2. О принципах амплитудной и амплитудно-фазовой пространственной фильтрации. / А. А. Зинчик, Я. Б. Музыченко, С. К. Стафеев // Известия вузов. Приборостроение. 2007. Т. 50, № 7. С. 46–52.
3. Fractal zone plates / G. Saavedra, W. D. Furlan, J. A. Monsoriu // Opt. Lett. 2003. Vol. 28, No. 12. P. 971–973.
4. Terahertz tomographic imaging with a Fresnel lens / S. Wang, X. Zhang // Opt. Photon. News. 2002. No. 13. P. 59.
5. Sharper images by focusing soft x-rays with photon sieves / L. Kipp, M. Skibowski, R. L. Johnson, R. Berndt, R. Adelung, S. Harm and R. Seemann // Nature. 2001. No. 414. P. 184–188.
6. Achromatic Fresnel optics for wideband extreme-ultraviolet and X-ray imaging / Y. Wang, W. Yun, C. Jacobsen // Nature. 2003. No. 424. P. 50–53.
7. Calculation of the focusators into a longitudinal line segment and study of a focal area / S. N. Khonina, V. V. Kotlyar, V. A. Soifer // J. Modern Optics. 1993. Vol. 40(5). P. 761–769.
8. Расчет фрактальной размерности регулярных фракталов по картине дифракции в дальней зоне / А. А. Зинчик, Я. Б. Музыченко, А. В. Смирнов, С. К. Стафеев // Научно-технический вестник Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики. 2009. Вып. 60. № 2. С. 17–23.
9. Бинарная линза: исследование локальных фокусов / С. Н. Хонина, А. В. Устинов, Р. В. Скиданов // Компьютерная оптика. 2011. Т. 35, № 3. С. 339–346.
10. Расчёт линз для формирования параксиального продольного распределения в соответствии с их пространственным спектром / С. Н. Хонина, А. В. Устинов // Компьютерная оптика, 2013. Т. 37, № 2. С. 193–202.
11. Diffractive paper lens for terahertz optics / A. Siemion, M. Makowski, J. Suszek, J. Bomba, A. Czerwinski, F. Garet, J.-L. Coutaz and M. Sypek // Opt. Lett. 2012. Vol. 37. P. 4320–4322.
12. Фокусирующие свойства фрактальных зонных пластинок / Я. Б. Музыченко, А. А. Зинчик, С. К. Стафеев // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2010. Вып. 6 (70). С. 22–27.
13. Расчет фрактальной размерности регулярных фракталов по картине дифракции в дальней зоне / А. А. Зинчик, Я. Б. Музыченко, А. В. Смирнов, С. К. Стафеев // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2009. Вып. 2 (60). С. 17–23.

14. Фрактальные структуры в лазерном факеле / Н. Е. Каск, С. В. Мичурин, Г. М. Федоров // Квантовая электроника. Вып. 33. № 1. 2017. С. 57–68.
 15. Вольф Э., Борн М. Основы оптики. М. : Наука, 1970. 856 с.
 16. Божокин С. В., Паршин Д. А. Фракталы и мультифракталы. Ижевск : «РХД», 2013. 128 с.
 17. Эволюция фрактальных отображений световых полей и 3D-моделирование фотонных кристаллов / В. И. Шостка, А. В. Воляр, И. Л. Доненко // Материалы Всероссийского открытого конкурса студентов вузов и молодых исследователей. Тамбов, 2017. С. 49–52.
 18. Виртуальное моделирование и исследование оптических фрактальных отображений / И. Л. Доненко, В. И. Шостка // Сборник : Виртуальное моделирование, прототипирование и промышленный дизайн. Материалы IV Международной научно-практической конференции. 2017. С. 553–556.
-

DISTRIBUTION OF LIGHT INTENSITY AND ANALYSIS OF FRACTAL GEOMETRY OF REGULAR AND IRREGULAR FRACTALS

Shostka V. I.¹, Shostka N. V.², Donenko I. L.¹

¹*Institute of Physics and Technology, V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol 295007, Russia*

²*Scientific research department, V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol 295007, Russia*

*E-mail: vshostka@yandex.ru

When analyzing the geometry of regular and irregular fractals used in optoelectronic devices, it is of interest to distribute the intensity of fractals depending on their arrangement and order of generation. This paper presents the results of numerical modeling of the diffraction of radiation transmitted through regular and irregular fractals. For the first time-built 3D models of photonic crystals, created in result of the experiments.

Key words: geometric fractals, prototyping and computer modeling.

Reference

1. Smirnov B. M., *Fizika fraktal'nykh klasterov [Physics of fractal clusters]* (Nauka, Moscow, 1991) [in Russian].
2. A. A. Zinchik, Ya. B. Muzychenko, S. K. Stafeyev, *Izvestiya vuzov. Priborostroyeniye*, **50**, No. 7, 46–52 (2007) [in Russian].
3. G. Saavedra, W. D. Furlan, J. A. Monsoriu, *Opt. Lett.* **28**, No. 12, 971–973 (2003).
4. S. Wang, X. Zhang, *Opt. Photon. News*. No. 13, 59 (2002).
5. L. Kipp, M. Skibowski, R. L. Johnson, R. Berndt, R. Adelung, S. Harm and R. Seemann, *Nature*. No. 414, 184–188 (2001).
6. Y. Wang, W. Yun, C. Jacobsen, *Nature*. No. 424, 50–53, (2003).
7. S. N. Khonina, V. V. Kotlyar, V. A. Soifer, *J. Modern Optics*. **40** (5), 761–769 (1993).
8. A. A. Zinchik, Ya. B. Muzychenko, A. V. Smirnov, S. K. Stafeyev, *Sci. Tech. J. Inf. Technol. Mech. Opt.* **60**, No. 2, 17–23 (2009) [in Russian].
9. S. N. Khonina, A. V. Ustinov, R. V. Skidanov, *Computer Optics*. **35**, No. 3, 339–346 (2011) [in Russian].
10. S. N. Khonina, A. V. Ustinov, *Computer Optics*, **37**, No. 2, 193–202 (2013) [in Russian].
11. A. Siemion, M. Makowski, J. Suszek, J. Bomba, A. Czerwinski, F. Garet, J.-L. Coutaz, and M. Sypek, *Opt. Lett.* **37**, 4320–4322 (2012).

12. Ya. B. Muzychenko, A. A. Zinchik, S. K. Stafeyev, *Sci. Tech. J. Inf. Technol. Mech. Opt.* **6** (70), 22–27 (2010) [in Russian].
13. A. A. Zinchik, Ya. B. Muzychenko, A. V. Smirnov, S. K. Stafeyev, *Sci. Tech. J. Inf. Technol. Mech. Opt.* **2** (60), 17–23 (2009) [in Russian].
14. N. Ye. Kask, S. V. Michurin, G. M. Fedorov, *Kvantovaya elektronika* **33**, No. 1, 57–68 (2017) [in Russian].
15. E. Vol'f, M. Born, *Osnovy optiki* [Basis of optics] (Nauka, Moscow, 1970) [in Russian].
16. S. V. Bozhokin, D. A. Parshin, *Fraktaly i mul'tifraktaly* [Fractals and multifractals] (RKHD, Izhevsk, 2013) [in Russian].
17. V. I. Shostka, A. V. Volyar, I. L. Donenko, “Evolution of Fractal Mappings of Light Fields and 3D Modeling of Photonic Crystals” in *Abstracts “Materialy Vserossiyskogo otkrytogo konkursa studentov vuzov i molodykh issledovateley”* (Tambov, 2017) p. 49–52. [in Russian].
18. I. L. Donenko, V. I. Shostka, “Virtual modeling and investigation of optical fractal mappings” in *Abstracts “Virtual'noye modelirovaniye, prototipirovaniye i promyshlenny dizayn”* (2017) p. 553–556. [in Russian].

Поступила в редакцию 07.03.2018 г. Принята к публикации 20.04.2018 г.
Received March 07, 2018. Accepted for publication April 20, 2018

УДК 535.55

МОДЫ СЛАБОНАПРАВЛЯЮЩИХ ЦИРКУЛЯРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН С КРУТИЛЬНЫМИ МЕХАНИЧЕСКИМИ НАПРЯЖЕНИЯМИ

Алексеев К. Н., Баршак Е. В., Викулин Д. В., Яворский М. А.

Физико-технический институт, Крымский федеральный университет имени
В. И. Вернадского, Симферополь 295007, Россия
*E-mail: lena.barshak@gmail.com

Данная статья представляет собой краткий обзор научных публикаций, посвященных изучению слабонаправляющих циркулярных оптических волокон с крутильными механическими напряжениями, возникающими вследствие скрутки волокна вокруг его оси. Приведены основные результаты исследований структуры фундаментальных мод, а также мод высших порядков с азимутальным числом $|l| \geq 1$. Приведен анализ спектра постоянных распространения мод волокна. В обзоре отдельно выделен вопрос о распространении оптических вихрей в таких волокнах.

Ключевые слова: идеальные оптические волокна, крутильные механические напряжения, оптические вихри, орбитальный угловой момент, полный угловой момент, передача информации.

PACS: 42.81

ВВЕДЕНИЕ

Волоконная оптика – классическое направление оптики, в настоящее время переживает новый бурный этап развития, открывающий перспективы как для новых фундаментальных исследований, так и для возникновения самых передовых технологий. Прежде всего это связано с осознанием того факта, что относительно недавно открытые оптические вихри (ОВ) [1] – особые решения волнового уравнения – принадлежат к семейству мод высших порядков некоторых типов оптических волокон [2–10]. Так, первый практический интерес к ОВ в волокнах был связан с возможностью создания сверхчувствительных датчиков физических величин [11–12]. В настоящее же время фокус внимания исследователей сместился, и следует отметить все возрастающий интерес к использованию высших мод оптических волокон в информационных технологиях. Действительно, известно, что ОВ переносят орбитальный угловой момент (ОУМ) [13–22], который в практически важных случаях определяется топологическим зарядом ОВ ℓ , при этом $\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, что дает возможность использовать теоретически неограниченные степени свободы излучения, позволяя таким образом значительно повысить информационную пропускную способность канала связи, используя для кодирования данных «орбитальные» степени свободы излучения. Кроме того, важным преимуществом такого способа передачи информации является достижение принципиально нового уровня защиты данных [15], связанного с тем что передающаяся информация представляется в виде суперпозиции многих чистых состояний лазерного пучка с разными значениями ОУМ, возможность точного измерения которых зависит от юстировки приемника [13], а также от ограничения угловой апертуры пучка [15].

Естественно, для расширения сферы применения оптических волокон и улучшения их практических характеристик требуется всестороннее исследование влияния различных факторов на распространение света в волокнах. Это особенно критично в связи с «неустойчивостью» ОВ – их топологическая структура легко разрушается при распространении в обычных циркулярных волокнах под воздействием определенных внешних факторов. Тем не менее, перспективность ОВ побуждает искать новые возможные модификации оптических волноводов для их стабильной передачи. Среди таких возможных модификаций можно выделить хорошо известные в волоконной оптике крутильные механические напряжения (КМН), которые возникают вследствие скрутки волокна вокруг его оси. Важно отметить, что КМН могут наводиться в оптическом волокне в процессе его эксплуатации или изготовления, в том числе контролируемо для задания требуемых параметров и свойств образца. Кроме того, в работе [23] показано, что КМН в определенной степени присутствуют в любом реальном волокне, если оно подвергается скручиванию, поэтому всестороннее исследование действия КМН представляется закономерным важным шагом для целостного развития волоконной сингулярной оптики.

1. ВЛИЯНИЕ КРУТИЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ МОДЫ ЦИРКУЛЯРНОГО ВОЛОКНА

Вопрос о влиянии скрутки оптического волокна на распространение света в нем привлекал внимание ученых достаточно давно. В качестве основной модели оптического волновода с КМН рассматривали идеальное (циркулярное) волокно, подвергнутое однородной скрутке относительно своей оси. Отметим, что под циркулярным волокном принято подразумевать оптически изотропную диэлектрическую структуру круглого поперечного сечения, состоящую из сердцевины конечного радиуса и бесконечной оболочки (рис. 1).

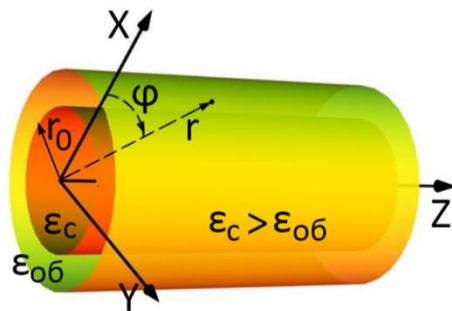


Рис. 1. Модель идеального (циркулярного) оптического волокна

Диэлектрическую проницаемость циркулярного волокна обычно представляют в следующем виде [24]:

$$\varepsilon_{\text{цв}}(r) = \varepsilon_c [1 - 2\Delta f(r)], \quad (1)$$

где функция $f(r)$ определяет распределение показателя преломления среды; $\Delta = (\varepsilon_c - \varepsilon_{\text{об}})/2\varepsilon_c$ – высота профиля диэлектрической проницаемости, для слабонаправляющих волокон $\Delta \ll 1$; ε_c и $\varepsilon_{\text{об}}$ – значения диэлектрической проницаемости в сердцевине и оболочке волокна, соответственно; предполагается цилиндрическая система координат (r, φ, z) .

В результате скрутки волокна, диэлектрическая проницаемость (1) преобразуется к следующему виду:

$$\hat{\varepsilon}_{\text{цв}}(r, \varphi) = \varepsilon_{\text{цв}}(r) \hat{1} + \hat{\varepsilon}_{\text{КМН}}(r, \varphi). \quad (2)$$

где $\hat{\varepsilon}_{\text{КМН}}(r, \varphi) = \delta\varepsilon_{\text{КМН}} R \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 0 & -\cos \varphi \\ \sin \varphi & -\cos \varphi & 0 \end{pmatrix}$ – малая тензорная поправка,

вызванная КМН, $\delta\varepsilon_{\text{КМН}} = qp_{44}\varepsilon_c^2 r_0$, $p_{44} \approx -0,075$ (для кварца), $q = 2\pi/H$, H – шаг скрутки, $R = r/r_0$, r_0 – радиус сердцевины волокна.

В пионерской работе Ульриха и Саймона [25] исследовалось влияние скрутки волокна на поляризацию света в простейшем одномодовом волокне. Было показано, что под воздействием скрутки посредством явления фотоупругости в изначально идеальном оптическом волокне возникает циркулярное двулучепреломление, в результате чего фундаментальные моды оказываются право- и левоциркулярно поляризованными полями, распространяющимися с разными фазовыми скоростями. Другими словами, КМН снимают вырождение основной моды по спиновому угловому моменту (СУМ). Такая структура собственных полей и их постоянных распространения приводит к появлению эффекта вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света, возбужденного на входном торце, при его эволюции по скрученному волокну. Детектирование данного вращения и измерение величины теоретически предсказанного угла поворота легло в основу экспериментального подтверждения развитой теории [25, 26].

Еще одним важным достижением теории волокон с КМН является установление того факта, что для учета индуцированной скруткой циркулярной анизотропии, как видно из выражения (2) и слагаемого $\hat{\varepsilon}_{\text{КМН}}(r, \varphi)$, необходимо принимать во внимание продольную компоненту поля, которая для слабонаправляющих волокон значительно меньше поперечных составляющих, и которой поэтому обычно пренебрегают. Это, в известном смысле, придает данному эффекту постпараксиальный характер.

2. ВЛИЯНИЕ КРУТИЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ВЫСШИЕ МОДЫ ЦИРКУЛЯРНОГО ВОЛОКНА

На сколько нам известно, впервые проблема мод высших порядков циркулярных волокон с КМН была поднята в работе [27], в которой автор использовал теорию связанных мод для описания влияния КМН на сердцевинные и оболочечные моды с произвольным значением азимутального числа. В частности, были установлены и проанализированы коэффициенты связи невозмущенных полей – мод циркулярного волокна. Кроме того, автор рассмотрел воздействие КМН на резонансную связь сердцевинных и оболочечных мод в так называемых длиннопериодических волоконных решетках. Однако наряду с неоспоримой важностью, существенным, даже критическим, недостатком данной работы является тот факт, что автором использовался некорректный вид векторного волнового уравнения, неподходящий для исследования оптических сред с тензорным показателем преломления, к числу которых относятся и волокна с КМН. Кроме того, в данной работе не был идентифицирован и физически проанализирован вид самих мод и их постоянных распространения скрученных волокон, что делает практически невозможным анализ распространения в них ОВ [28].

Существенный шаг в преодолении описанных проблем был сделан в работах [29, 30], где был предложен альтернативный метод исследования скрученных волокон, основанный на применении теории возмущений к векторному волновому уравнению, которое для тензора диэлектрической проницаемости (2), представимом как $\hat{\epsilon} = \bar{\epsilon} \cdot \hat{1} + \delta\hat{\epsilon}$, корректно записывается в виде:

$$\left(\Delta + k^2 \hat{\epsilon}(x, y, z) \right) \mathbf{E}(x, y, z) = -\nabla \left[(\mathbf{E} \cdot \nabla \ln \bar{\epsilon}) + qp_{44} \epsilon_c r \left(\sin \varphi \frac{\partial E_x}{\partial z} + \cos \varphi \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \right], \quad (3)$$

где $k = 2\pi / \lambda$ – волновой вектор в вакууме, λ – длина волны, $\mathbf{E}(x, y, z)$ – вектор напряженности электрического поля. Этот метод позволил установить непосредственный вид как фундаментальных мод, так и мод высших порядков с азимутальным числом $|\ell| \geq 1$ слабонаправляющих циркулярных оптических волокон с КМН с учетом спин-орбитального взаимодействия (СОВ). Было показано, что моды с азимутальным числом $|\ell| = 1$ циркулярного волокна с КМН представлены двумя ОВ с топологическими зарядами $\ell = \pm 1$ и стандартными азимутально поляризованной ТЕ и радиально поляризованной ТМ модами:

$$|1, 1\rangle, \quad |-1, -1\rangle, \quad |TE\rangle, \quad |TM\rangle, \quad (4)$$

где $|\sigma, \ell\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\ell\varphi} \text{col} \left(F_\ell(r), i\sigma F_\ell(r), \frac{i}{\beta_r r} [rF'_\ell - \sigma\ell F_\ell(r)] e^{i\sigma\varphi} \right)$, первый индекс $\sigma = \pm 1$ определяет направление циркулярной поляризации, второй –

топологический заряд поля, $\ell = \pm|\ell| = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Для волокон со ступенчатым профилем показателя преломления $F_\ell(R) = \begin{cases} J_\ell(\tilde{U}R)/J_\ell(\tilde{U}), r \leq r_0 \\ K_\ell(\tilde{W}R)/K_\ell(\tilde{W}), r \geq r_0 \end{cases}$ [24], где J_ℓ – функция Бесселя 1-го рода ℓ -го порядка, а K_ℓ – модифицированная функция Бесселя 1-го рода ℓ -го порядка (модифицированная функция Ханкеля), $\tilde{U} = r_0(k^2\varepsilon_c - \tilde{\beta}_\ell^2)^{1/2}$, $\tilde{W}^2 = V^2 - \tilde{U}^2$, $V = kr_0(\varepsilon_c - \varepsilon_{ог})^{1/2} = kr_0\sqrt{2\Delta\varepsilon_c}$ – волноводный параметр, $\tilde{\beta}_\ell$ – скалярная постоянная распространения. Постоянные распространения мод (4) (рис. 2), установленные в [30], представлены выражениями:

$$\beta_{1,2} = \beta_{\text{HE}|\ell|+1} - Mgq, \quad \beta_3 = \beta_{\text{TE}}, \quad \beta_4 = \beta_{\text{TM}}, \quad (5)$$

где $\beta_{\text{HE}|\ell|+1} = \tilde{\beta}_\ell + \frac{A_\ell}{2\tilde{\beta}_\ell}$, $\beta_{\text{TE}} = \tilde{\beta}_1$, $\beta_{\text{TM}} = \tilde{\beta}_1 + \frac{B_1}{\tilde{\beta}_1}$, $A_\ell = \frac{\Delta}{r_0^2 Q_\ell}(F'_\ell(1) - |\ell|)$ и

$B_\ell = \frac{\Delta}{r_0^2 Q_\ell}(F'_\ell(1) + |\ell|)$ характеризуют COB, $Q_\ell = \int_0^\infty R F_\ell^2(R) dR$.

