

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ**

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**

---



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

**Сборник трудов  
конференции молодых ученых  
Выпуск 1  
ОПТОТЕХНИКА И ОПТИЧЕСКОЕ  
ПРИБОРОСТРОЕНИЕ**



**САНКТ-ПЕТЕРБУРГ  
2009**

В издании «Сборник трудов конференции молодых ученых, Выпуск 1. ОПТОТЕХНИКА И ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ публикуются работы, представленные в рамках VI Всероссийской межвузовской конференции молодых ученых, которая будет проходить 14–17 апреля 2009 года в Санкт-Петербургском государственном университете информационных технологий, механики и оптики.



СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007-2008 годы и успешно реализовал инновационную образовательную программу «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий», что позволило выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворять возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях науки. Реализация этой программы создала основу формирования программы дальнейшего развития вуза до 2015 года, включая внедрение современной модели образования.

УДК 681.785

## ЛАЗЕРНЫЙ АНАЛИЗАТОР СПЕКТРА

**И.В. Мотовилов**

(Сибирская государственная геодезическая академия, г. Новосибирск)

Научный руководитель – к.т.н., доцент Н.Ф. Чайка

(Сибирская государственная геодезическая академия, г. Новосибирск)

Рассматривается анализатор спектра, предназначенный для высокоточного измерения параметров излучения лазера в спектральном диапазоне от 0,3 мкм до 1,2 мкм. Анализатор позволяет измерить длину волны излучения лазера с относительной погрешностью  $10^{-5}$ , что обеспечивается двухканальной дифракционной схемой анализатора спектра.

Ключевые слова: анализатор спектра, дифракционная решетка, длина волны лазера, спектральный диапазон, порядок спектра, фотоприемное устройство

### Введение

В настоящее время актуальной задачей является создание технических средств, предназначенных для контроля параметров лазеров [1]. В этой области в настоящее время отсутствуют малогабаритные портативные спектральные приборы, позволяющие с высокой точностью измерять длину волны и интенсивность излучения лазеров.

Измерения параметров лазеров необходимо проводить как при их производстве, так и при различных применениях. Для этих целей требуются спектральные приборы со специфическими свойствами. Они должны обладать высокой разрешающей способностью, работать в широком диапазоне и быть быстродействующими [2].

Наиболее подходящими для таких измерений являются дифракционные анализаторы спектра с пространственным разделением монохроматических составляющих [3]. Однако зачастую их разрешающая способность оказывается недостаточной, и тогда приходится переходить к более сложным и дорогостоящим интерферометрическим методам измерения. Кроме того, в дифракционных анализаторах, как правило, используется спектральное сканирование. При этом измерения проводятся последовательно для всех участков рабочего диапазона, что может занимать значительное время и неприемлемо для многих случаев.

Таким образом, существует потребность в создании достаточно простых, компактных и вместе с тем, имеющих высокие оптические характеристики спектральных приборов, которые были бы способны решать названные специфические задачи.

### Объект исследований

В данной работе рассматривается анализатор спектра, предназначенный для измерения длины волны излучения лазера. Анализатор построен по двухканальной дифракционной схеме, причем один канал служит для грубого, а второй – для точного измерения с относительной погрешностью до  $10^{-5}$  [4].

По световоду излучение лазера через специальное входное отверстие направляется в анализатор. Световоды могут быть как многомодовыми, так и одномодовыми и иметь различные диаметры световолокна (10 мкм, 50 мкм), что позволяет измерять излучение лазеров разной интенсивности.

В анализаторе излучение делится на два канала с помощью двух одинаковых зеркальных объективов с фокусным расстоянием 175 мм, как показано на рис. 1. Входное отверстие находится в передней фокальной плоскости первого объектива, причем ось падающего пучка параллельна оси объектива. Второй объектив находится на том же расстоянии от входного отверстия, но установлен под углом  $20^\circ$  к оси падающего пучка.

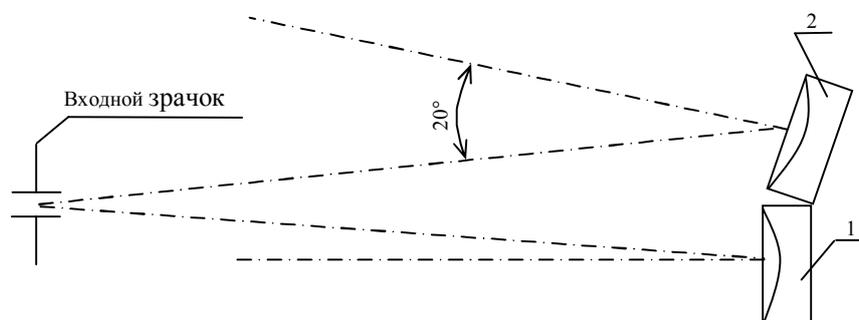


Рис. 1. Схема деления светового пучка по каналам: 1 – зеркальный коллиматорный объектив, 2 – зеркальный коллиматорный объектив

Каждый объектив формирует в своем канале параллельный пучок и направляет излучение на соответствующую дифракционную решетку. В приборе используется пара дифракционных решеток, которые имеют различные характеристики: число штрихов, угол блеска, дифракционную эффективность и разрешающую способность.

Первый канал, служащий для грубого измерения длины волны, содержит дифракционную решетку с числом штрихов  $N=300$  штр/мм, работающую в первом порядке дифракции. Во втором канале, служащем для точного измерения, помещается решетка с  $N=30$  штр/мм, которая работает в девяностом порядке дифракции. Основное уравнение дифракционной решетки [4]:

$$\sin\varphi + \sin\varphi' = m \cdot N \cdot \lambda,$$

где  $\varphi$  и  $\varphi'$  – угол падения и угол дифракции соответственно;  $m$  – порядок дифракции;  $\lambda$  – длина волны излучения.

Дифракционные решетки закреплены неподвижно, поэтому углы падения постоянны и составляют для первой решетки  $20^\circ$ , а для второй  $80^\circ$ . Далее с помощью зеркального объектива излучение с решетки направляется на фотоприемное устройство (ФПУ), как показано на рис. 2.

В качестве ФПУ используются линейка приемников SONY ILX511 с диапазоном чувствительности от 0,3 мкм до 1,2 мкм, с числом элементов 2048 и размером одного пикселя  $15 \text{ мкм} \times 250 \text{ мкм}$ .

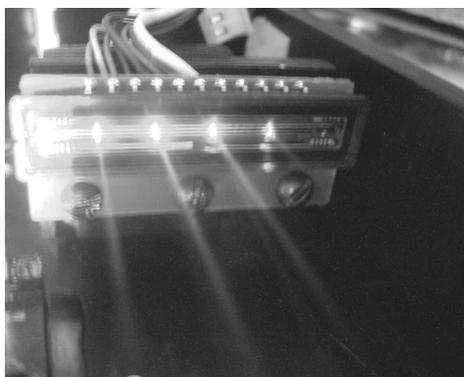


Рис. 2. ФПУ со сфокусированным на рабочей зоне световым пучком

Подключение спектрального прибора к компьютеру происходит с помощью блока управления. ФПУ преобразует оптическое излучение в электрический сигнал, который

через блок управления поступает на компьютер. Затем, в специально разработанной программе «Laser Spectrum Analyser» визуализируется картина разложения порядков спектра, как показано на рис. 3.

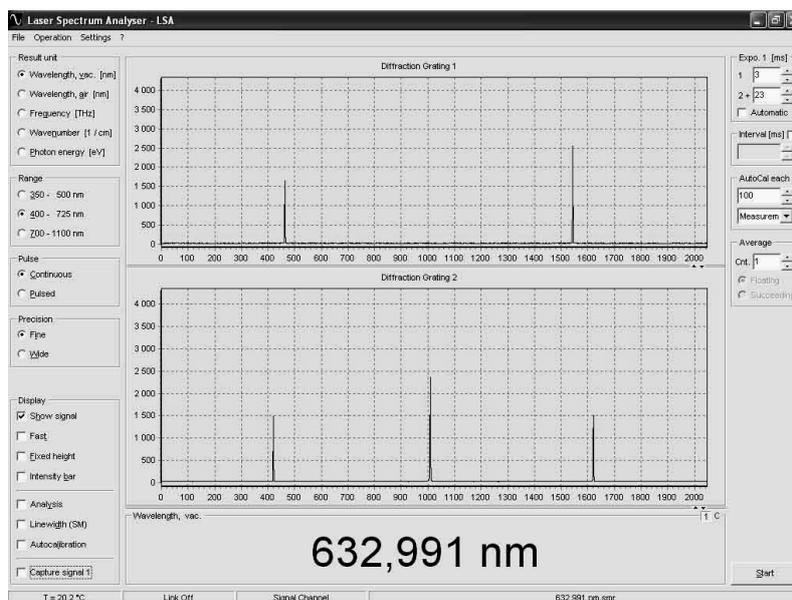


Рис. 3. Окно программы «Laser Spectrum Analyser»

Программа позволяет одновременно видеть в рабочем окне изображение с двух каналов анализатора спектра. По данным, поступающим с первого канала прибора, например, определяется длина волны лазера, равная 632 нм (видимая область). Затем по данным, поступающим со второго канала, производится более точный расчет, например  $\lambda=632,991$  нм, что соответствует требуемой точности.

Особенностью данного спектрального прибора также является то, что он способен измерять длины волн многомодовых лазеров, а также линейчатые спектры излучения различных химических элементов. В результате анализа программа позволяет получить две спектрограммы, содержащие запись спектра в различных порядках. На рис. 4 приведен результат измерения линий ртутной лампы, где наглядно показано, какое разрешение, получается, по показаниям с первого канала и со второго канала анализатора соответственно.

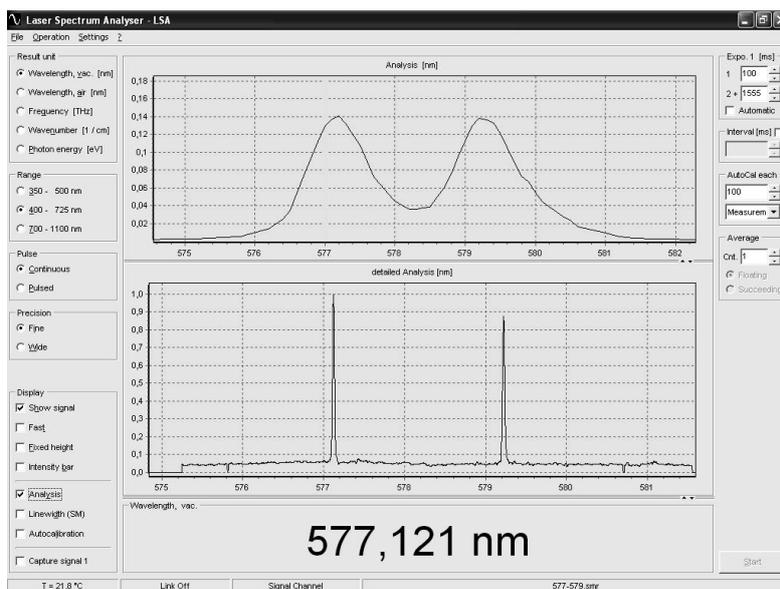


Рис. 4. Спектрограмма излучения ртутной лампы

Еще одним примером высокой разрешающей способности анализатора служит спектрограмма излучения полупроводникового многомодового лазера, представленная на рис. 5.

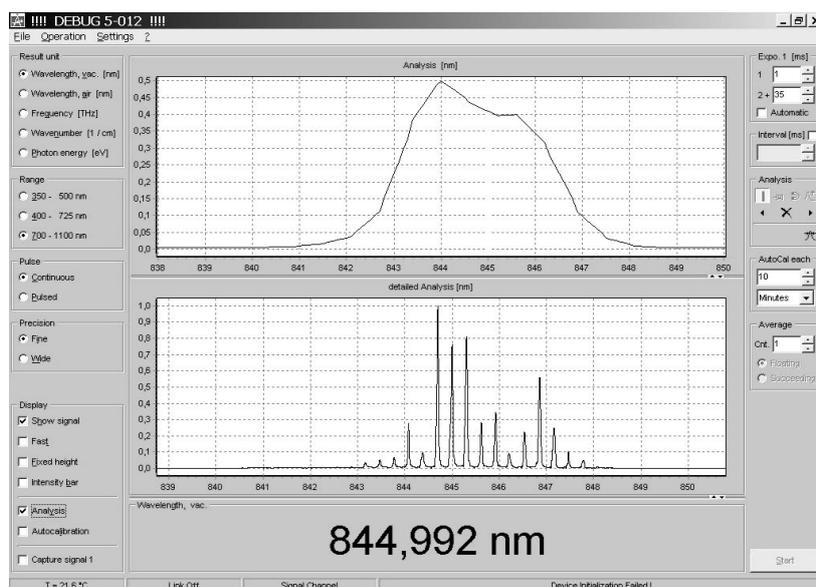


Рис. 5. Спектрограмма полупроводникового многомодового лазера

## Заключение

Рассматриваемый анализатор спектра дает возможность измерять длину волны как импульсных лазеров, так и лазеров с постоянным излучением и измерять спектральные линии излучения различных химических элементов с относительной погрешностью не более чем  $10^{-5}$ . Также он позволяет определять модовый состав лазерного излучения и его интенсивность.

Анализатор работает в широком диапазоне – от 0,3 мкм–1,2 мкм и является быстродействующим благодаря тому, что регистрация всего спектра происходит одновременно. Кроме того, он имеет малые габаритные размеры (250×150×50 мм) и довольно простую конструкцию. На мировом рынке анализатор составляет хорошую конкуренцию в своем классе спектральных приборов, уступая в точности лишь более сложным и дорогостоящим интерференционным спектральным приборам.

Анализатор создан в лаборатории ООО «Ангстрем» (г. Новосибирск), которая разрабатывает различные спектральные приборы на протяжении многих лет как для отечественных исследовательских и метрологических лабораторий, так и для лабораторий зарубежных стран мира.

## Литература

1. Янг М. Оптика и лазеры, включая волоконную оптику и оптические волноводы; Под ред. В.В. Михайлина – М.: Мир. – 2005. – 541 с.
2. Тарасов К.И. Спектральные приборы. – Л.: Машиностроение. – 1977.– 388 с.
3. Шрёдер Г. Техническая оптика. – М.: Техносфера. – 2006. – 424 с.
4. Гончаров С.И., Кобцев С.М., Огиренко А.П., А.К. Потехин А.К., Таньков А.Ю., Томашевский Ю.Ф. Высокочувствительный анализатор спектра оптического излучения // Лазерная медицина. 1999. – № 3–4. – С. 89–91.
5. Нагибина И.М. Интерференция и дифракция света: Учеб. пособие для приборостроительных вузов оптических специальностей. – Л.: Машиностроение. – 1985. – 332 с.

## ИНФРАКРАСНЫЕ ПРИЕМНИКИ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК СЕЛЕНИДА СВИНЦА ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНО-АНАЛИТИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

Н.Э. Тропина

(Научно-исследовательский институт «ГИРИКОНД», г. Санкт-Петербург)

Научный руководитель – к.т.н., доцент Л.К. Дийков

(Научно-исследовательский институт «ГИРИКОНД», г. Санкт-Петербург)

Приведено краткое описание оптических и электрических характеристик одно- и многоэлементных фотогальванических приемников на основе фоточувствительных пленок PbSe и твердых растворов на его основе. Рассмотрена возможность использования этих приемников в качестве фоточувствительного элемента в спектрально-аналитической аппаратуре нового поколения.

Ключевые слова: приемник, селенид свинца, инфракрасный, многоэлементные приемники

### Введение

Обнаружение и измерение параметров инфракрасного излучения имеют большое практическое значение в различных областях: в военной сфере, системах пожарной безопасности, системах контроля над технологическими операциями, в прикладных и научных исследованиях, медицине, строительстве и других сферах. Поэтому работы, направленные на совершенствование и разработку новых приемников с непрерывно расширяющимися оптическими и электрическими характеристиками, продолжают и в настоящее время.

Диапазон длин волн от 2 до 5 мкм в ИК-области спектра является наиболее информативным с точки зрения задач обнаружения очагов пламени и взрыва, мониторинга таких опасных газообразных веществ, как NO, NO<sub>2</sub>, CO, CO<sub>2</sub>, аммиак, пропан, метан и др. (таблица).

Таблица. Спектральные характеристики газов – загрязнителей атмосферы

Газ	Химическая формула	Длина волны, мкм	Ширина полосы эффективного поглощения, мкм
Аммиак	NH <sub>3</sub>	2,99	2,82 – 3,14
Метан	CH <sub>4</sub>	3,30	3,12 – 3,60
Пропан	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	3,36	3,27 – 3,70
Бутан	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	3,36	3,28 – 3,70
Этан	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	3,40	3,22 – 3,63
Оксид азота	NO	3,42	3,38 – 3,50
Диоксид азота	NO <sub>2</sub>	3,43	3,40 – 3,51
Диоксид углерода	CO <sub>2</sub>	4,24	4,18 – 3,38
Оксид углерода	CO	4,61	4,44 – 4,90

Для изготовления чувствительных в области 1,5–5,0 мкм структур технологически возможно использовать различные материалы, на основе которых получают как тепловые приемники излучения, так и фотоэлектрические приемники. Однако, эксплуатационные, оптические, электрические, технологические и экономические характеристики различных материалов значительно отличаются друг от друга,

следовательно, выбор того или иного материала определяется практическими требованиями.

### Одноэлементные и многоэлементные приемники на основе пленок селенида свинца

Перспективным полупроводниковым материалом для изготовления ИК-приемников, чувствительных в диапазоне от 2 до 5 мкм, является селенид свинца, легированный примесями пятой группы, и твердые растворы селенида свинца и селенида кадмия [1]. Легирование элементами пятой группы позволяет получать материалы с проводимостью, близкой к собственной, и реализовать эффект фотопроводимости, а введение селенида кадмия в селенид свинца позволяет направленно изменять ширину запрещенной зоны материалов в пределах от 0,2 эВ до 0,6 эВ (рис. 1), а значит, дает возможность управлять спектральными характеристиками приборов. Это позволяет оптимизировать состав материала в зависимости от требований, предъявляемых к соответствующей спектральной аппаратуре.

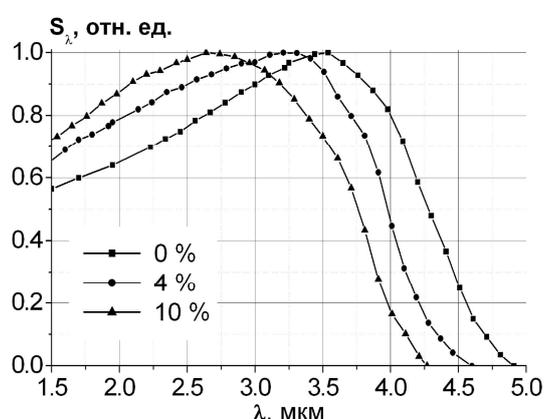


Рис. 1. Спектральное распределение чувствительности фотоприемников в зависимости от концентрации CdSe в твердом растворе  $Pb_{1-x}Cd_xSe$

На основе этих материалов, на предприятии ОАО «НИИ «ГИРИКОНД» (Санкт-Петербург) разработана технология получения фоточувствительных слоев. Слои представляют собой каркас из селенида свинца, утопленный в стекловидной диэлектрической фазе, основу которой составляет переохлажденная эвтектическая фаза с примесью компонентов стекла, таких как  $Na_2O$ ,  $CaO$  и др (рис. 2). Такие фоточувствительные слои обладают следующими физико-химическими и фотоэлектрическими свойствами:

- концентрацией основных носителей близкой к собственной;
- высокой подвижностью носителей тока – до  $100 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  [2];
- диффузионной длиной до 30 мкм, что позволяет реализовать достаточные фотоактивные площади у приемника;
- малая скорость поверхностной рекомбинации и большое время жизни возбужденных носителей, определяемое межзонными рекомбинационными процессами [3].

Все это позволяет создавать барьерные структуры, на которых реализуется фотогальванический эффект.

Топологическая конфигурация фоточувствительного элемента (ФЧЭ) может быть различной в зависимости от задач, которые решаются с применением подобных структур. На рис. 3 представлен один из вариантов топологии фотоэлемента. Активная фоточувствительная площадь выполнена в виде меандра. Это позволяет обеспечить повышенный квантовый выход, благодаря расстоянию между электродами сравнимому с длиной свободного пробега основных носителей заряда.

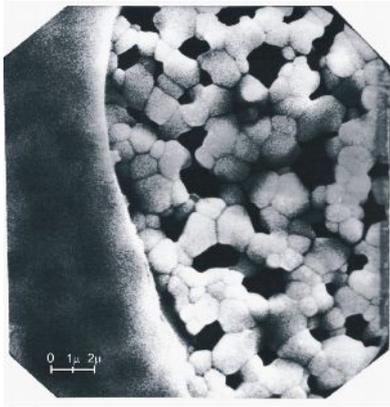


Рис. 2. Микрофотография фоточувствительной пленки PbSe

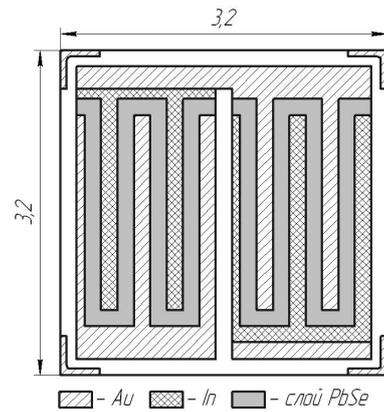


Рис. 3. Топология фоточувствительного элемента

На основе таких ФЧЭ в ОАО «НИИ «Гириконд» разработана и выпускается серия фотогальванических приемников, которые могут быть использованы в качестве оптических сенсоров в различных спектрально-аналитических приборах. Они обладают следующими свойствами:

- Нет необходимости в источнике питания. Фото-ЭДС (фототок) возникает в приемнике только при его облучении.
- Отсутствие питания минимизируют энергопотребление прибора в целом.
- Высокая теплоустойчивость и слабая температурная зависимость токового сигнала (рис. 4) позволяет реализовать расширенный рабочий температурный диапазон (от  $-60^{\circ}\text{C}$  до  $+90^{\circ}\text{C}$ ).
- Спектральное распределение плотности шума фотоэлемента не зависит от частоты, поскольку шумы тепловые. Это позволяет работать в широкой частотной полосе и импульсном режиме.
- Линейная зависимость тока короткого замыкания от мощности облучения (рис. 5)
- Время нарастания и спада импульса не более 5 мкс.

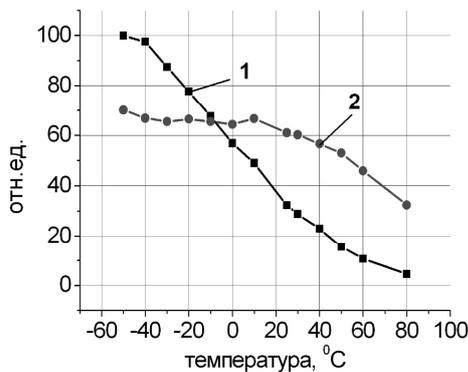


Рис. 4. Температурная зависимость тока короткого замыкания (2) и напряжения холостого хода (1)

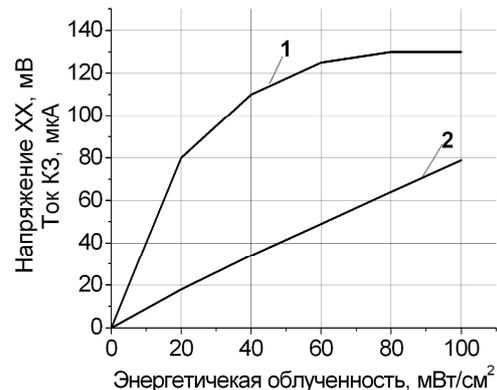


Рис. 5. Вольт- (1) и ампер-ваттная (2) характеристика фотогальванического приемника

На базе фотогальванических ИК-фотоприемников в ОАО «НИИ «Гириконд» разработаны и освоены в серийном производстве многдиапазонные извещатели пламени ИП332-1/1, ИП332-1/2 СК, ИП332-1/3, ИП332-1/4 серии «НАБАТ» (рис. 6). Они позволяют осуществлять обнаружение и идентификацию пламени с использованием принципа спектральной селекции, когда выделение пламени на фоне разнообразных оптических помех осуществляется регистрацией в спектре излучения «светящихся» продуктов горения, например паров воды и углекислого газа [1, 4].



Рис. 6. Многодиапазонный извещатель пламени серии «НАБАТ»

Параметры одноэлементных фотоприемников, известных на сегодняшний день, и способы их реализации достигли такого уровня, что дальнейшее их усовершенствование становится затруднительным. Увеличение числа фотоэлементов позволяет увеличить пороговую обнаружительную способность в  $\sqrt{n}$  раз (соответственно и дальность обнаружения цели)  $n$  – количество фоточувствительных элементов. Кроме того, в современный век больших скоростей возникает необходимость оперативной обработки информации. Для этого, например, требуется значительное увеличение скорости сканирования исследуемого объекта, что может быть достигнуто за счет использования многоэлементных фотоприемников. Еще одним весомым доводом в пользу многоэлементных приемников является компактность приборов на их основе. Для их создания не надо использовать дорогостоящие оптические системы и громоздкие механические системы развертки, без которых не обойтись в случае с одноэлементными приемниками.

Особый интерес представляют многоэлементные приемники излучения, в которых фоточувствительный элемент работает в фотогальваническом режиме. Представленные в данный момент на рынке фотоприемные устройства, работающие по этому принципу, в спектральном диапазоне от 2 до 5 мкм практически не доступны широкому кругу потребителей из-за своих эксплуатационных характеристик (требуют охлаждения до 70К) и высокой стоимости (порядка нескольких тысяч долларов) [5]. Поэтому актуальность проблемы создания дешевых и простых в использовании многоэлементных фотоприемных устройств не оставляет ни каких сомнений.

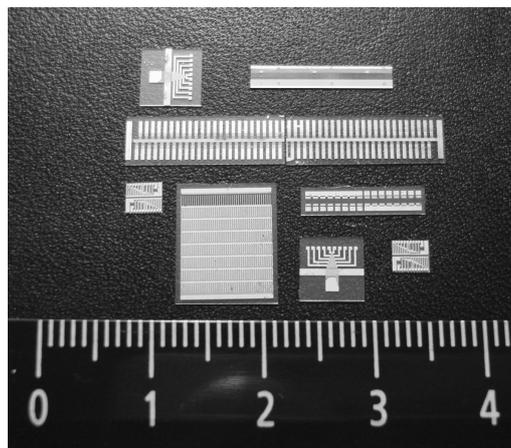


Рис. 7. Различные топологии многоэлементных приемников

На предприятии ОАО «НИИ «Гириконд» разработан и выпускается ряд фотогальванических многоэлементных приемников с количеством элементов до 100 штук и с размером одного элемента от  $300 \times 300$  мкм<sup>2</sup> до  $30 \times 50$  мкм<sup>2</sup> (рис. 7). Такие

фотоприемники пользуются большим спросом у отечественных разработчиков, для создания приборов дистанционного контроля и диагностики. Например, в металлургической промышленности в качестве средства автоматизации технологических процессов служит датчик положения ДПИК-Р-15ТШ, предназначенный для индикации наличия нагретых металлов при определении местоположения кромки раската.

На базе 96-ти элементного фотогальванического приемников специалистами ЗАО НПЦ «Инновационная техника и технологии» разработано малогабаритное спектрометрическое устройство «Кедр» [6] для идентификации пород древесины для проведения таможенного контроля. Принцип прибора основан на сравнительном анализе спектров отражения объекта исследования, с эталонной базой прибора. В дальнейшем на базе подобных фотогальванических многоэлементных приемников планируется разработка переносного тепловизионного прибора.

### Заключение

Полупроводниковые приборы, позволяющие надежно и достоверно регистрировать инфракрасное излучение в диапазоне 1,5–5 мкм, весьма востребованы у разработчиков различной спектрально-аналитической аппаратуры. Невысокая стоимость, надежность и возможность создания многоэлементных фотогальванических приемников на основе поликристаллических пленок селенида свинца делают эти приемники перспективными и конкурентоспособными компонентами для создания серийных приборов для решения широкого круга задач в науке и технике. Многолетнее успешное производство извещателей пламени серии «НАБАТ» и оптопар для абсорбционного газового анализа на предприятии ОАО «НИИ «Гириконд» (Санкт-Петербург), а также стабильный спрос на эти приборы являются подтверждением перспективности использования подобных полупроводниковых приемников инфракрасного диапазона при проектировании оптоэлектронной аппаратуры.

### Литература

1. Дийков Л.К., Медведев Ф.К., Кулагов В.Б. и др. Электронно-оптические извещатели пламени //Электроника. – 2000. – № 6. – С. 26–29.
2. Анисимова Н.П., Глобус Т.Р., Николаева Т.Г., Олеск А.О. Подвижность дырок и электронов в поликристаллических фоточувствительных слоях PbSe //Физика и техника полупроводников. – 1987. – № 1. – С. 37–41.
3. Анисимова Н.П., Глобус Т.Р., Дийков Л.К., Калинин Ю.В., Николаева Т.Г., Олеск А.О. Рекомбинационные процессы в поликристаллических пленках PbSe //Физика и техника полупроводников. – 1983. – № 3. – С. 534–537.
4. Горбунов Н.И., Медведев Ф.К., Дийков Л.К., Варфоломеев С.П. Датчики для систем пожаро- и взрывобезопасности //Датчики и системы. – 2006. – № 6. – С. 5–7.
5. Певцов Е., Чернокожин В. Матричные ИК-приемники для малогабаритных тепловизионных камер //Электронные компоненты. – 2001. – № 1. – С. 32–37.
6. Воронин А.А., Колгин Е.А., Кострюков А.А., Савушкин А.В., Ухов А.А., Черноглазов В.С. Спектрометрическое устройство для идентификации пород древесины //Петербургский журнал электроники. – 2008. – № 2. – С. 116–119.

## **ОСОБЕННОСТИ КОЛЛИМАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЯВЛЕНИЯ ПОЛНОГО ВНЕШНЕГО ОТРАЖЕНИЯ ОТ СТЕКЛЯННЫХ ПЛАСТИН**

**С.В. Полуянов**

**Научный руководитель – к.ф.-м.н. М.А. Чернов  
(ООО ИТЦ «Радикон»)**

Исследуется коллимация рентгеновского излучения с помощью полного внешнего отражения от стеклянных пластин как альтернатива используемым до сих пор щелевым коллиматорам. Получен прирост 38 % интенсивности параллельных лучей, наиболее полезных в задачах рентгеновской дифрактометрии.

Ключевые слова: коллимация, рентгеновское излучение, дифрактометрия

В настоящее время рентгеновская дифрактометрия является одним из самых мощных инструментов для структурного анализа материалов. Сведения о строении вещества получаются за счет дифракционного отражения рентгеновских лучей от кристаллической структуры [1]. Наиболее популярной схемой получения спектра дифракционных отражений является сканирование образца монохроматическим источником излучения. Согласно такому методу, от исследуемой структуры способны отразиться только параллельные лучи, падающие под определенным углом – углом Брэгга. В дифрактометрии источником рентгеновского излучения случит рентгеновская трубка, которая испускает расходящийся пучок квантов. Поэтому одновременно испытывает дифракционное отражение от кристаллической структуры только параллельная часть лучей, остальная же часть поглощается или рассеивается в произвольном направлении.

В данный момент существует потребность в увеличении чувствительности дифрактометрических методов, которой можно добиться, повысив интенсивность отраженного излучения. Вариантами решения такой задачи могут быть увеличение мощности испускаемого трубкой пучка или оптимизация процесса коллимации рентгеновских лучей. В данной работе приводится исследование коллимации рентгеновского излучения на основе полного внешнего отражения от стеклянных пластин как способа повышения чувствительности методов дифрактометрии.

В отличие от видимого света изменить направление рентгеновских лучей значительно труднее: например, показатель преломления  $n$  кварцевого стекла для видимого света находится около значения 1.5, а для рентгеновского излучения  $\lambda = 0.15$  нм  $n = 0.9999985$ , т.е. отличается от  $n$  вакуума на  $\delta = 1.5 \cdot 10^{-6}$  [2]. Но, тем не менее, некоторые способы коллимации рентгеновского излучения существуют, и большинство из них основывается на явлении полного внешнего отражения [3].

Необходимо в первую очередь отметить, что в рентгеновской технике под коллиматором часто подразумевается щель, пропускающая через себя только узкий слабо расходящийся пучок [4]. Но такое устройство не увеличивает интенсивность параллельных рентгеновских лучей, поэтому с точки зрения улучшения чувствительности дифрактометра оно не имеет смысла.

Поликапиллярная полулинза [5] – массив тонких капилляров, внутри которых распространяются рентгеновские лучи – способна достаточно эффективно управлять рентгеновским пучком, но ее популярности препятствуют проблемы с вводом излучения и крайне высокая стоимость.

В бесщелевом коллиматоре [6], состоящем из двух плотно прижатых друг к другу стеклянных пластин, между которыми распространяется излучение, доля параллельных

оси пучка лучей, попавших в зазор между пластинами и прошедших через коллиматор без отражения, очень мала. Большая их часть попадает на торцы стеклянных пластин и поглощается. Это делает такой тип коллиматора малоприменимым в дифрактометрии.

### Коллиматор на явлении полного внешнего отражения от стеклянных пластин

Исследуемый в данной работе коллиматор рентгеновского излучения на основе явления полного внешнего отражения от стеклянных пластин представляет собой устройство, состоящее из двух пластин, расположенных друг около друга так, как показано на рис. 1.

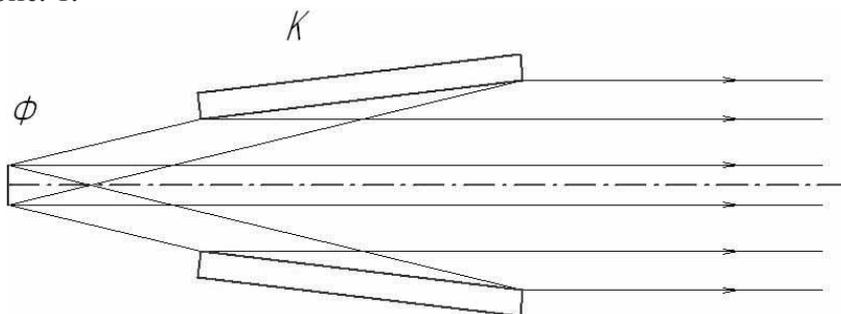


Рис. 1. Коллиматор рентгеновского излучения на явлении полного внешнего отражения от стеклянных пластин. Ф – фокус рентгеновской трубки, К – коллиматор

Рентгеновское излучение распространяется между стеклами, причем часть его испытывает полное внешнее отражение от границ воздух-стекло, а часть проходит вдоль коллиматора без какого либо взаимодействия с ним. Лучи, которые отразились от стенок коллиматора, продолжают распространяться в его границах. Они складываются с прямо проходящими лучами, что в результате дает увеличение интенсивности выходного параллельного пучка.

Эффективность коллимации зависит от геометрических параметров коллиматора (длины стеклянных пластин  $l$ , входного и выходного зазоров между ними  $h_{вх}$  и  $h_{вых}$ ), качества полировки стеклянных пластин, марки стекла (вместе с длиной волны падающего излучения она определяет критический угол полного внешнего отражения  $\varphi_{кр}$ ), размера фокуса  $f$  рентгеновской трубки и положения относительно нее коллиматора.

Выбор материала отражающей поверхности остановился на стекле. Оно легкодоступно, имеет аморфную структуру и хорошо полируется. Другие материалы, например металлы, обладающие кристаллическим строением, вызывают дифракцию рентгеновских лучей и, как следствие, острые пики отражения для некоторых величин угла падения. Формулы (1) и (2) связывают параметры коллиматора  $h_{вх}$ ,  $h_{вых}$ ,  $l$  и  $\varphi_{кр}$  с расстоянием от него до фокуса рентгеновской трубки  $L_0$  и размером фокуса  $f$  для наиболее эффективной коллимации рентгеновского излучения.

$$h_{вх} = \left(\frac{2L_0 + l}{l}\right)f + 2L_0 \sin \frac{\varphi_{кр}}{4}, \quad (1)$$

$$h_{вых} = \left(\frac{2L_0 + l}{l}\right)f + 2(L_0 + l) \sin \frac{\varphi_{кр}}{4}. \quad (2)$$

Предполагая, что коэффициент отражения рентгеновского излучения от стекла с углом скольжения в пределах от  $0^\circ$  до  $\varphi_{кр}$  равен 1, исследуемый коллиматор теоретически должен обеспечить увеличение интенсивности параллельных лучей в 3 раза по сравнению с открытым пучком.

## Методика эксперимента

Для изучения свойств коллиматора рентгеновского излучения на явлении полного внешнего отражения необходимо, во-первых, исследовать отражение рентгеновских лучей от стеклянных пластин, и, во-вторых, экспериментально получить распределение интенсивности рентгеновского пучка на выходе и сравнить его с открытым пучком. Эту задачу выполняет установка, описанная ниже.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.

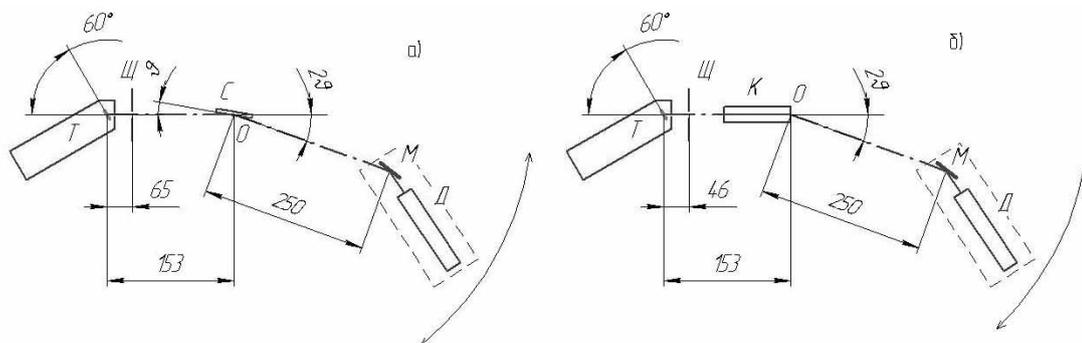


Рис. 2. Схема экспериментальной установки а) для изучения отражения рентгеновских лучей от стеклянной пластины, б) для изучения выходного рентгеновского пучка исследуемого коллиматора. Т – рентгеновская трубка, Щ – щель, С – исследуемая стеклянная пластина, М – монохроматор, Д – детектор. Все размеры указаны в миллиметрах

Установка собрана на основе дифрактометра общего назначения ДРОН-3 производства завода «Буревестник» с гониометром ГУР-8 и системой управления производства фирмы ИТЦ «Радикон». Источником излучения служит рентгеновская трубка Т БС-18 с медным анодом мощностью 10 Вт. Она генерирует рентгеновский пучок в режиме питания с напряжением 25 кВ и током 0.4 мА. Характеристическая линия  $K_{\alpha}$  медного анода имеет длину волны  $\lambda = 0.154184$  нм. На выходе рентгеновской трубки располагается вертикальная щель Щ с зазором 0.1 мм в исследовании стеклянной пластины и 0.8 мм в исследовании коллиматора. Сканирование пучка осуществляется вращением вокруг оси О сцинтилляционного детектора Д с монохроматором М. Сцинтилляционный детектор SCSD-4 позволяет измерять интенсивность рентгеновского излучения до 1 000 000 квантов в секунду. Монохроматор, неподвижно связанный с детектором, представляет собой монокристалл германия с отражающей поверхностью, соответствующей кристаллографической плоскости (111). Кристалл отражает только параллельные лучи, имитируя образец для съемки дифрактограммы.

Опытный коллиматор на явлении полного внешнего отражения представляет собой две стеклянные полированные пластины, расположенные на некотором расстоянии друг от друга. Каждая отражающая пластина имеет квадратную форму со стороной 75.5 мм и толщиной 2.8 мм. Зазор задается металлическими прокладками необходимой толщины (рис. 3).

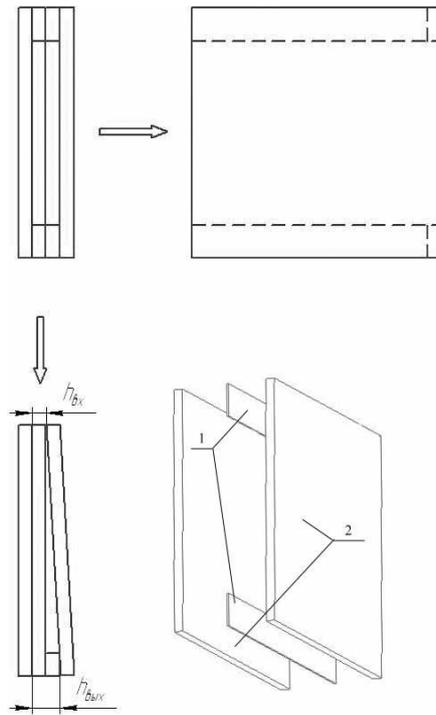


Рис. 3. Коллиматор на явлении полного внешнего отражения от стеклянных пластин.  
 Стрелкой обозначен вход рентгеновского пучка.  
 1 – металлические прокладки, 2 – стеклянные пластины

Входной и выходной зазоры коллиматора рассчитаны по формулам (1) и (2) исходя из  $f = 0.173$  мм,  $L_0 = 78$  мм,  $l = 75.5$  мм,  $\varphi_{кр} = 0.2^\circ$ . Получены следующие значения (с учетом того, что минимальный шаг толщины металлических прокладок 0.05 мм):  $h_{вх} = 0.65$  мм,  $h_{вых} = 0.8$  мм.

Эксперимент состоит из двух частей. Первая часть – исследование отражения рентгеновских лучей от стеклянной пластины сканированием последней по схеме  $\theta-2\theta$  (одновременный поворот пластины и детектора со скоростями  $\omega$  и  $2\omega$  соответственно). Вторая часть – сканирование выходного пучка неподвижного коллиматора рентгеновского излучения детектором по углу  $2\theta$ .

В обеих частях эксперимента шаг сканирования  $0.01^\circ$ , а экспозиция детектора 1 с. Данные величины позволяют произвести съемку рентгеновского пучка с удовлетворительной точностью по углу  $2\theta$  и интенсивности. Погрешность позиционирования детектора и образца составляет  $0.005^\circ$ . Погрешность интенсивности при ожидаемой величине 100 000 имп/с составляет 0.2%.

### Результаты эксперимента

На рис. 4 показана зависимость интенсивности от угла  $2\theta$  параллельных лучей в прямом рентгеновском пучке, падающем на исследуемую стеклянную пластину. Интенсивность в максимуме составляет 21800 имп/с. Два максимума прямого пучка объясняются неравномерной светимостью фокуса рентгеновской трубки, используемой в эксперименте.

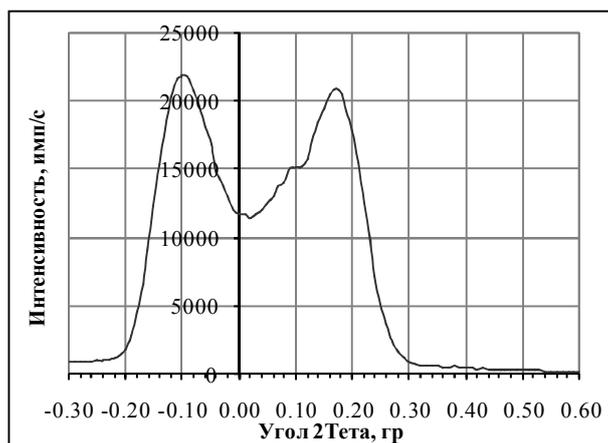


Рис. 4. Прямой пучок, падающий на исследуемую стеклянную пластину

На рис. 5 представлен результат сканирования отражения рентгеновских лучей от стеклянной пластины по схеме  $\theta-2\theta$  (сплошная линия). Пик интенсивности в интервале углов  $2\theta$  от  $0^\circ$  до  $0.25^\circ$  объясняется тем, что с отраженным излучением складывается часть прямого пучка (т.е. не испытывающего отражения). Максимальная интенсивность разности отраженного и прямого пучков составляет 11500 имп/с при  $\theta = 0.17^\circ$  ( $2\theta = 0.34^\circ$ ). Из этого графика можно найти критический угол полного внешнего отражения  $\varphi_{кр}$ . Он определяется на правом склоне на уровне 50% от максимума.  $\varphi_{кр} = \theta = 0.22^\circ$  ( $2\theta = 0.44^\circ$ ). В среднем, коэффициент отражения от стеклянной пластины в интервале углов  $\theta = 0^\circ \dots \varphi_{кр}$  составляет 50%. Отличие коэффициента отражения от 100% вызвано в первую очередь недостаточно высоким качеством полировки стеклянных пластин. Микронеровности поверхности рассеивают рентгеновское излучение в произвольных направлениях и вызывают его поглощение. Также нельзя забывать о неизбежном поглощении лучей в стекле, когда они проникают вглубь вещества при отражении [3].

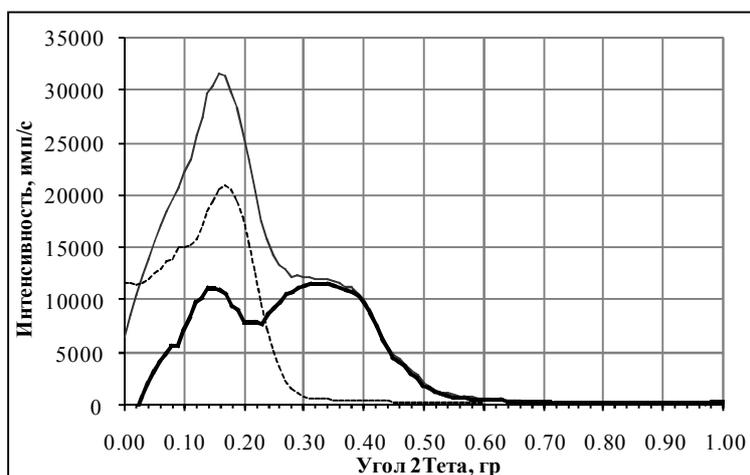


Рис. 5. Отражение рентгеновских лучей от стеклянной пластины по схеме  $\theta-2\theta$ . Тонкая сплошная линия – отраженный пучок, пунктирная линия – открытый пучок, толстая сплошная линия – разность отраженного и открытого пучков

На рис. 6 представлены распределения интенсивности по углу  $2\theta$  параллельных лучей открытого пучка (тонкая линия) и выходного пучка из коллиматора (толстая линия). Интенсивность в максимуме открытого пучка, падающего на вход исследуемого коллиматора составляет 94000 имп/с, а интенсивность в максимуме

выходного пучка из коллиматора равна 130 000 имп/с и на 38% превышает интенсивность параллельных лучей открытого пучка.

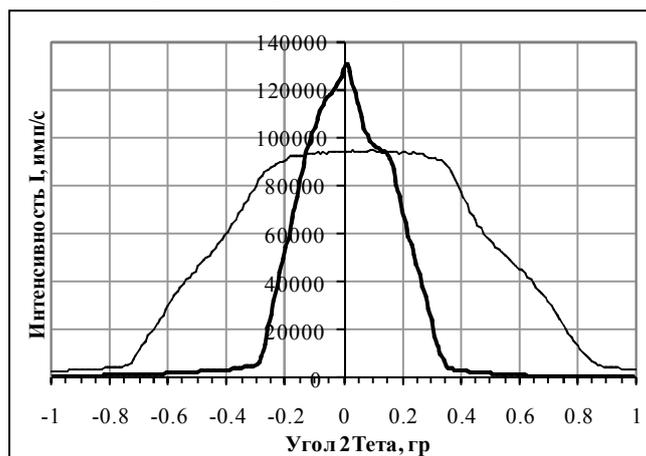


Рис. 6. Выходной и открытый пучки. Толстая линия – выходной пучок, тонкая линия – открытый пучок

Хотя полученный прирост максимальной интенсивности параллельных лучей выходного пучка коллиматора по отношению к интенсивности открытого пучка значительно меньше ожидаемого, можно утверждать, что коллимация рентгеновского излучения с помощью полного внешнего отражения рентгеновских лучей от стеклянных пластин, описанная в данной работе, более эффективна, чем применяемая в данный момент щелевая.

### Заключение

На основании приведенного в данной работе исследования можно утверждать, что существует достаточно простой и значительно более эффективный, чем ограничивающая щель, способ коллимации рентгеновского излучения – коллимация с помощью полного внешнего отражения от стеклянных пластин. Необходимо подчеркнуть простоту рассматриваемой конструкции, что является неоспоримым преимуществом для ее скорейшего применения в новых конструкциях дифрактометров.

### Литература

1. Пинскер З.Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах – М.: Наука. – 1974. – 368 с.
2. Павлинский Г.В. Преломление и отражение рентгеновского излучения: Методическое пособие. – Иркутск: ИГУ. – 2003. – 46 с.
3. Комптон А., Алисон С. Рентгеновские лучи: теория и эксперимент. – М, Л.: Государственное издательство технико-теоретической литературы. – 1941. – 672 с.
4. Рентгенотехника: справочник в 2 т. /под редакцией В.В. Ключева. – М.: Машиностроение. – 1980. – т. 1. – 430 с.
5. Аркадьев В.А., Коломийцев А.И., Кумахов М.А., Пономарев И.Ю., Ходеев И.А., Чертов Ю.П., Шахпаронов И.М. Широкополосная рентгеновская оптика с большой угловой апертурой // УФН. – 1989. – № 3. – С. 529–537.
6. Мингазин Т.А., Зеленев В.И., Лейкин В.Н. Бесщелевой коллиматор рентгеновских лучей. // ПТЭ. – 1981. – № 1. – С. 229–232.

## **АНАЛИЗ СТАБИЛЬНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УЗКОПОЛОСНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ**

**А.Н. Тропин**

**(Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического  
приборостроения)**

**Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор Е.Н. Котликов**

**(Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического  
приборостроения)**

В работе рассмотрена методика определения устойчивости спектральных характеристик узкополосных интерференционных фильтров к возможным изменениям оптической толщины отдельных слоев. В основе методики лежит введенный критерий устойчивости характеристик синтезированных интерференционных покрытий. На примере распространенных четвертьволновых систем и неравнотолщинных покрытий проиллюстрированы возможности методики для определения наиболее чувствительных слоев в структуре покрытия, выбора структуры покрытия и сравнительного анализа устойчивости структур.

Ключевые слова: интерференция, фильтр, покрытие, пленка, устойчивость, синтез, анализ

### **Введение**

При решении различного рода задач в оптике и оптоэлектронике широко используются оптические фильтры, позволяющие выделять из широкополосного спектра излучения узкие спектральные диапазоны. Задача выделения узких спектральных интервалов наиболее успешно решается с использованием узкополосных диэлектрических интерференционных фильтров.

В процессе разработки интерференционных покрытий обычно решаются две задачи: синтеза и выбора технологических аспектов изготовления интерференционных покрытий. Задача синтеза заключается в определении конструкции покрытия, с заданной точностью обеспечивающего получение требуемых спектральных характеристик. Технологические аспекты включают выбор совместимых пленкообразующих материалов, вакуумного оборудования, методов контроля толщины пленок во время напыления и контроль оптических характеристик полученного покрытия. Разделение на отдельные задачи весьма условно, поскольку уже на этапе конструирования покрытия необходимо учитывать возможности его изготовления, т.е. наличие пленкообразующих материалов с нужными оптическими свойствами, особенности используемого для изготовления покрытия оборудования и контрольно-измерительных приборов.

В настоящее время теория синтеза многослойных оптических систем хорошо развита и позволяет проводить расчет интерференционных фильтров с практически неограниченным набором спектральных характеристик [1, 2]. Однако практическая реализация таких систем сопряжена с рядом принципиальных трудностей. В основном это связано с наличием отклонений в коэффициентах преломления и толщинах изготовленных пленок от рассчитанных, которые обусловлены как самой технологией получения пленок, так и несовершенством методов контроля.

В большинстве работ по синтезу интерференционных покрытий вопросы исследования устойчивости спектральных характеристик многослойных структур практически не затрагиваются. В первую очередь, это связано с некорректностью самой задачи и отсутствием критериев отбора наиболее пригодного из полученных решений.

В настоящей работе с использованием предложенной методики анализа стабильности спектральных характеристик многослойных систем [3] исследуются

искажения спектров пропускания узкополосных интерференционных фильтров к вариациям в толщинах слоев тонкопленочного оптического покрытия. С использованием, как распространенных четвертьволновых систем, так и неравнотолщинных структур, проиллюстрированы возможности методики для определения наиболее чувствительных слоев в структуре покрытия, выбора структуры покрытия и сравнительного анализа устойчивости структур.

### Критерий устойчивости спектральных характеристик интерференционных покрытий

В основе численных методов синтеза интерференционных покрытий лежит задача минимизации функции качества в заданной области  $D^{3m}$  – мерного пространства, где  $m$  – число слоев интерференционного покрытия [1, 2]. В настоящее время используются различные варианты функции качества  $F(\vec{X})$ , численно характеризующей разность расчетного значения отражения  $R(\vec{X}, \lambda)$  (или пропускания  $T(\vec{X}, \lambda)$ ) и эталонного  $R(\lambda)$  (или  $T(\lambda)$ ). Здесь  $3m$ -мерный вектор-столбец  $\vec{X}$ , определенный в  $D^{3m}$  линейном пространстве, задает толщины, показатели преломления и поглощения пленок. Длины волн задаются либо дискретно, в этом случае проводится суммирование по длинам волн, либо непрерывно, тогда вычисляется интеграл по длинам волн.

В работе мы использовали функцию качества, определенную на дискретном множестве, содержащем  $L$  точек, в виде [2]:

$$F(\vec{X}) = \left\{ \sum_{i=1}^L w(\lambda_i) \left| R(\vec{X}, \lambda_i) - R_0(\lambda_i) \right|^q \right\}^{\frac{1}{q}}, \quad (1)$$

где  $R(\vec{X}, \lambda)$  – текущее спектральное значение коэффициента пропускания (отражения),  $R_0(\lambda_i)$  – заданное значение коэффициента пропускания (отражения),  $w(\lambda_i)$  – весовая функция,  $q$  – целое положительное число. Обычно выбирают  $q = 2$ , тогда представление функции качества в виде (1) характеризует среднеквадратичное приближение.

Вне зависимости от вида функции качества, наилучшее соответствие характеристик синтезированного покрытия требуемым вовсе не означает, что структура будет устойчива к вариациям толщины слоев. Многоэкстремальность задачи синтеза определяет существование множества локальных минимумов – «долин», на дне которых находятся искомые решения [2, 4]. В случае оптимизированной структуры покрытия, предполагается, что функция качества находится в одном из локальных минимумов. Зависимость функции качества от параметров вблизи экстремума можно с большой точностью предположить параболической. В этом случае в точке локального минимума первая частная производная функции качества по оптическим толщинам  $\frac{\partial F(\vec{X})}{\partial D_i}$  близка к нулю, а вторая частная производная  $\frac{\partial^2 F(\vec{X})}{\partial D_i^2}$  показывает крутизну склонов многомерной долины, где находится решение. Здесь  $D_i = n_i d_i$  – оптическая толщина  $i$ -го слоя.

Чем больше производная  $\frac{\partial^2 F(\vec{X})}{\partial D_i^2}$ , тем больше увеличение функции качества при

отклонении параметра от точки локального минимума, т.е. долина в направлении переменной этого слоя имеет большую крутизну. Другими словами, если слой имеет большую вторую производную в точке локального минимума, то небольшие изменения его толщины приведут к значительному увеличению функционала качества, т.е. к

отклонению спектральной характеристики от заданной.

По аналогии с функцией качества, дающей количественную оценку совпадения спектров синтезированного покрытия и целевой функции, вводится некоторая функция (критерий) устойчивости  $S$ , учитывающую устойчивость многослойной системы.

Критерий устойчивости  $S_i$  отдельного  $i$ -го слоя имеет следующий вид [3]:

$$S_i(\vec{X}) = \left( \frac{\partial F^2(\vec{X})}{\partial D_i^2} \right)^2. \quad (2)$$

В качестве критерия устойчивости  $S$  всей структуры в целом предлагается следующая функция:

$$S(\vec{X}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_i(\vec{X}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial^2 F(\vec{X})}{\partial D_i^2} \right)^2, \quad (3)$$

где  $N$  – количество слоев в структуре покрытия, а  $F(\vec{X})$  – определяется выражением (1).

### **Анализ стабильности спектральных характеристик узкополосных интерференционных фильтров**

В работе анализ искажений спектральных характеристик проводился на примере как классических четвертьволновых, так и неравнотолщинных покрытий. Структуры рассматриваемых систем подбирались таким образом, чтобы при заданных пленкообразующих материалах обеспечить различные значения относительной полуширины  $\Delta\lambda_{0,5}$  контуров пропускания фильтра. Оптические толщины слоев рассматриваемых покрытий представлены в таблице в единицах  $\lambda_0 / 4$ , где  $\lambda_0 = 1$ . Отсчет слоев начинается от подложки. В последней строке таблицы приведены значения функции качества  $S$  для каждой структуры.

В качестве пленкообразующих веществ выбраны материалы с показателями преломления  $n_{\text{В}} = 4$  (соответствует пленке Ge) и  $n_{\text{Н}} = 1,7$  (соответствует пленке SiO). Материалом подложки в обоих вариантах покрытий служит кремний, показатель преломления  $n_{\text{Si}} = 3,5$ .

В рамках рассматриваемой модели дисперсия показателей преломления пленкообразующих веществ и подложки исключена, показатели преломления приняты постоянными во всем спектральном диапазоне. Поглощение в пленках и подложке отсутствует.

На рис. 1 представлены спектральные характеристики и значения функции устойчивости каждого слоя для рассматриваемых структур узкополосных фильтров.

Как видно из рис. 1а, наиболее чувствительными слоями в структуре восьмислойного равнотолщинного покрытия являются полуволновый 5-ый слой и прилегающие к нему. Данное обстоятельство полностью соответствует положениям из теории узкополосных фильтров типа интерферометра Фабри-Перо [1, 5].

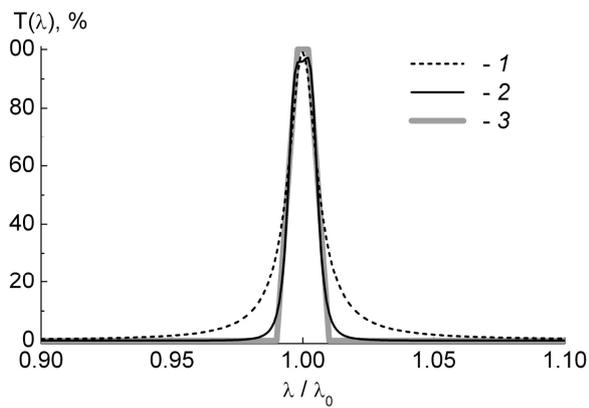
Сравнение структур 1 и 2 показывает, что чувствительность 2-ой структуры несколько меньше, чем у первого варианта покрытия, т.е. структура 2 более устойчива к вариациями параметров покрытия. Однако практическая реализация 19-тислойного неравнотолщинного покрытия существенно сложнее технически, по сравнению с изготовлением восьмислойного четвертьволнового покрытия. Кроме того, увеличение слоев в структуре покрытия приводит к увеличению дефектов в многослойной системе, возникающих, главным образом на границах раздела слоев разнородных материалов [6]. В конечном итоге увеличатся оптические потери при распространении излучения в многослойной системе.

Таблица. Структуры покрытий

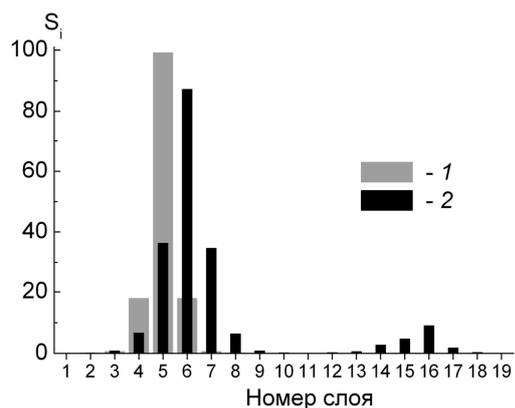
№ слоя	Показатель преломления слоя	Номер структуры					
		1	2	3	4	5	6
		Полуширина $\Delta\lambda_{0,5}=1,2\%$		Полуширина $\Delta\lambda_{0,5}=3,8\%$		Полуширина $\Delta\lambda_{0,5}=5,6\%$	
1	1,7	1,00	1,63	–	1,02	–	–
2	4	1,00	0,82	1,00	0,98	2,99	1,04
3	1,7	1,00	0,93	1,00	0,38	1,06	1,04
4	4	1,00	0,95	2,00	2,36	1,03	1,12
5	1,7	2,00	0,92	1,00	1,00	1,95	0,57
6	4	1,00	2,04	1,00	1,00	1,04	0,29
7	1,7	1,00	1,01	1,00	1,00	1,03	0,68
8	4	1,00	1,01	1,00	1,00	1,02	1,12
9	1,7	–	1,00	1,00	1,00	1,03	1,02
10	4	–	0,94	2,00	1,99	1,06	1,02
11	1,7	–	3,29	1,00	1,01	0,38	1,04
12	4	–	0,53	1,00	1,00	0,28	1,07
13	1,7	–	1,58	–	–	1,07	0,36
14	4	–	0,34	–	–	1,03	0,24
15	1,7	–	6,66	–	–	–	1,19
16	4	–	0,48	–	–	–	1,02
17	1,7	–	0,66	–	–	–	–
18	4	–	0,98	–	–	–	–
19	1,7	–	1,81	–	–	–	–
S		17,04	10,11	1,91	2,07	5,13	7,09

Значения функции устойчивости S для вариантов структур 3 и 4 практически совпадают. При сопоставимом количестве слоев и одинаковых искажениях спектральных характеристик неравнотолщинная структура 4 обладает тем преимуществом, что реализует контур пропускания близкий к П-образному (рис. 1в). Подобные особенности спектральных характеристик узкополосных фильтров становятся наиболее существенны в тех задачах, когда выделяемые с помощью фильтров спектральные интервалы располагаются в непосредственной близости по длинам волн. Для предотвращения перекрытия поддиапазонов приходится уменьшать ширину контуров пропускания фильтров, что в конечном итоге приводит к уменьшению полезного сигнала. В этом случае оказывается целесообразным применение неравнотолщинных структур с крутыми фронтами.

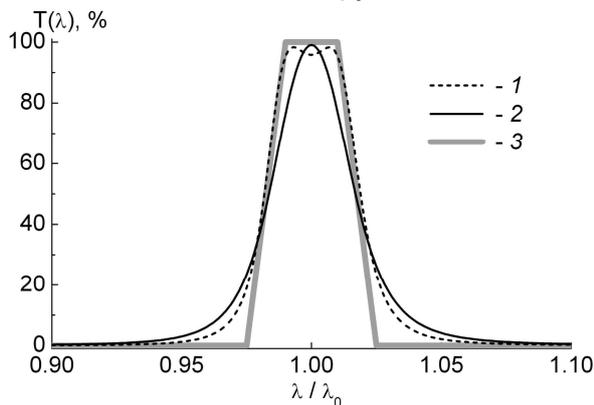
Однако синтез покрытий с применением подобного рода структур позволяет не только реализовывать крутые фронты спектральных контуров фильтров (рис. 1а и рис. 1в), но и дает возможность получать требуемые значения полуширины  $\Delta\lambda_{0,5}$  в том случае, когда этого не удастся достигнуть с использованием четвертьволновых систем при заданных показателях преломления пленкообразующих материалов.



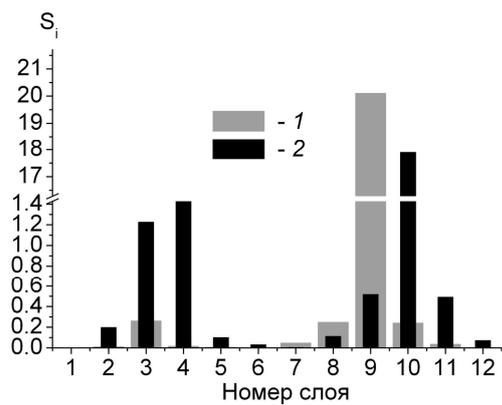
а)  
1 – структура 1, 2 – структура 2,  
3 – целевая функция



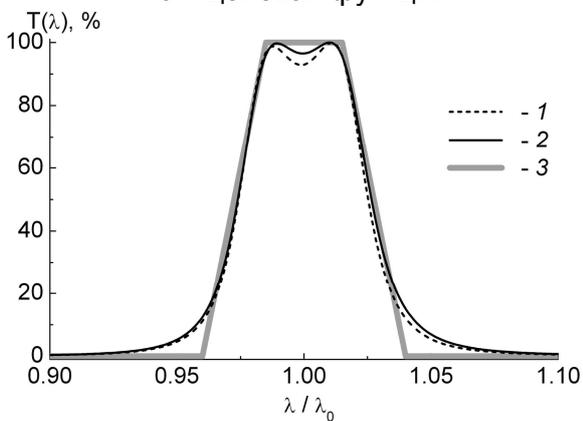
б)  
1 – структура 1, 2 – структура 2



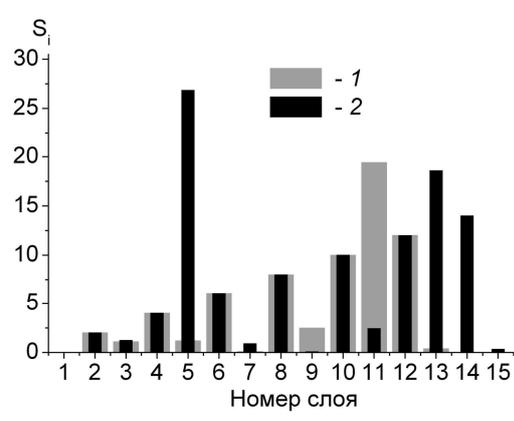
в)  
1 – структура 3, 2 – структура 4,  
3 – целевая функция



г)  
1 – структура 3, 2 – структура 4



д)  
1 – структура 5, 2 – структура 6,  
3 – целевая функция



е)  
1 – структура 5, 2 – структура 6

Рис. 1. Спектральные характеристики а), в), д) и значения функции качества б), г), е) для интерференционных покрытий

На рис. 1д представлены спектры пропускания неравнотолщинных покрытий, реализующих сходные спектральные характеристики. Как показывает анализ устойчивости 5-ой и 6-ой структур (рис. 1е), значения функций устойчивости для этих систем близки, но функция устойчивости для 5-ой структуры несколько меньше, чем для 6-ой. Поэтому при реализации на практике окажется предпочтительнее использовать устойчивое покрытие с 13-ю слоями в структуре, чем менее стабильное

15-тислойное покрытие.

Следует также отметить, что в общем виде значение функции качества  $S$  зависит, в том числе, и от выбора целевой функции  $R_0(\lambda_i)$ , поэтому корректное сравнение в целом на устойчивость нескольких покрытий возможно только в том случае, когда анализируемые покрытия оптимизированы относительно одной и той же целевой функции.

### Заключение

При проектировании узкополосных интерференционных фильтров приходится делать выбор: использовать классические равнотолщинные структуры, которые сравнительно легко реализовать на практике, но которые имеют незначительную крутизну фронтов, или работать с неравнотолщинными покрытиями, сложными для изготовления, но обладающими близкой к П-образной характеристикой пропускания. В этом случае анализ стабильности спектральных характеристик многослойных интерференционных покрытий позволяет обосновать практическую реализацию той или иной синтезированной структуры. В каждом конкретном случае выбор определяется, в том числе, и совокупностью технических возможностей и уровнем развития применяемой технологии получения оптических покрытий.

Синтез интерференционных покрытий с использованием неравнотолщинных структур при заданных пленкообразующих материалах позволяет снять ограничения, связанные с реализацией спектральных характеристик с необходимыми параметрами, которые присутствуют при проектировании покрытий с применением классических равнотолщинных систем.

### Литература

1. Фурман Ш.А. Тонкослойные оптические покрытия. – Л.: Машиностроение. – 1977. – 264 с.
2. Мешков Б.Б., Яковлев П.П. Проектирование интерференционных покрытий. – М.: Машиностроение. – 1987. – 185 с.
3. Котликов Е.Н., Тропин А.Н. Критерий устойчивости спектральных характеристик многослойных интерференционных покрытий //Оптический журнал. – 2009. – Т. 76. – № 3. – С. 60–64.
4. Минков И.М. Об определении глобального минимума в задаче синтеза интерференционных оптических покрытий //Оптика и спектроскопия. – 1981. – Т. 50. – № 4. – С. 755–765.
5. Борисевич А.Н., Валидов М.А., Верещагин В.Г. Инфракрасные фильтры. – М.: Наука и техника. – 1971. – 228 с.
6. Котликов Е.Н. Исследование механизма оптических потерь в пленках германия //Оптика и спектроскопия. – 1990. – Т. 69. – Вып. 4. – С. 846–849.

## **ВАРИАЦИОННЫЙ ПОДХОД К ОЦЕНКЕ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ ДЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА С ЛОКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ**

**А.Е. Васильев**

**Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор И.Ю. Попов**

В работе рассмотрен трехслойный диэлектрический цилиндрический волновод с локальной неоднородностью (малое вкрапление вещества другой диэлектрической проницаемости). Разработана соответствующая трехмерная математическая модель. Исследованы спектральные свойства вариационными методами. Доказано существование собственного состояния ниже нижней границы ветви непрерывного спектра и получена его вариационная оценка

Ключевые слова: цилиндрический волновод, вариационный подход, связанное состояние, спектр

### **Введение**

На развитие оптических технологий в последнее время большое влияние оказывает появление новых оптических материалов, например, фотонных кристаллов. Фотонные кристаллы характеризуются периодическим изменением коэффициента преломления в пространственных направлениях. С ними связывают будущее современной электроники. Благодаря упорядоченному характеру явления удержания фотонов, на основе этих сред возможно построение логических и оптических запоминающих устройств. Волноводы, построенные с помощью фотонных кристаллов, обладают малыми потерями, поскольку мы можем ограничивать зону интересующих нас энергетических состояний. Несмотря на обилие экспериментальных работ, и теоретических исследований в этой области, использующих вычислительные методы, полный теоретический анализ далек от завершения (см., например [1], [2]). В частности, Экснер и Вугальтер [3, 4] рассматривали двумерную модель волновода, в котором центральная полоса заменена на линию с граничным условием Дирихле. Они получили вариационные оценки связанного состояния, близкого к нижней границе непрерывного спектра.

В настоящей работе строится модель трубчатых волноводов в трехмерном пространстве. С помощью вариационных методов изучается задача о трубчатых диэлектрических волноводах с малыми разрывами в сердцевине, обнаруживается наличие связанных состояний ниже нижней границы ветви непрерывного спектра. То есть такая структура при наличии периодичности проявляет свойства одномерного фотонного кристалла.

### **Выбор пробных функций**

Рассматриваем систему трубчатых волноводов в трехмерном пространстве и электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль них. Волновод состоит из трубки (среда 2), показатель преломления которой  $n_2$  превышает показатель  $n_1$  среды, окружающей трубку снаружи (среда 1), и показатель  $n_3$  – среды, находящейся внутри трубки (среда 3). Внутренний радиус трубки  $\delta$ , внешний –  $d$ . (рис. 1). В центральном слое имеется узкое окно (шириной  $2a$ ) (рис. 2).

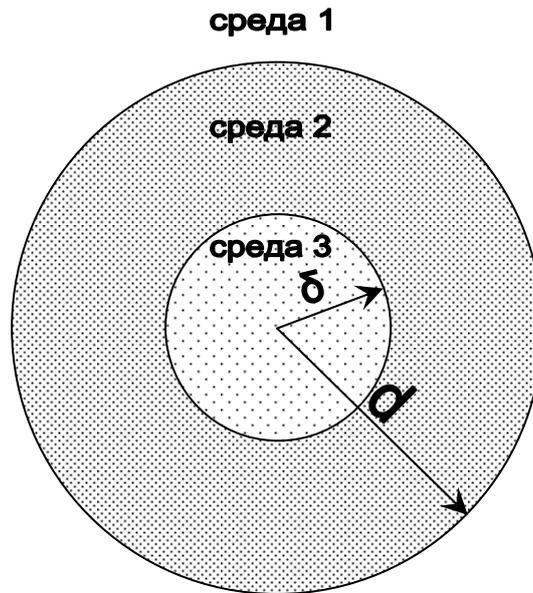


Рис. 1. Поперечное сечение трубчатого диэлектрического волновода

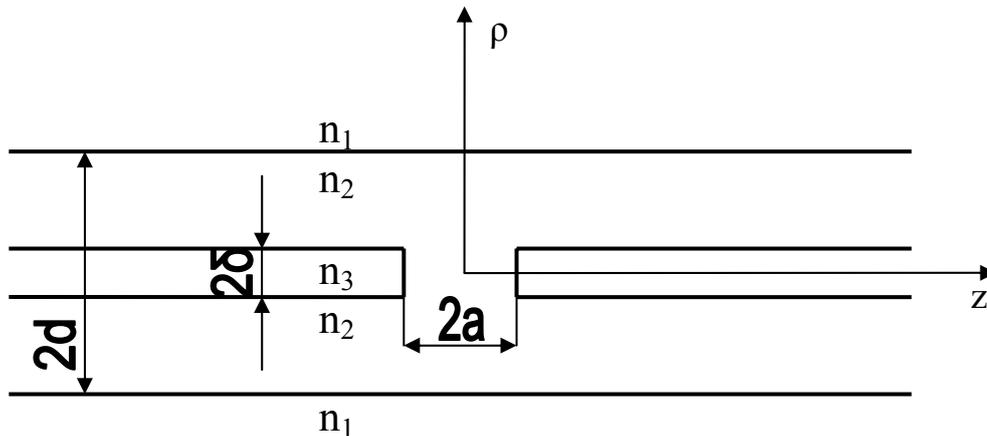


Рис. 2. Трубчатый диэлектрический волновод с окном в продольном разрезе

В диэлектрической трубке происходит распространение света в условиях полного внутреннего отражения. Таким образом, существуют три области и две границы, что требует описания компонент электромагнитного поля в каждой из этих областей и выполнения граничных условий на каждой границе. Все три области однородны и немагнитны, и мы имеем дело с бесконечно длинным, круглым трубчатым световолокном, оболочка которого имеет бесконечные поперечные размеры.