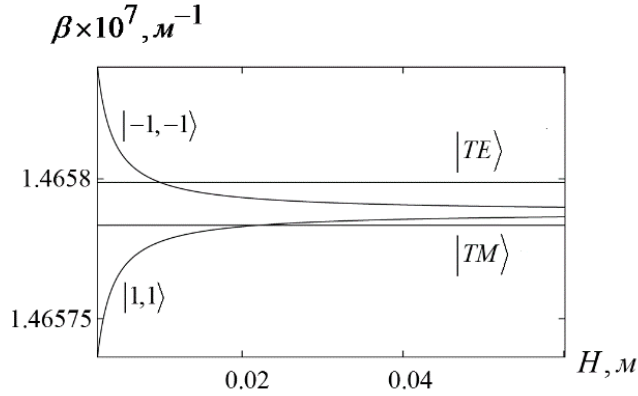


Рис. 2. Зависимость постоянных распространения (5) от шага скрутки для оптических волокон с КМН; волноводный параметр $V = 6,6$, $r_0 = 5\lambda_{\text{He-Ne}}$, $\Delta = 10^{-2}$, $p_{44} = -0,075$

Моды с азимутальным числом $|\ell| > 1$, как было установлено в [20], представляют собой четыре ОВ:

$$|\pm 1, |\ell|\rangle, \quad |\pm 1, -|\ell|\rangle. \quad (6)$$

Соответствующие постоянные распространения (рис. 3) имеют вид:

$$\beta_{1,2} = \beta_{\text{HE}|\ell|+1} - Mgq, \quad \beta_{3,4} = \beta_{\text{HE}|\ell|-1} - Mgq, \quad (7)$$

где $\beta_{\text{HE}|\ell|-1} = \tilde{\beta}_\ell + \frac{B_\ell}{2\tilde{\beta}_\ell}$.

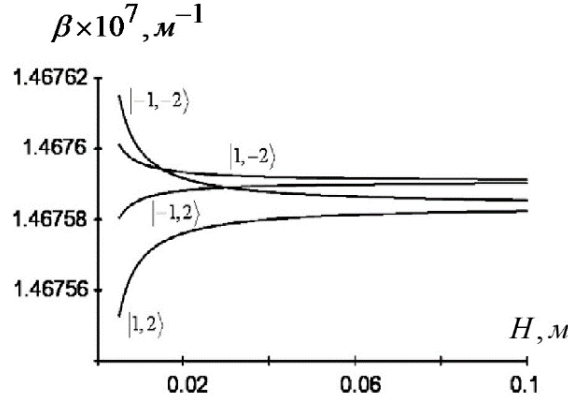


Рис. 3. Зависимость постоянных распространения (7) от шага скрутки для оптических волокон с КМН; $V = 6,6$, $r_0 = 5\lambda_{\text{He-Ne}}$, $\Delta = 10^{-2}$, $p_{44} = -0,075$

К наиболее значимому результату [30] можно отнести вывод о том, что циркулярно поляризованные ОВ с топологическим зарядом $\ell \geq 1$ в достаточно широком диапазоне параметров волокна (область наибольшего разнесения кривых на рис. 2, 3) являются устойчивыми к внешним возмущениям модами, а поправки к их постоянным распространения (5) и (7), обусловленные КМН, оказываются пропорциональными полному угловому моменту (ПУМ), $M = \sigma + \ell$, соответствующего ОВ.

Кроме того, в работе [30] было показано, что распространение по скрученному оптическому волокну линейно поляризованного ОВ с единичным топологическим зарядом, переносающего только ОУМ, сопровождается поворотом плоскости поляризации, как видно из выражения, описывающего эволюцию линейно поляризованного ОВ: $|LV(z)\rangle = e^{i(\tilde{\beta}-q)z} \begin{pmatrix} \cos qz \\ \sin qz \end{pmatrix} e^{i\varphi}$, в то время как при распространении так называемой СР моды, обладающей только СУМ, наблюдается поворот картины распределения интенсивности: $I_{\text{CP}}(z) \propto 2\cos^2(\varphi - qz)$.

Необходимо отметить, что авторы работы [30] ограничились рассмотрением скрученного волокна без учета связи между модами с разными азимутальными числами, в то время как результаты работы [27] свидетельствуют о том, что такое взаимодействие, будучи малым по величине, имеет место. Поскольку азимутальное число однозначно определяет как топологический заряд, так и ОУМ ОВ, то для

более точного описания распространения ОВ в циркулярных волокнах указанная межмодовая связь должна быть учтена.

Таким образом, в работе [31] был рассмотрен вопрос об определении структуры и их постоянных распространения слабонаправляющего циркулярного волокна с КМН со ступенчатым профилем показателя преломления с учетом связи мод с разными азимутальными числами. Решение векторного волнового уравнения посредством теории возмущений позволило установить, что влияние КМН приводит к гибридизации только между модами идеального волокна с одинаковым значением проекции ПУМ на направление распространения. Полученные поля с ПУМ, отличным от нуля, представляют собой суперпозицию двух ортогонально поляризованных ОВ со сдвинутым на ± 2 топологическим зарядом, но с равными значениями ПУМ:

$$\begin{aligned} |\Psi_{M,1}\rangle &= \cos \gamma_M |1, M-1\rangle + \sin \gamma_M |-1, M+1\rangle, \\ |\Psi_{M,2}\rangle &= \sin \gamma_M |1, M-1\rangle + \cos \gamma_M |-1, M+1\rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\operatorname{tg} 2\gamma_M = |I_M|/|\zeta|$, $I_M \propto 4qg$ характеризует величину связи мод невозмущенного волокна, а $\zeta \propto \Delta \bar{\beta}^2$ – разность соответствующих постоянных распространения, $0 \leq \gamma_M < \frac{\pi}{4}$. Указывается, что кроме ПУМ сохраняются также ОУМ и СУМ мод по отдельности, что позволяет предполагать возможность использования рассматриваемых волокон как носителей устойчивого углового момента. Параметр γ_M характеризует распределение энергии между соответствующими парциальными ОВ в модах (8). Постоянные распространения мод (8) имеют вид:

$$\begin{aligned} \beta_{M,1} &= \left(\nu + \zeta \sqrt{1 + (I_M/\zeta)^2} \right)^{1/2} \\ \beta_{M,2} &= \left(\nu - \zeta \sqrt{1 + (I_M/\zeta)^2} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\nu \propto \bar{\beta}^2 + (A_1 + B_1)/2 - 2Mgq$. В предельном случае слабой связи ($\gamma_M \rightarrow 0$) поля (8) переходят к модам (4) и (6), а соответствующие постоянные распространения (9) описываются выражениями (5) и (7) с точностью до обусловленной взаимодействием мод с разными азимутальными числами малой поправки, которая, однако, может значительно превышать поправку к скалярной постоянной распространения $\tilde{\beta}_\ell$ за счет СОВ. Поскольку производная постоянных распространения по волновому вектору определяет групповую скорость мод, то даже малая поправка к спектру, как справедливо отмечается в [31], может оказаться существенной.

Кроме того, в работе [31] исследовалась важная задача волоконной оптики, а именно, изучение возможностей передачи угловых моментов ОВ, что играет ключевую роль при разработке оптоволоконных систем связи на основе принципа

кодирования информации в значениях ОУМ. Было показано, что при возбуждении волокна циркулярно поляризованным ОВ $|\sigma, \ell\rangle$ поле в волокне представляет собой суперпозицию падающего ОВ и нового ОВ $|\sigma, \ell + 2\sigma\rangle$, имеющего противоположный знак циркулярной поляризации и топологический заряд, сдвинутый на 2σ относительно топологического заряда входного пучка. Выражения для z-компоненты ОУМ $L_z = \ell + 2\sigma \sin^2(\delta\beta z) \sin^2(2\gamma_M)$, где $\delta\beta$ – разность постоянных распространений мод (8), и СУМ $S_z = \sigma - 2\sigma \sin^2(\delta\beta z) \sin^2(2\gamma_M)$ полученного поля показывают, что некоторая часть СУМ падающего на волокно ОВ $|\sigma, \ell\rangle$ преобразуется в ОУМ распространяющегося по волокну поля $|\Psi(z)\rangle$, причем знак ОУМ возникающего поля определяется знаком циркулярной поляризации входного пучка. Таким образом, делается вывод о том, что КМН в циркулярных волокнах индуцируют определенное СОВ в дополнение к стандартному проистекающему из неоднородности среды СОВ.

На рисунке 4 показана зависимость ОУМ и СУМ поля в циркулярном волокне с КМН, возбуждаемого пучком с нулевым ОУМ, от шага скрутки волокна.

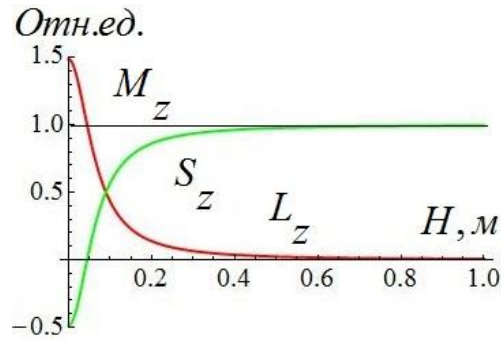


Рис. 4. Зависимость ОУМ и СУМ поля в циркулярном волокне с КМН, возбуждаемого пучком с нулевым ОУМ, от шага скрутки волокна. Параметры

$$\text{волокна: } V = 26,3, \quad r_0 = 200\lambda_{\text{He-Ne}}, \quad \Delta = 10^{-4}, \quad p_{44} = -0,075$$

Видно, что, начиная с определенного шага скрутки (на рис. 4 $H > 0,4$ м), межмодовая связь и, следовательно, спин-орбитальная конверсия углового момента слабо выражена, таким образом ОУМ падающего пучка сохраняется с высокой степенью точности. Такое поведение характерно для падающих ОВ с произвольным топологическим зарядом, что позволяет сделать заключение о теоретической возможности использования циркулярного волокна с КМН для устойчивой передачи информации в значениях ОУМ. Стоит отметить, что, так как ПУМ входного ОВ оказывается неизменным при произвольном соотношении параметров волокна, то существует принципиальная возможность передачи данных,

закодированных в значениях ПУМ оптического пучка, с использованием циркулярного волокна с КМН.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были кратко рассмотрены основные результаты проведенных исследований о структуре мод в циркулярных оптических волокнах с КМН. Эти работы заложили теоретический фундамент для дальнейших экспериментальных исследований структуры мод оптических волокон с КМН и изучения распространения в них ОБ.

Список литературы

1. Topological charge and angular momentum of light carrying optical vortices / M. S. Soskin, V. N. Gorshkov, M. V. Vasnetsov, J. T. Malos, N. R. Heckenberg // *Physical Review A*. 1998. Vol. 56. P. 4064–4075.
2. Оптика сингулярностей поля маломодового волокна. II. Оптические вихри / А. В. Волярь, Т. А. Фадеева // *Оптика и Спектроскопия*. 1998. Т. 85. С. 295–303.
3. Спин-орбитальное взаимодействие в поле оптического вихря маломодового волокна / А. В. Волярь, В. З. Жилайтис, В. Г. Шведов // *Письма в Журнал Технической Физики*. 1998. Т. 24. С. 87–93.
4. Optical vortices in low-mode fibers : 1. Angular momentum of field / A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva // *Optics and Spectroscopy*. 1999. Vol. 86. P. 242–250.
5. Вихревая природа мод оптического волокна : I. Структура собственных мод / А. В. Волярь, Т. А. Фадеева // *Письма в Журнал Технической Физики*. 1996. Т. 22. С. 57–62.
6. Вихревая природа мод оптического волокна : II. Распространение оптических вихрей / А. В. Волярь, Т. А. Фадеева // *Письма в Журнал Технической Физики*. 1996. Т. 22. С. 63–67.
7. Вихревая природа мод оптического волокна : III. Возбуждение направляемых вихрей / А. В. Волярь, Т. А. Фадеева // *Письма в Журнал Технической Физики*. 1996. Т. 22. С. 69–74.
8. Optical vortices and the flow of their angular momentum in a multimode fiber / C. N. Alexeyev, T. A. Fadeyeva, A. V. Volyar, M. S. Soskin // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*. 1998. Vol. 1. P. 1–8.
9. Fiber optical vortices / C. N. Alexeyev, A. V. Volyar, M. A. Yavorsky. – *Lasers, Optics and Electro-Optics Research Trends*, ed. L. I. Chen. New York : Nova Publishers, 2007. P. 131–223.
10. Spin-orbit interaction of a photon in an inhomogeneous medium / V. S. Liberman, B. Ya. Zel'dovich // *Physical Review A*. 1992. Vol. 46. P. 5199–5207.
11. Fiber-optical interferometric sensors of physical values with a singular reference beam / A. N. Alexeyev, A. V. Volyar, Ya. V. Izdebskaya, M. S. Soskin // *Proceedings of SPIE*. 2000. Vol. 4403. P. 264–266.
12. Распознавание образа интерференционной спирали в волоконно-оптическом датчике на основе оптических вихрей / Т. А. Фадеева, А. В. Волярь, А. Н. Алексеев // *Письма в Журнал Технической Физики*. 2004. Т. 30. С. 8–14.
13. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum / G. Gibson, J. Courtial, M. Padgett, M. Vasnetsov, V. Pas'ko, S. Barnett, S. Franke-Arnold // *Optics Express*. 2004. Vol. 12. P. 5448–5456.
14. Generation of total angular momentum eigenstates in remote qubits / A. Maser, U. Schilling, T. Bastin, E. Solano, C. Thiel, J. von Zanthier // *Physical Review A*. 2009. Vol. 79. 033833.
15. Uncertainty principle for angular position and angular momentum / S. Franke-Arnold, S. Barnett, E. Yao, J. Leach, J. Courtial, M. Padgett // *New Journal of Physics*. 2004. Vol. 6. 103.
16. Observation of the orbital angular momentum spectrum of a light beam / M. V. Vasnetsov, J. P. Torres, D. V. Petrov, L. Torner // *Optics Letters*. 2003. Vol. 28. P. 2285–2287.

17. Management of the angular momentum of light: preparation of photons in multidimensional vector states of angular momentum / G. Molina-Terriza, J. P. Torres, L. Torner // *Physical Review Letters*. 2002. Vol. 88. 013601.
 18. Mixed vortex states of light as information carriers / Z. Bouchal, R. Chelechovsky // *New Journal of Physics*. 2004. Vol. 6. P. 131–145.
 19. Increasing Shannon dimensionality by hyperentanglement of spin and fractional orbital angular momentum / L. Chen, W. She // *Optics Letters*. 2009. Vol. 34. P. 1855–1857.
 20. Control of orbital angular momentum of light with optical fibers / N. Bozinovic, S. Golowich, P. Kristensen, S. Ramachandran // *Optics Letters*. 2012. Vol. 37. P. 2451–2453.
 21. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers / N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner, S. Ramachandran // *Science*. 2013. Vol. 340. P. 1545–1548.
 22. OAM states generation/detection based on the multimode interference effect in a ring core fiber / J. Zhou // *Optics Express*. 2015. Vol. 23. P. 10247–58.
 23. Effects of residual stress on polarization mode dispersion of fibers made with different types of spinning / M.-J. Li, X. Chen, D. A. Nolan // *Opt. Lett.* 2013. Vol. 29. P. 448–450.
 24. А. Снайдер, Дж. Лав. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
 25. Polarization optics of twisted single-mode fibres / R. Ulrich, A. Simon // *Applied Optics*. 1979. Vol. 18. P. 2241–2251.
 26. Birefringence and polarization mode-dispersion in spun single-mode fibers / A. J. Barlow, J. J. Ramskov-Hansen, D. N. Payne // *Applied Optics*. 1981. Vol. 20. P. 2962–2968.
 27. Propagation and coupling of hybrid modes in twisted fibers / O. V. Ivanov // *Journal of Optical Society of America*. 2005. Vol. 22. P. 716–723.
 28. Скрученные оптические волокна, поддерживающие распространения оптических вихрей / К. Н. Алексеев, М. А. Яворский // *Оптика и спектроскопия*. 2005. Т. 98. С. 59–66.
 29. Структура и спектр фундаментальной моды скрученных идеальных волокон / К. Н. Алексеев, М. А. Яворский // *Ученые записки Таврического национального университета имени В. И. Вернадского. Серия : Физика*. 2007. Т. 20. С. 26–33.
 30. Optical vortices in twisted optical fibres with torsional stress / C. N. Alexeyev, A. V. Volyar, M. A. Yavorsky // *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*. 2008. Vol. 10. P. 095007.
 31. Angular momentum conservation and coupled vortex modes in twisted optical fibres with torsional stress / C. N. Alexeyev, E. V. Borshak, A. V. Volyar, M. A. Yavorsky // *J. Opt. A : PureAppl. Opt.* 2009. Vol. 11 № 9. 094011.
-

MODES OF WEAKLY GUIDING CIRCULAR OPTICAL FIBERS WITH TORSIONAL MECHANICAL STRESSES

Alexeyev C. N., Barshak E. V., Vikulin D. V., Yavorsky M. A.

Physics and Technology Institute, V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol 295007, Russia

*E-mail: lena.barshak@gmail.com

The present work is devoted to a brief review of the studies on weakly guiding optical fibers with torsional mechanical stresses arising from twisting the fiber around its axis. The structure of the fundamental and high-order modes with an azimuthal number $|\ell| \geq 1$ are considered. The analysis of the corresponding propagation constants is given. In the present work one also highlighted separately the question of the propagation of optical vortices in such fibers.

Keywords: ideal optical fibers, torsional mechanical stresses, optical vortices, orbital angular momentum, total angular momentum, communication.

References

1. M. S. Soskin, V. N. Gorshkov, M. V. Vasnetsov, J. T. Malos, N. R. Heckenberg, *Physical Review A* **56** 4064–4075 (1998).
2. A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva, *Opt. Spectrosc.* **85** 295–303 (1998).
3. A. Volyar, V. Z. Zhilaitis, V. G. Shvedov, *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki* **24** 87–93 (1998).
4. A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva, *Opt. and Spectrosc.* **86** 242–250 (1999).
5. A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva, *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki* **22** 57–62 (1996).
6. A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva, *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki* **22** 63–67 (1996).
7. A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva, *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki* **22** 69–74 (1996).
8. C. N. Alexeyev, T. A. Fadeyeva, A. V. Volyar, M. S. Soskin, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics* **1** 1–8 (1998).
9. C. N. Alexeyev, A. V. Volyar, M. A. Yavorsky, *Fiber optical vortices* (New York : Nova Publishers, 2007) 131–223.
10. V. S. Liberman, B. Ya. Zel'dovich, *Phys. Rev. A* **46** 5199–5207 (1992).
11. A. N. Alexeyev, A. V. Volyar, Ya. V. Izdebskaya, M. S. Soskin, *Proceedings of SPIE* **4403** 264–266 (2000).
12. T. A. Fadeeva, A. V. Volyar, A. N. Alekseev, *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki* **30** 8–14 (2004).
13. G. Gibson, J. Courtial, M. Padgett, M. Vasnetsov, V. Pas'ko, S. Barnett, S. Franke-Arnold, *Optics Express* **12** 5448–5456 (2004).
14. A. Maser, U. Schilling, T. Bastin, E. Solano, C. Thiel, J. von Zanthier, *Physical Review A* **79** 033833 (2009).
15. S. Franke-Arnold, S. Barnett, E. Yao, J. Leach, J. Courtial, M. Padgett, *New Journal of Physics* **6** 103 (2004).
16. M. V. Vasnetsov, J. P. Torres, D. V. Petrov, L. Torner, *Optics Letters* **28** 2285–2287 (2003).
17. G. Molina-Terriza, J. P. Torres, L. Torner, *Physical Review Letters* **88** 013601 (2002).
18. Z. Bouchal, R. Chelechovsky, *New Journal of Physics* **6** 131–145 (2004).
19. L. Chen, W. She, *Optics Letters* **34** 1855–1857 (2009).
20. N. Bozinovic, S. Golowich, P. Kristensen, S. Ramachandran, *Optics Letters* **37** 2451–2453 (2012).
21. N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner, S. Ramachandran, *Science* **340** 1545–1548 (2013).
22. J. Zhou, *Optics Express* **23** 10247–58 (2015).
23. M.-J. Li, X. Chen, D. A. Nolan, *Opt. Lett.* **29** 448–450 (2013).
24. A. W. Snyder, J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (London : Chapman and Hall, 1983).
25. R. Ulrich, A. Simon, *Applied Optics* **18** 2241–2251 (1979).
26. A. J. Barlow, J. J. Ramskov-Hansen, D. N. Payne, *Applied Optics* **20** 2962–2968 (1981).
27. O. V. Ivanov, *Journal of Optical Society of America* **22** 716–723 (2005).
28. C. N. Alexeyev, M. A. Yavorsky, *Opt. Spectrosc.* **98** 59–66 (2005).
29. K. N. Alekseev, M. A. Yavorskij, *Uchenye zapiski Tavricheskogo natsional'nogo universiteta imeni V. I. Vernadskogo. Seriya : Fizika* **20** 26–33 (2007) [in Russian].
30. C. N. Alexeyev, A. V. Volyar, M. A. Yavorsky, *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **10** 095007 (2008).
31. C. N. Alexeyev, E. V. Borshak, A. V. Volyar, M. A. Yavorsky, *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* **11** 094011 (2009).