Используется волновое уравнение в цилиндрических координатах в задаче об одном слое с показателем преломления  $n$  для функции продольной составляющей  $E_z$  электрического поля.

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E_z = 0,$$

где  $\rho$  и  $\varphi$  – поперечные цилиндрические координаты, координата  $z$  – направлена вдоль оси волновода,  $k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$  и  $n^2 = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ . Для гармонической зависимости  $E_z$  от  $z$  и

времени  $t$ ,  $e^{i(\omega t - \beta z)}$ , получаем

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) E_z = 0,$$

где  $\beta^2$  – собственное значение соответствующей краевой задачи в сечении.

Методом Фурье уравнение разделяется на два:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) E_z - \frac{m^2}{\rho^2} E_z = 0, \quad (1)$$

и

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + m^2 E_z = 0. \quad (2)$$

Отсюда видно, что постоянная распространения вдоль оси волновода  $\beta$  присуща каждой отдельной моде (фиксировано  $m$ ) для каждого фиксированного значения частоты  $\omega$ . Представление о структуре электрического и магнитного полей моды можно получить в работе [5].

Пусть  $E_z = \Psi(\rho, \varphi, z)$ . Тогда для каждого слоя можно написать

$$\frac{\partial^2 \Psi_i}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Psi_i}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \Psi_i}{\partial \varphi^2} + (n_i^2 k_0^2 - \beta^2) \Psi_i = 0,$$

где  $i = 1, 2, 3$  – номер слоя. Функция  $\Psi$  строится из  $\Psi_1, \Psi_2$  и  $\Psi_3$ .

Граничные условия:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi_1|_{(\rho=d)} = \Psi_2|_{(\rho=d)}, \\ \Psi_2|_{(\rho=\delta)} = \Psi_3|_{(\rho=\delta)}, \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Psi_1}{\partial \rho} \Big|_{(\rho=d)} = \frac{\partial \Psi_2}{\partial \rho} \Big|_{(\rho=d)}, \\ \frac{\partial \Psi_2}{\partial \rho} \Big|_{(\rho=\delta)} = \frac{\partial \Psi_3}{\partial \rho} \Big|_{(\rho=\delta)}, \end{array} \right\},$$

где  $\Psi_1 = \Psi|_{(d \leq \rho < \infty)}$ ,  $\Psi_2 = \Psi|_{(\delta \leq \rho \leq d)}$ ,  $\Psi_3 = \Psi|_{(0 \leq \rho \leq \delta)}$ . Приближение для решения  $\hat{\Psi}$  строится как возмущение  $\Psi$ . То есть функция  $\hat{\Psi}$  удовлетворяет уравнению Гельмгольца  $H\hat{\Psi} - n^2 k_0^2 \hat{\Psi} = 0$ ,  $H = -\Delta$ .  $\Delta$  – лапласиан в цилиндрических координатах с условиями согласования на границах раздела. В соответствии с вариационным принципом, если существует пробная функция  $\hat{\Psi}$  (удовлетворяющая граничным условиям) такая, что отношение отрицательно

$$\frac{(H\hat{\Psi}, \hat{\Psi}) - \left\| \hat{\Psi} \sqrt{n^2 k_0^2 - \beta^2} \right\|^2}{\|\hat{\Psi}\|^2} \leq 0, \quad (3)$$

то существует собственное значение  $\Lambda^2$ , меньшее, чем нижняя граница ветви непрерывного спектра:  $\Lambda^2 < \beta^2$ . Заметим, что мы находимся в ортогональном подпространстве к подпространству, соответствующему первой ветви непрерывного спектра (с нулевой нижней границей), т.е.  $\hat{\Psi}$  удовлетворяет соответствующему условию ортогональности. Таким образом, мы ищем такую пробную функцию  $\hat{\Psi}$ , которая удовлетворяет неравенству (3).

Выберем пробную функцию следующим образом:

$$\hat{\Psi} = F + G,$$

где функция  $F$  имеет следующий вид

$$F = \nu \nu(\rho) f(z) \cos(m\varphi + \theta_m),$$

так как должна удовлетворять уравнению (2).  $v$  – положительный свободный параметр пробной функции который выбираются при построении. Множитель  $\cos(m\varphi + \theta_m)$  соответствует угловому распределению поля. Постоянная  $m$  может быть положительным или отрицательным целым числом, поскольку должна иметь место  $2\pi$  периодичность по угловой координате  $\varphi$ .  $\theta_m$  определяет фазу углового распределения.

$$v(\rho) = C_m S_m(\rho),$$

где  $C_m$  – амплитуда,  $S_m$  – функция Бесселя, которая выбирается из решений уравнения Бесселя (1). Основным требованием при выборе этой функции является то, что поле должно оставаться конечным в среде 2 и быстро затухать в средах 1 и 3.

Для описания затухающего поля в оболочке волновода имеет смысл использовать функцию Ханкеля мнимого аргумента  $H_n^{(1)}(i\gamma\rho)$  или пропорциональную ей модифицированную функцию Бесселя  $K_n(\gamma\rho)$ , которые удовлетворяют уравнению (2) и подходят для описания затухающего поля, поскольку они уменьшаются при удалении от оси волновода пропорционально  $e^{-\gamma\rho}$ , ( $\rho > 0$ ). Величина  $\gamma$  определяет скорость затухания в среде 1.  $\gamma^2 = \beta^2 - n_1^2 k_0^2$ . Во внутренней части структуры, в среде с показателем  $n_3$ , поле имеет смысл описывать с помощью функции Бесселя мнимого аргумента  $J_n(i\mu\rho)$  или пропорциональной ей модифицированной функции Бесселя  $I_n(\mu\rho)$ , где  $\mu$  определяет скорость затухания в среде 3.  $\mu^2 = \beta^2 - n_3^2 k_0^2$ . Функция  $I_n(\mu\rho)$  описывает затухание поля при удалении от внутренней стенки трубки в направлении к оси волновода и стремится к нулю при приближении к этой оси. В стенках волновода поле описывается с помощью линейной комбинации функций Бесселя  $J_n(\alpha\rho)$  и Неймана  $N_n(\alpha\rho)$  действительного аргумента,  $\alpha$  – величина проекции волнового вектора на поперечное сечение волновода  $\alpha^2 = n_2^2 k_0^2 - \beta^2$ .

Таким образом

$$v(\rho) = \begin{cases} B_m I_m(\mu\rho), & \rho \in [0, \delta], \\ A_m J_m(\alpha\rho) + L_m N_m(\alpha\rho), & \rho \in [\delta, d], \\ D_m K_m(\gamma\rho), & \rho \in [d, \infty]. \end{cases}$$

Возьмем  $G = \eta r(\rho)g(z)$ ,

$$r(\rho) = \begin{cases} e^{\frac{-\pi\rho}{2a} + t_1}, & \rho \in \left[0, \frac{d}{2}\right], \\ \frac{2t_2}{d}(d - \rho), & \rho \in \left[\frac{d}{2}, d\right], \\ 0, & \rho \in [d, \infty], \end{cases}$$

$\eta$  – положительный свободный параметр пробной функции.

$$t_1 = \frac{2}{\pi d} \left[ e^{\frac{\pi d}{4a}} \left( 4a + \frac{\pi d}{2} \right) - 4a \right], t_2 = \frac{2}{\pi d} \left[ e^{\frac{\pi d}{4a}} (4a + \pi d) - 4a \right].$$

Из непрерывности следует, что  $t_2 = t_1 + e^{\frac{\pi d}{4a}}$ .

$$f(z) = \min \left\{ 1, e^{-q(|z|-a)} \right\}, g(z) = \begin{cases} \cos\left(\frac{\pi z}{2a}\right), & z \in [-a, a], \\ 0, & z \in [-\infty, -a] \cup [a, \infty], \end{cases}$$

где  $q$  – положительный свободный параметр.

## Доказательство

Докажем основное неравенство (4) для выбранных пробных функций.

Скалярное произведение (произвольных) функций  $F$  и  $G$  в цилиндрических координатах в общем случае выглядит следующим образом

$$(F, G) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^\infty F(\rho, \varphi, z) \bar{G}(\rho, \varphi, z) \rho \, d\rho \, d\varphi \, dz.$$

Обозначим  $\hat{\Psi}$  как  $\Psi$  для простоты. Лапласиан в цилиндрических координатах таков:

$$\Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial\Psi}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2\Psi}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2},$$

поэтому мы можем записать

$$\begin{aligned} M(\Psi) &= (H\Psi, \Psi) - \left\| \Psi \sqrt{n^2 k_0^2 - \beta^2} \right\|^2 = \left( -\Delta\Psi - \Psi (n^2 k_0^2 - \beta^2), \Psi \right) = \\ &= \left( -\frac{\partial^2\Psi}{\partial\rho^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial\Psi}{\partial\rho} - \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2\Psi}{\partial\varphi^2} - \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} - \Psi (n^2 k_0^2 - \beta^2), \Psi \right). \end{aligned}$$

После значительных упрощений получим:

$$M(\Psi) = \|G_\rho\|^2 - \left\| G \sqrt{n^2 k_0^2 - \beta^2} \right\|^2 - \left( \frac{\partial^2 G}{\partial z^2}, G \right) - \left( \frac{\partial^2 F}{\partial z^2}, F \right). \quad (4)$$

Оценим слагаемые:

$$\|G_\rho\|^2 = \eta^2 \int_0^\infty \left( \frac{\partial r}{\partial \rho} \right)^2 \rho \, d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^\infty g^2(z) \, dz \leq \eta^2 \left( \frac{1}{4} + \frac{96a^2}{\pi^2 d^2} \right) 2\pi a = \eta^2 \left( \frac{\pi a}{2} + \frac{192a^3}{\pi d^2} \right),$$

$$-\left\| G \sqrt{n^2 k_0^2 - \beta^2} \right\|^2 = -\eta^2 \int_0^\infty r^2(\rho) (n^2(\rho) k_0^2 - \beta^2) \rho \, d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^\infty g^2(z) \, dz \leq$$

$$\leq -2\eta^2 a^3 \frac{\mu^2 + \alpha^2 + \frac{20}{3}\gamma^2}{\pi},$$

$$-\left( \frac{\partial^2 G}{\partial z^2}, G \right) = \|G_z\|^2 = \eta^2 \int_0^\infty r^2(\rho) \rho \, d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^\infty \left( \frac{\partial g}{\partial z}(z) \right)^2 dz \leq \frac{1}{2} \eta^2 \pi a \left( 1 + \frac{64}{d^2} \right),$$

$$(-F_{zz}, F) = -v^2 \int_0^\infty v^2(\rho) \rho \, d\rho \int_0^{2\pi} \cos^2(m\varphi + \theta_m) \, d\varphi \int_{-\infty}^\infty \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}(z) f(z) \, dz = -v^2 \pi q C_\nu,$$

где  $C_\nu$  – положительная константа. Подставив в (4), получим:

$$M(\Psi) \leq \eta^2 \left( \pi a \left( 1 + \frac{32}{d^2} \right) + \frac{192a^3}{\pi d^2} - 2a^3 \frac{\mu^2 + \alpha^2 + \frac{20}{3}\gamma^2}{\pi} \right) - v^2 \pi C_\nu q. \quad (5)$$

Легко видеть, что при соответствующем выборе параметров,  $M(\Psi)$  оценивается сверху отрицательным числом.

Оценка  $\|\Psi\|^2$  выглядит следующим образом

$$\|\Psi\|^2 = \|F + G\|^2 \leq 2\|F\|^2 + 2\|G\|^2,$$

где

$$\|F\|^2 = v^2 \pi C_v \left( 2 \int_a^\infty f^2(z) dz + \int_{-a}^a f^2(z) dz \right) = v^2 \pi C_v \left( \frac{1}{q} + 2a \right),$$

$$\|G\|^2 = \eta^2 \int_0^\infty r^2(\rho) \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^\infty g^2(z) dz \leq 2\eta^2 a^3 \frac{64 + d^2}{\pi d^2}.$$

Отсюда

$$\|\Psi\|^2 \leq 2v^2 \pi C_v \left( \frac{1}{q} + 2a \right) + 4\eta^2 a^3 \frac{64 + d^2}{\pi d^2}. \quad (6)$$

И, наконец, из (6) и (7) получаем

$$\frac{M(\hat{\Psi})}{\|\hat{\Psi}\|^2} \leq -q^2 C,$$

где  $C$  – некоторая положительная константа.

### Заключение

Таким образом, мы доказали, что существует собственное состояние ниже нижней границы ветви непрерывного спектра и одновременно получили его оценку. Предположения, которые использовались при выводе оценок несколько мягче, чем те, что использовали другие авторы [1, 6]. Мы предполагали малость окон. Рассмотренное отношение дает оценку для расстояния от непрерывного спектра невозмущенной (без отверстий) задачи. В случае периодического набора окон, отрицательность отношения означает, что мы реально уменьшаем значение отсечки для волновода. А значит, мы получаем и уменьшение групповой скорости света. То есть наше устройство может использоваться в оптических линиях задержки или в устройствах типа SCISSOR.

### Литература

1. W. Axmann, P. Kuchment, L. Kunyansky. //J. Light. Techn. – V. 17(11). – PP. 1996–2007 (1999).
2. A. Tip, A. Moroz, J.M. Combes, // J. Phys. A: Math. Gen. – V. 33 (35). – PP. 6223–6252 (2000).
3. P. Exner, S. Vugalter // Ann. Inst. Henri Poincare. – V. 65 (1). – PP. 109–123 (1996).
4. P. Exner, S. Vugalter // J. Phys. A: Math. Gen. – V. 30. – PP. 7863–7878 (1997).
5. Snitzer E. // JOSA. – 1961. – Vol. 51. – № 5. – P. 491–498.
6. A. Figotin, P. Kuchment, //SIAM J. Appl. Math. – V. 56(1). – PP. 68–88 (1996).
7. Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир. – 1974. – 576 с.

## **КОНТРОЛИРУЕМЫЙ НАБЕГ ФАЗЫ В ПЯТИУРОВНЕВОЙ АТОМНОЙ СХЕМЕ СО СПОНТАННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

**А.И. Трифанов**

**Научные руководители: д.ф.-м.н., профессор И.Ю. Попов,  
д.ф.-м.н., профессор Г.П. Мирошниченко**

Исследована возможность реализации квантовой операции CCNOT (дважды контролируемое НЕ) в системе зеемановских уровней со спонтанным излучением. Показано что в режиме индуцированной электромагнитной прозрачности система переходит в темновое состояние, которое характеризуется отсутствием потерь.

Ключевые слова: квантовый вентиль, контролируемый набег фазы, темновое состояние

### **Введение**

Значительные успехи в таких областях естествознания, как квантовая оптика и квантовая электродинамика, а также существенный прогресс технологии изготовления оптических материалов позволяют получать структуры, свойства которых существенно превосходят имеющиеся ранее аналоги. Подчас появляются и новые оптические свойства, использование которых в технике – дело недалекого будущего. С другой стороны, существуют области техники, которые уже сейчас требуют принципиально новых технологических решений. Таковыми являются, например, квантовый компьютер.

О перспективности перемещения вычислений в область квантовой механики и оптики говорят удачные реализации квантовых каналов передачи информации, секретность передаваемых сообщений в которых чрезвычайно велика [1]. Однако эксперименты по реализации квантовых алгоритмов факторизации показали всю сложность поставленной задачи. Так, например, вопрос об элементной базе квантового компьютера все еще остается открытым. Предложено большое количество физических эффектов, которые можно положить в основу вычислений [2], однако до сих пор лучшее решение не найдено.

Данная статья посвящена вопросу создания квантовых логических устройств использующих эффекты квантовой оптики, на основе которых можно было бы реализовать логику квантового компьютера, так называемых квантовых логических вентилях. Квантовый логический вентиль – это устройство, позволяющее совершать унитарное преобразование над кубитом или системой кубитов (кубит-квантовая единица информации) [3]. Для выполнения любой логической операции требуется наличие некоторого числа однотипных вентилях, которые бы образовывали логический базис. В качестве таких базисных элементов могут выступать вентиль Фредкина («контролируемое НЕ» или CNOT) и однокубитовая операция поворота. Также логический базис можно образовать из элементов «дважды контролируемое НЕ» (трехкубитовый вентиль Тоффоли CCNOT). Модель такого универсального логического вентиля предлагается в данной работе.

В качестве кубита выбирается однофотонное состояние поляризации. Отсутствие взаимодействия между фотонами в свободном пространстве является препятствием осуществлению многокубитовых операций, где требуется воздействие одного кубита на другой. Однако имеются преимущества: для фотонов явления декогерентизации чрезвычайно малы. С другой стороны, можно предложить такой режим прохождения фотонов через вещество, при котором один фотон изменяет условия прохождения других (например, так называемый режим индуцированной электромагнитной прозрачности) [4].

В работах [5–6] предложена схема из пяти зеemanовских уровней атома щелочного элемента для моделирования работы логического устройства CNOT (так называемая М-схема). В качестве режима работы выбирался режим EIT, что позволяло согласовать прохождение двух однофотонных пакетов и увеличить их время взаимодействия [7], используя М-схему как комбинацию двух  $\Lambda$ -схем, техника работы с которыми хорошо изучена. В данной статье выбрана та же схема уровней для реализации вентиля CCNOT. При этом требовалось провести некоторое обобщение понятия эффекта EIT и разработать соответствующую технику расчета.

В следующем разделе приведено описание работы логического устройства, исходя из выбранной интерпретации кубита. Данная система выполняет операцию контролируемого набега фазы (CPS – controlled phase shift), из которой операция CCNOT получается следующим преобразованием [8]:

$$CCNOT = (I \otimes I \otimes H) CPS (I \otimes I \otimes H)$$

Нужно, однако, отметить, что для выполнения требуемой операции условный набег фазы должен быть равным  $\pi$ :

$$\varphi_{111} + \sum_{k,j=\{0,1\}} \varphi_{0jk} - \sum_{k,j=\{0,1\}} \varphi_{1jk} = \pi,$$

где под символами  $\varphi_{ijk}$  понимается суммарный набег фазы в трех кубитах после прохождения М-схемы.

### Описание системы

Рассматривается ячейка с парами некоторого щелочного элемента, помещенная в сильное магнитное поле. Из системы энергетических уровней атомов выбирается подсистема, состоящая из пяти уровней, которая получила название М-схемы (рис. 1). Алгоритм работы схемы следующий:

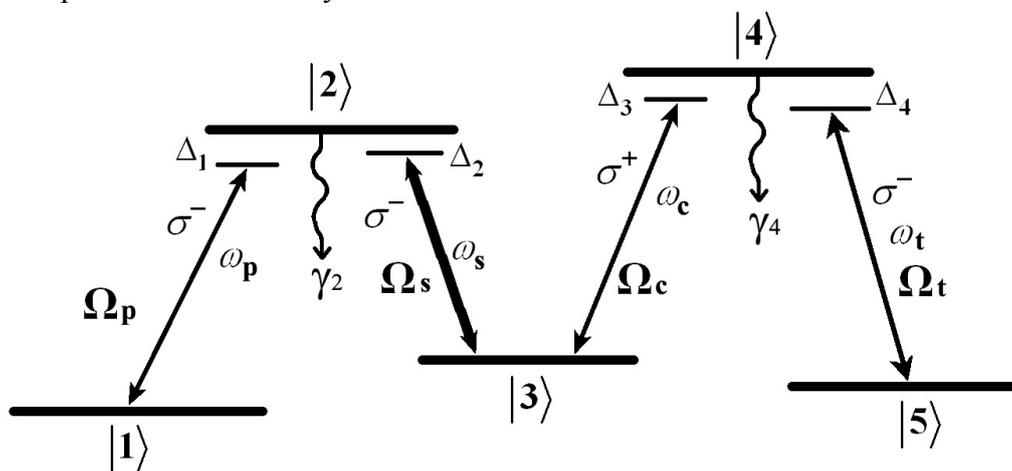


Рис. 1. Система уровней для реализации операции CPS

В начальный момент времени заселен только основной, первый уровень  $|1\rangle$ . Через ячейку проходят три поляризованных, хорошо стабилизированных по частоте, слабых пучка света с частотами  $\omega_p$ ,  $\omega_c$  и  $\omega_t$ . Пучок  $\omega_p$  находится в резонансе с переходом  $|1\rangle - |2\rangle$  при условии, что он имеет строго определенную круговую поляризацию, например, по часовой стрелке (обозначаем  $\sigma_p^-$ ). Частоты переходов  $|3\rangle - |4\rangle$  и  $|4\rangle - |5\rangle$  равны, соответственно,  $\omega_c$  и  $\omega_t$  (для круговых поляризаций  $\sigma_c^+$ ,  $\sigma_t^-$ ). Имеется сильное

поле частоты  $\omega_s$ , находящееся в резонансе с переходом между состояниями  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$ . Символами  $\Omega_j, j = \{p, s, c, t\}$ , обозначены частоты Раби. Отстройки частот приложенных полей от частот переходов обозначены символами  $\Delta_j$ . Амплитуды уровней  $|2\rangle$  и  $|1\rangle$  предполагаются затухающими со скоростями  $\gamma_2$  и  $\gamma_4$  соответственно.

### Вычисления в М-схеме

Как уже говорилось выше, состояния кубитов закодированы в состояниях поляризации входящих пучков. Пусть пучок  $\omega_p$  с поляризацией  $\sigma_p^-$  отвечает кубиту в состоянии «1», противоположное вращение поляризации  $\sigma_p^+$  соответствует состоянию «0». Второй и третий пучки с частотами  $\omega_c$  и  $\omega_t$ , соответственно, кодируют состояния второго и третьего кубитов ( $\sigma_c^+ - \langle 1 \rangle$ ,  $\sigma_c^- - \langle 0 \rangle$ ,  $\sigma_t^- - \langle 1 \rangle$ ,  $\sigma_t^+ - \langle 0 \rangle$ ). Иными словами, состояние пучка, при котором он находится в резонансе со своим переходом, интерпретируется как кубит в состоянии «1».

Состояние трех пучков на входе интерпретируется как начальное трехкубитовое чистое состояние, которое мы запишем в виде дираковского кет-вектора  $|i, j, k\rangle = |i\rangle|j\rangle|k\rangle$ , состоящего из восьми компонент. Контролируемый набег фаз в схеме имеет место тогда, когда после прохождения ячейки фаза последней компоненты вектора отличается от всех остальных на  $\pi$ . Без умаления общности можно считать фазы первых семи компонент равными нулю, а последнюю равной  $\pi$ . При этом трехкубитовое выходное состояние уже нельзя представить в виде прямого произведения однокубитовых состояний. В следующем разделе будет показано, что предложенная схема может реализовывать операцию CPS.

### Условный набег фаз

Нелинейные набег фаз на каждом из пучков можно найти из выражения:

$$\Delta\varphi_j = k_0^j L \left( \sqrt{1 + 4\pi\chi_j} - 1 \right),$$

где  $k_0^j, j = \{p, c, t\}$  – волновой вектор соответствующего пучка в вакууме,  $L$  – длина ячейки. Величину электромагнитной восприимчивости  $\chi_j$  можно найти через элементы матрицы плотности следующим образом ( $d_j$  – дипольный элемент перехода, соответствующий полю  $j$ ,  $\rho$  – концентрация атомов в ячейке):

$$\chi_j = \bar{P}_j(t) \rho_j.$$

В данной задаче рассматривается режим непрерывных волн, что требует рассматривать только установившиеся решения, усредненные по времени.

Таким образом, задача сводится к нахождению матрицы плотности представленной атомной системы. Для этого запишем гамильтониан системы в резонансном приближении:

$$H = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p & 0 & 0 & 0 \\ \Omega_p^* & \Delta_1 & \Omega_s & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_s^* & \Delta_{12} & \Omega_c & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_c^* & \Delta_{13} & \Omega_t \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_t^* & \Delta_{14} \end{pmatrix},$$

где введены обозначения  $\Delta_{1\bar{2}} = \Delta_1 - \Delta_2$ ,  $\Delta_{1\bar{3}} = \Delta_{12} + \Delta_3$ ,  $\Delta_{1\bar{4}} = \Delta_{13} - \Delta_4$ . Решение квантового уравнения Лиувилля для матрицы плотности с выбранным гамильтонианом  $H$  и матрицей релаксации  $\Gamma = \text{diag}\{\gamma_2\delta_{i,\bar{2}} + \gamma_4\delta_{i,4}\}$ :

$$i \frac{d}{dt} \rho(t) = [H, \rho(t)] - \frac{i}{2} \{\Gamma, \rho(t)\}, \quad \rho(0) = |1\rangle\langle 1|,$$

находится численно с помощью решения соответствующей системы двадцати пяти линейных дифференциальных уравнений.

В процессе вычислений рассматривались два режима работы устройства: режим с произвольными параметрами и режим индуцированной электромагнитной прозрачности, который имеет место, когда двухфотонные отстройки  $\Delta_1 - \Delta_2$  и  $\Delta_3 - \Delta_4$  равны нулю. Данный режим работы привлекателен тем, что возмущение, вызванное падающим на ячейку излучением с течением времени переводит систему в новое стационарное состояние, которое есть суперпозиция основных состояний  $|1\rangle$ ,  $|3\rangle$  и  $|5\rangle$ , спонтанное излучение с которых не имеет места (такое состояние называется темновым). Следовательно, в таком режиме отсутствуют потери, вызванные спонтанным излучением.

На рис. 2 представлены графики зависимости заселенности уровня  $|2\rangle$  для двух перечисленных режимов. Из рисунка видно, что при произвольных параметрах на любых временах существует отличная от нуля вероятность заселения уровня. В режиме прозрачности эта величина быстро убывает до нуля. Та же ситуация имеет место и для состояния  $|4\rangle$ .

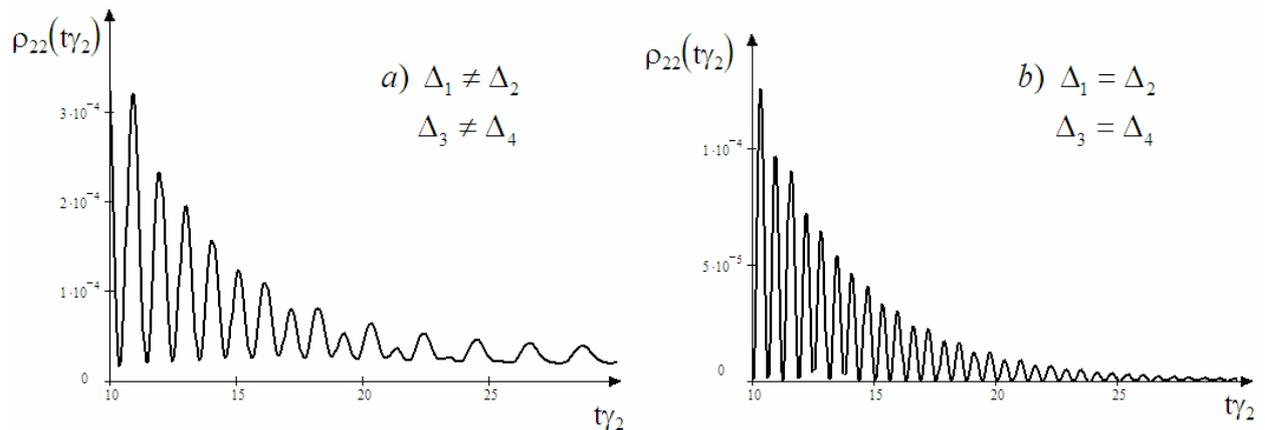


Рис. 2. Вероятность состояния с затухающей амплитудой: а) режим с произвольными параметрами; б) режим индуцированной электромагнитной прозрачности

### Результаты расчетов

Для расчетов принимались следующие параметры схемы (в качестве единицы измерения принято  $\gamma_2 = \gamma_4$ ):  $\Omega_p = 0.4$ ,  $\Omega_c = 0.44$ ,  $\Omega_t = 0.52$ ,  $\Delta_1 = 0.08$ ,  $\Delta_2 = 0.06$ ,

$\Delta_3 = \Delta_4 = 0.08$ . Вследствие того, что в режиме индуцированной электромагнитной прозрачности в выбранном приближении для матрицы релаксации (не рассматривалась поперечная релаксация) дипольный момент стремится к нулю на бесконечности, для расчетов использовалась одна двухфотонная отстройка отличная от нуля.

При данных параметрах были вычислены элементы матрицы плотности, из которых были получены электромагнитные восприимчивости на переходах и условные набег фаз. В условиях, близких к условиям индуцированной электромагнитной прозрачности, потери в схеме были крайне малы, однако все-таки имели место вследствие наличия ненулевой двухфотонной отстройки. Для  $\wp d_j \approx 10^3$  и  $k_j^0 L \approx 10^3$  были получены следующие значения для нелинейных набегов фаз:  $\varphi_{111} \approx \pi$ ,  $\varphi_{110} \approx \frac{\pi}{24}$ ,  $\varphi_{100} \approx \frac{5\pi}{36}$ . Остальные набег фаз оказались равными нулю.

Таким образом, данная система с хорошей точностью может реализовывать операцию CPS, что позволяет на ее основе построить квантовый логический вентиль CCNOT.

### Литература

1. Merolla J.-M., Mazurenko Y., Goedgebuer J.-P., Duraffourg L., Porte H., Rhodes W.T. Quantum cryptographic device using single photon phase modulation // *Phys. Rev. A.* – 1999. – V.60. – № 3. – P.1899–1905.
2. Gavrilov M.I., Gortinskaya L.V., Popov I.Yu., Pestov A.A., Tesovskaya E.S. Quantum algorithm implementation using quantum wires system // *Proceedings of the «ICO Topical Meeting on Optoinformatics Information Photonics».* – St.-Petersburg. – 2006. – P. 327–329.
3. Валиев К.А, Кокин А.А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. – Ижевск: РХД. – 2001. – С. 352.
4. Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media // *Rev. of Mod. Phys.* – 2005. – V.77. – № 2. – P. 633–673.
5. Ottaviani C. et al., Polarization qubit phase gate in driven atomic media // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 90. – P. 197902.
6. Ottaviani C. et al., Quantum phase-gate operation based on nonlinear optics: full quantum analysis// *Phys. Rev. A.* – 2006. – V. 73. – P. 010301.
7. Boyd R.W., Gauthier D.J., Gaeta A.L., Willner A.E. // Maximum time delay achievable on propagation through a slow-light medium // *Phys. Rev. A.* – 2005. – V.71. – P. 023801.
8. Трифанов А.И. Реализация квантового логического вентиля CCNOT на основе зеэмановской структуры в атомах рубидия // *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО.* – 2008. – №51. – С. 390–399.

## **ЛАЗЕРНАЯ ОЧИСТКА МЕДНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ**

**М.Д. Геращенко**

**(Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет)**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент В.А. Парфенов**

**(Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет)**

В данной работе было проведено экспериментальное исследование лазерной очистки объектов, выполненных из меди. Цель исследования – определение оптимальных параметров очистки объектов исторического и культурного наследия, т.е. параметров лазерного излучения, при которых не происходит повреждения или изменения оригинальной структуры меди.

Ключевые слова: лазер, реставрация, металлы

### **Введение**

В настоящее время технология лазерной обработки является одним из наиболее результативных и щадящих методов очистки объектов исторического и культурного значения [1, 2]. Эта технология может применяться для очистки многих материалов, в том числе меди. Однако, вследствие низких температур плавления меди, использование метода лазерной очистки в данном случае затруднительно [3, 4]. Необходимо тщательно подбирать параметры лазерного излучения для избегания повреждения оригинального материала.

*Цель исследования*, проведенного в нашей работе – экспериментальное определение оптимальных параметров очистки медных поверхностей с помощью импульсных YAG:Nd ( $\lambda=1064$  нм) и CO<sub>2</sub> ( $\lambda=10,6$  мкм) лазеров.

### **Виды загрязнений, образующихся на поверхности меди**

Под воздействием влажной атмосферы, солевых и сернокислых соединений в воздухе и в земле, медь разрушается с образованием хлоридов, зеленых карбонатов, черной окиси и красной закиси меди, медные сплавы темнеют от окисления. Цвет, состав и строение коррозионного слоя зависит от присутствия в воздухе различных газов, твёрдых частиц разных веществ, а также от состава медного сплава. Коррозионные продукты на археологических изделиях из меди и медных сплавов имеют более сложный состав и строение. В основном они содержат продукты коррозии меди – медные оксиды и соли, как основы слоя, меньше – оксид олова; продуктов коррозии других элементов входящих в состав сплава, как правило, на поверхности предмета не обнаруживают [5].

### **Механизмы лазерной очистки поверхностных загрязнений**

В основе принципа лазерной очистки лежит локальный нагрев слоя загрязнений лазерным излучением. Удаление этого слоя с поверхности объекта происходит вследствие процессов быстрого термического расширения и абляции частиц инородных материалов. При обработке предметов, имеющих историческую и культурную ценность, необходимо проводить очистку поверхности таким образом, чтобы в максимальной степени сохранить оригинальную поверхность (авторскую патину), т.е. избегать ее микроплавления и появления иных дефектов текстуры. Для этого нужно устанавливать плотность энергии лазерного излучения, достаточную для удаления слоя загрязнения, но не превышающую порог изменения структуры оригинального материала памятника. Для обеспечения большей сохранности объекта возможно

применение метода влажной очистки [6]. При использовании этого метода на поверхность объекта перед обработкой наносят тонкий слой воды или спиртосодержащей жидкости, которая проникает внутрь слоя загрязнений. В этом случае значительная часть энергии поглощается жидким слоем. При быстром термическом расширении и абляции частиц этого слоя также происходит удаление загрязнений, однако степень взаимодействия лазерного излучения с оригинальной поверхностью значительно уменьшается по сравнению с обработкой по методу сухой очистки [3].

### Экспериментальная часть

*Задачи эксперимента:* проведение лазерной очистки модельных образцов из меди и изучение состояния поверхности этих образцов на электронном микроскопе. В качестве образцов в ходе нашей работы были использованы специальные модельные образцы, т.е. объекты из меди, не имеющие исторического значения. Необходимость использования модельных образцов связана с тем, что для исследований на электронном микроскопе пригодны объекты размером до  $10 \times 10 \text{ мм}^2$ , а следовательно, при изучении подлинных артефактов их пришлось бы разделить на отдельные фрагменты. Исследование обработанных лазером образцов производилась при помощи сканирующего электронного микроскопа АВТ-55 (Acashi, Япония).

#### Лазерные системы

Для очистки этих образцов мы использовали две лазерных системы:

1. Специализированный реставрационный импульсный YAG:Nd лазер EIEп Smart Clean 2 ( $\lambda=1064 \text{ нм}$ ) (производство EIEп Spa., Италия).
2. Непрерывный CO<sub>2</sub> лазер с модуляцией накачки ( $\lambda=10,6 \text{ мкм}$ ).

Ниже в табл. 1 приведены технические характеристики данных систем.

Таблица 1. Технические характеристики использованных лазерных систем

Тип лазера	Длина волны, мкм	Энергия импульса, мДж	Макс. выходная мощность, Вт	Длительность импульса, мкс	Макс. частота повторения импульсов, Гц
YAG:Nd SmartClean 2	1,064	75–1500	30	50–100	30
CO <sub>2</sub>	10,6	–	25	–	–

#### Методы обработки

##### (1) Nd :YAG лазер

Обработка YAG:Nd лазером происходила при следующих параметрах: 100, 150 и 200 мДж энергия в импульсе, частота следования импульсов 5 Гц, диаметр пучка на обрабатываемой поверхности 4 мм (плотность энергии 1, 1,5, 2 Дж/см<sup>2</sup>, соответственно).

Для достижения оптимальных результатов перед обработкой на поверхность образца наносился тонкий слой воды.

##### (2) CO<sub>2</sub> лазер

Обработка CO<sub>2</sub> лазером происходила при значении мощности 10 Вт и 25 Вт, диаметре фокального пятна 50 мкм ( $13 \times 10^4 \text{ Вт/см}^2$  и  $32 \times 10^4 \text{ Вт/см}^2$ ). Для достижения оптимальных результатов перед обработкой на поверхность образца также наносился тонкий слой воды.

## Результаты

### (1) Nd:YAG лазер

1) При плотности энергии 1 Дж/см<sup>2</sup> изменения загрязняющего слоя не происходило.

2) При плотности энергии 1,5 Дж/см<sup>2</sup> происходило незначительное удаление загрязняющего слоя. Кроме того, под воздействием излучения поверхность образца дополнительно приобретала белесый оттенок.

3) При плотности энергии 2 Дж/см<sup>2</sup> происходило микроплавление оригинальной поверхности (рис. 1).

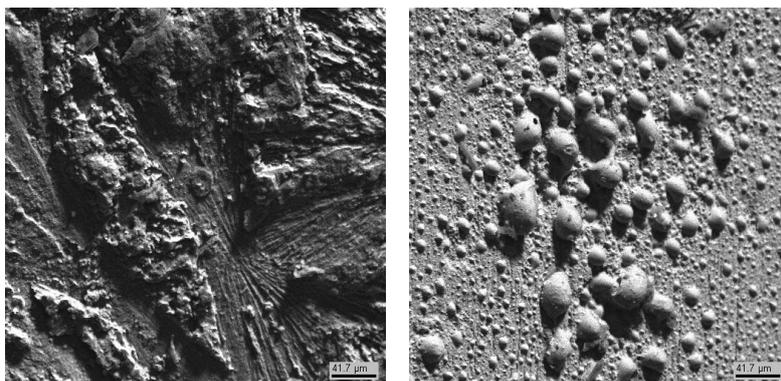


Рис. 1. Изображения поверхности образцов, полученные на электронном сканирующем микроскопе. Слева – поверхность образца без обработки, справа – поверхность образца после обработки Nd:YAG лазером с плотностью энергии 2 Дж/см<sup>2</sup>

### (2) CO<sub>2</sub> лазер

1) При обработке с плотностью мощности  $13 \times 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> с поверхности образца были эффективно удалены частицы грязи, а также загрязнения биологического происхождения. Однако, темный поверхностный слой медных окислов удалить не удалось.

2) При обработке с плотностью мощности  $32 \times 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> происходило полное удаление загрязняющего слоя с поверхности образца, включая оксидные пленки.

В обоих случаях не происходило изменений оригинальной поверхности.



Рис. 2. Изображение поверхности образца после обработки CO<sub>2</sub> лазером (плотность мощности  $32 \times 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>), полученное на электронном сканирующем микроскопе

## Заключение

В ходе проведенного исследования при работе с лазером Smart Clean II не удалось получить приемлемые результаты очистки поверхности модельных образцов

из меди, поскольку микроплавление поверхности исходного материала и изменение ее цвета в реставрации произведений искусства недопустимы. В то же время при работе с CO<sub>2</sub> лазером были получены хорошие результаты. Вместе с тем, на основании проведенных в работе экспериментов трудно сделать однозначные выводы. Поэтому результаты работы следует рассматривать как предварительные. Необходимо проведение дальнейших исследований по лазерной очистке медных объектов для всестороннего изучения возникающих физических эффектов и определения оптимальных параметров лазерного излучения.

### Литература

1. Salimbeni R. Laser techniques in Conservation in Europe //SPIE Proceedings. – Vol. 5857. – 2005. – PP. 8–18.
2. Siano S. et al. Cleaning processes of encrusted marbles by Nd:YAG lasers operating in free running and Q-switching regimes, Applied Optics. – 36. – 1997. – PP. 7073–7079.
3. Koh Y.S. Laser Cleaning as a Conservation Technique for Corroded Metal Artifacts, Doctoral Thesis, Lulea University of Technology Department of Applied Physics and Mechanical Engineering Division of Manufacturing Systems Engineering. – 2006.
4. Siatou D., Charalambous V. Argyropoulos, and P. Pouli, A Comprehensive Study for the Laser Cleaning of Corrosion Layers due to Environmental Pollution for Metal Objects of Cultural Value: Preliminary Studies on Artificially Corroded Coupons, Laser Chemistry. – Vol. 2006. – P. 1–7.
5. Никитин М.К., Мельникова Е.П. Химия в реставрации, Ленинград, «Химия», Ленинградское отделение. – 1990. – 154 с.
6. Cooper M., Laser Cleaning in Conservation: An Introduction, Butterworth-Heinemann. – Oxford. – 1998.

## **ЛАЗЕРНОЕ УДАЛЕНИЕ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ГРИБОВ**

**А.Н. Герашенко**

**(Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет)**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент В.А. Парфенов**

**(Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет)**

В работе предложен и экспериментально проверен метод лазерного удаления микроскопических грибов с поверхности бумаги и мрамора, как способ борьбы с биологическими повреждениями памятников истории и культуры. В экспериментах использовался импульсный Nd:YAG лазер, работающий в режиме свободной генерации. В качестве образцов биодеструкторов были использованы представители трех широко распространенных родов микромицетов. В результате проведенных исследований для каждого из материалов были определены оптимальные параметры лазерного излучения и продемонстрирована высокая эффективность лазерного удаления микроскопических грибов.

Ключевые слова: лазерная очистка, Nd:YAG лазер, микромицеты

### **Введение**

Процессы разрушения материалов в техногенных экосистемах принимают ускоренный характер и обусловлены комплексным воздействием взаимосвязанных между собой физических, химических и биологических факторов. В процессах биоповреждения материалов в средних климатических широтах главную роль играют микроскопические грибы (микромицеты). Их жизнедеятельность – питание, выделение продуктов обмена веществ, ферментов – приводит к значительному изменению физических свойств, внешнего вида объектов и, в конечном итоге, разрушению поверхности (см. рисунок). Микромицеты с широким набором ферментов могут развиваться на разнообразных материалах, например, один и тот же вид грибов может присутствовать и на бумаге, и на каменных поверхностях [1, 2]. Негативное влияние микроскопических грибов на объекты, подлежащие сохранению, определяет актуальность решения проблемы эффективного удаления микромицетов. Методы удаления биогенных загрязнений механическим или химическим путем, в зависимости от степени воздействия, или не позволяют полностью решить эту проблему, или приводят к значительному повреждению материала объекта.

Лазерная очистка известна как эффективный метод удаления загрязнений с твердых поверхностей. Одним из перспективных применений этого метода является реставрация объектов исторического и культурного наследия. По сравнению с механическими и химическими методами очистки, традиционно используемыми в реставрации, лазерный метод удаления загрязнений обладает такими преимуществами, как селективность (т.е. избирательное удаление загрязнений), возможность сохранения микрорельефа поверхности, а также имеющейся исторической патины, полностью контролируемое удаление загрязнений, отсутствие механического контакта с поверхностью и т.д. [3, 4].

Селективность лазерной очистки достигается при условии, что удаляемые загрязнения имеют более высокий коэффициент поглощения лазерного излучения, чем очищаемая поверхность. Устанавливая значение плотности энергии лазерного излучения выше порогового значения абляции слоя загрязнения и ниже порогового значения повреждения материала подложки, можно эффективно и безопасно для очищаемой поверхности удалять загрязнения. Однако для выполнения этого условия параметры лазерного излучения (длина волны излучения, длительность импульсов, плотность энергии излучения, размер пятна в фокусе, частота повторения импульса)

необходимо подбирать индивидуально для каждого вида загрязнения и материала объекта [4–6].



Рисунок. Мраморная скульптура «Зефир, качающийся на ветке» работы В.П. Бродского. Загрязнения на поверхности имеют биологический характер

В настоящее время технология лазерной очистки используется в реставрации, главным образом, для удаления грязе-пылевых загрязнений, продуктов коррозии, гипсовых корок, минеральных частиц и т.п. с различных типов материалов [5–7]. Что касается проблемы удаления биогенных загрязнений, то известных работ на эту тему немного, и все они носят характер отдельных эмпирических результатов [8, 9]. При этом сведения о целенаправленных исследованиях эффективности и особенностей лазерного удаления микроскопических грибов в научной литературе отсутствуют. Таким образом, исследования, проведенные в рамках данной работы, имеют научную новизну и актуальны с практической точки зрения.

### **Материалы и методы**

В экспериментальных исследованиях в качестве источника излучения была выбрана промышленная лазерная установка на Nd:YAG, работающая в режиме свободной генерации (модель Smart Clean II, El.En., Италия). Технические характеристики лазера: рабочая длина волны 1064 нм, длительность импульса 30–140 мкс, максимальная энергия импульса 2 Дж, частота повторения импульсов от 1 до 10 Гц, диаметр пятна в фокусе от 1,5 до 9 мм. Лазерная система оснащена ручным фокусатором, соединенным с генераторным модулем посредством оптоволоконного кабеля. Выбор данной лазерной установки для экспериментов связан с тем, что лазер Smart Clean II разрабатывался специально для работ по очистке мраморных памятников

и иных объектов культурно-исторического значения и в настоящее время широко используется в реставрации.

В экспериментах были использованы следующие параметры лазерного излучения: плотность энергии от 6,4 до 19,0 Дж/см<sup>2</sup>, частота повторения импульсов 5 Гц, диаметр пучка 2 мм.

Экспериментальные исследования проводились на модельных образцах бумаги и белого мелкозернистого мрамора. Из этих материалов создано большое количество объектов исторического и культурного наследия, имеющих в настоящее время значительные биопоражения и нуждающихся в реставрации. В качестве биодеструкторов были использованы суспензии спор и мицелия изолятов микромицетов трех родов: *Chaetomium*, *Ulocladium*, *Aspergillus* (из коллекции микромицетов Ботанического института им. В.Л. Комарова РАН). Представители данных родов относятся к наиболее распространенным в регионах с умеренным климатом микроскопическим грибам, поражающим поверхности камня и бумаги. Культуры микромицетов выращивались на стандартных агаризированных питательных средах в течение 7–10 дней, затем с поверхности культуры делался смыв стерильной дистиллированной водой. Полученную путем фильтрации суспензию спор наносили на поверхности бумаги и мрамора в количестве 0,1 мл на 2,25 см<sup>2</sup>. Далее образцы делились на четыре группы и обрабатывались, соответственно, следующим образом:

1) подвергались лазерной обработке непосредственно после нанесения суспензии спор (поверхность образцов при этом оставалась влажной);

2) высушивались при температуре 35°C в течение 5 часов, что препятствовало прорастанию спор, и затем подвергались лазерной обработке;

3) помещались во влажную камеру при температуре 25°C на 3–5 суток для проращивания спор и образования поверхностного мицелия, затем подвергались лазерной обработке;

4) помещались во влажную камеру при температуре 25°C на 3–5 суток для проращивания спор и образования поверхностного мицелия, а затем удалялись из условий влажной камеры и высушивались при температуре 35°C в течение 5 часов, далее подвергались лазерной обработке.

В случае мраморных образцов применялись только второй и четвертый варианты обработки (обработка сухих поверхностей).

После проведения экспериментальной лазерной обработки:

1) проводилось суспензирование образцов со спорами (1 и 2 группы образцов). Полученную взвесь переносили в чашки Петри на стандартные агаризированные питательные среды и культивировали в термостате в течение 5–10 дней при температуре 25°C, затем проводился подсчет выросших колоний.

2) Образцы с мицелием (3 и 4 группы образцов) прокрашивались красителем и просматривались под люминесцентным микроскопом (контролировалось сохранение жизнеспособности участков мицелия).

## Результаты

В табл. 1–2 представлены усредненные результаты, полученные в трех сериях экспериментов для бумаги и мрамора.

Таблица 1. Зависимость эффективности удаления спор и мицелия от плотности энергии лазерного излучения для образцов бумаги

Плотность энергии, Дж/см <sup>2</sup>	Количество пропагул (спор или мицелия), %											
	Chaetomium				Ulocladium				Aspergillus			
	1 гр.	2 гр.	3 гр.	4 гр.	1 гр.	2 гр.	3 гр.	4 гр.	1 гр.	2 гр.	3 гр.	4 гр.
0	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
6,4	53,2	46,2	73,5	57,1	33,2	19,3	26,7	21,6	53,5	41,0	40,7	52,0
9,5	4,3	2,4	3,1	4,4	11,9	9,4	10,8	8,8	47,8	23,4	25,3	24,0
13,0	3,4	1,4	3,1	3,3	4,3	1,3	4,2	0,0	26,8	14,8	14,5	11,7
16,0	2,1	0,0	4,1	0,0	0,4	0,4	3,3	0,9	13,0	3,1	10,9	6,7
19,0	0,8	0,0	0,0	0,0	0,4	0,0	0,0	0,0	0,9	0,4	1,8	1,1

Таблица 2. Зависимость эффективности удаления спор и мицелия от плотности энергии лазерного излучения для образцов мрамора

Плотность энергии, Дж/см <sup>2</sup>	Количество пропагул (спор или мицелия), %					
	Chaetomium		Ulocladium		Aspergillus	
	2 гр.	4 гр.	2 гр.	4 гр.	2 гр.	4 гр.
0	100	100	100	100	100	100
6,4	57,1	18,9	50,0	76,7	35,5	66,7
9,5	57,1	16,8	29,2	41,7	10,9	65,3
13,0	38,6	12,6	13,3	30,8	9,1	13,3
16,0	24,3	9,5	6,7	23,3	8,2	8,0
19,0	10	1,1	4,2	4,1	4,5	2,0

Из приведенных экспериментальных данных можно видеть, что для всех из исследовавшихся видов биодеструкторов как для образцов бумаги, так и для образцов мрамора наблюдается эффективное удаление микроорганизмов при лазерной обработке. Эффективность удаления микромицетов зависит от величины плотности энергии лазерного излучения, причем при очистке бумаги большая часть (75–100%) пропагул микромицетов удаляется при значениях плотности энергии лазерного излучения 13–16 Дж/см<sup>2</sup>, а для полного удаления пропагул (98–100%) необходима обработка излучением с плотностью энергии 19 Дж/см<sup>2</sup>. При лазерной обработке мрамора минимальная плотность энергии излучения, необходимая для удаления более 90% пропагул (спор или мицелия) микромицетов, составила 19 Дж/см<sup>2</sup>.

### Заключение

Модельные эксперименты, проведенные в данной работе, показали принципиальную возможность и эффективность лазерного удаления микроскопических грибов с поверхности мрамора и бумаги. Это открывает перспективы использования технологии лазерной очистки в задачах сохранения культурного и исторического наследия, включая экстерьерные памятники и материалы документальных архивов. Возможность эффективного удаления биогенных поражений также была продемонстрирована и при проведении практических работ по очистке подлинных памятников [10].

В то же время приведенные в статье результаты следует рассматривать как предварительные. Авторы предполагают продолжить исследования по удалению микромицетов как с поверхностей мрамора и бумаги, так и других материалов.

В заключение авторы выражают благодарность И.Ю. Кирцидели (Ботанический институт РАН им. В.Л. Комарова), принимавшей участие в работе, за проведение микологических исследований образцов и обсуждения результатов работы.

### Литература

1. Ребрикова Н.Л. Биология в реставрации. – М., РИО ГосНИИР, 1999. – 184 с.
2. Лепешкина Н.Ф., Франк-Каменецкая О.В., Власов Д.Ю., Рытикова В.В. Комплексный мониторинг состояния памятников из камня в городской среде (на примере Некрополя XVIII века Государственного музея городской скульптуры) //Реликвия. – 2005. – №2 (9). – С. 20–25.
3. Salimbeni R. Laser techniques in Conservation in Europe //Proc. of SPIE. – 2005. – Vol. 5857. – P. 8–18.
4. Liu W. Laser-matter interaction mechanism in laser surface ablation //Proc. of SPIE. – 1999. – Vol. 3862. – P. 392–396.
5. Siano S., Fabiani F., Caruso D., Pini R., Salimbeni R. Laser cleaning of stones: assessment of operative parameters, damage thresholds and associated optical diagnostics //Proc. of SPIE. – 2000. – Vol. 4246. – P. 319–325.
6. Bartoli L., Pouli P., Fotakis C., Siano S., Salimbeni R. Characterization of Stone Cleaning by Nd: YAG Lasers with Different Pulse Duration //Laser Chemisrty. – 2006. – P. 104–109.
7. Ochocinska K., Kaminska A., Sliwinski G. Experimental investigations of stained paper documents cleaned by Nd:YAG laser pulses //J. Cult. Heritage. – 2003. – Vol. 4. – P. 188–193.
8. Asmus J. Non-laser light divestment in conservation and preservation//J.Cult.Heritage. – 2003. – Vol. 4. – P. 56–58.
9. Leavengood P., Twilley J., and Asmus J. Lichen removal from Chinese Spirit Path figures of marble //J.Cult.Heritage. – 2000. – Vol.1. – P. 71–74.
10. Парфенов В.А., Кылосова А.Н. Из опыта лазерной очистки скульптуры «Зефир, качающийся на ветке» //Сборник трудов 6-х Грабаревских чтений (октябрь 2008 г., г. Москва). – 2009 (в печати).

## **КОНТРОЛЬ РЕЗУЛЬТАТОВ ЛАЗЕРНОЙ ОЧИСТКИ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕН-ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО СПЕКТРОМЕТРА**

**И.Д. Григорьева**

**(Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет)**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент В.А. Парфенов**

**(Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет)**

Проведены эксперименты по лазерной очистке поверхности исторических объектов из меди. Показано, что для проверки эффективности лазерной очистки может быть использован метод рентген-флуоресцентной спектроскопии. В экспериментах использовался специализированный реставрационный лазер Smart Clean II (на базе кристалла Nd:YAG,  $\lambda=1064$  нм) и рентген-флуоресцентный спектрометр X-Arg M.

Ключевые слова: лазерная очистка, историко-культурное наследие, рентген-флуоресцентный спектрометр

### **Введение**

В настоящее время во многих странах все более широкое развитие получает применение лазеров и оптико-электронной аппаратуры в области сохранения объектов историко-культурного наследия. Эти применения включают лазерную очистку поверхности произведений искусства в процессе реставрации, а также анализ, диагностику и мониторинг памятников и других объектов культурного наследия [1–2]. В последние годы появился интерес к использованию лазеров в реставрации и в нашей стране. Однако известные работы в данной области пока ограничиваются решением задач лазерной очистки памятников, лазерной микросварки металлических предметов и 3-мерного лазерного сканирования архитектурных сооружений [3–5].

Говоря о развитии работ по лазерной очистке произведений искусства, необходимо заметить, что при использовании лазеров для удаления загрязнений и природных наслоений с поверхности памятников, важное практическое значение имеет контроль эффективности данного процесса. Реставратор должен знать, действительно ли при использовании лазерной обработки с очищаемой поверхности были удалены вещества, представляющие опасность для материала памятника (очаги коррозии, биогенные загрязнения и т.д.). С этой точки зрения при работе с лазером целесообразно использовать такую измерительно-диагностическую аппаратуру, которая позволяла бы проводить качественный и количественный анализ результатов процесса очистки.

Указанная проблема для отечественной реставрационной школы актуальна и сама по себе, вне зависимости от того, какой именно способ очистки используется (лазерная очистка или традиционные методы (механические и химические)). Дело в том, что в России качество очистки специалисты-реставраторы и искусствоведы традиционно оценивают «на глаз», опираясь исключительно на свой опыт, без применения специальной аппаратуры, а это всегда носит весьма субъективный характер.

С учетом сказанного выше, в настоящее время в реставрации становится актуальным правильный выбор и применение специальных измерительных приборов. Именно такая задача и ставилась в рамках данной работы, целью которой был выбор методов контроля эффективности лазерной очистки исторических объектов.

### **Основные результаты работы**

На основе проведенного нами анализа научной литературы выяснилось, что для оценки качества лазерной очистки могут быть использованы, в частности, методы рентген-флуоресцентной спектроскопии и энерго-дисперсионного рентгеновского анализа [6].

Поэтому была предпринята попытка провести эксперименты с использованием такого рода приборов для того, чтобы проверить реальные возможности такой техники. В Санкт-Петербурге мы нашли производителя рентген-флуоресцентных спектрометров – компанию ЗАО «Комита», сотрудники которой любезно согласились предоставить для наших экспериментов прибор X-Art M. Это универсальный рентген-флуоресцентный анализатор, предназначенный для экспресс-анализа химического состава различных объектов, в том числе, для анализа произведений искусства (включая анализ состава пигментов красок и исследование гравюр) [7]. Внешний вид этого прибора показан на рис. 1.



Рис. 1. Рентген-флуоресцентный анализатор X-Арт М (общий вид)

Объектами, степень очистки которых при лазерной обработке исследовалась в данной работе, были фрагменты ряда исторических памятников и артефактов из собрания некоторых музеев Санкт-Петербурга, в том числе, фрагмент выколотной медной скульптуры с центральной башни здания Главного Адмиралтейства (см. рис. 2).



Рис. 2. Фрагмент выколотной медной скульптуры с центральной башни здания Главного Адмиралтейства

Поскольку данный памятник в течение многих десятилетий находился в условиях открытого (не музейного хранения) к моменту начала наших экспериментов поверхность медного листа подверглась значительной коррозии и загрязнению. Вследствие этого она имела темно-серый цвет с зеленоватым оттенком.

Работы по очистке данного объекта начались с пробных расчисток отдельных небольших (размером  $2 \times 2 \text{ см}^2$ ) площадок, которые выполнялись при помощи специализированного реставрационного лазера Smart Clean II (производство EIEEn Spa., Италия). Это импульсный твердотельный лазер на базе активной кристаллической среды Nd:YAG), предназначенный для очистки поверхности объектов культурного наследия из камня и металла (см. рис. 3). Данный лазер работает на длине волны  $\lambda=1064 \text{ нм}$ , длительность импульса его излучения составляет 50–100 мкс, энергия – 0,2–2 Дж, частота повторения импульсов – 1–30 Гц.



Рис. 3. Лазерная установка Smart Clean II

Следует отметить, что с целью достижения более высокой эффективности очистки и уменьшения риска возможных повреждений медной поверхности мы использовали метод влажной лазерной очистки [1]: перед началом обработки поверхность меди смачивалась тонким слоем дистиллированной воды.

Поскольку главный принцип реставрации – «не навредить», лазерная очистка произведений искусства всегда должна начинаться на самом низком уровне плотности энергии, который затем может постепенно (пошагово) увеличиваться для достижения требуемой степени очистки. Это позволяет производить максимально щадящее воздействие на обрабатываемый материал.

В наших экспериментах обработка поверхности медной пластины производилась пучком диаметром около 2 мм. При этом рабочие уровни плотности энергии составляли от 16 до 25 Дж/см<sup>2</sup>, а частота повторения импульсов – 5–10 Гц.

При указанных выходных параметрах лазера была произведена деликатная очистка исследуемого образца, в результате чего с поверхности меди были удалены слои коррозии и всевозможные загрязнения. При этом, как показал контроль, проведенный с помощью оптического микроскопа МБС-10, была полностью сохранена исходная текстура поверхности (результаты очистки поверхности показаны на рис. 4).



Рис. 4. Фрагмент выколотной медной скульптуры в процессе очистки (небольшие участки очищены излучением импульсного Nd:YAG лазера)

В ходе работы для контроля качества лазерной очистки мы использовали рентген-флуоресцентный анализатор X-Act M. Для проведения измерений к входному окну аналитического блока прибора мы подносили исследуемый образец. По изображению на экране монитора производилось «нацеливание» на интересующий нас участок поверхности, после чего мы регистрировали соответствующий энергетический спектр.

На рис. 5 приведен характерный спектр сигнала флуоресценции, полученный после полного завершения процесса очистки. Для удобства анализа с помощью специального программного обеспечения было проведено «наложение» этого спектра на спектр исходной поверхности (до начала лазерной очистки): черным цветом показан исходный спектр исследованного участка поверхности, красным – та же поверхность после завершения лазерной обработки.

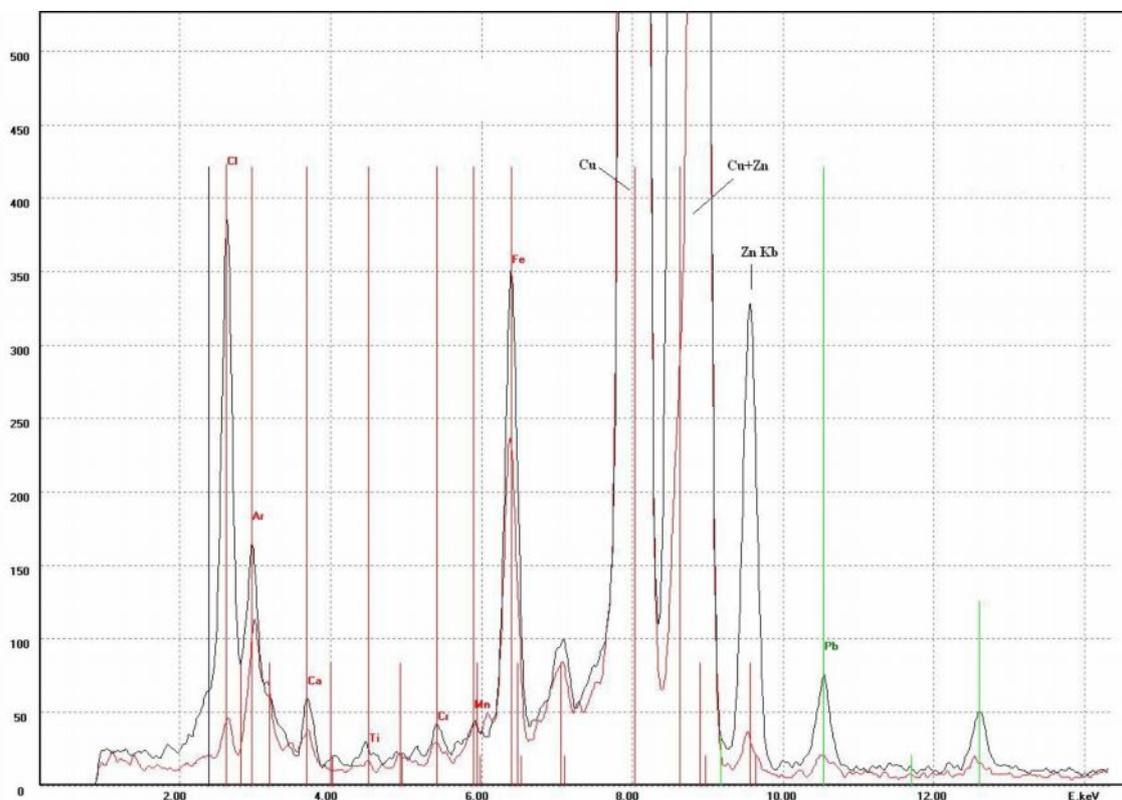


Рис. 5. Энергетические спектры поверхности медного листа, зарегистрированные рентген-флуоресцентным анализатором до и после лазерной очистки

Как видно из данного рисунка, после лазерной очистки пики, характеризующие наличие хлора, аргона, кальция, титана, хрома, железа, цинка и свинца, стали значительно слабее, чем в исходном состоянии медной поверхности. Зарегистрированное после обработки лазером уменьшение количества хлора, хрома, цинка, свинца свидетельствует о том, что в результате лазерной очистки с поверхности меди были удалены основные виды загрязнений антропогенного характера, которые могут быть, в частности, результатом воздействия на медь химических примесей ливневых вод и выхлопных газов автомобильного транспорта (известно, например, что свинец содержится в этилированных сортах бензина).

Таким образом, использование рентген-флуоресцентного спектрометра является дополнительным (вдобавок к визуальному контролю при помощи микроскопа) методом контроля процесса лазерной очистки, который позволяет количественно оценить эффективность этого процесса.

### **Заключение**

В результате проведения данной работы был предложен и экспериментально проверен метод контроля эффективности лазерной очистки исторических объектов при помощи рентген-флуоресцентного спектрометра. Это позволяет рекомендовать такие приборы реставраторам, связанным с лазерной очисткой памятников и иных объектов культурно-исторического наследия.

В заключение авторы выражают благодарность В.И. Кудряшову (ЗАО «Комита») за помощь в проведении измерений на рентген-флуоресцентном спектрометре X-Art M.

### **Литература**

1. Cooper M. Laser Cleaning in Conservation: An Introduction //Butterworth-Heinemann, Oxford. – 1998.
2. Salimbeni R. Laser techniques in Conservation in Europe //SPIE Proceedings. – 2005. – Vol. 5857. – P. 8–18.
3. Чулин А.В., Парфенов В.А. Использование лазерных технологий для реставрации металлических объектов истории и культуры //Оптический журнал. – Т.74. – 2007. – № 8. – С. 56–60.
4. Иванов О.И., Казанова А.В., Лазарев П.А., Парфенов В.А. Об использовании технологии лазерной очистки при реставрации скульптуры Летнего сада в Санкт-Петербурге //Сохранение, исследование, консервация, реставрация и экспертиза музейных памятников. Киев: Национальный научно-исследовательский реставрационный центр Украины, Часть 1. – 2008. – С. 180–185.
5. Фрейдин А.Я., Парфенов В.А. Трехмерное лазерное сканирование и его применение для съемки архитектурных сооружений и реставрации памятников //Оптический журнал. – Т. 74. – 2007. – № 8. – С. 44–49.
6. Korenberg C., Baldwin A. Laser Cleaning Tests on Archaeological Copper Alloys Using an Nd:YAG Laser //Laser Chemistry. Article ID 75831. – 2006. – P. 110–116.
7. Сирро С.В., Римская-Корсакова С.В., Серебряков А.С., Кудряшов В.И. Незаменимый музейный эксперт //Атомная стратегия. – 2006. – № 21. – С. 31.

## **МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ ТОЧНОСТИ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ**

**Е.А. Никулина (Санкт-Петербургский государственный университет  
информационных технологий, механики и оптики),**

**Я.М. Ган (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова)  
Научный руководитель – к.т.н., доцент Т.В. Иванова**

Остаточное двулучепреломление в оптических элементах изменяет состояние поляризации проходящего света и оказывает влияние на изображающие свойства этих элементов. Особенно важно исследование состояния двулучепреломления в фотолитографических объективах.

В данной работе рассматривается установка для измерения характеристик остаточного двулучепреломления крупногабаритных оптических кристаллов, а так же описывается математическая модель и анализируется точность описанного метода.

Ключевые слова: двулучепреломление, измерения, кристаллы

### **Введение**

При изготовлении фотолитографических систем, к качеству оптических материалов предъявляются высокие требования. В частности, по остаточному двулучепреломлению, которое изменяет состояние поляризации проходящего света.

Остаточное двулучепреломление в оптическом материале является признаком неоднородности показателя преломления [1]. Высокий уровень остаточного двулучепреломления в оптическом компоненте может привести к абберациям световых лучей в системах формирования или обработки изображений и, таким образом, ухудшить качество изображения.

Остаточное двулучепреломление в оптическом элементе происходит от механического напряжения, возникшего на этапе производства оптического материала или обработки [4].

Количественная оценка двулучепреломления является важным этапом производственного контроля, однако, существующие и доступные методы контроля [2–4] не удовлетворяют требованиям, предъявляемым в нанолитографии. В частности, при контроле заготовок используемых для изготовления линз проекционного фотолитографического объектива стоит задача оценки двулучепреломления крупногабаритных деталей, с высоким разрешением. Следует отметить, что контроль двулучепреломления традиционно производится в одной или нескольких точках образца, либо проводится усреднение. Однако, для фотолитографии необходимо более тщательное и высокоточное исследование. Так, например данные о распределении двулучепреломления по объему заготовки могут помочь анализировать остаточные напряжения в кристалле, а также позволяют выбрать для изготовления крупногабаритных оптических деталей области кристалла с приемлемым уровнем двулучепреломления.

### **Основная часть**

Для исследования топографии двулучепреломления крупногабаритных заготовок с высоким разрешением, была разработана установка, схема которой показана на рис. 1.

Пучок лучей от источника 1, находящегося вблизи центра кривизны сферического зеркала 4, проходит через поляризатор 2 и становится плоско поляризованным. Проходя через исследуемый образец 3, установленный вплотную к сферическому зеркалу 4, свет преобразуется в эллиптически поляризованный. Причем параметры полученного эллипса будут зависеть от угла поворота поляризатора 2, а так же от

величины и ориентации остаточного двулучепреломления в образце 3. Затем пучок лучей проходит через анализатор 5 и падает на фотокамеру. Объектив фотокамеры 6, сфокусирован на образце, а сама фотокамера располагается в плоскости сопряженной с источником относительно зеркала. Поляризатор и анализатор находятся на вращающихся платформах.

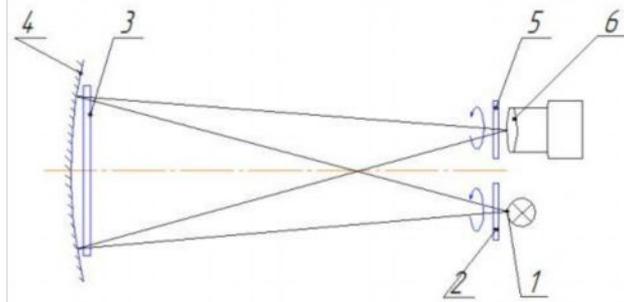


Рис. 1. Схема установки

Для определения величины и угла двулучепреломления фиксируется серия снимков при различных углах поворота поляризатора и анализатора. Анализируя полученные снимки независимо для каждой точки образца, получается зависимость интенсивности от углов разворота поляризатора и анализатора, а так же от величины и угла двулучепреломления. Зная величину разворота поляризатора и анализатора, можно вычислить характеристики двулучепреломления.

Основной задачей данной работы является разработка метода измерения величины и угла остаточного двулучепреломления в крупногабаритных образцах, а также проведение анализа точности разработанного метода. В частности было проведено математическое моделирование установки, и проведены исследования влияния различных параметров на точность количественной оценки двулучепреломления.

Обратимся к математической модели данного метода. Интенсивность излучения попадающего на один пиксель камеры.

$$I(\theta_A, \theta_p) = I_0 \cdot (\cos^2(\theta_A - \theta_p) - \sin 2(\psi - \theta_p) \cdot \sin 2(\psi - \theta_A) \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2}), \quad (1)$$

где  $I_0$  – интенсивность источника света;  $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta$  – разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами;  $\Delta = (n_o - n_e) \cdot d$  – разность хода между обыкновенным и необыкновенным лучами;  $n_o$  – показатель преломления обыкновенного луча;  $n_e$  – показатель преломления необыкновенного луча;  $d$  – толщина пластины;  $\lambda$  – длина волны;  $\psi$  – угол ориентации главной оси пластины;  $\theta_p$  – угол разворота поляризатора относительно вертикальной оси;  $\theta_a$  – угол разворота анализатора относительно вертикальной оси.

При скрещенном положении поляризатора и анализатора имеем:

$$\begin{aligned} \theta_p &= \theta \\ \theta_a &= \theta + \frac{\pi}{2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Подставляя (3) в (2), получаем

$$I(\theta) = I_0 \cdot \sin^2 2(\psi - \theta) \cdot \sin^2 \left( \frac{\delta}{2} \right). \quad (3)$$

Тогда, произведя простейшее тригонометрическое преобразование, зависимость  $I(\theta)$  можно представить в виде функции:

$$I(\theta) = A \cdot (1 + \cos[4(\Psi - \theta)]) / 2, \quad (4)$$

где  $A$  – амплитуда функции:

$$A = I_0 \cdot \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right). \quad (5)$$

Таким образом, при полном повороте поляризаторов от 0 до  $2\pi$ , интенсивность будет 4 раза проходить через минимальное и максимальное значение. Амплитуда функции по определению характеризуется разностью фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, а также пропусканием системы  $T$  и интенсивностью источника  $I_0$ . Если пропускание системы и интенсивность источника заранее определены, можно вычислить разность фаз  $\delta$  и, следовательно, разность хода  $\Delta$ .

$$\delta = 2 \cdot \arcsin\left(\sqrt{\frac{A}{I_0}}\right). \quad (6)$$

Углы разворота поляризатора, при которых функция  $I(\theta)$  максимальна, соответствуют углу ориентации главной оси пластины  $\Psi$ , который можно определить только с кратностью  $\pi/4$ .

Для получения фазы и амплитуды функции  $I(\theta)$ , полученной в результате измерений, можно воспользоваться разложением функции в ряд Фурье. Поскольку функция  $I(\theta)$  определена на интервале  $(0; 2\pi)$ , для разложения функции в ряд можно воспользоваться формулами Эйлера-Фурье.

Таким образом, при разложении в ряд Эйлера-Фурье, аппроксимированная функция будет иметь вид:

$$I(\theta) = a_0 + a_4 \cdot \cos 4\theta + b_4 \cdot \sin 4\theta, \quad (7)$$

где  $a_0, a_4, b_4$  – соответствующие коэффициенты ряда Фурье.

Все члены разложения кроме  $a_0, a_4, b_4$  можно отбросить, т.к. из вида аппроксимируемой функции 3 известно, что период рассматриваемой гармонической функции  $\pi/2$ .

Тогда, сопоставляя 4 и 7, величину и фазу исходного двулучепреломления можно вычислить следующим образом:

$$A = 2 \cdot \sqrt{a_4^2 + b_4^2}, \quad \psi = (\arctg(b_4 / a_4)) / 4.$$

Для оценки точности описанного метода измерения величины и угла двулучепреломления, была разработана компьютерная программа, моделирующая установку целиком. В частности программа позволяет генерировать изображения, получаемые в измерительной схеме, при заданных распределениях величины и угла двулучепреломления.

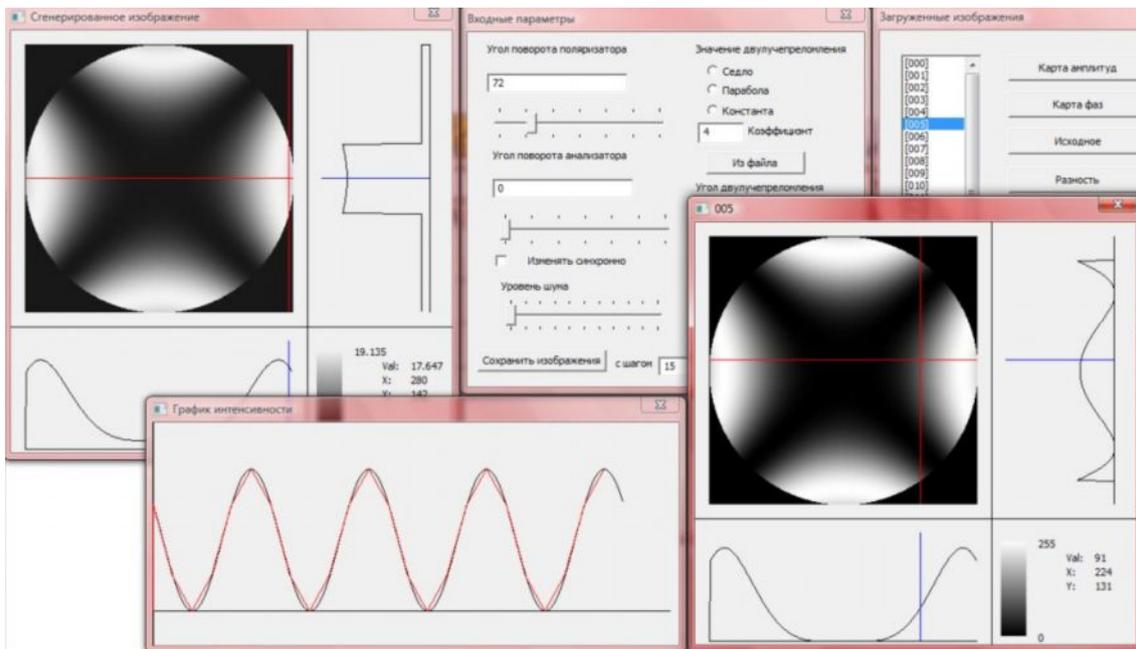


Рис. 3. Интерфейс программы

Генерация изображений осуществлялась при следующих условиях: угол поворота поляризатора задавался изменяющимся от  $0^\circ$  до  $360^\circ$  с заданным шагом. Анализатор и поляризатор считались установленными скрестно; распределение величины и угла двулучепреломления образца задавалось аналитической функцией либо в качестве исходных данных задавались результаты измерений произведенных по реальным образцам.

Сгенерированная серия изображений анализировалась, и количественно определялись характеристики двулучепреломления в каждой точке. Затем вычисленные по снимкам величины углы двулучепреломления сравнивались с распределениями, используемыми при моделировании, и вычислялось среднеквадратическое отклонение.

Одним из поставленных в ходе исследования вопросов являлось определение оптимального количества кадров.

График зависимости среднеквадратического отклонения величины двулучепреломления от количества кадров представлен на рис. 4, из которого видно, что оптимальным количеством является серия из 24 изображений.

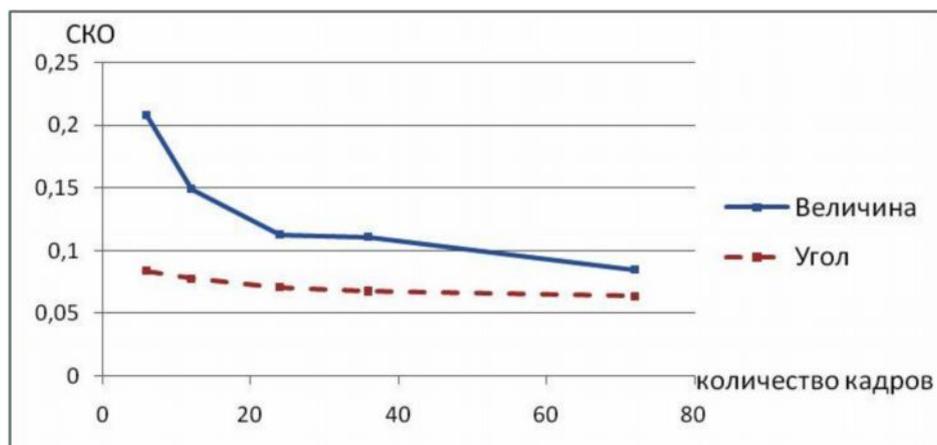


Рис. 4. График зависимости СКО от количества кадров

Для исследования точности метода были построены графики зависимостей среднеквадратического отклонения величины и угла двулучепреломления от среднеквадратического отклонения шума.

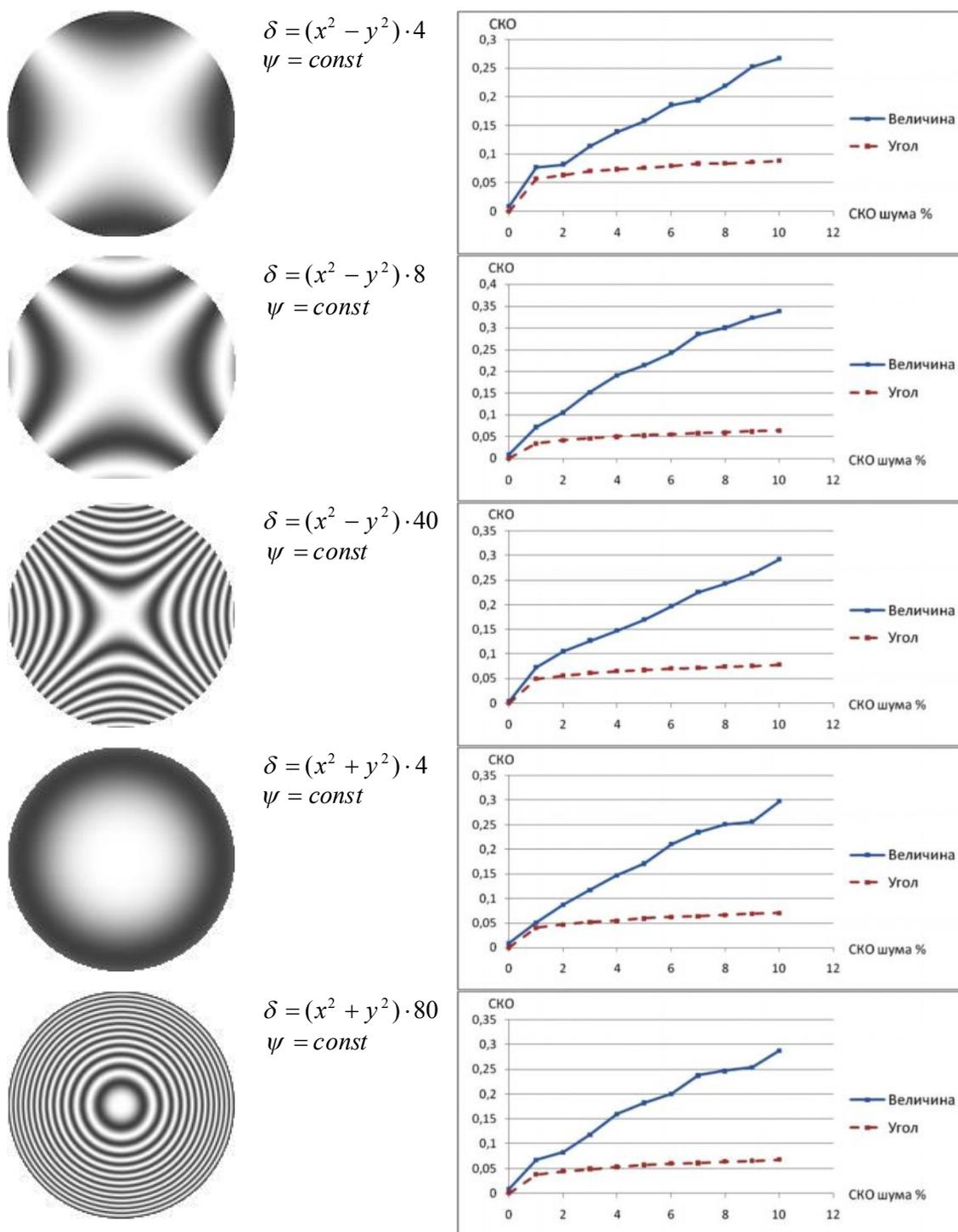


Рис. 5. Сгенерированные изображения распределения интенсивности при различных функциях распределения угла и величины двулучепреломления и соответствующие им графики зависимости среднеквадратического отклонения величины и угла двулучепреломления от среднеквадратического отклонения шума

Кроме того были проведены исследования влияния разрядности используемых изображений на точность метода. График зависимости среднеквадратического отклонения величины и угла двулучепреломления от разрядности представлен на рис. 6.

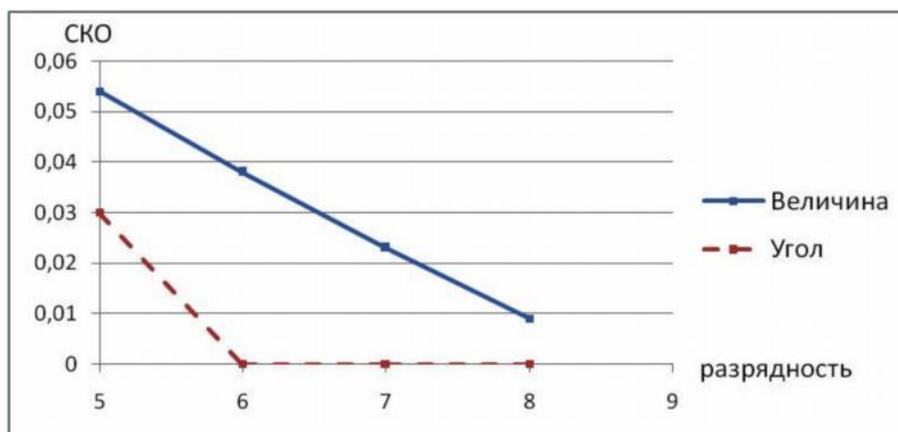


Рис. 6. График зависимости СКО от разрядности

### Выводы

По результатам исследования можно сделать следующие выводы:

1) Проведенные исследования показывают состоятельность данного метода, благодаря высокой точности при отсутствии шумов, а так же удовлетворительной точности при наличии шумов.

2) Так же можно обратить внимание на то, что погрешность измерения угла двулучепреломления в меньшей степени зависит от величины шума, чем погрешность измерения величины двулучепреломления. Кроме того, распределение двулучепреломления по образцу мало влияет на точность, которая остается примерно одинаковой при различных значениях и зависит только главным образом от шума исходных картинок.

3) Исследования зависимости разрядности регистрируемых изображений показывают, что при нулевом шуме разрядность мало влияет на точность метода, однако стоит отдать предпочтение разрядности в 8 бит (рис. 6).

### Литература

1. Ландсберг Г.С. Оптика. М. – 1952. –350 с.
2. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир. – 1981. – 39 с.
3. Москалева В.А., Нагибина И.М. Прикладная физическая оптика. Под ред. канд. техн. наук В.А. Москалева. Изд-во «Политехника». – 1995. – 266 с.
4. Шубников А.В. Оптическая кристаллография. М.: Изд-во АН СССР. – 1950. – 237 с.
5. Шерклифф У. Поляризованный свет. М.: Мир. – 1965. – 163 с.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука. – 1973. – 720 с.

## ЦИНК-СУЛЬФИДНЫЕ ЭЛЕКТРОЛЮМИНОФОРЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ МАГНИЯ

А.Л. Заграничек, К.А. Огурцов, В.В. Бахметьев

(Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет))

Научные руководители: к.х.н., доцент М.М. Сычев, д.х.н., профессор В.Г. Корсаков (Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет))

В работе исследованы цинк-сульфидные электролюминофоры переменного тока состава  $Zn_xMg_{1-x}S:Cu$  с добавлением различного количества магния. Определены изменения спектров фото- и электролюминесценции люминофоров при введении магния и концентрационные зависимости яркости фото- и электролюминесценции. Установлены изменения кристаллической структуры сульфида цинка при введении магния.

Ключевые слова: цинк-сульфидные электролюминофоры, магний, электролюминесценция

### Введение

Электролюминесцентные источники света (ЭЛИС) все шире используются в приборостроительной, машиностроительной, автомобильной, авиационной, космической технике и в быту. В лабораториях многих стран мира ведутся работы над созданием плоского телевизионного экрана. Таким образом, проблема визуализации информации варьируется в весьма широких пределах от цифрового до полномасштабного телевизионного изображения. По эффективности ЭЛИС уступают газоразрядным приборам, но их существенными преимуществами являются безвакуумная конструкция, механическая прочность, простота технологии изготовления, возможность создания больших светящихся поверхностей [1]. ЭЛИС представляют собой многослойные конденсаторы, включающие различные функциональные слои. Такие устройства могут работать на переменном и постоянном токе. Конструкция устройства на переменном токе представлена на рис. 1.

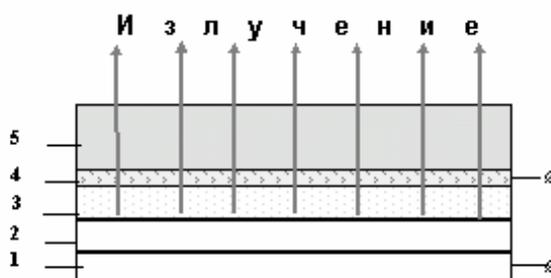


Рис. 1. Общая конструкция ЭЛИС переменного тока: 1 – непрозрачный электрод; 2 – защитный диэлектрический слой; 3 – электролюминесцентный слой; 4 – прозрачный электрод; 5 – подложка

Явление электролюминесценции порошкового люминофора  $ZnS-Cu$  при подключении переменного напряжения к источнику света, в котором он находится в смеси с диэлектриком, было открыто Дестрио (эффект Дестрио) [2].

При наложении напряжения прикатодный гетеропереход смещается в обратном направлении и зона проводимости  $ZnS$  опускается ниже валентной зоны  $Cu_xS$ . В таком случае электроны из валентной зоны  $Cu_xS$  и из поверхностных центров способны туннелировать в зону проводимости кристаллов  $ZnS-Cu$  и затем разгоняться в сильном

электрическом поле до энергий, необходимых для ударной ионизации кристаллической решетки или центров свечения. Возникающие при этом дырки захватываются центрами свечения, а электроны движутся к противоположному концу кристалла, где происходит их рекомбинация с центрами свечения, ионизованными в предшествующий полупериод переменного напряжения, когда там было сильное поле. Здесь предполагается наличие двух гетеропереходов, включенных так, что в каждый полупериод переменного напряжения возбуждение электролюминофора происходит только в одном из них. Одновременно у противоположного гетероперехода происходит рекомбинационное излучение, реализующее светосумму, запасенную в предыдущий полупериод напряжения.

Таким образом, свечение осуществляется по общепринятой двухстадийной модели: генерация свободных электронов и ионизация центров свечения в области сильного поля в прикатодной области и излучательная рекомбинация центров свечения в прианодной области, где напряженность поля мала.

### Постановка задачи

В данной работе проведено исследование структурных, яркостных и спектральных характеристик цинк-сульфидных электролюминофоров состава  $Zn_xMg_{1-x}S$ : Cu переменного тока. Основные характеристики образцов представлены в табл. 1.

Таблица 1. Содержание активаторов в электролюминофорах

Образец	Содержание Cu, % масс.	Содержание Mg, % масс.
97 (контрольный образец)	0,15	0
107	0,15	1,5
108	0,15	3
109	0,15	5
110	0,15	10

Синтез люминофоров проводили введением в сульфид цинка магния через  $MgCl_2 \cdot 6H_2O$  и меди через CuCl при температуре 1000°C.

Функциональные слои ЭЛИС формировали на основе связующего – каучука – методом шликерного литья. При изготовлении паст–суспензий использовали растворы каучука в ацетоне и функциональные наполнители. В качестве подложки с прозрачным электродом использовали стекло с нанесенным проводящим слоем  $SnO_2$ . Функциональными наполнителям люминесцентного слоя являлись перечисленные люминофоры, диэлектрического слоя –  $BaTiO_3$ . Нанесенные излучающий и диэлектрический слои высушивали на воздухе до полного испарения ацетона, затем в вакуумном сушильном шкафу при температуре 80°C и давлении 0,1 атм. в течение 30 минут. Непрозрачный проводящий слой получали нанесением графитовой суспензии (аквадага).

### Результаты и их обсуждение

Для образцов люминофоров 97, 109 и 110 был проведен рентгенофазовый анализ. По его данным образцы 109, 110 состоят из смеси кубического (около 90%) и гексагонального (около 10%)  $ZnS$ , а образец 97 полностью состоит из кубической фазы  $ZnS$ .

Образец 109 и 110 содержат примеси, регистрируемые на пределе чувствительности (ориентировочно менее 1%), проявляющиеся, в частности, в виде слабых дифракционных пиков около 24° и 42,9 – 43,0°. Рефлексы около 24° и при 43° отвечают разным примесям. Пик при 43,0° предположительно дает сульфид магния

MgS некубической модификации. Количество этой примеси в образце 110 в три раза больше, чем в образце 109. Данные пиков и их интенсивности приведены в табл. 2 и 3.

Таблица 2. РФА образца 109

36-1450* ZnS гекс. вюрцит –2Н синт.		5-566 I ZnS куб. сфалерит синт.		Образец 109			
2θ, °	I, %	2θ, °	I, %	№	2teta	d	Отн.инт.
				1	<b>24.00</b>	3.707	1
26,94	100			2	27.05	3.296	13
28,52	84	28,58	100	3	28.74	3.106	100
30,55	87			4	30.70	2.912	16
		33,12	10	5	33.25	2.694	15
39,64	28			6	39.67	2.272	6
				7	<b>43.00</b>	2.103	1
47,60	81	47,56	51	8	47.85	1.901	63

Таблица 3. РФА образца 110

36-1450* ZnS гекс. вюрцит –2Н синт.		5-566 I ZnS куб. сфалерит синт.		Образец 110			
2θ, °	I, %	2θ, °	I, %	№	2teta	d	Отн.инт.
				1	<b>24.40</b>	3.648	1
26,94	100			2	27.06	3.295	13
28,52	84	28,58	100	3	28.70	3.110	100
30,55	87			4	30.67	2.914	16
		33,12	10	5	33.20	2.698	15
39,64	28			6	39.60	2.276	6
				7	<b>42.98</b>	2.105	3
47,60	81	47,56	51	8	47.79	1.903	63

На основании яркости фотолюминесценции и вольт-яркостных характеристик электролюминесценции люминофоров на переменном и постоянном токе были построены концентрационные зависимости яркости от содержания магния (рис. 2). Данные электролюминесценции на переменном токе приведены для частоты 400 Гц и напряжения 200 В.

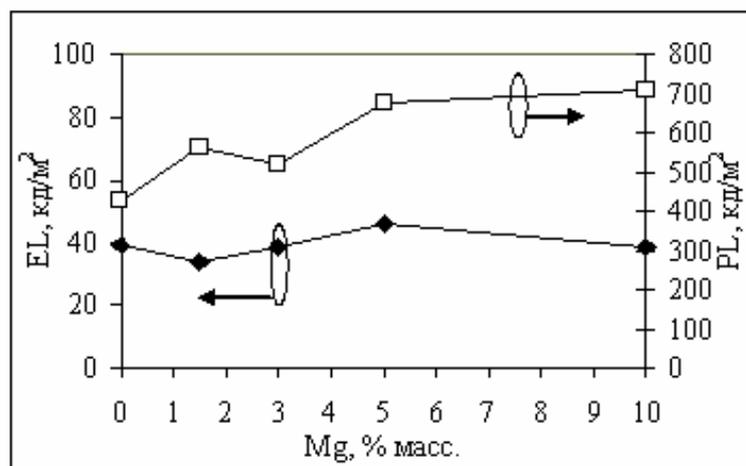


Рис. 2. Зависимость яркости фотолюминесценции (PL) (—□—) и электролюминесценции (EL) (—◆—) от содержания Mg в люминофорах состава  $Zn_xMg_{1-x}S: Cu$

Из рис. 2 видно, что происходит равномерный рост фотолюминесценции, в то время как значения электролюминесценции проходят через максимум при концентрации Mg в люминофоре 5%. Вероятно, это происходит из-за того, что введение магния повышает растворимость меди в сульфиде цинка. С увеличением содержания магния возрастает количество ионов  $\text{Cu}^+$ , которые входят в зеленые и синие центры свечения, что и ведет к повышению яркости фото- и электролюминесценции. Однако этот переход происходит за счет уменьшения количества фазы  $\text{Cu}_x\text{S}$ , что приводит к снижению числа гетеропереходов  $\text{Cu}_x\text{S-ZnS}$ , а соответственно и носителей заряда – электронов. Уменьшения числа носителей зарядов является причиной снижения яркости электролюминесценции. Так же существенен тот факт, что по данным РФА при введении в электролюминофор магния в его структуре начинает возникать вюрцитная фаза, а она зачастую является причиной уменьшения яркости электролюминесценции [3]. Возможно поэтому увеличение яркости электролюминесценции не столь значительное по сравнению с фотолюминесценцией.

Были изучены спектры фото- и электролюминесценции на переменном токе (рис. 3).

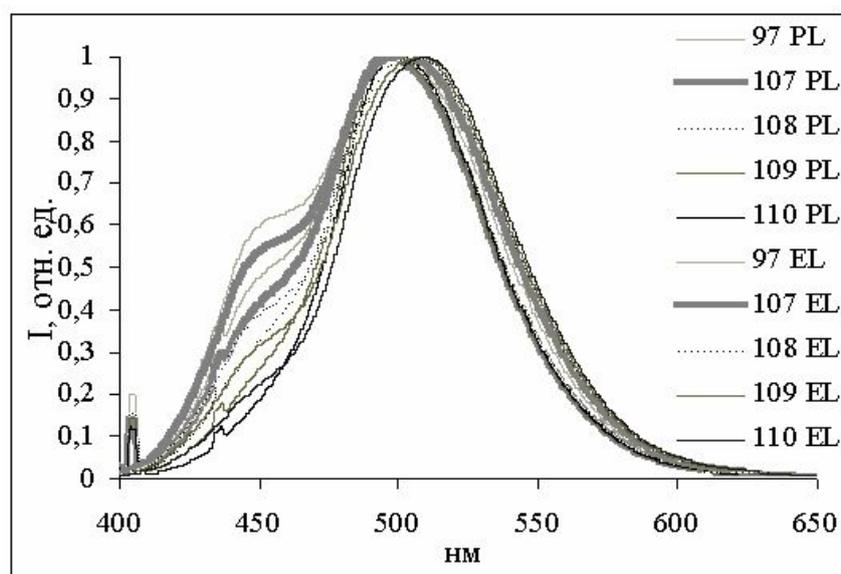


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции (PL) и электролюминесценции на переменном токе (EL) люминофоров состава  $\text{Zn}_x\text{Mg}_{1-x}\text{S:Cu}$

При снятии спектров возбуждение электролюминесценции осуществлялось при напряжении 180 В и частоте 400 Гц. Исследование спектров фото- и электролюминесценции показывает, что при обоих режимах возбуждения увеличение содержания магния в люминофоре приводит к уменьшению интенсивности плеча 450 нм, обусловленного синими центрами свечения – медь в узле цинка/медь в междоузлии. Как говорилось выше, вероятно увеличение количества магния в люминофоре увеличивает растворимость меди в сульфиде цинка. Одной из причин изменения спектров электролюминесценции при увеличении концентрации меди является возрастание количества центров тушения, влияющих на синее свечение [4]. Причины концентрационного тушения изложены в [5].

Так же от образца 97 к образцу 110 с увеличением введенного магния происходит смещение максимумов спектров электролюминесценции и фотолюминесценции в зеленую область, что так же свидетельствует о переходе фазы  $\text{Cu}_x\text{S}$  в центры люминесценции [6].

## Выводы

В работе удалось установить, что электролюминофоры состава  $Zn_xMg_{1-x}S: Cu$  достигают наибольшего значения яркости электролюминесценции при содержании магния 5%, в то время как значения яркости фотолюминесценции увеличиваются с увеличением содержания магния. Это наблюдается из-за того, что магний увеличивает количество ионов  $Cu^+$ , которые входят в зеленые и синие центры свечения, что и ведет к повышению яркости фото- и электролюминесценции. Однако за счет этого происходит уменьшение количества фазы  $Cu_xS$ , что приводит к снижению числа гетеропереходов  $Cu_xS-ZnS$ , а соответственно и носителей заряда – электронов. Это в свою очередь является причиной снижения яркости электролюминесценции в случае образца 110. Это подтверждается так же сдвигом спектров электро- и фотолюминесценции в зеленую область. Так же увеличение содержания магния в люминофоре приводит к возникновению в сульфиде цинка гексагональной фазы – вюрцита.

## Литература

1. Верещагин И.К., Ковалев Б.А. Электролюминесцентные источники света. – М.: Энергоатомиздат. – 1990. – 167 с.
2. Георгобиани А.Н. Электролюминесценция полупроводников и полупроводниковых структур //Соросовский образовательный журнал. Физика. – 2000. – Т. 6 – № 3 – С. 105–111.
3. Казанкин О.Н., Пекерман Ф.М., Петошина Л.Н. Электролюминофоры на основе сульфида цинка и сульфида–селенида цинка. //Тр. гос. института прикладной химии – 1960. – Вып. 43 – С. 46–71.
4. Фока М.В. Прикладная электролюминесценция. – М.: Советское радио. – 1974. – 414 с.
5. Гурвич А.М. Введение в химию кристаллофосфатов. – М.: Высш. шк. – 1982. – 376 с.
6. Кокин С.М., Миков С.Н., Пузов И.П. Распределение центров голубого и зеленого свечения в барьерных областях цинк-сульфидных электролюминофоров //Журн. прикл. спектроскопии. – 2001. – Т. 68. – № 6. – С. 738–741.

## **ВЛИЯНИЕ ОКСИДОВ ГАДОЛИНИЯ, ИТТРИЯ И ВОЛЬФРАМА НА СВОЙСТВА СТЕКОЛ ДЛЯ СВЕТОВОДОВ**

**М.В. Дяденко**

**(Белорусский государственный технологический университет)**

**Научный руководитель – д.т.н., профессор И.А. Левицкий**

**(Белорусский государственный технологический университет)**

Настоящая работа посвящена изучению влияния добавок оксидов редкоземельных элементов ( $Gd_2O_3$  и  $Y_2O_3$ ), а также  $WO_3$  на кристаллизационную способность и свойства стекол для световедущей жилы оптического стекловолокна. Установлено, что составы стекол с добавками оксидов иттрия и вольфрама позволяют исключить кристаллизацию оптических стекол при их шестичасовой термообработке и характеризуются требуемым комплексом физико-химических свойств.

Ключевые слова: оптическое волокно, световод, показатель преломления, кристаллизационная устойчивость, температурный ход кривой вязкости, оксид иттрия

### **Введение**

Оптическое волокно представляет собой систему, состоящую из световедущей жилы и одной или двух оболочек (светоотражающей и защитной).

Стекла для волоконной оптики должны обладать комплексом физико-химических свойств, которые несущественны для составов, используемых в классической оптике. К оптическим стеклам для световодов предъявляется ряд общих требований:

- отсутствие кристаллизации в температурном интервале формования;
- наличие требуемой числовой апертуры, которая составляет  $A > 1$ ;
- обеспечение термомеханической прочности оптического волокна (температурный коэффициент линейного расширения стекла светоотражающей оболочки должен быть ниже коэффициента расширения стекла световедущей жилы, а ТКЛР защитной оболочки – максимально близок к ТКЛР стекла для световода);
- минимальное различие в значениях вязкости сердцевины и оболочки для предотвращения возникновения диффузии на их границе. Наилучшие результаты достигаются в том случае, когда вязкость стекол сердцевины и оболочки отличается не более чем на  $\pm 0,5$  порядка логарифма вязкости.

В Республике Беларусь производство оптического стекловолокна осуществляется на РУП «Оптик» (г. Лида). Применяемое в производстве оптического стекловолокна стекло марки ТБФ-10 для световедущей жилы не отвечает современным запросам в связи с его кристаллизацией и выделением в качестве кристаллических образований  $La_2O_3 \cdot 2SiO_2$ ,  $TiO_2$  (рутил) и  $Ba_2SiO_4$  в интервале температур 850–1000°C, что создает проблемы при вытягивании оптического стекловолокна, приводя к повышенному браку производимой продукции и увеличению затрат электроэнергии. Кроме того, данный состав содержит 3,7 мас.%  $CdO$ , который относится к чрезвычайно опасным веществам (первый класс опасности), а его использование осложняет условия труда и ухудшает экологическую безопасность производства.

### **Основной текст**

Целью работы является изучение влияния добавок оксидов редкоземельных элементов  $Gd_2O_3$  и  $Y_2O_3$  на кристаллизационную способность и свойства стекол для световедущей жилы оптического стекловолокна.

Синтез стекол проводился в платиновых тиглях в электрической печи периодического действия при температуре 1250–1300°C. Засыпка шихты в

стекловаренный сосуд производилась при температуре 1200°C с целью обеспечения протекания процессов стеклообразования в зоне температур, близких к температуре варки, и снижения летучести составляющих ее компонентов.

Определение среднетемпературной вязкости стекол в диапазоне  $10^4$ – $10^{10}$  Па·с осуществлялось методом сжатия сплошного цилиндра с применением вискозиметра PPV-1000, а низкотемпературной в интервале  $10^{14}$ – $10^{10}$  Па·с – методом прогиба стеклянного стержня на приборе BVV-1000 фирмы Orton (США).

Температурный коэффициент линейного расширения синтезированных стекол измерялся на электронном dilatометре DIL 402 PC фирмы «Netzsch» (ФРГ) в интервале температур 20–400°C при постоянной скорости нагрева образцов в печи, составляющей 5°C/мин (ГОСТ 27180-86). Погрешность измерения составляла  $\pm 0,5 \times 10^{-7}$  K<sup>-1</sup>.

Ранее выполненными нами исследованиями [1, 2] установлено влияние оксидов титана, лантана, кальция и вольфрама на свойства опытных стекол. Исследования показали, что оптимальное содержание TiO<sub>2</sub>, при котором стекла характеризуются минимальной склонностью к кристаллизации при достаточно высоком уровне оптических характеристик, составляет 9–11%\*, а оксида лантана – 8–10% (серия «Т»). По результатам исследований стекол серии «Т» определен оптимальный состав (шифр Т7), который в последующем модифицирован оксидом кальция (серия «С») с целью корректировки его вязкостных характеристик. Полученное оптимальное стекло состава 3–Х (серия «С») характеризуется достаточно высокой степенью устойчивости к кристаллизации, отвечает требуемым значениям ТКЛР для обеспечения термомеханической прочности волокна. Однако значение показателя преломления является относительно низким, а ход кривой вязкости несколько смещен в высокотемпературную область в сравнении с промышленным составом, что не позволяет вытянуть качественное волокно (рис. 1).

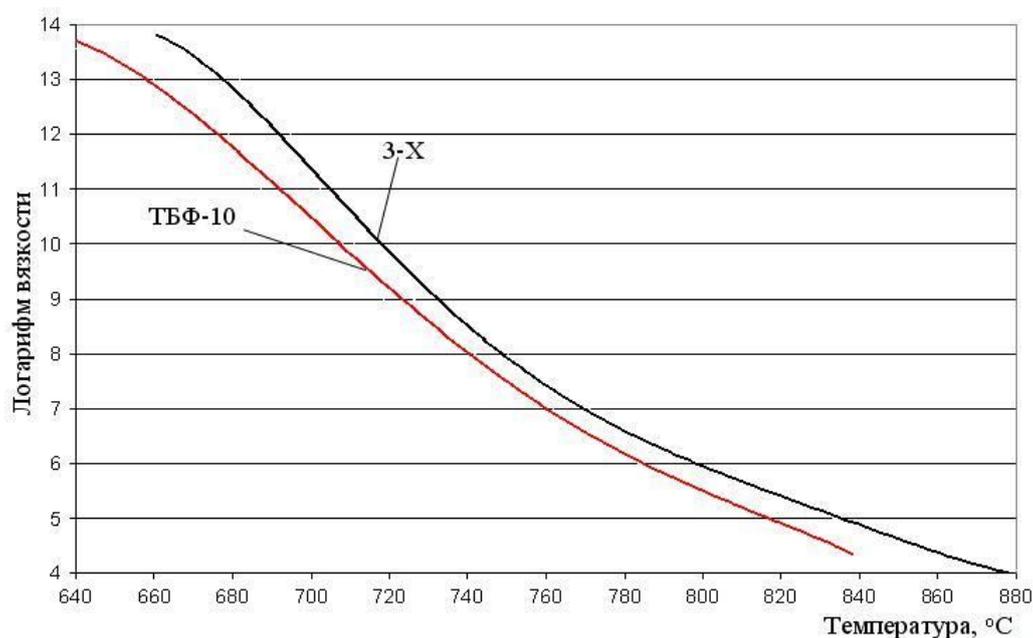


Рис. 1. Вязкостные характеристики стекол ТБФ-10 и 3–Х

В связи с этим для корректирования «длины» стекла и повышения оптических характеристик при сохранении других требуемых параметров определено влияние оксидов редкоземельных элементов Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> на свойства стекол данной системы.

\* – здесь и далее по тексту, если не оговорено особо, указано молярное содержание, %

В оптимальном составе стекла Т7 серии «Г» с целью снижения его кристаллизационной способности в температурном интервале вытягивания оптического стекловолокна и корректировки вязкостных характеристик синтезированы две серии стекол, в одной из которых проведено замещение  $\text{La}_2\text{O}_3$  на оксид гадолиния (серия «Gd») в количестве 1–6% с шагом 1%, а в другой –  $\text{La}_2\text{O}_3$  на оксид иттрия (серия «Y») в таком же количестве.

Оксиды лантана  $\text{La}_2\text{O}_3$ , иттрия  $\text{Y}_2\text{O}_3$  и гадолиния  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  относятся к группе оксидов редкоземельных элементов. Значительное сходство химических свойств данных оксидов обусловлено одинаковым числом электронов в двух внешних слоях. Следует отметить различие в основности редкоземельных элементов (La, Gd, Y), из-за разницы в значениях радиусов их атомов, что оказывает существенное влияние на прочность связи валентных электронов. Наибольшей основностью обладает атом лантана, а наименьшей – иттрия.

Использование данных оксидов в составе оптических стекол вместо оксида лантана обусловлено особенностями структуры атомов иттрия и гадолиния, которые способны повышать значение показателя преломления опытных стекол и предупреждать склонность стекол к расстекловыванию [3, 4]. Наряду с этим анализ доступных информационных источников выявил отсутствие конкретной информации о влиянии данных оксидов на кристаллизационную способность и физико-химические характеристики оптических стекол.

Экспериментально определено, что стекла, содержащие в своем составе оксид гадолиния или оксид иттрия в количестве 1–6%, характеризуются требуемой степенью провара стекломассы, отсутствием свилей и сравнительно низкими температурами варки ( $T=1250\text{--}1260^\circ\text{C}$ ).

Для стекол световедущей жилы оптического стекловолокна необходимо наличие высокого показателя преломления, обеспечивающего выполнение условия  $A > 1$  (где  $A$  – апертура), как уже отмечалось выше.

Неоднозначность влияния  $\text{Y}_2\text{O}_3$  и  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  на оптические свойства обусловлено различием в их структуре (рис. 2 и 3).

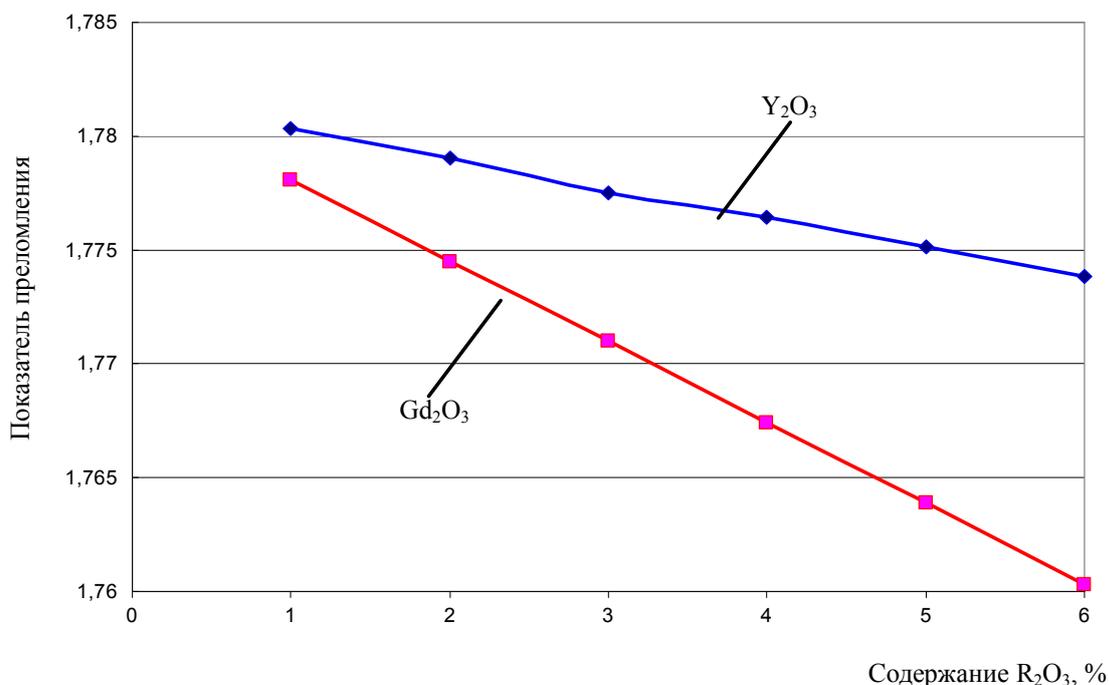


Рис. 2. Влияние вводимого оксида на показатель преломления стекол серий «Gd» и «Y»

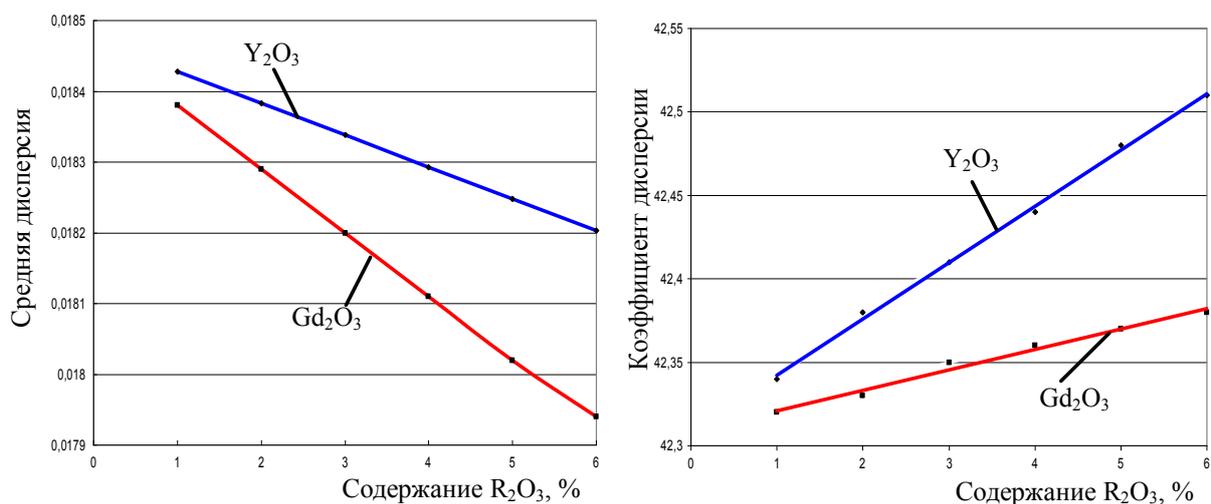


Рис. 3. Изменение оптических свойств стекол серий «Gd» и «Y» от количества вводимого оксида

Как видно из рис. 2 и 3, стекла с добавками  $Y_2O_3$  характеризуются незначительным уменьшением показателя преломления и средней дисперсии в сравнении со стеклами, в которые вводился оксид гадолиния. Однако применение оксида иттрия приводит к увеличению коэффициента дисперсии.

Градиентная термообработка опытных стекол серии «Gd» показала, что введение оксида гадолиния в их состав в количестве 1–3% приводит к объемной кристаллизации уже при четырехчасовой выдержке, что ограничивает его использование в данной системе. Применение же оксида иттрия (серия «Y») в количестве 3–6% придает стеклам полную устойчивость к кристаллизации при их шестичасовой термообработке, однако увеличение времени выдержки вызывает поверхностную кристаллизацию в температурном интервале 980–1000°C.

Экспериментальным путем установлено, что добавки оксида гадолиния в интервале содержания 1–6% приводят к резкому увеличению температурного коэффициента линейного расширения (рис. 4), в то время как использование  $Y_2O_3$  в количестве 1–6% повышает данный показатель лишь на  $0,3 \cdot 10^{-7} K^{-1}$ , что положительно сказывается на термомеханической прочности волокна.

Неоднозначно влияние данных оксидов и на вязкостные характеристики исследуемых стекол: использование оксида гадолиния (стекла серии «Gd») в количестве 3–6% смещает температурный ход кривой вязкости в высокотемпературную область, а добавки  $Y_2O_3$  (стекла серии «Y») в таком же интервале концентраций приводят к его смещению в низкотемпературную область (рис. 5), что ограничивает применение данного оксида в производстве оптического волокна.

Измерение вязкости опытных стекол с применением вискозиметра PPV-1000 позволило выявить некоторую особенность: наряду с установлением температурного хода кривой вязкости прибор позволяет определять склонность стекол к объемной кристаллизации. На появление первых кристаллов в объеме стекла указывает внезапное увеличение вязкости стекла при последующем постоянном и непрерывном увеличении температуры. Как только достигается некоторая заданная температура, при которой кристаллы начинают растворяться, вязкость исследуемого стекла снова начинает падать. Поэтому для получения более достоверной информации о склонности синтезированных стекол к объемной кристаллизации достаточно провести измерение среднетемпературной вязкости. Что касается поверхностной кристаллизации, то данным методом ее установить не представляется возможным, так как здесь отсутствует граница контакта «воздух-стекло» ввиду расположения стеклянного образца между платиновыми пластинами. Кроме того, появление поверхностной

кристаллизации не оказывает существенного влияния на изменение вязкостных характеристик опытных стекол.

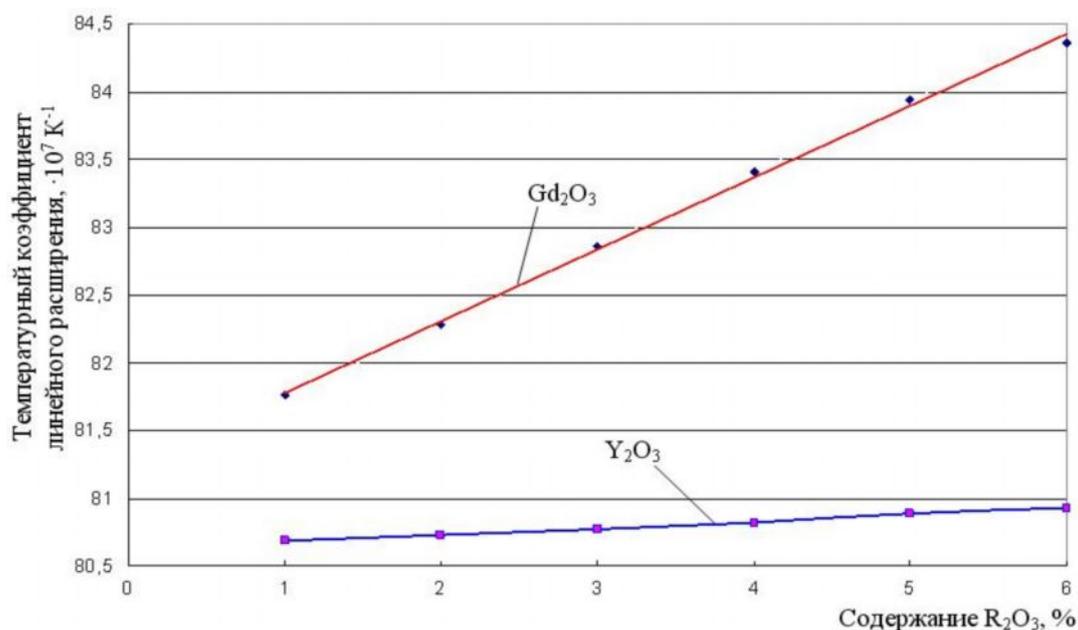


Рис. 4. Влияние вводимого оксида на ТКЛР синтезированных стекол серий «Gd» и «Y»

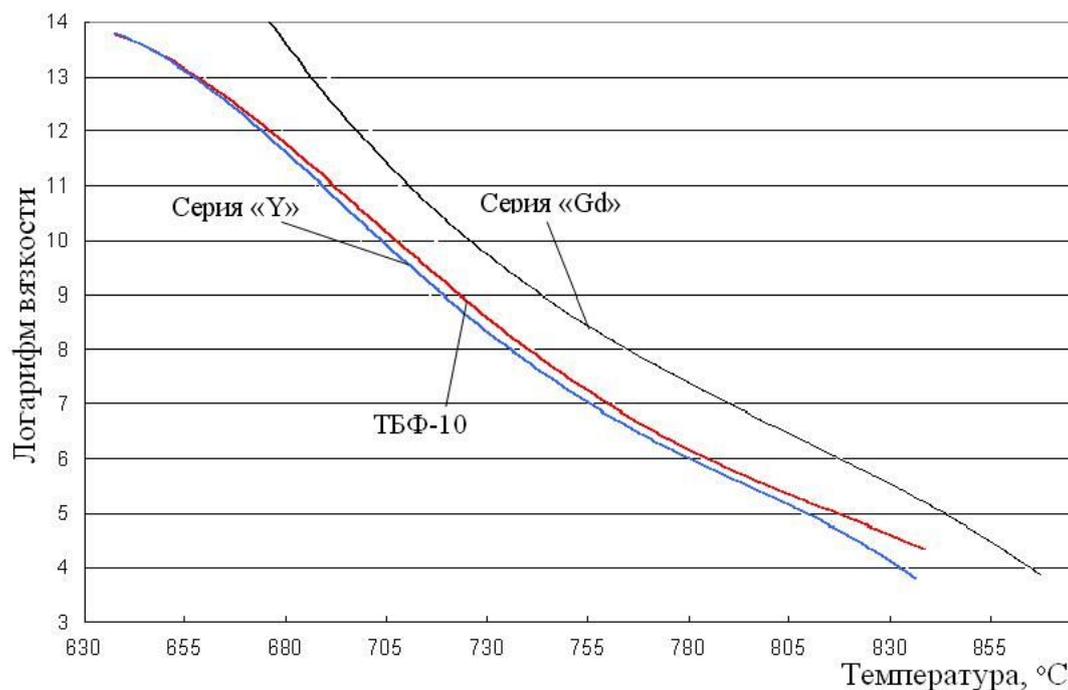


Рис. 5. Температурный ход кривых вязкости опытных стекол при содержании  $Y_2O_3$  3% (серия «Y»),  $Gd_2O_3$  3% (серия «Gd») и промышленного стекла марки ТБФ-10

Таким образом, добавки оксида иттрия в количестве 1–6% снижают склонность оптических стекол системы  $La_2O_3-SiO_2-TiO_2$  к кристаллизации в температурном интервале формования оптического стекловолокна, смещая температурный ход кривой вязкости в низкотемпературную область.

С целью повышения устойчивости опытных стекол к кристаллизации в оптимальном составе стекла Y3 серии «Y» осуществлена также частичная замена  $SiO_2$  оксидом вольфрама в количестве 1–3% с шагом 1%. Синтезированные составы стекол характеризуются устойчивостью к кристаллизации в температурном интервале 650–

1000°C, повышенными значениями показателя преломления ( $n_D=1,7900-1,8000$ ), требуемым температурным ходом кривых вязкости и относительно низкими температурами варки ( $t=1240^\circ\text{C}$ ). В связи с этим целесообразно комплексное использование оксидов иттрия и вольфрама в указанном количестве в составах стекол для световедущей жилы оптического стекловолокна.

### Заключение

На основании проведенных исследований установлено, что модифицирование стекол серии «У» оксидом вольфрама в количестве 1–3% позволяет снизить склонность стекол к кристаллизации, повысить уровень физико-химических свойств и уменьшить их «длину».

Разработанные составы оптических стекол на основе системы  $\text{La}_2\text{O}_3\text{--SiO}_2\text{--TiO}_2$ , модифицированной оксидами  $\text{WO}_3$  и  $\text{Y}_2\text{O}_3$ , соответствуют требованиям по кристаллизационной способности, термическим, оптическим и вязкостным показателям.

### Литература

1. Дяденко М.В., Левицкий И.А. Совершенствование составов стекол для световедущей жилы оптического стекловолокна // Международная научно-техническая конференция «Ресурсо- и энергосберегающая технологии и оборудование, экологически безопасные технологии»: материалы конференции, г. Минск 19–20 ноября 2008 г. / Белорусский государственный технологический университет – Минск. – 2008: в 2 ч. – Ч. 1. – С. 107–111.
2. Дяденко М.В. Влияние оксидов-модификаторов на кристаллизационную способность и вязкостные характеристики оптических стекол // I Международная (III Всеукраинская) конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по химии и химической технологии: тезисы докладов, г. Киев 23–25 апреля 2008 г. / Нац. техн. ун-т Украины – Киев. – 2008. – С. 161.
3. Заявка 1533285 ЕПВ, МПК<sup>7</sup> С 03 С 3/068 / К.К. Ohara, Uehara Susumu. – № 04105370.3; Заявл. 28.10.2004, Опубл. 25.05.2005. Optical glass.
4. Пат. 6818578 США, МПК<sup>7</sup> С 03 С 3/062 / Hoya Corporation, Tachiwama; Kazuo. – № 09/863263; Заявл. 24.05.2001, Опубл. 16.11.2004. Optical glass and process for the production of optical products.

## **ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОСКОПИИ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТВЕРДОФАЗНЫХ ОБЪЕКТОВ**

**И.А. Виноградов, Е.С. Рытова**

**Научный руководитель – д.т.н., профессор Р.К. Мамедов**

Данная статья посвящена перспективности применения метода спектроскопии лазерной искры. Рассмотрены основные достоинства в сравнении с другими спектральными методами. Приведены основные характеристики и требования к применяемому источнику возбуждения. Описаны основные этапы получения спектра исследуемого вещества и специфика регистрации.

Ключевые слова: спектроскопия, плазма, анализ, дистанционный, бесконтактный

### **Введение**

Спектроскопия лазерной искры разновидность атомно-эмиссионной спектроскопии, в которой импульсный лазер используется в качестве источника возбуждения. Существуют устоявшиеся термины, описывающих суть данного метода, такие как: Laser Spark Spectroscopy (LASS), Laser-induced Plasma Spectroscopy (LIPS) или самый распространенный из них, применяемый в последнее десятилетие Laser-induced Breakdown Spectroscopy (LIBS). Первое упоминание о данном методе можно найти в работах Ф.Бреча (F.Brech) и Л.Кросса (L.Cross), зарегистрировавших эмиссионный спектр от металлического образца после облучения последнего рубиновым лазером в 1962 г. [1]. Наглядную возможность применения данного метода продемонстрировала в 1963 г. группа ученых Ford Motor Company, когда исследовала химический состав твердофазных образцов с использованием в качестве источника возбуждения рубиновый лазер, работающий в моноимпульсном режиме [2]. В последующие несколько лет проводились исследования, целью которых было показать возможность данного метода для качественного и количественного анализа любых объектов в различных фазах. Была отмечена перспективность данного подхода, однако, реализация метода была затруднена из-за недостаточного развития лазерной техники и малой чувствительности существующих в то время приемников излучения. В последнее десятилетие бурное развитие приемников оптического излучения привело к возрождению метода спектроскопии лазерной искры.

### **Основы исследования методом спектроскопии лазерной искры**

Для качественного и количественного химического анализа с использованием метода спектроскопии лазерной искры служат так называемые LIBS спектрометры, в состав которых входят: лазер; спектрограф, оптическая система для передачи лазерного излучения к объекту исследования, сбора эмиссионного излучения в спектрограф, и программное обеспечение для интерпретации результатов. Схема установки представлена на рис. 1.

Выбор лазера для получения искры зависит в основном от необходимой плотности мощности для испарения исследуемого вещества на поверхности образца и получения плазмы. В качестве источника возбуждения можно использовать любой тип лазера, но наибольшее распространение получил Nd:YAG, работающий в режиме модуляции добротности. Выбор плотности мощности зависит от свойств исследуемого материала и находится в диапазоне от  $0,5 \cdot 10^9 \div 5 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, работа у нижней границы данного диапазона нежелательна, т.к. величина может быть не достаточной для образования плазмы. Превышение границы диапазона также может привести к нежелательным результатам из-за явлений пробоя в воздухе лазерного излучения.

Зарегистрированный спектр может содержать слабые эмиссионные линии либо не содержать их вообще.

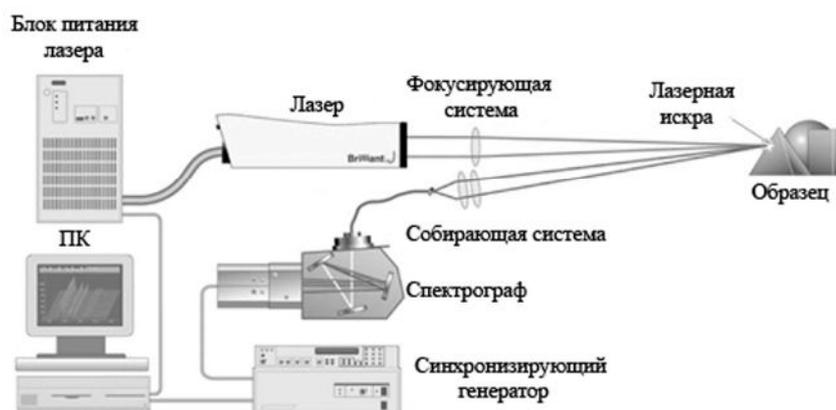


Рис. 1. Макет для лабораторных исследований

На выбор спектрографа не накладывается никаких ограничений, но целесообразнее применять блоки регистрации с Эшелевскими дифракционными решетками и ICCD приемниками, которые позволяют регистрировать спектр в диапазоне  $200 \div 900$  нм с высоким разрешением. Также необходимо использовать синхронизирующий генератор для разделения моментов образования плазмы и регистрации спектра. Это связано с тем, что температура плазмы на поверхности образца достигает 20000 К. Время жизни плазмы колеблется от 3 до 10 нсек.

В данный промежуток времени регистрация спектра невозможна из-за Бремстралунгового излучения, которое проявляет себя как широкий континуум в зарегистрированном эмиссионном спектре. Оптимальное время записи спектра составляет  $2 \div 50$  мсек после воздействия лазерного излучения на поверхность образца и зависит от условий эксперимента и материала. График зависимости чувствительности от времени задержки регистрации спектра представлен на рис. 2. На сегодняшний день существует достаточное количество компактных спектрографов, которые обладают высокой разрешающей способностью с возможностью временной задержки.

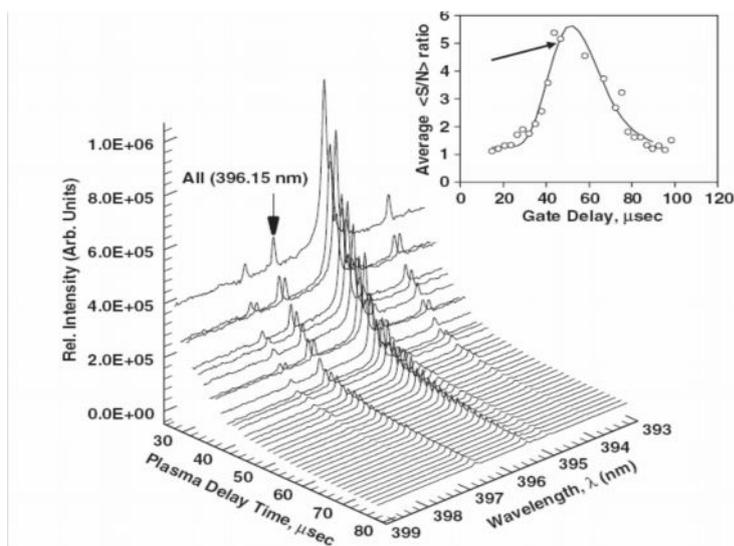


Рис. 2. Зависимость чувствительности от времени задержки на примере оксида алюминия после 1-ой вспышки

Измерительная методика зависит от условий эксплуатации и требований к определению элементного состава. Качественный анализ возможен для всех элементов периодической таблицы с учетом строения, которое влияет на чувствительность к конкретному материалу. Для большинства применений поверхностного исследования материала достаточно единственного импульса лазера (рис. 3). Существуют методики, которые используют до 3000–4000 импульсов для получения информации об объемных свойствах материала (ядовитые и опасные вещества, скрытые под защитным покрытием). Предел чувствительности находится в пределах от 0,1 до 10 ppm (зависит от чувствительности приемника и материала исследования), а точность в диапазоне 0,5÷3% [3–6].

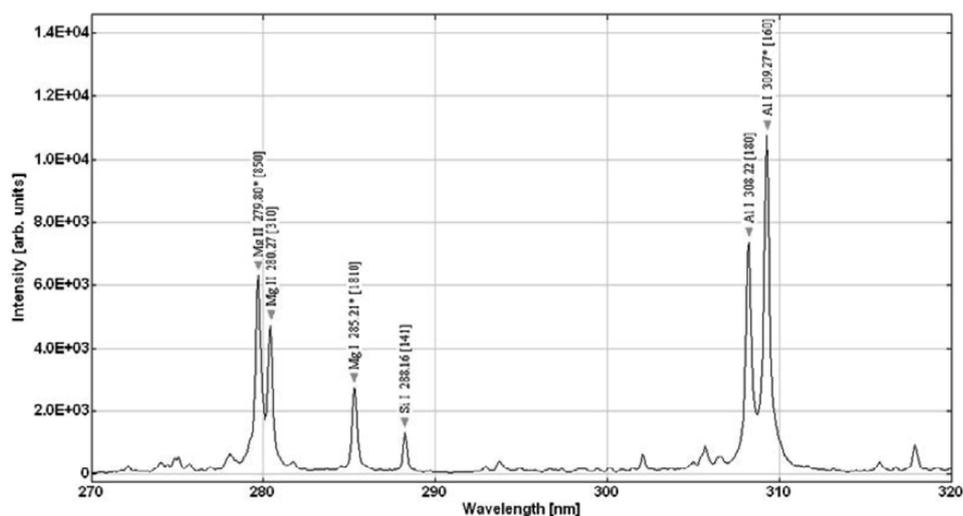


Рис. 3. Типичный спектр исследуемого образца, после 1 вспышки

Впервые спектроскопия лазерной искры использовалась в нефтедобывающей промышленности как наиболее простой, быстрый и точный метод получения информации об элементном составе грунта, извлекаемого из-под бура горнопроходческой установки. Благодаря моментальному получению информации об элементном составе, оператор может определять в режиме реального времени приближение тех или иных опасных слоев в земной коре, которые могли бы повредить дорогостоящее оборудование [7].

Одним из применений метода является качественный контроль на линии готовой продукции в фармацевтической промышленности. В последнее время спектроскопией лазерной искры заинтересовались криминалисты. Существуют исследования о возможности экспресс анализа для определения: пород и места произрастания древесины, борьбы с фальшивоманетчиками и идентификации останков тел без анализа ДНК [8].

Спектроскопия лазерной искры имеет ряд преимуществ перед традиционными методами, такими как атомно-эмиссионная спектроскопия индуктивно связанной плазмы и рентгеновской спектроскопией.

- скорость цикла исследования – измерение длится менее секунды;
- отсутствие необходимости в подготовке образца (при необходимости лазер может «зачистить» поверхность);
- возможность дистанционного анализа (до десятков метров);
- возможность портативного исполнения (от 0,5 кг без учета блока визуализации);

- простота процесса исследования образца в совокупности с программным обеспечением позволяет проводить спектральный анализ веществ абсолютно неподготовленному человеку.

### **Заключение**

Продолжением исследования является разработка метода спектроскопии лазерной искры применительно к экспресс анализу твердофазных объектов. Результатом работы может стать портативный LIBS спектрометр для качественного и количественного анализа веществ. Один из возможных вариантов реализации прибора – установка LIBS блока на автономную роботизированную платформу для дистанционного спектрального анализа загрязненных объектов. В ходе работы планируется исследовать временное развитие плазмы, временные и пространственные характеристики метода в зависимости от элемента, его фазового состояния и профиля поверхности.

### **Литература**

1. Brech F. and Cross L. Laser Spark Spectroscopy. *Applied Spectroscopy*. – 1962. – №16. – С. 2742.
2. Maker P.D., Terhune R.W. and Savage C.M. Optical third harmonic generation. *Quantum Electronics*. – 1963. – №5. – С. 4146.
3. Wullschleger S.D. Atomic Spectroscopy Special Issue LIBS. *Spectrochimical Acta*. – 2001. – №6. – С. 414.
4. Stelmaszczyk K. and Rohwetter P. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy. *Applied Optics*. – 2003. – №10. – С. 8490.
5. Miziolek A., Palleschi V. and Schechter I. *Laser Induced Breakdown Spectroscopy: Fundamentals and Applications*. Cambridge University Press. – 2006. – №8. – С. 8798.
6. Cremers D. and Radziemski L. *Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy: Methods and Applications*. – New York: John Wiley & Sons, 2006. – 437 с.
7. Hamilton S. and Asimellis G. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy Moves Ahead *Photonics Spectra*. – 2004. – №2. – С. 120122.
8. Martin M.Z., Wullschleger S.D., Vass A., Rodger C. and Mayer H. High resolution Laser-Induced Breakdown Spectroscopy used for homeland security and forensic applications. *Bulletin of laser and spectroscopy of India*. – 2006. – №14. – С. 2335.

## КОГЕРЕНТНО-ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЦИЛИНДРОВ БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА

В.М. Михайлов

Научный руководитель – к.т.н., доцент А.Н. Иванов

Данная работа посвящена рассмотрению когерентно-оптических методов размерного контроля, которые являются бесконтактными и, в отличие от емкостных и индуктивных методов, обладают большей устойчивостью к воздействию внешних электромагнитных полей, и позволяют производить расчеты с субмикронной точностью.

Ключевые слова: дифракция, измерения, муаровые полосы

### Введение

На практике объектами размерного контроля часто являются металлические детали цилиндрической формы. К таким деталям можно отнести проволоки, ролики подшипников качения, цилиндрические калибры, различные валики, контроль диаметра которых в отдельных случаях необходимо осуществлять с субмикронной точностью. В такой ситуации использование стандартного дифракционного метода контроля [1], основанного на регистрации дифракционной картины Фраунгофера, не всегда оправдано и возможно, так как данный метод позволяет контролировать объекты размером не более 1.5 мм. При контроле объектов большего размера возникают проблемы с регистрацией по причине того, что период дифракционных полос обратно пропорционален контролируемому размеру. Также необходимо учитывать, что измеряемые объекты, как правило, имеют значительную толщину, и пользоваться приближением «тонкого края» мы не можем.

### Обзор способов контроля цилиндров

Рассмотрим возможные способы решения данной задачи. На рис. 1 представлен интерференционный метод размерного контроля [2].

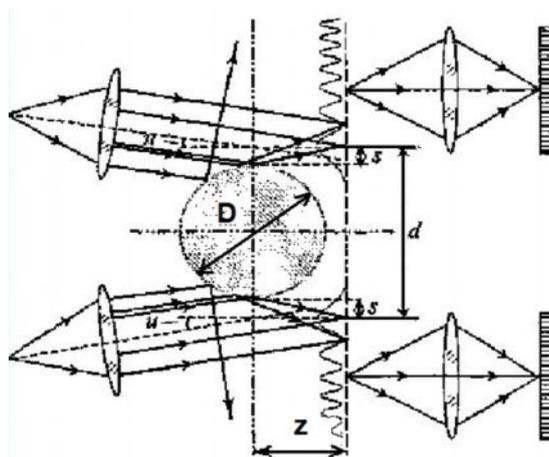


Рис. 1. Интерференционная схема контроля отражающего цилиндра

Данная методика реализуется следующим образом. Измеряемый цилиндр освещается двумя волновыми фронтами, в результате чего формируются две интерференционные картины. Измеряя расстояние между центрами первых полос, можно определить диаметр объекта  $D$ . Нужно заметить, что данный метод имеет следующие недостатки: координаты центров полос и отрезки  $S$  определяются с большой погрешностью, жесткие требования к положению плоскости регистрации –

ошибка позиционирования в 20 мкм ведет к погрешности измерения 0.5%, трудности обеспечения одинаковых углов падения излучения на обе поверхности цилиндра, высокие требования к качеству поверхности цилиндра. Учитывая данные обстоятельства, довольно трудно добиться погрешности измерения меньше чем несколько десятков микрон.

На рис. 2 представлен метод, основанный на регистрации дифракционной картины Френеля [3].

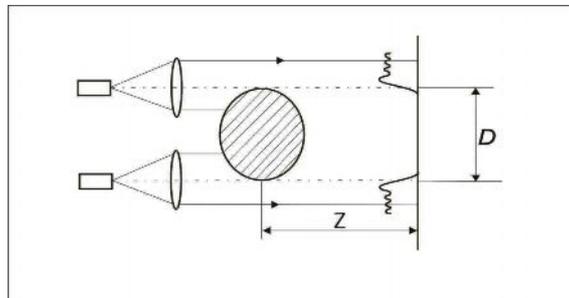


Рис. 2. Схема контроля диаметра цилиндра по картине Френеля

Используя данную методику вначале необходимо определить средний уровень осцилляций в дифракционной картине, а затем можно определить размер объекта, как координату, в которой значение интенсивности составляет  $\frac{1}{4}$  средней интенсивности дифракционной картины. Недостатками данного метода являются жесткие требования к положению плоскости регистрации, параллельности освещающих пучков, стабильности мощности излучения лазера. Наличие высокочастотного шума в плоскости регистрации делает невозможным точное определение координаты точки по заданной интенсивности.

Следующий способ контроля, основан на использовании опорных полуплоскостей (рис. 3) [4, 5].

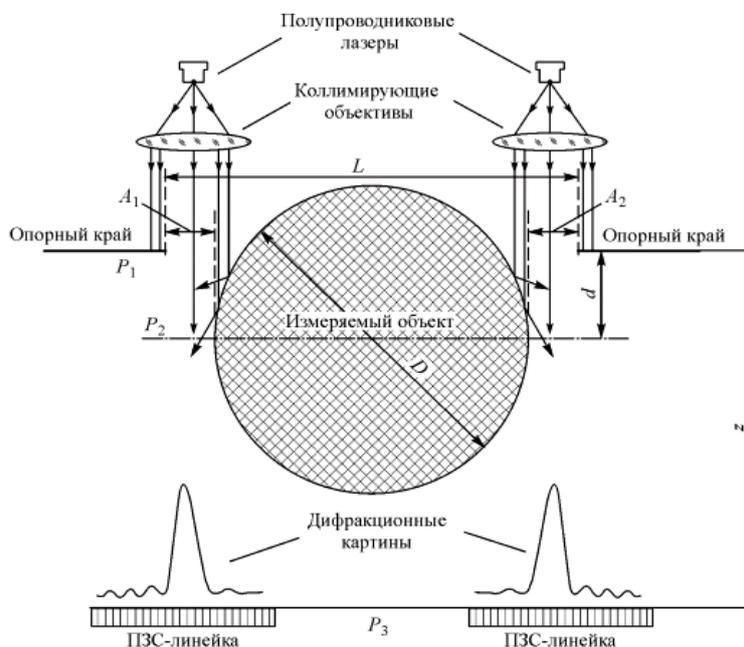


Рис. 3. Схема дифракционного контроля с использованием опорных полуплоскостей

Для определения диаметра  $D$  по дифракционной картине Фраунгофера определяется зазор между цилиндром и полуплоскостью, что дает возможность получить результаты с точностью до долей микрон.

Главным недостатком являются жесткие требования к положению оси цилиндра

относительно опорной полуплоскости, либо к взаимному положению опорных полуплоскостей – порядка 1 мкм, что трудно выполнить.

#### Схема контроля, использующая эталонное плоское зеркало

В рамках работы по созданию новых методов дифракционного контроля, позволяющих увеличить их точность и чувствительность, упрощения схемы их реализации, нами была предложена модель дифракционного контроля цилиндров, использующая эталонное плоское зеркало. Схема представлена на рис. 4.

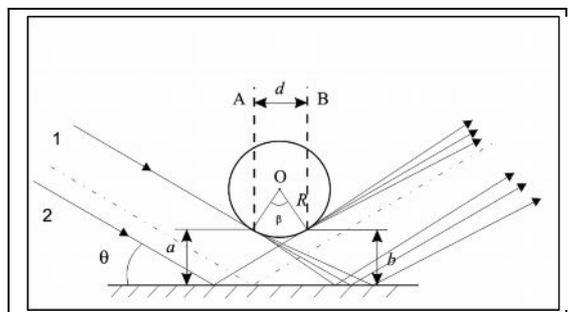


Рис. 4. Схема формирования дифракционной картины, образованной на зазоре между цилиндром и плоским зеркалом

Особенность данной схемы заключается в том, что дифракция происходит на зазоре, сформированном образующей цилиндра и отражающей поверхностью. Особенность формирования дифракционной картины от такого зазора заключается в том, что, во-первых, при наклоне образующей цилиндра относительно зеркала в дифракционной картине возникает система полос [6] и, во-вторых, наличие толстого края приводит к искривлению этих полос. Примеры таких полос, полученных от цилиндров диаметром 8 и 11 мм, приведены на рис. 5.

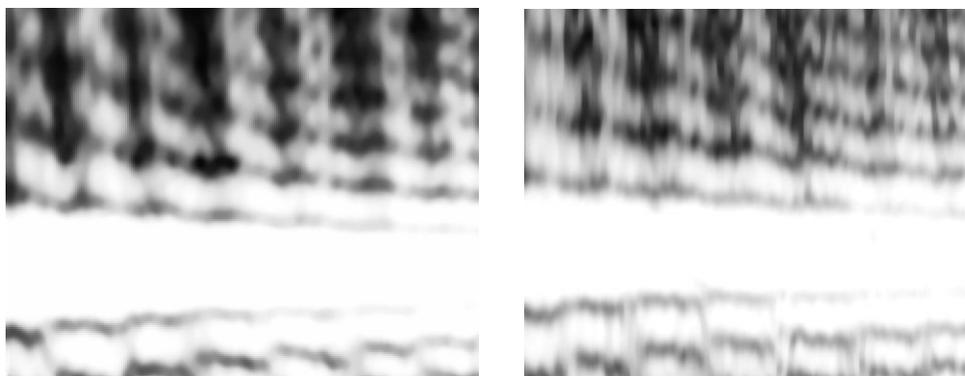


Рис. 5. Муар-интерференционные картины от цилиндров диаметром 8 и 12 мм, величина зазора 100 мкм, угол наклона цилиндра 3 угл. мин.

При расчете дифракционной картины был использован метод эквивалентных диафрагм, позволяющий заменить объемный объект последовательностью тонких краев [7]. Схема эквивалентна по действию схеме изображенной на рис. 6.

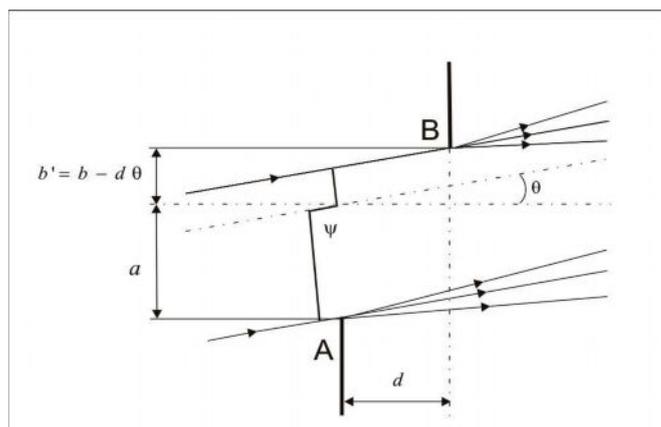


Рис. 6. Прохождение волнового фронта через последовательность тонких краев

Расчет дифракционной картины в дальней области позволит получить выражение для распределения амплитуды

$$U(\omega_x, y') \approx A \operatorname{sinc}(k \omega_x a(y)/2) \cos((k \omega_x a(y) + k \Delta a(y) \theta)/2 + k \omega_x^2 d/4), \quad (1)$$

где  $\omega_x = x'/z$  – пространственная частота,  $x'$  – координата в плоскости регистрации,  $z$  – расстояние до плоскости регистрации,  $k$  – волновое число,  $d$  – расстояние между эквивалентными плоскостями,  $\theta$  – угол падения волны на зазор,  $a(y) = a_0 + \Delta a(y)$  – ширина зазора, где  $a_0$  – начальная ширина зазора,  $\Delta a(y)$  – изменение ширины зазора.

Формула (1) была выведена при приближении, что у цилиндра нет отклонения от круглости. Анализ этого выражения показал, что систему полос можно рассматривать как муар-интерференционную, возникающую при наложении двух частотных спектров возникающих при делении волнового фронта на зеркале и последующей дифракции. Изгиб этих муаровых полос обусловлен предельным сдвигом эквивалентных краев, который приводит к появлению дополнительного фазового множителя. Параметрическое уравнение полос приведено ниже

$$p = (2 \Delta a(y) \theta + \omega_x^2 d - \lambda) / 2 \lambda, \quad (2)$$

где  $p$  – порядок муаровой полосы.

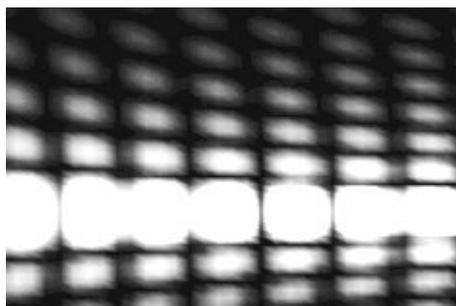


Рис. 7. Результат численного моделирования муаровой картины от цилиндра диаметром 8 мм, ширина зазора 100 мкм

В соответствии с выражением (1) было проведено численное моделирование муаровой картины (рис. 7), давшее хорошее соответствие с результатами эксперимента. Из выражения (2) было получено выражение, позволяющее определить наклон касательной к муаровой полосе  $\gamma$ , при условии, что ширина зазора  $\Delta a$  изменяется по линейному закону  $\Delta a = \alpha y$ , где  $\alpha$  – угол наклона цилиндра относительно объекта

$$\gamma = d y' / d x' = x' d / z^2 \theta \alpha. \quad (3)$$

Из (3) видно, что увеличение толщины объекта ведет к увеличению наклона

касательной. Эксперименты подтвердили этот вывод (рис. 5). Также было установлено, что при ширине зазора  $a \leq d \theta$  – муаровые полосы пропадали. Это происходило из-за срезания поверхностью цилиндра отраженного от зеркала пучка, это вело к исчезновению интерференции (рис. 8).