Поступила в редакцию 10.03.2018 г. Принята к публикации 26.04.2018 г.
Received March 10, 2018. Accepted for publication April 26, 2018

УДК 535.512

КОНОСКОПИЧЕСКАЯ КАРТИНА С СИНГУЛЯРНОСТЯМИ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ

Брецько М. В. *, Акимова Я. Е., Лапаева С. Н., Воляр А. В.

Физико-технический институт, Крымский федеральный университет имени
В.И. Вернадского, Симферополь 295007, Россия

*E-mail: Hardy2504@mail.ru

В работе определены основные проблемы исследования электрооптических свойств кристалла LiNbO_3 с помощью фазовых и поляризационных сингулярностей. Как оказалось, воздействие поперечного электростатического поля на кристалл вызывает изменение фазовой и поляризационной структуры – появляются дополнительные сингулярности. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в одноосном кристалле под воздействием поперечного электростатического поля, изменяются анизотропные свойства кристалла, что приводит к преобразованию одноосного кристалла в двухосный.

Ключевые слова: LiNbO_3 , фазовые и поляризационные сингулярности, одноосный кристалл, электростатическое поле, поляризация.

PACS: 42.25.Ja

ВВЕДЕНИЕ

Особое внимание в последнее время уделяется пучкам, переносящим оптические вихри с различными топологическими зарядами [1–4]. В частности, формирование оптических вихрей возникает при распространении света через анизотропные среды [5]. Изначально, пучки переносящие оптические вихри являлись всего лишь математическими объектами, и интерес к ним был только теоретическим. В середине 90-х годов прошлого века такие пучки в свободном пространстве были получены экспериментально, с тех пор началось интенсивное экспериментальное изучение сингулярных пучков [2]. В ряде работ показано, что анизотропные среды могут формировать оптические вихри различных знаков топологических зарядов [6, 7]. В частности, в работе [5] показано возможность формирования вихря вдоль оптической оси кристалла LiNbO_3 с двойным топологическим зарядом.

1. МОДЕЛЬ

В качестве анизотропного кристалла в работе исследован кристалл LiNbO_3 . Кристалл LiNbO_3 – анизотропный и одноосный кристалл, который имеет тригональную структуру, относится к точечной группе симметрии $3m$; является отрицательным одноосным кристаллом (рис. 1) с диапазоном прозрачности 0,4 – 0,6 μm .

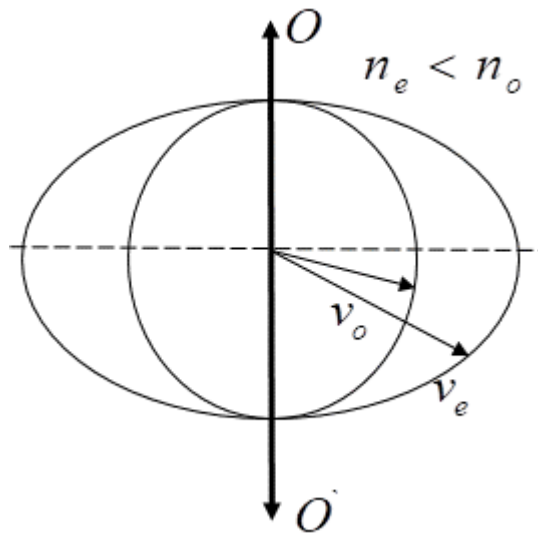


Рис. 1. Зависимость показателя преломления в главном сечении кристалла – отрицательный кристалл

Электрооптический эффект (эффект Поккельса) основан на нелинейном эффекте первого порядка взаимодействия электромагнитных волн с кристаллом. Этот эффект имеет место в кристаллах без центра симметрии, к которым относится кристалл LiNbO_3 . Под действием электростатического поля, приложенного перпендикулярно оптической оси, ось расщепляется на две O' O'' и кристалл становится двулучепреломляющим (рис. 2) [3].

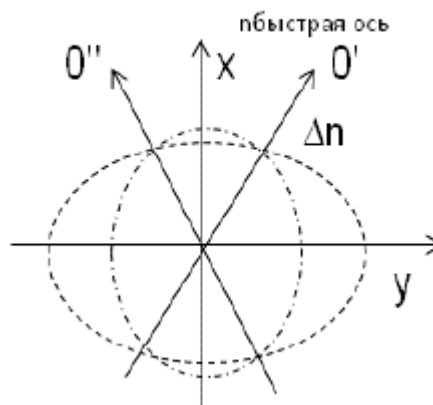


Рис. 2. Зависимость показателя преломления от оси кристалла

Кристалл ориентирован таким образом, что электростатическое поле

направлено вдоль оси y и совпадает с колебаниями электрического поля необыкновенного луча.

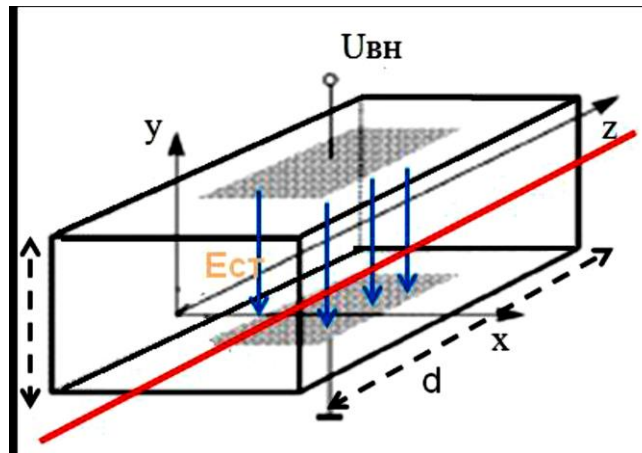


Рис. 3. Геометрия поперечного электрооптического эффекта, внешнее поле приложено по оси y , а световой пучок распространяется в направлении оптической оси z

Когда лазерное излучение направлено вдоль оптической оси и в отсутствие электростатического поля показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей совпадают. Если подать на грани кристалла напряжение, то возникнет поперечное электростатическое поле, которое приведет к смещению электронных оболочек в сторону Li и Nb (Рис. 3).

В работах [3–5] рассматривается этот случай. Величина электростатического поля $E_{стат}$ может изменять состояние поляризации падающего пучка и обеспечивает одинаковый (но не максимальный) фазовый набег для волн, поляризованных в направлениях x и y распространяющихся вдоль оптической оси z , в соответствии с выражением:

$$\Delta\varphi_y = n_0^3 r_{22} \frac{E_y}{2} kl \quad (1)$$

$$\Delta\varphi_y = k\pi, \text{ где } k = \frac{2\pi n_0^3 r_{22} l}{\lambda d}, \quad (2)$$

где n_0 – показатель преломления обыкновенного луча; r_{22} – электрооптический коэффициент для LiNbO_3 ; $l = 11\text{mm}$ – ширина кристалла, λ – длина волны лазерного излучения; $d = 6\text{mm}$ – длина кристалла.

Таким образом, поперечное электростатическое поле вносит дополнительную анизотропию в кристалл и одноосный кристалл становится двуосным. На рис. 4

представлена зависимость смещения фазы от напряжения. Теоретическая кривая рассчитана по формуле (2).

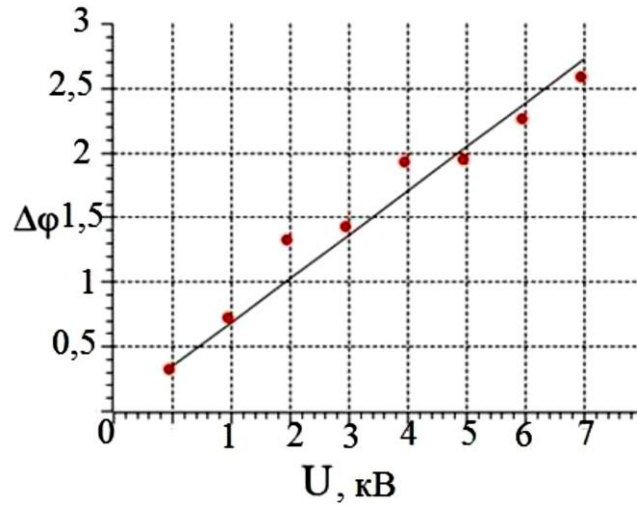


Рис. 4. Зависимость смещения фазы от напряжения, сплошная кривая – теоретическая зависимость

На основании формулы (1) проведен расчет изменения показателя преломления

$$\Delta n = \frac{n_0^3 r_{22}}{d} \cdot U. \quad (3)$$

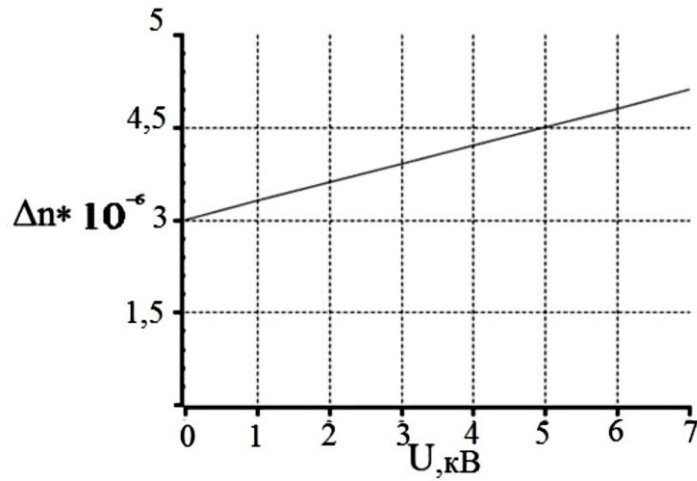


Рис. 5. Зависимость изменения показателя преломления от напряжения

Изменение показателя преломления для $u = 6 \text{ kV}$ равняется $\Delta n = 4.6 \cdot 10^{-6}$ (Рис. 5). Слабая анизотропия приводит к тому, что угол между осями двулучепреломления составляет не более несколько десятков минут и визуально невозможно отличить одноосный кристалл от двухосного. Но оказалось возможным детектировать двухосные характеристики кристалла по его фазовым и поляризационным сингулярностям. Исходя из выше сказанного, работа посвящена исследованию влияния эффекта Поккельса на фазовые и поляризационные сингулярности в кристалле LiNbO_3 [5].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для решения поставленных задач была собрана экспериментальная установка (рис. 6).

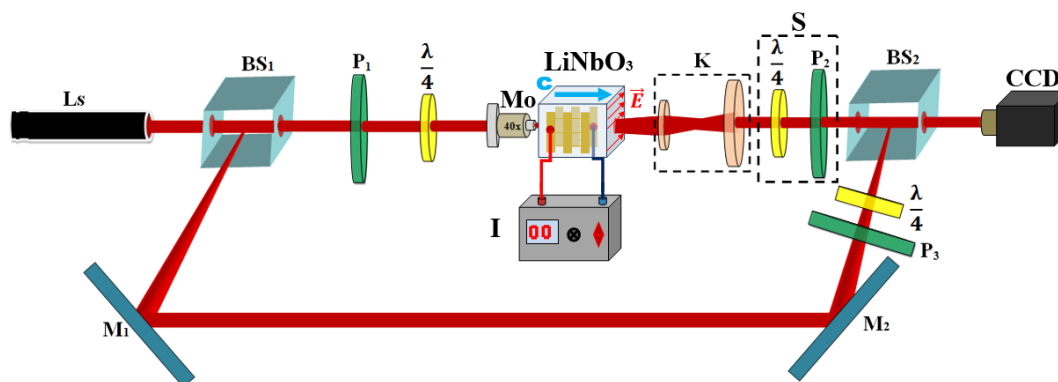


Рис. 6. Схема экспериментальной установки:

L_s – лазер (He-Ne); CCD – камера; BS_1 , BS_2 – светоделительные кубики;
 P_1 , P_2 , P_3 – поляризатор; $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка;
 M_1 , M_2 – зеркало; LiNbO_3 – кристалл LiNbO_3 , I – высоковольтный источник
 постоянного тока

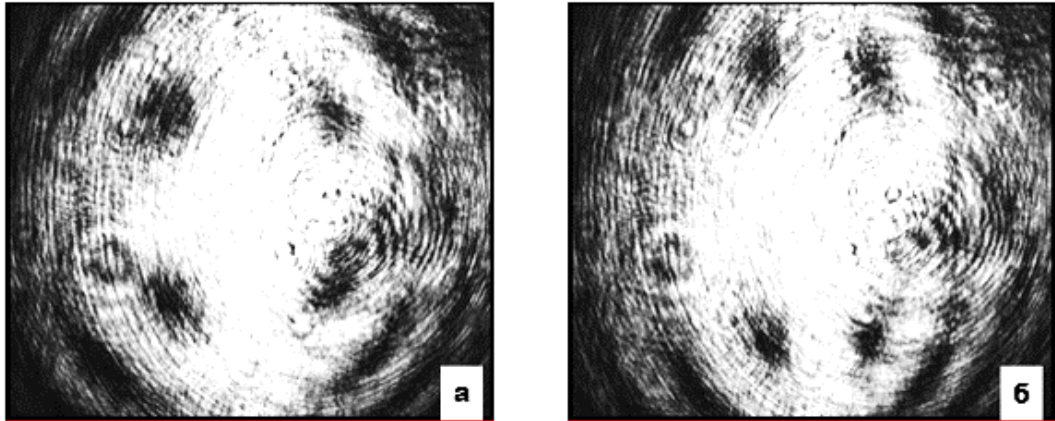
Луч от гелий-неонового лазера ЛГН-207А, с длиной волны $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$ проходит делительный кубик BS_1 , являющейся частью неравно плечного интерферометра Маха-Цендера. Свет в опорном пучке отражается от зеркал M_1 и M_2 попадает на делительный кубик BS_2 . Гауссов пучок в предметном плече интерферометра Маха-Цендера проходит через поляризационный фильтр, состоящий из поляризатора P_1 и четверть волновой пластины $\lambda/4$. Поляризационный фильтр настроен таким образом, чтобы на выходе из него, лазерный луч был преобразован в правоциркулярный поляризованный фундаментальный гауссов пучок [6].

Правоциркулярный поляризованный пучок, проходя на $40\times$ – кратный микрообъектив L_1 фокусируется на входную грань одноосного кристалла LiNbO_3 .

Оптическая ось кристалла совпадает с осью исходного пучка.

Коноскопические фигуры – это интерференционные картины в сходящемся поляризованном пучке, получаемые в скрещенных поляризаторах.

Коноскопическая картина, соответствующая циркулярному состоянию поляризации на входной грани кристалла, локализуется в фокальной плоскости объектива. При этом, она также имеет вид концентрических колец. В центре картины наблюдается 4 топологических диполя разделённые светлыми полосами. Под действием поперечного электростатического поля коноскопическая картина искажается (Рис. 7) [7].



а) $U = 0 \text{ kV}$, б) $U = 8 \text{ kV}$

Рис. 7. Коноскопическая картина кристалла LiNbO_3

С увеличением напряжения поперечного электростатического поля (от 0 В до 8 kV), нарушается симметрия колец Эйри [6] и из циркулярных они преобразуются в эллиптические (рис. 7). При смене знака электростатического поля, приложенного к кристаллу, происходит смена быстрой и медленной оси, то есть коноскопические кольца вытягиваются вдоль противоположной оси. На (Рис. 8) представлен график зависимости искажения колец коноскопической картины χ под действием электростатического поля, где $\chi = a / b$ – это отношение малой и большой полуоси колец Эйри.

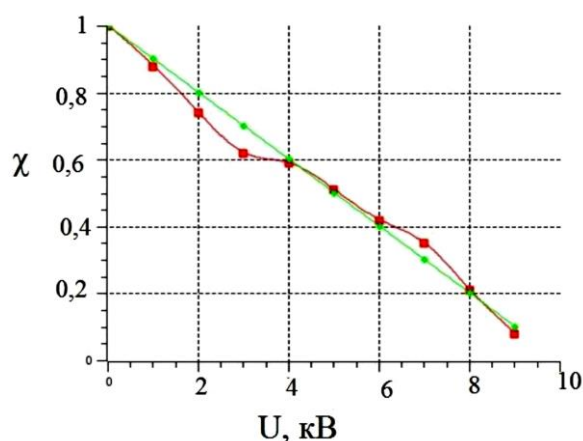
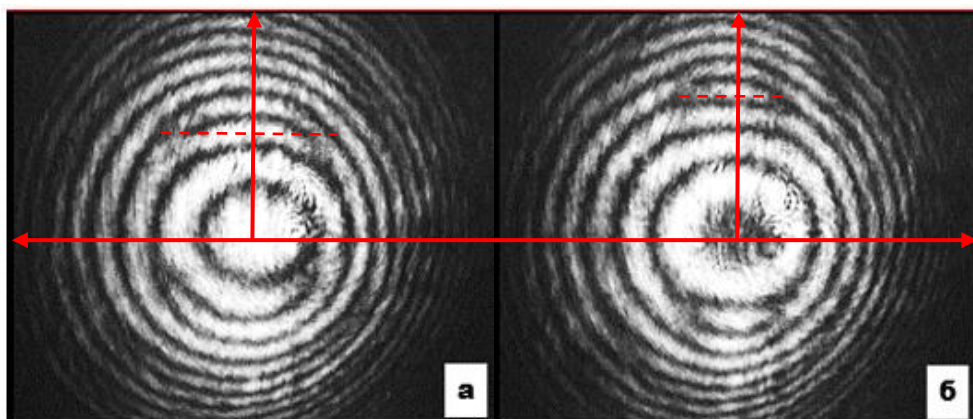


Рис. 8. График искажение коноскопической картины от приложенного электростатического напряжения LiNbO_3

3. ФАЗОВЫЕ СИНГУЛЯРНОСТИ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ LiNbO_3

Для изучения фазовых сингулярностей, на коноскопическую картину в предметном пучке накладывался опорный гауссов пучок в интерферометре Маха-Цендера. В результате на экране образуется интерференционная картина, фазовый портрет которой представлен на (Рис. 9 а). В центре него возникают четыре топологических диполя, направление спирали которых указывает на знак топологического заряда [1, 5].



а) $U = 0 \text{ kV}$, б) $U = 7 \text{ kV}$

Рис. 9. Распределение фазовой структуры коноскопической картины для циркулярного состояния поляризации на входе кристалла LiNbO_3

При увеличении электростатического поля топологические диполи смещаются (радиальное смещение) от центра коноскопической картины на периферию вдоль оси Y (Рис. 9 б).