Рис. 8. Дифракционная картина от цилиндра 16 мм при зазоре равном 100 мкм и наклоне цилиндра 3 угл. мин.

Определив из муаровой картины  $\gamma$ , или определив по координатам полос параметрическое уравнение, можно найти эквивалентное расстояние  $d$ . Откуда можно рассчитать диаметр цилиндра  $D$  по формуле  $D = d/\theta$ . Расчетная погрешность измерения данным способом составляет порядка 0.8–1%.

### Заключение

Были рассмотрены методы когерентно-оптического контроля металлических цилиндров большого диаметра. Предварительные исследования данного метода показывают, что он предъявляет менее жесткие требования к базированию контролируемого изделия, чем ранее рассмотренные методы. Ошибка поверхности объекта слабо влияет на оценку измерения диаметра, использование муаровых полос позволяет точность и чувствительность метода.

### Литература

1. Крылов К.И., Прокопенко В.Т., Митрофанов А.С. Применение лазеров в машиностроение и приборостроении. Л.: Машиностроение. – 1978. – 336 с.
2. Лемешко Ю.А, Чугуй Ю.В. Размерный контроль круговых отражающих цилиндров интерференционным методом // Автометрия. – 2003. – Т. 39. – №5. – С. 42–52.
3. Lars Benckert, Lars Forsberg, Nils-Erik Molin. Fresnel diffraction of a Gaussian laser beam by polished metal cylinders // Appl. Opt. 1990. – Vol. 32. – № 3. – P. 416–421.
4. Сахно С.П., Тымчик Г.С. Дифракционный метод контроля диаметра цилиндрических деталей. // Оптико-механическая промышленность. – 1987. – № 7. – С. 9–12.
5. Лемешко Ю.А, Чугуй Ю.В. Дифракционный метод измерения диаметров круговых отражающих цилиндров // Автометрия. – 2005. – Т.41. – № 6. – С. 3–12.
6. Иванов А.Н., Назаров В.Н. Дифракционный метод контроля на основе «зеркальной» апертуры // Изв. Вузов. Приборостроение. – 2007. – Т.50. – № 4. – С. 38–42.
7. Коронкевич В.П., Кривенков Б.Е., Михляев С.В., Чугуй Ю.В. Оптико-геометрический метод расчета дифракции Фраунгофера на объемных телах // Автометрия. – 1980. – Т.16. – № 2. – С. 25–35.

## **ПРИМЕНЕНИЕ ПЕРЕДАТОЧНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В ТОЧНОСТНОМ РАСЧЕТЕ**

**И.Е. Зацепина**

**Научный руководитель – д.т.н., доцент А.П. Смирнов**

Представлен расчет степени влияния частичных погрешностей на «кому» для микрообъектива «ОМ-31». Расчет допусков на центрировку линз проведен с использованием передаточных коэффициентов, полученных в среде MathCAD.

Ключевые слова: точностной расчет, передаточный коэффициент, критерий Марешаля, кома, микрообъектив «ОМ-31»

### **Введение**

Основные направления в оптике в настоящее время связаны с разработкой теоретических основ конструирования оптических приборов. Создание конструкции сопровождается выполнением разнообразных расчетов. Точностной расчет является одним из них.

Точностные расчеты позволяют оптимизировать конструктивные параметры, определять необходимость введения в конструкцию компенсаторов погрешностей, получать значения допусков на погрешности деталей и узлов.

### **Исследование погрешностей оптической системы на ее модели**

Проектирование оптико-электронных приборов и систем сопровождается расчетом допусков на первичные погрешности. Допуски определяются передаточной функцией (коэффициентом) влияния первичной погрешности на частичную погрешность оптического параметра, характеризующего качество проектируемого прибора. Расчет точности при конструировании оптического прибора производится с помощью передаточных коэффициентов первичных погрешностей. Существует несколько методов их нахождения [2].

Специальные программы используются для определения влияния децентрировки и поворота оптических поверхностей [3]. Коэффициенты влияния децентрировок поверхностей используются для конструкторского расчета первичных погрешностей центрирования, биения в зазоре посадки и торцевого биения [4]. Кроме того, существуют специальные программы для определения суммарных аберраций, вызванных децентрировкой ряда поверхностей системы [3].

Основным недостатком имеющихся программ является ограниченная свобода конструктора в выборе средств анализа проектируемого прибора. Конструктор остается пользователем предлагаемых пакетов, он лишен возможности изменять программы в нужном ему направлении.

Удобной альтернативой является компьютерное моделирование в среде MathCad. Модель оптической системы в среде MathCad (программы, моделирующие процесс прохождения пучка лучей через оптическую систему) рассмотрена ранее [5].

### **Расчет точности центрировки линз микрообъектива «ОМ-31»**

Расчет точности при конструировании оптического прибора производится с помощью передаточных коэффициентов первичных погрешностей.

Путем моделирования в среде MathCad определены коэффициенты влияния первичных погрешностей [5] на параметры качества оптического изображения (табл. 2 и табл. 3). Для примера взят микрообъектив «ОМ-31» (табл. 1).

Таблица 1. Конструктивные параметры микрообъектива "ОМ-31"

№ поверх-ности	Радиусы кривизны	Осевые расстояния	Световые высоты	Марки стекол	Показатели преломления на длинах волн (мкм)		
					0,546070	0,480000	0,64380
1	0	0,17	4,2	К14	1,516805	1,521153	1,51259
2	0	0,38	4,2	Воздух	1	1	1
3	-1,838	2,87	4,05	ТК16	1,615193	1,620599	1,61001
4	-2,606	0,08	2,9	Воздух	1	1	1
5	-82,223	1,29	2,9	ТФ5	1,761713	1,776433	1,74855
6	15,812	2,88	2,5	К8	1,518296	1,522406	1,51429
7	-5,224	15,47	2,3	Воздух	1	1	1
8	57,94	1,08	2,1	ТФ2	1,677619	1,688729	1,66755
9	11,041	2,17	***	ЛК6	1,472143	1,475721	1,46864
10	-11,94		***	Воздух	1	1	1

Таблица 2. Передаточные коэффициенты наклонов и децентрировок поверхностей

Передаточные коэффициенты	№ поверхности									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
наклонов поверхностей, мм/рад	0,0095	-0,106	-0,148	-0,08	-0,141	-0,133	-0,068	-0,052	-0,005	0,0087
децентрировок поверхностей, мкм/мкм	0,318	-0,146	0,089	0,424	-0,048	-0,025	0,609	-0,171	$8,941 \cdot 10^{-16}$	$8,983 \cdot 10^{-16}$

Таблица 3. Передаточные коэффициенты толщин и воздушных промежутков, радиусов кривизны, показателей преломления

Передаточные коэффициенты	№ осевого расстояния/радиуса кривизны/показателя преломления								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
толщин и воздушных промежутков, мкм/мкм	0,0037	0,0007	0,0034	0,016	0,012	0,019	0,045	0,061	0,039
радиусов кривизны, мкм/мкм	-0,014	-0,007	0,0007	-0,018	-0,0005	0,00004	-0,027	0,0005	0 (9 и 10 радиусы)
показателей преломления	0,671	-0,279	-0,292	0,178	-0,042	-0,114	0,034	-0,023	-0,005

Рассчитаем допуски на центрировку линз микрообъектива «ОМ-31». Передаточные коэффициенты даны в табл. 2. Конструктивные характеристики микрообъектива:  $f'=8,49$  мм;  $v=-20$ ,  $A=0,4$ ,  $y=-0,45$  мм.

Расчет проведен, исходя из критерия Марешаля для допустимого значения комы  $\Delta y_{vd}$  в центре поля:  $\Delta y_{vd} = 1,8\lambda / A'$ , где  $\lambda$  – длина волны света;  $A'$  – числовая апертура микрообъектива.

При  $\lambda=0,0006$  мм,  $A'=0,4$  получаем:  $\Delta y_{vd} = 1,8\lambda / A' \approx 3$  мкм.

Первичные погрешности, вызывающие децентрировку поверхностей каждой линзы в данной конструкции, будут следующие:

1. биения центров кривизны поверхностей линзы относительно оси базового цилиндра после результативной обработки оправы;
2. смещение оправы линзы (компонента) в зазоре ее посадки в корпус;
3. поворот (перекос) оправы линзы вокруг точки пересечения опорного торца оправы с осью базового цилиндра.

Первичные погрешности являются случайными векторными (не имеющими систематических составляющих) погрешностями, их частичное влияние должно быть отнесено к группе  $n_2$ ,  $n_2=16$ .

Коэффициент, учитывающий количество и вид действующих погрешностей:  $\lambda_0 = \sqrt{n_2} = \sqrt{16} = 4$ . Вероятностные коэффициенты, учитывающие вид закона рассеяния случайной погрешности и асимметрию поля рассеяния (наличие систематической составляющей):  $K_q \approx 1$ ,  $C_q = 0$  (симметричное поле допуска). Расчетное

допустимое значение первичной погрешности  $\delta q_i$ :  $\delta q_i = \frac{\Delta y_{vd}}{A_{q_i} (C_{q_i} + K_{q_i}) \lambda_0}$ . В табл. 4

приведены результаты расчетов степени влияния каждой частичной погрешности на кому.

Для удобства задания допусков на технологические погрешности вначале были рассчитаны их допустимые значения (см. табл. 4, 5 столбец). Анализ полученных результатов показывает, что наиболее сильно на «кому» влияют (по убыванию степени влияния) 9, 11, 5, 7, 3, 1-я погрешности, допуски на которые не могут быть выполнены технологически даже при задании их значений на техническом уровне точности (т.к. их  $\lambda_i^{OT} < 1$ , см. 6 столбец).

Учтя действие остальных погрешностей на «кому» и перераспределив оставшуюся часть  $\Delta y_{vd}$  между 9, 11, 5, 7, 3, 1-й погрешностями с помощью  $\lambda'_0 = \sqrt{n'_2} = \sqrt{6} = 2,44$ , получаем уточненные значения относительных коэффициентов влияния (указаны в скобках в 7-м столбце табл. 4).

Как видно из расчетов, при заданном допуске на «кому», возможно, понадобится компенсация влияния децентрировки четвертой поверхности, смещений оправ третьей линзы и второй склейки в зазоре посадки и децентрировки седьмой поверхности. Окончательное значение допусков на первичные погрешности, исходя из технологических возможностей производства, представлено в 6-м столбце табл. 4.

Суммарная погрешность, обусловленная действием первичных погрешностей (метод проверочного расчета):  $\Delta y_{\Sigma} = \sqrt{\sum_i^{n_2} A_c^2 \cdot \delta q_i^2} = 5 \text{ мкм}$ .

Это в 1,7 раза превосходит допустимое значение комы по выбранному критерию, что требует компенсации влияния девятой погрешности (либо расширения допуска на «кому» объектива в 1,7 раза).

Анализ коэффициентов влияния децентрировок поверхностей компонентов этого объектива на астигматизм показывает сильную зависимость последнего от децентрировок и невозможность получения хорошего качества изображения на краю поля (на подобное обстоятельство обращал внимание А.П. Грамматин [3]).

Таблица 4. Результаты расчета степени влияния частичных погрешностей на кому для микрообъектива «ОМ-31»

№	$\Delta q$	$\Delta y_{\Delta q} = A_q \cdot \delta q$	$A_q$	$\delta q_p$ , мкм	$\delta q_z$ , мкм	$\lambda_i^{om}$
1	2	3	4	5	6	7
1	Биение центра кривизны 1-й поверхности $\Delta l_1$	$\Delta y_{\Delta l_1} = S_1 \cdot \Delta l_1$	0,32	2,5 (4,1)	4	0,63 (1,02)
2	Биение центра кривизны 3-й поверхности $\Delta l_3$	$\Delta y_{\Delta l_3} = S_3 \cdot \Delta l_3$	0,09	9,0	5	1,80
3	Смещение оправы склейки в зазоре $\Delta c_1$ посадки $\Delta S_1$	$\Delta y_{\Delta S_1} = (S_1 + S_2 + S_3) \cdot 0,5 \cdot \Delta c_1$	0,13	6,2 (10)	10	0,62 (1)
4	Поворот оправы склейки $\Delta \gamma_1 = \Delta \rho_1 / D$	$\Delta y_{\Delta \gamma_1} = (L_1 S_1 + L_2 S_2 + L_3 S_3) \Delta \rho_1 / D$	0,04	22,9	6	3,81
5	Биение центра кривизны 4-й поверхности $\Delta l_4$	$\Delta y_{\Delta l_4} = S_4 \cdot \Delta l_4$	0,42	1,9 (3,1)	5	0,38 (0,62)
6	Биение центра кривизны 6-й поверхности $\Delta l_6$	$\Delta y_{\Delta l_6} = S_6 \cdot \Delta l_6$	0,03	32,0	5	6,40
7	Смещение оправы склейки в зазоре $\Delta c_2$ посадки $\Delta S_2$	$\Delta y_{\Delta S_2} = (S_4 + S_5 + S_6) \cdot 0,5 \cdot \Delta c_2$	0,18	4,6 (7,4)	10	0,46 (0,74)
8	Поворот оправы склейки $\Delta \gamma_2 = \Delta \rho_2 / D$	$\Delta y_{\Delta \gamma_2} = (L_4 S_4 + L_5 S_5 + L_6 S_6) \Delta \rho_2 / D$	0,03	25,8	6	4,30
9	Биение центра кривизны 7-й поверхности $\Delta l_7$	$\Delta y_{\Delta l_7} = S_7 \cdot \Delta l_7$	0,61	1,3 (2,1)	5	0,26 (0,43)
10	Биение центра кривизны 8-й поверхности $\Delta l_8$	$\Delta y_{\Delta l_8} = S_8 \cdot \Delta l_8$	0,17	4,7	4	1,17
11	Смещение оправы 3-й линзы в зазоре $\Delta c_3$ посадки $\Delta S_3$	$\Delta y_{\Delta S_3} = (S_7 + S_8) \cdot 0,5 \cdot \Delta c_3$	0,22	3,7 (5,9)	10	0,37 (0,6)
12	Поворот оправы 3-й линзы $\Delta \gamma_3 = \Delta \rho_3 / D$	$\Delta y_{\Delta \gamma_3} = (L_7 S_7 + L_8 S_8) \Delta \rho_3 / D$	0,02	47,1	4,2	11,2
13	Биение центра кривизны 9-й поверхности $\Delta l_9$	$\Delta y_{\Delta l_9} = S_9 \cdot \Delta l_9$	0	$8,95 \cdot 10^1$	5	$1,79 \cdot 10^{14}$
14	Биение центра кривизны 10-й поверхности $\Delta l_{10}$	$\Delta y_{\Delta l_{10}} = S_{10} \cdot \Delta l_{10}$	0	$8,91 \cdot 10^1$	5	$1,78 \cdot 10^{14}$
15	Смещение оправы 4-й линзы в зазоре $\Delta c_4$ посадки $\Delta S_4$	$\Delta y_{\Delta S_4} = (S_9 + S_{10}) \cdot 0,5 \cdot \Delta c_4$	0	$8,93 \cdot 10^1$	10	$8,93 \cdot 10^{13}$
16	Поворот оправы 4-й линзы $\Delta \gamma_4 = \Delta \rho_4 / D$	$\Delta y_{\Delta \gamma_4} = (L_9 S_9 + L_{10} S_{10}) \Delta \rho_4 / D$	$6 \cdot 10^{-4}$	1333,3	3	444

В табл. 4 приняты следующие обозначения:  $\Delta q$  – первичная погрешность;  $\Delta y_{\Delta q} = A_q \cdot \delta q$  – общее выражение частичного влияния без случайной части передаточной функции;  $A_q$  – передаточный коэффициент;  $\delta q_p$  (мкм) – расчетное допустимое значение первичной погрешности;  $\delta q_z$  (мкм) – окончательное значение первичной погрешности, исходя из технологических возможностей;  $\lambda_i^{om} = \delta q_{ip} / \delta q_{iz}$  – относительный коэффициент влияния.

### Заключение

В работе представлен расчет степени влияния частичных погрешностей на кому для микрообъектива «ОМ-31». Расчет допусков на центрировку линз проведен с использованием передаточных коэффициентов, полученных в среде MathCAD. Точностной расчет для микрообъектива «ОМ-31» показал необходимость введения в конструкцию компенсаторов погрешностей.

## Литература

1. Дьяконов В.П. MathCAD 2001: Специальный справочник. – СПб: Питер. – 2002. – 832 с.
2. Латыев С.М., Татаринов А.Т. Расчет допусков на первичные погрешности оптических приборов // ОМП. – 1987. – № 4.
3. Грамматин А.П. Вычислительная оптика. Справочник. – Л.: Машиностроение. – 1984. – 423 с.
4. Латыев С.М., Егоров Г.В., Тимощук И.Н. Проектирование оптико-электронных приборов и систем / Методические указания по выполнению курсового проекта. – СПб: СПбГИТМО (ТУ). – 2001. – 98 с.
5. Смирнов А.П. Модель оптической системы в MathCad // Изв. вузов. Приборостроение. – 2007. – Т. 50. – № 4. – С. 56–62.
6. Адлер Ю.П., Маркова Е.В., Грановский Ю.В. Планирование эксперимента при поиске оптимальных параметров. – М.: Наука. – 1976. – 279 с.

# **ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРА ЗЕРНА ПОЛИРОВАЛЬНОЙ СУСПЕНЗИИ НА КАЧЕСТВО ОПТИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЦИНКА**

**Е.Ю. Вилкова**

**(Институт химии высокочистых веществ РАН)**

**Научный руководитель – к.х.н., ст.н.с. О.В. Тимофеев**

**(Институт химии высокочистых веществ РАН)**

Работа посвящена исследованию влияния размера зерна полировальной суспензии, используемой в процессе механического полирования поликристаллических халькогенидов цинка с целью получения оптических элементов высокого качества. Получены данные по влиянию состава полировальной суспензии на процесс полирования и качество получаемых поверхностей халькогенидов цинка.

Ключевые слова: селенид и сульфид цинка, полировальная суспензия, качество поверхности, дефекты поверхности

## **Введение**

В настоящее время все более актуальной становится проблема не только получения веществ в высокочистом состоянии, но и создание на их основе различных изделий и приборов. Для твердых высокочистых веществ, а особенно для оптических и полупроводниковых материалов большое значение для их применения играет придание им конкретной геометрической формы и получение определённой чистоты поверхности.

Заданную степень чистоты и точность форм изделий достигают с помощью шлифования и последующего полирования, которые в основном и составляют суть процесса обработки. Шлифование является подготовительным этапом процесса обработки и его цель – это придание заготовкам определенных геометрических размеров и подготовка образцов к полированию. Полирование – это финишная операция обработки. Его цель обеспечить высокое качество обрабатываемой поверхности и минимальный нарушенный слой [1].

Необходимо учитывать, что халькогениды цинка, в отличие от стекла имеют другие физические свойства (твердость, хрупкость). Поэтому абразивные материалы, используемые для полирования стекла не всегда могут использоваться для обработки поликристаллических халькогенидов цинка.

Целью нашей работы явилось изучение особенностей образования оптических дефектов на поверхности поликристаллических халькогенидов цинка в зависимости от размера зерна и состава полировальной суспензии.

Нужно отметить, что процесс обработки поликристаллических халькогенидов цинка малоизучен и число публикаций в литературе ограничено. Поэтому исследование процесса обработки селенида и сульфида цинка и получение оптических элементов высокого качества, с минимальным нарушенным слоем является актуальной задачей.

## **Методика проведения эксперимента**

Для проведения экспериментов использовали высокочистые поликристаллические селенид и сульфид цинка, которые были получены методом химического осаждения из газовой фазы (CVD – методом) [2]. Образцы представляли собой диски диаметром 20 мм и толщиной 5 мм, предварительно обработанные одинаковым образом.

Обработка образцов в процессе эксперимента производилась поблочно. Блок представлял собой дюралевую планшайбу, на которую были наклеены восемь образцов. Образцы полировали на предварительно подготовленных полировальниках с использованием водных растворов алмазных синтетических микропорошков (АСМ) и полировальных водорастворимых жидкостей (ПВЖ) на основе алмазных микропорошков. Условия проведения экспериментов были выбраны исходя из результатов полученных ранее [3]. Эксперименты проводились в одинаковых стандартных условиях: температура полирования  $21 \pm 1^\circ\text{C}$ , скорость качания шпинделя и скорость вращения полировальника были равны 54 кач/мин и 6 об/мин, соответственно. Давление на блок составляло  $0,32 \text{ кгс/см}^2$ . В качестве смазывающе-охлаждающей жидкости применяли дистиллированную воду. В ходе процесса полирования контролировали изменение толщины материала с помощью оптиметра. Контроль изменения толщины был необходим для расчета изменения массы образцов в процессе полирования и определения скорости съема. Контроль геометрии поверхности осуществляли при помощи интерферометра. Контроль чистоты поверхности осуществляли с помощью микроскопа МБС-9 и микроскопа Аxioplan 2. Для количественной оценки дефектов полированной поверхности использовали методику компьютерного зрения [4].

### Результаты и обсуждение

Проведены эксперименты по оценке влияния размера зерна полировальной суспензии на процесс обработки и качество поверхности селенида цинка. В результате были получены зависимости изменения массы образцов селенида цинка в процессе полирования от размера зерна суспензии (рис. 1). Показано, что увеличение размера зерна абразива при всех прочих одинаковых условиях полирования приводит к значимому увеличению скорости съема. Необходимо отметить, что с уменьшением размера зерна полирующего абразива увеличивается качество получаемой поверхности. Наибольший съем наблюдался при использовании микропорошка АСМ 5/3. По данным работы [5] величина нарушенного слоя монокристалла селенида цинка при шлифовании и полировании зависит от размера зерна абразива (табл. 1). Так, например, в процессе финишного шлифования образцов микропорошком М7  $\text{Al}_2\text{O}_3$  образуется нарушенный слой величиной примерно 18–20 мкм. Полученные нами результаты показали, что в процессе полирования микропорошком АСМ 5/3, величина слоя удаляемого за 35 минут проведения процесса составляет 19 мкм. Дальнейшее полирование с использованием данного абразива не приводило к улучшению характеристик поверхности, а именно к уменьшению нарушенного слоя и размеров дефектов поверхности, так как эти параметры будут лимитироваться уже зернистостью используемого абразива. Образующийся нарушенный слой от порошка 5/3 составляет 13–15 мкм и удаляется с помощью алмазного микропорошка меньшей зернистости, например АСМ 3/2. Необходимое время полирования 30 минут. Результаты, полученные для порошка АСМ 1/0, также представлены в табл. 1. Таким образом, оптимальное время проведения процесса полирования с постепенным уменьшением величины зерна используемого абразива составляет 120 минут. Сопоставление данных по механическому и химико-механическому полированию показало, что в процессе химико-механического полирования время, затраченное на удаление нарушенного слоя, сокращается до 70 минут. Таким образом, использование химико-механического полирования приводило к существенному уменьшению времени обработки. Качество оптических поверхностей оценивали при помощи методики «компьютерного зрения». Полученные результаты приведены на рис. 2 в виде функций распределения царапин и точек на поверхности образцов. Из рисунка видно, что на поверхности обработанной

микропорошком АСМ 5/3 содержится наибольшее количество выколов размеры которых достигают 6 мкм, количество выколов с размерами менее 2 мкм достигает 190 штук на мм<sup>2</sup>. Уменьшение величины зерна микропорошка приводило к снижению размеров поверхностных дефектов до 1 мкм и существенному уменьшению их количества до 100 штук на 1 мм<sup>2</sup>. Наименьшее количество царапин на поверхности получено при использовании микропорошка АСМ 3/2, это может быть связано с тем, что более мелкие микропорошки склонны к образованию кластеров и укрупнению размера зерна, что в свою очередь приводит к ухудшению качества поверхности. Поэтому размеры царапин полученных на поверхности с применением микропорошка АСМ 2/1 существенно выше, чем для микропорошка АСМ 3/2.

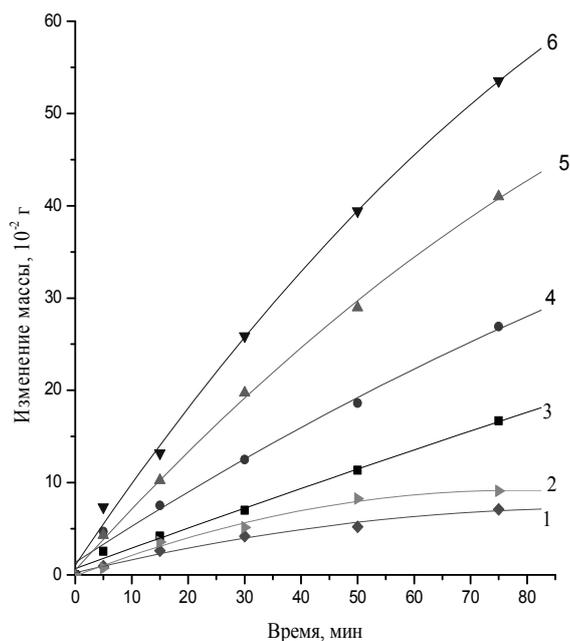


Рис. 1. Зависимость изменения массы образцов селенида цинка в процессе полирования на смоле ПС-С1 с использованием микропорошка АСМ с различной величиной зерна: 1 – 0,5 мкм; 2 – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 1 мкм; 3 – 1 мкм; 4 – 2-1 мкм; 5 – 3-2 мкм; 6 – 5-3 мкм

Таблица 1. Необходимое время проведения процесса полирования селенида цинка в зависимости от используемого микропорошка

Используемый микропорошок	Величина нарушенного слоя от предыдущей обработки, мкм [5]	Необходимое время обработки, мин (данные этой работы)	Величина, удаляемого слоя в процессе полирования слоя, мкм
Химико-механическое полирование			
АСМ 5/3	18 – 20	20	25,2
АСМ 3/2	13 – 15	25	28,75
АСМ 1/0	9 – 11	25	10,25
Механическое полирование			
АСМ 5/3	18 – 20	35	19
АСМ 3/2	13 – 15	30	12,5
АСМ 1/0	9 – 11	55	9,4
ПВЖ 5/3	18 – 20	25	22
ПВЖ 3/2	13 – 15	25	13,5
ПВЖ 1/0	9 – 11	25	10,3

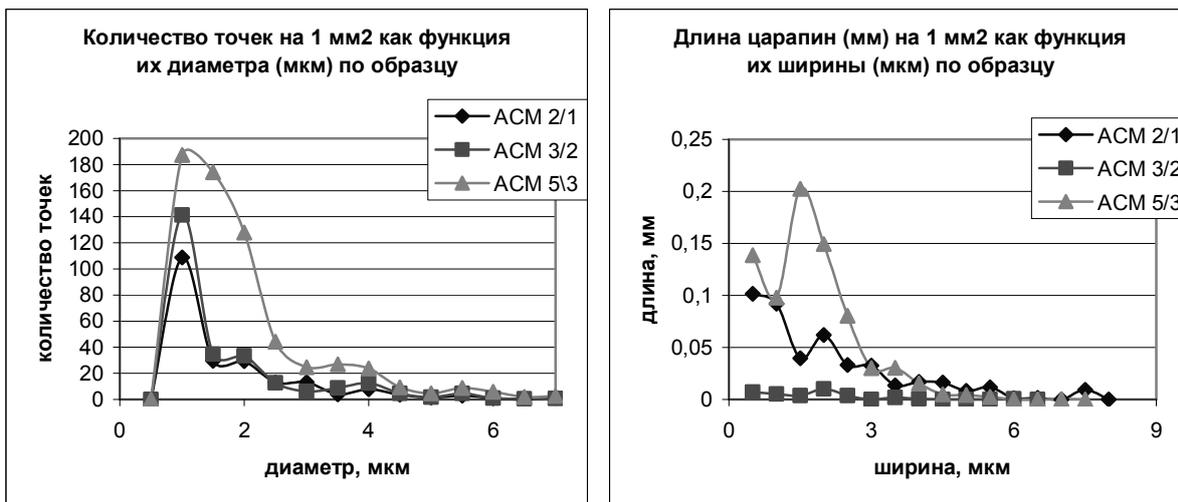


Рис. 2. Функции распределения царапин и точек в зависимости от величины зерна используемого полирующего абразива

Проведены сравнительные исследования влияния величины зерна абразива на процесс механического полирования селенида цинка с использованием водных суспензий и полировальных водорастворимых суспензий (ПВЖ) алмазных микропорошков. Показано, что использование суспензий ПВЖ алмазных микропорошков приводит не только к увеличению скорости съема по сравнению с водными суспензиями, но и к улучшению качества обрабатываемой поверхности. Это связано с тем, что в суспензии ПВЖ в отличие от водных суспензий алмазных микропорошков сохраняется постоянная концентрация полирующего абразива, в единице объема, за счет присутствия в них связывающего компонента. В водных суспензиях АСМ этого добиться не удастся. Необходимо отметить, что использование суспензий ПВЖ (рис. 3) приводит к существенному снижению концентрации точечных дефектов на поверхности образца, а также позволяет уменьшить количество и размеры поверхностных царапин. Однако, как в случае применения ПВЖ, так и в случае применения водных суспензий ширина царапин определяется размером зерна используемого для полирования абразива.

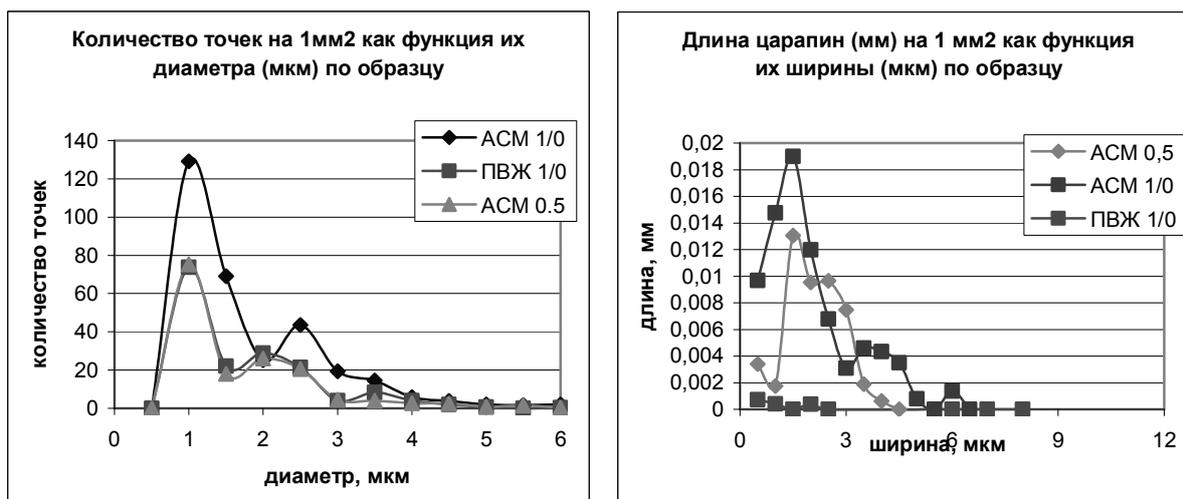


Рис. 3. Функции распределения дефектов в зависимости от состава полирующего абразива

Были проведены исследования по оценке качества поверхности образцов сульфида цинка, обработанных различными способами. Класс чистоты поверхностей был определен по методике, описанной в ГОСТ 11141-84, и их качество

соответствовало 7, 5 и 3 классам чистоты. Поверхности были сфотографированы и фотографии обработаны при помощи методики «компьютерного зрения». В результате было получено полное соответствие результатов компьютерного и визуального контроля. На рис. 4 показаны функции распределения царапин и точек на поверхности образцов сульфида цинка в зависимости от класса чистоты поверхности. Кривая (а) соответствует поверхности 7 класса чистоты, (б) – поверхности 5 класса чистоты, (в) – поверхности 3 класса чистоты. Для образца с качеством поверхности, соответствующим 3 классу чистоты на атомно-силовом микроскопе была измерена шероховатость поверхности.

Оценка качества обработанной поверхности по величине среднеквадратичной шероховатости  $R_q$  и среднеарифметической шероховатости  $R_a$  была проведена на атомно-силовом микроскопе НТ-206. Фотографии поверхности приведены на рис. 5. Величина среднеарифметической шероховатости  $R_a$  составила 2.6 нм, а среднеквадратичной  $R_q$  – 3.8 нм.

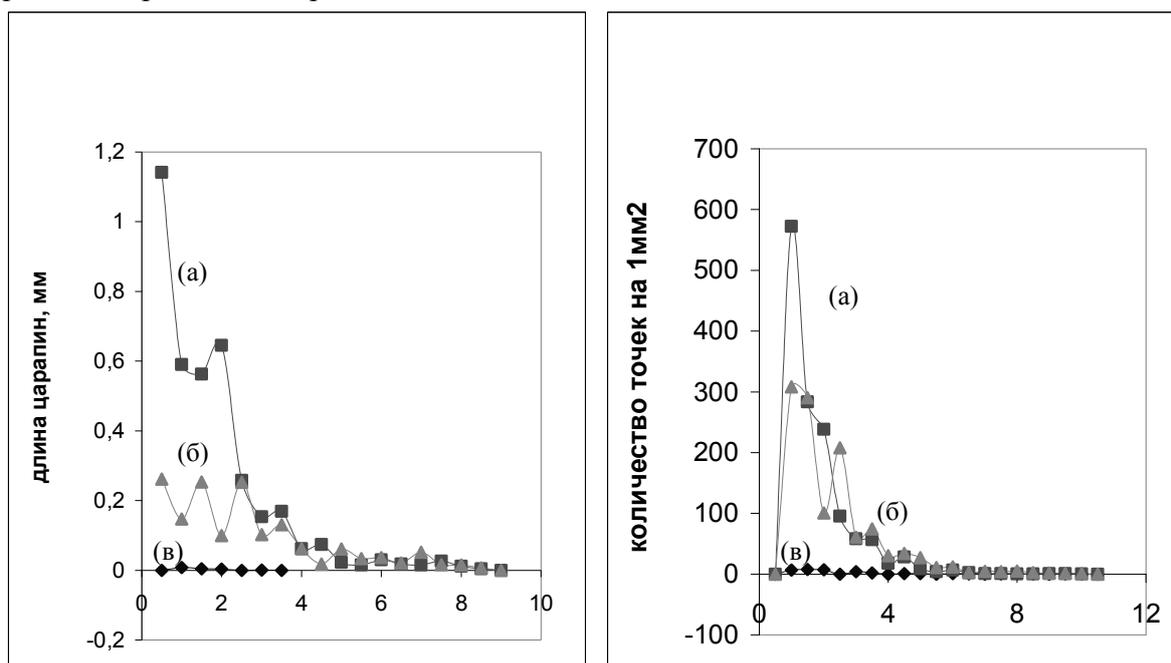


Рис. 4. Функции распределения царапин и точек на поверхности образцов сульфида цинка в зависимости от класса чистоты поверхности: (а) – поверхность 7 класса чистоты; (б) – поверхность 5 класса чистоты; (в) – поверхность 3 класса чистоты

X: 24.0um Y: 24.0um Z: 145.3nm [13.2:1]  
 $R_a$ : 2.6nm  $R_q$ : 3.8nm

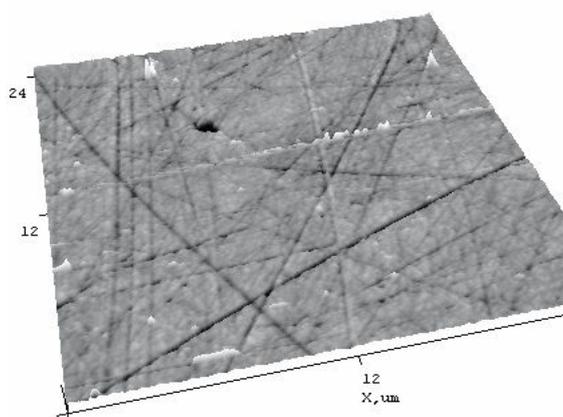


Рис. 5. Фотография поверхности, выполненная на атомно-силовом микроскопе

## Заключение

Таким образом, на основании полученных результатов отработана методика механической обработки халькогенидов цинка. Исследованы зависимости скорости съёма от размера зерна и состава суспензий на основе алмазных синтетических микропорошков. Рекомендовано оптимальное время проведения процесса механического полирования. Применение наилучших результатов позволило изготовить опытную партию оптических элементов с качеством поверхности для ZnSe отвечающим 4 классу чистоты, а ZnS – 3 классу чистоты, согласно ГОСТ 11141-84, с отклонением по плоскости не более одного интерференционного кольца, местная ошибка не превышала 0,1 интерференционного кольца. Для сульфида цинка величина среднеарифметической шероховатости Ra составила 2.6 нм, а среднеквадратичной Rq – 3.8 нм.

## Литература

1. Бочкин О.И. Механическая обработка полупроводниковых материалов / О.И. Бочкин, В.А. Брук, С.Н. Никифорова-Денисова. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Высшая школа. – 1983. – 112 с.
2. Гаврищук Е.М. Поликристаллический селенид цинка для ИК-оптики. / Е.М. Гаврищук // Неорганические материалы. – 2003. – Т. 39. – № 9. – С. 1031–1049.
3. Гаврищук Е.М. Влияние условий полирования на оптические свойства поверхности селенида цинка. / Гаврищук Е.М., Тимофеев О.В., Погорелко А.А., Сучков А.И. // Неорганические материалы. – 2004. – Т. 40. – №3 – С. 267–271.
4. Тимофеев О.В. Исследование полированных поверхностей поликристаллических халькогенидов цинка при помощи «компьютерного зрения». / Е.М. Гаврищук, Е.Ю. Вилкова, А.Н. Колесников, О.В. Тимофеев // Труды оптического общества имени Д.С. Рождественского «Международная конференция Прикладная оптика 2008». – Санкт-Петербург, 20–24 октября 2008 г. – Т. 3. – С. 129–133.
5. Исследование нарушений, возникающих при механической обработке монокристалла ZnSe: Сб. ст. «Физика и химия кристаллов» / Р.А. Говорова, В.И. Лукашенко, А.А. Чернышов. – Харьков: ВНИИ монокристаллов. – 1977. – С. 55–58.

## **ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА НА ОСНОВЕ ТВИСТ-ЭФФЕКТА**

**А.Е. Рыбникова**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент Е.А. Коншина**

Исследованы оптические характеристики ЖК-модуляторов с двухчастотным нематическим жидким кристаллом для длины волны 1,55 мкм. Показано влияние свойств ориентирующих слоев на оптический порог твист-эффекта и область рабочих напряжений. Динамический диапазон работы ЖК-модуляторов расширен до 44 дБ.

Ключевые слова: жидкий кристалл, твист-эффект, граничные условия

### **Введение**

Устройства на основе жидких кристаллов (ЖК) для систем телекоммуникации обеспечивают оптические характеристики, сравнимые с параметрами оптомеханических устройств, но при этом обладают большей надежностью и работают при более низких напряжениях. Благодаря высокому пропусканию ЖК материалов в ИК-области спектра для устройств на их основе характерны низкие потери при прохождении оптического сигнала. Актуальность работы обусловлена необходимостью расширения элементной базы компонентов для систем телекоммуникации на основе ЖК-технологии. Такие устройства могут быть использованы для обработки оптических сигналов, в качестве широкополосных оптических переключателей, регулируемых оптических аттенуаторов и стабилизаторов оптической частоты [1–4]. Ранее проведенные исследования ЖК-модуляторов показали, что динамическая область изменения пропускания на длине волны 1,55 мкм может простираться до 30 дБ [5].

Целью работы является исследование возможности расширения динамического диапазона работы оптических модуляторов с двухчастотным нематическим ЖК, работающих на электрооптическом твист-эффекте.

### **Экспериментальная часть**

Исследования проводили на ЖК-ячейках, у которых направления ориентации директора молекул на противоположных поверхностях, ограничивающих слой ЖК, были ортогональными. В качестве ориентирующих слоев использовали: наклонно напыленную моноокись германия (GeO), плазменно-полимеризованные слои а-С:Н, полиимид (ПИ) и поливиниловый спирт (ПВС). Все ячейки заполняли ЖК в нематической фазе капиллярным способом в вакууме. В работе был использован двухчастотный ЖК-1001 (НИОПИК), оптическая анизотропия которого  $\Delta n = 0,21$  на длине волны 1,55 мкм.

Оптические характеристики ЖК-ячеек измеряли с помощью электрооптической схемы, показанной на рис. 1 [6]. Источником излучения (1) с  $\lambda = 1,55$  мкм служил полупроводниковый лазерный модуль LFO фирмы ФТИ – Оптроник. Толщина слоя  $d$  двухчастотного ЖК в ячейках была в интервале 6,2÷8,5 мкм. ЖК-ячейки размещали между скрещенными поляризатором (3) и анализатором (5), при этом угол между направлением поляризации излучения и направлением директора на фронтальной поверхности ячейки был равен нулю. Результаты измерений для ряда ЖК-ячеек с разными ориентирующими слоями приведены в таблице.

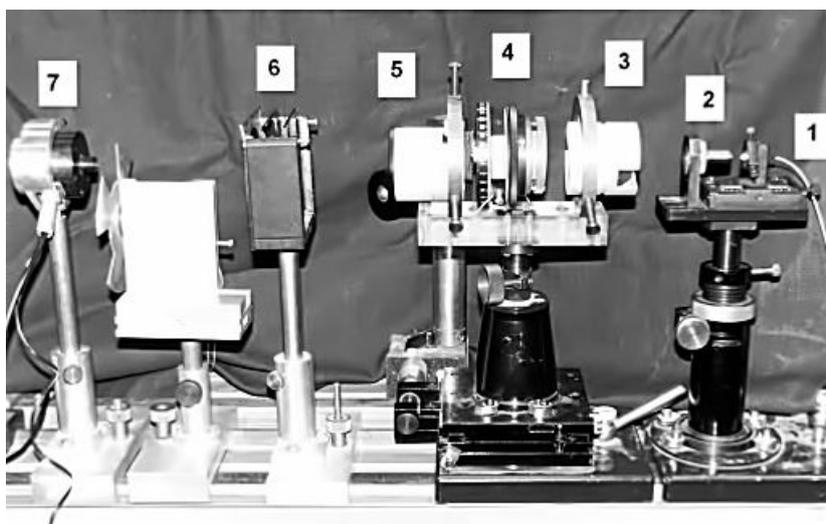


Рис. 1. Стенд для измерения характеристик ЖК-модуляторов в интервале длин волн 0,65–1,55 мкм. 1 – полупроводниковый лазерный светодиод, 2 – коллиматор, 3 и 5 – призматические ЖК поляризаторы, 4 – ЖК-модулятор, 6 – фильтры, 7 – фотодиод [6]

Таблица. Характеристики ЖК-ячеек с разными граничными условиями

№ образца	Ориентирующие слои	$d$ , мкм	$U_{ор}$ , V	Динамический диапазон, дБ
1	GeO	6,2	3,6	44,7
2	ПИ	7,5	5,3	41,6
3	ПИ	8,2	4,2	39,8
4	ПВС	8,5	8,2	41,8

Распределение директора в твист-ячейках по толщине слоя ЖК в отсутствие электрического поля однородно. Закрученная твист-структура поворачивает плоскость поляризации вошедшего в нее вдоль оси перпендикулярной слою линейно поляризованного излучения на угол  $\pi/2$ . В скрещенных поляризаторах в отсутствие электрического поля исследуемые твист-ячейки пропускают падающее на них излучение. При подаче на ячейку напряжения с частотой 1 кГц угол наклона директора начинает изменять свое положение относительно плоскости и при некотором напряжении  $U_{ор}$ , называемом оптическим порогом твист-эффекта начинает уменьшаться пропускание твист-ячейки. При достаточно большом напряжении в центральной части слоя ЖК молекулы ориентируются перпендикулярно электродам и твист-структура перестает поворачивать плоскость поляризации света, а ячейка становится непрозрачной в скрещенных поляризаторах. Возможность ослабления пропускания излучения при повышении напряжения позволяет использовать ЖК-устройства, работающие на твист-эффекте, в качестве регулируемых оптических аттенуаторов.

### Обсуждение результатов

Толщина слоя ЖК для исследуемых ЖК-модуляторов должна удовлетворять условию Могена  $(d/\lambda)\Delta n \gg 1$ . При этом минимальная толщина может быть определена из условия получения максимального контраста. Если направление директора на фронтальной подложке ячейки, помещенной между скрещенными поляризатором и анализатором, совпадает с осью поляризатора, то интенсивность света, прошедшего

через нее будет равна [7]:

$$I = 1 - \frac{\sin^2(\varphi \sqrt{1 + q^2})}{1 + q^2}, \quad (1)$$

где  $q = \pi d \Delta n / \lambda \varphi$ , а  $\varphi$  – угол закрутки молекул НЖК в твист-структуре. В исследуемых модуляторах угол  $\varphi = \pi/2$ . Интенсивность пропускания  $I$  является осциллирующей функцией параметра  $d/\lambda$ . Минимальной толщине ячейки, при которой достигается максимальный контраст и быстродействие, соответствует первый минимум кривой пропускания. Полагая, что  $I = 0$  при решении уравнение (1), получим

$$d_{\min} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{\lambda}{\Delta n}. \quad (2)$$

В соответствии с формулой (2) толщина ЖК-ячейки для длины волны 1,55 мкм должна быть не менее 6,4 мкм. Это иллюстрирует график, отображающий зависимость интенсивности от толщины слоя НЖК на рис. 2.

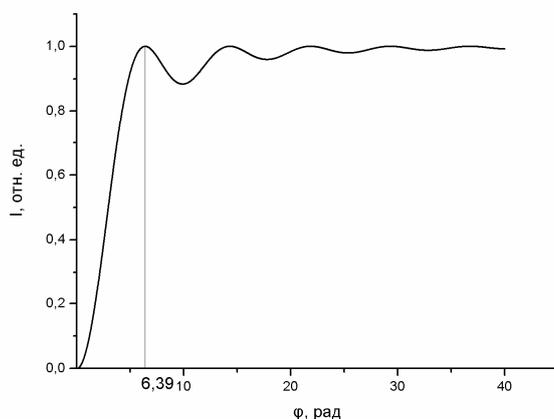


Рис. 2. Зависимость контраста твист-ячейки от толщины слоя ЖК для длины волны 1,55 мкм

При изменении угла закрутки  $\varphi$  твист-структуры в электрическом поле интенсивность пропускания падает. Расчетная зависимость интенсивности прошедшего излучения от угла закрутки  $\varphi$  при твист-эффекте, показана на рис. 3.

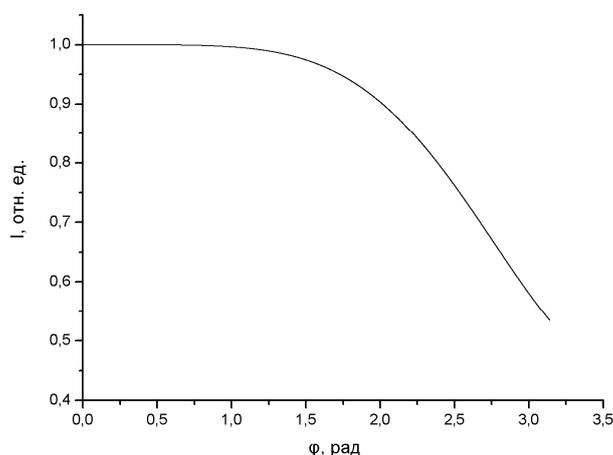


Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения, прошедшего через твист-структуру от угла закрутки  $\varphi$

Экспериментальные зависимости интенсивности пропускания  $I(U)$  для  $\varphi = 1,55$  мкм, полученные при подаче на ЖК-модуляторы с разными ориентирующими

слоями (таблица) синусоидального напряжения с частотой 1 кГц приведены на рис. 4.

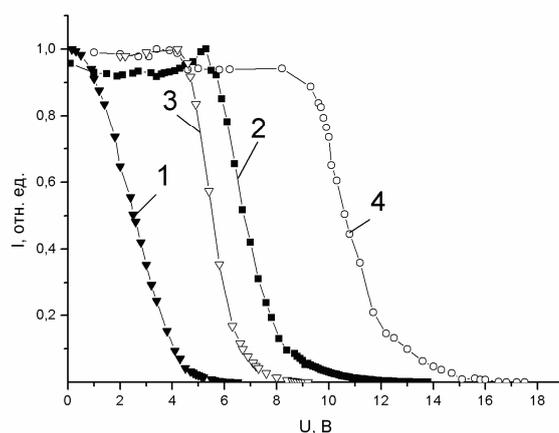


Рис. 4. Экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через ЖК модуляторы, от напряжения. (Номера кривых соответствуют таблице)

Рис. 4 иллюстрирует влияние свойств ориентирующей поверхности на оптический порог твист-эффекта и область рабочих напряжений. Наименьший оптический порог, равный 3,6 В, наблюдается у ячейки №1 с ориентирующим слоем GeO, а наибольший  $U_{op}=8,2$  В для слоя ПВС. Уменьшение толщины ориентирующего слоя полиимида в ячейке №3 по сравнению с ячейкой №2 позволило снизить  $U_{op}$  (таблица). Наблюдаемые явления изменения оптического порога в исследуемых ЖК-ячейках связаны с падением напряжения на слое ЖК в результате экранирующего эффекта ориентирующего слоя. Экранирующий эффект характерен для полимерных ориентирующих слоев с высоким удельным сопротивлением, таких как ПИ и ПВС. Наибольший динамический диапазон в 44 дБ (таблица), наблюдаемый у образца №1 связан с наименьшим отклонением толщины слоя жидкого кристалла, равной 6,2 мкм, от оптимального ее значения для длины волны 1,55 мкм, как это видно на рис. 2.

### Заключение

В результате проведенного экспериментального исследования оптических характеристик модуляторов с двухчастотным ЖК, работающих на электрооптическом твист-эффекте, динамический диапазон ослабления пропускания расширен до 44 дБ. Показано, что, если оптимизация толщины ЖК-слоя является необходимым условием для получения максимального контраста и расширения динамического диапазона ЖК-модуляторов на основе твист-эффекта, то оптимизация физико-химических свойств ориентирующей поверхности способствует снижению рабочих напряжений ЖК-устройств.

Работа выполнялась при поддержке ведущей научной школы по Гранту президента РФ НШ-388.2008.9.

### Литературы

1. Mao C., Xu M., Feng W., Hyang T., Wu K., Lia J. Liquid-crystal applications in optical telecommunication. // Proc. of SPIE. – 2003. – V. 5003. – P. 121–129.
2. Riza N.A., Khan S.A. Liquid-crystal-deflector based variable fiber-optic attenuator. Liquid-crystal-deflector based variable fiber-optic attenuator. // Appl. Opt. 2004. – V. 43. – No 17. – P. 449–3455.

3. Liang X., Lu Y.-Q., Wu Y.-H., Du F., Wang H.-Y., Wu S.-T. Dual-frequency addressed variable optical attenuator with submillisecond response time. // *Jap. J. of Appl. Phys.* – 2005. – V. 44. – No. 3. – P. 1292–1295.
4. Golovin A.B., Pishnyak O.P., Shiyanovskii S.V., Lavrentovich O.D. Fast switching dual-frequency liquid crystal optical retarder, driven by an amplitude and frequency modulated voltage. // *Pros. of SPIE.* – 2006. – V. 6135. – P. 0277–786.
5. Коншина Е.А., Рыбникова А.Е., Федоров М.А., и др. Динамика твист-эффекта в двухчастотном нематическом жидком кристалле. // *ЖТФ.* 2009. – Т. 79. – Вып.4. – С.111–116.
6. Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П., Исаев М.В., Костомаров Д.С. Оптические модуляторы на основе двухчастотного нематического жидкого кристалла. // *Оптический журнал.* – 2008. – Т. 75. – В. 10. – С. 73–80.
7. Wu S.-T., Efron U., Hess L.D. Optical rotatory power of  $90^\circ$  twisted nematic liquid crystals/ // *Appl. Phys. Lett.* – 1984. – V. 44 (9). – P. 842–844.

## **ЛАЗЕРНАЯ ОЧИСТКА ИСТОРИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ ИЗ СВИНЦА И ЦИНКА**

**К.А. Бурнякова**

**(Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет)**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент В.А. Парфенов**

**(Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет)**

Проведены эксперименты по лазерной очистке исторических объектов из цинка и свинца при помощи лазера Smart Clean II. Показано, что для лазерной очистки свинцовых и цинковых поверхностей может быть использован импульсный Nd:YAG лазер, работающий в режиме свободной генерации и генерирующий излучение на длине волны 1064 нм.

Ключевые слова: лазерная очистка, реставрация, свинец, цинк

### **Введение**

Один из важнейших этапов реставрации произведений искусства и иных объектов культурно-исторического наследия – очистка их поверхности от загрязнений и природных наслоений. Традиционные методы очистки памятников – механические, химические [1] и т.д. Механический метод очистки заключается в использовании систем абразивного и водонапорного воздействия и ручных инструментов (скребков, кисточек, щеток и т.д.). В основе химического метода лежит использование различных растворителей и моющих средств. Однако эти методы очистки памятников культуры и истории не всегда позволяют добиться желаемых результатов. Основные их недостатки – возможное изменение, повреждение и даже удаление исходного материала, что является неприемлемым при реализации реставрационных задач. Кроме того, при очистке механическими методами реставраторы зачастую сталкиваются с невозможностью удаления наслоений с труднодоступных участков объекта (например, складки одежды у скульптур, фасады зданий с большим количеством декора и т.д.), а применение моющих средств и растворителей может вызвать дальнейшее изменение физико-химических свойств и внешнего облика исходного материала.

Одним из инновационных направлений реставрации в последние десятилетия стало использование лазеров для восстановления первоначального облика исторически ценных объектов [2]. После первого применения лазеров в реставрации в начале 70-х гг. XX века во многих странах Европы и в США начались целенаправленные исследования в этой области, на основе которых сформировалось отдельное научно-техническое направление [3]. В настоящее время эти методы нашли широкое применение на практике и используются в музеях и реставрационных центрах во многих странах мира. Причина подобного успеха заключается в преимуществах лазерных технологий, таких как бесконтактность, селективность и высокая степень контроля, а также отсутствие вредных реагентов, которые могут воздействовать на здоровье реставратора и окружающую среду. К сожалению, в нашей стране эти методы пока не получили признания. Однако в последние годы наблюдается растущий интерес отечественной реставрационной школы к использованию лазерной техники. Поэтому данная работа по замыслу авторов должна способствовать более широкому внедрению лазеров в реставрационную практику в России [4, 5].

## Постановка задачи и полученные результаты

**Цель работы:** проведение экспериментов по использованию метода лазерной очистки для обработки металлических произведений искусства из свинца и цинка.

**Задачи исследования включали:** анализ научной литературы по теме работы; проведение экспериментов по лазерной очистке исторических объектов из музеев Санкт-Петербурга (в том числе оптимизация режимов работы лазеров).

В работе были проведены эксперименты по лазерной очистке отдельных исторических объектов из ряда музеев Санкт-Петербурга с использованием специализированного YAG:Nd лазера (модель Smart Clean II, производство EIEp Spa., Италия). Данный лазер работает на длине волны  $\lambda=1064$  нм, длительность импульса его излучения составляет 50–100 мкс, энергия – 0,2–2 Дж, частота повторения импульсов – 1–30 Гц.

Одним из наиболее интересных объектов наших исследований является фрагмент цинковой статуи Рубенса. Интерес к исследованию данного объекта связан с тем, что в научной литературе практически нет сведений о лазерной очистке цинка. Кроме того, в результате анализа научной литературы, обнаружилось, что работ по лазерной очистке свинца тоже почти нет – известна всего одна работа, посвященная исследованиям со свинцовым памятником [6]. В этой работе рассматривалось сохранение позолоченной свинцовой статуи Георга II (XVIII в., автор Jan Van Nost из Лондона). Для ее очистки использовался Nd:YAG лазер «Phoenix» (производство компании Lynton Lasers, Великобритания) с модулированной добротностью, работающий на длине волны 1064 нм, который показал высокую эффективность. Дело в том, что никакой другой метод очистки не мог удалить материал загрязнений, не причинив вреда свинцу. Результат очистки, достигнутый в эксперименте, продемонстрировал хороший уровень сохранности свинцового памятника.

Ввиду отсутствия других известных из литературы работ можно утверждать, что тематика лазерной очистки свинца, также как и очистки цинка, почти не изучена. Следовательно, проведенные в данной работе эксперименты с фрагментами памятников из цинка и свинца были интересны и актуальны с практической и научной точек зрения.

В наших экспериментах использовались:

1. Фрагмент цинковой статуи Рубенса (рис. 1). Статуя фламандского живописца, которая располагалась на консоли 2 этажа южного фасада Нового Эрмитажа в Санкт-Петербурге. Авторами статуи являются Клейн, Реймерс, Йенсенс. В 1953 году упав на асфальт, вследствие трагического инцидента, она разбилась на множество кусков [7]. До сих пор ее реставрация не завершена.



Рис. 1. Фрагмент цинковой статуи Рубенса (середина XIX в.)

С точки зрения выполнения задачи очистки и с точки зрения максимально щадящего воздействия на обрабатываемую поверхность, эксперименты проходили по следующей методике.

Работа всегда должна начинаться на самых низких плотностях энергии. При минимальном уровне плотности энергии по мере удаления загрязнения, энергия должна

увеличиваться, пошагово, до достижения требуемой степени очистки. Степень очистки, а также щадящий характер воздействия лазерного излучения на очищаемую поверхность должен контролироваться на всех этапах работы, как визуально, так и с помощью методов оптической микроскопии.

Очистка производилась при помощи YAG:Nd лазера (модель Smart Clean II) при следующих его выходных параметрах: частота повторения импульсов 10 Гц, диаметр пятна 2 мм 1) Плотность энергии  $9,5 \text{ Дж/см}^2$  (300 мДж энергия в импульсе); 2) Плотность энергии  $13 \text{ Дж/см}^2$  (400 мДж энергия в импульсе); 3) Плотность энергии  $16 \text{ Дж/см}^2$  (500 мДж энергия в импульсе) (рис. 2).

Следует отметить, что в нашей работе с целью достижения более высокой эффективности очистки, использовался метод влажной очистки образца [3]. При таком способе обработки поверхности увеличивается эффективность процесса лазерной абляции и, в то же время, уменьшаются связанные с ним негативные побочные эффекты: перегрев поверхности и образование плазмы. При влажной очистке удаление загрязняющих слоев осуществляется, главным образом, благодаря взрывообразному испарению вещества, происходящему в результате передачи тепловой энергии от центров поглощения лазерного излучения к окружающим их молекулам воды.



Рис. 2. Фрагмент цинковой статуи Рубенса, в процессе лазерной очистки при различных значениях уровня плотности энергии 1)  $9,5 \text{ Дж/см}^2$ ; 2)  $13 \text{ Дж/см}^2$ ; 3)  $16 \text{ Дж/см}^2$

В итоге, в качестве рабочего, был выбран следующий режим обработки: энергия в импульсе 300 мДж (плотность энергии  $9,5 \text{ Дж/см}^2$ ), частота повторения импульсов 10 Гц. В этом режиме происходило эффективное удаление продуктов коррозии с поверхности фрагмента, и при этом не наблюдалось повреждения металла. В то время как при значениях энергии 400 мДж ( $13 \text{ Дж/см}^2$ ) и 500 мДж ( $16 \text{ Дж/см}^2$ ) происходило микроплавление поверхности цинка.

2. Фрагмент свинцового ангела середины XIX века с церкви Св. Екатерины Васильевского острова в Санкт-Петербурге (рис. 3а и б), построенной в 1823 году.



Рис. 3. а) Статуя свинцового ангела до реставрации; б) Фрагмент ангела после снятия с купола

Очистка фрагмента данного памятника производилась по методике, описанной выше, при следующих выходных параметрах: частота повторения импульсов 10 Гц, диаметр пятна 2 мм. Плотность энергии 6,4–11,3 Дж/см<sup>2</sup> (при энергии в импульсе 200–400 мДж) (рис. 4).

С целью достижения более высокой эффективности и максимально щадящего характера очистки, так же, как и в предыдущем случае, использовался метод влажной очистки образца.

В итоге, в качестве рабочего, был выбран следующий режим обработки: энергия в импульсе 300 мДж (плотность энергии 9,4 Дж/см<sup>2</sup>), частота повторения импульсов 10 Гц, диаметр пучка 2 мм. В этом режиме происходило эффективное удаление продуктов коррозии с поверхности фрагмента, при этом не происходило повреждения металла. В то время как при значениях энергии 200 мДж (6,4 Дж/см<sup>2</sup>), 300 мДж (9,4 Дж/см<sup>2</sup>) и 400 мДж (11,3 Дж/см<sup>2</sup>) наблюдалось микроплавление свинца.

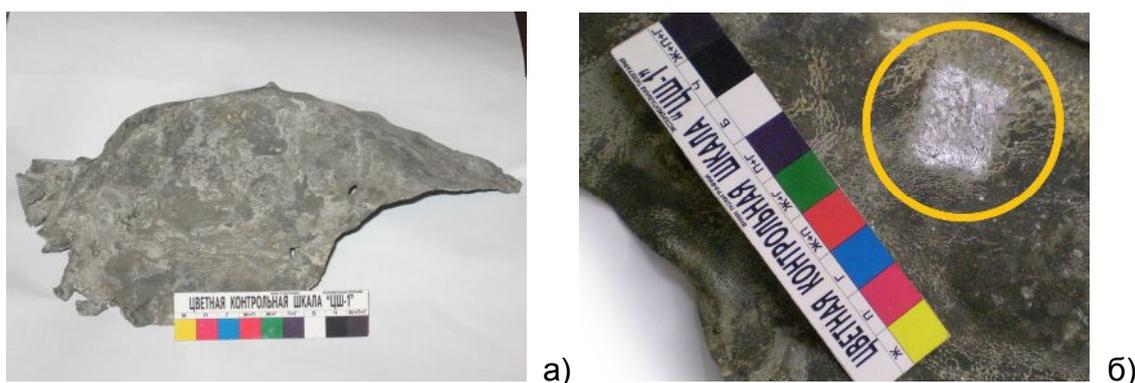


Рис. 4. Фрагмент свинцового ангела: а) До лазерной очистки; б) В процессе лазерной очистки

### Заключение

В процессе экспериментальной лазерной очистки исторических объектов из цинка и свинца, производившейся при помощи лазера Smart Clean II, были подобраны оптимальные выходные параметры этого лазера, при которых достигается эффективное удаление поверхностных загрязнений.

Наилучшие результаты очистки поверхности в обоих случаях (и для свинца и для цинка) были достигнуты при одинаковых выходных параметрах лазера: при плотности энергии излучения  $9,5 \text{ Дж/см}^2$  и частоте повторения импульсов 10 Гц.

Таким образом, на основании проведенных исследований можно сделать вывод о том, что в процессе реставрации памятников из цинка и свинца для очистки их поверхности могут быть использованы YAG:Nd лазеры, работающие на длине волны  $\lambda=1,064 \text{ мкм}$  в режиме short free running (т.е. в режиме свободной генерации с длительностью импульса 50–100 мкс).

### Литература

1. Никитин М.К., Мельникова Е.П. Химия в реставрации. – Ленинград: «Химия», Ленинградское отделение. – 1990. – 293 с.
2. Lazzarini L., Asmus J.F., Marchesini M.L. Lasers for the cleaning of statuary, initial results and potentialities – 1st Int. Symposium on the Deterioration of Building Stone – La Rochelle. – 1972. – P. 89–94.
3. Cooper M. Laser Cleaning in Conservation: An Introduction, Butterworth-Heinemann. – Oxford. – 1998.
4. Чулин А.В., Парфенов В.А. Использование лазерных технологий для реставрации металлических объектов истории и культуры //«Оптический журнал». – 2007. – Т.74. – № 8. – С. 56–60.
5. Иванов О.И., Казанова А.В., Лазарев П.А., Парфенов В.А., Об использовании технологии лазерной очистки при реставрации скульптуры Летнего сада в Санкт-Петербурге /Сохранение, исследование, консервация, реставрация и экспертиза музейных памятников. Киев: Национальный научно-исследовательский реставрационный центр Украины. – 2008. – Часть 1. – С. 180–185.
6. Neylor A. Conservation of the eighteenth century lead statue of George II and the role of laser cleaning //J. Cultural Heritage. – 2000. – P. 145–149.
7. Лебель М.Н. Шпиатровая скульптура XIX века. Исследование, реставрация и реконструкция статуй на фасадах Нового Эрмитажа // Реликвия. – 2007. – № 6 – С. 5–15.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ОКСИДНЫХ СЛОЕВ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ МЕТОДОМ ЛОКАЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО ПЕРЕНОСА**

**В.Ю. Касаткин, А.А. Петров**

**Научный руководитель – д.т.н., профессор Е.А. Шахно**

Интересной задачей на настоящий момент является задача получения полупроводниковых оксидных пленок на кремниевых подложках, годных для использования в качестве чувствительных элементов различных сенсоров, с помощью метода локального лазерного переноса. В результате проведения исследовательской работы получены пленочные покрытия на кремниевых подложках, посредством локального лазерного переноса пленок хрома и оксида железа в атмосфере воздуха при низком его давлении, и исследованы электрические свойства некоторых из этих образцов. Проведена оценка воздействия различных условий переноса на его результат и сделаны выводы о влиянии различных факторов переноса на свойства и качество получаемых пленочных покрытий.

Ключевые слова: локальный лазерный перенос, материалы для сенсоров

### **Введение**

Тенденция развития современной микроэлектроники, связанная с повышением уровня интеграции, миниатюризации и функциональности микроэлектронных устройств, привела к широкому использованию в этой области различных пленочных покрытий, а также интенсивному развитию методов их получения и обработки. Одной из актуальных задач на настоящий момент является задача получения полупроводниковых пленок на кремниевых подложках, годных для использования в качестве чувствительных покрытий разнообразных сенсоров [1]. Большой интерес для получения данных пленок представляют оксиды железа и хрома, так как они являются достаточно дешевыми и доступными материалами, способными выступать в качестве чувствительных покрытий термо- и тензо-датчиков.

Существует много различных методов получения пленочных покрытий, таких как лазерно-плазменное напыление, осаждение из жидкой или газообразной фазы, вакуумное напыление и многие другие [2]. Одним из таких методов является метод локального лазерного переноса [3]. Метод локального лазерного переноса обеспечивает локальность обработки и позволяет непосредственно формировать пленочные покрытия со сложной топологией, не прибегая к процессу сложной и многоступенчатой фотолитографии. Этот метод характеризуется химической чистотой, простотой и универсальностью, а также предоставляет возможность переноса широкого диапазона материалов, включая металлы [4], полимеры, и даже органические вещества, такие как биополимеры и живые клетки [5]. Не менее важной особенностью является его широкие возможности для последующей дообработки полученных пленочных покрытий, и для формирования пленок определенного химического состава непосредственно, например, в результате протекания химических реакций при осуществлении лазерного переноса в газовой среде [6].

В данной работе были проведены эксперименты по получению пленочных покрытий оксидов железа и хрома методом прямого локального лазерного переноса и исследованию их свойств. Принцип прямого локального лазерного переноса схематически изображен на рис. 1.

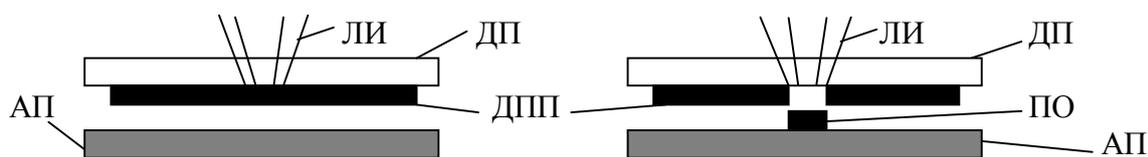


Рис. 1. Схема локального лазерного переноса: ЛИ – лазерное излучение, ДП – донорная подложка, ДПП – донорное пленочное покрытие, АП – акцепторная подложка, ПО – полученный осадок

В этом случае, излучение лазера проходит через прозрачную донорную подложку и попадает на расположенную на ней донорную пленку. Донорная пленка нагревается и ее материал переносится к акцепторной подложке (в твердой, жидкой или газообразной фазе), расположенной на небольшом расстоянии от донорной подложки, и осаждается на ней.

### Схема экспериментальной установки

При проведении экспериментальной части работы очень важной задачей являлось нахождение оптимальных режимов и условий переноса, при которых в отсутствие повреждения кремниевых подложек происходит нанесение достаточно качественного и четкого пленочного покрытия. Эксперименты были проведены с использованием двух различных схем экспериментальных установок: с фокусирующей оптикой и проекционной. В каждой из них в качестве рабочего лазера использовался YAG:Nd-лазер. Длительность импульса лазерного излучения составляла 250 нс, а длина волны лазерного излучения 1,06 мкм.

В случае использования установки с фокусирующей оптикой, последняя состояла из двух подвижных линз. Линзы можно было перемещать относительно друг друга и тем самым контролировать задний фокальный отрезок фокусирующей оптической системы. Перемещение луча по поверхности образца осуществлялось системой сканирования, состоящей из двух зеркал и управляемой компьютером.

В экспериментальной установке с проекционной схемой вместо двух подвижных линз использовалась квадратная диафрагма со стороной 0,5 мм, вслед за которой располагалась линза для расширения лазерного пучка, который проходя после этого зеркала сканирующей системы, фокусировался на поверхности образца при помощи короткофокусного объектива с задним фокальным отрезком 32 мм, расположенного сразу же за этими зеркалами. В случае установки с проекционной схемой были использованы две различных сканирующих системы. Одна из них была реализована двумя сканирующими зеркалами, а другая одним сканирующим зеркалом, для сканирования вдоль одной координаты, и однокоординатным столом – вдоль другой. Перенос осуществлялся на кремниевую акцепторную подложку, в камере с остаточным давлением воздуха 8 Па (1,7 Па – для кислорода), достаточным для окисления переносимых донорных материалов, в качестве которых использовались пленки из хрома и оксида железа.

Для определения электрических свойств полученных пленок образцы охлаждались в жидком азоте до температуры  $-196^{\circ}\text{C}$ , после чего проводилось изменение зависимости их электрического сопротивления от температуры, в процессе их нагревания до комнатной температуры. Измерение профилей поверхностей полученных образцов проводилось при помощи силового зондового микроскопа.

### Результаты и их обсуждение

При проведении экспериментов важной задачей являлось нахождение оптимальных режимов и условий переноса. Таким образом, в первой серии экспериментов было осуществлено нанесение пленочных покрытий на кремниевые

подложки, посредством переноса донорных пленок  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{Si}$  при различных условиях, режимах и с использованием различных схем лазерных установок. При этом были сфотографированы поверхности полученных пленок, произведено их качественное сравнение и измерены их профили для отдельных пленочных покрытий. На рис. 2, представлены фотографии поверхности пленки нанесенной с помощью схемы с фокусирующей оптикой в многомодовом режиме сразу же после переноса и после протирания проспиртованным ватным тампоном.

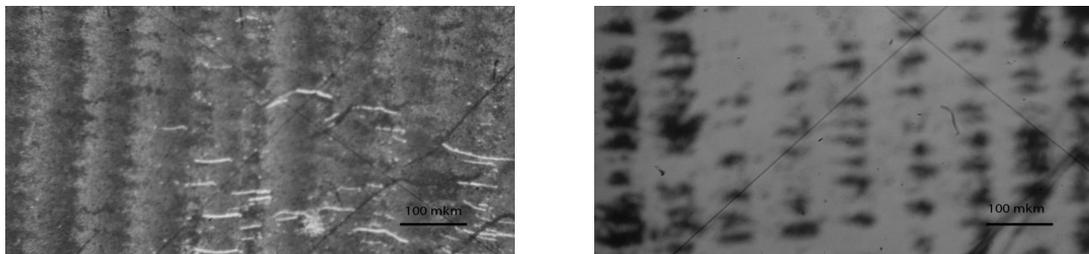


Рис. 2. Микроснимки поверхности пленки на кремниевой акцепторной подложке, полученные в многомодовом режиме: слева – сразу же после нанесения пленки; справа – после протирания проспиртованным ватным тампоном. Пленка нанесена в режиме с:  $P=0,3$  Вт ( $q=2,66$  кВт/см<sup>2</sup>);  $f=200$  Гц;  $H=50$  мкм;  $P_{\text{ост.кисл}}=1,7$  Па; донор –  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ;  $X=1$ , где  $P$  и  $Q$  – средняя мощность и плотность мощности лазерного излучения, соответственно;  $f$  – частота следования лазерных импульсов;  $H$  – расстояние между донором и акцептором;  $P_{\text{ост.кисл}}$  – парциальное давление кислорода в камере переноса;  $X$  – количество циклов лазерного переноса, за которое сформировано данное пленочное покрытие

Полученные в этом режиме пленочные покрытия обладали сильной неравномерностью по толщине, неровным краем и плохой адгезией к акцепторной кремниевой подложке. В частности, на рис. 2 справа видно, что пленка практически стерлась после протирания ватным тампоном. При повторном переносе пленки в области с уже нанесенным пленочным покрытием, полученный осадок обладал лучшей адгезией, но также имел значительную неравномерность по толщине и неровность края, что видно из фотографий представленных на рис. 3.

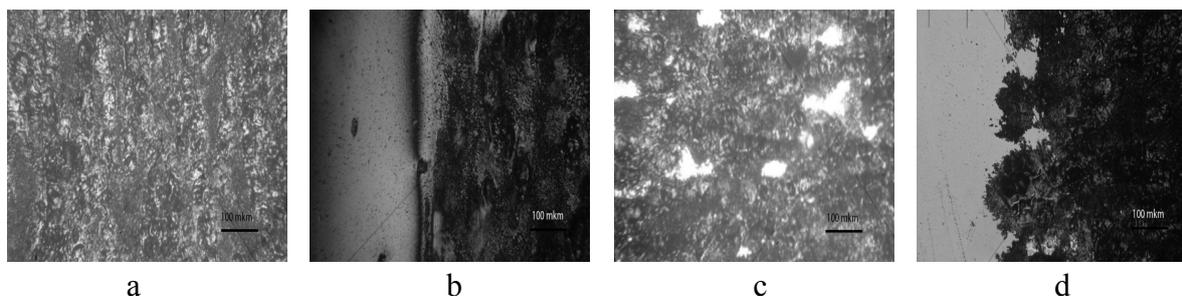


Рис. 3. Микроснимки поверхности пленки на кремниевой акцепторной подложке, полученные в многомодовом режиме за 3 прохода: а и b – центральная область и край пленки сразу же после нанесения, соответственно; с и d – аналогичные фото, но после протирания проспиртованной ватой. Параметры переноса:  $P=0,3$  Вт ( $q=2,66$  кВт/см<sup>2</sup>);  $f=200$  Гц;  $H=50$  мкм;  $P_{\text{ост.кисл}}=1,7$  Па; донор –  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ;  $X=3$

С целью поиска режимов переноса, годных для получения более качественных пленочных покрытий с хорошей адгезией, был исследован перенос с использованием лазерного излучения с более равномерным распределением интенсивности в поперечном сечении пучка с одной стороны, и пятна лазерного излучения на поверхности донора с более ровным краем – с другой. На рис. 4 представлены фотографии поверхности пленки полученной при работе лазера в одномодовом режиме

и при использовании проекционной схемы со сканирующей системой из двух зеркал, соответственно.

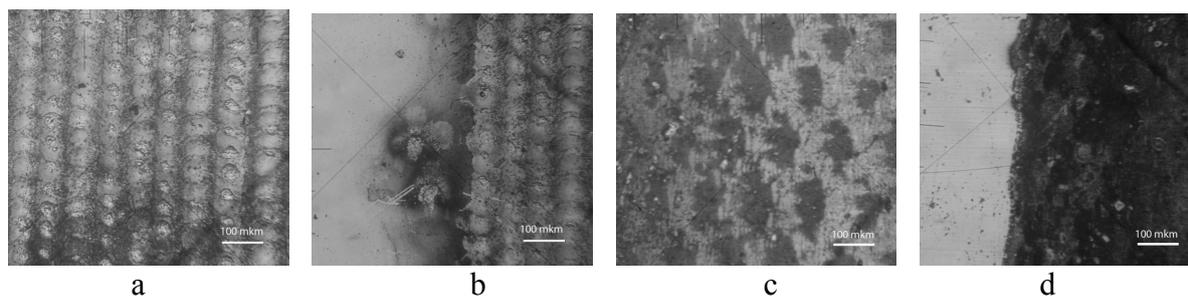


Рис. 4. Микроснимки пленки на кремниевой акцепторной подложке, полученные с помощью фокусирующей и проекционной схемы: а и b – центральная область и край пленки, полученной фокусировкой при:  $P=0,15$  Вт ( $q=1,5$  кВт/см<sup>2</sup>);  $f=200$  Гц;  $H=20$  мкм;  $P_{\text{ост.кисл}}=1,7$  Па; донор – Cr;  $X=1$ ; с и d – аналогичные фото, но для пленки полученной с проекционной схемой при:  $P=0,14$  Вт ( $q=1,4$  кВт/см<sup>2</sup>);  $f=500$  Гц;  $H=20$  мкм;  $P_{\text{ост.кисл}}=1,7$  Па; донор – Cr;  $X=1$

Пленки наиболее лучшего качества, что видно из сравнения фотографий, представленных на рис. 4, были получены с помощью проекционной схемы. Они обладают хорошей адгезией к кремниевой подложке и более четким краем, чем пленки полученные при использовании простой фокусирующей системы. Ниже, на рис. 5 приведен профиль поверхности пленки, полученной с использованием проекционной схемы. Фотография поверхности этой пленки уже приведена на рис. 4с и d.

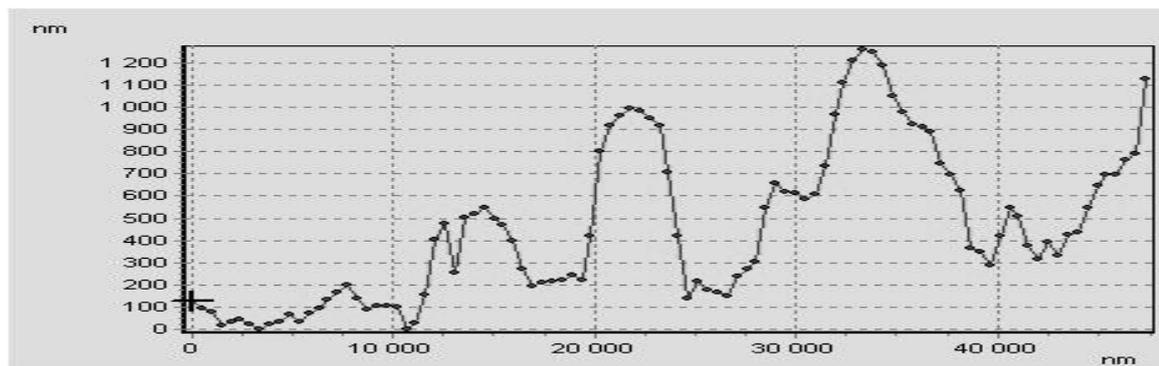


Рис. 5. Профиль поверхности пленки на кремниевой подложке, полученной с использованием проекционной схемы:  $P=0,14$  Вт ( $q=1,4$  кВт/см<sup>2</sup>);  $f=500$  Гц;  $H=20$  мкм;  $P_{\text{ост.кисл}}=1,7$  Па; донор – Cr;  $X=1$

Как это видно из фотографий, а также на основании снятого профиля поверхности, пленка остается неоднородной по толщине, несмотря на ровный край и хорошую адгезию. Это скорее всего связано нестабильностью мощности лазерного излучения, достаточно длинным задним фронтом лазерного импульса, недостаточно четким формированием изображения маски в плоскости сканирования, что в свою очередь связано с неполным заполнением апертуры короткофокусного объектива в связи с использованием сканирующих зеркал.

Таким образом, можно сделать вывод, что распределение интенсивности в световом пятне и стабильность лазерного источника в значительной степени влияют на однородность по толщине, качество края и адгезию перенесенных пленочных покрытий. В частности, чем более однородно распределение интенсивности в лазерном пятне в плоскости обработки, тем лучше качество и адгезия получаемых перенесенных пленочных покрытий.

В связи с этим, для проведения дальнейших экспериментов по нанесению пленок локальным лазерным переносом была собрана экспериментальная установка с

качающимся зеркалом и с однокоординатным столом. Это позволило получить длинные полосы пленочных покрытий, пригодные для измерения их электрических свойств, без значительного ухудшения их качества. На рис. 6 приведены фотографии поверхностей пленочных покрытий на кремниевых подложках, полученных посредством данной установки. Волнистость края пленки связана с траекторией лазерного пятна на поверхности донора, обусловленной использованием сканирующего зеркала и стола, обеспечивающих проход только по одной координате. Данного недостатка можно избежать используя двухкоординатный стол. Ореол, который видно на фотографии рядом с краем данных пленок, легко стирается при помощи проспиртованного ватного тампона.

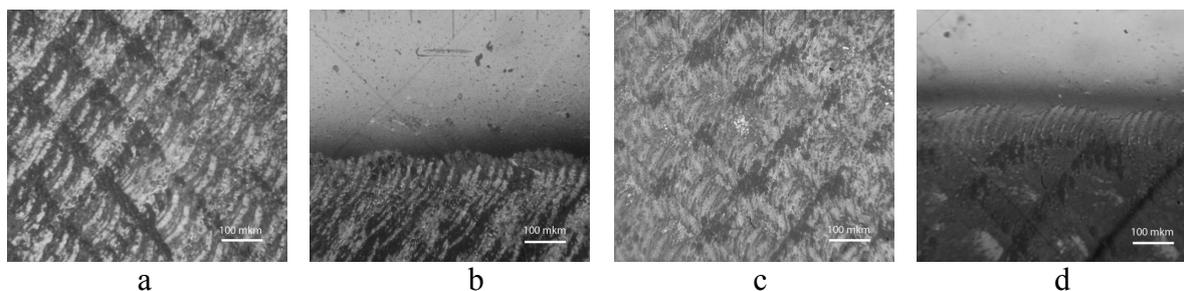


Рис. 6. Микроснимки поверхностей пленки на кремниевой акцепторной подложке, полученные с помощью проекционной схемы со сканирующей системой из качающегося зеркала и однокоординатного стола: а и b – центральная область и край пленки полученной при:  $P=0,2$  Вт ( $q=2$  кВт/см<sup>2</sup>);  $f=700$  Гц;  $H=50$  мкм;  $P_{\text{ост.кисл}}=1,7$  Па; донор – Cr;  $X=2$ ; с и d – центральная область и край пленки, но для пленки при:  $P=0,14$  Вт ( $q=1,4$  кВт/см<sup>2</sup>);  $f=500$  Гц;  $H=50$  мкм;  $P_{\text{ост.кисл}}=1,7$  Па; донор – Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>;  $X=1$

Далее, были исследованы электрические свойства ряда полученных образцов. На рис. 7 приведены температурные зависимости их сопротивлений.

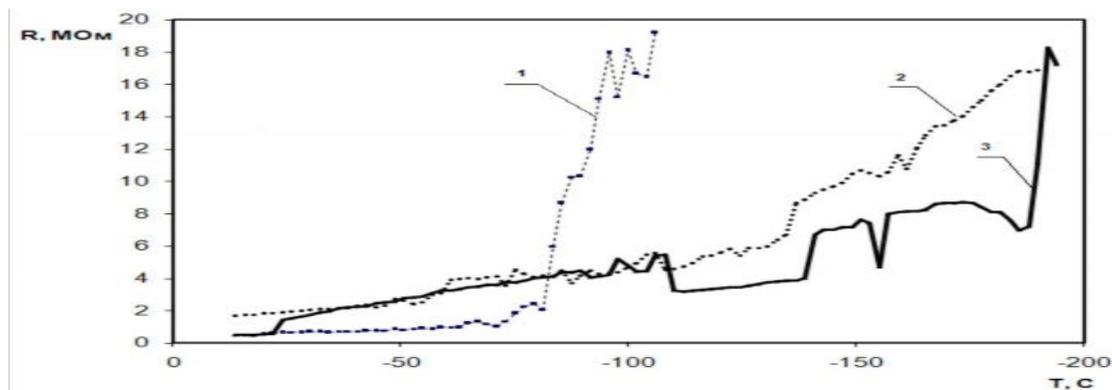


Рис. 7. Температурные зависимости сопротивлений полученных образцов: 1 –  $P=0,15$  Вт ( $q=1,5$  кВт/см<sup>2</sup>);  $f=200$  Гц;  $H=20$  мкм;  $P_{\text{ост.кисл}}=1,7$  Па; донор – Cr;  $X=1$ ; фокусирующая система; 2 –  $P=0,2$  Вт ( $q=2$  кВт/см<sup>2</sup>);  $f=700$  Гц;  $H=50$  мкм;  $P_{\text{ост.кисл}}=1,7$  Па; донор – Cr;  $X=2$ ; проекционная система; 3 –  $P=0,14$  Вт ( $q=1,4$  кВт/см<sup>2</sup>);  $f=500$  Гц;  $H=50$  мкм;  $P_{\text{ост.кисл}}=1,7$  Па; донор – Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>;  $X=1$ ; проекционная система

Как видно из графиков, полученные образцы проявляют характер температурных зависимостей сопротивления свойственный для полупроводников, т.е. при повышении температуры их сопротивления уменьшаются. Температурная зависимость сопротивления образцов полученных с помощью фокусирующей системы является более резкой и сопротивления меняются в более широком диапазоне, чем в случае использования проекционной системы. Скорее всего, это связано со значительной неоднородностью в толщине полученного пленочного покрытия перенесенного с применением фокусирующей системы. Таким образом, можно заключить, что метод

локального лазерного переноса вполне может быть пригоден для получения полупроводниковых оксидных пленочных покрытий на поверхности кремниевых подложек. При этом результат лазерного переноса и свойства полученных пленок в значительной степени зависят от условий фокусировки, распределения интенсивности и формы лазерного пятна.

### Заключение

В результате проведения исследовательской работы получены пленочные покрытия на кремниевых подложках, посредством локального лазерного переноса пленок хрома и оксида железа в атмосфере воздуха при низком его давлении, и исследованы электрические свойства некоторых из этих образцов. Полученные образцы проявили температурные зависимости сопротивления свойственные для полупроводников, откуда следует, что метод локального лазерного переноса вполне может быть пригоден для получения полупроводниковых оксидных пленочных покрытий на поверхности кремниевых подложек. При этом, температурные зависимости сопротивлений этих образцов, полученные при использовании проекционной системы, заметно отличаются от этих же зависимостей для образцов, где использовалась фокусирующая оптическая система. Замечено, что распределение интенсивности в световом пятне оказывает влияние на однородность по толщине, качество края и адгезию перенесенных пленочных покрытий. В частности, нанесенные в многомодовом режиме, пленки обладали очень плохой адгезией к кремниевой подложке и большой неровностью края. В режиме близком к одномодовому адгезия значительно улучшалась. В случае использования проекционной системы стало также возможным и получение высокого качества края. Для получения пленок приемлемого качества необходима также хорошая стабильность параметров лазерного излучения и использование лазерных импульсов с короткими передним и задним фронтами. Таким образом, можно сделать вывод, что на результат переноса в значительной степени влияют условия фокусировки, распределение интенсивности в лазерном пятне и его форма. В связи с этим, одной из важнейших задач, связанных с проведением дальнейших экспериментов в этом направлении, будет оптимизация режимов переноса для достижения качественных и однородных осадков оксидов металлов с желаемыми свойствами, и возможности воспроизведения этих свойств у пленочных покрытий, нанесенных за последующие циклы переноса.

### Литература

1. Муленко С.А., Кудрявцев Ю.В., Горбачук Н.Т., Лучес А., Карикато А.П., Вейко В.П., Петров А.А., Чуйко В.А. Нанесение тонких пленок силицидов металлов методами PLD и LIFT // Изв. вузов. Приборостроение. – Т. 51. – 2008. – № 4 – С. 37–42.
2. Вейко В.П., Метеев С.М. Лазерные технологии в микроэлектронике – Издательство болгарской академии наук. – 1991. – 404 с.
3. Вейко В.П., Шахно Е.А. Индуцированное лазером локальное осаждение тонких пленок // Оптический журнал. – Т.65. – 1998. – №10. – С. 102–107.
4. Kantor Z., Toth Z., Szorenyi T. Metal pattern deposition by laser-induced forward transfer // Applied Surface Science. – V. 86. – 1995. – С. 196–201.
5. Craig B. Arnold, Pere Serra, and Alberto Piqué Laser Direct-Write Techniques for Printing of Complex Materials // MRS BULLETIN. – V. 32. – 2007. – С. 23–31.
6. Либенсон М.Н., Шандыбина Г.Д., Шахмин А.Л. Химический анализ продуктов лазерной абляции наносекундного диапазона // Журнал технической физики. – Т. 70. – No 9. – 2000. – С. 124–127.

## **ОПТИМИЗАЦИЯ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ КООРДИНАТ ПО АБЕРРАЦИОННОМУ КРУЖКУ РАССЕЯНИЯ ОБЪЕКТИВА**

**П.А. Звягинцева**

**(Сибирская государственная геодезическая академия)  
Научный руководитель – к.т.н., доцент Е.В. Грицкевич  
(Сибирская государственная геодезическая академия)**

Рассматривается действующая имитационная модель оптико-электронной системы для измерения координат точечного светящегося объекта с использованием многоэлементного фотоприемника, действующего по принципу накопления заряда. Модель позволяет проводить оптимальный синтез таких систем по критерию минимизации погрешности измерения.

Ключевые слова: имитационная модель, оптимизация, фотоприемник, оптико-электронная система, координаты объекта

### **Введение**

Целью работы является разработка имитационной математической модели ОЭС для измерения координат точечных светящихся объектов, где в качестве анализатора используется фотоприемная матрица. Известны работы, посвященные этой тематике [1].

В этих работах рассматриваются задача фильтрации интересующего объекта от прочих светящихся объектов. В то же время данные работы не затрагивают или почти не затрагивают проблемы влияния шумов оптико-электронного тракта, прежде всего матричного фотоприемника, на точность измерения координат объекта. Известно, что такое влияние очень велико и может свести на нет все усилия по фильтрации.

Если раньше в качестве анализаторов использовались одноэлементные фотоприемники, работающие совместно с механическим растровыми сканирующими системами, то с появлением высококачественных многоэлементных фотоприемников стало возможным отказаться от механического сканирования и заменить его электронным сканированием фотоприемных матриц, что повысило надежность систем, снизило их габариты, стоимость, поэтому в данной работе будут рассматриваться только такие фотоприемники.

Таким образом, задача, решаемая в данной работе, сводится к разработке математической, затем имитационной компьютерной модели оптико-электронной системы измерения координат (ОЭСИК) точечных самосветящихся объектов, расположенных на нестационарном фоне. Такая система в качестве анализатора будет использовать матричный фотоприемник, работающий по принципу накопления заряда (МФПНЗ).

### **Имитационная модель оптико-электронного координатора точечных объектов на базе матричного фотоприемника с накоплением заряда**

Упрощенная структурная схема моделируемой ОЭСИК на базе МФПНЗ изображена на рис. 1.

Точечный объект (ТО) наблюдается на некотором фоне. Оптическая система (ОС) проецирует изображение в плоскость МФПНЗ (изображена перпендикулярно плоскости рисунка), выходной сигнал (ВС) которого поступает в блок цифровой обработки (БЦО), где по известным алгоритмам (например, методом определения энергетического центра) вычисляются координаты объекта (ХУ) и передаются в регистрирующее устройство (РУ) [2].

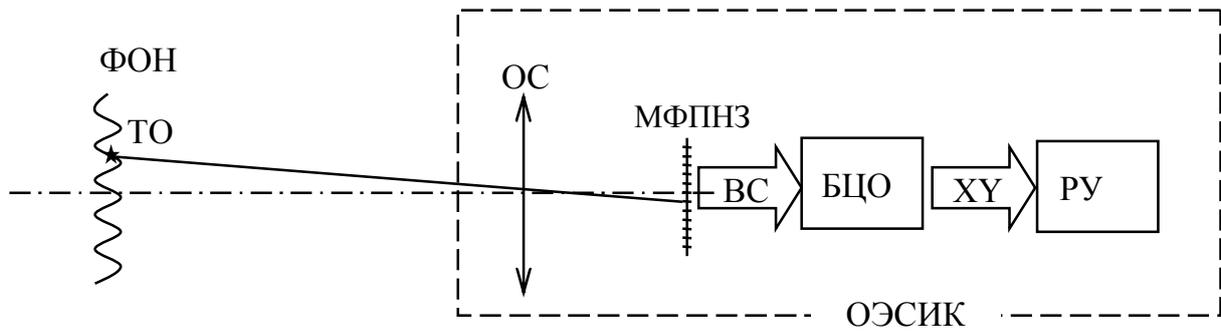


Рис. 1. Структурно-функциональная схема моделируемого прибора

Для повышения наглядности и интерпретируемости получаемых результатов будет рассматриваться распределение зарядов только по одной строке матрицы, имея в виду, что этот случай легко распространить на двумерное распределение. Величина темнового заряда, накапливаемого в каждом элементе задается в долях от максимального заряда (от объема потенциальной ямы).

Кроме того, с помощью такой модели будет решаться задача оптимизации ОЭС, т.е. нахождение сочетания оптимальных параметров для получения минимальной погрешности измерения.

Расчет координат центра пятна рассеяния будет производиться в плоскости матрицы, причем за начало координат будет приниматься левая граница строки (ее первого элемента).

Суть оптимизации по кружку рассеяния показана на рис. 2.

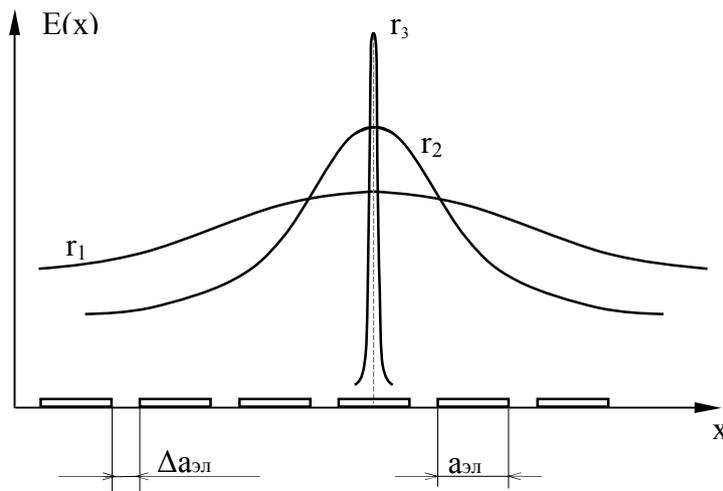


Рис. 2. Оптимизация по кружку рассеяния

В нижней его части по оси  $Ox$  приведен разрез «линейки» фотоприемников, состоящей из отдельных элементов размером  $a_{эл}$  каждый, с зазором между ними  $\Delta a_{эл}$ , а в верхней части (над «линейкой») приведены три случая гауссовых кривых, аппроксимирующих функции рассеяния точки ОС с радиусами кружков рассеяния  $r_1 > r_2 > r_3$ .

Очевидно, что в третьем случае весь накопленный «полезный» заряд сосредоточится только под одним элементом, что не позволит точно рассчитать исходную координату  $x_0$ . Для большего радиуса  $r_2$  такая возможность появляется за счет включения в процесс обработки сигнальных зарядов других элементов. Таким образом, «ухудшение» параметров ОС приведет к уменьшению погрешности измерения. При слишком большом радиусе  $r_3$  разница между отдельными сигнальными зарядовыми пакетами «утонет» в шумах, и точность будет потеряна. Таким образом,

существует оптимальный размер радиуса при заданных параметрах матрицы, который и даст наилучший с точки зрения минимизации погрешности измерения результат.

Была разработана имитационная компьютерная модель ОЭСИК, интерфейс которой представлен на рис. 3.

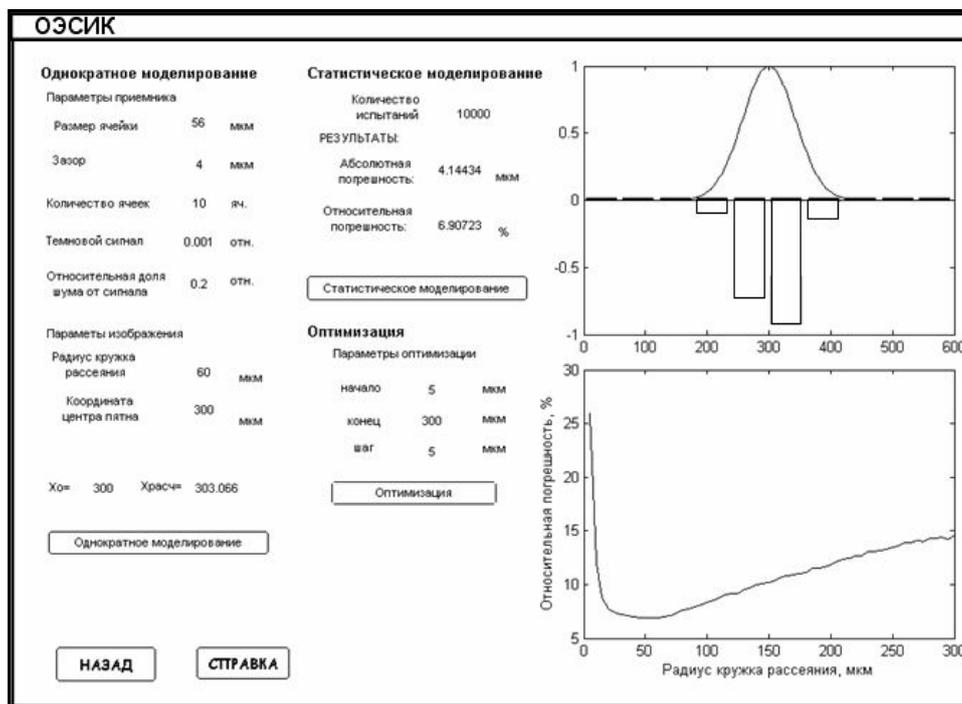


Рис. 3. Интерфейс программы и результаты моделирования

Пользователь вводит исходные данные в левой части интерфейса, а в правой отображаются основные результаты. Для наглядности взят тривиальный случай линейчатого 10-элементного фотоприёмника с размером фоточувствительной площадки  $56 \times 56$  мкм. В правом верхнем сегменте рабочего окна отображается распределение зарядов по элементам при однократном моделировании. В центральной части окна (вверху) индицируются результаты многократных статистических испытаний, то есть выводятся абсолютная и относительная погрешности измерений (последняя – относительно размера фотоэлемента). В приведённом на рисунке примере количество испытаний было задано 10000, а радиус кружка рассеяния объектива – 60 мкм. Последний параметр определяется на уровне, соответствующем 85% энергии ФРТ, которая описывается гауссоидой [3]. Шумы считаются белыми.

При проведении оптимизации радиус кружка рассеяния изменялся от 5 до 300 мкм с шагом 5 мкм. Результирующий оптимизационный график располагается в правом нижнем сегменте рабочего окна. Из графика видно, что для конкретной рассматриваемой реализации ОЭСИК минимуму погрешности соответствует кружок рассеяния с радиусом, равным примерно 50 мкм. Очевидно, что для получения подобного результата опытным путем потребовалось бы проведение трудоемкого высокоточного эксперимента.

### Заключение

Выполненные исследования показывают целесообразность продолжения дальнейшей работы в выбранном направлении с целью уточнения модели в соответствии с физическими принципами функционирования реальных приборов, а также расширения средств и методов проектных процедур, реализуемых с помощью имитационной модели.

## Литература

1. Грицкевич Е.В., Звягинцева П.А. Разработка математической модели матричного анализатора / Е.В. Грицкевич // Гео-Сибирь – 2007. Т. 4. Ч. 1 Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника: Сб. материалов Международного научного конгресса, 25–27 апреля 2007 г., Новосибирск. – Новосибирск: СГГА. – 2007. – С. 55–58.
2. Якушенков Ю.Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов: Учебник для вузов. – М.: Логос. – 2004. – 472 с.
3. Малинин В.В. Моделирование и оптимизация оптико-электронных приборов с фотоприемными матрицами. – Новосибирск: Наука. – 2005. – 256 с.

## **ДЛИННОПЕРИОДНЫЕ ВОЛОКОННЫЕ РЕШЕТКИ, СОЗДАННЫЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕМ**

**А.В. Попова**

**(Дальневосточный государственный университет путей сообщения)**

**Научный руководитель – к.ф.-м.н., профессор М.Р. Прокопович**

**(Дальневосточный государственный университет путей сообщения)**

Одним из приоритетных направлений развития приборостроения оптических систем связи является создание продольных дифракционных решеток, позволяющих осуществлять преобразования оптического сигнала. Существует множество способов создания продольных волоконных дифракционных решеток с использованием различных внешних воздействий. В представленной работе исследуется способ создания длиннопериодных волоконных решеток воздействием гамма-излучения на кварцевое оптическое волокно. При этом получается дифракционная решетка коэффициента поглощения, которая отличается по своему действию на проходящий сигнал. Основным преимуществом предлагаемой решетки является то, что не происходит потерь излучения. Сигналы, покидающие световод распространяются строго в определенных направлениях. Решетка формируется по всему сечению световода.

Ключевые слова: гамма-излучение, волоконные решетки, световод, волокно

### **Введение**

В литературных источниках [1–2], исследуется теория и практика длиннопериодных волоконных решеток (ДПВР) показателя преломления сердечника оптического волокна. ДПВР связывают однонаправленные моды, действие их резонансов можно наблюдать только в спектре пропускания, когда прошедший сигнал имеет провалы на длинах волн, соответствующих резонансам с различными модами оболочки [1]. Простейшая периодическая среда состоит из чередующихся слоев прозрачных материалов с различными показателями преломления [3].

Наиболее распространенным является воздействие на фоточувствительное оптическое волокно внешнего периодического ультрафиолетового (УФ) излучения. При этом дифракционные решетки формируются лишь в сердечнике фоточувствительного оптического волокна (ОВ). По мере прохождения оптического излучения две моды взаимодействуют на однородной решетке при выполнении условия фазового синхронизма, а поля остальных мод остаются неизменными. В этом случае моды оболочки направляются границей кварцевое стекло – воздух, которая образуется после удаления защитного покрытия с облучаемого участка ОВ. Энергия, перешедшая в оболочную моду, затем поглощается на неочищенном участке ОВ в защитном покрытии, что формирует полосу поглощения с резонансной длиной волны в спектре пропускания световода [2].

Для предотвращения поглощения резонансной моды в защитном покрытии необходимо формировать дифракционную решетку по всему сечению оптического волокна на очищенном участке ОВ. В этом случае увеличится показатель преломления сердечника и параметры распространения оболочки. Изменять свойства оболочки оптического волокна можно преобразованием ее химического состава. В большинстве одномодовых оптических волокон оболочка состоит из чистого кварца, а сердечник содержит малое количество примесей. Внесение фоточувствительных примесей в оболочку оптического волокна исключается, так как повлечет сбой в работе световода. Таким образом, для увеличения параметров распространения оптического волокна необходимо разработать внешнее воздействие, которое окажет влияние на сетку кварцевых молекул, лежащих в его основе.

При рассмотрении вопроса о внешнем воздействии, выделяется влияние гамма-излучения на кварцевые волокна. Отрицательное влияние рентгеновского излучения и необходимость его минимизации отражены в ряде работ [3, 4]. Но так как гамма-излучение оказывает существенное влияние на кварцевую структуру оптического волокна, то его можно использовать в качестве влияющего фактора при формировании дифракционных решеток показателя преломления в оптическом волокне.

Воздействие гамма-излучения на оптическое волокно приводит к росту оптических потерь на величину, называемую радиационно-наведенными потерями. Увеличение оптического поглощения обусловлено ионизацией вещества волокна, приводящей к увеличению показателя преломления [3].

В предлагаемой работе рассматривается формирование ДПВР периодическим гамма-излучением. Получаемая в результате дифракционная решетка формируется по всему сечению ОВ, следовательно, она охватывает все поле моды оптического сигнала в световоде и предотвращает потери энергии оболочной моды. Основным преимуществом создаваемой решетки являются четко выраженные направления дифракционных максимумов выходящего излучения для различных длин волн. Другим достоинством исследуемой решетки является уменьшение изменения параметров распространения ОВ с течением времени. Это может использоваться в хронологически изменяющихся системах связи, в различных датчиках и индикаторах.

### Постановка задачи

Основной задачей проводимых исследований являлось разработка метода создания продольной длиннопериодной дифракционной решетки по всему сечению оптического волокна для строгого преобразования проходящего оптического сигнала. В результате анализа литературных данных в качестве воздействия выбрано гамма-излучение, создающее в ОВ изменение параметров распространения. Одновременно объектом исследований являлась сама дифракционная решетка коэффициента поглощения и ее действие на оптическое излучение.

Изучаемая дифракционная решетка представляет собой периодическое изменение параметров распространения ОВ, проявляющееся по всему ее сечению (рис. 1а). Эта периодическая структура вызывает уменьшение интенсивности проходящего оптического излучения, а также высвечивание некоторой части светового потока с боковой поверхности световода (рис. 1б).

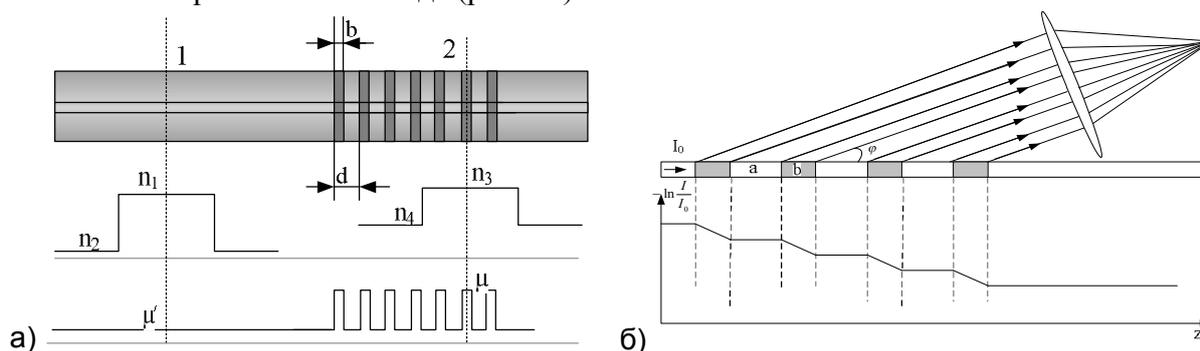


Рис. 1. ДПВР коэффициента поглощения а) изменение параметров распространения, б) взаимодействие с оптическим излучением

Одномодовое оптическое волокно, не подверженное внешним воздействиям имеет ступенчатый профиль показателя преломления, показанный в области (1) и фиксированное значение коэффициента поглощения  $\mu'$  (рис. 1а). В местах интенсивных внешних влияний рентгеновского излучения формируется периодическая структура с периодом  $d$  и размерами неоднородности  $b$ . В этих областях показатели преломления

сердечника и оболочки световода увеличивают свои значения  $n_1 \rightarrow n_3$  и  $n_2 \rightarrow n_4$  (область (2)), сохраняя прямоугольный профиль. Совместно с изменением показателей преломления увеличивается и коэффициент поглощения оптического излучения волоконным кварцем  $\mu' \rightarrow \mu$ . В результате формируется продольная структура изменения коэффициента поглощения с большим периодом. Совокупное увеличение показателей распространения оптического волокна может быть описано как периодическое затемнение областей световода вдоль оптической оси по всему сечению. При прохождении оптического излучения в областях волокна, не подверженных влиянию (длиной  $a$ ), заметного затухания сигнала не происходит (рис. 1б). С появлением затемненных областей (длиной  $b$ ) наблюдается уменьшение мощности сигнала на выходном торце оптического волокна и боковой выход оптических лучей. Эти лучи, покидающие оптическое волокно, могут собираться выпуклой линзой и фокусироваться в точке  $F$ , создавая в ней освещенную или теньевую область.

### Результаты математического моделирования

Рассмотрим излучение, покинувшее световод на обычном участке волокна  $dz$  на отрезке волокна  $0 \dots a$  (рис. 2).

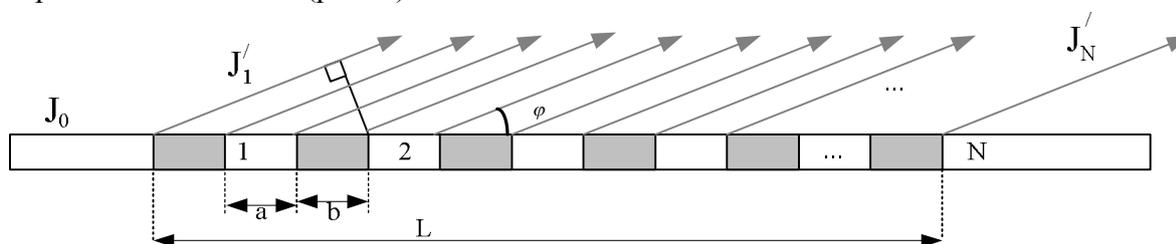


Рис. 2. Излучение, покидающее световод на продольной дифракционной решетке.

Интенсивность излучения, покинувшего световод после первого штриха дифракционной решетки определяется выражением:

$$J_1' = J_0 \cdot e^{-jka - jkb - \mu b}.$$

Аналогично определяется интенсивность излучения, покинувшая волновод после последнего (N-го) штриха ДПВР:

$$J_N' = J_0 \cdot e^{-(jka + jkb + \mu b)N}.$$

С учетом фазового коэффициента интенсивности внешних излучений, распространяющихся под углом  $\varphi$  определяются выражениями:

$$J_1 = J_0 \cdot e^{-jka - jkb - \mu b} \cdot e^{-jk(L-a-b)\cos\varphi}$$

$$J_N = J_0 \cdot e^{-jkL\cos\varphi} \cdot e^{-\mu bN} \cdot e^{-j(a+b)(1-\cos\varphi)N}.$$

Результирующую интенсивность можно представить как сумму ряда составляющих и описать выражением:

$$J = \sum_{N=0}^{\infty} J_N = \frac{e^{-jkL\cos\varphi}}{1 - e^{-\mu b} \cdot e^{-jkd(1-\cos\varphi)}}$$

Энергия = квадрат интенсивности по модулю:

$$|J|^2 = \left( \frac{1}{1 - e^{-jkd(1-\cos\varphi) - \mu b}} \right) \cdot \left( \frac{1}{1 - e^{jkd(1-\cos\varphi) - \mu b}} \right) = \dots =$$

$$= \frac{1}{1 - e^{-\mu b} 2\cos[kd(1 - \cos\varphi)] + e^{-2\mu b}}.$$

Для нахождения экстремумов функции необходимо дифференцирование зависимости  $I(\varphi)$ , приравнивание ее к нулю и нахождение корней получившегося уравнения:

$$\frac{d|J|^2}{d\varphi} = \frac{0 - (0 + 0 - 2e^{-\mu b} \text{Sin}[kd(1 - \text{Cos}\varphi)] \cdot kd \cdot \text{Sin}\varphi)}{(1 - e^{-\mu b} 2\text{Cos}[kd(1 - \text{Cos}\varphi)] + e^{-2\mu b})^2} = 0.$$

Поскольку выражение получено дробное, то приравниваем числитель к нулю

$$2e^{-\mu b} \text{Sin}[kd(1 - \text{Cos}\varphi)] \cdot kd \cdot \text{Sin}\varphi = 0.$$

Это выражение справедливо, если оба множителя равны нулю. Из этого положение определяются углы направления распространения излучения на дифракционные минимумы и максимумы:

$$1) \text{Sin}\varphi = 0 \Rightarrow \varphi = \pm m\pi.$$

$$2) \text{Sin}[k \cdot d \cdot (1 - \text{Cos}\varphi)] = 0 \Rightarrow k \cdot d \cdot (1 - \text{Cos}\varphi) = m\pi \Rightarrow 1 - \text{Cos}\varphi = \frac{m\pi}{k \cdot d} = \frac{m\pi}{\frac{2\pi}{\lambda} d} = \frac{m\lambda}{2d}.$$

В результате получим условие для определения направления, в котором распространяются экстремумы интенсивности вышедшего из волокна излучения (1):

$$\text{Cos}\varphi = 1 - \frac{m\lambda}{2d}, \quad (1)$$

где  $m=0,1,2,3,4,\dots$  целое положительной число.

При рассмотрении подобных периодических структур с точки зрения френелевской оптики [5], для определения направлений главных максимумов была выведена формула (2):

$$\text{Cos}\varphi = 1 - \frac{s\lambda}{d}, \quad (2)$$

где  $s=0, 1, 2, 3, 4,\dots$  – целое положительное число.

Сравнивая последние формулы можно сказать, что при четных значениях  $m$  формула (1) переходит в формулу (2) и описывает дифракционные максимумы, создаваемые при взаимодействии оптического излучения и ДПВР. Производя анализ полученных выражений, можно рассчитать углы распространения оптического излучения при формировании главных дифракционных максимумов. Расчет перераспределения интенсивности выходящего излучения по максимумам различного порядка, приводится в виде диаграммы направленности излучения вне волокна, показанной на рис. 3.

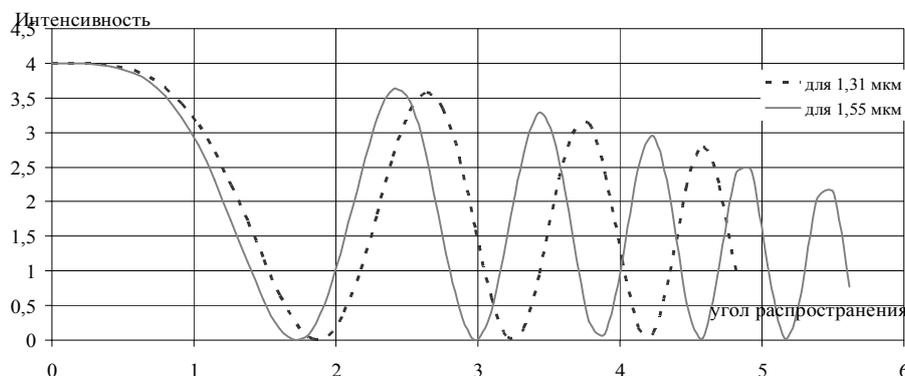


Рис. 3. Интенсивность излучения, покидающего световод под различными углами

Результаты математического моделирования доказывают дифракционное перераспределение интенсивности оптического излучения на ДПВР при рассмотрении волновой и зонной теорий взаимодействия. Другим выводом является то, что

направления главных дифракционных максимумов для одной длины волны совпадает с направлениями дифракционных минимумов для другой. В результате этого продольная дифракционная решетка может применяться как спектральный элемент, рассеивающий различные составляющие по определенным направлениям.

### Эксперимент по созданию ДПВР гамма-излучением

Для подтверждения теоретических выкладок в одномодовом стандартном оптическом волокне создавалась рентгеновским аппаратом РУП-200 продольная периодическая структура по схеме, предложенной на рис. 4а. ДПВР формировалась в течение 35 мин с постоянным мониторингом вносимого затухания на длинах волн 1310 нм и 1550 нм (рис. 4б) и приобретала завершённое состояние в течение последующих 3 часов.

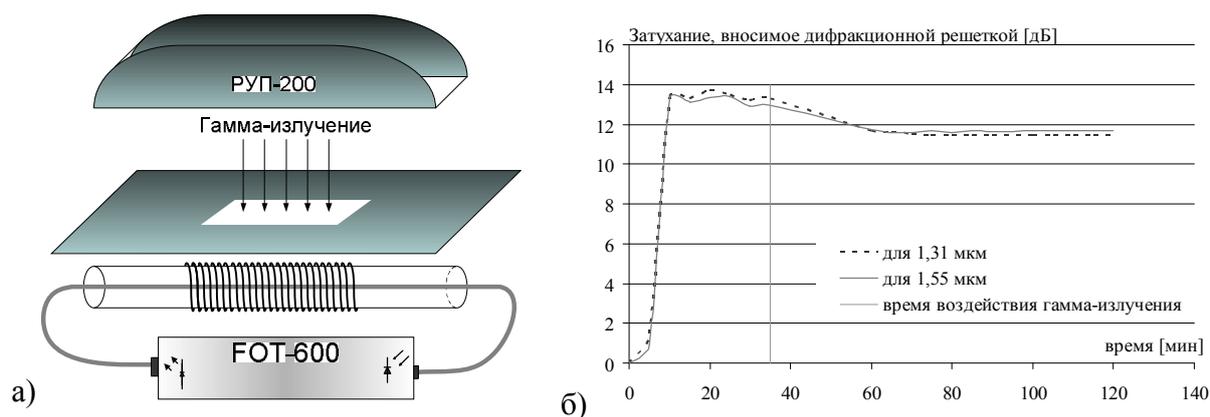


Рис. 4. Создание ДПВР: а) схема установки, б) проверка затухания сигнала в процессе создания и релаксации ДПВР

Промодулированные рентгеновские гамма-лучи достигают оптического волокна и влияют на него. В тех областях оптического волокна, на которые падает тень амплитудной маски, свойства и структура сердечника и оболочки оптического волокна 2 остаются без изменений. В облученных областях происходит увеличение параметров распространения (показателя преломления и коэффициента поглощения) сердечника и оболочки. В сердечнике ОВ, состоящем из кварца с незначительным содержанием примесей, изменение показателя преломления обусловлено трансформацией примесей в сердечника, образующей дефектные центры, что приводит к увеличению плотности стекла [4]. Кроме того, изменение показателя преломления происходит в результате взаимодействия квантов рентгеновского гамма-излучения и матрицы кварцевого стекла. Это взаимодействие выражается в разрушении электронно-химических связей, образующих матрицу стекла с формированием связанных кластеров в местах воздействия. В результате образуются новые уровни энергии электронов, между которыми возможны электронные переходы. Многие из этих переходов создают дополнительные полосы поглощения или излучения в соответствующих областях спектра [4].

Оптическое излучение, распространяясь по ОВ, на дифракционной решетке рассеивается кластерами в силу соизмеримости их размеров с длиной волны оптического излучения (1,31–1,55 мкм) по всем направлениям распространения. При этом по всем направлениям распространения происходит перераспределение интенсивности волн оптического излучения в соответствии с условием максимумов и минимумов для дифракционной решетки с учетом величины длины волны отклоняемого излучения. В результате взаимодействия дифракционной решетки с оптическим излучением происходит отклонение излучений в узких полосах длин волн. Поскольку решетка расположена по всему сечению волокна, все оптическое излучение подвергается дифракции и, следовательно, отклоняется на заданные углы. В результате

направления на дифракционные максимумы для одной длины волны совпадают с направлениями на дифракционные минимумы для других длин волн, что приводит к уменьшению уровня паразитного излучения (шума) в направлениях дифракционных максимумов.

По полученному графику (рис. 4б) можно сказать, что возрастание и релаксация затухания оптического излучения в ДПВР происходит синхронно, изменения для двух длин волн аналогичны и совпадают по величине. Изменения передаточной характеристики оптического волокна обусловлены нарушением структурных связей кварца и возвращением небольшого количества выбитых электронов обратно на свои орбиты.

### Основные результаты

В результате изучения литературных источников проведен анализ и найдено описание работы длиннопериодных дифракционных решеток. Определены основные актуальные направления теоретических и практических разработок применения ДПВР в волоконной оптике.

По результатам произведенных теоретических расчетов подтверждено, соответствие законов волновой и геометрической оптики при описании работы ДПВР, определены направления экстремумов излучения, покидающего волокно.

В практической части работы создана экспериментальная установка, подтверждающая своей работой теоретические выкладки. При проведении эксперимента подтвердился спад влияния рентгеновского излучения на оптическое волокно и установление постоянного значения характеристик.

При формировании ДПВР с использованием рентгеновского гамма-излучения наблюдалось изменение мощности проходящего излучения и спектральных составляющих на выходе оптического волокна.

В дальнейшем планируется провести исследования созданной решетки по воздействию ее на поляризационно-модовую дисперсию и спектр проходящего сигнала. Так же планируется изучить ДПВР коэффициента поглощения при внешнем изгибе ОВ и под влиянием температурных воздействий.

Таким образом, создаваемая гамма-излучением длиннопериодная дифракционная решетка КП обладает уникальным воздействием на оптическое излучение. Она может применяться в волоконной оптике для разработки и создания компактных мультиплексоров, фильтров, демультиплексоров, анализаторов спектра и динамически изменяющихся элементов.

### Литература

1. Волоконные решетки показателя преломления и их применение [Текст] / С.А. Васильев [и др.] // Квантовая электроника. – 2005. – Т.35 (12). – С 1085–1103.
2. S.W. James, R.P. Tatam, «Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application» Meas. Sci. Technol. 14, R49–R61 (2003).
3. Бреховских С.М. «Радиационные центры в неорганических стеклах»- М.: Энергоатомиздат. – 1988. – С. 40.
4. Гаврилов В.Б., Данилов М.В., Исаев В.А. и др. «Спектры поглощения волоконных световодов из чистого кварца, облученных  $\gamma$ -квантами от  $Co^{60}$ ». Приборы и техника эксперимента. – 1997. – №4. – С. 23–32.
5. Попова А.В., Прокопович М.Р. Дифракционные решетки в оптическом волокне [Текст] / Научно-техническое и экономическое сотрудничество стран АТР в XX веке: Труды Четвертой международной научной конференции творческой молодежи, 12–14 апреля 2005 г. – Хабаровск: Изд-во ДВГУПС. – 2005. – Т5. – С. 61–63.

## **РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ ЭЛЕКТРОДОВ**

**П.С. Лопатина**

**(Дальневосточный государственный университет путей сообщения)**

**Научный руководитель – к.ф.-м.н., доцент В.В. Криштоп**

**(Дальневосточный государственный университет путей сообщения)**

В работе рассмотрен линейный электрооптический эффект, возникающий в кристалле ниобата лития при различных конфигурациях электродов. Показана возможность получения топологии электрического поля внутри кристалла ниобата лития по коноскопическим картинам.

Ключевые слова: электрооптический эффект, анизотропия, показатель преломления, электрическое поле, коноскопические картины

Оптические свойства кристаллов, как и другие физические свойства, обусловлены их геометрически правильным, решетчатым внутренним строением. Поэтому в общем случае в кристаллах наблюдается анизотропия оптических свойств: величина, характеризующая то или иное оптическое свойство, например показатель преломления, имеет разное значение по различным направлениям. Чтобы описать преломляющие свойства кристаллов удобно пользоваться геометрическими поверхностями, непосредственно связанными с волновыми нормальными, такими, как оптические индикатрисы. Преломляющие свойства кристаллов обусловлены анизотропией их диэлектрических свойств [1].

Естественное двулучепреломление является постоянной кристалла лишь при определенных температуре и длине волны и в отсутствие внешних электрических, магнитных и механических полей. При наличии внешних полей в кристалле индуцируется наведенное двулучепреломление, которое зависит от свойств кристалла и величины поля.

При воздействии электрического поля на кристалл важную роль играют размеры и форма электродов, так как от них будет зависеть распределение индуцированного двулучепреломления внутри кристалла.

Рассмотрим, как будет распределяться электрическое поле внутри кристалла при однородном и неоднородном внешних электрических полях.

### **Однородное электрическое поле плоских электродов**

Рассмотрим сначала кристалл в отсутствие внешнего электрического поля. Кристалл ниобата лития является одноосным кристаллом, то есть кристаллом, оптические свойства которого обладают симметрией вращения относительно некоторого одного направления, называемого оптической осью  $Z$  кристалла. Для световой волны, вектор электрического поля  $E$  которой перпендикулярен оси  $Z$ , показатель преломления равен  $n_o$ , а для волны, вектор  $E$  которой располагается вдоль оси  $Z$ , он равен  $n_e$ , причём  $n_e < n_o$ , т.е.  $\text{LiNbO}_3$  – «отрицательный кристалл». В общем случае, когда луч света распространяется под углом  $\theta$  к оптической оси  $Z$  (рис. 1), существуют два собственных значения показателя преломления  $n_1$  и  $n_2$ : если световой вектор  $E$  перпендикулярен плоскости  $(k, Z)$ , где  $k$  – волновой вектор луча, то волна называется обыкновенной («o» – ординарная), а показатель преломления  $n_1$  равен  $n_o$  и не зависит от угла  $\theta$ ; когда световой вектор  $E$  лежит в плоскости  $(k, Z)$  – это

необыкновенная («е» – экстраординарная) волна, при этом показатель преломления  $n_2$  зависит от угла  $\theta$  и определяется уравнением

$$\frac{1}{n_2^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2}. \quad (1)$$

Нетрудно видеть, что при  $\theta = 0^\circ$  и  $90^\circ$   $n_2$  равен  $n_o$  и  $n_e$  соответственно.

Если перед кристаллом, помещённым между скрещенными поляроидами (рис. 1) [2], расположить линзу или матовую пластинку, после которых лучи будут рассеиваться под различными углами, то на экране, расположенном за поляроидом, мы увидим тёмные концентрические окружности (коноскопическую картину) – результат интерференции обыкновенной и необыкновенной волн, точнее, проекцию их электрических полей на разрешённое направление выходного поляроида.



Рис. 1. Схема для наблюдения интерференционной картины

Разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами, приобретаемая при прохождении через кристалл длиной  $l$ , равна

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} l (n_1 - n_2).$$

Для обыкновенного луча  $n_1 = n_o$  и не зависит от угла  $\theta$  между направлением луча и осью  $Z$ . Для необыкновенного луча  $n_2$  зависит от угла  $\theta$  и определяется уравнением (1). Считая, что  $n_e$  и  $n_o$  отличаются незначительно, для малых углов ( $\sin \theta \approx \theta$ ,  $\cos \theta \approx 1 - \theta^2/2$ ) получаем  $n_2 = n_o - (n_o - n_e)\theta^2$ . Таким образом,

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} l (n_o - n_e) \theta^2.$$

Направлениями постоянной разности фаз служат конусы  $\theta = \text{const}$ , поэтому интерференционная картина представляет собой концентрические окружности. Интерференционные кольца пререзаны тёмным «мальтийским крестом», который выделяет области, где интерференция отсутствует (рис. 2). В этих направлениях распространяется только одна поляризованная волна (обыкновенная или необыкновенная). При повороте выходного поляроида (анализатора) на  $90^\circ$  картина меняется с позитива на негатив: везде, где были светлые места, появляются тёмные и наоборот.

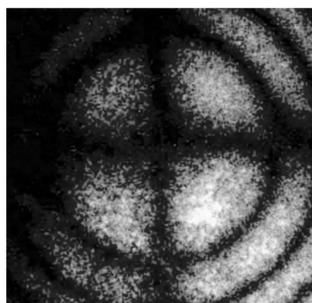


Рис. 2. Коноскопическая картина кристалла  $\text{LiNbO}_3$  в отсутствие электрического поля

Для случая, когда разрешённое направление анализатора перпендикулярно поляризации лазерного излучения (скрещенные поляризации), найдём радиус тёмного кольца с номером  $m$ . Для луча, идущего вдоль оси  $Z$  ( $m = 0$ ), показатели преломления

для двух волн совпадают, сдвиг фаз между ними равен нулю, поляризация излучения на выходе остаётся такой же, как на входе, и луч не проходит через анализатор. Картина не изменится при сдвиге фаз между обыкновенной и необыкновенной волной, кратном  $2\pi$ . Поэтому для  $m$ -го тёмного кольца  $\delta = 2\pi m$  или  $\delta = 2\lambda l(n_o - n_e) \theta^2 = 2\pi m$ . Если  $L$  – расстояние от центра кристалла до экрана, то, учитывая закон преломления (закон Снеллиуса) на границе кристалла, при малых углах  $\theta_{\text{внешн}} = n_o \theta$  (рис. 1) получаем выражение для радиуса кольца:

$$r_m^2 = \frac{\lambda(n_o L)^2}{l(n_o - n_e)} m.$$

Измеряя радиусы колец, можно найти разность  $(n_o - n_e)$  – двулучепреломление кристалла.

В ходе эксперимента кристалл помещался в однородное электрическое поле плоских электродов  $E_{\text{эл}} = 8$  кВ, направленное вдоль оси  $X$ , перпендикулярной оптической оси кристалла  $Z$  (рис. 3).

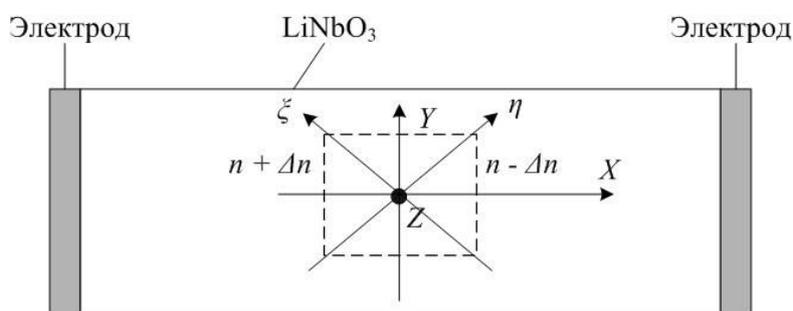


Рис. 3. Фронтальный вид кристалла с плоскими электродами

Луч света распространяется вдоль оси  $Z$ , при этом для любой поляризации в отсутствие внешнего поля показатель преломления равен  $n_o$ . Свойства симметрии кристалла и его электрооптический тензор таковы, что в результате линейного электрооптического эффекта (эффекта Поггеля) в плоскости  $(X, Y)$  возникают два главных направления  $\xi$  и  $\eta$  под углами  $45^\circ$  к осям  $X$  и  $Y$  с показателями преломления  $(n_o - \Delta n)$  и  $(n_o + \Delta n)$ , т.е. появляются «медленная» и «быстрая» ось, причём  $\Delta n = A E_{\text{эл}}$  ( $A$  – некая константа, зависящая только от типа кристалла). Это приводит к появлению в кристалле наведенного двулучепреломления, что также можно видеть по изменению коноскопической картины (рис. 4).

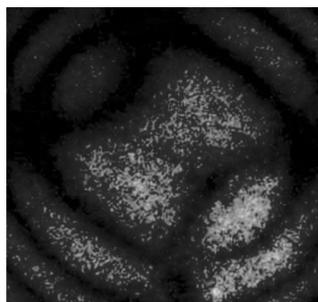


Рис. 4 Коноскопическая картина кристалла  $\text{LiNbO}_3$  под действием электрического поля

Исходя из полученных в ходе эксперимента коноскопических картин, можно сделать вывод, что наведенное двулучепреломление во всех точках кристалла практически одинаковое, так как коноскопические картины в каждой области кристалла практически не изменяются и соответствуют рис. 4. Таким образом, при однородном внешнем электрическом поле электрическое поле в кристалле также будет однородным [3].

## Неоднородное электрическое поле плоского и точечного электродов

При помещении кристалла в неоднородное электрическое поле, наведенное двулучепреломление в каждой точке кристалла будет различным. В ходе эксперимента кристалл помещался в неоднородное электрическое поле плоского и точечного электродов  $E_{эл} = 8$  кВ, направленное вдоль оси X, перпендикулярной оптической оси кристалла Z (рис. 5).

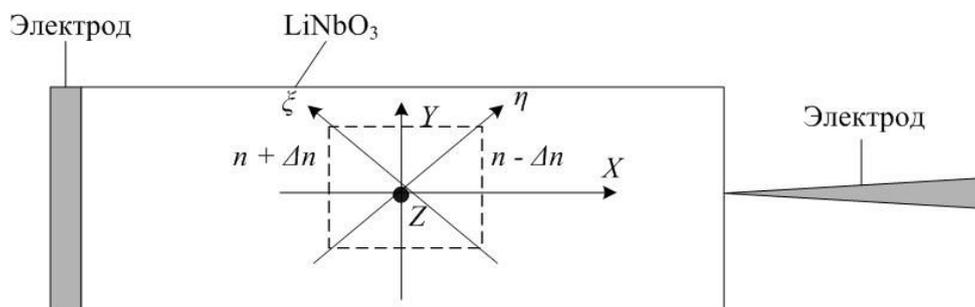


Рис. 5. Фронтальный вид кристалла с плоским и точечным электродами

В результате были получены коноскопические картины, характеризующие распределение индуцированного двулучепреломления по всему сечению кристалла (рис. 6).

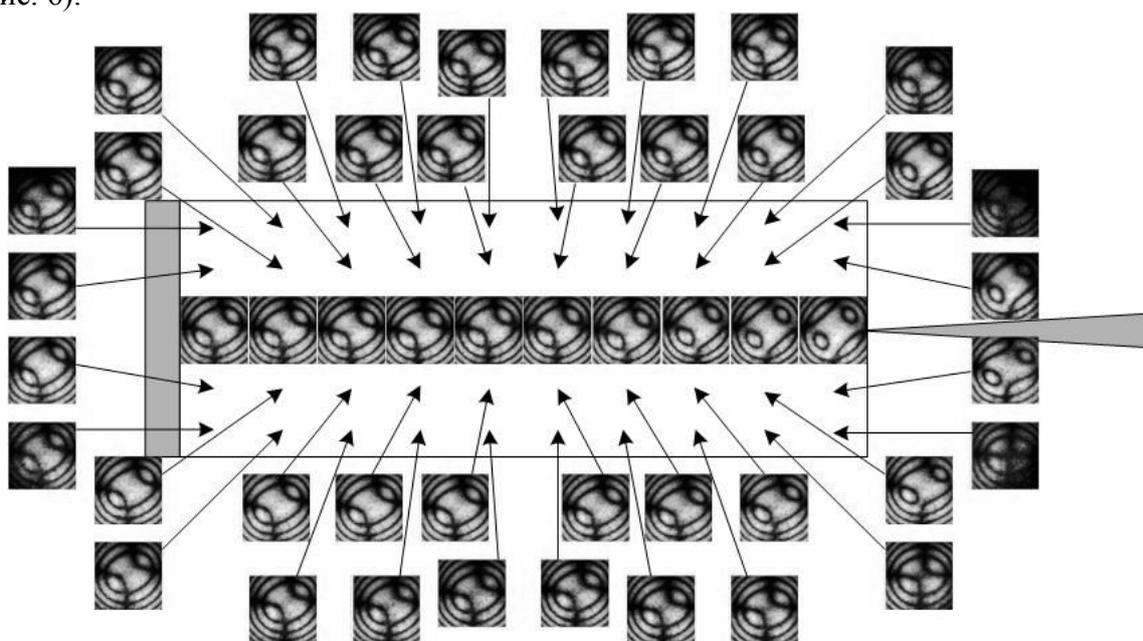


Рис. 6. Коноскопические картины кристалла

Из рис. 6 видно, что поле внутри кристалла распределено не равномерно. Вблизи точечного электрода центральные части коноскопических картин превращаются в овалы, длина большой оси которых изменяется при изменении напряжения, но остается неизменной по направлению. При изменении знака напряжения вся картина поворачивается на  $\pi/2$ .

По полученным коноскопическим картинам можно определить углы  $2\theta$  между индуцированными оптическими осями  $\xi$  и  $\eta$  в каждой точке кристалла [5, 6]. По данному углу можно определить величину наведенного двулучепреломления:

$$\sin \theta = \sqrt{\Delta/\Delta_0}, \theta = \arcsin \sqrt{\frac{E_{эл} n_0^3 r_{22}}{(n_o - n_e)}}$$

где  $\Delta=n_1-n_2$  – наведенное двулучепреломление,  $\Delta_0=n_e-n_o$  – собственное двулучепреломление.

По величине наведенного двулучепреломления  $\Delta$  можно определить значение напряженности электрического поля  $E_{эл}$  в данной области кристалла из зависимости [1]:

$$\Delta = n_o^3 r_{22} E_{эл}.$$

В [6] приводится другая (приближенная) формула зависимости угла между оптическими осями от приложенного напряжения для кристалла ниобата лития:

$$\theta = \arcsin \sqrt{\frac{E_{эл} n_o^3 r_{22}}{(n_o - n_e)}}. \quad (2)$$

Зная напряженность электрического поля в каждой области кристалла, можно составить карту распределения электрического поля внутри кристалла по формуле (2) при неоднородном внешнем поле.

Таким образом, зная, как ведет себя поле в кристалле, можно эффективно управлять индуцированным двулучепреломлением за счет подбора конфигурации и формы электродов. Метод наблюдения коноскопических картин позволяет сделать вывод о распределении напряженности электрического поля внутри кристалла. В частности можно сделать вывод, что вблизи точечного электрода модуляция света происходит более эффективно.

### Литература

1. Сонин А.С., Василевская А.С. Электрооптические кристаллы. – М.: Атомиздат. – 1971. – 328 с.
2. Пикуль О.Ю., Алексква Л.В., Повх И.В., Строганов В.И., Рудой К.А., Толстов Е.В., Криштоп В.В. Особенности оптической системы для наблюдения коноскопических фигур больших размеров // Приборостроение. – 2004. – Т.47. – №12. – С. 53–55.
3. Лопатина П.С. Распределение электрического поля в кристалле ниобата лития // Бюллетень научных сообщений / Под ред. В.И. Строганова. – Хабаровск: ДВГУПС. – 2007. – №12. – С. 48–51.
4. Криштоп В.В., Литвинова М.Н., Сүй А.В., Ефременко В.Г., Строганов В.И., Денисов А.В., Грунский О.С. Определение оптической неоднородности кристаллов по линейке коноскопических фигур // Оптический журнал. – 2006. – Т.73. – №12.
5. Криштоп В.В., Строганов В.И. Измерение угла между оптическими осями кристалла ниобата лития, помещенного во внешнее электрическое поле // Бюллетень научных сообщений / Под ред. В.И. Строганова. – Хабаровск: ДВГУПС, 1998. – №3 – С. 87–89.
6. Криштоп В.В., Ефременко В.Г., Литвинова М.Н., Строганов В.И., Максименко В.А., Сүй А.В. Экспресс-анализ диффузных оптических изображений // Изв. вузов. Приборостроение. – 2006. – Т.49. – №8. – С. 21–23.
7. Кузьминов Ю.С. Электрооптический и нелинейнооптический кристалл ниобата лития. – М.: Наука. – 1987. – 264 с.

## ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Н.М. Каратун, И.Н. Смеликова

(Дальневосточный государственный университет путей сообщения)

Научный руководитель – П.С. Лопатина

(Дальневосточный государственный университет путей сообщения)

Одной из серьезнейших проблем стоящей перед волоконно-оптическими системами связи является дисперсия, проявляющаяся в различности скоростей различных спектральных составляющих сигнала и как следствие, в изменении формы импульса сигналов. В изучении дисперсии очень важным показателем является спектр. Необходимо изучение влияния на него всех возможных факторов, в целях снижения паразитного влияния дисперсии. Статья содержит результаты исследования влияния деформации волокна на спектр сигнала, проходящего по нему.

Ключевые слова: спектр, деформация волокна, поляризационно-модовая дисперсия

### Введение

Спектр (лат. spectrum от лат. spectare – смотреть) – множество значений физической величины, распределенных по некоторому энергетическому параметру, а также графическое представление такого распределения. В нашем случае, под спектром следует понимать зависимость мощности сигнала (дБм) от длины волны (нм). Изменение спектра является одним из наиболее важных измерений в ВОЛС. Причинами этому послужили, во-первых, бурное развитие мультиплексирования по длинам волн (системы WDM), а, во-вторых, то, что основным фактором, ограничивающим скорость передачи по оптоволокну, является дисперсия. Дисперсия проявляется в уширении импульсов сигнала проходящего по волокну и в общем случае происходит из-за различия скоростей распространения различных длин волн, в оптическом волокне. Поэтому в экспериментах направленных на изучение дисперсии нельзя обойтись без измерений спектра сигнала. Данная статья направлена на изучение влияния деформаций на спектр сигнала.

### Основная часть

Целью данной статьи является описание действия на спектр сигнала деформации волокна, а так же объяснение возможных причин такого изменения.

Для исследования изменения оптического спектра при прохождении волокна подверженного деформации был использован лазерный диод на длине волны 1550 нм. Посредством патч-корда источник соединяется с анализатором оптического спектра (OSA) [1], который непосредственно измеряет оптическую мощность излучения в зависимости от длины волны.

Оптическое волокно изгибалось по кругу и через каждые 30°, производилось измерение спектра сигнала. На рис. 1 представлена схема установки.

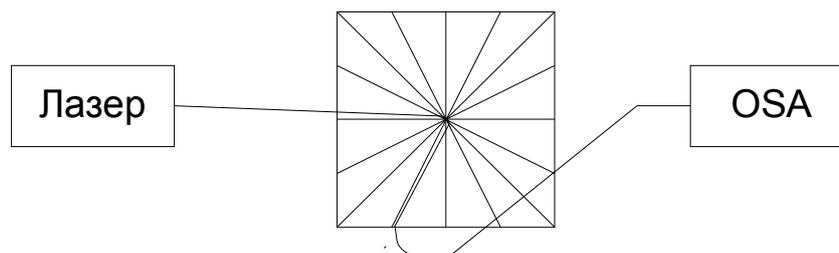


Рис. 1. Схема установки

В результате получены спектры сигнала при прохождении через прямое волокно и изогнутое волокно на углы от  $30^\circ$  до  $360^\circ$ , а так же был получен спектр сигнала, проходящий через оптическое волокно после воздействия на него деформации. Графическое представление спектров сигнала прошедшего через волокно, деформированное на углы  $0^\circ$ ,  $180^\circ$  и  $360^\circ$  соответственно представлено на рис. 2 ( $-60$  дБм – зона шумов).

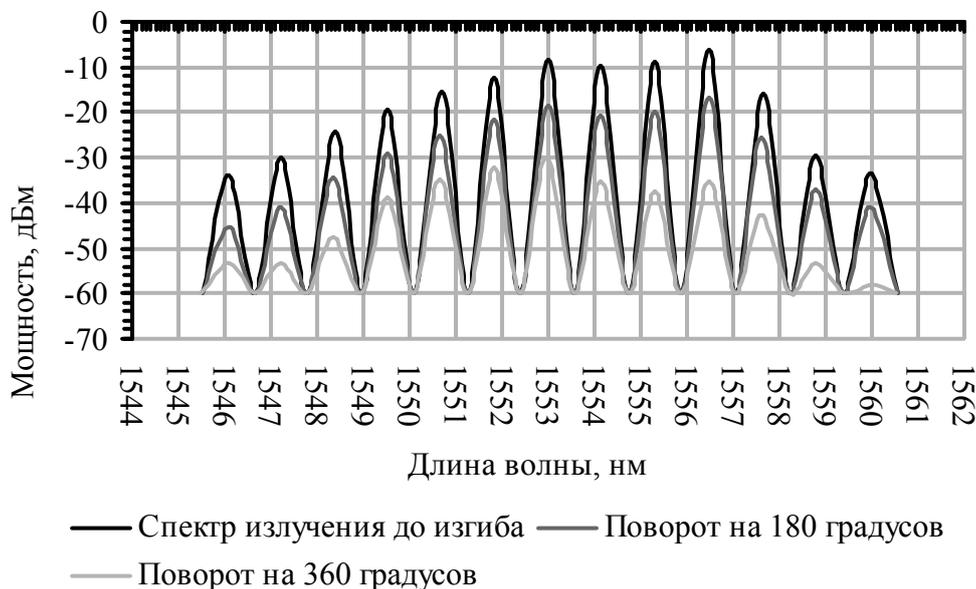


Рис. 1. Спектры сигналов прошедших через деформированное волокно

Из рис. 2 наглядно видно, что мощность сигнала сильно падает. Это происходит из-за того, что с увеличением угла изгиба (дольше критического угла изгиба) все большая часть излучения уходит из сердечника в оболочку оптического волокна. Рассмотрим более детально центральный пик спектра. Приведем тот же график, но в большем масштабе (рис. 3).

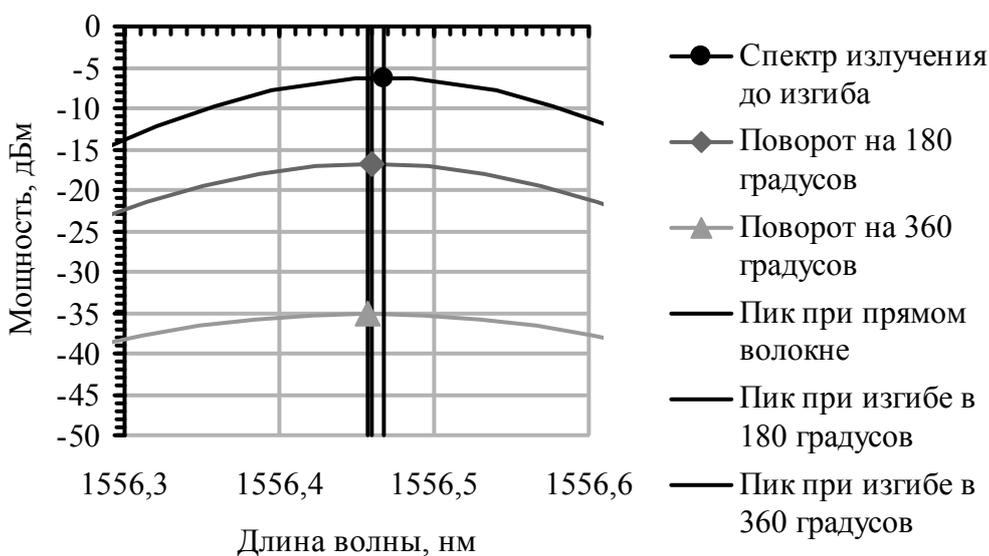


Рис. 2. Спектры сигналов прошедших через деформированное волокно

Из рис. 3 следует, что при деформации волокна происходит смещение спектра в сторону меньших длин волн.

По результатам эксперимента был построен график зависимости смещения центрального пика от деформации (рис. 4). Под точкой соответствующей  $390^\circ$  подразумевается последний спектр, построенный после того, как волокно вернулось в прямое состояние. Сделано это для того, что бы на графике наглядно показать разницу между волокном до деформации и после.

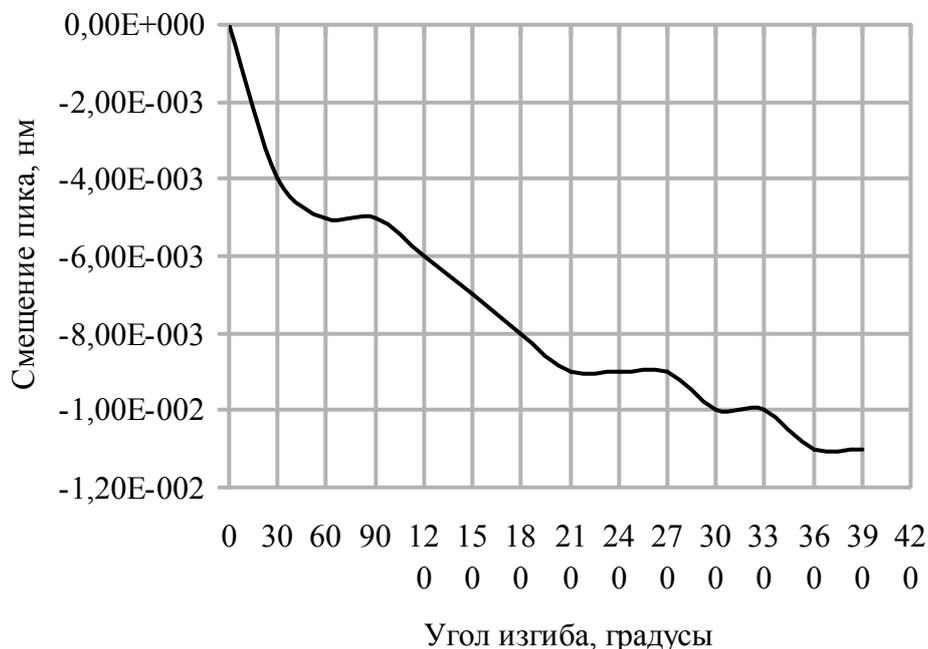


Рис. 3. График зависимости смещения центрального пика от деформации и линия регрессии

Из рис. 3 следует, что деформация волокна устраняется не сразу после снятия воздействующего на него напряжения. Так же эксперимент показал, что по зависимости, представленной на рис. 4 смещаются и спектры остальных пиков. На рис. 5 приведена линия среднего арифметического смещений пиков спектра.