График зависимости радиального смещения сингулярностей от подаваемого электростатического напряжения представлен на Рис. 10.

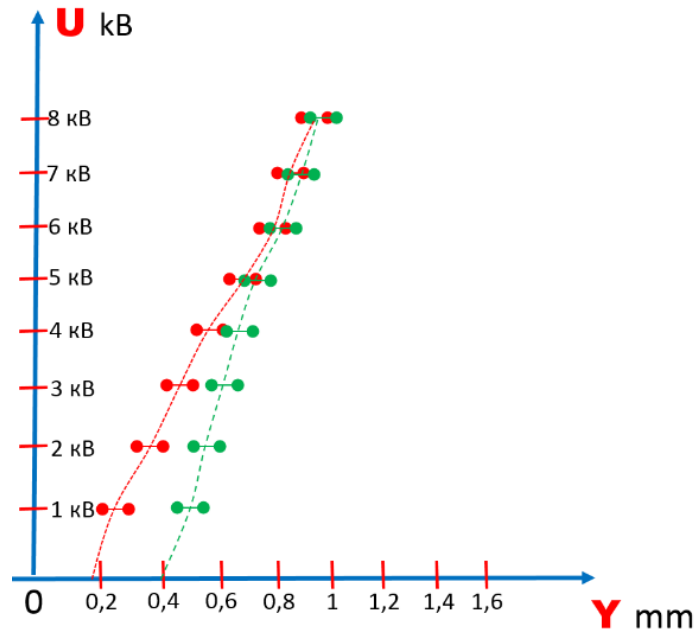
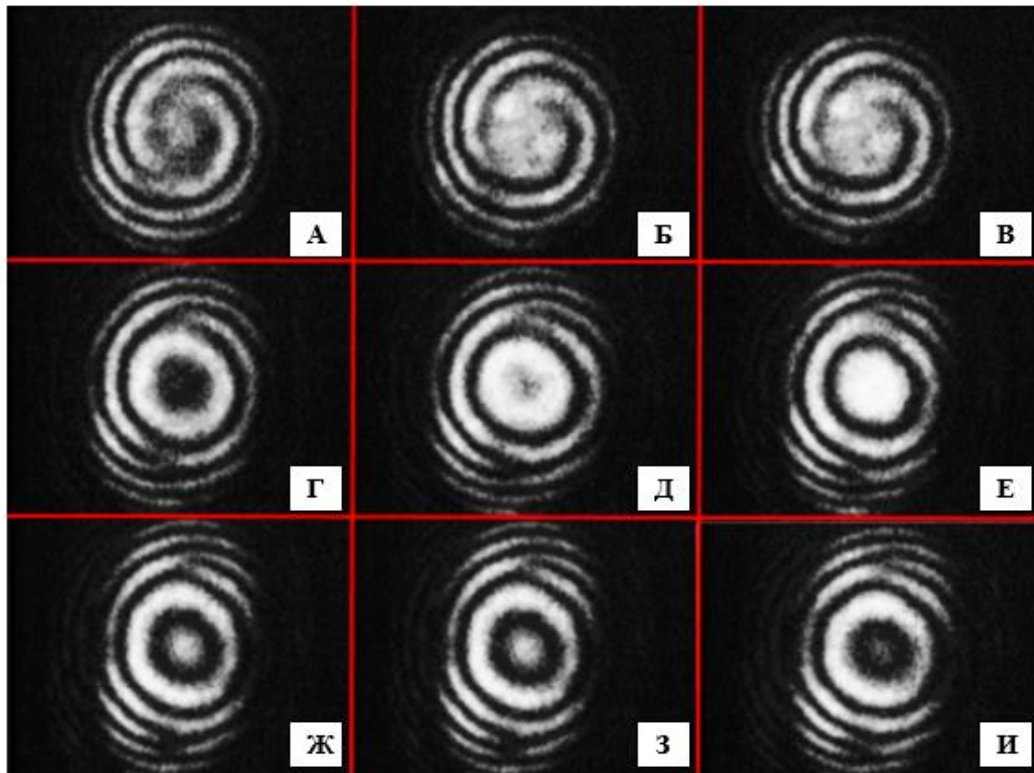


Рис. 10. Зависимость проекции смещения фазовых сингулярностей от напряжения, подаваемого на кристалл

Исследуем E_+ – правоциркулярную компоненту поля лазерного пучка, прошедшего через кристалл. С помощью $\lambda/4$ пластинки выделим E_+ . В центре поля E_+ возникает вихрь с двойным топологическим зарядом [6–8]. Под действием электростатического поля двойной вихрь разделяется на два единичных, которые смещаются от центра к периферии оптического лазерного пучка (Рис. 11). Это свидетельствует о преобразовании одноосного кристалла LiNbO_3 в двухосный.



$A = 0 \text{ kV}, B = 1 \text{ kV}, B = 2 \text{ kV}, \Gamma = 3 \text{ kV}, Д = 4 \text{ kV}, E = 5 \text{ kV}, Ж = 6 \text{ kV}, З = 7 \text{ kV}, И = 8 \text{ kV}$

Рис. 11. Распределение фазовой структуры коноскопической картины при изменении приложенного напряжения

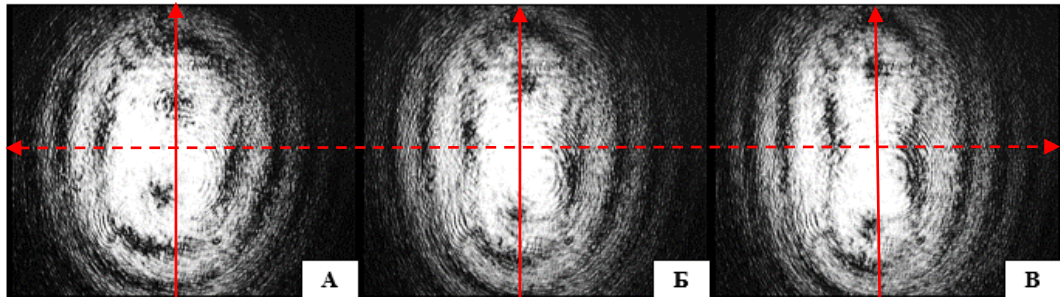
4. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СИНГУЛЯРНОСТИ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ LiNbO_3

Для исследования поляризационных сингулярностей в экспериментальной установке (Рис. 6) на выходе из кристалла был собран дифференциальный поляриметр, позволяющий выделять шесть компонент состояний поляризации электрического поля световой волны [6–8].

Для наглядного наблюдения рассмотрим Y компоненту поля пучка на выходе из кристалла с помощью Стокс поляриметра. Для этого поляризатор ориентируем вдоль оси Y относительно движения пучка лазера, а пластинку $\lambda/4$ под углом 0° . В отсутствие напряжения распределения интенсивности Y компоненты поля кристалла представляют собой вид концентрических окружностей. При увеличении напряжения в кристалле происходит нарушение симметрии колец и они преобразуются в эллипсы коэффициент эллиптичности, которых изменяется от $k = 0,82 \div 0,4$ (Рис. 12), а смещение происходит по оси Y , вдоль приложенного

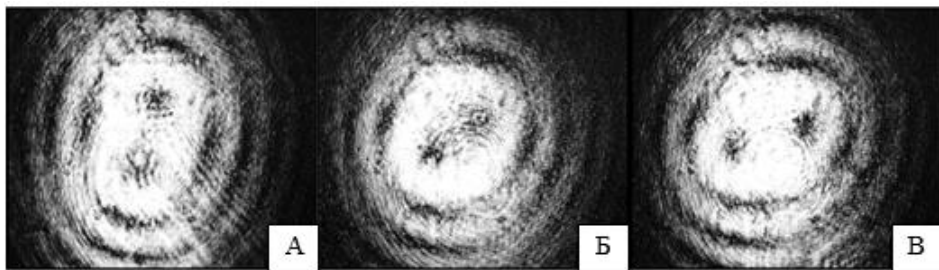
электростатического поля от центра картины к периферии.

Изменение знака электростатического поля, приложенного к кристаллу, приводит к смене быстрой и медленной оси, а следовательно, искажение концентрических окружностей наблюдается вдоль оси X (рис. 13).



$$A = 0 \text{ кВ}, B = 4 \text{ кВ}, B = 8 \text{ кВ}$$

Рис. 12. Деформация Y компоненты вектора Стокса при изменении напряжения электростатического поля, приложенного к обкладкам конденсатора



$$A = 0 \text{ кВ}, B = 4 \text{ кВ}, B = 8 \text{ кВ}$$

Рис. 13. Деформация Y компоненты вектора Стокса при смене полярности электростатического поля

Далее рассмотрим распределение локальной поляризации право циркулярно-поляризованного пучка, прошедшего через кристалл. Для этого воспользуемся методом параметров Стокса [6–8].

Система фильтров подстраивалась таким образом, чтобы состояние поляризации в измеряемом пучке в ключевых линиях (C и S – линии, C – точки) совпадало с состоянием поляризации в исходном пучке [6, 8]. Первым необходимым измерением, которое было эталонным для данного эксперимента, явилось воспроизведение карты поляризационных состояний пучка после кристалла в отсутствии возмущения (рис. 14).

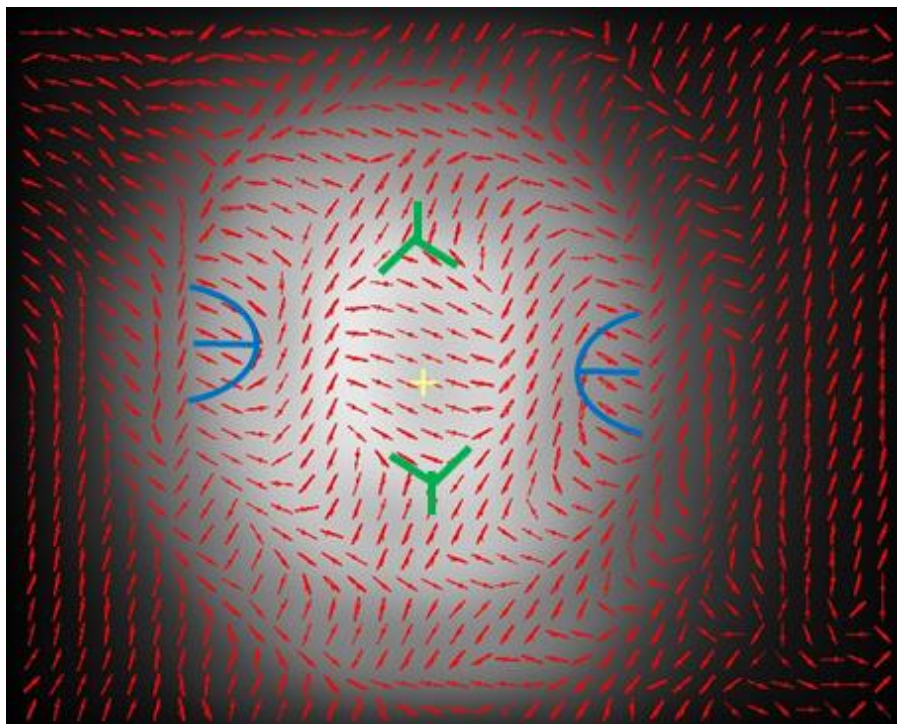


Рис. 14. Компьютерная обработка экспериментальных данных распределения поляризации кристалла LiNbO_3 в отсутствии электростатического поля

При нулевом электростатическом поле формируется 2 пары поляризационных сингулярностей «Lemon» и «Star» (рис. 14) [6, 7].

С увеличением напряжения на обкладках конденсатора на кристалл поляризационные сингулярности «Star» и «Lemon» смещаются радиально относительно оси пучка, уходя с увеличением напряжения на периферию, а сингулярности типа «Lemon» смещаются к центру пучка, как показано на рис. 15 а и рис. 15 б.

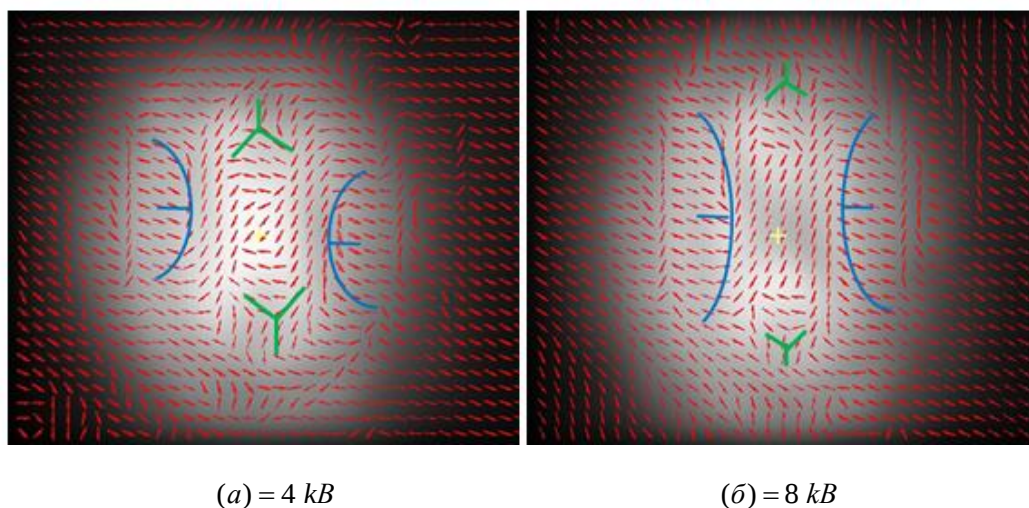


Рис. 15. Тонкая поляризационная структура Гауссова пучка на выходе из кристалла LiNbO_3 под действием поперечного электростатического поля

На основании картин распределения построены траектории поляризационных сингулярностей «Star» и «Lemon» в зависимости от приложенного напряжения (рис. 16).

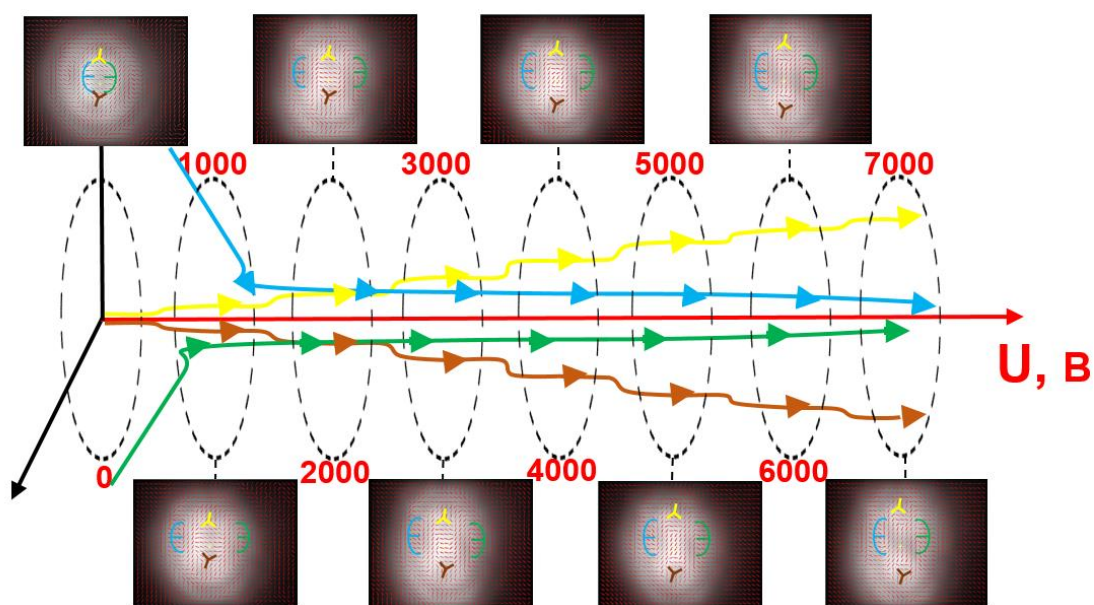


Рис. 16. Траектории поляризационных сингулярностей, сформированных в кристалле LiNbO_3 , при воздействии поперечного электростатического поля

Изменение знака электростатического поля приводит к изменению тонкой поляризационной структуры.

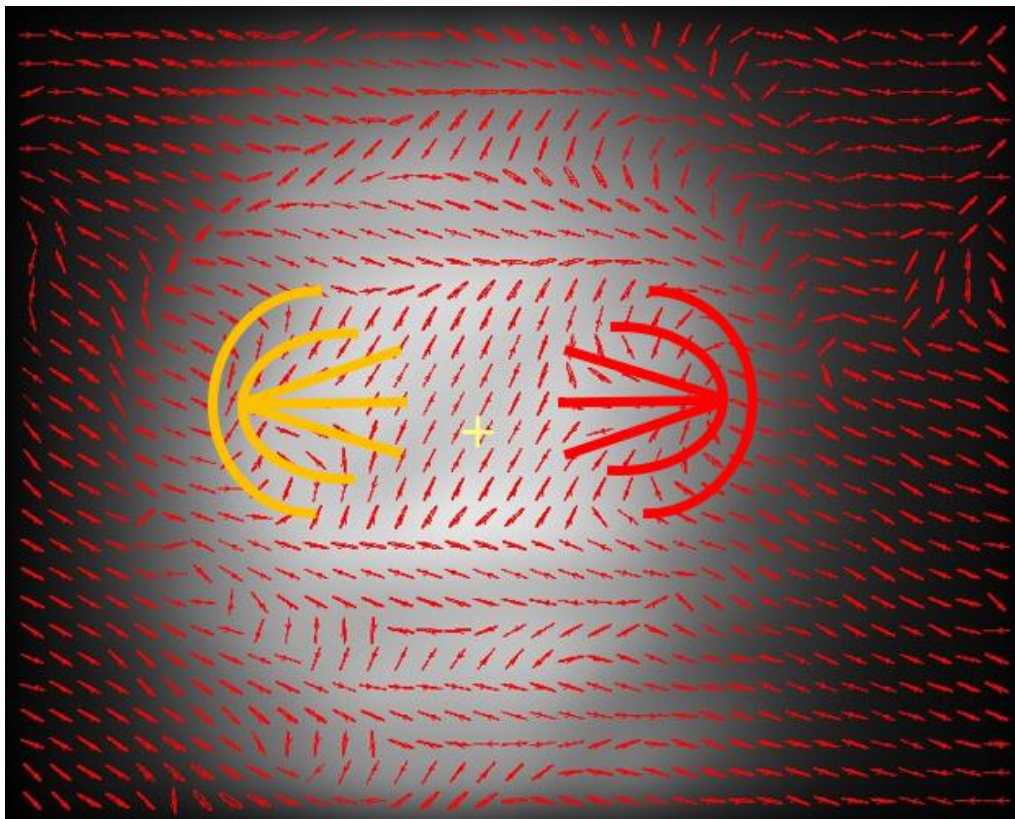


Рис. 17. Тонкая поляризационная структура гауссова пучка после кристалла LiNbO_3 при смене полярности электростатического поля

Поляризационные сингулярности смещаются к центру картины, где взаимодействуют друг с другом и эволюционируют в новую поляризационную сингулярность типа «Monstar», и дальнейшее увеличение напряжения до 8 kV приводит к их радиальному смещению от центра коноскопической картины [9–12].

Построены траектории поляризационных сингулярностей «Lemon» и «Star» в зависимости от приложенного напряжения (рис. 18).

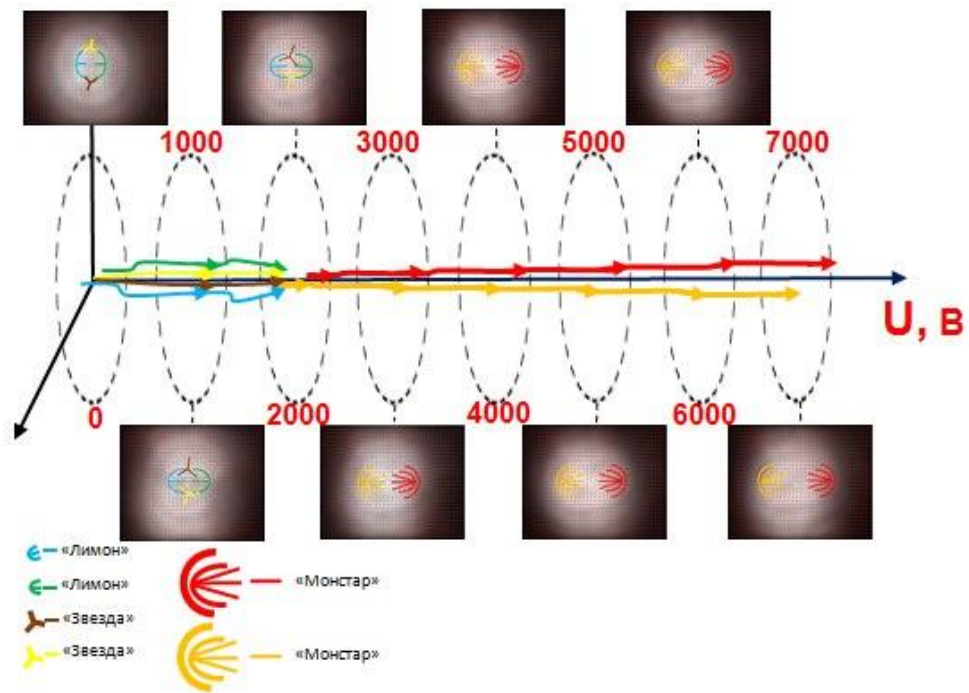


Рис. 18. Траектории поляризационных сингулярностей, сформированных в кристалле LiNbO_3

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализирована динамика фазовой структуры, сформированной коноскопической картиной, под действием поперечного электростатического поля. Показано, что с увеличением приложенного к кристаллу напряжения, двойной вихрь расщепляется на две фазовые сингулярности с единичным топологическим зарядом.

Проведен анализ тонкой поляризационной структуры поля кристалла методом Стокс-поляриметрии. Показаны траектории смещения поляризационных сингулярностей от приложенного электростатического поля. Обнаружено, что под действием электростатического поля, характерные для кристалла LiNbO_3 поляризационные сингулярности «Lemon» и «Star», эволюционируют в новый тип поляризационных сингулярностей типа «Monstar», которые характерны для двухосных кристаллов.

Список литературы

1. Gbur G. J. Singular optics. New York : CRC Press, 2017.
2. Berry M. V. Paraxial beams of spinning light // Singular optics, SPIE. 1998. Vol. 3487. P. 6–11.
3. Кузьминов Ю. С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. М. : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. 264 с.

4. Кузьминов Ю. С. Ниобат и талант лития – материалы для нелинейной оптики. М : Наука, 1975. 224 с.
5. Сонин А. С., Василевская А. С. Электрооптические кристаллы. М. : Atomizdat, 1971. 327 с.
6. The fine structure of singular beams in crystals: colours and polarization / Yu. Egorov, T. Fadeyeva, A. Volyar // *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*. 2004. Vol. 6. P. S217–S228.
7. Dynamics of optical spin-orbit coupling in uniaxial crystals / Etienne Brasselet, Yana Izdebskaya, Vladen Shvedov [и др.] // *Optics Letters*. 2009. Vol. 34, No. 7. P. 1021–1023.
8. Рыбас А. Ф. Конверсия оптических вихрей в сингулярных пучках, распространяющихся под углом к оптической оси в анизотропной среде : диссертация на соискание научной степени канд. физ.-мат. наук. Симферополь : 2010. 160 с.
9. Векторные сингулярности гауссовых пучков в одноосных кристаллах: генерация оптических вихрей / А. В. Воляр, Т. А. Фадеева, Ю. А. Егоров // *Письма в ЖТФ*. 2002. Т. 28. Вып. 22. С. 70–77.
10. Egorov Yu. A. White optical vortices in LiNbO₃ crystal / Yuriy A. Egorov, Tatyana A. Fadeyeva, Alexander F. Rubass, Alexander V. Volyar // *Proceedings of SPIE*. 2006. Vol. 5582. P. 286–295.
11. Subwave spikes of the orbital angular momentum of the vortex-beams in a uniaxial crystal / T. Fadeyeva, C. Alexeyev, A. Rubass, [et al.] // *Optics Letters*. 2011. 36 (21). 4215–7
12. А. с. 8281. Компьютерная программа для расчёта распределения поляризации неоднородно поляризованного лазерного пучка / Т. А. Фадеева (Украина). – Свид. № 8281 ; по заявке № 8103; опубл. 04.07.03.

INTERACTION MONOSCOPICALLY PATTERNS WITH SINGULARITIES IN THE ELECTRO-OPTIC CRYSTAL

Bretsko M. V.^{}, Akimova Ya. E., Lapaeva C. N., Volyar A. V.*

Physics and Technology Institute, V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol 295007, Russia

**E-mail: Hardy2504@mail.ru*

We identified the main problems of the study of electrooptical properties of LiNbO₃ crystal, using phase and polarization singularities. As it turned out, the effects of transverse electric field on the crystal causes a change in phase of polarization structure – an additional polarization singularity. The obtained results show that in a uniaxial crystal under the influence of a transverse electric field to change the anisotropic properties of the crystal, which leads to the transformation of a uniaxial crystal to biaxial.

Keywords: LiNbO₃, phase and polarization singularities, uniaxial crystal, the electrostatic field, polarization.

References

1. G. J. Gbur, *Singular optics* (CRC Press, New York, 2017).
2. M. V. Berry, *Singular optics*, *SPIE* **3487**, 6–11 (1998).
3. Y. S. Kuzminov, *Electro-optical and nonlinear optical lithium niobate crystal* (M. : Science GL. ed. Fiz.-Mat. lit., 1987) 264 p.
4. Y. S. Kuzminov, *Niobate and talent of lithium – materials for nonlinear optics* (M : Nauka, 1975) 224 p.
5. A. S. Sonin, A. S. Vasilevskaya, *Electro-optic crystals* (M : Atomizdat, 1971) 327 p.
6. Yu. Egorov, T. Fadeyeva, A. Volyar, *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **6**, S217–S228 (2004).
7. Etienne Brasselet, Yana Izdebskaya, Vladen Shvedov [et al.] *Optics Letters* **34**, 1021–1023 (2009).
8. A. F. Rybas, Candidate's Dissertation in Mathematics and Physics (Simferopol, 2010) 160 p.
9. A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva, Yu. A. Egorov, *Technical Physics Letters* **28**, 70–77 (2002).

10. Yu. A. Egorov, T. A. Fadeyeva, A. F. Rubass, A. V. Volyar, *Proceedings of SPIE* **5582**, 286–295 (2006).
11. T. Fadeyeva, C. Alexeyev, A. Rubass, A. Zinov'ev, V. Konovalenko, A. Volyar, *Optics Letters* **36** (21) 4215-7 (2011).
12. A. S. 8281. Computer program to calculate the distribution of polarization of non-uniformly polarized laser beam. T. A. Fadeyeva (Ukraine). Testimonies. No. 8281 ; application No. 8103; publ. 4.07.03.

*Поступила в редакцию 22.03.2018 г. Принята к публикации 14.05.2018 г.
Received March 22, 2018. Accepted for publication May 14, 2018*

**СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ РАЗВИТИЯ ТЕХНОЛОГИЙ И
МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ПРИБОРОВ СОЛНЕЧНОЙ
ФОТОЭНЕРГЕТИКИ (ОБЗОР)**

Марончук И. И.¹, Саникович Д. Д.², Широков И. Б.^{2*}

¹*ООО «Генезис-Таврида», Севастополь 299011, Россия*

²*ФГАОУ ВО «Севастопольский государственный университет», Севастополь 299053, Россия*

**E-mail: shirokov@ieee.org*

В статье рассматриваются основные аспекты развития солнечной фотоэнергетики как одной из самых быстро развивающихся отраслей промышленности. Показано, что себестоимость производимой солнечной энергии стремительно приближается к цене за электроэнергию, генерируемую традиционными методами. Рассмотрена ситуация, связанная с развитием отрасли за последние несколько лет, как в России, так и во всем мире в целом. Рассмотрены солнечные элементы, относящиеся к различным технологическим группам, их преимущества и недостатки, особенности производства, перспективы развития, оценена их максимальная эффективность на период, включающий 2017 год. Рассмотрена возможная альтернативного развития современных высокоэффективных солнечных элементов на основе наногетероэпитаксиальных структур с квантовыми точками, обсуждены преимущества и недостатки методов для их получения, обоснована перспективность их получения методом жидкофазной эпитаксии с импульсным охлаждением подложки.

Ключевые слова: солнечная фотоэнергетика, солнечный элемент, эффективность, технологическая группа, концентрация, структура.

PACS: 84:00

ВВЕДЕНИЕ

Мировой рынок солнечной фотоэнергетики (ФЭ) растет с 2005 г. в среднем на 40% в год. Это гораздо больше, чем для любой другой отрасли промышленности [1]. Ожидается, что в ближайшие 20 лет солнечная ФЭ, создаст более 2 млн. рабочих мест, сократит выбросы парниковых газов в атмосферу на 350 млн. тонн, что эквивалентно остановке 140 угольных электростанций. Общая мощность солнечной ФЭ до 2030 г. превысит 650 ГВт [2, 3].

Седьмой год подряд в мировой рынок солнечной ФЭ инвестируется средств больше чем в другие отрасли возобновляемой энергетики. В 2016 году инвестиции составили 57% от общего объема и равнялись 113,7 млрд. долларам США. Несмотря на ежегодное снижение общих глобальных инвестиций в солнечную энергетику, например на 34% по сравнению с 2015 годом, вновь установленная мощность солнечной фотоэлектрической энергии увеличилась на 38% и превысила в 2016 году 80 ГВт. Зарегистрированные данные о производстве солнечных

элементов (СЭ) для производства солнечных станций в 2016 году варьируются между 79 ГВт и 84 ГВт, а оценки на 2017 год сводятся к диапазону от 90 до 95 ГВт. Значительная неопределенность в этих данных обусловлена рыночной средой высокой конкуренции, а также тем фактом, что некоторые компании сообщают данные о производстве, в то время как другие — о продажах, а третьи — о перевозках. В 2018 году мировой рыночный прогноз по производству СЭ варьируется от 58 ГВт по низкому сценарию Solar Power Europe до 106 ГВт в обзоре Глобального PV-рынка BNEF [3]. На рис. 1 представлены диаграммы, описывающие мировое производство солнечных фотоэлементов в диапазоне развития с 2005 по 2017 годах [3].

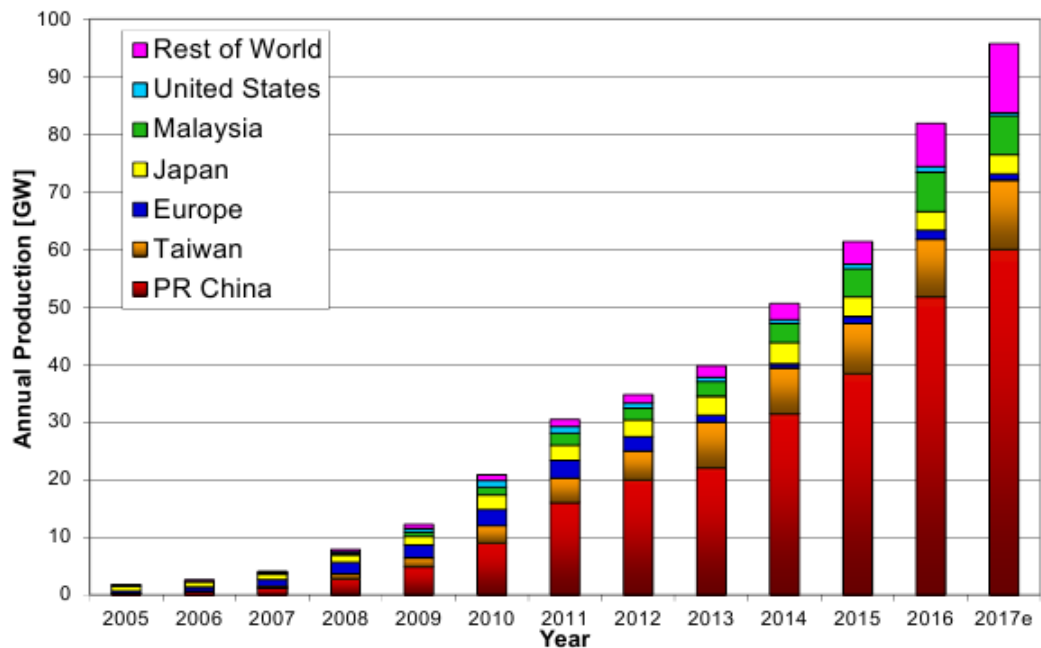


Рис. 1. Мировое производство солнечных элементов / модулей с 2005 по 2017 год

Установленная мощность мировой солнечной ФЭ в 2016 году составила 315 ГВт и, согласно прогнозам рынка, она может удвоиться к 2019 году. В конце 2017 года установленная мощность мировой солнечной ФЭ превысила 400 ГВт, и перекрыла примерно 2% мирового спроса на электроэнергию.

Более 90% ныне действующих мировых производств современных солнечных фотоэлектрических панелей использует технологию кристаллического кремния на основе пластин.

Проектные мощности по производству кремния на 2017 год варьируются от 450 000 до 508 000 тонн. Из них, около 30 000 тонн используется электронной

промышленностью [4]. В настоящий момент, средние затраты такого материала, как кремний при производстве СЭ составляет около 4,7 г/Вт [3].

В 2016 году в России было установлено около 70 МВт новых мощностей солнечных станций, при этом общая мощность генерации увеличилась до 540 МВт (включая около 400 МВт генерации, установленной в Крыму) [3]. Согласно Распоряжению Правительства РФ от 28.07.2015 г. № 1472 к 2024 году на рынке электрической энергии России должны функционировать солнечные станции общей мощностью 1520 МВт. Механизм поддержки производства электрической энергии на основе использования возобновляемых источников энергии на оптовом рынке электроэнергии и мощности определен Постановлением Правительства Российской Федерации № 449 от 28 мая 2013 года [5]. В стадии окончательной разработки находится документ «Энергетическая стратегия России на период до 2035 года» [3].

Несмотря на бурное развитие солнечной ФЭ, себестоимость производства электроэнергии на солнечных электростанциях остается одной из высоких среди альтернативных способов генерации. Однако в последние несколько лет отмечается снижение себестоимости электроэнергии, производимой солнечными фотоэлектрическими преобразователями энергии (ФЭП). Так, за 2008 – 2017 годы средняя стоимость солнечной энергии снизилась с 0,21 до практически 0,086 долл./кВт·ч, при средней стоимости электроэнергии, получаемой ТЭС и АЭС порядка 0,05 долл./кВт·ч [3]. Это на 15% меньше по сравнению с 2016 годом, причем стоимость солнечных модулей в солнечных ФЭ станциях снизилась по сравнению с 2016 годом на 40%.

Тенденции к снижению стоимости солнечной энергии предвидятся и в дальнейшем. Уже в 2016 году на мировом рынке солнечной ФЭ заключен ряд контрактов на покупку электроэнергии, цены на которую опустились ниже 30 долл./МВт·ч, а самый низкий уровень закупки составил 24,2 долл./МВт·ч (тендер на электроэнергию для водного хозяйства Абу-Даби в сентябре 2016 года). Этот низкий уровень цен, особенно в Объединенных Арабских Эмиратах и Чили, возможно, обусловлен сочетанием превосходного солнечного ресурса в этих странах с высокими ставками долговых обязательств и очень низкими долговыми издержками, а также тем фактом, что некоторые тарифы индексируются под инфляцию [3].

Современные технологии производства солнечных батарей хорошо зарекомендовали себя и обеспечивают надежный продукт, с гарантированным выходом энергии в течение как минимум 25-30 лет. Эта надежность, растущий спрос на электроэнергию в странах с развивающейся экономикой, возможность снятия нагрузки при перегрузках сети, а также рост цен на электроэнергию, генерируемую традиционными источниками энергии, добавляют привлекательность в развитие рынка солнечной ФЭ.

Как показано выше проблема развития солнечной энергетики носит глобальный характер и является весьма актуальной задачей для изучения. Исходя из этого очевидно, что любые технологические решения, способные понизить стоимость солнечной энергии, приблизив ее и сделав более низкой, чем стоимость энергии, генерируемой классическими методами, являются весьма актуальными.

Поэтому, на наш взгляд, крайне необходимо отслеживать и контролировать даже незначительные изменения в области технологического прогресса на рынке солнечной электроэнергии с целью улучшения уже имеющихся характеристик солнечных элементов. Целью работы является подготовка обзорной статьи, посвященной: краткому описанию основных аспектов развития мировой солнечной фотоэнергетики; рассмотрению солнечных элементов, относящихся к различным технологическим группам, оценкой их преимуществ и недостатков, особенностей производства, перспектив развития и максимальной эффективности; рассмотрению возможной альтернативы в развитии современных высокоэффективных солнечных элементов на основе наногетероэпитаксиальных структур с квантовыми точками, обсуждению методов для их получения.

ОБЗОР СОВРЕМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Согласно данным Национальной лаборатории по возобновляемой энергетике (NREL, США) за 2017 год (рис. 2) присутствуют нижеследующие моменты развития эффективности лабораторных СЭ [6]. Для удобства обсуждения, как и на рисунке, рассмотрим четыре технологических группы.

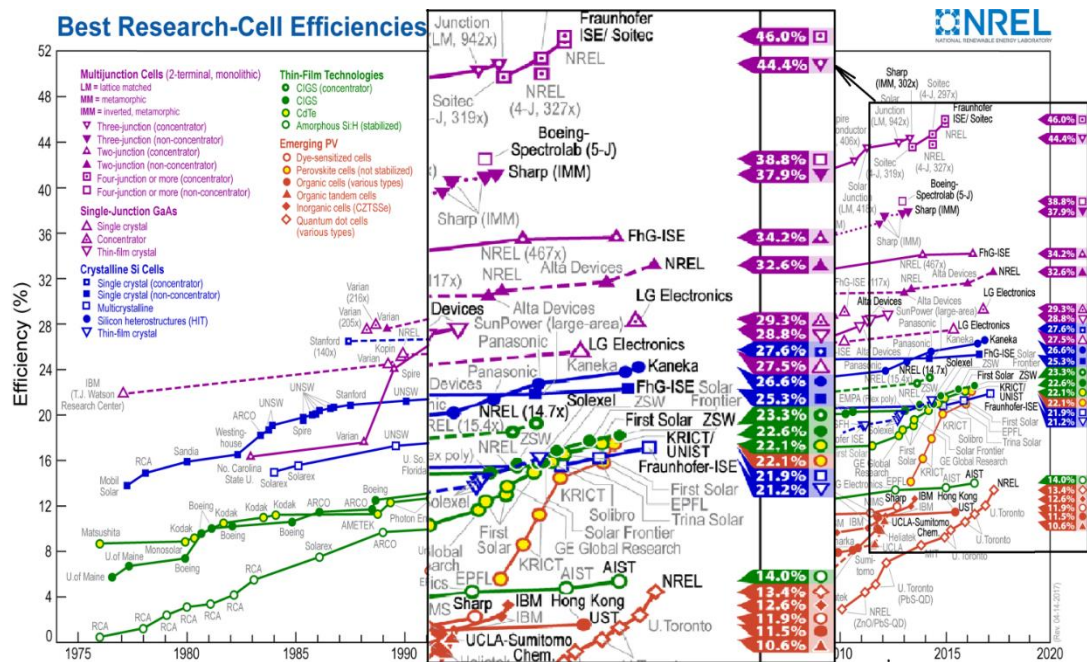


Рис. 2. Данные, представленные Национальной лабораторией по возобновляемой энергетике (NREL, США), о разработках солнечных элементов с максимальной эффективностью за 2017 год

К первой технологической группе можно отнести СЭ на основе соединений III и V групп периодической системы, имеющих от одного до пяти каскадов (многокаскадные СЭ), и которые могут использоваться как с применением концентраторов, так и без них. Согласно рис. 2 на сегодняшний день они имеют максимальную эффективность.