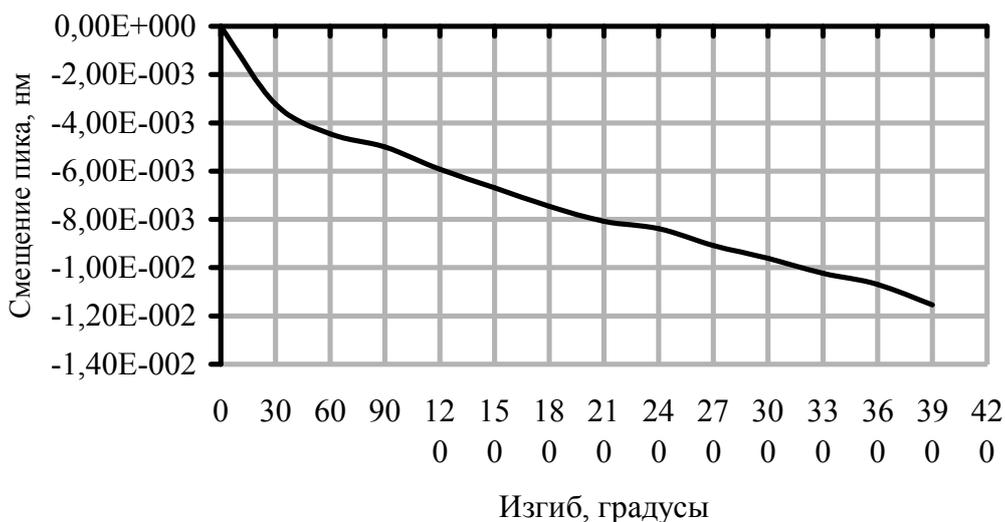


Рис. 4. График средних значений смещения по всем пикам спектра излучения

Все измерения велись после прогрева лазера, что бы снизить до минимума внесение в результаты эксперимента ошибок от нестабильности источника излучения.

Так же перед проведением эксперимента был дважды измерен спектр источника, второй раз через пять минут после первого. Спектры полностью совпали, что гарантирует то, что во время эксперимента спектр не менялся вследствие нестабильности источника (в пределах точности спектрографа), а было зафиксировано лишь влияние деформации.

Причиной изменения спектра сигнала при деформации является поляризационно-модовая дисперсия. При изгибе волокна увеличивается эллиптичность сердечника, вследствие того, что в одной плоскости происходит его сжатие, а во второй – растяжение. Вследствие этого в волокне появляется поляризационная анизотропия, точнее говоря, увеличивается, потому как любое волокно не идеально круглое, а имеет изначально эллиптический профиль. На деформированном участке волокно обладает примерно постоянным по величине линейным двулучепреломлением. В нем волна распадается на быструю и медленную поляризационную моду. Фазовые скорости этих мод обратно пропорциональны величине показателей преломления (формула (1)) [2].

$$v_{\delta} = \frac{c}{n_{\delta}}, v_{M} = \frac{c}{n_{M}} \quad (1)$$

А разность их фазовых набегов (формула 3) прямо пропорциональна разности показателей преломления  $\Delta n$  (формула 2) и длине участка волокна  $L$ .

$$\Delta n = n_{M} - n_{\delta} \quad (2)$$

$$\Delta\varphi = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)\left(\frac{L}{v_{M}} - \frac{L}{v_{\delta}}\right) = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)\Delta n L \quad (3)$$

В итоге импульс сигнала расширяется вследствие того, что поляризационные моды, составляющие его, распространяются по волокну с различными скоростями, а это ведет к смещению спектра.

### Заключение

В ходе проведенных опытов была получена зависимость смещения спектра сигнала от угла сгиба волокна. Так же было объяснено такое поведение спектра наличием в волокне явления ПМД. Причиной смещения спектра может так же быть действие на волокно нелинейных эффектов, однако нелинейные эффекты действуют лишь при больших мощностях проходящего по волокну сигнала.

Кроме ПМД при деформации могут изменяться и материальная и волноводная дисперсия.

Так как прокладка оптико-волоконных кабелей всегда сопряжена с изгибами находящегося внутри кабеля волокна, необходимо продолжать исследования влияния деформации на сигнал и искать пути уменьшения данного отрицательного фактора.

### Литература

1. Guide to WDM testing and technology. – Quebec City, Canada: EXFO Electro-Optical Engineering Inc. – 2000. – с. 66.
2. Листвин А.В., Листвин В.Н., Швырков Д.В. Оптические волокна для линий связи. – М.: ВЭЛКОМ. – 2003. – с.18.
3. Смеликова И.Н., Прокопович М.Р. Оптический спектр применяемых источников излучения как фактор качества передачи. //Труды Всероссийской научной конференции «Инновационные технологии в автоматике, информатике и телекоммуникациях». – Хабаровск. – Изд-во ДВГУПС. – 2008.
4. Оптика кристаллов и наноструктур.//Материалы международной научной конференции 12–15 ноября 2008 года под редакцией д-ра физ.-мат. наук, профессора В.И. Строганова. – Хабаровск. Изд-во ДВГУПС. – 2008.

## ТЕЛЕСКОП-РЕФЛЕКТОР ДЛЯ НОВОСИБИРСКОГО АСТРОФИЗИЧЕСКОГО ЦЕНТРА

В.Л. Парко

(Сибирская государственная геодезическая академия)

Научный руководитель – к.т.н., доцент Т.Н. Хацевич

(Сибирская государственная геодезическая академия)

Разработана оптическая схема 500 мм телескопа-рефлектора для создаваемого в г. Новосибирске астрофизического центра. Телескоп спроектирован по системе Ричи-Кретьена с линзовым корректором и обладает дифракционным качеством изображения для всего поля зрения. Для уменьшения центрального экранирования в систему введено виньетирование, проанализировано его влияние и обосновано применение.

Ключевые слова: телескоп, рефлектор, Ричи-Кретьен, ЧКХ, виньетирование, освещенность

### Введение

В настоящее время в г. Новосибирске начато строительство научно-образовательного астрофизического центра. Обсерватория астрофизического центра будет представлена солнечным телескопом, двумя астрономическими башнями, павильоном с несколькими телескопами малых габаритных размеров и биноклярными приборами для массовых наблюдений. В одной из башен будет установлен телескоп-рефлектор с диаметром объектива 500 мм. Этот телескоп предназначен для визуальных наблюдений при использовании сменных окуляров, а без окуляров – для астрофотографии и прямых телевизионных трансляций в сети Internet.

Требуемые параметры телескопа: угловое поле в пространстве предметов  $1^\circ$ , диаметр главного зеркала – 500 мм, относительное отверстие 1:8. Так же предварительно было оговорено, что телескоп должен быть двухзеркальным.

### Разработка оптической схемы

Основные схемы двухзеркального телескопа были предложены Никола Кассегреном и Джеймсом Грегори (рис. 1) в XVII веке.

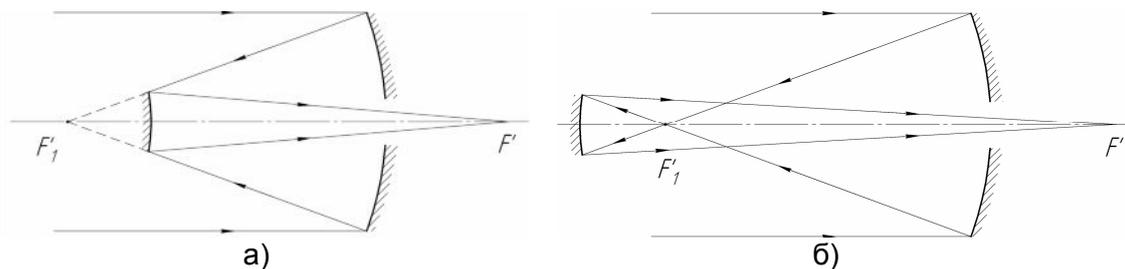


Рис. 1. Оптические схемы Кассегрена (а) и Грегори (б)

В классических версиях этих систем главное зеркало представляет собой параболоид, вторичное – соответственно гиперboloид или эллипсоид вращения. Системы Кассегрена и Грегори устраняют только сферическую aberrацию, при этом внеосевые aberrации, и прежде всего кома, портят изображения уже при небольших полевых углах. Обычно угловое поле в пространстве предметов телескопов, построенных по классическим схемам, составляет несколько угловых минут.

Одна из особенностей современного подхода к расчету телескопов-рефлекторов заключается в более широком использовании корректоров aberrаций в классических системах, позволяющих обеспечить высокое качество изображения по полю [1].

При астрономических наблюдениях в прямом фокусе изображение в фокальной плоскости первичного зеркала имеет небольшой размер. Для получения изображений протяженных участков неба в сходящийся к первичному фокусу световой пучок устанавливается сложный линзовый корректор.

Если в телескопе необходим корректор поля в первичном фокусе, то лучше придать главному зеркалу форму гиперboloида – при этом корректор получается более простым. Однако основное преимущество гиперboloида заключается в том, что появляется еще один свободный параметр – эксцентриситет главного зеркала. Варьируя его, удается так согласовать формы главного и вторичного зеркал, что не только сферическая aberrация, но и кома в касегреновском фокусе становятся равными нулю. В результате осуществляется переход к двухзеркальному апланату Ричи-Кретьена (RC), в котором оба зеркала имеют форму гиперboloидов, а из aberrаций третьего порядка остаются неисправленными астигматизм и кривизна поля.

На кафедре оптических приборов СГГА в инициативном порядке проведен расчет оптической системы 500 мм телескопа. Учитывая специфику астрофизического центра, для телескопа выбрана система Ричи-Кретьена, обладающая рядом преимуществ, а именно: малыми габаритными размерами, сравнительно большим полем зрения, апланатической коррекцией. Расчет исходной зеркальной части телескопа проводился по методике Н.Н. Михельсона [2].

В оптической системе телескопа без корректора кружки рассеяния для крайних полевых точек поля составляли недопустимо большие размеры (рис. 2).

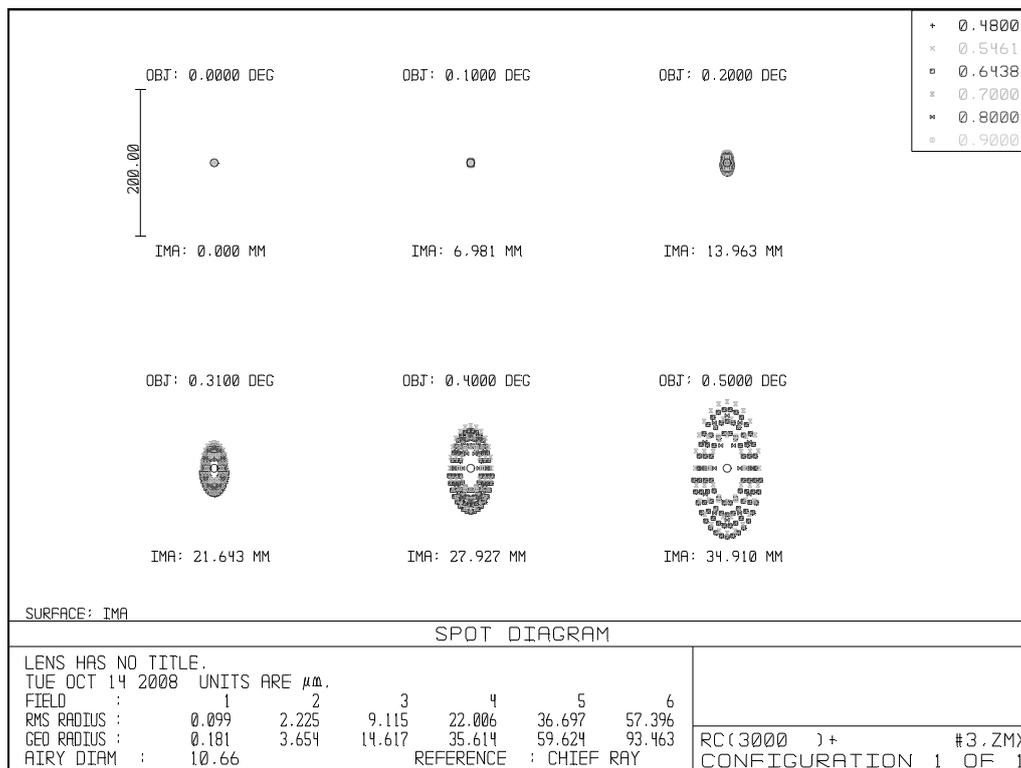


Рис. 2. Кружки рассеяния для различных точек поля оптической системы телескопа без корректора; диаметр кружка Эри 10,7 мкм

С целью улучшения качества изображения крайних точек поля, для исходной зеркальной части телескопа был рассчитан афокальный линзовый корректор. Корректор устанавливается на расстоянии 200 мм от фокальной плоскости и представляет собой

четыре линзы изготовленные из распространенных марок стекол К8 и Ф1. Центральное экранирование рассчитанной оптической схемы (рис. 3) составляет 37%.

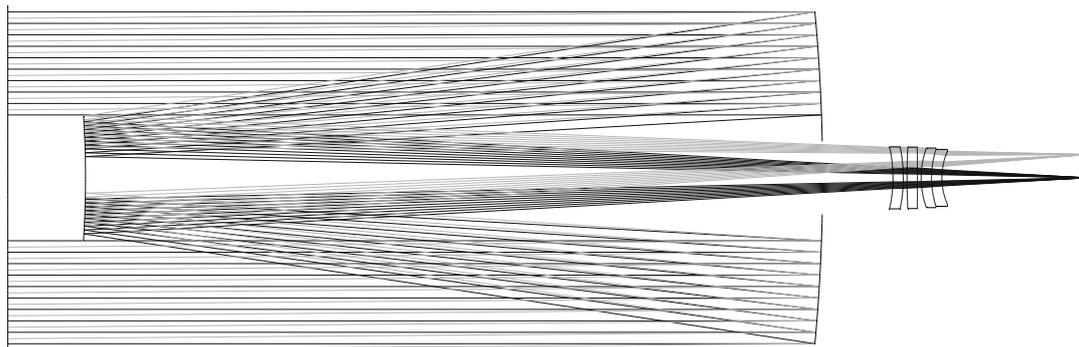


Рис. 3. Оптическая схема телескопа: диаметр главного зеркала 500 мм, длина системы 1352 мм, относительное отверстие 1:8, угловое поле 1°

В связи с тем, что разрабатываемый телескоп будет использоваться не только для визуальных наблюдений, но и для астрофотографии, большое внимание было уделено качеству изображения для углового поля в пространстве предметов, равного  $0^{\circ}37'11''$  которое соответствует размеру 35-мм пленки или матрице с кроп-фактором, равным 1 профессионального цифрового зеркального фотоаппарата. Для этого поля размеры абберационных фигур рассеяния равны либо меньше размеров пикселей матриц фотоаппаратов (рис. 4).

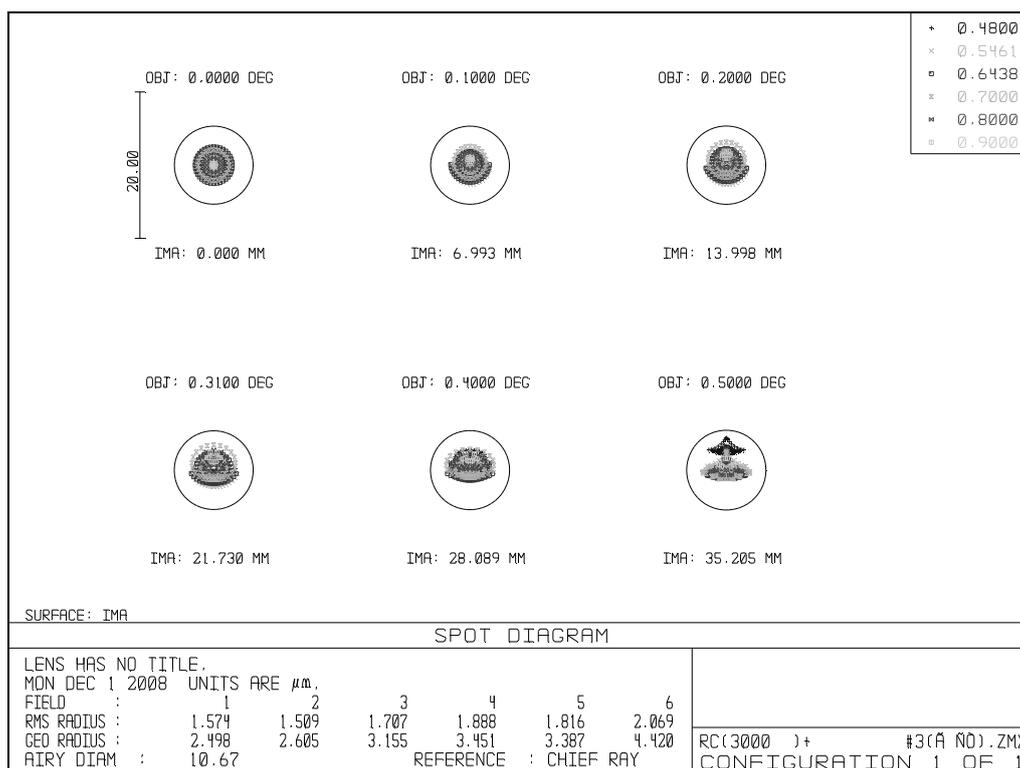


Рис. 4. Кружки рассеяния телескопа с корректором для различных точек поля

В целом по степени коррекции aberrаций система относится к анастигматам. Рассчитанный объектив обеспечивает дифракционное качество изображения. Угловой размер кружка Эри составляет  $0'54$ . В спектральном диапазоне 0,48–0,9 мкм для всех точек поля в пределах  $1^{\circ}$  размер aberrационных фигур рассеяния меньше кружка Эри (рис. 4), число Штреля не ниже 0,96.

На рис. 5. представлена частотно-контрастная характеристика (ЧКХ) рассчитанного объектива телескопа.

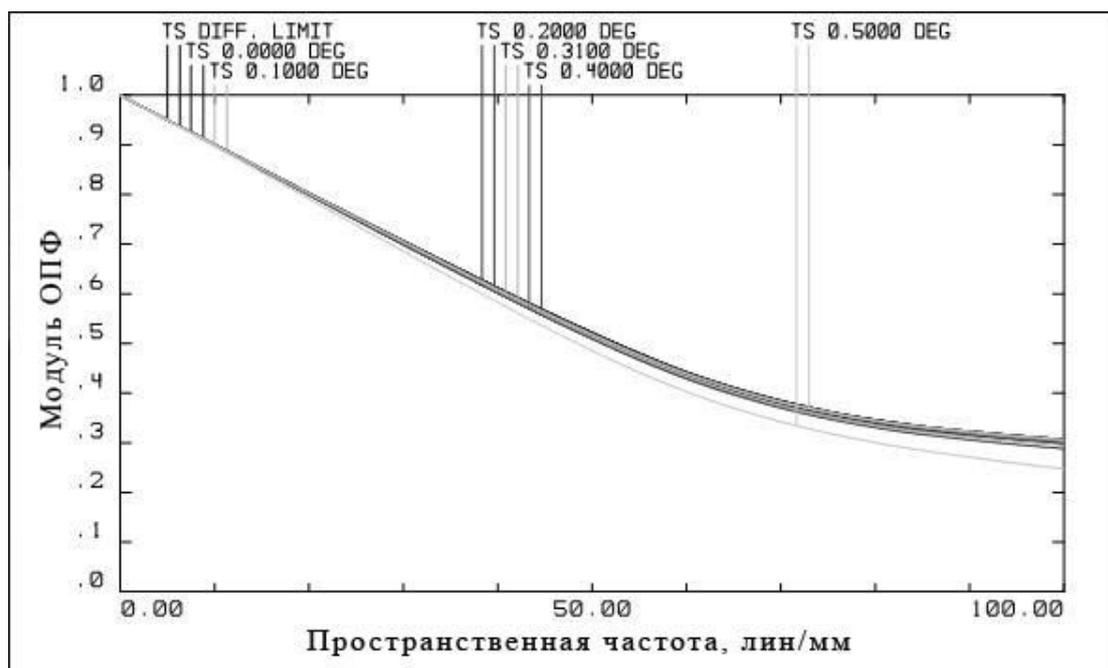


Рис. 5. ЧКХ телескопа с корректором

Известно, что центральное экранирование существенно портит дифракционное изображение и поэтому астрономы рекомендуют, чтобы в рефлекторах, предназначенных для визуальных наблюдений, величина центрального экранирования не превышала 0,25, Д.Д. Максудов считал максимально допустимым значение 0,33 [2].

Центральное экранирование рассчитанной системы составляло слишком большое значение равное 0,373. В связи с этим было принято решение о принудительном уменьшении диаметра вторичного зеркала, что привело к уменьшению центрального экранирования в системе до 0,33, но вызвало виньетирование наклонных пучков лучей. ЧКХ объектива телескопа с виньетированием представлена на рис. 6.

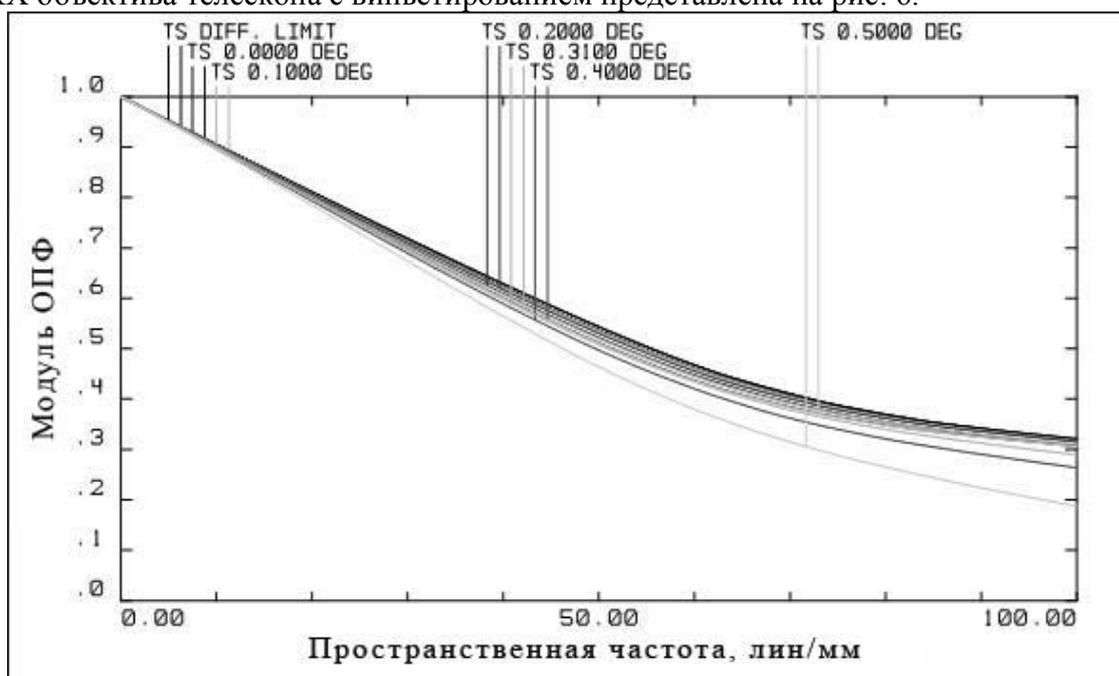


Рис. 6. ЧКХ телескопа с корректором и виньетированием

Как видно из рис. 5 и рис. 6, система с центральным экранированием равным 0,33 обладает лучшим контрастом изображения, нежели система с центральным экранированием 0,373.

Использование виньетирования практически никак не сказывается на качестве изображения системы.

Виньетирование лучей в системе приводит к падению освещенности изображения от центра к краю. Сравним падение освещенности изображения для систем с центральным экранированием 0,373 и 0,33 представленное на рис. 7.

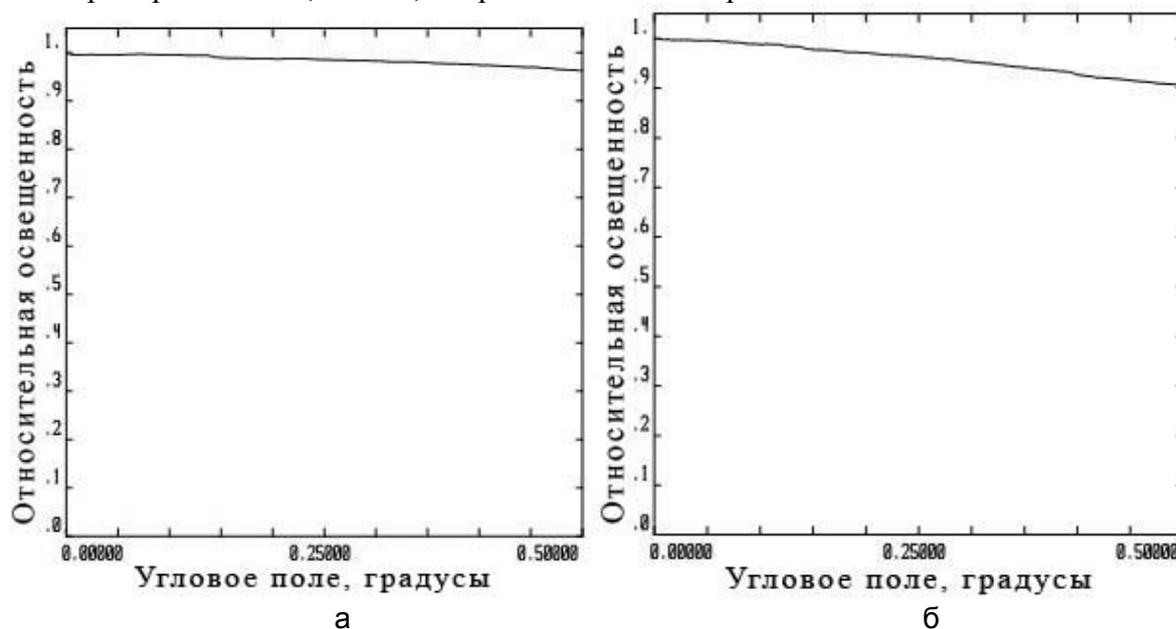


Рис. 7. Графики относительной освещенности: а – центральное экранирование равно 0,373; б – центральное экранирование равно 0,33

Известно, что даже в отсутствии каких либо преград на пути внеосевых пучков в ортоскопической оптической системе, освещенность плоскости изображения будет падать пропорционально четверной степени косинуса полевого угла. Этим вызвано падение освещенности на 4% (рис. 7а) у системы с центральным экранированием 0,373. Уменьшением центральное экранирование до 0,33, вызывается виньетирование внеосевых пучков лучей и падение освещенности от центра изображения к краю на 10% (рис. 7б).

Зрительное восприятие человека устроено таким образом, что падение освещенности на 10% совершенно не заметно для глаза наблюдателя. Однако, приемники оптического излучения (матрицы, например) эту разницу освещенностей регистрируют, что не желательно при светотехнических и спектральных измерениях. Все изображения с приемников оптического излучения проходят цифровую обработку поэтому, не составляет труда вводить поправку, используя график рис. 7б.

Следовательно, введение виньетирования позволило улучшить контраст изображения за счет незначительного снижения светораспределения. Так как наблюдатель падения освещенности не почувствует, а для приемников излучения вводится поправка, применение виньетирования в разработанной системе оправдано.

### Заключение

Таким образом, для Новосибирского астрофизического центра разработан телескоп-рефлектор системы Ричи-Кретьена с линзовым корректором. Разработанная система обладает дифракционным качеством изображения для всего поля зрения. Для уменьшения центрального экранирования в систему было введено виньетирование,

проанализировано его влияние и обосновано применение. Также были проведены расчеты деформаций главного зеркала, проанализировано влияние растяжек на распределение энергии в дифракционной точке. Выполнен эскизный проект основных сборочных единиц: крепления главного зеркала, крепления вторичного зеркала, фокусирующего механизма.

В настоящее время ведется технологическая подготовка к производству оптических деталей и начата разработка конструкции корпуса телескопа и его монтировки.

Планируемый срок изготовления телескопа 2010 г.

### **Литература**

1. Теребиж В.Ю. Современные оптические телескопы / М.: ФИЗМАТЛИТ. – 2005. – 80 с.
2. Михельсон Н.Н. Оптические телескопы. Теория и конструкция / М.: Наука. – 1976. – 512 с.

## ВЫБОР ПРОСВЕТЛЯЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ ДЛЯ ЗАДАЧ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ОСВЕЩЕННОСТИ

А.А. Немкова

Научный руководитель – д.т.н., профессор Э.С. Путилин

В работе определены оптические параметры оптимального однослойного просветляющего покрытия для защитного стекла солнечного элемента при трех условиях освещенности: в случае неподвижного элемента при ясной и облачной погоде, для элемента, отслеживающего положение Солнца. При проведении расчетов учитывалась зависимость освещенности от дня в году и географическое расположение объекта.

Ключевые слова: просветляющее покрытие, солнечный элемент

### Введение

Для регионов с низкой интенсивностью солнечного излучения актуальной задачей является увеличение эффективности работы солнечных батарей. Это достигается за счет нанесения просветляющих покрытий на защитные стекла и непосредственно на фронтальную поверхность солнечных элементов. В первом случае увеличивается количество прошедшего через стекло излучения, а во втором – снижается отражение от поверхности солнечного элемента.

В работе [1] эффективность просветляющего покрытия на кремниевом солнечном элементе оценивалась максимальным значением генерируемого фототока.

В данной работе предложен способ оценки эффективности однослойного просветляющего покрытия для защитных стекол солнечных элементов, основанный на определении количества солнечного излучения, падающего на элемент в течение суток при различных условиях освещенности. Рассчитаны показатель преломления и толщина пленки, при которых эффективность максимальна.

### Выражение для определения эффективности просветляющего покрытия

Эффективность использования того или иного просветляющего покрытия помимо его оптических характеристик зависит от спектральной чувствительности материала солнечного элемента, спектрального распределения интенсивности солнечного излучения в рассматриваемой точке земного шара для данного времени года и времени суток, а также от погодных условий. Принимая во внимание перечисленные факторы, можно записать выражение для определения эффективности однослойного просветляющего покрытия с показателем преломления  $n_1$  и оптической толщиной  $n_1 d_1 = \lambda_0/4$ , где  $\lambda_0$  – длина волны минимального отражения. В условиях ясной погоды это выражение имеет вид:

$$F(n_1, \lambda_0) = \frac{\int_{t_s - \Delta t}^{t_s} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{I(\lambda, t)}{I(\lambda, t)_{\max}} \cdot \cos(\theta_z(t)) \cdot \frac{S(\lambda)}{S(\lambda)_{\max}} \cdot T(n_1, \lambda_0, \lambda, \theta_z(t)) \cdot d\lambda \cdot dt}{\Delta t \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (1)$$

Рассмотрим все составляющие выражения (1). Здесь  $I(\lambda, t)$  – спектральная плотность солнечного излучения в зависимости от времени суток  $t$ . Определим это значение, используя выражения, приведенные в работе [2].

Месторасположение точки на поверхности Земли, где установлена солнечная батарея, принято определять с помощью двух углов, относящихся к горизонтальной (азимутальный угол) и вертикальной (зенитный угол) плоскостям. Зенитный угол  $\theta_z$  – угол между точкой зенита наблюдателя и положением Солнца на небе – определяется с помощью выражения (2):

$$\theta_z(t) = \cos^{-1}(\sin(\delta) \cdot \sin(\varphi) + \cos(\delta) \cdot \cos(\varphi) \cdot \cos(\omega(t))), \quad (2)$$

где  $\delta$  – склонение,  $\varphi$  – географическая широта,  $\omega(t)$  – часовой угол (рис. 1).

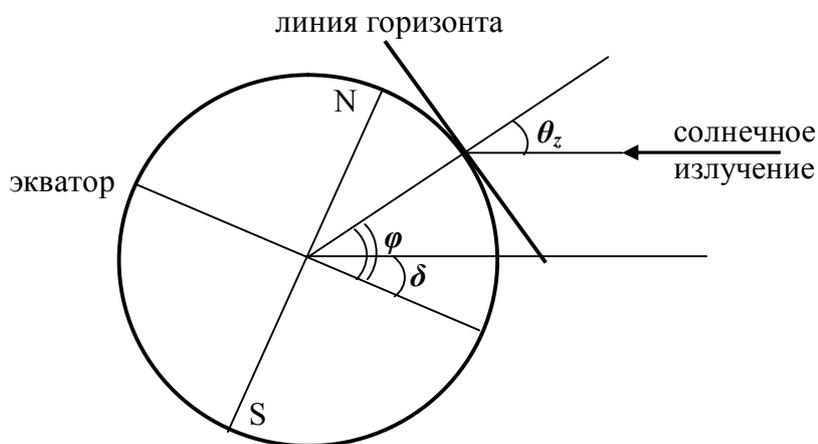


Рис. 1. Основные углы, описывающие положение Земли и наблюдателя относительно Солнца

Склонение – угол между центром Земли и Солнцем, определяющий смену времен года. В большинстве случаев допустимо определять склонение с погрешностью в  $1^\circ$ . Для этого используется выражение (3):

$$\delta = 23,45^\circ \cdot \sin\left[\frac{360 \cdot (N + 284)}{365}\right], \quad (3)$$

где  $N$  – порядковый номер дня в году, начиная с 1 января.

Часовой угол – это угловое расстояние между меридианом наблюдателя и меридианом, в плоскости которого находится Солнце. Часовой угол равен нулю в истинный полдень (когда Солнце достигает наивысшей точки на небосклоне). Часовой угол увеличивается на  $15^\circ$  каждый час. Для расчета часового угла используется выражение (4):

$$\omega(t) = 15 \cdot (t - 12). \quad (4)$$

Космическое солнечное излучения при прохождении через атмосферу ослабляется. Длина пути лучей в атмосфере определяется величиной, называемой оптической массой атмосферы (АМ). Для того, чтобы оценить воздушную массу при любых зенитных углах  $\theta_z$  используется выражение:

$$AM(t) = \frac{1}{\cos(\theta_z(t)) + 0,50572 \cdot (96,07995 - \theta_z(t))^{-1,6364}}. \quad (5)$$

Тогда выражение для спектральной плотности солнечного излучения  $I(\lambda, t)$ , используя понятие воздушной массы, имеет следующий вид:

$$I(\lambda, t) = I_0(\lambda) \cdot 0,7^{(AM(t)^{0,678})}, \quad (6)$$

где  $I_0(\lambda)$  – стандартный спектр космического солнечного излучения АМ 0 [3].

При падении солнечного потока на горизонтальную поверхность освещенность уменьшается пропорционально косинусу угла между солнечным излучением и нормалью к поверхности. Поэтому в выражение (1) был введен косинус зенитного угла  $\cos(\theta_z(t))$ .

Поскольку для нашей задачи количественное значение спектральной плотности солнечного излучения  $I(\lambda, t)$  не играет существенной роли, то в выражении (1) использовалось приведенная величина. Также нормировалось значение спектральной чувствительности солнечного элемента  $S(\lambda)$ .

Коэффициент пропускания стеклянной пластины  $T(n_1, \lambda_0, \lambda, \theta_z(t))$  с нанесенным на нее с обеих сторон просветляющим покрытием, рассчитывается по формулам (7) с учетом поляризации излучения при наклонном падении:

$$T(n_1, \lambda_0, \lambda, \theta_z(t)) = \frac{1 - R(n_1, \lambda_0, \lambda, \theta_z(t))}{1 + R(n_1, \lambda_0, \lambda, \theta_z(t))} \quad (7)$$

$$R(n_1, \lambda_0, \lambda, \theta_z(t)) = \frac{R_s(n_1, \lambda_0, \lambda, \theta_z(t)) + R_p(n_1, \lambda_0, \lambda, \theta_z(t))}{2}$$

где  $R_s(n_1, \lambda_0, \lambda, \theta_z(t))$  и  $R_p(n_1, \lambda_0, \lambda, \theta_z(t))$  – коэффициенты отражения просветляющего покрытия для  $s$ - и  $p$ -компонент солнечного излучения.

Пределы интегрирования  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  выбираются в соответствии с границами спектральной чувствительности используемого солнечного элемента.

В качестве пределов интегрирования второго интеграла используются время заката  $t_s$  и восхода  $t_s - \Delta t$ , где  $\Delta t$  – продолжительность дня. Если горизонт плоский, то солнечное возвышение при закате равно нулю и часовой угол заката  $\omega_s$  определяется следующим образом:

$$\omega_s = \arccos(-tg(\delta) \cdot tg(\varphi)). \quad (8)$$

Время заката можно определить, используя выражение (4). Продолжительность дня может быть рассчитана как:

$$\Delta t = \frac{2 \cdot \omega_s}{15}. \quad (9)$$

В случае облачной погоды солнечное излучение падает на границу облаков под углом  $\theta_z(t)$ , а затем рассеивается под углом  $\alpha$ , принимающем значение от 0 до 90°. В таком случае выражение (1) принимает вид:

$$F(n_1, \lambda_0) = \frac{\int_{t_s - \Delta t}^{t_s} \int_0^{0.5 \cdot \pi} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{I(\lambda, t)}{I(\lambda, t)_{\max}} \cdot \cos(\theta_z(t)) \cdot \cos(\alpha) \cdot \frac{S(\lambda)}{S(\lambda)_{\max}} \cdot T(n_1, \lambda_0, \lambda, \alpha) \cdot d\lambda \cdot d\alpha \cdot dt}{\Delta t \cdot 0.5 \cdot \pi \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (10)$$

В солнечном элементе, отслеживающем положение Солнца, излучение всегда будет падать на стекло с покрытием по нормали. В этом случае выражение (1) имеет вид:

$$F(n_1, \lambda_0) = \frac{\int_{t_s - \Delta t}^{t_s} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{I(\lambda, t)}{I(\lambda, t)_{\max}} \cdot \frac{S(\lambda)}{S(\lambda)_{\max}} \cdot T(n_1, \lambda_0, \lambda, 0) \cdot d\lambda \cdot dt}{\Delta t \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)}. \quad (11)$$

## Результаты расчетов

В качестве примера использования выражений для оценки эффективности просветляющих покрытий были выполнены расчеты для одного из частных случаев. Расчеты выполнялись для солнечного элемента на основе монокристаллического кремния, как одного из наиболее широко используемых в солнечной энергетике. Тогда пределы интегрирования  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  принимали значения 400 нм и 1140 нм, соответственно. В выражениях (2) и (3) было положено  $N = 180$ ,  $\varphi = 50^\circ$ . В качестве материала подложки использовалось стекло с показателем преломления  $n_0 = 1,52$ .

Для различных условий освещенности были определены оптимальные значения  $n_1$  и  $\lambda_0$  при которых функция эффективности достигает максимума. Результаты расчетов представлены на рис. 2–4 и в табл. 1.

Поскольку пленкообразующих материалов с полученными показателями преломления не существует, то были определены изменения эффективности в случае использования покрытий на основе фторида магния ( $n_1=1,35$ ) и диоксида кремния ( $n_1=1,44$ ) по сравнению с максимальным значением. Эти результаты также представлены в табл. 1.

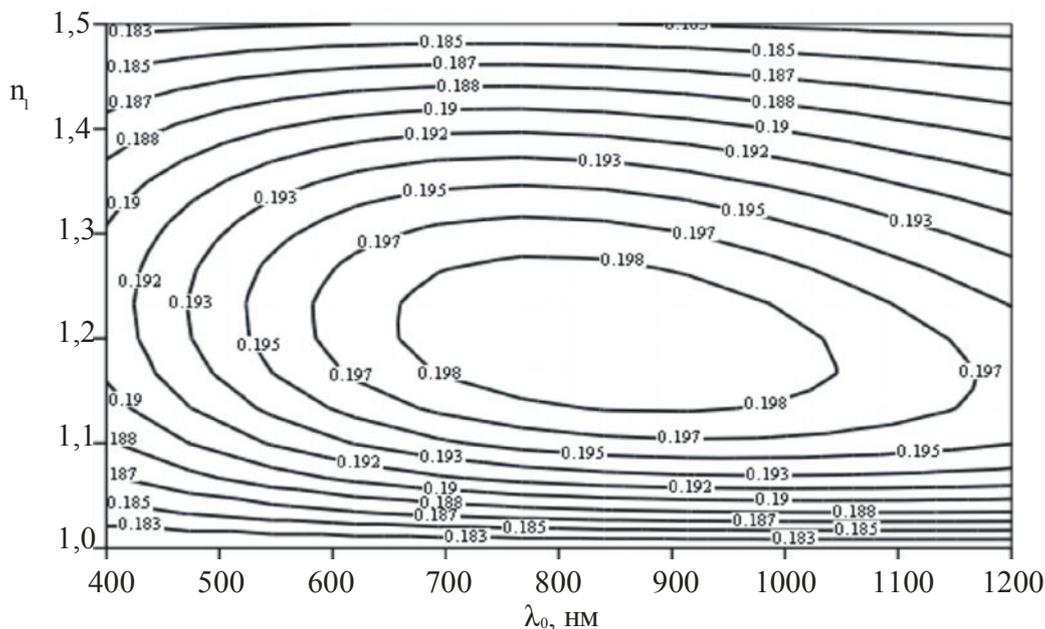


Рис. 2. Значения эффективности просветляющего покрытия для неподвижного элемента при ясной погоде

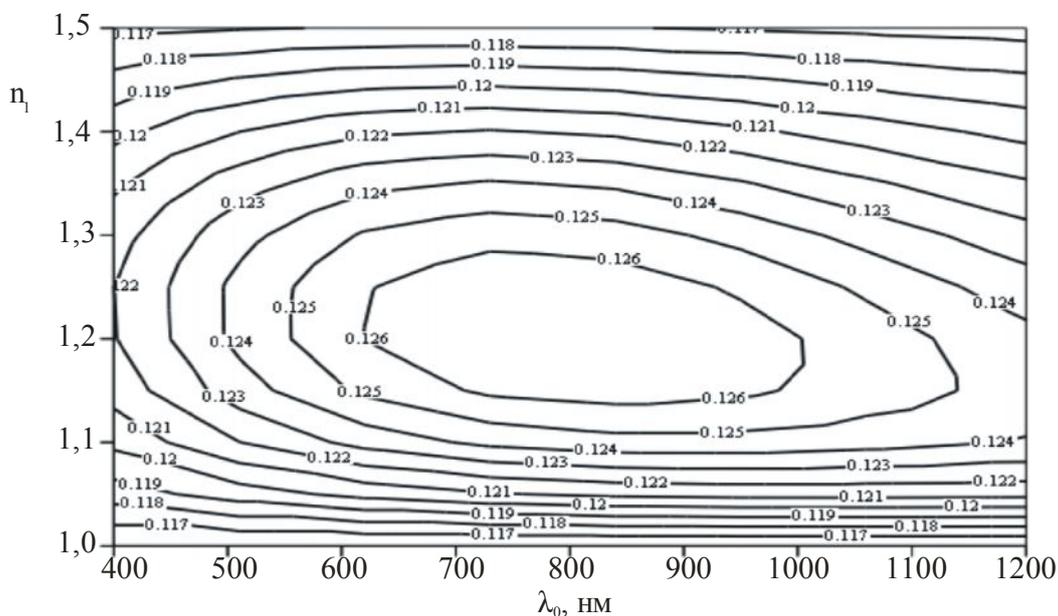


Рис. 3. Значения эффективности просветляющего покрытия для неподвижного элемента при облачной погоде

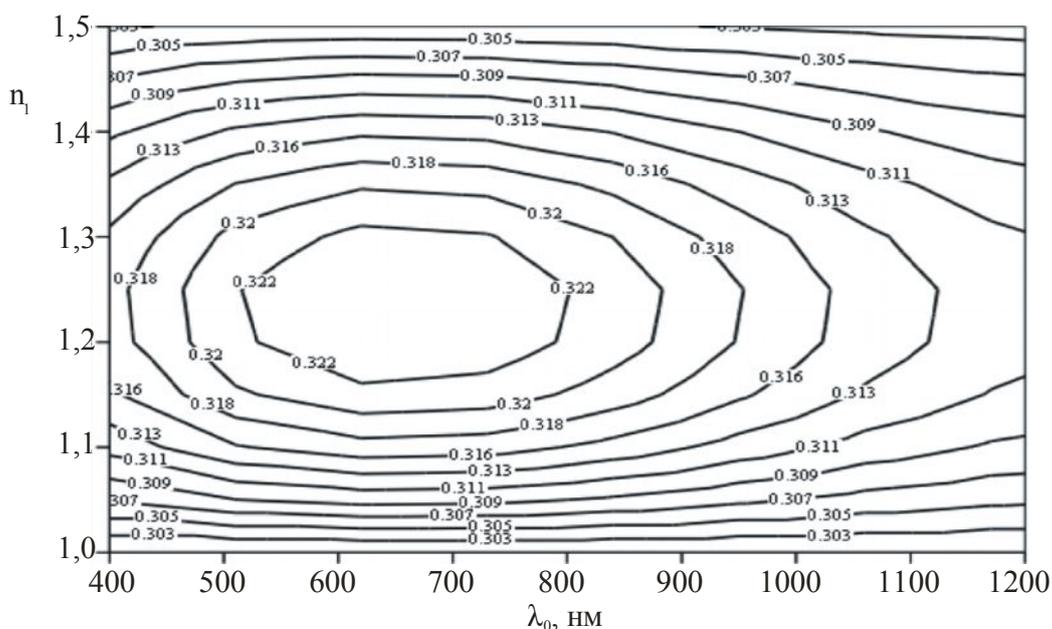


Рис. 4. Значения эффективности просветляющего покрытия для подвижного элемента при ясной погоде

Таблица 1. Эффективность просветляющих покрытий при различных условиях освещенности

Условие освещенности	Оптимальные значения		Эффективность $F(n_1, \lambda_0)_{\max}$	$\frac{\Delta F(n_1, \lambda_0)}{F(n_1, \lambda_0)_{\max}}$ , %	
	$n_1$	$\lambda_0$ , нм		$n_1=1,35$	$n_1=1,44$
Ясная погода	1,199	830	0,2	2,5	6
Облачность	1,205	792	0,127	2,4	5,5
Подвижный элемент	1,233	652	0,324	1,2	4

### Заключение

В работе предложен способ оценки эффективности просветляющего покрытия для защитных стекол солнечных элементов. Рассчитана эффективность покрытий солнечных элементов на основе монокристаллического кремния при различных условиях освещенности. Определены показатель преломления и оптическая толщина покрытия, при которых эффективность принимает максимальное значение. Кроме того, рассчитано изменение функции эффективности при использовании покрытий на основе доступных пленкообразующих (фторида магния и диоксида кремния) по сравнению с максимальным значением.

### Литература

1. Zhao J., Martin A. Green. Optimized antireflection coatings for high-efficiency silicon solar cells // IEEE Transactions on electron devices. – 1991. – Vol. 38 – № 8. – P. 1925–1934.
2. Practical handbook of photovoltaics: fundamentals and applications / ed. by: Tom Markvart a. Luis Castaner. – Oxford : Elsevier, cop. – 2003. – 984 с.
3. ASTM standard E 490: Standard Solar Constant and Air Mass Zero Solar Spectral Irradiance Tables / ASTM Annual Book of Standards – Vol. 14.04. ASTM International, West Conshohocken, PA. – 2002.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ КРАСИТЕЛЕЙ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ОКРАШИВАНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ ЛИНЗ

**Е.К. Пруненко**

**Научный руководитель – д.т.н., профессор Э.С. Путилин**

Данная статья посвящена исследованию свойств дисперсных красителей для поверхностного окрашивания полимерных очковых линз. Приведены спектральные характеристики красителей семи цветов и их показатели преломления при комнатной температуре и температуре окрашивания.

Ключевые слова: дисперсные красители, поверхностное окрашивание, спектральные характеристики, показатель преломления

### **Введение**

Современные тенденции развития технологий в очковой оптике позволяют окрашивать линзы в различные цвета и оттенки при использовании дисперсных красителей. Окрашивание очковых линз применяют для улучшения внешнего вида солнцезащитных очков как аксессуара и защиты от УФ-излучения, для создания фильтров, устраняющих вредное излучение, в качестве терапевтической помощи больным глазными болезнями, для создания очковых линз со специфическими требованиями для различных видов спорта и в эстетических целях.

В настоящее время для окрашивания полимерных линз применяют импортные красители различных фирм: BPI (USA), SHADES (USA), ACTION (Great Britain), OPTICSOL SUPER (Italy), CHEMCO (Great Britain) и другие.

Концентрат красителей выпускают как в жидких формах, так и в виде порошка. Для приготовления красильных растворов применяют дистиллированную или деионизированную воду в пропорциях 1:10 [1, 2].

Для получения различных оттенков используется комбинация трех основных цветов – красного, синего и желтого. Однако сами красители уже состоят из комбинации до 17 различных пигментов [2]. Это позволяет получить до 188 оттенков.

Окрашивание полимерных линз производят в водных дисперсиях органических красителей при повышенной температуре (70–96°C). В основе окрашивания лежит процесс диффузии красителя в поверхностный слой линзы с адсорбцией полярных групп красителя на активных центрах полимера. По химической классификации применяемые красители относятся к азо-, диазо- и антрахиноновым красителям. В состав красильных композиций входят также различные диспергаторы, смачиватели, активаторы для обеспечения однородности и интенсификации процесса окраски. Равномерная адсорбция молекул красителя в поверхностном слое линз обеспечивает одинаковую оптическую плотность по всему диаметру и позволяет получать равномерно окрашенные линзы высоких рефракций [1].

Судить о равномерности окрашивания линзы возможно после определения глубины проникновения пигментов красителя в поверхностный слой материала очковой линзы. Указывается, что мельчайшие розовые пигменты впитываются за секунды, а для синих понадобится несколько минут [2], равномерность распределения пигментов контролируется на глаз.

В литературе описываются результаты поверхностного окрашивания некоторых очковых линз и приведены спектральные характеристики линз до и после поверхностного окрашивания. Ни в одном литературном источнике не указаны свойства красителей, такие как спектральная характеристика, коэффициент поглощения, показатель преломления. Как меняются эти параметры при нагревании

растворов тоже не известно. Эти данные позволяют еще до проведения окрашивания судить о предполагаемых спектральных характеристиках окрашиваемых очковых линз.

### Основная часть

Исследование свойств красителей для поверхностного окрашивания полимерных линз включает определение спектральных характеристик красителей, используемых для окрашивания в одном из оптических салонов Санкт-Петербурга, определение показателей преломления и влияние температуры нагрева раствора красителей на показатель преломления.

Для исследования спектральных характеристик и показателя преломления были использованы следующие дисперсные красители: желтый, розовый и серый цвет изготовителя Brain Power Incorporated (BPI), зеленый, оранжевый и синий цвет от Coburn Optical International Incorporated и порошковый краситель коричневого цвета от Phantom Research Laboratories Incorporated. Красители разводились в дистиллированной воде в пропорции 1:10, как указано в инструкции по окрашиванию полимерных линз.

Определение спектральных характеристик выше указанных красителей проводилось на спектрофотометре Cary-500. При помощи спектрофотометра Cary-500 были получены спектральные характеристики коэффициента пропускания семи красителей, результаты которых приведены на рис. 1.

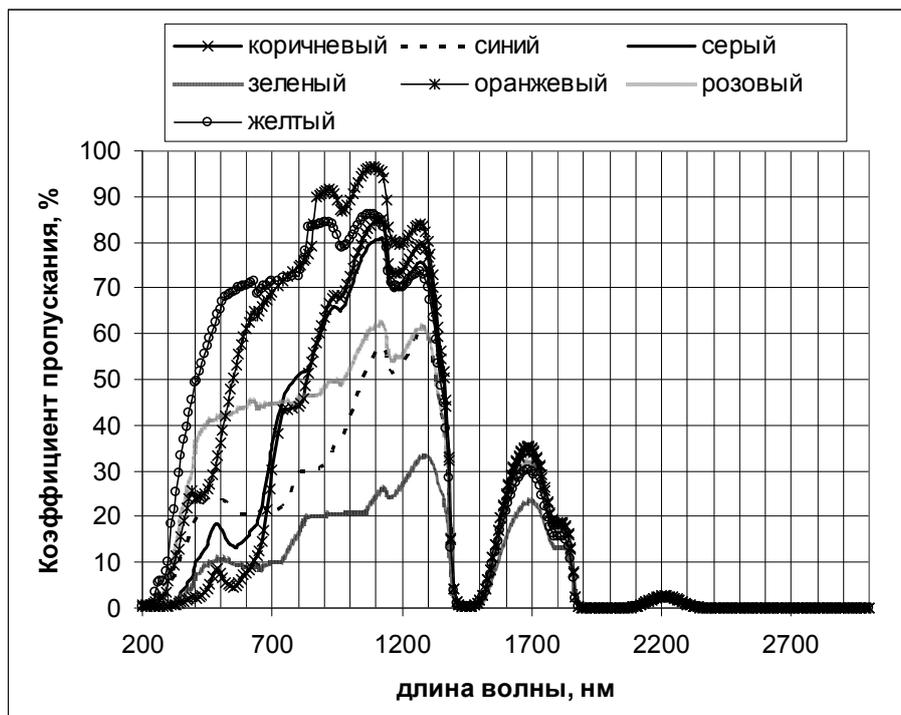


Рис. 1. Спектральные характеристики коэффициента пропускания исследуемых красителей

Приведенные на рис. 1 спектральные характеристики позволяют судить о полосах поглощения красителей. На длине волны 560–570 нм наблюдается полоса поглощения для зеленого, серого и синего красителей, 900 нм – полоса поглощения для всех красителей, кроме зеленого красителя. Полосы поглощения на длинах волн 1200, 1460 нм свойственны всем красителям, так же как поглощение с длины волны 2300 нм.

Спектральная характеристика полимерной очковой линзы, окрашенной при помощи любого из красителей, будет повторять полосы поглощения красителя. На рис. 2 приведен пример спектральных характеристик окрашенной в серый цвет (пепел 2 с интенсивностью окрашивания 25%) линзы и серого красителя.

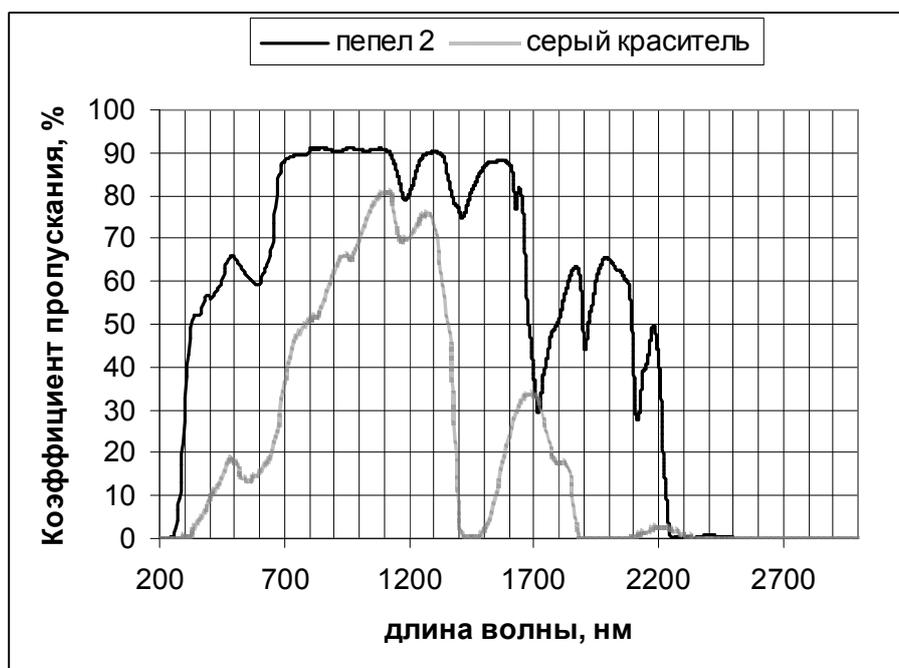


Рис. 2. Спектральная характеристика коэффициента пропускания серого красителя и окрашенной в серый цвет линзы

Как видно из рис. 2, спектральная характеристика линзы, окрашенной в серый цвет повторяет спектральную характеристику, соответственно и полосы поглощения серого красителя. Полосы поглощения окрашенной серой линзы (пепел 2) в инфракрасной области спектра смещены относительно друг друга за счет расширения спектрального диапазона полимерного материала линзы. В видимой области спектра на длине волны 590 нм полосы поглощения повторяют друг друга.

При нагревании растворов красителей происходит смещение спектральных характеристик коэффициента пропускания в ультрафиолетовую область спектра.

Измерение показателя преломления проводилось на рефрактометре ИРФ-454 БМ [3] и эллипсометре ЛЭФ-3М. При помощи рефрактометра ИРФ-454 БМ проводятся измерения показателя преломления красителей на длине волны 589,9 нм, а при помощи эллипсометра ЛЭФ-3М на длине волны 632,8 нм. Приборы позволяют измерять показатель преломления с точностью четвертого знака.

В таблице представлены результаты измерений показателя преломления для исследуемых растворов красителей при комнатной температуре и при 70°C.

Таблица. Результаты измерений показателя преломления красителей

краситель	Измерение на рефрактометре		Измерение на эллипсометре	
	показатель преломления при T=23°C	показатель преломления при T=70°C	показатель преломления при T=23°C	коэффициент экстинкции
Коричневый	1,3359	1,3354	1,3325	0,0006
Серый	1,3350	1,3340	1,3376	0,0001
Зеленый	1,3349	1,3346	1,3368	0,0003
Синий	1,3335	1,3330	1,3322	0,0012
Оранжевый	1,3334	1,3336	1,3325	0,0006
Розовый	1,3344	1,3343	1,3344	0,0002
Желтый	1,3331	1,3335	1,3283	0,0001

Как видно из таблицы, показатели преломления красителей в нагретом состоянии отличаются от показателей преломления при комнатной температуре в третьем, четвертом знаке после запятой. Для коричневого, серого, зеленого и розового красителей показатель преломления уменьшается на 3, 5, 10 единиц четвертого знака. И показатель преломления, измеренный на длине волны 632,8 нм при помощи эллипсометра, различаются в третьем знаке после запятой. Исходя из этого, можно сказать, что дисперсия показателя преломления красителей незначительная, однако проникая в поверхностный слой полимерного материала, будет менять показатель преломления поверхности. Коэффициент экстинкции позволяет оценить поглощение на длине волны 632,8 нм и необходимую толщину слоя красителя в измерительной кювете.

### **Заключение**

В ходе исследования свойств красителей для поверхностного окрашивания полимерных линз были получены спектральные характеристики коэффициентов пропускания красителей в широком диапазоне длин волн 200–3000 нм. Спектральные характеристики поверхностно окрашенных полимерных линз повторяют спектральные характеристики красителей. Поэтому, зная спектральные характеристики красителей можно заранее оценить характер спектральной кривой предполагаемой цветной линзы, окрашенной при помощи дисперсных красителей.

Так как окрашивание проводится в нагретых до температуры 70–96°C растворах красителей, были исследованы показатели преломления красителей при комнатной температуре и температуре 70°C. Нагрев раствора красителя приводит к уменьшению показателя преломления на несколько единиц четвертого знака, после запятой. Измерения, проведенные на разных установках, подтверждают друг друга.

В дальнейшем планируется изучить вопрос изменения параметров поверхностного слоя линзы после окрашивания и определения глубины проникновения красителя в слой полимерного материала.

### **Литература**

1. Щербакова О.В. Окрашивание полимерных очковых линз. – М.: Центр поддержки оптического бизнеса. – 1998. – 46 с.
2. Ферридэй А. Тонирование очковых линз красителем ВРІ //Веко. – 1998. – № 4 (16). – С. 18–19.
3. Рефрактометр ИРФ-454 БМ. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. – Г 34.15.051 ТО.

## ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА КОНТРОЛЯ УГЛОВ ПРИ ВЫСОКОТОЧНОМ ИЗМЕРЕНИИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

**Р.И. Филяевских** (Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики),

**Я.М. Ган** (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова)

Научный руководитель – д.т.н. профессор **М.А. Ган**

(Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова)

В статье рассматриваются вопросы измерения показателя преломления оптических материалов в ультрафиолетовой части спектра на гониометрической установке.

Ключевые слова: показатель преломления, ультрафиолет, гониометр

### Введение

Показатель преломления – одна из важнейших характеристик оптических материалов. На настоящий момент разработано и опробовано большое количество методов его измерения, некоторые из которых описаны в ГОСТ 28869-90 [1].

При изготовлении оптических деталей фотолитографической установки предъявляются жесткие требования к качеству материалов и, особенно, к показателю преломления линз объектива. Ввиду того, что в большинстве случаев показатель преломления измеряется на линиях ртути, значение показателя для длины волны, отличной от линий спектра ртути, определяется экстраполяцией измеренных значений. Недостаток данного способа очевиден: имеет место относительно большая погрешность определения показателя преломления, а, следовательно, и хроматическая aberrация, что является недопустимым для средств фотолитографии. Поэтому важнейшей задачей является высокоточное измерение показателя преломления на рабочей длине волны.

Кроме того, все методы, описанные в ГОСТ [1], используются для измерений только в видимой и инфракрасной областях спектра. Поэтому актуальной является задача определения показателя преломления в ультрафиолетовом диапазоне.

Для измерения показателя преломления на длине волны 248.3 нм была собрана специальная установка, использующая гониометр с голографическим лимбом для измерения углов. Гониометр разработан в Петербургском Институте Ядерной Физики им. Б.П. Константинова РАН [3]. Общая схема установки представлена на рис. 1.

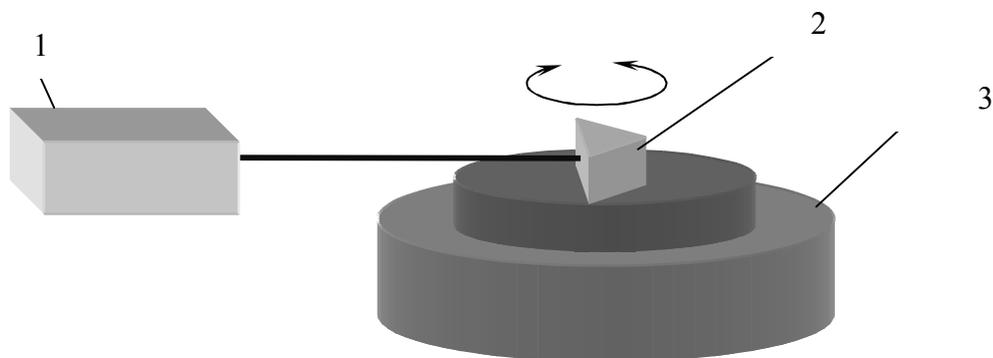


Рис. 1. Общая схема лабораторной установки:  
1 – коллиматор; 2 – призма-образец; 3 – гониометр

В состав установки входит гониометр (3) с поворотным столиком, на котором закреплена контролируемая деталь (2), представляющая собой треугольную призму с углом при вершине  $\theta$  около  $30^\circ$ . Датчик гониометра [3], считывающий текущий отсчет по голографическому лимбу, позволяет измерять угол разворота столика с высокой точностью. Второй важной частью измерительной установки является коллимационная система измерения углового положения (1).

Целью данной работы являлась проверка работоспособности гониометрической установки для измерения углов, а также выбор оптимального вида коллимационной схемы, обеспечивающего наибольшую точность определения углов. Рассматривались два метода: коллимационный и интерферометрический.

### Экспериментальная часть

Рассмотрим процедуру измерения показателя преломления: Призма-образец, изготовленная из материала, показатель преломления которого необходимо определить на данной длине волны, устанавливается на поворотном столике гониометра так, чтобы ее гипотенузная грань была обращена к лазерному лучу.

В измерениях используется автоколлимационный метод: лазерный луч, преломляясь на гипотенузной грани AC, идет параллельно нижней грани BC, отражается от грани AB и выходит из призмы под тем же самым углом ( $\alpha_1$  на рис. 2), что и падающий луч. Исходя из законов отражения и преломления, можно записать выражение для показателя преломления стекла призмы:

$$n = \frac{\sin i}{\sin \vartheta}, \quad (1)$$

где  $i$  – угол падения луча.

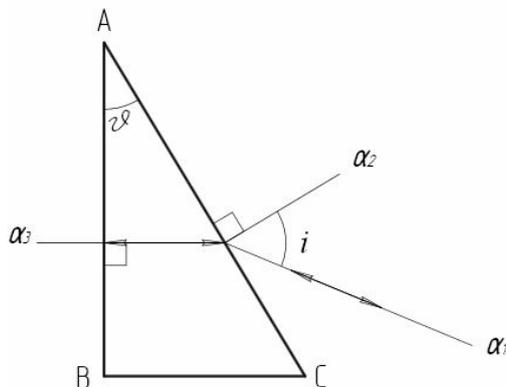


Рис. 2. К выводу выражения для показателя преломления

Угол при вершине  $\theta$  вычисляется как разность двух отсчетов  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$ , перпендикулярных граням AC и AB. Следовательно, для того, чтобы определить показатель преломления треугольной призмы, достаточно знать отсчеты трех направлений  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$ .

Текущее положение столика гониометра считывается угловым датчиком с величиной погрешности не более  $0.1''$ . Однако система, приводящая в движение столик гониометра с помощью шаговых двигателей, является достаточно грубой. И для точного измерения углового положения граней призмы необходимо использовать оптические методы.

В данном случае для проведения угловых измерений, можно использовать 2 различные схемы: по автоколлимационной точке и по интерферограмме.

Для того чтобы использовать обе эти схемы одновременно, собран специальный

интерферометр, имеющий второй канал (II на рис. 3).

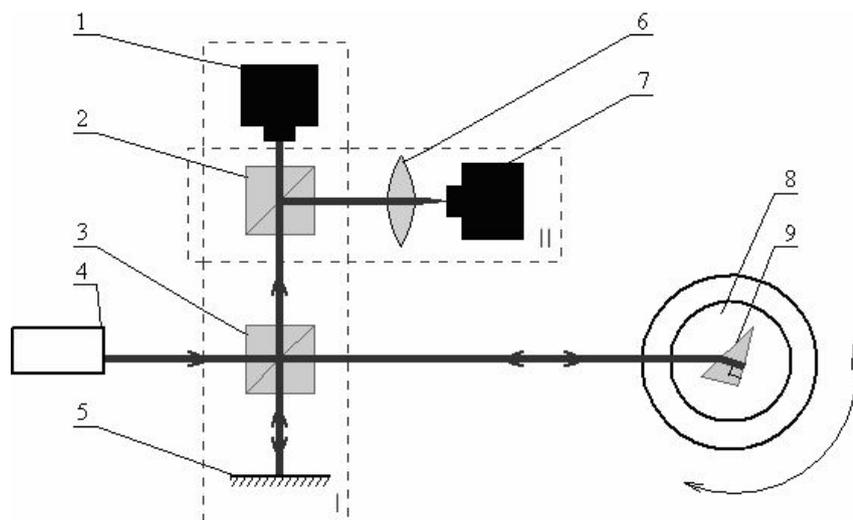


Рис. 3. Схема интерферометра при угловых измерениях на гониометре: 1,7 – камера; 2,3 – светоделительный кубик; 4 – источник излучения; 5 – зеркало; 6 – объектив; 8 – гониометр, 9 – призма

Рассмотрим автоколлимационный метод определения угла между волновыми фронтами.

Лучи, приходящие из разных плечей интерферометра, фокусируются посредством объектива 6 на матрицу камеры 7. Зная фокус объектива и расстояние между отраженным от грани образца лучом и первоначальным, можно вычислить угол между волновыми фронтами:

$$\alpha = \arctan\left(\frac{d}{F}\right), \quad (2)$$

где  $d$  – расстояние между лучами;  $F$  – фокусное расстояние объектива.

Расстояние между световыми пятнами от двух лучей вычисляется программой, получающей их изображение с камеры. Точность данного метода ограничивается точностью определения координат центров световых пятен, которая напрямую зависит от того, какой угол отклонения луча приходится на 1 пиксел камеры.

Для того чтобы использовать коллиматор для измерения углов, была проведена калибровка.

При различных углах поворота отражающей грани призмы с шагом около 20" производилась регистрация светового пятна образованного лучом, отраженным от грани призмы на камере. Координаты центра светового пятна вычислялись программно с использованием метода центра масс.

На лабораторной установке при использовании объектива с фокусным расстоянием 50 мм и камеры с VGA матрицей по результатам калибровки, была получена экспериментальная зависимость  $d(\alpha)$ . По характеру полученной зависимости можно сделать вывод, что на 1 пиксел камеры приходится угол разворота 1".

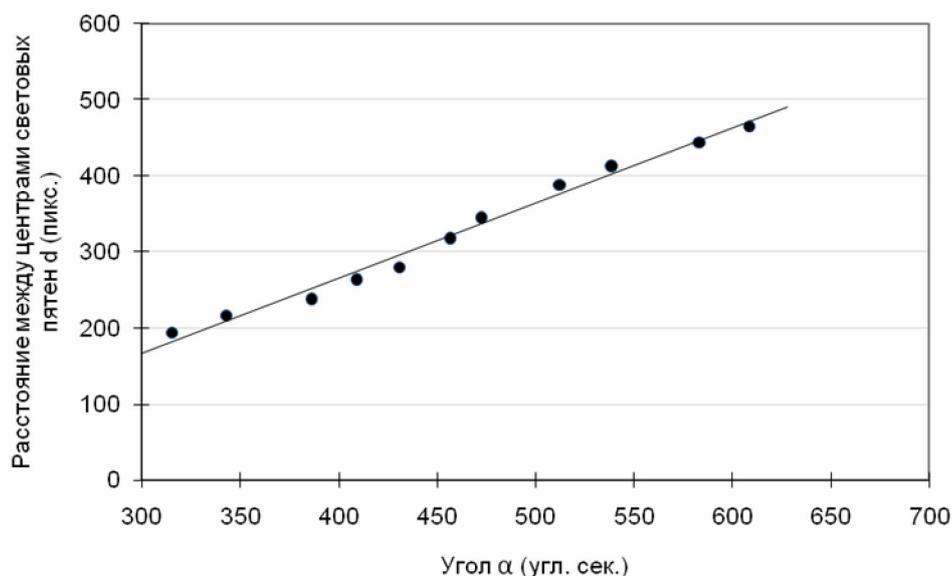


Рис. 4. График зависимости  $d(\alpha)$

Величина случайной погрешности определения угла не превосходила  $16''$ .

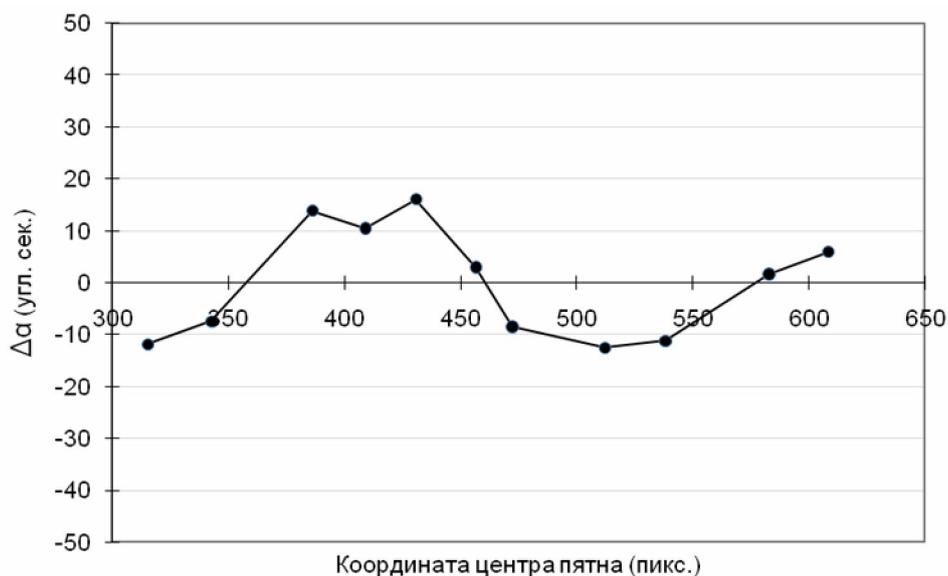


Рис. 5. Случайная погрешность определения угла методом по автоколлимационной точке

Теперь рассмотрим интерферометрический метод.

Он заключается в компьютерном анализе интерферограммы, образованной сложением двух волновых фронтов. В одном плече интерферометра установлено неподвижное зеркало, а во втором плече в качестве зеркала используется плоская поверхность призмы, угол разворота которой требуется определить. В данном случае угол между двумя фронтами вычисляется исходя из коэффициента наклона  $T$  и диаметра  $d$  интерферирующих пучков

$$\alpha = \frac{T\lambda}{d}, \quad (3)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения; в данном случае  $\lambda = 248$  нм.

Для данного метода также была проведена процедура калибровки, аналогичная той, что была использована для коллиматора.

В ходе калибровки были сопоставлены коэффициент наклона волнового фронта, измеряемый интерферометром и угол, получаемый с помощью голографического

лимба гониометра при различных разворотах отражающей грани призмы.

Угловое положение столика с помощью приводной системы с шаговым двигателем задавалось от 0" до 300" с шагом около 20". При этом фиксировался угловой отсчет гониометра  $\alpha$ , и снималась интерферограмма. По результатам компьютерного анализа интерферограммы, находился коэффициент наклона волновых фронтов  $T$ . Полученная в результате калибровки зависимость была аппроксимирована линейной функцией и определен коэффициент соответствия (рис. 6):

$$T = 0,0079\alpha. \quad (4)$$

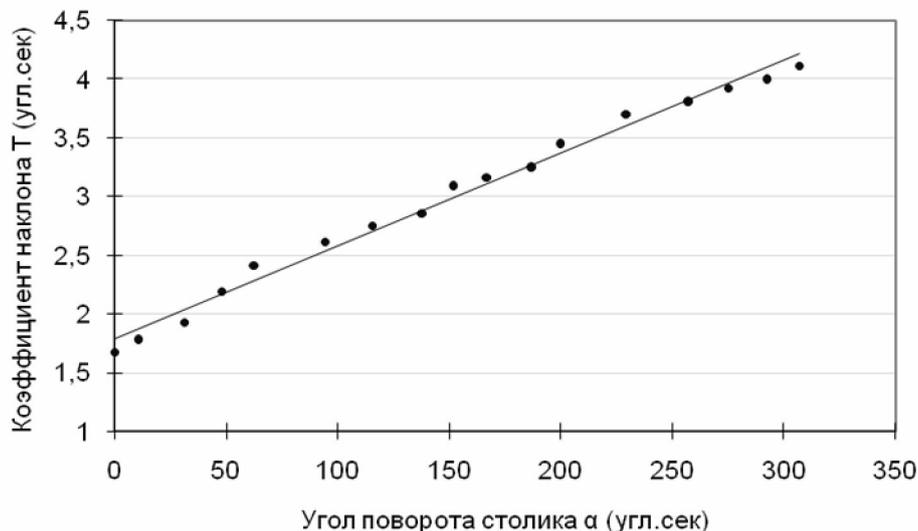


Рис. 6. График зависимости  $T(\alpha)$

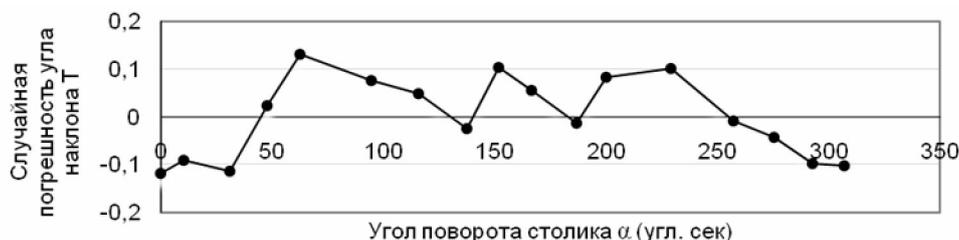


Рис. 7. График случайной погрешности измерений интерферометрическим методом

Приведем характеристики обоих исследованных нами методов. Измерения проводились при использовании 1/3" камеры VGA разрешения и объектива, с фокусным расстоянием 50 мм.