Каскадные СЭ формируют либо путем выращивания монокристаллической структуры, либо путем механического стыкования готовых элементов.

Большинство высокоэффективных СЭ, относящиеся к этой группе, изготавливают на основе многопереходных (каскадных) гетероструктур. Их получают методами молекулярно-пучковой эпитаксии (MBE) или эпитаксией из газовой фазы, содержащей металлоорганические соединения (MOCVD-технология). На рис. 3 продемонстрирован пример структуры трехкаскадного СЭ и энергетическая схема преобразования им солнечной энергии [7].

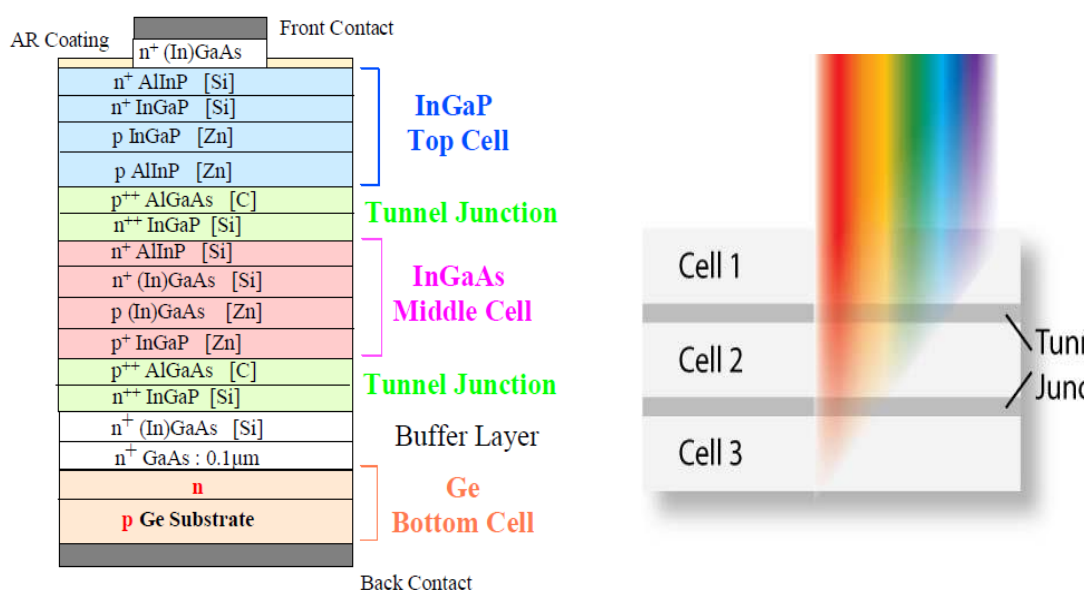


Рис. 3. Многопереходный солнечный элемент и энергетическая схема преобразования солнечной энергии

Изготовленные в Германии (Fraunhofer ISE/Soitec) четырехкаскадные СЭ достигли эффективности 46,0% при использовании концентрирования солнечного излучения со степенью в 500 единиц. В городе Гольден, штат Колорадо, 14 января 2015 г. Министерство энергетики США, NREL объявили о демонстрации эффективности преобразования для четырёхпереходного СЭ в 45,7% при степени концентрации в 234 единицы. NREL заявила, что это один из самых высоких достигнутых КПД для СЭ любых типов. При этом максимальная эффективность трехкаскадных СЭ полученных еще в 2013 году компанией Solar Junction со степенью концентрации 942 единицы составила 44,4%.

Однако применение концентраторов (линз Френеля), для получения высокой эффективности приводит к большим оптическим потерям. Необходимо при этом также помнить, что исследуются лабораторные элементы при специальных условиях освещения. Сами концентраторные многокаскадные элементы при использовании в натурных условиях требуют применения механически сложных опорных конструкций, включающих схемы слежения, имеют плохую работоспособность при освещении рассеянным светом и требуют необходимости эффективного охлаждения структуры вследствие локального нагрева.

Максимальная эффективность многокаскадных безконцентраторных СЭ полученных компаниями Boeing-Spectrolab и Sharp составили соответственно 38,8 % (пять каскадов) и 37,9% (три каскада). Недостатками получения многокаскадных СЭ являются сложность технологического процесса, использование дорогостоящих оборудования, подложек монокристаллического Ge, GaAs и других основных материалов и компонентов.

Нобелевский лауреат Ж. И. Алферов показывает [8], что каскадные СЭ являются наиболее сложными в структурном отношении относительно всех других полупроводниковых приборов.

При изготовлении двухкаскадных СЭ путем механической состыковки готовых элементов в работе [9] для верхнего каскада использовались материалы на основе GaAs, а для нижнего – из Ge. Однако рекордные значения при преобразовании солнечного излучения с эффективностью 37% [10] были достигнуты на механически состыкованных СЭ, состоящих из верхнего каскада на основе GaAs и нижнего на основе GaSb со степенью концентрации в 100 единиц.

Достоинством механически состыкованных СЭ является то, что они создаются на основе хорошо разработанных однопереходных СЭ. При этом нет необходимости согласовывать электрический ток в каскадах. К недостаткам относится достаточно сложная система коммутации каскадов, высокие оптические потери на границах каскадов, требование минимизации поглощения верхним каскадом излучения, которое будет преобразовываться в нижнем каскаде [11].

Несмотря на вышеуказанные негативные стороны, многокаскадные СЭ нашли свой рынок применения в солнечной ФЭ. Они не только эффективно используются в космосе, но и нашли свое применение в наземной концентраторной солнечной ФЭ. Компании Boeing, Emcore, Spectrolab Inc. уже к 2008 году имели отработанные технологии изготовления многокаскадных СЭ с производственными мощностями более 1 МВт/год каждая, налажена система сбыта и сформирован рынок наземной концентраторной солнечной ФЭ с эффективностью СЭ 36 – 39%.

Однокаскадные элементы этой первой технологической группы имеют максимальную эффективность до 27,5%. Надо понимать, что это незначительно выше, чем на кремнии (25,6%) при существенно более сложном технологическом процессе и высокой цене на материалы и оборудование, повышающими цену на генерируемую электрическую энергию.

Таким образом, основным недостатком этой группы является высокая стоимость.

Ко второй технологической группе относят СЭ, которые изготавливают на основе кремниевых технологий. Как уже говорилось ранее, кремний в настоящий временной период является основным материалом солнечной ФЭ, на основе которого изготавливается более 90% СЭ, поэтому технологические приемы и процессы для этой группы наиболее отработаны, и мы не будем заострять на них особого внимания.

На рис. 4. слева показана классическая конструкция СЭ, изготавливаемая на основе моно и мульти-кристаллического кремния [12]. Согласно рис. 2 максимальная эффективность для СЭ из монокристаллического кремния составляет 25,3%. При использовании 92-х кратной концентрации компанией Amonix получена максимальная эффективность 27,6%. Применение в такой конструкции СЭ мульти-кристаллического кремния приводит к уменьшению эффективности до 21,9%.

Без применения концентраторов максимальную эффективность в этой группе имеют кремниевые СЭ, изготавливаемые по НІТ (Heterojunction with Intrinsic Thin layer structure) технологии (26,6%). На рис. 4 в центре представлена общая концепция технологии формирования гетероструктурных СЭ на основе кристаллического кремния. Согласно этой технологии, на структурированной и очищенной поверхности, предварительно подготовленной с помощью химической обработки, методом плазмохимического осаждения формируют омический и гетероконтакт, состоящие из слоёв собственного и легированного аморфного кремния. На лицевую сторону напыляют прозрачное проводящее покрытие и методом трафаретной печати наносят серебряную контактную сетку, обеспечивающую токосъем. Тильный контакт формируют напылением слоёв индий-титанового оксида (ІТО) и серебра. Технологический процесс состоит из семи операций, что значительно меньше, чем в технологии ІBC фирмы «Sun Power» для получения кристаллических кремниевых СЭ, имеющей 18 операций [12].

На рис. 4 справа показана конструкция тонкопленочного СЭ на основе a-Si:H/ μ c-Si:H [12]. Как правило, технологическая цепочка получения такого прибора требует большего количества технологических шагов, а сам СЭ имеет более низкую эффективность и подвержен деградации, по сравнению с НІТ технологией. Максимальная эффективность тонкопленочных СЭ, согласно рис. 2, составляет 21,2%.

Таким образом, в этой группе, в развитие солнечной ФЭ наиболее перспективными являются СЭ, производимые по НІТ технологии.

Солнечные элементы, рассматриваемые в третьей технологической группе, как и элементы первой группы можно отнести к элементам второго поколения. Для их изготовления требуется меньше полупроводниковых материалов, чем для СЭ на кристаллическом кремнии. Негативным фактором при производстве СЭ этой группы является то, что данные тонкопленочные технологии используют токсичные и редкие элементы с довольно-таки высокой стоимостью. Кроме того, имеющиеся технологические проблемы с равномерностью нанесения тонких слоев приводят к сравнительно большой потере эффективности (20-25 отн.%) при переходе от элементов к модулям.

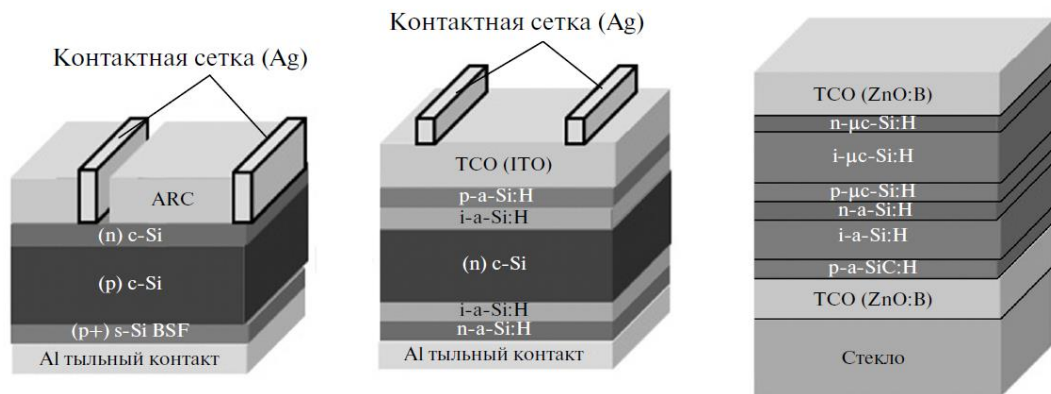


Рис. 4. Слева — классическая конструкция на основе c-Si; в центре — на основе гетероперехода a-Si:H/c-Si (HIT технологии); справа — тонкоплёночные на основе a-Si:H/μc-Si:H (TCO — прозрачный проводящий оксид (обычно индий-титановый оксид ITO), ARC — просветляющее покрытие)

Максимальной эффективностью в этой группе обладают тонкопленочные СЭ второго поколения на основе халькопиритов $\text{Cu}(\text{In,Ga})(\text{Se,S})_2$, называемые CIGS. Они относительно легко синтезируются в лабораторных условиях и технологические особенности их получения можно подразделить на методы с использованием и без использования вакуума. Вакуумный вариант сказывается на стоимости СЭ, но при нем получена наибольшая эффективность в 22,6% (согласно рис. 2), безвакуумный вариант не позволяет получать солнечные элементы с эффективностью более 17% [13].

На рис. 5 представлена структура типичного СЭ на основе CIGS [13].

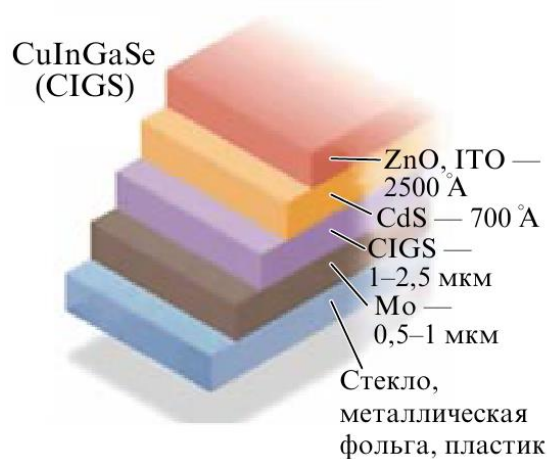


Рис. 5. Типичная структура СЭ на основе CIGS

Здесь CIGS выступает в качестве полупроводника *p*-типа, осажденного на стеклянную подложку с тонким слоем молибдена, выполняющего функцию нижнего контакта. Нанесением слоя широкозонного полупроводника CdS, легированного под *n*-тип, создается *p-n* структура, которая закрывается тонким слоем прозрачного оксида цинка и прозрачным проводящим индий-титановым оксидом (либо сетчатым контактом).

При использовании концентрированного солнечного излучения со степенью в 14,7 единицы удалось поднять эффективность СЭ на основе CIGS до 23,3% (рис. 2).

Следующим по результативности в этой группе выступают СЭ на основе CdTe с максимально достигнутой эффективностью 22,1%. Типичная структура СЭ на основе CdTe показана на рис. 6 [13]. Основными технологиями получения таких СЭ являются процессы сублимации, химического напыления, химического осаждения из газовой фазы, эпитаксия, трафаретная печать.

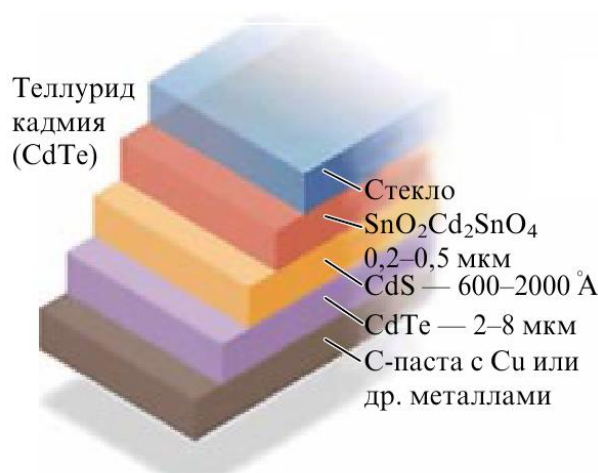


Рис. 6. Типичная структура СЭ на основе CdTe

Ведущим мировым производителем подобных СЭ является компания First Solar, которой принадлежит и предыдущий рекордный показатель в 21,5% в 2016 году. Задачей компании, по словам ее директора, является «подтверждение постоянного конкурентного преимущества CdTe по сравнению с традиционной технологией кристаллического кремния».

В 2014 году Bloomberg опубликовал майские цены на наиболее используемые в Катаре СЭ с текущими ценами на модули (COGS), маржи и цены их продаж (рис. 7) [14]. Эти данные расширены, чтобы можно было показать развитие уровня затрат на электроэнергию (LCOE), получаемую СЭ в сочетании с новыми данными о солнечной эффективности. Авторы считают, что эти данные позволяют определить дорожную карту LCOE для солнечной ФЭ Катара на будущее.

Показано, что в последние годы, происходит значительное улучшение эффективности для исследовательских СЭ на основе тонких пленок CdTe. Это может в течении ближайших 24 месяцев (по мнению авторов) сократить уровень

затрат на получаемую этими СЭ энергию на 60%, при условии, что переход от исследовательских СЭ к коммерческому рынку будет реализован так, как планируется производителями. При этом эффективность тонкопленочных СЭ скоро может превзойти кристаллические СЭ, что также приведет к получению LCOE ниже стоимости энергии, генерируемой традиционными методами на АЭС и ТЭЦ на большинстве энергетических рынков. Анализ LCOE по этой теории приведен на рис. 7. Из рисунка видна перспективность развития тонкопленочных СЭ, так как LCOE, как известно, включает в себя все капитальные затраты и эксплуатационные расходы (исключая субсидии, долговое финансирование и налоговые последствия).

Characteristics of PV Panels					
	Units	Single Crystal Silicon	Multicrystal Silicon	Cadmium Telluride Thin-Film	Source
Abbreviation		c-Si	poly-Si	CdTe	
COGS	\$/Wp	\$0.758	\$0.672	\$0.495	Bloomberg
Margin	\$/Wp	\$0.131	\$0.116	\$0.088	Bloomberg
Module Cost	\$/Wp	\$0.889	\$0.788	\$0.583	Bloomberg
Share of Installed Capacity	%	27%	63%	10%	IEA
Best Research Cell Efficiency	%	25.6%	20.4%	20.9%	NREL
Commercial Efficiency	%	17-21%	15-17%	12-15%	NREL, IEA
Irradiance: Qatar	kWh/sqm/yr	1,900	1,900	1,900	Solar GIS, Meteonorm, NASA
Avg Annual Temp: Qatar	°C	31	31	31	QAA / WMD
Temperature Coefficient	%	-0.50% / °C	-0.50% / °C	-0.25% / °C	Assorted vendors
Best Research Cell Efficiency	%	22.60%	17.40%	19.90%	NER Estimate
Commercial Efficiency	%	14-18%	12-15%	10-13%	NER Estimate
Levelized Cost of Energy					
Full Cost	\$/kWh	\$0.140 - \$0.085	\$0.181 - \$0.116	\$0.230 - \$0.137	NER Estimate
COGS Only	\$/kWh	\$0.131 - \$0.079	\$0.169 - \$0.108	\$0.219 - \$0.130	NER Estimate
Best Research Cell	\$/kWh	\$0.050	\$0.081	<u>\$0.055</u>	NER Estimate

Рис. 7. Характеристики солнечных панелей

Наименьшей эффективностью в этой группе (14,0%) обладают тонкопленочные СЭ на основе аморфного кремния. Основной проблемой таких модулей является деградация аморфного элемента.

Рассмотренные СЭ, входящие в третью технологическую группу, применяются, в основном, в элементах конструкций зданий и ограждений.

К четвертой технологической группе можно отнести СЭ на материалах и технологиях, открытых сравнительно недавно (в сравнении с предыдущими технологическими группами). В последние годы они получили наибольшие тенденции к развитию. К ним можно отнести технологии пленок на основе сенсibilизированных красителей, перовскитов, органические и tandemные органические пленки, а также квантовые точки, полученные по коллоидным технологиям.

Наиболее перспективными в этой группе считаются СЭ на основе перовскитов. Исследовательская группа во главе с научным сотрудником Seo Jang-won Корейского научно-исследовательского института химической технологии (KRIST) зафиксировала наибольшую эффективность для перовскитового СЭ — 22,7% в 2017 году.

Такие СЭ относятся к третьему поколению, они гибкие и легкие, их изготовление требует применение относительно простых и дешевых методов. Однако необходимо отметить, что на данный момент времени они подвержены временной деградации. К этим СЭ необходимо применять повышенные требования к герметизации. В настоящий момент пока отсутствует производство СЭ данной технологической группы в промышленных масштабах. Можно сделать вывод, что пока это потенциально наиболее дешевая технологическая группа изготовления СЭ, находящаяся на стадии лабораторных исследований.

Альтернативой созданию СЭ по перечисленным выше технологиям является создание однопереходных элементов на основе многослойных наногетероэпитаксиальных структур (НГЭС) с квантовыми точками (КТ). В этом случае дизайн элемента существенно упрощается, так как такой СЭ является однокаскадным [15]. Для его изготовления используется один широкозонный (матричный) полупроводниковый материал, а другой — узкозонный полупроводниковый материал (для изготовления КТ). На рис. 8 показан пример структуры такого СЭ и его энергетическая схема.