Таблица. Сравнительная оценка точностей исследованных методов

Величина \ Метод	Интерферометрический	Коллимационный
СКО предварительная оценка	12"	13"
СКО измеренное	11"	16"

### Заключение

В результате проделанной работы была собрана установка (рис. 3), а также смонтированы коллиматор и интерферометр. Также, был проведен сравнительный анализ теоретических и измеренных точностей двух методов определения углов.

Полученный опыт может быть использован при создании установки по высокоточному определению показателя преломления оптических материалов в

ультрафиолетовом диапазоне.

По результатам измерений оба метода показали лишь небольшое расхождение с предварительными оценками. Также, имеется резерв по повышению точности: для коллимационного метода, это возможно с использованием длиннофокусного объектива с большей апертурой; а для интерферометрического – путем увеличения размеров интерферограммы.

Поэтому, в качестве направления дальнейшего научного исследования, можно принять повышение точностей данных методов контроля углов и доведение точности измерения показателя преломления до приемлемых для изготовления оптических систем фотолитографических объективов.

### **Литература**

1. ГОСТ 28869-90. Материалы оптические. Методы измерений показателя преломления.
2. Ильин Р.С., Федотов Г.И., Федин Л.А. Лабораторные оптические приборы//М.: Машиностроение. – 1966. – 496 с.
3. Турухано Б.Г., Турухано Н., Добырин В.В. Нанотехнологический компьютеризированный измерительный поворотный стол//Станочный парк. – 2006. – №7. – С. 16–17.

## **ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ КЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ $BaF_2$ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОВ НЕОДИМА**

**А.Н. Абдршин**

**Научный руководитель – В.А. Асеев  
(НИИ нанофотоники и оптоинформатики)**

В работе исследованы люминесцентные свойства керамики на основе  $BaF_2$ , активированной ионами неодима. Было исследовано влияние концентрации неодима на люминесцентные свойства.

Ключевые слова: керамика, неодим, люминесценция

### **Введение**

В настоящее время ведутся разработки, посвященные устранению источников оптического рассеяния в керамических материалах, направленные на получение нового оптического материала – поликристаллической керамики. Подобные материалы представляют собой альтернативу лазерным стеклам и кристаллам [1].

Керамические материалы (например, поликристаллические и стеклокристаллические среды) по своим свойствам занимают промежуточное положение между кристаллами и стеклами. Поликристаллическая керамика представляет собой среду, состоящую из кристаллического порошка с размером кристаллов от десятков до сотен нм, спеченного в объемный образец при высокой температуре (~1500–2500°C) [3].

Керамика, как оптический материал имеет ряд преимуществ по сравнению с традиционными лазерными материалами. Во-первых, ее можно производить в больших количествах, что обуславливает ее использование в высокопроизводительных лазерах. Во-вторых, ее можно использовать как активную лазерную среду в волоконных лазерах с высоким качеством световых пучков, а также внедрять в композитные лазеры с усложненной структурой [2].

Кроме того, поликристаллическая керамика обладает такими достоинствами как: высокая выходная мощность лазера (~1 кВт), возможность масштабирования активного элемента до 1 м<sup>2</sup>, высокая механическая и термическая прочность (в 3 раза выше, чем у кристалла YAG), недорогое массовое производство, возможность создания многослойных и полифункциональных керамических структур [4].

Задачей данной работы являлось исследование зависимости люминесцентных свойств образцов керамики на основе  $BaF_2$  от концентрации ионов неодима.

### **Методы измерений**

В данной работе исследовались керамики  $BaF_2$  с различными концентрациями  $NdF_3$  – 2, 3 и 5 мол%. Образцы представляли собой плоскопараллельные пластины с отполированными сторонами толщиной от 1 до 6 мм.

Спектры люминесценции исследуемых образцов были измерены на установке, схема которой представлена на рис. 1. Люминесценция образца 4 возбуждалась лазером с длиной волны 532 нм 1, сигнал люминесценции фокусировался на входные щели монохроматора 4 и регистрировался InGaAs-приемником. Для увеличения отношения сигнал/шум излучение лазера накачки было промодулировано модулятором 2 и сигнал от приемника усиливался синхронизируемым усилителем 5.

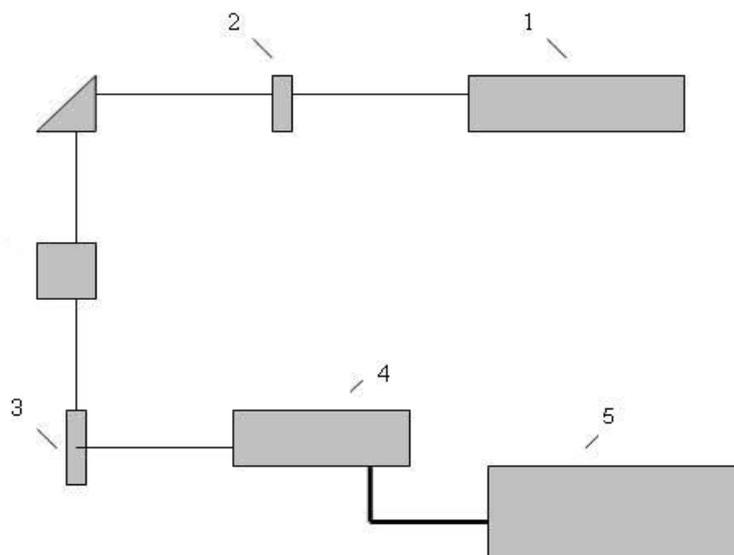


Рис. 1. Схема установки для измерения спектров люминесценции: 1 – неодимовый лазер,  $\lambda=532$  нм; 2 – модулятор; 3 – образец; 4 – монохроматор; 5 – синхронизируемый усилитель SR 850 DSP

Для измерения времени затухания люминесценции образцов использовалась установка, схема которой приведена на рис. 2.

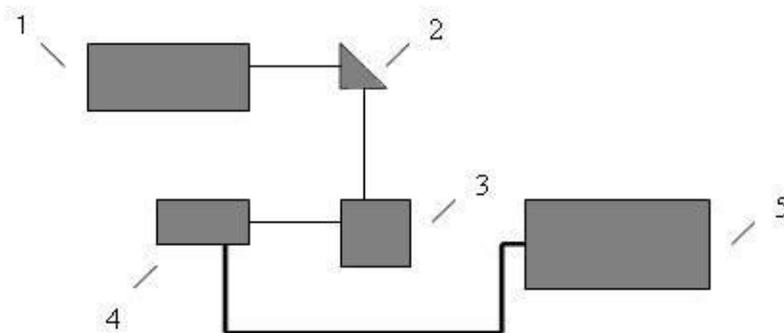


Рис. 2. Схема установки для измерения времени затухания люминесценции: 1 – неодимовый лазер,  $\lambda = 532$  нм; 2 – поворотная призма; 3 – держатель образца; 4 – приемник; 5 – осциллограф

Импульсное излучение лазера 1 (длительность импульса  $\sim 12$  нс) с длиной волны 532 нм возбуждало люминесценцию в образце 3, затухание которой регистрировалось InGaAs-приемником 4 и выводилось на осциллограф 5. Далее время жизни рассчитывалось так: кривая распада нормировалась по максимуму на 1 и находилась площадь под кривой затухания.

### Результаты эксперимента

На рис. 3 представлены спектры люминесценции для исследованных образцов.

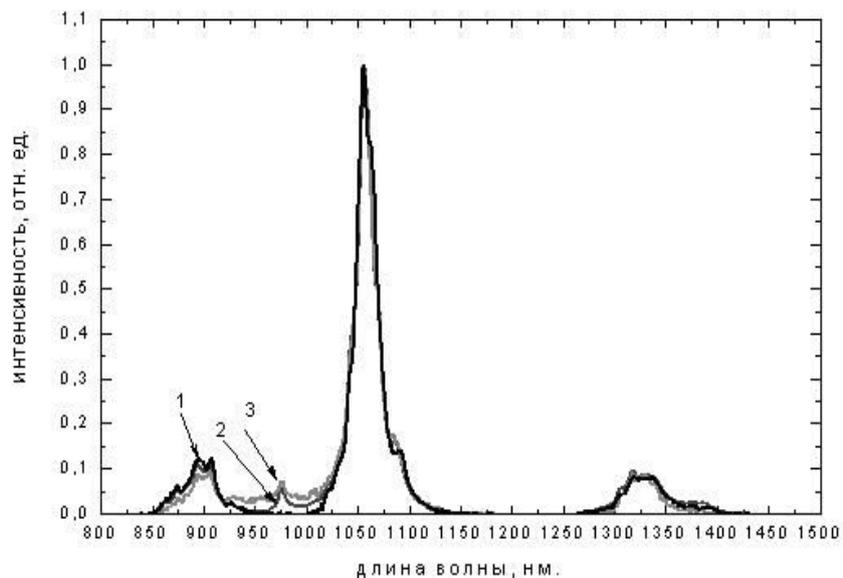


Рис. 3. Спектры люминесценции исследуемых образцов: 1 –  $\text{BaF}_2\text{-5NdF}_3$ ; 2 –  $\text{BaF}_2\text{-2NdF}_3$ ; 3 –  $\text{BaF}_2\text{-3NdF}_3$

Видно, что для всех образцов регистрируется люминесценция для переходов с  $^2\text{H}_{5/2}$  на  $^4\text{I}_{9/2}$ , с  $^2\text{H}_{5/2}$  на  $^4\text{I}_{11/2}$  и с  $^2\text{H}_{5/2}$  на  $^4\text{I}_{13/2}$  (при длинах волн 900, 1064 и 1330 нм соответственно). Форма спектров для всех концентраций меняется не значительно. На рис. 4 представлена концентрационная зависимость времени затухания люминесценции.

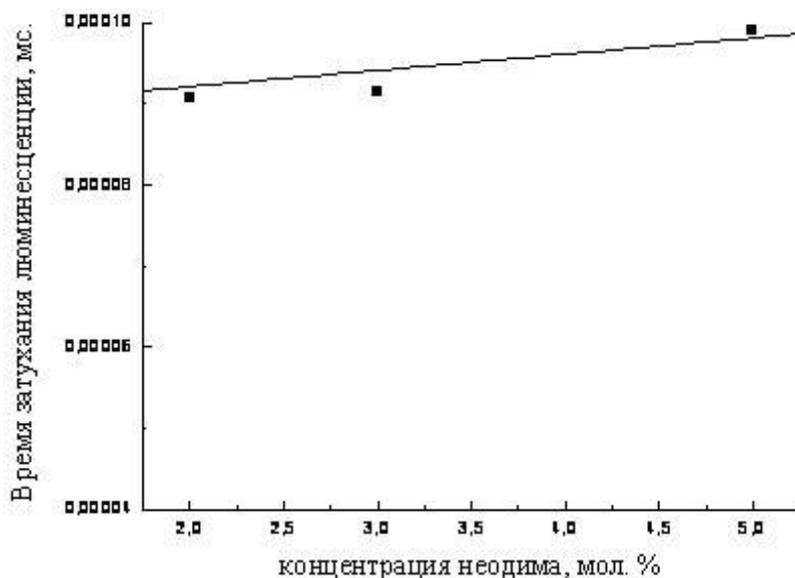


Рис. 4. График зависимости времени затухания люминесценции образцов от концентрации неодима

Видно, что увеличение концентрации неодима в керамиках практически не изменяет время жизни. Это можно объяснить тем, что для керамических материалов кооперативные процессы тушения слабо выражены, так как взаимодействие ионов-активаторов через границы кристаллических зерен невозможно.

## Заключение

В работе были исследованы люминесцентные свойства керамики на основе  $\text{BaF}_2$ , активированной ионами неодима. Было показано, что увеличение концентрации иона неодима не приводит к изменению формы спектров для всех полос люминесценции в ближней ИК-области и уменьшению времени жизни для основного лазерного перехода ( $\sim 1064$  нм).

## Литература

1. Shiraki K. Solid state laser material – Optical homogeneity and crystal growth of YAG. [in Japanese] Oyo Butsuri 38. – PP. 177–182 (1969).
2. Sekino T. & Sogabe Y. Progress in the YAG crystal growth technique for solid state lasers. [in Japanese] Rev. Laser Eng. 21. – PP. 827–831 (1993).
3. Tanabe S., Hirao K., Soga T. Upconversion fluorescences of  $\text{TeO}_2$ - and  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ -based oxide glasses containing  $\text{Er}^{3+}$  // Journal of Non-Crystalline Solids. – 1990. – №122. – PP. 79–82.
4. Tsuda M., Soga K., Inoue H., Inoue S., Makishima A. Upconversion mechanism in  $\text{Er}^{3+}$ -doped fluorozirconate glasses under 800 nm excitation // Journal of Applied Physics. – 1999. – №85. – PP. 29–37.

## СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДНОВАЛЕНТНОЙ МЕДИ

Я.А. Некрасова

Научный руководитель – В.А. Асеев  
(НИИ нанофотоники и оптоинформатики)

В работе была исследована люминесценция меди в различных соединениях, содержащихся в калий-алюмо-боратном стекле. По положению полос люминесценции было определено наличие соединений меди  $\text{CuCl}$  и  $\text{Cu}_2\text{O}$  в стекле. Исследовано влияние термообработки на люминесцентные свойства стекла.

Ключевые слова: хлорид меди, люминесценция

### Введение

Стекла, содержащие в своем составе хлориды меди, обладают высокой нелинейностью поглощения [1]. Это позволяет использовать их для защиты приборов и глаз от лазерного излучения, в качестве насыщающихся поглотителей. Одним из требований, предъявляемых к защитным очкам, является прозрачность в видимой области спектра, т.е. стекла должны быть бесцветными, чтобы не исказить восприятие цвета [2].

Медь в стекле может обладать различной валентностью (I или II), а также может входить в состав стекла в виде различных соединений (например, оксиды или фториды). В отличие от  $\text{Cu}_2\text{O}$ ,  $\text{CuCl}$  обладает более сильным нелинейным поглощением, поэтому при синтезе таких стекол используют специальные методики, позволяющие увеличить содержание хлорида меди. Однако традиционными спектральными методами оценить количественное содержание хлорида меди в стекле тяжело. Это связано с тем, что полосы поглощения  $\text{CuCl}$  находятся в УФ-области спектра и обычно закрыты краем фундаментального поглощения матрицы стекла.

Цель работы состояла в измерении спектров люминесценции меди в калий-алюмо-боратном стекле, а также сравнении этих спектров со спектрами соединений  $\text{CuCl}$  и  $\text{Cu}_2\text{O}$ .

### Описание эксперимента

В данной работе исследуются образцы калий-алюмо-боратного стекла, содержащего медь, до и после термообработки, а также порошки  $\text{CuCl}$  и  $\text{Cu}_2\text{O}$ .

Спектры люминесценции были измерены на люминесцентном спектрометре Perkin Elmer LS 50B. Диапазоны измерения спектров люминесценции приведены в таблице.

Таблица. Параметры измерения спектров люминесценции

Диапазон исследования образца, нм	Длина волны возбуждения, нм
350–600	290
500–550	380
325–550	600

### Результаты и обсуждения

При сравнении спектров люминесценции в диапазоне длин волн 500–550 нм при возбуждении на 380 нм (рис. 1) выявлено, что полоса люминесценции в области 530 нм

соответствует люминесценции  $\text{CuCl}$ , поскольку люминесценция порошка  $\text{Cu}_2\text{O}$  отсутствует.

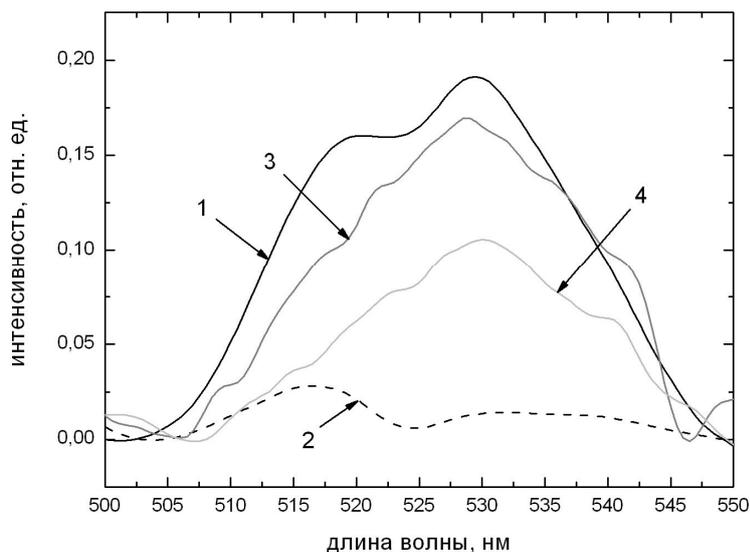


Рис. 1. Спектры люминесценции при возбуждении на  $\lambda = 380$  нм (кривая 1 – порошок  $\text{CuCl}$ , кривая 2 – порошок  $\text{Cu}_2\text{O}$ , кривая 3 – исходный образец, кривая 4 – образец после термообработки)

На рис. 2 представлены спектры люминесценции, полученные при возбуждении на 290 нм.

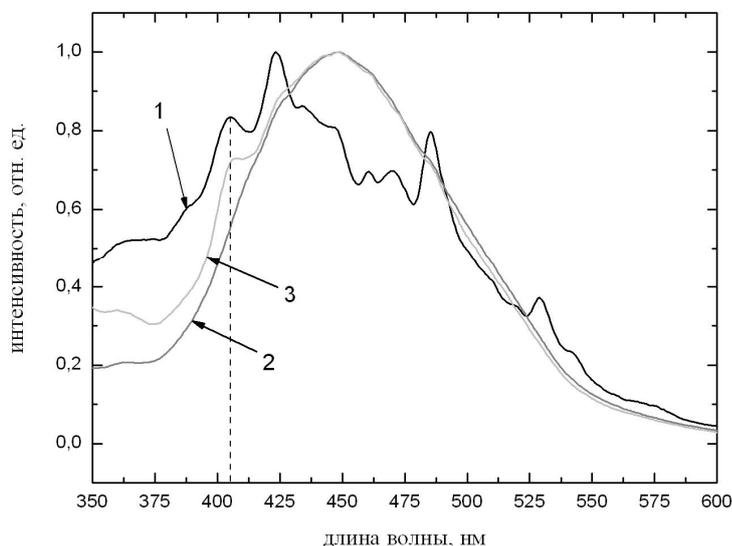


Рис. 2. Спектры люминесценции в диапазоне 350–600 нм при возбуждении на  $\lambda = 290$  нм (кривая 1 – порошок  $\text{CuCl}$ , кривая 2 – исходный образец, кривая 3 – образец после термообработки)

Видно, что в результате термообработки в спектре исследуемого стекла появился пик люминесценции в области  $\sim 405$  нм. Это может свидетельствовать о выделении  $\text{CuCl}$  в процессе термообработки стекла.

При возбуждении в полосу поглощения  $\sim 600$  нм наблюдается люминесценция в более коротковолновой области спектра, чем возбуждение. Это может быть связано с тем, что наблюдается двухфотонное поглощение, характерное для меди. У соединения  $\text{CuCl}$  максимум люминесценции находится в районе 488 нм, у  $\text{Cu}_2\text{O}$  же максимум приходится на 482 нм (рис. 3).

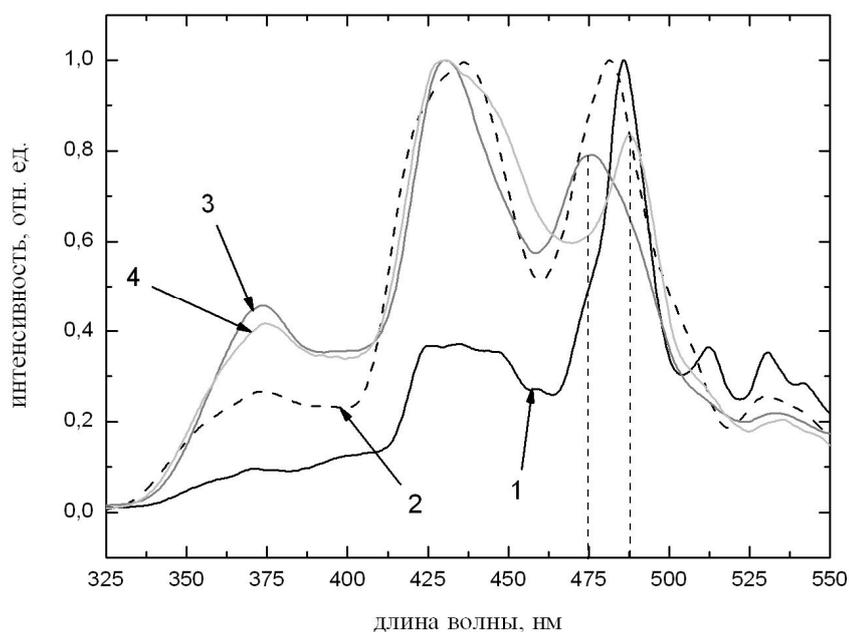


Рис. 3. Спектры люминесценции в диапазоне 325–550 нм при возбуждении на  $\lambda = 600$  нм (кривая 1 – порошок  $\text{CuCl}$ , кривая 2 – порошок  $\text{Cu}_2\text{O}$ , кривая 3 – исходный образец, кривая 4 – образец после термообработки)

Термообработка приводит к смещению максимума полосы люминесценции в районе  $\sim 480$  нм в более длинноволновую область спектра (с 475 нм до 487 нм). Из этого можно сделать предположение, что термообработка приводит к частичному переводу меди из оксида во фторид.

### Заключение

В ходе работы были измерены спектры люминесценции меди в стекле и в соединениях  $\text{CuCl}$  и  $\text{Cu}_2\text{O}$ . Наблюдалась люминесценция меди при возбуждении на длинах волн 290, 380, 600 нм. Сравнение спектров позволяет идентифицировать полосы люминесценции принадлежащие различным соединениям меди в калий алюмоборатном стекле. Также установлено, что вторичная термообработка образцов приводит к увеличению содержания хлорида меди в стекле.

### Литература

1. Edamatsu K., Hisakawa K., Itoh T. Two-photon absorption and luminescence of confined excitons in  $\text{CuCl}$  nanocrystal // *Journal of Luminescence*. – 1997. – V. 72–74. – P. 329–330.
2. Барачевский В.А. Фотохромизм и его применение. М.: Химия. – 1977. – 279 с.

## **СВОЙСТВА ОБЪЕМНЫХ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ НА ОСНОВЕ СИЛИКАТНОГО ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОГО СТЕКЛА, АКТИВИРОВАННОГО ЭРБИЕМ И ЛАНТАНОМ**

**А.С. Златов**

**Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор Н.В. Никоноров**

Проведены исследования свойств объемных фазовых голограмм на силикатном фото-термо-рефрактивном (ФТР) стекле, легированном ионами лантана и эрбия. Проведено сравнение исходного ФТР-стекла с лантановым и эрбиевым ФТР-стеклами.

Ключевые слова: ФТР-стекло, голограмма, эрбий, лантан

### **Введение**

К настоящему объемные фазовые голограммы на основе фото-термо-рефрактивных (ФТР) стекол [1] находят все более широкое применение в лазерной технике. Так, например, на их основе возможно создание брэгговских сверхузкополосных спектральных селекторов, фильтров и внутриврезонаторных зеркал для мощных твердотельных и полупроводниковых лазеров и т.д. [2, 3]. Голограммы на ФТР-стеклах обладают высокой дифракционной эффективностью и спектрально-угловой селективностью. Также у них отсутствует стирание изображения в процессе считывания и нет ограничений на время их жизни. ФТР-стекла обладают высокой химической устойчивостью и механической прочностью, они выдерживают воздействие мощного непрерывного и импульсного лазерного излучения. Однако наличие полосы поглощения коллоидного серебра, а также рассеяние на микрокристаллической фазе, ограничивают применения этого материала в видимом диапазоне спектра. Таким образом, ФТР-стекла наиболее привлекательны для создания голограммных оптических элементов, работающих в ИК-диапазоне спектра.

В настоящей работе были проведены исследования свойств объемных фазовых голограмм на силикатном ФТР-стекле, легированном ионами лантана и эрбия. Определен динамический диапазон изменения амплитуды модуляции первой гармоники показателя преломления в ФТР-стеклах с добавлением ионов эрбия, с добавлением ионов лантана и без них, установлены оптимальные времена термообработки. Также проведено сравнение исходного ФТР-стекла с лантановым и эрбиевым ФТР-стеклами.

### **Объект исследования и эксперимент**

В работе были исследованы цинковоалюмосиликатные стекла с большим содержанием фтора, активированные ионами церия, серебра и сурьмы. Стекла были синтезированы в кварцевых тиглях при температуре 1500°C из реактивов марки ОСЧ.

Запись голограмм производилась He-Cd лазером на длине волны 325 нм по симметричной двулучевой схеме. Термообработка образцов проводилась при T=520–530°C.

Обычно измерение контура угловой селективности проводятся на длине волны  $\lambda=633$  нм He-Ne лазером. Однако поглощение коллоидного серебра в видимом диапазоне приводит к потерям и уменьшению дифракционной эффективности. Кроме этого, голограмма становится амплитудно-фазовой, контур селективности приобретает специфическую форму, которую трудно интерпретировать. Поэтому измерения контура угловой селективности проводились в ИК-области с помощью полупроводникового лазера, работающего на длине волны  $\lambda = 850$  нм.

Схема установки представлена на рис. 1. В качестве источника излучения использовался полупроводниковый лазер с коллимирующей оптической системой.

Исследуемый образец с голограммой находился на поворотном столике, управляемом с компьютера и обеспечивающего шаг разворота  $10^{-5}$  рад. Измерялась зависимость интенсивности прошедшего и дифрагированного пучка в зависимости от угла поворота столика. Полученные данные обрабатывались и захватывались с помощью программного пакета LabView 5.

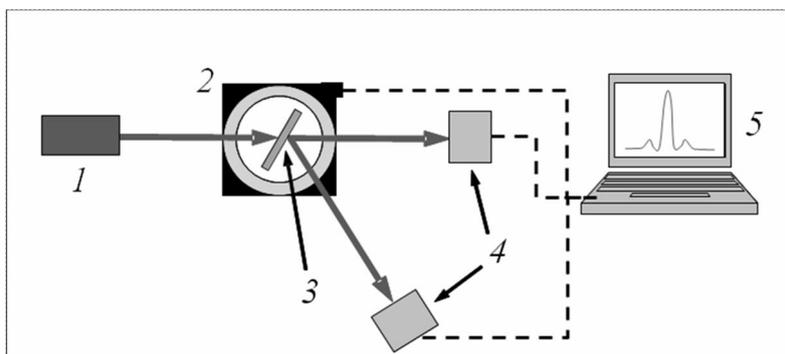


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для тестирования голограмм: 1 – полупроводниковый лазер, 2 – поворотный столик, 3 – исследуемый образец с голограммой, 4 – фотоприемники, 5 – компьютер

Как известно [4], зависимость дифракционной эффективности (ДЭ) пропускающих трехмерных фазовых голограмм от амплитуды модуляции показателя преломления носит осциллирующий характер –  $\eta = \sin^2 \varphi_1$ , где  $\varphi_1 = \pi n_1 T / (\lambda \cos \theta_0)$ ,  $n_1$  – амплитуда модуляции показателя преломления,  $T$  – толщина среды,  $\lambda$  – длина волны восстанавливающего излучения в воздухе,  $\theta_0$  – угол падения восстанавливающего пучка на голограмму в среде. При этом при  $\varphi_1 = k\pi \pm \arcsin \sqrt{\eta}$  (где  $k = 1, 2, 3, \dots$ ) в условиях Брэгга достигаются одинаковые ДЭ и для выбора « $k$ », т.е. однозначного определения  $\varphi_1$ , использовалось сопоставление формы расчетного контура угловой селективности с экспериментально измеренной [5].

### Результаты и обсуждения

Рассчитанные экспозиционные зависимости амплитуд модуляции показателя преломления при оптимальных временах термообработки представлены на рис. 2.

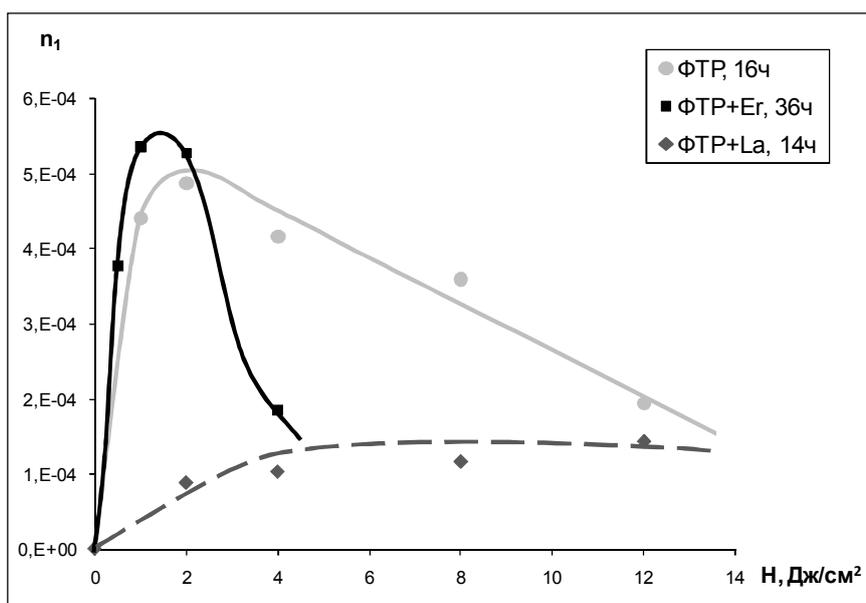


Рис. 2. Зависимости амплитуд модуляции первой гармоники показателя преломления от экспозиции при оптимальных временах термообработки

Из рис. 2 видно, что при оптимальных временах термообработки динамические диапазоны изменения показателя преломления ФТР-стекла, активированного ионами  $Er^{3+}$  и ФТР-стекла, не содержащего ионы редкой земли, практически совпадают и составляют величину порядка  $5 \cdot 10^{-4}$ , а для ФТР-стекол, содержащих ионы  $La^{3+} - 1,5 \cdot 10^{-4}$ . Также из рисунка видно, что для образцов ФТР-стекла, содержащих ионы эрбия, максимальное значение амплитуды модуляции первой гармоники показателя преломления достигается при меньшей дозе облучения, чем для ФТР-стекол не содержащих ионы редкой земли, а для образцов, содержащих ионы лантана – при значительно большей дозе. Таким образом, введение ионов эрбия практически не изменяет фоточувствительность, когда введение ионов лантана приводит к её снижению. Установлено, что введение ионов эрбия приводит к изменению кинетики кристаллизации стекла, что ведет к увеличению времени термообработки. Также установлено, что введение ионов редкой земли в ФТР-стекло приводит к увеличению оптимальной температуры термообработки.

### Выводы

Получена зависимость амплитуды модуляции первой гармоники показателя преломления от экспозиции для ФТР-стекол, активированных эрбием и лантаном, а также не активированных. Установлено, что введение ионов эрбия в ФТР-стекло не приводит к уменьшению максимального значения амплитуды модуляции первой гармоники показателя преломления, когда введение ионов лантана приводит к его уменьшению. Максимальное значение амплитуды модуляции первой гармоники показателя преломления для ФТР-стекол с эрбием составило  $5,5 \cdot 10^{-4}$ , для ФТР-стекол с лантаном –  $1,5 \cdot 10^{-4}$ , для неактивированных ФТР-стекол –  $5 \cdot 10^{-4}$ . Полученные данные необходимо учитывать при разработке сверхузкополосных селекторов света и лазеров с распределенной обратной связью на основе активированных ФТР-стекол.

### Литература

1. Кучинский С.А., Никоноров Н.В., Паньшева Е.И., Савин В.В., Туниманова И.В. Свойства объемных фазовых голограмм на мультитромных стеклах // Оптика и спектроскопия. – 1991. – Т. 70. – № 6. – С. 1296.
2. Venus G., Sevia A., Glebov L. Stable coherent coupling of laser diodes by a volume Bragg grating in PTR glass // High-Power Diode Laser Technology and Applications IV. Ed.: M. Zediker. Proceedings of SPIE 6104 (2006) 61040S.
3. Venus G., Sevia A., Glebov L. Spectral Stabilization of High Efficiency Diode Bars by External Bragg Resonator // 18th Annual Solid State and Diode Laser Technology Review, SSDLTR-2005 Technical Digest, Poster-1, Los Angeles, CA, June 2005.
4. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram grating // Bell Syst. Techn. J. – 1969. – Vol. 48. – №9. – P. 2909–2947.
5. Андреева О.В., Корзинин Ю.Л., Назаров В.Н., Гаврилюк Е.Р., Курсакова А.М. Дифракционная эффективность серебрсодержащих голограмм на пористых стеклах в красной и ИК-областях спектра // Оптический журнал. – 1997. – Т. 64. – №4. – С. 142.

## **ОЦЕНКА КОРРЕКЦИОННЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ГОЛОГРАММЫ СФОКУСИРОВАННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ РАБОТЕ В ПАРЕ: ПРОЕКЦИОННЫЙ ОБЪЕКТИВ – ГОЛОГРАММА**

**Е.С. Рытова, И.А. Виноградов**

**Научный руководитель – д.т.н., профессор В.А. Зверев**

Была разработана схема регистрации и восстановления голограммы сфокусированного изображения с помощью проекционного объектива невысокого качества. Произведена оценка коррекционных возможностей голограммы сфокусированного изображения при совместной работе с проекционным объективом невысокого качества. В представленной схеме регистрации и восстановления голограммы предъявляются меньшие требования к временной когерентности источника излучения. Получены коэффициенты компенсации aberrаций с учетом спектральной ширины и угла падения опорного пучка и установки голограммы относительно объектива. Рассчитан проекционный объектив для записи и восстановления голограммы.

Ключевые слова: голография, голограмма сфокусированного изображения, коррекция aberrаций

### **Введение**

Современные тенденции развития жидкокристаллических и плазменных дисплеев направлены, не только на уменьшение размера единичного пикселя изображения, но и на увеличение общей площади устройств. В традиционной фотолитографии эта проблема, в основном решалась за счет уменьшения рабочей длины, но при этом наблюдается значительное уменьшение рабочего поля проекционных объективов, обусловленное невозможностью полной коррекции aberrаций. Производители микросхем вынуждены компенсировать недостаточность размеров полей путем использования сканирующего и пошагового экспонирования, что увеличивает количество операций экспонирования и совмещения. Поскольку операция совмещения в традиционной фотолитографическом оборудовании сложна и трудоёмка, то возникает необходимость его замены альтернативными «большепольными» системами проекционной фотолитографии. Использование методов голографии позволяет избежать выше перечисленных недостатков традиционной фотолитографии, так как обеспечивает при больших полях экспонирования возможность формирования полностью свободные от aberrаций действительные изображения объектов [3].

### **Оценка коррекционных возможностей голограммы сфокусированного изображения**

Практически все разработанные к настоящему времени голографические методы коррекции aberrаций оптических систем основаны на введении в оптическую систему дополнительного элемента – голограммы, выравнивающей оптические длины хода всех лучей пучка, либо пучков, строящих изображения тех точек объекта, с помощью которых и была записана голограмма [6].

В предлагаемой схеме для регистрации и восстановления информации об объекте используется голограмма сфокусированного изображения, записанная с помощью недорогого проекционного объектива невысокого качества.

Такая проекционная система позволяет реализовать голографический вариант фотолитографического процесса, в котором голограмма сфокусированного изображения выполняет одновременно функции корректора aberrаций объектива и носителя информации о структуре объекта. На рис. 1 представлены принципиальные

схемы записи и восстановления голограммы, работающей совместно с объективом невысокого качества.

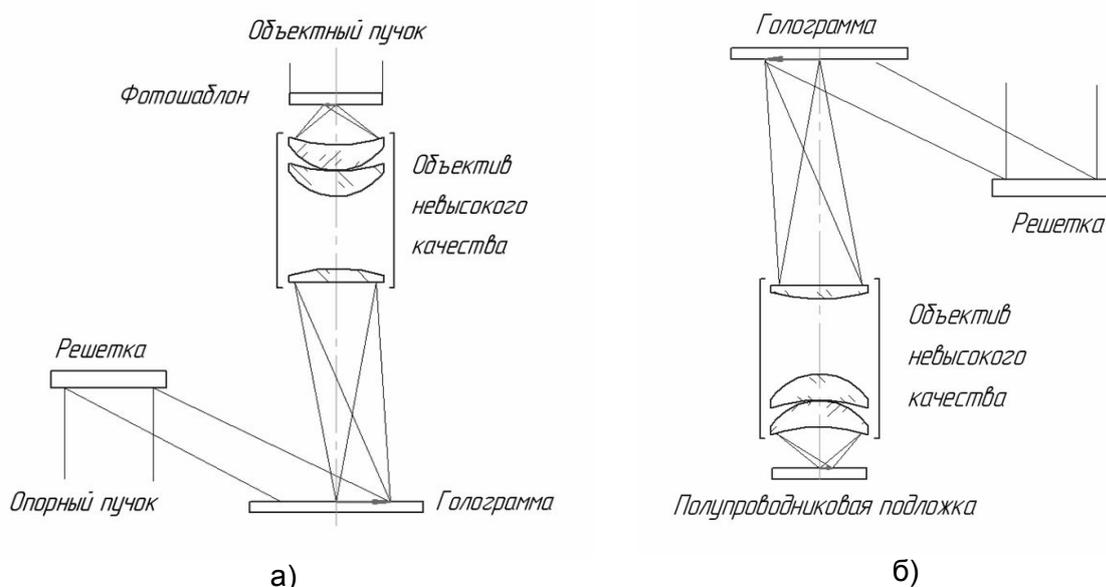


Рис. 1. Принципиальная схема записи (а) и восстановлении (б) голограммы сфокусированного изображения, работающей совместно с объективом невысокого качества

Отметим, что приведенная на этих схемах дифракционная решетка используется для смягчения требований к монохроматичности используемого источника излучения. При этом голограмма позволяет реализовать коррекцию aberrаций объектива по всему его полю одновременно, но только для одного конкретного фотошаблона, с которым была записана.

Голограмму сфокусированного изображения можно получить при использовании в схеме записи оптических систем, формирующих изображение объекта записи вблизи поверхности регистрации. Применение таких голограмм позволяет уменьшить требования к когерентности источника излучения.

В настоящей работе коррекция aberrаций голограммой сфокусированного изображения осуществляется за счет обращения волнового фронта. В основу голографической коррекции aberrаций путем обращения волнового фронта положена возможность восстановления с помощью голограммы волны, комплексно сопряженной объектной волне, при падении на голограмму восстанавливающей волны комплексно сопряженной опорной волне, используемой при записи голограммы [4].

На рис. 2 представлена одна из возможных схем реализации коррекции aberrации оптической системы.

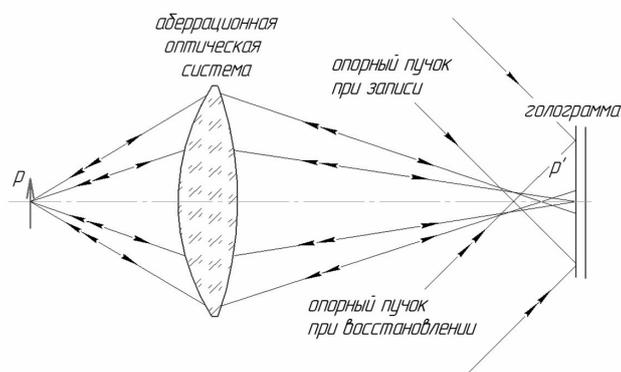


Рис. 2. Схема коррекции aberrаций путем обращения волнового фронта

Оптическая система формирует в плоскости  $p'$  искаженное аберрациями изображение объекта, расположенного в плоскости  $p$ . Голограмма регистрируется с помощью параллельного опорного пучка и объектного пучка лучей, формирующего аберрационное изображение объекта  $p$ . Экспонированная и прошедшая химическую обработку голограмма устанавливается точно в то же место, в котором она находилась при регистрации, и восстанавливается плоской волной, комплексно сопряженной опорной волне, использовавшейся при записи, т.е. противоположной по направлению, в случае плоских волн. В рассматриваемом случае аберрационная оптическая система совместно с голограммой формируют в плоскости  $p$  свободное от аберраций действительное изображение объекта, который находился в этой плоскости на момент записи голограммы. Коррекция аберраций оптической системы осуществляется за счет обращения хода лучей через несовершенную оптическую систему [5].

Анализ коррекционных возможностей голограммы-проектора выполнен в рамках теории аберраций третьего порядка. В результате анализа были выведены коэффициенты компенсации аберраций голограммой сфокусированного изображения и коэффициенты компенсации с учетом ошибки установки голограммы относительно объектива при восстановлении.

$$K_S = \frac{dW_s}{W_{сф}} \approx 8 \left( \frac{d\lambda}{\lambda} + \frac{d\alpha_c}{\sin 2\omega} \right); \quad (1)$$

$$K_C = \frac{dW_c}{W_{кома}} \approx 6 \left( \frac{d\lambda}{\lambda} + \frac{d\alpha_c}{\sin 2\omega} \right); \quad (2)$$

$$K_A = \frac{dW_A}{W_{астигматизм}} \approx 4 \left( \frac{d\lambda}{\lambda} + \frac{d\alpha_c}{\sin 2\omega} \right); \quad (3)$$

$$K_F = \frac{dW_F}{W_{кривизна}} \approx 4 \left( \frac{d\lambda}{\lambda} + \frac{d\alpha_c}{\sin 2\omega} \right); \quad (4)$$

$$K_D = \frac{dW_D}{W_{дисторсия}} \approx 2 \left( \frac{d\lambda}{\lambda} + \frac{d\alpha_c}{\sin 2\omega} \right), \quad (5)$$

где  $K_S$ ,  $K_C$ ,  $K_A$ ,  $K_F$ ,  $K_D$  – степень компенсации сферической аберрации, комы, астигматизма, кривизны поля и дисторсии соответственно,  $d\lambda$  спектральная ширина источника излучения,  $\lambda$  длина волны записи и восстановления,  $d\alpha_c$  ошибка в выставлении угла падения восстанавливающего пучка на голограмму,  $\sin 2\omega$  задняя апертура проекционного объектива.

$$K_{SX} \approx 8 \frac{dx}{D}; \quad (6)$$

$$K_{CX} \approx 6 \frac{dx}{D}; \quad (7)$$

$$K_{AX} \approx 4 \frac{dx}{D}; \quad (8)$$

$$K_{FX} \approx 4 \frac{dx}{D}; \quad (9)$$

$$K_{DX} \approx 2 \frac{dx}{D}, \quad (10)$$

где  $K_{SX}$ ,  $K_{CX}$ ,  $K_{AX}$ ,  $K_{FX}$ ,  $K_{DX}$  – степень компенсации с учетом ошибки установки сферической аберрации, комы, астигматизма, кривизны поля и дисторсии

соответственно,  $D$  – световой диаметр проекционного объектива,  $dx$  – точность установки голограммы относительно объектива

Для осуществления полной коррекции aberrаций голограммой по всему рабочему полю необходимо выполнить соблюдение следующего неравенства:

$$\frac{0,25 \cdot \lambda}{K_s + K_{sx}} \geq W_{\text{объектива}}, \quad (11)$$

где  $W_{\text{объектива}}$  – волновая aberrация проекционного объектива.

Таким образом, зная волновую aberrацию объектива и используя выражение (11) можно найти  $dx$  невысокого качества для выполнения коррекции aberrаций по всему полю [4].

$$dx = \left( \frac{0,25 \cdot \lambda}{W_{\text{объектива}}} - K_s \right) \cdot \frac{D}{8}. \quad (12)$$

Для записи и восстановления голограммы сфокусированного изображения был рассчитан проекционный объектив невысокого качества. Исходя из поставленной задачи, объектив должен иметь телецентрический ход лучей, задний отрезок порядка  $S' = 100 \div 200$  мм, что требуется для свободного введения восстанавливающей опорной волны в схему восстановления.

К качеству образованного изображения разрабатываемой оптической системой, особых требований не предъявляется, так как проекционный объектив выполняет роль сборщика энергии излучения.

Расчет проекционного объектива для записи и восстановления голограммы сфокусированного изображения на длине волны  $\lambda = 0,488$  мкм был выполнен с применением программного продукта SARO. Моделирование для наглядного отображения производилось в программной среде ZEMAX. Объектив состоит из трех линз и имеет три оптические асферические поверхности [1].

Положение плоскостей предмета и изображения рассчитанного проекционного объектива  $S = -28,28$  мм,  $S' = 193,96$  мм.

На рис. 3 представлен рассчитанный объектив невысокого качества с иллюстрацией прохождения главного и апертурного лучей.

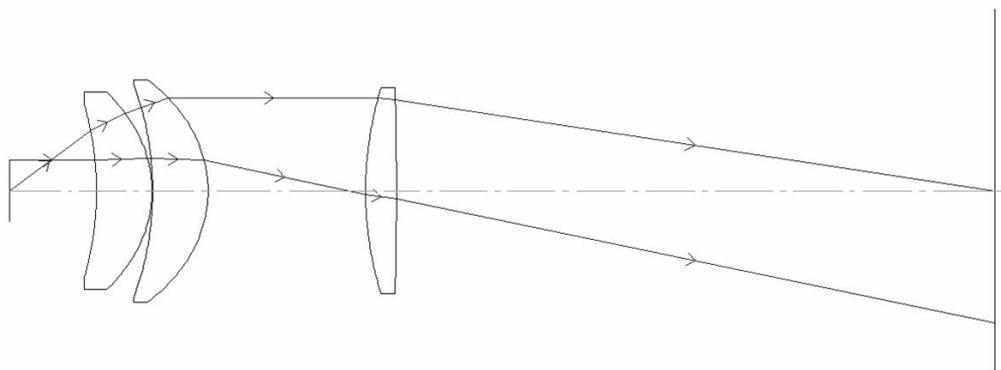


Рис. 3. Проекционный объектив с ходом главного и апертурного лучей

На рис. 4 показан ход лучей в оптической системе, смоделированный с помощью программного продукта ZEMAX. При записи голограммы объектив работает в прямом ходе лучей, и передняя апертура составляет  $A = 0,6$ , а при восстановлении – в обратном.

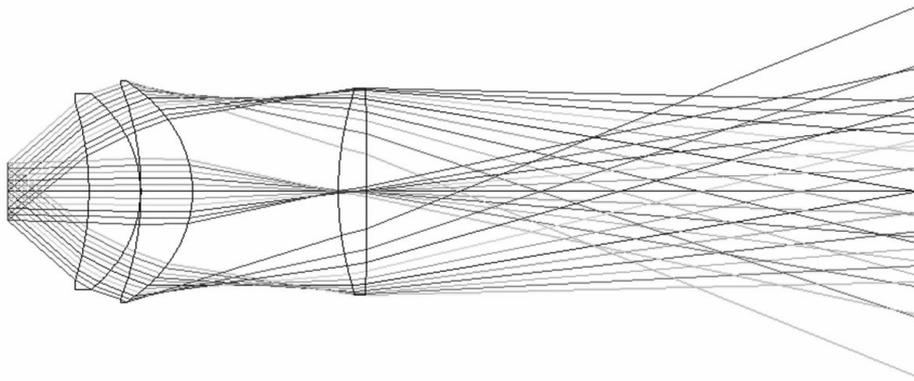


Рис. 4. Ход лучей в объективе невысокого качества при регистрации

При разработке объектива большое внимание уделялось анализу бликов от оптических поверхностей, так как при работе в когерентном свете концентрация бликов в области регистрации и восстановления голограммы приводит к потере качественной информации об объекте. Для устранения бликов необходимо нанести просветляющие покрытия на оптические поверхности линз и избегать.

С помощью программного продукта SARO был проведен анализ бликов в рассчитанном проекционном объективе и произведен анализ концентрации бликов в плоскостях предмета и изображения. На основе полученных данных относительная концентрация бликов равна нулю, что подтверждает отсутствие бликов I порядка в сопряженных плоскостях предмета и изображения рассчитанного проекционного объектива невысокого качества при прямом и обратном ходе лучей [1].

### Заключение

Проведенная работа теоретически подтвердила возможность полной коррекции aberrаций голограммой при совместной работе с проекционным объективом. В ходе работы произведен расчет допуска на установку голограммы относительно объектива для полной компенсации aberrаций по всему рабочему полю при восстановлении голограммы на длине волны записи. Рассчитан проекционный объектив для записи и восстановления голограммы удовлетворяющий основным требованиям.

### Литература

1. Волосов Д.С., Цивкин М.В. Теория и расчет светооптических систем. – М.: Искусство. – 1960.
2. Герке Р.Р., Корешев С.Н., Семенов Г.Б., Смирнов В.В. Голограммная оптика в «ГОИ им. С.И.Вавилова». Оптический журнал. – 1994. – №1. – С. 26–39.
3. Кольер Р., Беркхард К., Лин Л. Оптическая голография. – М.: Мир. – 1973.
4. Корешев С.Н., Ратушный В.П. Использование метода голографии для получения изображений двумерных объектов при решении задач фотолитографии высокого разрешения. Оптический журнал. – 2004. – Т. 71. – №10. – С. 32–39.
5. Корешев С.Н., Ратушный В.П. Голограммы сфокусированного изображения в задаче высокоразрешающей проекционной голографической фотолитографии. Оптика и спектроскопия. – 2006. – Т. 101. – № 6. – С. 1038–1042.
6. Миллер М. Голография. – Л.: Машиностроение. – 1979.
7. Окатов М.А., Антонова Э.А., Байгожин А. и др. Справочник технолога-оптика – СПб: Политехника. – 2004.
8. Оптическая голография /Под ред. Г. Колфилда. – М.: Мир. – 1982.

9. Champagne E. Nonparaxial imaging, magnification and aberration properties in holography. JOSA. – 1967. – V. 57. – №1. – PP. 51–55.
10. Matsumura. Analysis of wave-front aberrations caused by deformation of hologram media. – JOSA. – 1974. – V. 64, PP. 677–681.
11. Meier R. Magnification and third – order aberrations in holography. – JOSA. – 1965. – V.55. – №8. – PP. 987–992.
12. Stetson K.A. holography with total internally reflected light. Appl. phys. Lett. – 1967. – V. 11. – PP. 225–226.
13. Weingartner I. A holographic mirror objective. Optik. – 1983. – V.65. – №1. – PP. 49–61.

## **ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ СИНТЕЗА И ЦИФРОВОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ГОЛОГРАММ-ПРОЕКТОРОВ**

**О.В. Никаноров, Ю.А. Иванов**

**Научный руководитель – д.т.н., профессор С.Н. Корешев**

Рассмотрены особенности синтеза голограмм-проекторов, предназначенных для использования в голографическом варианте фотолитографического процесса. Сформулирована и обоснована необходимость поиска альтернативных методов фотолитографии. Основное внимание уделено алгоритмам синтеза и восстановления голограмм-проекторов. Представлен интерфейс созданного программного комплекса. Обсуждаются примеры синтеза и последующего восстановления изображения тестового объекта.

Ключевые слова: голограмма, синтез, восстановление, фотолитография

### **Введение**

В настоящее время наметилась тенденция к разделению подходов к фотолитографическим технологиям, используемым для изготовления различных электронных, оптоэлектронных и дисплейных элементов и систем. Для первого подхода основной задачей является стремление к более высокому разрешению, что приводит к необходимости применения малых полей зрения, при втором же подходе для ускорения производственных процессов и понижения стоимости продукции первоочередным является использование широких полей зрения при достаточно высоком разрешении.

При этом уменьшения минимального отображаемого характеристического размера изготавливаемых структур добиваются путем увеличения разрешающей способности используемых для этих целей оптических систем. Традиционный метод повышения разрешения основан на увеличении апертуры объектива и уменьшения длины волны. Он приводит к постепенному переходу в более коротковолновую область, в том числе и экстремально коротковолновую и рентген, для которых нет оптически-прозрачных материалов. Так при работе на длине волны 13 нм могут использоваться только зеркальные объективы. Существенными недостатками зеркальных систем является: малое поле зрения, необходимость большого количества отражающих поверхностей и сложность их изготовления [1].

Все вышеперечисленное приводит к необходимости поиска альтернативных методов фотолитографии. Одним из перспективных вариантов решения данной проблемы является использование отражательных рельефно-фазовых голограмм, так как в этом случае не используются прозрачные среды, а размер одновременно экспонируемой области полупроводниковой пластины в большей степени зависит от когерентности источников излучения и характеристик расширителей пучков, чем от полевых аберраций проекционного объектива в качестве, которого используется голограмма-проектор [2, 3].

В современной литературе, имеются сведения о разработках голографических фотолитографических систем на основе практически всех известных видов голограмм, в частности, голограмм Френеля, голограмм сфокусированного изображения и синтезированных голограмм.

Метод цифровой голографии, основанный на применении синтезированных голограмм-проекторов, при решении фотолитографических задач, заключается в цифровом синтезе и аналоговом физическом восстановлении топологии микросхем. Под голограммой-проектором в настоящей работе мы понимаем голограммы, предназначенные для точного, т.е. безабрационного формирования действительного

изображения, двумерных амплитудных бинарных транспарантов, пригодных для использования в фотолитографических технологиях [4].

Применение цифровой голографии позволяет исключить этап использования физического фотшаблона для создания голограммы. Вместо этого достаточно создать виртуальный цифровой шаблон, используя который синтезируется цифровая голограмма, которая наносится с помощью генератора изображения на стеклянную пластину, покрытую слоем фоторезиста. При этом в зависимости от пространственных частот изготавливаемой голограммы отображение голограммной структуры на носителе может осуществляться с помощью коммерчески доступных лазерных и электронно-лучевых генераторов изображений [5].

На данный момент нам доступны лазерные генераторы изображения, способные воспроизводить элементы порядка 1 микрометра. Необходимо отметить, что уже есть технологии позволяющие фокусировать пучки электронов в точку, размеры которой не превышают 10 нм.

В доступной нам литературе содержатся сведения о попытках использования принципов цифровой голографии при решении задач ультракоротковолновой проекционной фотолитографии, однако, практически полностью отсутствует описание используемых алгоритмов и программно-аппаратного комплекса. Так же в доступных нам источниках отсутствуют сведения об успешном внедрении методов цифровой голографии в фотолитографический процесс. Все вышеописанное приводит к необходимости разработки оригинального метода цифрового синтеза голограмм пригодных для использования в фотолитографическом процессе.

С этой целью нами была поставлена работа, направленная на создание программного комплекса синтеза и цифрового восстановления голограмм-проекторов. При этом восстановление использовано нами для проверки работоспособности алгоритма синтеза.

### Метод синтеза голограмм-проекторов

При создании алгоритма синтеза был выбран метод на основе вычисления комплексного вектора электромагнитного поля. Так как при расчетах в нем меньше приближений в сравнении с методами Фурье и Френеля.

Данный метод описывает физические процессы при регистрации реальной голограммы. Его суть сводится к вычислению для каждой точки голограммы комплексной амплитуды голографического поля формируемого всеми точками исходного объекта.

В данной работе рассматривается случай, при котором виртуальный транспарант освещается когерентным пучком, перпендикулярно падающим на ее поверхность. Таким образом, транспарант можно представить в виде набора точечных когерентных источников света с одинаковой фазой. Поэтому набег фазы от источника до точки голограммы (1) будет зависеть от расстояния между ними –  $l$ , описанного выражением (2).

$$\varphi_{u,v,m,n} = \frac{2 \cdot \pi \cdot l_{u,v,m,n}}{\lambda}, \quad (1)$$

$$l_{u,v,m,n} = \sqrt{(u-m)^2 + (v-n)^2 + h^2}. \quad (2)$$

Тогда выражение (3) описывает комплексный вектор электромагнитного поля точки на голограмме.

$$g(u, v) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N t(n, m) \{ \sin(\varphi_{u,v,n,m}) - i \cos(\varphi_{u,v,n,m}) \}, \quad (3)$$

где «u», «v» и «x», «y» координаты на голограмме и транспаранте соответственно, а  $h$  – расстояние между этими плоскостями.

На рис. 1 представленное графическое отображение данного выражения.

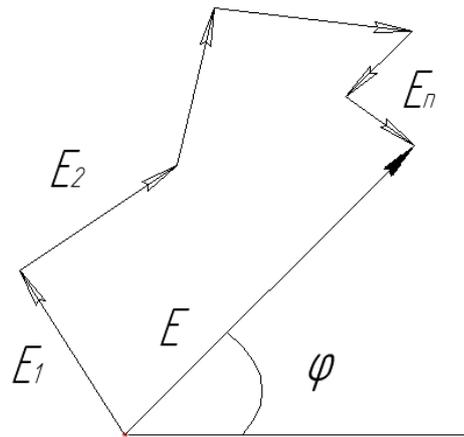


Рис. 1. Суммирование комплексных амплитуд

Представим опорную волну в виде параллельного пучка, падающего под углом  $\Theta$ . Исходя из геометрии (рис. 2) можно определить зависимость фазы опорного пучка на поверхности голограммы от координат и угла наклона (4).

$$\varphi_{on} = \frac{2 \cdot \pi \cdot \Delta}{\lambda} = \frac{2 \cdot \pi \cdot x \cdot \sin \Theta}{\lambda}. \quad (4)$$

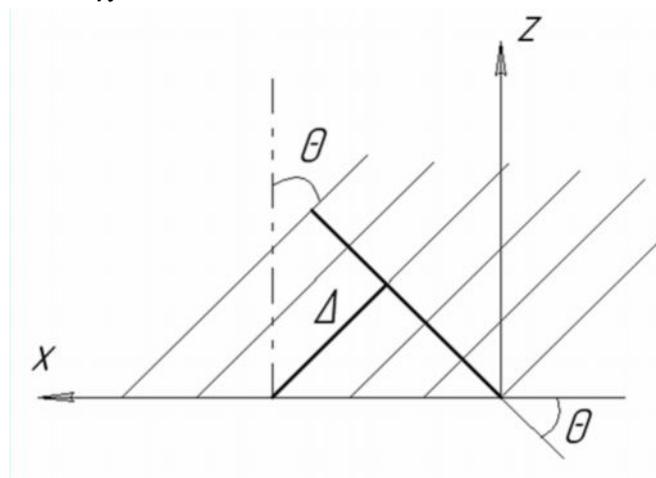


Рис. 2. Параллельный опорный пучок

Далее для каждой точки голограммы складываются комплексные амплитуды электромагнитного поля опорного пучка и излучения, прошедшего через транспарант. Тем самым мы получаем массив общих комплексных амплитуд для каждой точки голограммы необходимый для ее отображения и печати. Возведя каждый элемент выборки в квадрат, мы получим набор интенсивностей точек голограммы [6].

После расчета голограмма может быть нанесена на какой-либо физический носитель и восстановлена. При использовании генераторов изображений, отображающих только две градации, необходимо произвести бинаризацию.

В данной работе она осуществляется способом, описанным выражением (5).

$$\begin{cases} 1, I \geq t, \\ 0, I < t. \end{cases} \quad (5)$$

где  $t$  – уровень бинаризации.

Преимущество бинарной голограммы в сравнении с серой голограммой заключается в возможности практического отображения голограммы на носителе, а, также, в большей дифракционной эффективности [7].

Для проверки созданного алгоритма и исследования влияния параметров синтеза на формируемое голограммой изображение был создан алгоритм восстановления. Причем, для надежности был выбран другой алгоритм, нежели при синтезе.

Метод восстановления изображения с помощью преобразования Френеля является параксиальным приближением интеграла Рэля-Зоммерфельда. Основой этого метода является вычисление интеграла Френеля, который описывает распределение интенсивности в плоскости изображений. Преобразование Френеля для двумерного объекта при этом принимает вид (6), а его дискретное представление (7) [8–15].

$$G(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} t(x, y) \exp \left\{ -i \frac{\pi}{\lambda d} [(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2] \right\} dx dy, \quad (6)$$

$$G(\xi, \eta) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N t(n, m) \exp \left\{ -i \frac{\pi}{\lambda h} [(\xi - n)^2 + (\mu - m)^2] \right\}. \quad (7)$$

### Интерфейс программы

На рис. 3 представлен интерфейс созданной программы.

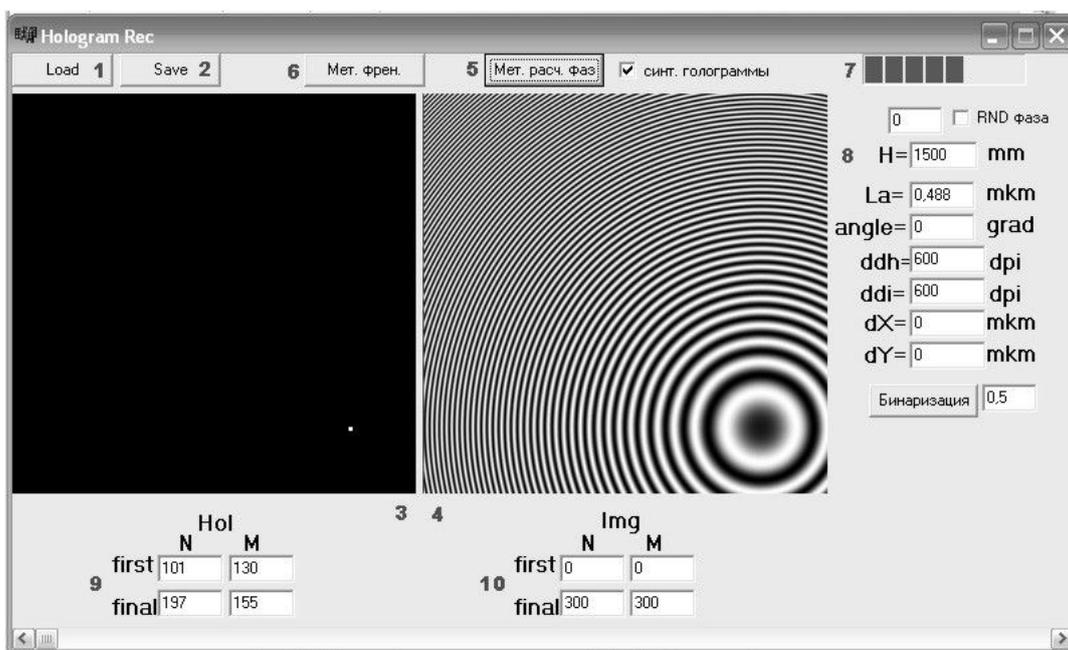


Рис. 3 Интерфейс программы

Пунктами **1** и **2** отмечены кнопки для загрузки исходного и сохранения в файл рассчитанного изображения, которые отображаются в областях **3** и **4**. В поле **7** отображается на сколько выполнен расчет. Кнопка **5** служит для запуска алгоритма синтеза голограммы, а **6** – восстановления. В полях **8** задаются такие параметры как:  $H$  – расстояние между плоскостью голограммы и изображения, их разрешение, угол падения опорного пучка  $\Theta$  и смещение области регистрации в пространстве. Пунктами **9** и **10** отмечены поля, в которых можно задать области голограммы и изображения, которыми будет оперировать алгоритм. Кнопка **11** запускает алгоритм бинаризации по уровню указанному в поле **12**.

Было проведено тестирование программного комплекса, показавшие положительные результаты. На рис. 4 приведен пример исходного изображения (слева сверху) и синтезированных с его помощью голограмм-проекторов.

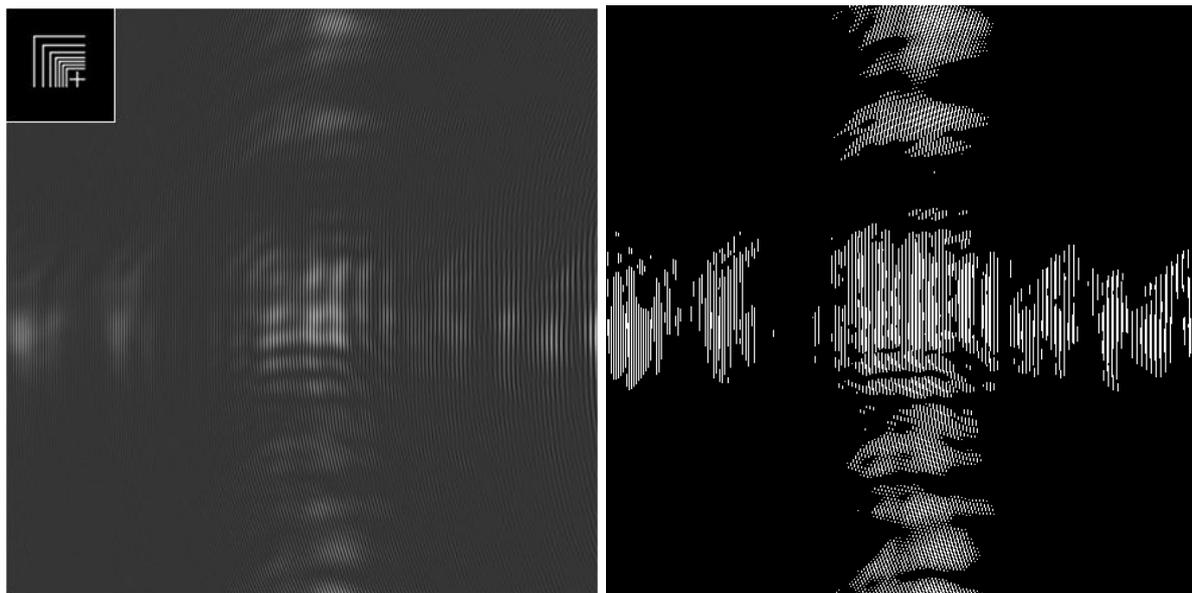


Рис. 4. Пример синтезированной голограммы в тоновом и бинарном виде  
При восстановлении были получены результаты представленные на рис. 5.

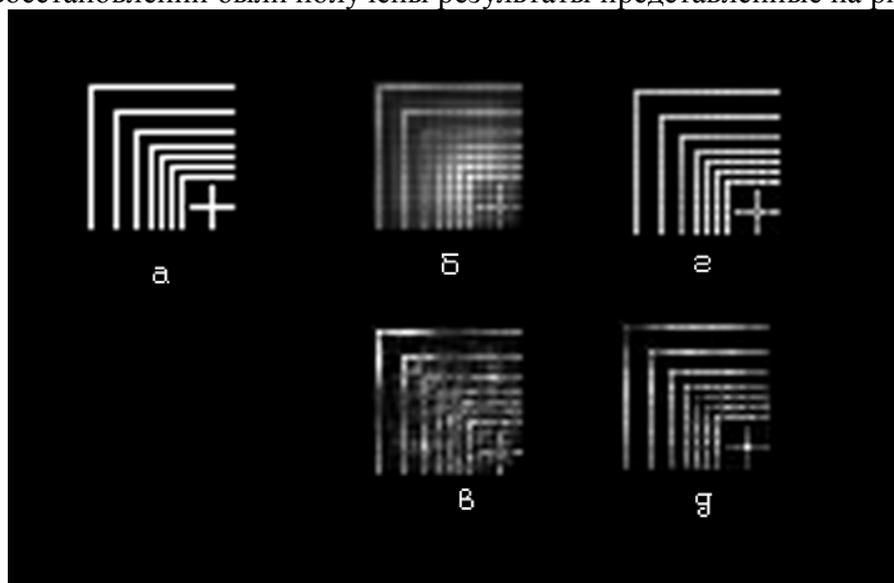


Рис. 5. а – исходное изображение; б и г – при различных углах падения опорного пучка;  
в, д – получены от бинарных голограмм

Изображения рис. 5б, в были получены при нормальном падении опорного пучка, а рис. 5г, д при  $\Theta$  равном  $10.5^\circ$ . Улучшение качества структуры связано с пространственным разделением порядков дифракции. Так же заметно, что бинаризация привела к потере информации записанной на голограмме рис. 5в, д.

### Заключение

Данная исследовательская работа была направлена на исследование возможности компьютерного синтеза голограмм для последующего использования в фотолитографии. В заключение приведем основные результаты настоящей работы, которые можно сформулировать в виде следующих кратких выводов:

- Разработан алгоритм синтеза голограмм-проекторов.
- Разработан алгоритм восстановления.
- Реализована программная оболочка и создан интерфейс программы.
- Проведено тестирование в результате которого получены положительные результаты.

### Литература

1. Корешев С.Н., Ратушный В.П. Использование метода голографии для получения изображений двумерных объектов при решении задач фотолитографии высокого разрешения // Оптический журнал. – 2004. – Т. 71. – №10. – С. 32–39.
2. Clube F., Gray S., Struchen D., Tisserand J., Malfoy S., Darbellay Y. Holographic microlithography // Opt. Eng. – 1995. – Vol. 34. – № 9. – P. 2724–2730.
3. Корешев С.Н., Ратушный В.П. Голограммы сфокусированного изображения в задаче высокоразрешающей проекционной голографической фотолитографии // Оптика и спектроскопия. – 2006. – Т. 101. – №6 – С. 1038 – 1042
4. Jacobsen C., Howells M. Projection x-ray lithography using computer-generated holograms: A study of compatibility with proximity lithography // J. Appl. Phys. – 1992. – V. 71. – P. 2993–3001.
5. Naullenau P.P., Salmassi F., Cullikson E.M., Liddle J.A. Design and fabrication of a high-efficiency extreme-ultraviolet binary phase-only computer-generated hologram // Appl. Optics. – 2007. – V. 46. – №14. – P. 2581 – 2585.
6. Кольер Р., Беркхард К., Лин Л. Оптическая голография –М.:Мир, 1973, 686с.
7. Семенов Г.Б., Корешев С.Н. Дифракционная эффективность и некоторые особенности спектров дискретных амплитудных бинарных голограмм // Оптика и спектроскопия. – 1976. – Т.41. – №2. – С. 310–314.
8. Гудмен Дж. введение в Фурье-оптику. – М.: Мир. – 1970. – 364 с.
9. W. Silfvast High Precision Soft X-ray Optics, proceedings of a workshop held in Rockville, MD, Oct. – 1989.
10. Levenson M., Johnson K., Hanchett V. Projection photolithography by wave-front conjugation // J. Opt Soc. Am. – 1981. – Vol. 71. – P. 737–739.
11. Lohmann A.W., Paris D.P. Binary Fraunhofer Holograms, Generated by Computer // JOSA. – 1967. – Vol. 56. – № 4. – P. 535.
12. Lohmann A.W. Variable Fresnel zone pattern // Appl. Optics – 1967. – Vol. 6. – P. 9.
13. Cooley J.W. and Tukey J.W. An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series // Math. of Comput. –1965. – Vol. 19. – P.297-301.
14. Ландсберг Г.С. Оптика. Учеб. пособие: Для ВУЗов. — 6-е изд., стереот. – М.: ФИЗМАТЛИТ. – 2003. – С. 19, 20, 151 и д.
15. Slinger C., Cameron C., Coomber S., etc. Recent developments in computer-generated holography, SPIE-IS&T. – 2004. – Vol. 5209. – P. 27–41.

## ВТОРИЧНЫЙ СПЕКТР В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН 400–900 НМ

Е.А. Цыганок

Научный руководитель – д.т.н., профессор А.П. Грамматин

В линзовых системах, свободных от центрального экранирования и не содержащих асферических поверхностей, абберацией, определяющей качество изображения в диапазоне длин волн 400–900 нм, является вторичный спектр. В комбинациях обычных стекол в этой области спектра, происходит увеличение значения вторичного спектра в 7,5 раз по сравнению со спектральным диапазоном F'–С'. В комбинациях особых стекол график вторичного спектра имеет 2 экстремума, и его значение определяется расстоянием между ними и характеристики качества изображения должны определяться минимум для пяти длин волн.

Ключевые слова: оптика, абберации, вторичный спектр, особые стекла

### Введение

С связи с появлением приемников изображения оптического диапазона, работающих в широкой спектральной области, возникла необходимость разработки соответствующих объективов. При полях изображения, достигающих подчас величин порядка  $2\omega \geq 20^\circ$ , использование зеркальных объективов исключено.

В линзовых системах, свободных от центрального экранирования и не содержащих асферических поверхностей, абберацией, определяющей качество изображения в широком диапазоне длин волн, является вторичный спектр. Для его уменьшения необходимо применение оптических сред с наиболее близкими значениями частных относительных дисперсий при возможно большой разности коэффициентов дисперсий [1].

### Диаграмма Аббе

Величина вторичного спектра зависит от относительных частных дисперсий марок стекол, и для обычных стекол параметры  $p$  и  $v$  связаны линейной зависимостью:  $p = B - Av$  [2].

Большинство марок стекол находится вблизи проведенной прямой (рис. 1).