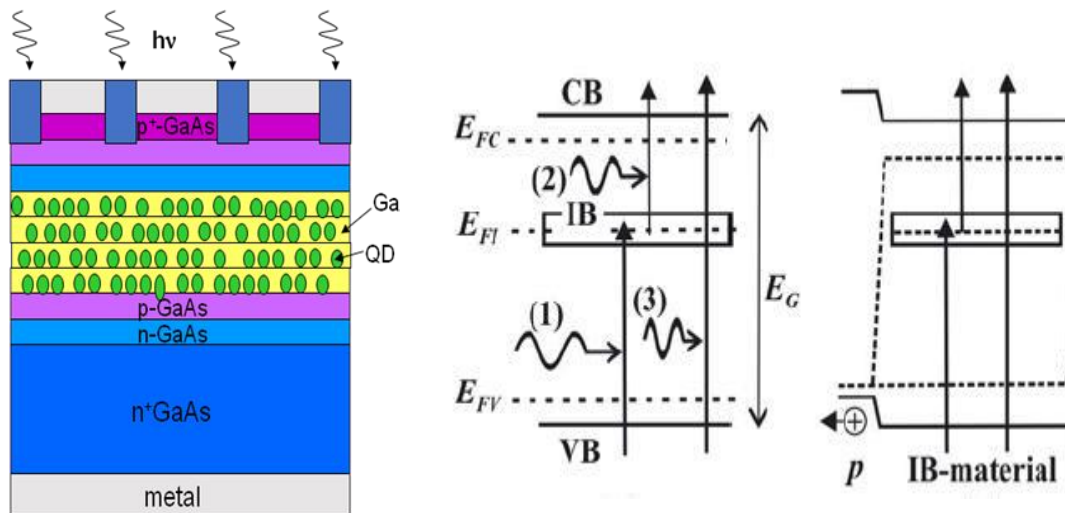


Рис. 8. Однопереходный солнечный элемент с квантовыми точками и его энергетическая диаграмма

Теоретически доказано [16], что введение КТ узкозонного полупроводникового материала с шириной запрещенной зоны E_{g1} в СЭ, изготовленный из широкозонного полупроводникового материала с шириной запрещенной зоны

$E_{g2} > E_{g1}$, позволяет утилизировать как коротковолновое излучение с энергией $h\nu > E_{g2}$, так и излучение с энергией $h\nu < E_{g2}$, которое не поглощается в материале широкозонного полупроводника. Из рис. 8 видно, что осуществляется утилизация длинноволновой части спектра солнечного излучения за счет суммирования энергии 2-х длинноволновых квантов света [17].

Сотрудник NREL Артур Нозик в 1990-х годах постулировал возможность получения нескольких электронно-дырочных пар с КТ узкозонных полупроводников, облученных квантами коротковолнового спектра солнечного излучения. В 2006 году экспериментально было установлено, что при облучении ультрафиолетовым излучением КТ PbSe один фотон порождает семь электронов, а в 2007 году было установлено, что один фотон излучения с длиной волны $\lambda = 0,48$ мкм порождает 2 электрона с КТ кремния. Теоретический анализ показывает, что утилизация длинноволновой и коротковолновой части спектра СИ с помощью КТ позволяет достичь эффективности СЭ, близкой к термодинамическому пределу (более 84%) [18]. Теоретические оценки предсказывают эффективность в 53% для солнечных элементов с квантовыми точками Ge в Si. Повышение эффективности устройств на основе наногетероструктур Ge/Si становится возможным также благодаря эффектам пространственного квантования [19 – 21].

Для применения в СЭ необходимы массивы КТ с большей плотностью N (для увеличения коэффициента поглощения) и, по возможности, более широким распределением КТ по размерам δL , так как это обеспечит более полное использование солнечного спектра [21].

Использование широкозонных полупроводников в качестве матричного материала НГЭС с КТ позволяет изготавливать СЭ с улучшенными технико-экономическими характеристиками в связи с тем, что [22]:

1. Большие значения ширины запрещенной зоны E_g определяют высокую температурную стабильность и высокий температурный рабочий предел создаваемого солнечного элемента;

2. Наличие у прямозонных полупроводников III-V резкого края основной полосы поглощения, определяемой прямыми оптическими переходами, приводит к возможности получения высокой эффективности преобразования солнечного излучения тонкопленочными СЭ;

3. Использование указанной технологии приводит к возможности достижения большой радиационной стойкости, поскольку под действием радиационного излучения в этих материалах не происходит существенного уменьшения низкого значения диффузионной длины неосновных носителей заряда, характерных для этих материалов;

4. Большой потенциальный барьер в p - n переходах на широкозонных материалах III-V обуславливает низкие значения токов, что обеспечивает большую область линейной зависимости выходной мощности СЭ от светового потока (в области больших световых потоков) с одной стороны, а с другой стороны позволяет получать высокую эффективность при работе в диапазоне низких световых потоков и температур;

5. Кроме GaAs для получения однопереходных СЭ в качестве широкозонного полупроводника перспективно использовать GaP, а в качестве узкозонного полупроводника для изготовления КТ — Ge, InAs, GaSb, а также твердые растворы на их основе ($\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, InAsP, GaInSb).

Попытки создания методами МВЕ и МOCVD высокоэффективных СЭ на основе НГЭС с КТ, где в качестве матричного материала используется GaAs, а материала для КТ используется InAs не увенчались успехом, так как введение КТ не увеличивало, а уменьшало квантовую эффективность СЭ, причем с увеличением количества массивов КТ эффективность СЭ уменьшалась [23]. Авторы связывают это с наличием в гетероструктурах деформированных напряженных «смачивающих» слоев узкозонных полупроводников, которые образуются между КТ и в которых создаются генерационные-рекомбинационные центры, ответственные за безизлучательные каналы рекомбинации.

Рассмотрим методы, позволяющие получать НГЭС с массивами КТ, не содержащие «смачивающих» слоев в промежутках между КТ.

Метод жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) с импульсным охлаждением подложки (ИОП) основан на процессах кристаллизации и растворения твердого тела в жидкой и газовой фазе [24, 25]. Этот метод может использоваться для получения различных полупроводниковых НГЭС с КТ. Сущность данного метода получения эпитаксиальных структур из жидкой фазы заключается: в нагреве раствора-расплава до температуры насыщения; приведение его в контакт с рабочей поверхностью подложки, нагретой до такой же температуры; приведение поверхности подложки, противоположной рабочей, в контакт с теплопоглотителем; проведение кристаллизации многослойных эпитаксиальных структур при использовании растворов-расплавов различного состава путем многократного создания на рабочей стороне подложки импульсов охлаждения величиной, длительностью и скоростью нарастания переднего фронта в интервалах $(0,5 - 15)^\circ\text{C}$, $(5 \times 10^{-2} - 5) \text{ с}$, $(5 - 0,5) \times 10^3^\circ\text{C/с}$ соответственно; кристаллизацию массивов КТ из растворенных материалов с постоянными решеток, отличающихся более чем на 0,6% от постоянных решеток монокристаллических материалов, на которых они наращиваются.

Метод ЖФЭ с ИОП заключается в том, что тыльная сторона подложки при фиксированной температуре T соприкасается с теплопоглотителем с температурой T_p меньшей, чем температура подложки на величину $\Delta T = T - T_p$, при этом рабочая поверхность подложки находится в контакте с раствором-расплавом, имеющим насыщение согласно данной фиксированной температуре. Спустя незначительный отрезок времени равный $\tau \approx 10^{-3} - 10^{-1} \text{ с}$, который определяет время импульса охлаждения подложки, теплопоглотитель нагревается до температуры подложки. За это время τ на рабочей поверхности подложки происходит кристаллизация нанослоя или массива КТ [26, 27].

Так как постоянные решеток материалов КТ и подложки различны, выращивание КТ осуществляются по механизму Странского-Крастанова, согласно которому в начальный момент роста на подложке формируется сплошной «смачивающий» слой, у которого с ростом толщины местами возникают

механические напряжения с максимумами в середине периода нониуса совершенного строения на гетерогранице. Отсюда, плотность КТ лимитируется в основном периодом нониуса совершенного строения. Поскольку кристаллизация осуществляется из жидкой фазы в процессе релаксации импульса охлаждения, то наличие раствора-расплава, являющегося растворителем, приводит к формированию структурно-совершенных КТ. В процессе низкого пересыщения происходит «залечивание» структурных дефектов в растущих КТ в связи с тем, что процесс их формирования происходит в условиях близких к динамическому равновесию. При дальнейшей релаксации импульса охлаждения «смачивающий» слой в промежутке между КТ растворяется [24].

Следующим этапом процесса является заращивание массива КТ наноразмерным слоем матричного материала, который называют спейсерным слоем, выращивая его такой толщины, которая могла бы обеспечить туннельный переход носителей заряда от одного массива КТ к другому, то есть по вертикально-связанным КТ.

Выращивание многослойной *p-n* структуры с КТ, содержащей наноразмерные слои и массивы КТ различной толщины, осуществляется в одном технологическом процессе, что достигается путем использования теплопоглотителя, растворов-расплавов различного состава и различных импульсов охлаждения на рабочей поверхности подложки.

Существует метод на основе ЖФЭ, сущность которого заключается в том, что рост НГЭС с КТ осуществляется в графитовой кассете «пенального» типа, размещаемой в горизонтальном реакторе. При этом рост происходит в процессе протаскивания подложки под раствором-расплавом при достижении заданной температуры. Эксперименты по эпитаксиальному выращиванию проводились в температурном диапазоне 420 – 445°C при скорости охлаждения системы 0,3°C/мин [28].

Недостатком метода является то, что в условиях проведения описанных выше процессов невозможно получать качественные структуры с воспроизводимыми свойствами.

Одним из перспективных методов формирования НГЭС является капельный метод. Сущность метода состоит в том, что на первой стадии процесса на поверхности подложки образуются наноразмерные капли элемента III группы, например, In, а на второй стадии происходит растворение в этих каплях элемента V группы, например, As, в результате чего на подложке образуются наноразмерные кристаллы III-V.

Капельный метод, в отличие от традиционной эпитаксии по механизму Странского-Крастанова [29], дает возможность получения изолированных квантовых точек независимо от степени рассогласования периодов решеток и является одним из вариантов кристаллизации по механизму пар-жидкость-твердое тело, напоминающий изотермическую локальную жидкофазную эпитаксию с подпиткой из газовой фазы. На качество выращиваемых НГЭС с КТ данным методом рассогласование периодов кристаллической решетки подложки и

осаждаемого вещества не влияет, что позволяет формировать КТ в изопериодных системах и без «смачивающего» слоя.

В последние годы процесс «капельной» эпитаксии активно развивался в условиях молекулярно-лучевой эпитаксии. Однако существуют ограничения этого метода, такие как довольно низкая производительность, сложность и высокая стоимость оборудования, что делает привлекательным развитие этого метода в условиях МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ).

Одним из достоинств данного метода является то, что при высоком качестве полученных структур их стоимость гораздо ниже, чем в структурах, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [30].

Несмотря на явные преимущества, основным недостатком данного метода является сложность технологического процесса и дороговизна оборудования, комплектующих и материалов по сравнению с методом ЖФЭ с ИОП.

Метод выращивания НГЭС в процессе ЖФЭ при ИОП, имеет недорогое оформление и обладает технологической простотой, при этом позволяет получать массивы КТ, не содержащих упруго-напряженных «смачивающих» слоев в промежутках между КТ, что позволяет осуществлять процесс формирования КТ в условиях, близких к равновесию и, тем самым, выращивать структуры с минимальными генерационно-рекомбинационными токами, а это способствует возможности получения высокоэффективных СЭ с эффективностью более 30%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенный обзор продемонстрировал, что в современном мире одной из самых быстро развивающихся отраслей промышленности является фотоэнергетика, которая является не только одной из самых перспективных отраслей возобновляемой энергетики, но и мировой энергетической отрасли в целом. Причем себестоимость производимой солнечной энергии стремительно приближается к цене за электроэнергию, генерируемую традиционными методами.

В обзоре рассмотрена ситуация, связанная с развитием отрасли за последние несколько лет, как в России, так и во всем мире.

Рассмотрены солнечные элементы, относящиеся к различным производственным технологическим группам, их преимущества и недостатки, особенности производства, перспективы развития. Оценена их максимальная эффективность на период, включающий 2017 год.

Рассмотрена возможная альтернатива развитию современных высокоэффективных солнечных элементов на основе наногетероэпитаксиальных структур с квантовыми точками, обсуждены преимущества и недостатки методов их получения. Обоснована перспективность их получения методом жидкофазной эпитаксии с импульсным охлаждением подложки.

Список литературы

1. PV Status Report 2012 / A. Jeger-Waldau // Luxembourg: Publications Office of the European Union, 2012. 45 p.

2. PV Status Report 2014 / A. Jeger-Waldau // Luxembourg: Publications Office of the European Union, 2014. 50 p.
3. PV Status Report 2017 / A. Jeger-Waldau // Luxembourg: Publications Office of the European Union, 2017. 90 p.
4. The Development of a Purification Technique of Metallurgical Silicon to Silicon of the Solar Brand / I. I. Maronchuk, I. E. aronchuk, D. D. Sanikovich, I. B. Shirokov // Russian Microelectronics, 2016. Vol. 46, No. 8. P. 570–575.
5. Эффективность развития рынка возобновляемых источников энергии в России / И. А. Гречухина, О. В. Кудрявцева, Е. Ю. Яковлева // Экономика региона. 2016. Т. 12. № 4. С. 1167–1177.
6. Данные представленные Национальной лабораторией по возобновляемой энергетике (NREL, США) о разработках солнечных элементов с максимальной эффективностью за 2017 год [электронный ресурс] URL https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Best_Research-Cell_Efficiencies.png (дата обращения 20.02.2018).
7. III–V multijunction solar cells for concentrating photovoltaics /H. Cotal, C. Fetzer, J. Boisvert, [et al.] // Energy Environ. Sci. 2009 Vol. 2. P. 174–192.
8. Тенденции и перспективы развития солнечной фотоэнергетики / Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, В. Д. Румянцев // ФТП. 2004. Т. 38. Вып. 8. С. 937–948.
9. High Efficiency III-V Solar Cells / K. W. J. Barnham, D. B. Bushnell, J. P. Connolly [et al.] // Phys. Lett. 2000. Vol. 76. P. 143.
10. Solar Cell for NASA Rainbow Concentrator / M. A. Smith // Proc. 28th PVSC, Anchorage, Alaska. – 2000. P. 1139.
11. Thin-film GaAs Solar cells / J. C. C. Fan, C. O. Bozler, R. W. McClelland // 15-th IEEE Photovoltaic Spec.Conference (Kissimmee, Fla, 1981) : Conf. Rec. New York, 1981. P. 375–377.
12. Перспективы солнечной энергетики в России / Е. И. Теруков, О. И. Шуткин // Вестник Российской академии наук. 2016. Т. 86. № 3. С. 195–202.
13. Солнечная фотовольтаика : современное состояние и тенденции развития / В. А. Меличко, А. С. Шалин, И. С. Мухин [и др.] // Успехи физических наук. 2016. Т. 1. №. 8. С. 801–852
14. Новая солнечная технология — дорожная карта LCOE Катар [электронный ресурс] URL <http://bxhorn.com/2014/lcoe/> (дата обращения 20.02.2018).
15. Quantum Dot Super Solar Cell / A. Marti, L. Cuadra, A. Luque // Proc. 2 nd Spanish Electronic Devices Conference. 1999. P. 363.
16. Intermediate Band Photovoltaics Overview / L. Cuadra, A. Marti, N. Lopez, A. Luque // 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Osaka, Japan, May 11-18, 2003. PCD IPL-B2-01.
17. Жидкофазная эпитаксия и свойства наногетероструктур на основе соединений III-V / И. И. Марончук, И. И. Марончук, Т. Ф. Кулюткина, С. Ю. Быковский // Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии : 36. наук. пр. 2012. Т. 10. № 1. С. 77–88.
18. Believes quantum-dot solar power could boost output in cheap photovoltaics / A. Nozik // N. Y. : Technology Review, 2007. 49 p.
19. Increasing the efficiency of ideal solar cells by photon induced transitions at intermediate levels / A. Luque, A. Marti // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. № 26. P. 5014–5017.
20. Enhanced quantum efficiency of solar cells with self-assembled Ge dots stacked in multilayer structure / A. Alguano, N. Usami, T. Ujihara, K. Fujiwara, G. Sazaki, K. Nakajima, Y. Shiraki // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83. № 6. P. 1258–1260.
21. Эффективность преобразования солнечной энергии солнечным элементом на основе Si с квантовыми точками Ge / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, О. П. Пчеляков, А. И. Никифоров // Прикладная физика. 2010. Т. 6. № 2. С. 96–102.
22. Сверхвысокоэффективные солнечные элементы / Т. Ф. Кулюткина, Н. И. Марончук, О. В. Величко [и др.] // Нові технології. 2011. Т. 3. № 33. С. 9–16.
23. История и будущее полупроводниковых гетероструктур / Ж. И. Алферов // ФТП. 1998. Т. 32, № 1. С. 3–18.
24. Патент на изобретение № 94699 Кл. С 30В 19/00, С 30В 29/00, Н 01L 21/20 (UA) Способ выращивания эпитаксиальных наногетероструктур с массивами квантовых точек / И. Е. Марончук, Т. Ф. Кулюткина, И. И. Марончук, заяв. 20.09.2010; опуб. 10.06.2011, Бюл. № 5.

25. Deposition by liquid epitaxy and study of the properties of nano-heteroepitaxial structures with quantum dots for high efficient solar cells / D. Dimova-Malinovska, K. Lovchinov, I. I. Maronchuk, I. E. Maronchuk, D. D. Sanikovich // *Journal of Physics : Conference Series*. 2014. № 558. 012049.
 26. Study of the morphology of Ge quantum dots grown by liquid phase epitaxy / D. Dimova-Malinovska, H. Nichev, I. I. Maronchuk, I. E. Maronchuk, D. D. Sanikovich // *Journal of Physics : Conference Series*. 2016. № 700. 012043.
 27. Improvement of growing of Ge QDs by the method of liquid phase epitaxy / D. Dimova-Malinovska, H. Nichev, I. I. Maronchuk, D. D. Sanikovich, A. S. Cherkashin // *Journal of Physics : Conference Series*. 2017. № 794. 012012.
 28. Квантовые точки InSb/InAs, полученные методом жидкофазной эпитаксии / К. Д. Моисеев, Я. А. Пархоменко, А. В. Анкудинов [и др.] // *Письма в ЖТФ*. 2007. Т. 33. №. 7. С. 50–57.
 29. In(Ga)As/GaAs quantum dots for optoelectronic devices / K. Sears, S. Mokkapati, M. Buda [et al.] // *Proc. SPIE*. 2006. Vol. 6415. P. 641506.
 30. Влияние температуры осаждения индия на морфологию наноразмерных гетероструктур InAs/GaAs, полученных капельным методом в условиях МОС-гидридной эпитаксии / М. А. Сурнина, А. Л. Сизов, Р. Х. Акчурин, Т. А. Багаев // *Прикладная физика*. 2015. № 2. С. 97–101.
-

STATE-OF-ART DEVELOPMENT OF TECHNOLOGIES AND MATERIALS FOR PRODUCTION OF SOLAR PHOTO ENERGY DEVICES (REVIEW)

Maronchuk I. I.¹, Sanikovich D. D.², Shirokov I. B.²

¹*Genesis-Tavrida Ltd., Sevastopol 299011, Russia*

²*FSAEE HE “Sevastopol State University”, Sevastopol 299053, Russia*

**E-mail: shirokov@ieee.org*

The article deals with the main aspects of the development of solar photovoltaics as one of the fastest growing industries. It is shown the cost of produced solar energy is rapidly approaching the price for electricity generated by traditional methods. The situation related to the development of the industry over the past few years, both in Russia and throughout the world as a whole, is considered. The solar cells related to different technological groups, their advantages and disadvantages, production features, development prospects are considered, their maximum efficiency for the period including 2017 is estimated. The possible alternative development of modern high-efficiency solar cells based on nanoheteroepitaxial structures with quantum dots is considered, advantages and disadvantages of methods for their preparation are discussed, and the prospects of their production by liquid-phase epitaxy with pulsed substrate cooling are substantiated.

Keywords: solar photoenergetics, solar cell, efficiency, technological group, concentration, structure.

References

1. A. Jeger-Waldau, *PV Status Report 2012* (Luxembourg : Publications Office of the European Union, 2012) 45 p.
2. A. Jeger-Waldau, *PV Status Report 2014* (Luxembourg : Publications Office of the European Union, 2014) 50 p.
3. A. Jeger-Waldau, *PV Status Report 2017* (Luxembourg : Publications Office of the European Union, 2017) 90 p.

4. I. I. Maronchuk, I. E. Maronchuk, D. D. Sanikovich, I. B. Shirokov, *Russian Microelectronics* **46**, No. 8, 570–575 (2016).
5. I. A. Grechukhina, O. V. Kudryavtseva, E. Yu. Yakovleva, *The Economy of the Region* **12**, No. 4, 1167–1177 (2016).
6. Data submitted by the National Renewable Energy Laboratory (NREL, USA) on the development of solar cells with maximum efficiency for 2017 [electronic resource] URL https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Best_Research-Cell_Efficiencies.png (date 20.02.2018).
7. H. Cotal, C. Fetzer, J. Boisvert [et al.], *Energy Environ. Sci.* **2**, 174–192 (2009).
8. Zh. I. Alferov, V. M. Andreev, V. D. Rumyantsev, *FIP* **38**, 937–948 (2004).
9. K. W. J. Barnham, D. B. Bushnell, J. P. Connolly [et. al.], *Phys. Lett.* **76**, 143. (2000).
10. M. A. Smith, “Solar Cell for NASA Rainbow Concentrator,” in *Proc. 28th PVSC* (Anchorage, Alaska, 2000) P. 1139.
11. J. C. C. Fan, C. O. Bozler, R. W. McClelland, “Thin-film GaAs Solar cells,” in *15-th IEEE Photovoltaic Spec.Conference* (Kissimmee, FL, USA, 1981 : Conf. Rec. New York, 1981) P. 375–377.
12. E. I. Terukov, O. I. Shutkin, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences* **86**, 195–202 (2016).
13. V. A. Melichko, A. S. Shalin, I. S. Mukhin [et al.], *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **1**, P. 801–852 (2016).
14. New solar technology : LCOE road map of Qatar [electronic resource] URL <http://bxhorn.com/2014/lcoe/> (date 20.02.2018).
15. A. Marti, L. Cuadra, A. Luque, “Quantum Dot Super Solar Cell,” in *Proc. 2nd Spanish Electronic Devices Conference* (1999) P. 363.
16. L. Cuadra, A. Marti, N. Lopez, “Luque Intermediate Band Photovoltaics Overview,” *3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, Osaka, Japan, May 11–18, 2003. PCD IPL-B2-01.
17. I. E. Maronchuk, I. I. Maronchuk, T. F. Kulyutkina, S. Yu. Bykovsky, *Nanosystems, nanomaterials, nanotechnology : Zh. Sciences* **10**, 77–88 (2012).
18. A. Nozik, N.Y. : *Technology Review* (2007) 49 p.
19. A. Luque, A. Marti, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 5014–5017 (1997).
20. A. Algunes, N. Usami, T. Ujihara, K. Fujiwara, G. Sasaki, K. Nakajima, Y. Shiraki, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 1258–1260 (2003).
21. A. V. Wojciechowski, D. V. Grigoriev, O. P. Pchelyakov, A. I. Nikiforov, *Applied Physics* **6**, 96–102 (2010).
22. T. F. Kulyutkina, N. I. Maronchuk, O. V. Velichko [et al.], *Novi tehnologii* **3**, 9–16 (2011).
23. Zh. I. Alferov, *FTS* **32**, 3–18 (1998).
24. I. E. Maronchuk, T. F. Kulyutkina, I. I. Maronchuk, *Patent for invention*, Ukraine, No. 94699, IPC C30B 19/00, C30B 29/00, H01L 21/20, claiming 20.09.2010; pub. 06/10/2011, Bul. №5.
25. D. Dimova-Malinovska, K. Lovchinov, I. I. Maronchuk, I. E. Maronchuk, D. D. Sanikovich, *Journal of Physics : Conference Series* **558**, 012049 (2014).
26. D. Dimova-Malinovska, H. Nichev, I. I. Maronchuk, I. E. Maronchuk, D. D. Sanikovich, *Journal of Physics : Conference Series* **700**, 012043 (2016).
27. D. Dimova-Malinovska, H. Nichev, I. I. Maronchuk, D. D. Sanikovich, A. S. Cherkashin, *Journal of Physics : Conference Series* **794** 012012 (2017).
28. K. D. Moiseev, Ya. A. Parkhomenko, A. V. Ankudinov [et al.], *Letters in ZhTF* **33**, 50–57 (2007).
29. K. Sears, S. Mokkapat, M. Buda [et al.], *Proc. SPIE* **6415**, 641506 (2006).
30. M. A. Surnina, A. L. Sizov, R. Kh. Akchurin, T. A. Bagaev, *Applied physics* **2**, 97–101 (2015).

Поступила в редакцию 05.03.2018 г. Принята к публикации 24.04.2018 г.

Received March 05, 2018. Accepted for publication April 24, 2018

УДК 004.421.5

ГЕНЕРАТОР СЛУЧАЙНЫХ ЧИСЕЛ С НЕРАВНОМЕРНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

Михерский Р. М.^{*}, Исаев М. В., Полянчук Д. М.

***Физико-технический институт, Крымский федеральный университет имени
В. И. Вернадского, Симферополь 295007, Россия***

****E-mail: mrm03@mail.ru***

Описан метод генерации случайных чисел с неравномерным распределением с помощью веб-камеры компьютера. На основе этого метода разработан и программно реализован генератор случайных чисел с неравномерным распределением. Проведено экспериментальное исследование скорости генерации случайных чисел. Показано, что данный генератор случайных чисел может быть с успехом использован в современных системах защиты информации.

Ключевые слова: генератор случайных чисел, неравномерное распределение, системы шифрования.

PACS: 05.40.-a

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время насущно стоит проблема генерации случайных чисел с целью применения их в системах защиты информации.

Для генерации этих чисел используется два подхода. Первый из них связан с созданием и применением специальных устройств, использующих какие-либо физические источники шума. Однако часто стоит задача получения случайных величин на обычном персональном компьютере без применения дополнительного оборудования. Учитывая это, зачастую более актуальным является второй подход, связанный с использованием событий от стандартных устройств компьютера. Наиболее распространенным методом генерации случайных чисел, использующим этот подход, является генерация случайных чисел с использованием счетчика тактов процессора. К его недостаткам можно отнести чувствительность фазового шума генераторов частоты к внешним помехам, а значит, возможность влиять на генератор случайных чисел извне [1]. Счетчики тактов процессора позволяют получать равномерно распределенные случайные числа. Для большинства современных систем шифрования это является преимуществом, так как именно с такими числами эти системы и работают. Однако, в работе [2] был предложен метод шифрования данных, использующий неравномерно распределенные случайные числа, в котором непосредственное применение генератора случайных чисел на основе счетчика тактов процессора представляется затруднительным. В работе [3] предложен способ генерации с помощью оптического манипулятора «мышь», позволяющий получать неравномерно распределенные случайные числа. Недостатком данного метода является то, что скорость генерации случайных чисел составляет всего 971 бит/с, что не позволяет создать на его основе высокоскоростную систему шифрования.

Вопрос о возможности генерации случайных чисел с использованием шумов ПЗС матрицы астрономической монохромной камеры АТК 383L и КМОП матрицы мобильного телефона Nokia N9 обсуждался в работе [4]. Разработанный авторами работы [4], генератор случайных чисел мог генерировать случайные числа со скоростью до 3 Гбит/с, однако, имел существенный недостаток – в его состав входил специальный экстрактор производивший оцифровку сигнала, т.е. получить случайные числа без использования дополнительного оборудования было невозможно.

Целью данной работы является исследование метода генерации случайных чисел с неравномерным распределением, в котором в качестве источника этих чисел выступают шумы ПЗС или КМОП матрицы камеры, подключенной к персональному компьютеру.

Генератор случайных чисел, реализованный в этой работе, разрабатывался как часть криптографической системы защиты информации на основе случайных чисел с неравномерным распределением.

1. АЛГОРИТМ ГЕНЕРАЦИИ СЛУЧАЙНЫХ ЧИСЕЛ С НЕРАВНОМЕРНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ С ПОМОЩЬЮ ШУМОВ МАТРИЦЫ ВЕБ-КАМЕРЫ

Для генерации случайных чисел с неравномерным распределением необходимо, чтобы веб-камера, подключенная к ноутбуку или компьютеру, находилась в темном помещении или была закрыта. Пример изображения, полученного с помощью веб-камеры, показан на рисунке 1.

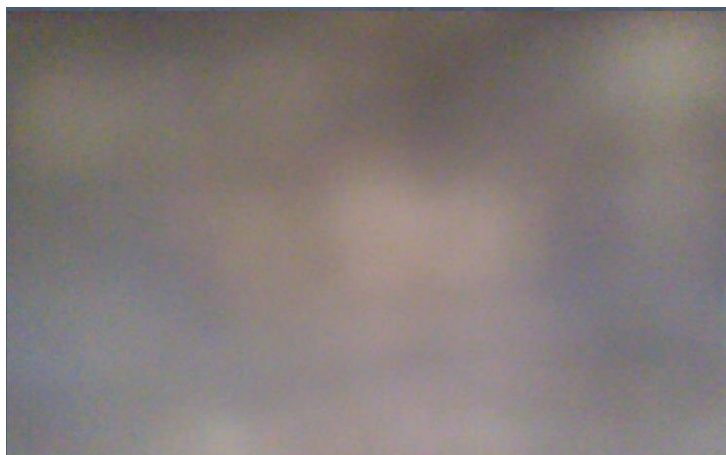


Рис. 1. Изображение, полученное с помощью веб-камеры

Когда камера находится в нужных условиях, делается два снимка. Размер каждого из этих снимков – 640×480 пикселей. Естественно, чем меньше промежуток времени между фотографированием, тем меньше вероятность того, что на них может что-то измениться и тем лучше. Далее из каждой фотографии

необходимо получить так называемый bitmap – матрицу, в которой хранятся значения элементов изображения (пикселей). Для 24-х разрядного изображения каждый пиксель содержит в себе информацию о трех цветах (для цветовой модели RGB) – соответственно красном, зеленом и синем. На каждый цвет отводится 8 бит, то есть максимально возможное значение в десятичном представлении – 255, а минимальное 0. Значению 255 соответствует максимальная интенсивность цвета, а значению 0 – минимальная. На следующем шаге, в общем случае формируется двумерный массив, в который записываются соответствующие значения разностей компонент цвета двух изображений для каждого из пикселей. Полученные разности могут изменяться от –255 до 255. Эти разности и являются случайными числами. Далее будет показано, как меняются значения разностей в зависимости от условий, в которых находится камера.

2. ПРОГРАММНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ГЕНЕРАТОРА СЛУЧАЙНЫХ ЧИСЕЛ

На основе приведенного выше алгоритма на языке C# в среде программирования VisualStudio 2015 была реализована компьютерная программа. Исследование проводилось на ноутбуке LenovoG-500 со следующими параметрами: 2-х ядерный процессор IntelCorei3-3110m с технологией HyperThreading; интегрированная видеокарта IntelHD-4000; дискретная видеокарта AMD Radeon 8570M; 8 ГБ ОЗУ; жесткий диск SeaGate, 1TB, 7200 rpm с интерфейсом передачи SATA-3; встроенная веб-камера LenovoEasyCamera с разрешением 1 Мп; операционная система Windows 10.

В результате проведенного исследования получены следующие результаты. Было сгенерировано 10^6 чисел в промежутке от -255 до 255. При этом, время затраченное на эту операцию, составило 0.628 с, а скорость генерации случайных чисел – 12.8 Мбит/с. Гистограмма распределения случайных чисел представлена на рисунке 2.

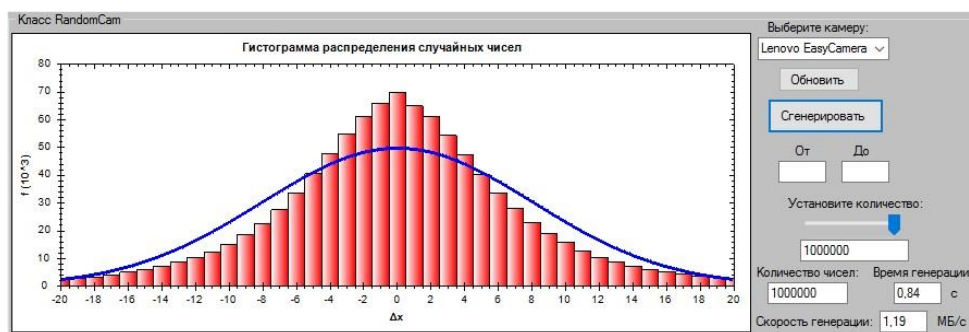


Рис. 2. Гистограмма разностей Δx

Сплошной линией изображен график для нормального распределения со среднеквадратическим отклонением $\sigma = 5.8$. Видно, что полученное распределение близко к нормальному.

При уменьшении количества чисел до 10^4 (в 100 раз меньше, чем в первом случае) время генерации уменьшилось незначительно (до 0.5 с), а скорость составила 0.026 МБ/с. Было проведено еще несколько тестов: для получения даже 10 чисел время составило около 0.5 с. Исходя из этого можно сделать вывод, что время генерации не сильно зависит от количества чисел и колеблется относительно некоторого значения (в данном случае это 0.5 с). Это говорит о том, что на такие операции, как получение bitmap-ов из фотографий, а также на само фотографирование уходит приблизительно 0.5 с. Непосредственно получение чисел занимает незначительное время.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении следует отметить некоторые вопросы, оставшиеся не до конца исследованные в этой работе.

Как известно, цифровой шум в матрице камеры может возникать по причине: дефектов потенциального барьера вызывающих утечку заряда, сгенерированного за время экспозиции; темнового тока, являющегося вредным следствием термоэлектронной эмиссии и «туннельного» эффекта и возникающего в сенсоре при подаче потенциала на электрод, под которым формируется потенциальная яма; из-за шума, возникающего вследствие стохастической природы взаимодействия фотонов света с атомами материала фотодиодов сенсора и т.д. Каким образом, и в какой пропорции эти причины влияют на суммарный цифровой шум матрицы авторам не известно. Данный вопрос требует дополнительного серьезного исследования.

Другим направлением, которое необходимо изучить в ходе дальнейших исследованиях: является ли генерируемая последовательность символов коррелированной или нет?

Не смотря на то, что в работе остались вопросы, требующие дальнейших исследований, реализованная компьютерная программа позволяет производить высокоскоростную генерацию случайных чисел с неравномерным распределением. Она с успехом может быть применена как составная часть криптографической системы защиты информации на основе случайных чисел с неравномерным распределением [2].

Список литературы

1. Реализация генераторов случайных чисел / А. В. Ковалев // Научная сессия МИФИ. 2007. Том 12. С. 176–177.
2. Шифр на основе случайных чисел с неравномерным распределением / Р. М. Михерский // Проблемы програмування. 2011. № 4. С. 90–95.
3. Generation of Random Numbers by Means of Optical Manipulator / R. M. Mikhersky, O. I. Popov // Journal of Automation and Information Sciences. 2011. Vol. 43(8). P. 76–80.
4. Quantum random number generation on a mobile phone / A. Martin, H. Zbinden, N. Gisin // [электронный ресурс] URI : <http://arxiv.org/pdf/1405.0435v1.pdf> (дата обращения : 05.12.2017).

GENERATOR OF RANDOM NUMBERS WITH NON-DIMENSIONAL DISTRIBUTION

Mikherskii R. M.^{}, Isaev M. V., Polyanchuk D. M.*

Physics and Technology Institute, V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol 295007, Russia

**E-mail: mrm03@mail.ru*

A method for generating random numbers with a nonuniform distribution using a computer web-cam is described. Based on this method, a random number generator with a non-uniform distribution is developed and programmed. An experimental study of the rate of generation of random numbers is carried out. It is shown that this random number generator can be successfully used in modern information security systems.

Keywords: random number generator, uneven distribution, encryption.

References

1. A. V. Kovalev, *Scientific session of MEPhI* **12**, 176–177 (2007). [in Russian].
2. R. M. Mikherskii, *Problems of programming*, No. 4, 90–95 (2011).
3. R. M. Mikhersky, O. I. Popov, *Journal of Automation and Information Sciences* **43(8)**, 76–80 (2011).
4. A. Martin, H. Zbinden, N. Gisin, *Quantum random number generation on a mobile phone*, Available : <http://arxiv.org/pdf/1405.0435v1.pdf>.

*Поступила в редакцию 07.04.2018 г. Принята к публикации 22.05.2018 г.
Received April 07, 2018. Accepted for publication May 22, 2018*

СОДЕРЖАНИЕ

ФИЗИКА И МАТЕМАТИКА

1. **Магнитоплазмонные структуры (обзор). Часть 2**
Басиладзе Г. Д., Бержанский В. Н., Недвига А. С., Шапошников А. Н...... 5
2. **Распределение интенсивности света и анализ фрактальной геометрии
регулярных и нерегулярных фракталов**
Шостка В. И., Шостка Н. В., Доненко И. Л...... 24
3. **Моды слабонаправляющих циркулярных оптических волокон с
крутильными механическими напряжениями**
Алексеев К. Н., Баршак Е. В., Викулин Д. В., Яворский М. А. 36
4. **Коноскопическая картина с сингулярностями в электрооптическом
кристалле**
Брецько М. В., Акимова Я. Е., Лапаева С. Н., Воляр А. В...... 47

ТЕХНИКА, ИНФОРМАТИКА И УПРАВЛЕНИЕ

5. **Современное состояние развития технологий и материалов для
производства приборов солнечной фотоэнергетики (обзор)**
Марончук И. И., Санникович Д. Д., Широков И. Б...... 63
6. **Генератор случайных чисел с неравномерным распределением**
Михерский Р. М., Исаев М. В., Полянчук Д. М. 81

СОДЕРЖАНИЕ..... 86

TABLE OF CONTENTS

PHYSICS AND MATHEMATICS

1. **Magnetoplasmon structures (Review). Part 2**
*Basiladze G. D., Berzhansky V. N., Nedviga A. S., Shaposhnikov A. N.*5
2. **Distribution of light intensity and analysis of fractal geometry of regular and irregular fractals**
*Shostka V. I., Shostka N. V., Donenko I. L.*24
3. **Modes of weakly guiding circular optical fibers with torsional mechanical stresses**
*Alexeyev C. N., Barshak E. V., Vikulin D. V., Yavorsky M. A.*36
4. **Interaction monoscopically patterns with singularities in the electro-optic crystal**
*Bretsko M. V., Akimova Ya. E., Lapaeva C. N., Volyar A. V.*47

TECHNICS, COMPUTER SCIENCE AND MANAGEMENT

5. **State-of-art development of technologies and materials for production of solar photo energy devices (review)**
*Maronchuk I. I., Sanikovich D. D., Shirokov I. B.*63
6. **Generator of random numbers with non-dimensional distribution**
*Mikherskii R. M., Isaev M. V., Polyanchuk D. M.*81

TABLE OF CONTENTS.....87

Научное периодическое издание, журнал
Scientific periodical, journal

**Вестник Физико-технического института Крымского
федерального университета имени В. И. Вернадского**
Journal of Physics and Technology Institute
of V. I. Vernadsky Crimean Federal University

Том 2 (70), № 1
Volume 2 (70), No. 1

Редакция:

д-р физ.-мат. наук, проф. Бержанский В. Н. – главный редактор
канд. физ.-мат. наук, доц. Глумова М. В. – заместитель главного редактора
канд. физ.-мат. наук Михайлова Т. В. – ответственный секретарь
Осокин К. С. – технический редактор, корректор

Компьютерная верстка – Осокин К. С., Михайлова Т. В.

**Печатается по решению Научно-технического совета Крымского федерального
университета имени В. И. Вернадского, протокол № 7 от «25» декабря 2018 г.**

Подписано в печать 25.12.2018. Формат 70×100/16.
7,15 усл. п. л. 3,94 уч.-изд. л. Тираж 50. Заказ № ____.
Отпечатано в отделе редакционно-издательской деятельности
департамента управления качеством и проектных решений
ФГАОУ ВО «КФУ им. В. И. Вернадского»

Адрес редакции: 295007, Республика Крым, г. Симферополь,
пр-т Академика Вернадского, д. 4
E-mail: journal.phys.tech@cfuv.ru
Web-site: <http://jphystech.cfuv.ru/>
Тел.: +7 (3652) 63-75-95