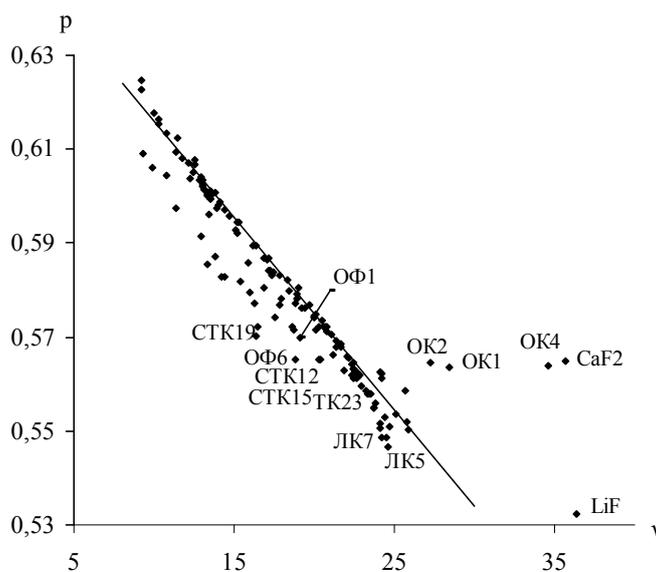


Рис. 1. Диаграмма зависимости относительной частной дисперсии от коэффициента дисперсии стекол ГОСТа 3514-94 для спектрального диапазона 400–900 нм при основной длине волны  $\lambda_0 = 546$  нм

Для системы, состоящей из двух простых бесконечно тонких склеенных линз, ахроматизированной для заданных спектральных линий, величина вторичного спектра в случае бесконечно удаленного предмета вычисляется по формуле [2]:

$$S'_{\lambda_2} - S'_{\lambda_1} = -f' \frac{(p_{0-2})_2 - (p_{0-2})_1}{v_2 - v_1} = -f' \cdot A. \quad (1)$$

Следовательно, чтобы определить величину вторичного спектра двухлинзовой системы, достаточно соединить прямой точки диаграммы, относящиеся к этим маркам стекол: тангенс угла  $\varphi$ , образованного прямой с осью абсцисс, будет равен величине  $A$ . Для большинства пар стекол величина  $A$  изменяется в небольших пределах [2].

Оптические стекла, у которых  $v$  и  $p$  не удовлетворяют линейной зависимости, относятся к особым стеклам. Значительного уменьшения величины вторичного спектра с одновременным достижением достаточно больших числовых апертур можно достигнуть применением оптических сред, у которых величины частных относительных дисперсий близки к дисперсиям обычных стекол при возможно большой разности  $v$ . Такими дисперсионными свойствами обладают некоторые кристаллы – флюорит, фтористый литий, особые кроны и др. [2].

### Вторичный спектр

При использовании комбинаций обычных стекол в области спектра 400 – 900 нм, происходит увеличение значения вторичного спектра в семь с половиной раз по сравнению со спектральным диапазоном 480–643,8 нм. Поэтому для широкой области спектра необходимо использовать комбинации особых стекол или кристаллов.

Из диаграммы на рис. 1 следует, что комбинации пар стекол из особых кронов ОК1, ОК2, ОК4 и особых флинтв ОФ6, ОФ1 или сверх тяжелых кронов СТК12, СТК15 могут использоваться для исправления вторичного спектра в данной области спектра.

Практически все графики вторичного спектра, полученные с помощью программного комплекса САРО, для вышеуказанных комбинаций особых стекол в спектральном диапазоне 400–900 нм имеют два экстремума, которые отсутствуют в комбинациях обычных стекол, рис. 2. Их наличие впервые было замечено Л.Н. Андреевым для сочетания флюорита и кварцевого стекла в диапазоне длин волн 240–700 нм. В данном случае величина вторичного спектра будет определяться расстоянием между этими экстремумами и характеристики качества изображения должны определяться минимум для пяти длин волн: основной длины волны, крайних длин волн спектрального диапазона и длин волн, соответствующих экстремальным значениям графика вторичного спектра. Причем эти длины волн остаются неизменными для каждой комбинации из особых стекол.

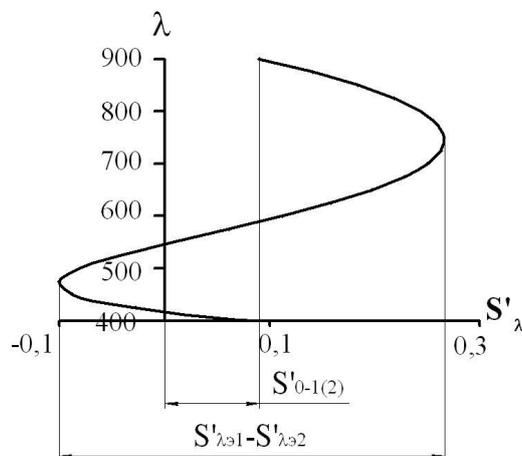


Рис. 2. Вторичный спектр комбинации особых стекол ОК2–СТК12

При изменении основной длины волны происходит изменение расстояния от параксиального изображения основной длины волны до параксиального изображения крайних длин волн. Но расстояние между экстремумами и вид графика остаются постоянными. Следовательно, вторичный спектр особых стекол в диапазоне длин волн 400–900 мкм не зависит от выбора основной длины волны.

Кроме особых стекол для ахроматизации оптических систем, в первую очередь объективов микроскопов, традиционно используют флюорит. Но в рассматриваемом диапазоне длин волн он дает малый эффект по сравнению с комбинациями особых стекол, что дает возможность отказаться от флюорита в их пользу.

Проведенное исследование показало, что минимальным вторичным спектром в спектральном диапазоне длин волн 400–900 нм обладает пара особых стекол ОК1–СТК12:

$$S'_{\lambda 2} - S'_{\lambda 1} = 1/3125 f' . \quad (2)$$

Несмотря на то, что по диаграмме зависимости относительной частной дисперсии от коэффициента дисперсии наименьшим вторичным спектром должна обладать комбинация особых стекол ОК4–ОФ6.

Небольшими значениями вторичного спектра также обладают комбинации особых стекол:

ОК1–СТК15:

$$S'_{\lambda 2} - S'_{\lambda 1} = 1/2777 f' \quad (3)$$

ОК2–СТК12:

$$S'_{\lambda 2} - S'_{\lambda 1} = 1/2702 f' \quad (4)$$

ОК2–СТК15:

$$S'_{\lambda 2} - S'_{\lambda 1} = 1/2380 f' . \quad (5)$$

Погрешность данных формул составляет 0,3%.

Переход к волновой мере можно осуществить с помощью формулы:

$$W = \frac{(S'_{\lambda 2} - S'_{\lambda 1}) \sin^2 \sigma'}{2\lambda} . \quad (6)$$

### Заключение

В заключении можно сделать следующие выводы:

1. для пар обычных стекол в диапазоне 0,4–0,9 мкм наблюдается увеличение значения вторичного спектра в 7,5 раз по сравнению с диапазоном С'–F';
2. практически для всех пар особых стекол в диапазоне 0,4–0,9 мкм график вторичного спектра имеет 2 экстремума функции, определяющие его величину;
3. использование флюорита дает малый эффект по сравнению с особыми стеклами;
4. лучшая комбинация стекол ОК1–СТК12.

### Литература

1. Балаценко О.Н., Грамматин А.П. Объективы апохроматы без кристаллов. Оптический журнал. – 2002. – №2. – С. 21–24.
2. Панов В.А., Андреев Л.Н. Оптика микроскопов. Л.: Машиностроение. – 1976.

# ДЕЦЕНТРИРОВКА ПОВЕРХНОСТЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ И ХАРАКТЕР ЕЕ ВЛИЯНИЯ НА ПОЛОЖЕНИЕ И КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Е.С. Рытова

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.А. Зверев

Рассмотрены основные случаи возникновения децентрировки оптических поверхностей, оказывающих существенное влияние на качество образованного изображения. Поставлены основные цели и задачи для последующего исследования характера и степени влияния децентрировок оптических поверхностей.

Ключевые слова: децентрировка, оптическая ось, абберация

## Введение

Как известно, все оптические системы, построенные на принципе круговой симметрии, обладают тем свойством, что центры кривизны всех преломляющих или отражающих поверхностей лежат на одной прямой, являющейся также осью симметрии или оптической осью системы. При смещении оптической оси, какой-либо поверхности с оптической оси всей оптической системы появляется абберация, называемая децентрировкой оптической системы, которая приводит к ухудшению качества оптического изображения.

## Децентрировка оптических поверхностей

Важно отметить, что любая линия, проведенная через центр кривизны сферической поверхности, может быть принята в качестве ее оптической оси, т.е. сферическая поверхность не имеет определенного положения оптической оси. Поэтому малый наклон сферической поверхности относительно плоскости, перпендикулярной оптической оси оптической системы, в состав которой входит эта поверхность, эквивалентен ее поперечному смещению на величину  $\delta_i$  и продольному смещению, равному  $\Delta_i$

$$\delta_i = -r_i \cdot \theta_i \quad (1)$$

$$\Delta_i = \frac{\delta_i^2}{2r_i}, \quad (2)$$

где  $r_i$  – радиус кривизны сферической поверхности,  $\theta_i$  – угол наклона сферической поверхности [2].

Кроме того, при наклоне оптического элемента на угол  $\theta_i$  осевая точка предметов этого элемента получает поперечное смещение, равное

$$-\delta_i = p_i \theta_i, \quad (3)$$

где  $p_i$  – расстояние от точки пересечения оптической оси элемента с оптической осью системы при его наклоне до осевой точки предмета. Координата точки пересечения луча осевого пучка с первой поверхностью оптического элемента при его наклоне получает приращение, равное

$$-\delta_i = \frac{1}{2} D_i \cdot \theta_i^2 + q_i \theta_i \approx q_i \theta_i, \quad (4)$$

где  $D_i$  – диаметр осевого пучка лучей,  $q_i$  – расстояние от точки пересечения оптической оси оптического элемента с оптической осью системы до первой поверхности элемента [4].

На рис. 1 представлено наглядное отображение наклона сферической поверхности.

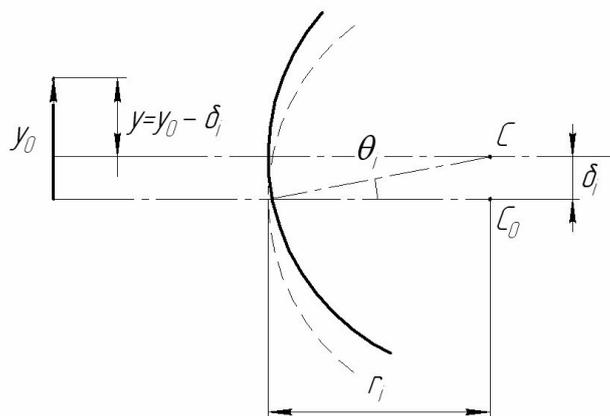


Рис. 1. Децентрировка сферической поверхности в оптической системе

Итак, при децентрировке отдельной линзы относительно идеального положения, обозначенного пунктирной линией, возникают так называемые клинья, влияющие на качество образованного изображения, которые необходимо учитывать при качественной и количественной оценках возникающих aberrаций (рис. 2).

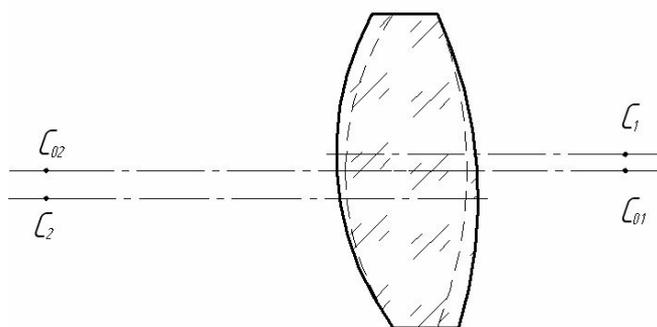


Рис. 2. Деформирующие элементы децентрированной линзы

При децентрировке несферических поверхностей вращения (рис. 3) дело обстоит еще сложнее, так как у них имеется ось симметрии, которая и определяет оптическую ось поверхности вращения. При наклоне оптического элемента на малый угол  $\theta_i$  плоскость параксиального изображения, образованного этим элементом, наклонится на угол, равный

$$\theta'_i = (V_i - 1) \cdot \theta_i, \quad (5)$$

где  $V_i$  – поперечное увеличение изображения, образованного оптическим элементом.

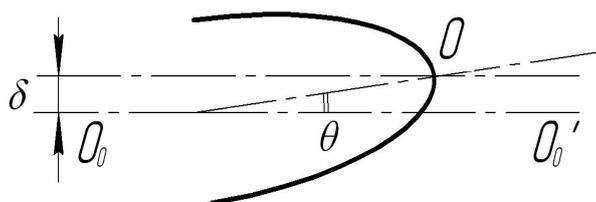


Рис. 3. Децентрировка несферической поверхности вращения

Еще одно немало важное влияние на изображение децентрировка оказывает при расчете отражательных призм, когда призма не развертывается в плоскопараллельную пластинку и в системе возникает дополнительный клин, отклоняющий оптическое излучение на некоторый угол к оптической оси.

При изготовлении призм всегда возможен случай, когда одна из граней призмы окажется непараллельной к линии пересечения между двумя другими гранями тогда призма обращается в пирамиду и возникает ошибка пирамидальности [6].

Избежать децентрировок оптических элементов в процессе изготовления оптического прибора практически невозможно, да в этом и нет необходимости, если децентрировка не превышает допустимой величины. Однако, чтобы определить допустимые величины децентрировок, необходимо знать характер и величину их влияния на качество изображения.

### **Заключение**

Таким образом, при расчете и последующем производстве оптических систем возникают два вопроса:

1. Каковы допустимые несовпадения с оптической осью центров кривизны отдельных поверхностей, чтобы качество оптической системы оставалось весьма совершенными, т.е. не отличалось от идеально центрированной системы?

2. Можно ли рассчитать заранее такие нецентрированные системы различного назначения, у которых центры кривизны не лежат на одной общей прямой, а качество изображения не уступает качеству изображения соответствующей центрированной системы?

В продолжение работы планируется отработка методики для оценки влияния децентрировки на качество образованного изображения [1].

### **Литература**

1. Губель Н.Н. Аберрации децентрированных оптических систем. Л., «Машиностроение» (Ленингр. отд-ние). – 1975. – 272 с.
2. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение. – 1969. – 672 с.
3. Грамматин А.П. Свойства элементарных астигматических пучков лучей при децентрировке оптической системы. Оптика и спектроскопия. – Том 79. – №5. – 1995. – С. 875–878.
4. Зверев В.А. Основы геометрической оптики. СПб: СПбГИТМО (ТУ). – 2002. – 218 с.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука. – 1970. – 856 с.
6. Русинов М.М. Юстировка оптических приборов. М.: Недра. – 1969. – 328 с.

## ПРИМЕНЕНИЕ АНАМОРФОТНОЙ ОПТИКИ В СОВРЕМЕННОМ ОПТИЧЕСКОМ ПРИБОРОСТРОЕНИИ

Ю.К. Пруненко

Научный руководитель – д.т.н., профессор Л.Н. Андреев

В статье приводится краткая историческая справка о возникновении и использовании анаморфирования и анаморфоз. Рассматриваются области применения анаморфотной оптики, как в отечественном, так и зарубежном оптическом приборостроении. Приводятся примеры перспективных направлений использования анаморфотных оптических систем.

Ключевые слова: анаморфоза, анаморфирование, анаморфотная оптическая система

### Введение

Впервые анаморфотные оптические системы были предложены Аббе в 1898 г. 25 октября 1898 года Аббе получил патент на изобретение анаморфотных оптических систем. В формуле изобретения говорилось: *"Анаморфотная оптическая система, состоящая из сферических линз, цилиндрических линз и призм, или только из одних цилиндрических линз или из сферических линз совместно с цилиндрическими линзами, которые установлены определенным образом..."* Конструкция же первой анаморфотной системы была осуществлена сотрудником Аббе – Рудольфом; она состояла из двух цилиндрических линз [1].

Практически такие системы в различных областях техники стали применять лишь в начале прошлого столетия. Всевозможные области техники, где применяются анаморфотные системы, представлены в работе Бегунова [2]. Но данная работа была опубликована в 1965 году, а время не стоит на месте. И возникает естественный вопрос: «Где же сегодня применяется анаморфотная оптика или она не заслужено забыта?»

### Основная часть

Чтобы понять в каких областях оптотехники может быть применена анаморфотная оптика сначала необходимо рассмотреть свойство, на котором основана работа анаморфотных оптических систем и истоки его возникновения. А также рассмотреть возможные области применения анаморфотных систем.

Появление трансформированных изображений связано с развитием представлений о перспективе в период эпохи Возрождения. Художники этого времени начинают иллюзорно изменять перспективу. Что позволило создавать анаморфические картины или анаморфозы. Искажения в таких картинах создавались не рукой художника, а при помощи оптических средств.

**Анаморфирование** (от греч. *anamorphoo* – преобразовываю) – это изменение пропорций изображения обычно по ширине или высоте. **Анаморфоза** – это изображение, геометрически искаженное и трансформированное до такой степени, что оно воспринимается хаотическим, правильным оно может выглядеть только при известных условиях рассматривания его обычно с помощью зеркала, воссоздающего неискаженное изображение.

Анаморфозы стали создавать в 16 и 17 веке в Китае и Западной Европе. Ранний пример искаженного изображения можно встретить у Леонарда да Винчи (1492 г.). Поначалу распространение получили анаморфозы, создаваемые средствами ракурсов. Такие изображения получались искажением объекта, при его наблюдении под очень

острым углом. Ярким классическим примером может служить изображение черепа на картине «Посланники» Ганса Гольбейна Младшего (1533 г.) (рис. 1).

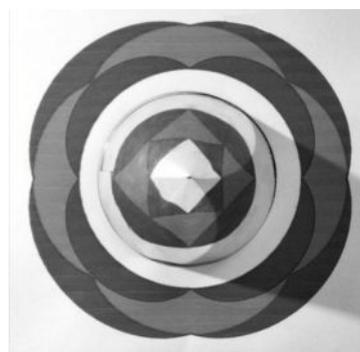
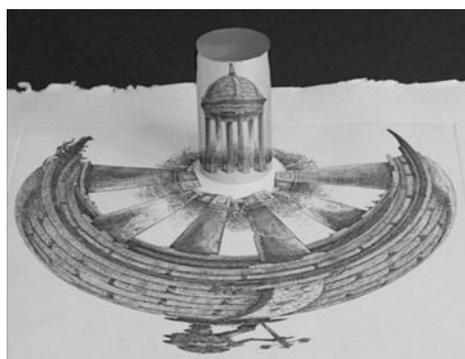


а)

б)

Рис. 1. а) – Картина Ганса Гольбейна Младшего «Посланники»; б) – перспективное сокращение объекта с переднего плана

Позднее распространение получили анаморфозы с использованием цилиндрических и конических зеркал. Обычно искаженное изображение создавалось на плоской поверхности, а для его разгадки в середине помещали цилиндр с зеркальной поверхностью (рис. 2а). Деформация изображения в коническом зеркале и восстановление искаженного изображения показаны на рис. 2б. В основном анаморфозы создавались для забав, основанных на эффекте узнавания известных пространственно искаженных объектов при их восстановлении [3–5].



а)

б)

Рис. 2. Анаморфозы с восстановлением искаженного изображения: а) – цилиндрическая анаморфоза; б) – коническая анаморфоза

Сегодня особой областью применения анаморфоз является картографирование. Анаморфоза в этой области определяется, как графическое изображение, производное от традиционной карты, масштаб которой трансформируется в зависимости от величины характеристики явлений на исходной карте. Метод анаморфирования позволяет отображать данные различных видов (численность населения, характеристики местности, экономические показатели и т.д.) на одной карте, используя форму объекта (в дополнении к цвету, штриховке и т.д.). Наконец, эти методы позволяют пользователям карты одновременно просматривать несколько различных статических и динамических параметров на одной картинке [6, 7].

Что же такое анаморфирование в оптике?

**Анаморфирование** в оптике – получение оптических изображений предметов со всевозможными преднамеренными искажениями их конфигурации в результате

преобразования (трансформирования) их линейных или угловых размеров в различных направлениях.

Анаморфирование изображений осуществляется несколькими способами, например простым наклоном плоскости предмета и изображения (или одной из них) относительно оптической оси осесимметричной оптической системы. Этот способ широко применяется в полиграфии, картографии и фотографии для устранения перспективных искажений.

Другие способы анаморфирования изображений связаны с применением специальных оптических систем, содержащих компоненты с двоякой симметрией – это цилиндрические и торические линзы и зеркала, оптические клинья и другие оптические системы [8].

Такая специфическая особенность анаморфотных оптических систем позволила использовать анаморфотную систему в качестве очковых линз для исправления астигматизма глаз. Под астигматизмом понимают изменение преломляющих поверхностей оптических сред (роговицы и хрусталика), которые имеют не сферическую, а эллиптическую или торическую форму и преломленные в оптической система глаза лучи не могут быть сфокусированы в одной точке. В основе астигматизма лежит различная преломляющая сила оптического аппарата глаза в разных направлениях. Оптическая коррекция астигматизма производится астигматическими цилиндрическими, сфероторическими линзами или торическими контактными линзами в зависимости от вида астигматизма [9, 10].

При развитии у человека катаракты в большинстве случаев прибегают к интраокулярной коррекции афакии. Более четверти пациентов обращающихся в клинику по поводу катаракты нуждаются и в коррекции роговичного астигматизма во время экстракции, а остальные в профилактике его возникновения в послеоперационный период. Поиск одномоментной коррекции афакии и роговичного астигматизма привел к созданию и внедрению в клиническую практику торических, биторических и цилиндрических интраокулярных линз (ИОЛ) [11–13].

В 1908 году фирмой «Цейсс» был предложен способ превращения действительного астигматического изображения в резкое в виде штриха с помощью сфероцилиндрической системы, который получил широкое распространение. Прежде всего, такие системы применялись в различных автоматических регистрирующих приборах для записи измеряемых величин. Системы подобного рода применялись также в осциллографах, в звукозаписывающих и звуковоспроизводящих аппаратах в кинематографии, электрокардиографах и во многих других регистрирующих аппаратах. Особое использование способ, предложенный фирмой «Цейсс», нашел в спектроскопии для создания изображения, по размерам близкие к освещаемой щели спектрального прибора [2]. В спектрографах анаморфотную оптику стали применять для уменьшения ширины изображения с целью повышения спектрального разрешения прибора [14]. В 1983 году Wynne C.G. предложил для спектрографа две взаимозаменяемые анаморфотные системы с разными коэффициентами анаморфозы, состоящие из цилиндрических линз, расположенных в касегреновском фокусе телескопа. Shendong в своей работе [15] предлагает использовать в спектрографах непрерывно сменные анаморфотные призмные системы. В настоящее время идет международная разработка проектов высоко разрешающих спектрографов для гигантского телескопа Магеллан [16], для галактического Англо-Австралийского телескопа [17], для большого бинокулярного телескопа [18] и сверхбольшого телескопа в рамках проекта ESPRESSO VLT [19]. Во всех проектах предлагается использовать анаморфотную оптику, состоящую из цилиндрических зеркал, в качестве анаморфотного коллиматора.

Анаморфотные системы несколько иного вида применяли для одномерных преобразований интеграла Фурье и отображения в двух взаимно перпендикулярных

направлениях. Такие системы использовались в технике связи, в радиоэлектронике и вычислительной технике для оптической обработки данных [2]. Анаморфотные процессоры такого типа в середине 80-х годов 20-го века стали использовать в лазерной спекл метрологии и измерении одного компонента мгновенной скорости или перемещений потоков [20, 21]. Данная область применения развивается и в наше время.

В 80-е годы 20 века были предложены схемы анаморфотных двумерных Фурье преобразователей. Они использовались в приложениях геофизики для измерения угловых распределений Фурье-спектра компонентов и оптического анализа объекта [22]. Различные комбинации подобных систем позволили их применять в различной оптической обработке данных, как, например, для улучшения углового разрешения Фурье-плоскости или для построения анаморфотных составных согласованных фильтров. В наше время анаморфотные системы объединили с развивающимися оптическими фрагментарными процессорами Фурье преобразования, что привело к различным дробным порядкам между двумя основными осями оптической системы. Такие системы могут быть применены для пространственного одновременного обнаружения различных объектов [23] или для оптического шифрования голографической записи [24, 25].

Анаморфотная оптика нашла применение в голографии не только для шифрования голографической записи. В 1977 году Ллойд Кросс представил метод мультиплексной голографии для создания цилиндрических голографических стереоснимков. Этот метод включает фотографическую съемку различных ракурсов объектов с последующей записью голограмм этих ракурсов на одном носителе. Как раз для голографической записи и применяют цилиндрические и призменные анаморфотные системы [26, 27]. А А.К. Viswanath и К. Srinivasan на основе призменной анаморфотной оптической системы предложили методы записи анаморфотных голографических элементов и анаморфотных Фурье голограмм [28, 29]. А в 2008 году было получено поколение голограмм с увеличенным размером изображения и углом зоны просмотра. Увеличения размера изображения голограммы было достигнуто при использовании анаморфотной системы [30].

В аэродинамике анаморфотные оптические системы нашли свое применение для фотографирования граничных слоев, возникающих при обтекании воздушными струями моделей в аэродинамических трубах [2]. И сегодня на основе анаморфотных систем создаются измерительные оптико-электронные системы и приборы для различных прикладных задач. Например, в период с 2003 по 2007 г Новосибирским институтом теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН создавалась полупроводниковая лазерная 3D измерительная система ЛАД-056 на основе анаморфотных оптических схем и современных мощных полупроводниковых лазеров для гидро- и аэродинамических исследований [31]. А для измерения угловой пространственной ориентации крупногабаритных объектов используют оптико-электронную систему измерения угла скручивания на основе анаморфотной телескопической системы [32, 33].

В полиграфии такие оптические системы с 1949 года применяли для получения рисунков новых шрифтов на базе уже созданных [2]. Появление мощных настольных компьютеров и внедрение в полиграфию компьютерных издательских систем значительно упростили процесс создания шрифтов. Теперь весь инструментарий для проектирования шрифтов есть в одной программе. Тоже внедрение персональных компьютеров привело к необходимости создания систем высокой точности для печати и систем записи данных на компьютер, т.е. лазерных сканирующих систем. Разработки таких систем начинивались с конца 1960-х годов. Сканирующие оптические системы для использования в цифровых бесконтактных принтерах содержат цилиндрические и торические объективы [34]. Дальнейшее развитие оптических систем подняло

производительность лазерных принтеров и сделало изображение более высокоточным. Большинство разработанных уникальных оптических систем включают анаморфотную оптику [35, 36].

Значительное распространение получили анаморфотные системы различных видов и конструкций в связи с развитием широкоэкранный кинематографа [2, 37–39]. Французским ученым Анри Кретьеном, создавшим в 1927 году объектив «Гипергонар», было предложено проводить киносъемку с сужением изображений, а затем проецировать их с расширением на экран. Система широкоэкранный кино с анаморфированным кадром, была создана в начале 1950 годов, и получила название «Синемаскоп» (CinemaScope). Съемка производилась на кадр формата 18,7x23,8 мм и растягивалась с помощью анаморфотной насадки на экран с соотношением сторон 1:2,55. На первом этапе развития этого метода применяли съемные насадки (цилиндрические линзовые, цилиндрические зеркальные и призмные), приставляемые к съемочным и проекционным объективам. Позднее для этой цели стали применять сфероцилиндрические анаморфотные объективы и сфероцилиндрические афокальные насадки [2]. В 1983 году была опубликована работа Powell [40], в которой описывается переменный анаморфотный объектив для 35 мм камеры. В объективе используется пара ахроматических анаморфотных призм, которая располагается между сферическими компонентами. Сегодняшние киносъемочные объективы для широкоэкранный кинематографа отличаются большой светосилой и высоким качеством изображения [41, 42]. В настоящее время на смену традиционному кинематографу приходит электронная и цифровая кинематография. В электронной киноиндустрии также не хотят отказываться от изображения размера CinemaScope (соотношение сторон 2,35:1). В связи, с чем возникают проблемы формирования анаморфотного изображения при съемке с использованием HDTV стандарта. Для решения этой проблемы применяют анаморфотный конвертер или адаптер. Конвертер легко устанавливается между объективом и камерой, обеспечивая запись при помощи видеокамеры для электронного кинематографа, что при последующей проекции на экран позволяет создавать широкоэкранные фильмы [43, 44].

Анаморфотные системы также используют для частичной компенсации искажения горизонтальных линий, возникающего при проекции кинофильмов на изогнутый экран [2]. В кинопрокат уже сегодня выходят фильмы с измененной перспективой, так называемые фильмы с 3D изображением. Но для их просмотра сейчас в основном используют стерео очки. Чтобы уйти от очков нужно применять новые экраны. Одним из различных решений данной проблемы, является создание стереоскопических 3D дисплеев. Такой дисплей конструктивно, может состоять из набора цилиндрических линз [5, 45, 46].

С развитием и внедрением полупроводниковых лазеров возникает новая область практического применения анаморфотной оптики. Полупроводниковые лазеры имеют небольшие размеры, излучают в широком спектральном диапазоне, эффективно преобразуют электрическую мощность в оптическую, с КПД более чем 30 %, при этом потребляют низкую мощность. Все эти достоинства делают полупроводниковые лазеры идеальным источником когерентного излучения для выполнения разнообразных научных и прикладных задач. Однако лазерные диоды имеют и недостатки, к числу которых относятся большая и неравномерная расходимость выходного пучка, а также нерегулярный характер распределения интенсивности. К тому же еще встречается немало лазеров с сильным астигматизмом. Поэтому большое внимание в России и за рубежом уделяют созданию оптических схем для устранения указанных недостатков этих лазеров. Астигматизм и асимметричность пучка можно исправить и сферическими системами, только они будут состоять из множества линз, поэтому для этих целей используют анаморфотную оптику, в частности цилиндрические линзы [47–52]. Также

для исправления астигматизма и формирования лазерного пучка часто используют анаморфотные призмы [51, 53–55]. В различных областях науки и техники бывает необходимо использование когерентного излучения в виде линии. Такой вид пучка также формируется анаморфотной оптикой [56, 57]. Подобный лазерный пучок, например, применяется в 3D лазерной измерительной технике, для регистрации плоскости сечения заготовок ключей при массовом производстве [57]. Также значительный интерес вызывает согласование между лазерным диодом и оптоволоконном [58]. Все это разнообразие систем используется в оптических дисковых системах считывания и записи информации [50, 59], в осветительной системе конфокального микроскопа [60] и в метрологии.

Хочется также отметить, что в наше время анаморфотная оптика нашла применение в оборудовании для дактилоскопии. Использование анаморфотных компонентов повышает достоверность распознавания папиллярного узора и муляжа, т.е. позволяет получать правильные отпечатки пальцев [61, 62].

### Заключение

В заключение подведем итоги. И так анаморфотная оптика не только не забыта, но и нашла новые области применения. И в данной работе предпринята попытка систематизации большого количества разрозненных данных по актуальным направлениям развития анаморфотной оптики в оптическом приборостроении. Как видим, к использованию анаморфотных систем прибегают в различных областях науки и техники, в таких как: офтальмология, метрология, кинематография, голография, лазерная печать, оптическая обработка данных, а также для формирования и преобразования луча полупроводниковых лазеров и в оптических дисковых системах считывания и записи информации.

### Литература

1. Гуриков В.А. Эрнст Аббе – М.: Наука. – 1985. – 228 с.
2. Бегунов Б.Н. Трансформирование оптических изображений – М.: Искусство. – 1965. – 232 с.
3. Томилин М.Г. Анаморфозы – оптические причуды эпохи Возрождения или истоки науки об обработке изображений? //Оптический журнал. – 2001. – Т. 68. – № 9. – С. 106–111.
4. Hunt J.L., Nickel B.G., Gigault C. Anamorphic images //Am. J. Phys. – 2000. – 68. – №3. – S. 232–237.
5. Vreeswijk E. Anamoviesis: An anamorphic 3D solution – Режим доступа: <http://anamoviesis.elviertje.nl>, свободный.
6. Bogomolov N., Rylskiy I., Tikunov V. Creation of the Anamorphoses-Based 3D-Pyramidal Block-Diagrams / Symposium on Geospatial Theory, Processing and Applications. – Ottawa. – 2002
7. Denain J.-Ch., Langlois P. Cartographie en anamorphose //Mappemonde. – 1998. – 49. – № 1. – P. 16–19.
8. Физическая энциклопедия OnLine – Режим доступа: [http://www.physicum.narod.ru/vol\\_1/081.pdf](http://www.physicum.narod.ru/vol_1/081.pdf), свободный. – Анаморфирование.
9. Офтальмологическая оптика: Руководство для врачей, студентов и оптиков / В.Е. Мурашкинский, А.И. Мерц, С.О. Майзель, Г.А. Мильк; Под ред. проф. Л.Г. Беллярминова. – Л.: НТУ ВСНХ СССР. – 1928. – 440 с.
10. Розенблюм Ю.З. Оптометрия (подбор средств коррекции зрения). – Изд. 2-е, испр. и доп. – СПб.: Гиппократ. – 1996. – 320 с.

11. Novis C. Astigmatism and toric intraocular lenses //Curr. Opin. Ophthalm. – 2000. – 11. – 1. – P. 47–50.
12. Langenbucher A., Seitz B. Computerized calculation scheme for bitoric eikonic intraocular lenses //Ophthalm. Physiol. Opt. – 2003. – 23. – P. 213–220.
13. Малюгин Б.Э., Филипов В.О., Бессарабов А.Н. Теоретическое обоснование и клинические результаты метода полиартифакции для одновременной коррекции афакии и астигматизма при факоэмульсификации //Офтальмохирургия и терапия. – 2004. – Т. 4. – № 3. – С. 12–18.
14. Baskett J.R., Liu I.D. Anamorphic condensing optics for a slitless spectrograph //Appl. Opt. – 1970. – Vol. 9. – № 1. – P. 49–52.
15. Shengdong L. A continuously anamorph-changeable collimated anamorphotic prism system in spectrograph //Proc. of SPIE. – 1994. – Vol. 2199. – P. 1087–1098.
16. Barnes S., MacQueen P. Q-Spec: A concept for the Giant Magellan Telescope High Resolution Optical Spectrograph //Proc. of SPIE. – 2008. – Vol. 7014. – P. 70141H-1–70141H-10.
17. Barden S.C., Bland-Hawthorn J., Churilov V., Ellis S., Farrell T., Freeman K.C., Haynes R., Horton A., Jones D.J., Knight G., Miziarski S., Rambold W., Smith G., Waller L. Concepts for a high resolution multi-object spectrograph for galactic archeology on the Anglo-Australian Telescope //Proc. of SPIE. – 2008. – Vol. 7014. – P. 70144J-1–70144J-12.
18. Gál C., Müller-Sánchez F., Krabbe A., Eisenhauer F., Iserlohe C., Haug M., Herbst T.M. LIINUS: a design study for interferometric imaging spectroscopy at the LBT //Proc. of SPIE. – 2008. – Vol. 7014. – P. 70147E-1–70147E-12.
19. Spano P., Delabre B., Dekker H., Avila G. New design approaches for a very-high resolution spectrograph for the combined focus of the VLT //Proc. of SPIE. – 2008. – Vol. 7014. – P. 70140M-1–70140M-9.
20. Collicott S.H., Hesselink L. Anamorphic optical processing of multiple-exposure speckle photographs //Opt. Lett. – 1986. – Vol. 11. – № 7. – P. 410–412.
21. Collicott S.H., Hesselink L. Analysis and design of an anamorphic optical processor for speckle metrology and velocimetry //Appl. Opt. – 1992. – Vol. 31. – № 10. – P. 1646–1659.
22. Szoplik T., Kosek W., Ferreira C. Nonsymmetric Fourier transforming with an anamorphic system //Appl. Opt. – 1984. – Vol. 23. – № 6. – P. 905–909.
23. Moreno I., Ferreira C., Sanchez-Lopez M.M. Ray matrix analysis of fractional Fourier systems anamorphic //J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2006. – № 8. – C. 427–435.
24. Wang X., Zhao D. Image encryption based on anamorphic fractional Fourier transform and three-step phase-shifting interferometry //Opt. Commun. – 2006. – 2682. – P. 240–244.
25. Kumar P., Joseph J., Singh K. Double random phase encryption with in-plane rotation of a modified Lohmann's secondtype system in the anamorphic fractional Fourier domain //Opt. Eng. – 2008. – 47. – 11. – P. 117001–117007.
26. Chang M.-W., Huang C.-Y., Chang Yu.-C. Complete optical system design for making multiplex holograms //Proc. of SPIE – 1997. – Vol. 3010. – P. 308–320.
27. Cheng Y.-S., Chang R.-C. Characteristics of a prism-pair anamorphic optical system for multiplex holography //Opt. Eng. – 1998. – Vol. 37. – 10. – P. 2717–2725.
28. Viswanath A.K., Srinivasan K. Holographic optical generation of prism anamorphs //Appl. Opt. – 1992. – Vol. 31. – № 1. – P. 19–26.
29. Viswanath A.K., Srinivasan K. Lensless anamorphic Fourier transform hologram recorded with prism systems //Appl. Opt. – 1997. – Vol. 36. – № 23. – P. 5748–5755.
30. Okada N., Takaki Y. Horizontally scanning holography to enlarge both image size and viewing zone angle //Proc. of SPIE. – 2009. – Vol. 7233. – P. 723309-1–723309-8.

31. Лазерная доплеровская измерительная система (ЛДИС) ЛАД-056 для 3D диагностики многофазовых газожидкостных потоков – Режим доступа: <http://www.sbras.nsc.ru/dvlp/rus/pdf/443.pdf>, свободный.
32. Коняхин И.А., Мерсон А.Д. Оптико-электронная система измерения угла скручивания на основе анаморфирования //Изв. Вузов. Приборостроение. – 2008. – Т. 51. – № 9. – С. 10–14.
33. Мерсон А.Д., Коняхин И.А. Исследование возможности построения трехкоординатной анаморфозной системы измерения параметров угловой пространственной ориентации //Оптический журнал. – 2009. – Т. 76. – № 1. – С. 28–30.
34. Fleischer J. M., Latta M. R., Rabedeau M. E. Laser-optical system of the IBM 3800 printer //IBM J. Res. Develop. – 1977. – Vol. 21. – № 5. – P. 479 – 483.
35. Minoura K. Historical review and future trends of scanning optical systems for laser beam printers //Proc. of SPIE – 1993. – Vol. 1987. – P. 264–273.
36. Kurtz A.F. Optical systems for laser thermal printing //Proc. of SPIE. – 2004. – Vol. 5525. – P. 11–30.
37. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. – 2-е изд., доп. и перераб. – Л.: Машиностроение. – 1969. – 672 с.
38. Новик Ф.С., Ногин П.А. Киносъемочная оптика. – М.: Искусство. – 1968. – 408 с.
39. Волосов Д.С. Фотографическая оптика: (Теория, основы проектирования, оптические характеристики). Учебное пособие для киновузов. – 2-е изд. – М.: Искусство. – 1978. – 543 с.
40. Powell I. Variable anamorphic lens for a 35-mm SLR //Appl. Opt. – 1983. – Vol. 22. – № 20. – P. 3249–3257.
41. Гримм В.А., Дубковский С.А., Лосев К.Д., Смирнов С.А., Студеникин Л.М. Оптические системы специального назначения //Научно-технический Вестник СПбГИТМО (ТУ). – 2001. – Вып. 4. – 27–41.
42. Гитин А.В. Бианаморфотный киносъемочный объектив / Научно-практическая конференция «Творчество во имя достойной жизни». – Великий Новгород. – 2001
43. Савоскин В., Березенцева Л. Оптика для электронной кинематографии //Техника и технологии кино. – 2005. – № 1.
44. Cifuentes A., Valles A. Design of a rear anamorphic attachment for digital cinematography //Proc. of SPIE. – 2008. – Vol. 7100. – P. 71000Q-1–71000Q-9.
45. Matsumoto K., Honda T. Research of 3-D display using the anamorphic optics //Proc. of SPIE. – 1997. – Vol. 3012. – P. 199–207.
46. Hashiba T., Takaki Y. Development of a 3D pixel module for an ultra large screen 3D display //Proc. of SPIE. – 2004. – Vol. 5599. – P. 24–31.
47. Acosta E., Gonzalez R. M., Gomez-Reino C. Design of an anamorphic gradient-index lens to correct astigmatism of Gaussian laser beams //Optics Letters. – 1991. – Vol. 16. – № 9. – P. 627–629.
48. Snyder J.J. Cylindrical micro-optics //Proc. of SPIE. – 1993. – Vol. 1992. – P. 235–246.
49. Schuhmann R. Hight-end cylinder optics //Photonik. – 2007. – № 3. – S. 66–68.
50. Виноградова О.А., Зверев В.А., Фролов Д.Н. Анаморфотная оптика осветительных устройств //Сборник трудов VI международной конференции «Прикладная оптика-2004». – 2004. – Т. 3. – С.308–314.
51. Пруненко Ю.К. Проектирование анаморфотной системы осветителя //Сборник трудов VII международной конференции «Прикладная оптика-2006». – 2006. – Т. 3. – С. 155–157.
52. Пруненко Ю.К. Телескопические анаморфотные линзы на основе торических поверхностей //Сборник трудов VIII международной конференции «Прикладная оптика-2008». – 2008. – С. 201–204.

53. Hammer J.M. In-line anamorphic beam expanders //Appl. Opt. – 1982. – Vol. 21. – № 15. – P. 2861.
54. Jonas R.P. Prismatic anamorphic beam expanders for free space optical communications //Proc. of SPIE. – 1991. – Vol. 1417. – P. 402–411.
55. Fantone S. D. Anamorphic prism: a new type //Appl. Opt. – 1991. – Vol. 30. – № 34. – P. 5008–5009.
56. Fan Z., Chun-can W., Rui G., Zhi T., Tigang N., Shui-sheng J. Anamorphic beam concentrator for linear laser-diode bar //Optics Express. – 2007. – Vol. 15. – 25. – P. 17038–17043.
57. Oechsner U., Polze S., Federau G. Laser- Lichtschnitt – eine Schlusselfunktion in der 3D-Laser-messtechnik //Photonik. – 2004. – № 4. – S. 66–69.
58. Stagaman J.M., Moore D.T. Laser diode to fiber coupling using anamorphic gradient-index lenses //Appl. Opt. – 1984. – Vol. 23. – № 11. – P. 1730–1734.
59. Marchand P.J., Harvey P.C., Esener S.C. Motionless-head parallel-readout optical-disk system: experimental results //Appl. Opt. – 1995. – Vol. 34. – № 32. – 10. – P. 7604–7607.
60. Girkin J.M., Ferguson A.I., Wokosin D.L., Gurney A.M. Confocal microscopy using an InGaN violet laser diode at 406nm //Optics Express. – 2000. – Vol. 7. – № 10. – P. 336–341.
61. Пат. RU 2279130 C2, МПК G06K 9/58 A61B 5/117. Анаморфотная система считывания папиллярных рисунков и способ ее использования.
62. Madhusudana Rao S. Method for producing correct fingerprints //Appl. Opt. – 2008. – Vol. 47. – № 1. – P. 25–29.

# ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НОРМАЛЕЙ НЕСФЕРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ВРАЩЕНИЯ ВТОРОГО ПОРЯДКА

Е.В. Ермолаева

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.А. Зверев

В работе анализируется зависимость аберраций нормалей к несферическим поверхностям вращения второго порядка от их геометрических параметров. Приводятся результаты анализа для различных поверхностей вращения второго порядка (параболоид вращения, эллипсоид вращения, гиперболоид вращения).

Ключевые слова: несферическая поверхность вращения второго порядка, аберрация нормалей

## Введение

Существует множество различных схем контроля несферических поверхностей вращения, рассчитанных на интерферометрические, теневые и другие методы оценки качества и формы поверхности. В таких схемах формируется стигматическое изображение точечного источника в автоколлимационном ходе лучей при помощи контролируемой поверхности и дополнительных оптических элементов.

При выборе оптимальной схемы контроля необходимо учитывать взаимосвязь аберраций нормалей к несферической поверхности вращения с ее геометрическими параметрами. Это определяет выбор вспомогательных элементов контрольной схемы.

## 1. Геометрические свойства несферических поверхностей

Проанализируем некоторые геометрические свойства кривых второго порядка, которые определяют условия их контроля и изготовления.

На рис. 1 изображена кривая сечения несферической поверхности меридиональной плоскостью. Поместим полюс в фокусе кривой второго порядка, а полярную ось совместим с осью  $Fx$  сечения несферической поверхности вращения. Тогда уравнение кривой второго порядка в полярных координатах выглядит следующим образом [1]:

$$\rho = \frac{r_0}{1 + e \cos \varphi}, \quad (1)$$

где  $r_0$  – радиус кривизны при вершине асферической поверхности;  $e$  – эксцентриситет асферической поверхности;  $\rho, \varphi$  – полярные координаты точки на кривой второго порядка, полярный радиус и полярный угол соответственно.

При  $\varphi = 0$  уравнение (1) приобретает следующий вид:

$$\rho_0 = \frac{r_0}{1 + e}. \quad (2)$$

$$\text{При этом } x = \rho_0 - \rho \cos \varphi = \frac{r_0}{1 + e} - \frac{r_0 \cos \varphi}{1 + e \cos \varphi};$$

$$x = \frac{r_0}{1 + e} \frac{1 - \cos \varphi}{1 + e \cos \varphi} \quad (3)$$

$$y = \frac{r_0 \sin \varphi}{1 + e \cos \varphi}. \quad (4)$$

Пусть  $\vec{N}$  – нормаль к кривой второго порядка в точке  $N(x,y)$  пересекает ось в точке  $C$  и образует с осью угол  $\gamma$ . Отрезок  $s'$  – отрезок, определяющий расстояние от точки пересечения нормали с осью до вершины поверхности. В соответствии с рис. 1:

$$s' = x + \frac{y}{\operatorname{tg}\gamma}.$$

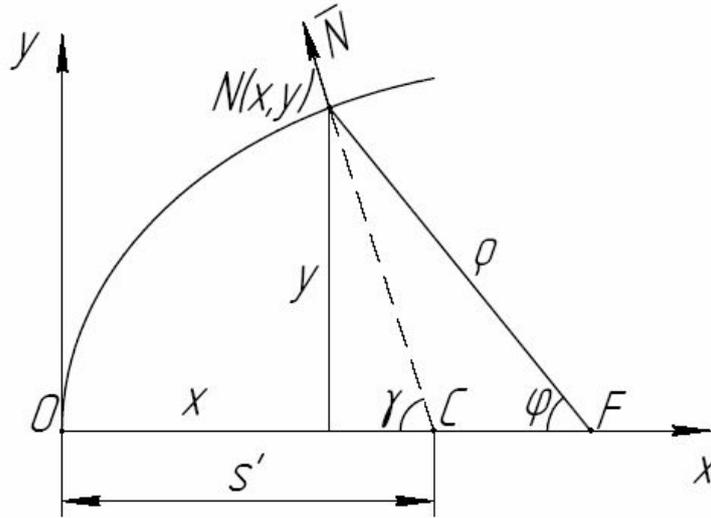


Рис. 1. Геометрические параметры несферической поверхности вращения

Угол  $\gamma$ , образованный нормалью к поверхности в точке  $N$  с осью вращения, определяется из соотношения:

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{dx}{dy} = \frac{\sin\varphi}{e + \cos\varphi}. \quad (7)$$

В соответствии с рисунком

$$s' = x + \frac{y}{\operatorname{tg}\gamma} = \frac{r_0}{1+e} + \frac{er_0}{1+e\cos\varphi} \quad (8)$$

Таким образом, получаем, что положение точки пересечения нормали с оптической осью зависит от угла  $\varphi$ . Вследствие этого нормали к разным точкам несферической поверхности пересекают оптическую ось в разных точках.

$$\text{При } \varphi = 0: s'_0 = \frac{r_0}{1+e} + \frac{er_0}{1+e} = r_0.$$

При этом  $\Delta s' = s' - s'_0$  определяет продольную сферическую aberrацию нормали по аналогии с продольной aberrацией луча, принадлежащего негomoцентрическому пучку.

$$\Delta s' = s' - s'_0 = \frac{er_0}{1+e\cos\varphi} + \frac{r_0}{1+e} - r_0 = \frac{e^2 r_0}{1+e} \frac{1 - \cos\varphi}{1 + e\cos\varphi}.$$

Согласно уравнению (3) получаем:

$$\Delta s' = e^2 x. \quad (9)$$

Сечение поверхности второго порядка меридиональной плоскостью можно определить уравнением вида:

$$y^2 = 2r_0 x - (1 - e^2)x^2. \quad (10)$$

Это уравнение можно преобразовать к виду:

$$x^2 - 2\frac{r_0}{1-e^2}x + \frac{y^2}{1-e^2} = 0.$$

Решение этого уравнения можно записать в виде:

$$x = \frac{r_0}{1+e^2} \pm \sqrt{\frac{r_0^2}{(1-e^2)^2} - \frac{y^2}{1-e^2}} = \frac{r_0}{1-e^2} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{1-e^2}{r_0^2} y^2} \right]. \quad (11)$$

В рассматриваемом случае интерес представляет решение:

$$x = \frac{r_0}{1-e^2} \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{1-e^2}{r_0^2} y^2} \right]. \quad (12)$$

Функцию, определяемую квадратным корнем, можно представить степенным рядом в виде:

$$\sqrt{1 - \frac{1-e^2}{r_0^2} y^2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{1-e^2}{r_0^2} y^2 - \frac{1}{8} \frac{(1-e^2)^2}{r_0^4} y^4 - \frac{1}{16} \frac{(1-e^2)^3}{r_0^6} y^6 - \frac{5}{128} \frac{(1-e^2)^4}{r_0^8} y^8 \dots$$

При этом выражение (12) можно представить в виде

$$x = \frac{1}{2r_0} y^2 \left[ 1 + \frac{1}{4} \frac{1-e^2}{r_0^2} y^2 + \frac{1}{8} \frac{(1-e^2)^2}{r_0^4} y^4 + \frac{5}{64} \frac{(1-e^2)^3}{r_0^6} y^6 + \dots \right]. \quad (13)$$

Заметим, что при  $e = 1$  (параболоид вращения) величина  $x = \frac{1}{2r_0} y^2$ .

Из выражения (3) находим, что

$$\cos \varphi = \frac{r_0 - (1+e)x}{r_0 + e(1+e)x}. \quad (14)$$

Из выражения (4) следует, что

$$\sin \varphi = y \frac{1 + e \cos \varphi}{r_0}.$$

Подставив в это выражение соотношение (14) и преобразовав его, получаем

$$\sin \varphi = y \frac{1+e}{r_0 + e(1+e)x}. \quad (15)$$

Подставив соотношения (14) и (15) в выражение (7), получаем

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{y}{r_0 - (1-e^2)x}. \quad (16)$$

Отсюда следует, что при  $e = 1$  (параболоид вращения)  $\operatorname{tg} \gamma = \operatorname{tg} \gamma_p = \frac{y}{r_0}$ . При этом

выражение (13) можно представить в виде:

$$x = \frac{1}{2} r_0 \psi_e \operatorname{tg}^2 \gamma_p, \quad (17)$$

где  $\psi_e = 1 + \frac{1}{4} (1-e^2) \operatorname{tg}^2 \gamma_p + \frac{1}{8} (1-e^2)^2 \operatorname{tg}^4 \gamma_p + \frac{5}{64} (1-e^2)^3 \operatorname{tg}^6 \gamma_p + \dots$

В результате выполненного анализа получаем, что разброс точек пересечения нормалей к поверхности вращения второго порядка с оптической осью, определяемый выражением (9) равен:

$$\Delta s' = \frac{1}{2} e^2 r_0 \psi_e \operatorname{tg}^2 \gamma_p. \quad (18)$$

Отсюда следует, что при  $e = 0$ :  $\Delta s' = 0$ ; при  $0 < e < 1$  (эллипсоид вращения) величина  $\psi_e > 0$ . При  $e = 1$  величина  $\psi_e = 1$ , а величина

$$\Delta s' = \frac{1}{2} r_0 \operatorname{tg}^2 \gamma_p = \frac{1}{2} \frac{y^2}{r_0}.$$

При  $e > 1$  (гиперboloид вращения)  $\psi_e < 0$ .

### Заключение

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Разброс точек пересечения нормалей к поверхности вращения второго порядка с оптической осью при  $r_0 > 0$  соответствует положительной сферической аберрации в схеме ее контроля.
2. Разброс точек пересечения нормалей к поверхности параболоида вращения с оптической осью при  $r_0 > 0$  соответствует положительной сферической аберрации третьего порядка при ее контроле.
3. Разброс точек пересечения нормалей к поверхности эллипсоида вращения с оптической осью при  $r_0 > 0$  соответствует положительной сферической аберрации при положительных значениях аберраций высшего порядка при ее контроле.
4. Разброс точек пересечения нормалей к поверхности гиперboloида вращения с оптической осью при  $r_0 > 0$  соответствует положительной сферической аберрации при отрицательных значениях аберраций высшего порядка при ее контроле.

### Литература

1. Выгодский М.Я. Справочник по высшей математике. – М.: Наука. – 1966. – 872 с.
2. Пуряев Д.Т. Методы контроля оптических асферических поверхностей. – М.: Машиностроение. – 1976. – 262 с.
3. Зверев В.А., Кривоустова Е.В. Опотехника несферических поверхностей. Учебное пособие. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2006. – 203 с.

## АНАЛИЗ ТЕПЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ СОЛНЕЧНОГО ТЕЛЕСКОПА

Е.В. Ермолаева

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.А. Зверев

В работе предлагается методика анализа тепловых характеристик оптических элементов солнечного телескопа. Методика позволяет оценить температурный режим оптических элементов. Приведены примеры расчетов.

Ключевые слова: температура нагрева, тепловой поток, тепловой баланс

### Введение

Элементы солнечного телескопа подвергаются воздействию больших тепловых потоков, идущих от Солнца. Вследствие этого оптические элементы могут нагреваться до высоких температур и исходящие от зеркал тепловые потоки нагревают окружающий воздух, что приводит к неоднородности атмосферы между зеркалами, указанные факторы приводят к снижению качества изображения оптической системы телескопа.

На стадии разработки оптической системы солнечного телескопа необходимо знать величины температур нагрева оптических элементов.

### Методика анализа тепловых характеристик оптических элементов телескопа

Рассмотрим методику теплового расчета на примере. Пусть оптическая система объектива солнечного телескопа построена по схеме Ричи-Кретьена. В качестве конструкции трубы объектива телескопа выберем трубу открытого типа. Схема действия тепловых потоков на элементы объектива солнечного телескопа представлена на рисунке.

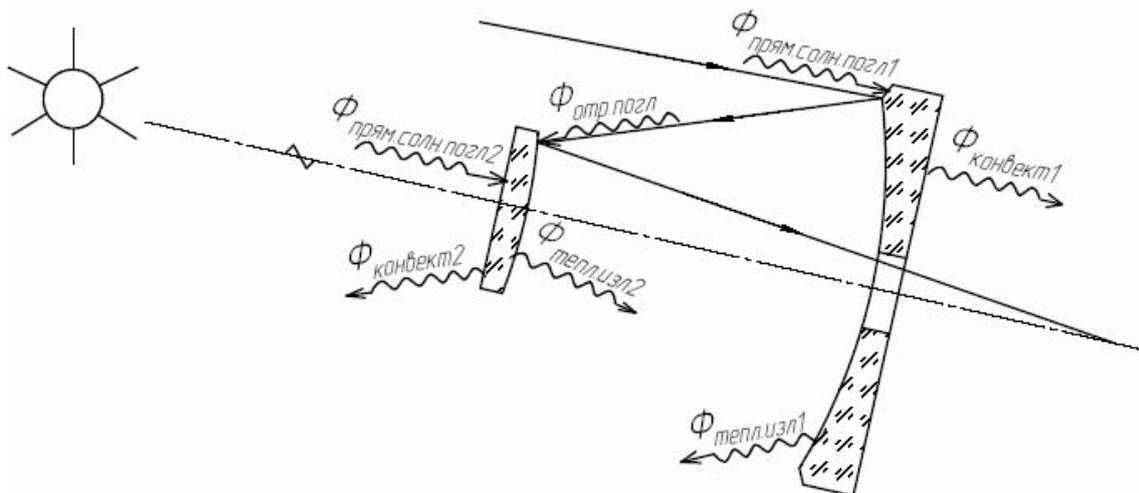


Рисунок. Тепловые потоки, воздействующие на оптические элементы солнечного телескопа

На главное зеркало воздействуют следующие тепловые потоки:

$\Phi_{\text{прям.солн.погл.1}}$  – прямой солнечный поток, поглощаемый главным зеркалом;

$\Phi_{\text{тепл.изл.1}}$  – тепловой поток, излучаемый главным зеркалом;

$\Phi_{\text{конвект.1}}$  – конвективный поток от главного зеркала;

Выражение для прямого солнечного потока, поглощаемого главным зеркалом, имеет вид:

$$\Phi_{\text{прям.солн.погл.1}} = \alpha_{\text{гл}} \Phi_S S_{\text{гл}}, \quad (1)$$

где  $\alpha_{\text{гл}}$  – коэффициент поглощения солнечного теплового потока поверхность главного зеркала;  $\Phi_S$  – плотность потока излучения Солнца у поверхности Земли ( $1300 \text{ Вт/м}^2$ );  $S_{\text{гл}}$  – площадь миделя отражающей поверхности главного зеркала по направлению прямого солнечного теплового потока.

Отводом температур посредством собственного теплового потока при относительно небольшой разнице температур с окружающей средой можно пренебречь.

Выражение для конвективного потока от главного зеркала имеет вид:

$$\Phi_{\text{конвект.1}} = b(T - T_{\text{возд}}) S_{\text{пов.гл.конв.}}, \quad (2)$$

где  $b$  – коэффициент теплоотдачи между зеркалом и окружающим воздухом;  $T$  – температура главного зеркала;  $T_{\text{возд}}$  – температура воздуха;  $S_{\text{пов.гл.конв.}}$  – площадь главного зеркала, участвующая в конвекционном теплообмене с окружающим воздухом.

Коэффициент теплоотдачи между зеркалом и окружающим воздухом зависит в основном от интенсивности обдува поверхности зеркала окружающим воздухом

$$b = 5.6 + 4\vartheta \text{ [Вт/м}^2\text{К]},$$

где  $\vartheta$  – скорость ветра (движения воздушных масс) в метрах в секунду [1].

В рассматриваемом случае  $b = 5.6 \text{ [Вт/м}^2\text{К]}$ , т.к. телескоп устанавливается в башне.

Запишем уравнение теплового баланса для главного зеркала:

$$\Phi_{\text{прям.солн.погл.1}} = \Phi_{\text{конвект.1}}. \quad (3)$$

С учетом выражений (1) и (2) выражение (3) примет вид

$$\alpha_{\text{гл}} \Phi_S S_{\text{гл}} = b(T - T_{\text{возд}}) S_{\text{пов.гл.конв.}}.$$

Отсюда получаем выражение для температуры, которую будет иметь главное зеркало:

$$T = \frac{\alpha_{\text{гл}} \Phi_S S_{\text{гл}}}{b S_{\text{пов.гл.конв.}}} + T_{\text{возд}}. \quad (4)$$

Таким образом, температура, которую будет иметь поверхность главного зеркала после установления теплового равновесия, зависит от поглощающих свойств материала зеркала, величины падающего теплового потока излучения, площади поверхности зеркала, площади поверхности зеркала, участвующей в конвективном теплообмене с окружающим воздухом, температуры окружающего воздуха.

В качестве примера приведем расчет температуры зеркал объектива солнечного телескопа, выполненного по схеме Ричи-Кретьена,  $f' = 2500$ ,  $\frac{D}{f'} = \frac{1}{5}$ , коэффициент экранирования  $\eta = 0.4$ . Зеркала сделаны из ситалла, поэтому вследствие плохой теплопроводности, которой обладает ситалл ( $\lambda = 0.0042 \text{ кал/см}\cdot\text{сек}\cdot^\circ\text{C}$  [2]) и наличия оправы зеркала конвективный поток будет излучаться только с отражающей поверхности  $S_{\text{пов.гл.конв.}} = S_{\text{гл}}$ .

Тогда решение уравнения (4) дает следующее значение температуры главного зеркала при температуре окружающего воздуха равной  $25^\circ\text{C}$  и  $\alpha_{\text{гл}} = 0.1$ :

$$t = 48.214^\circ\text{C}.$$

Получим выражение для температуры поверхности вторичного зеркала. Тепловые потоки, действующие на вторичное зеркало и испускаемые им:

$\Phi_{\text{прям.солн.погл.2}}$  – прямой солнечный поток, поглощаемый вторичным зеркалом;

$\Phi_{\text{отр.погл.}}$  – отраженный от главного зеркала солнечный тепловой поток, поглощаемый вторичным зеркалом;

$\Phi_{\text{конвект.2}}$  – конвективный поток от вторичного зеркала.

Выражение для прямого солнечного теплового потока, поглощаемый вторичным зеркалом имеет следующий вид:

$$\Phi_{\text{прям.солн.погл.2}} = \alpha_{\text{вт}} \Phi_S S_{\text{вт}}, \quad (5)$$

где  $\alpha_{\text{вт}}$  – коэффициент поглощения солнечного излучения поверхностью вторичного зеркала;  $\Phi_S$  – плотность потока солнечного излучения у поверхности Земли ( $1300 \text{ Вт/м}^2$ );  $S_{\text{вт}}$  – площадь миделя поверхности вторичного зеркала по направлению прямого солнечного теплового потока.

Отраженный от главного зеркала солнечный тепловой поток, поглощаемый вторичным зеркалом определяется, следующим выражением:

$$\Phi_{\text{отр.погл.}} = \alpha_{\text{вт}} \rho \Phi_S S_{\text{гл}}, \quad (6)$$

где  $\rho$  – коэффициент отражения материала главного зеркала,  $\rho = 1 - \alpha_{\text{гл}}$ ;  $S_{\text{гл}}$  – площадь миделя отражающей поверхности главного зеркала по направлению прямого солнечного теплового потока.

Выражение для конвективного потока от вторичного зеркала имеет вид:

$$\Phi_{\text{конвект.2}} = b(T - T_{\text{возд}}) S_{\text{пов.вт.конв.}}, \quad (7)$$

где  $b$  – коэффициент теплоотдачи между зеркалом и окружающим воздухом;  $T$  – температура поверхности вторичного зеркала;  $T_{\text{возд}}$  – температура окружающего воздуха;  $S_{\text{пов.вт.конв.}}$  – площадь вторичного зеркала, участвующая в конвекционном теплообмене с окружающим воздухом.

Запишем уравнение теплового баланса для вторичного зеркала:

$$\Phi_{\text{прям.солн.погл.2}} + \Phi_{\text{отр.погл.}} = \Phi_{\text{конвект.2}}. \quad (8)$$

С учетом выражений (5), (6) и (7) выражение (8) примет вид:

$$\alpha_{\text{вт}} \Phi_S S_{\text{вт}} + \alpha_{\text{вт}} \rho \Phi_S S_{\text{гл}} - b(T - T_{\text{возд}}) S_{\text{пов.вт.конв.}} = 0$$

Отсюда получаем выражение для температуры, которую будет иметь вторичное зеркало:

$$T = \frac{\alpha \Phi_S (S_{\text{вт}} + \rho S_{\text{гл}})}{b S_{\text{пов.вт.конв.}}} + T_{\text{возд}}. \quad (9)$$

Конвективный поток также будет излучаться только с отражающей поверхности  $S_{\text{пов.вт.конв.}} = S_{\text{вт}}$ . В этом случае выражение (9) преобразуется к виду:

$$T = \frac{\alpha \Phi_S (S_{\text{вт}} + \rho S_{\text{гл}})}{b S_{\text{вт}}} + T_{\text{возд}}. \quad (10)$$

Решение уравнения (10) дает следующее значение температуры вторичного зеркала при температуре окружающего воздуха равной  $25^\circ\text{C}$  и  $\alpha_{\text{гл}} = 0.1$ :

$$t = 177.327^\circ\text{C}.$$

## Заключение

Представленная методика анализа тепловых характеристик оптических элементов телескопа позволяет рассчитать температуры нагрева оптических элементов телескопа. Температуры, которые будут иметь поверхности зеркал после установления теплового равновесия, зависят от поглощающих свойств материала зеркал, величины падающего

теплового потока излучения, площади поверхности зеркал, площади поверхностей зеркал, участвующих в конвективном теплообмене с окружающим воздухом, температуры окружающего воздуха. Таким образом, варьирую данные параметры можно влиять на температуры оптических элементов телескопа.

### **Литература**

1. Кухлинг Х. Справочник по физике. М.: Мир. – 1983. – 608 с.
2. Михельсон Н.Н. Оптические телескопы. Теория и конструкция. – М.: Наука. – 1976. – 512 с.

## **АНАЛИЗ ПОЛЕВЫХ ОШИБОК ПРИ КОНТРОЛЕ ФОТОЛИТОГРАФИЧЕСКОГО ПРОЕКЦИОННОГО ОБЪЕКТИВА**

**А.Б. Острун (Санкт-Петербургский государственный университет  
информационных технологий, механики и оптики),  
Я.М. Ган (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова)  
Научный руководитель – д.т.н. профессор М.А. Ган  
(Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова)**

В статье рассматриваются вопросы, связанные с анализом распределения волновых ошибок по полю зрения в высокоапертурных нанолитографических системах. Приводится структурная схема методики измерения ошибок по полю зрения и анализируются некоторые важные виды ошибок.

Ключевые слова: фотолитография, аберрации, поле зрения

### **Введение**

В настоящее время основной технологией современного производства интегральных микросхем является оптическая литография (фотолитография). При фотолитографии изображение может создаваться методом проекции изображения фотошаблона через объектив на поверхность слоя фоторезиста (проекционная фотолитография).

Проекционный объектив фотолитографической установки представляет собой высокоапертурную оптическую систему, которая должна формировать практически дифракционное изображение в ультрафиолетовой области спектра.

Широкое применение ЭВМ для проведения автоматизированной коррекции аберраций оптической системы и анализа дифракционной структуры изображения позволяет рассчитывать объективы с остаточными аберрациями, не превышающими  $(0.01-0.02)\lambda$  по среднеквадратической ошибке. Такое высокое качество достигается путем усложнения схемы оптической системы проекционного объектива. Проекционные фотолитографические объективы, как правило, многоэлементные системы.

Результатом расчета является идеализированная модель оптической системы. Эта модель описывается конструктивными параметрами системы и позволяет прогнозировать качество изображения, которое, в принципе, может быть достигнуто оптическим прибором при отсутствии ошибок изготовления. Идеализированную модель оптической системы принято называть «номинальной системой» [1].

При изготовлении объектива неизбежны отступления от указанных в расчете величин конструктивных параметров. Эти отклонения называются ошибками изготовления объектива. Оптическая система с ошибками изготовления называется «реальной системой» [1].

Аберрации, вызванные ошибками изготовления, могут существенно ухудшить качество изображения объектива. На ошибки изготовления назначаются жесткие допуски, которые должны обеспечить возможность получения высокого качества оптического изображения и сохранения его в процессе эксплуатации. Это приводит к удорожанию и значительному увеличению времени изготовления объектива. Более того, допуски, гарантирующие получение качества высокоразрешающего фотолитографического объектива, зачастую невозможно реализовать.

Каждый высокоразрешающий фотолитографический объектив является уникальным прибором, при изготовлении которого требуется юстировка (доводка) для

достижения характеристик качества изображения, необходимых для его успешной эксплуатации.

Одним из основных методов, используемым при доводке оптических систем, является метод компенсации остаточных aberrаций. При этом методе в изготовленную оптическую систему вносятся изменения ее параметров, которые компенсируют aberrации системы, возникшие вследствие ошибок изготовления [2].

### Структура интерферометрического контроля

Aberrации, которые надо скомпенсировать, определяются при контроле изготовленной системы. Наиболее информативным методом контроля оптической системы и ее элементов является интерферометрический контроль с последующей обработкой результатов на ЭВМ.

На основе анализа установок [3], применяющихся в области фотолитографии, была разработана структура интерференционной системы для контроля крупногабаритных оптических систем (рис. 1).

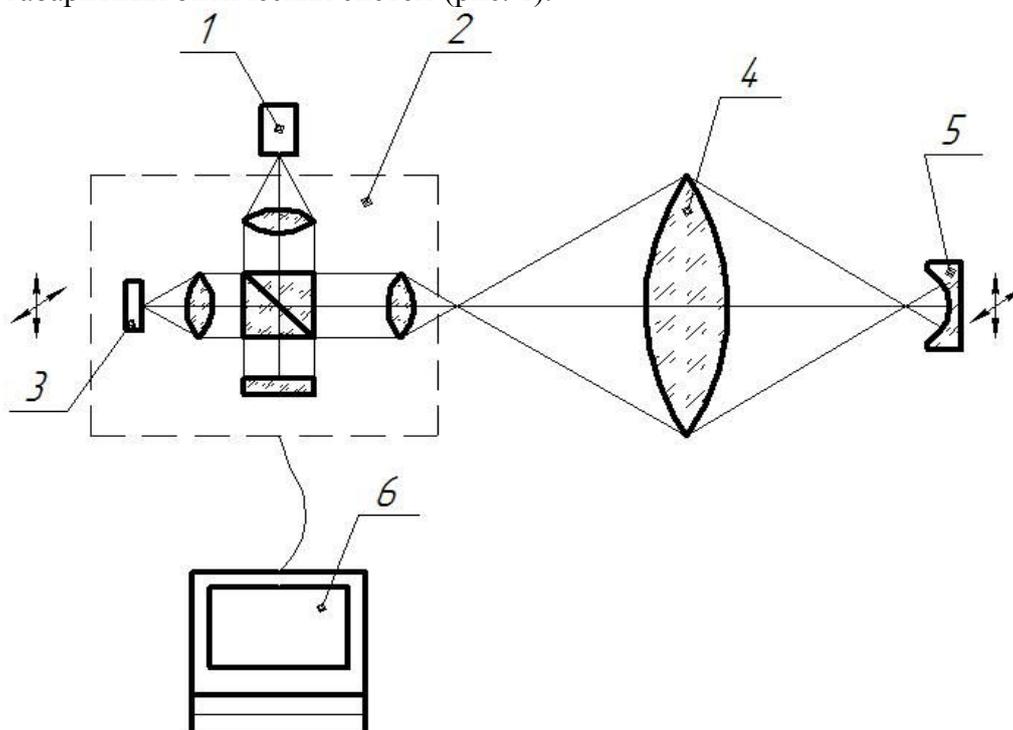


Рис. 1. Схема интерферометрического контроля: 1 – лазер, 2 – интерферометр, 3 – цифровая камера, 4 – проекционный объектив, 5 – контрзеркало, 6 – компьютер

Данная схема позволяет решать многие задачи, одними из которых являются:

1. измерение дисторсии поля при синхронном перемещении на двухкоординатном столе интерферометра и контрзеркала;
2. измерение кривизны поля изображения;
3. измерение волновых aberrаций.

## Блок-схема обработки интерферограмм

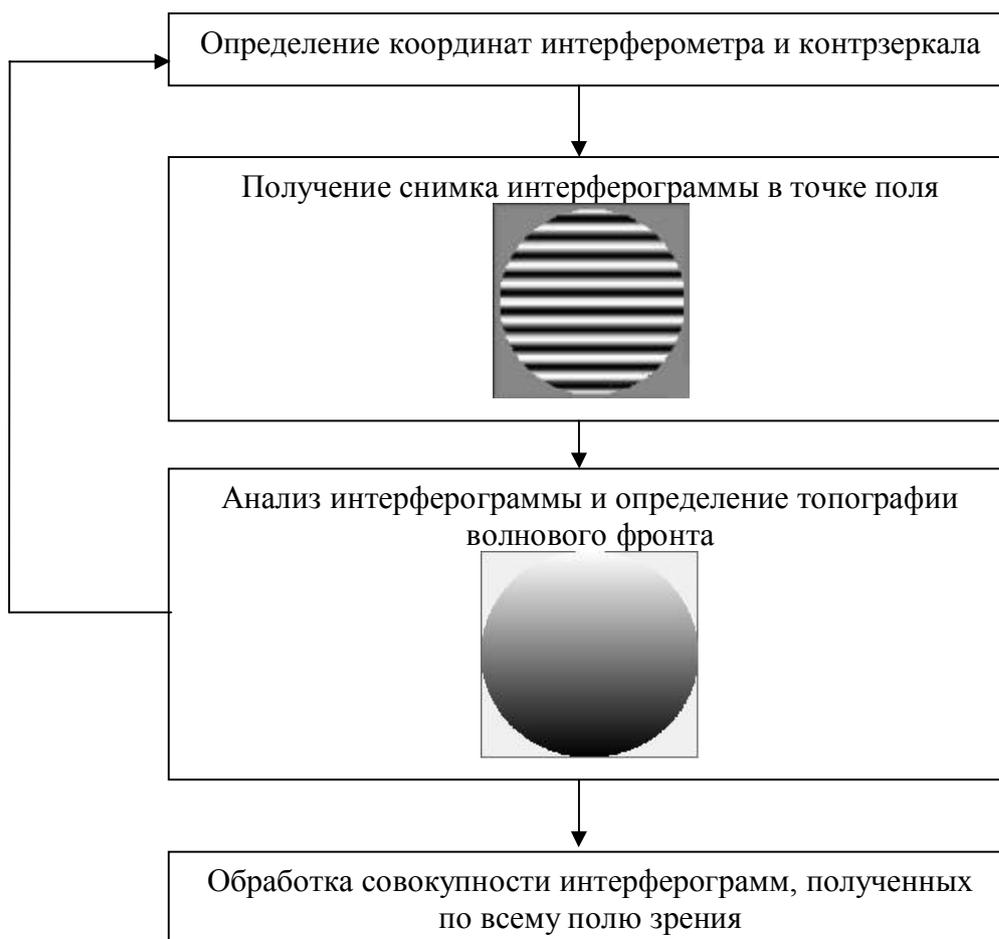


Рис. 2. Этапы интерферометрического контроля.

### Анализ аберраций по полю зрения

Была разработана методика, которая позволяет на основании результатов интерферометрического контроля по полю зрения оптической системы оценить величины аберраций, вызванных ошибками изготовления, и их распределение по полю зрения.

Анализ деформаций волнового фронта относительно ближайшей плоскости сравнения производится путем оценки методом наименьших квадратов параметров дефокусировки, астигматизма, комы, сферической аберрации. В каждой точке поля волновая аберрация (относительно ближайшей сферы) может быть разложена на следующие составляющие [4]:

$$W = W_L + W_D + W_A + W_C + W_Z + W_M, \quad (1)$$

где  $W_L$  – линейная ошибка (наклон),  $W_D$  – дефокусировка,  $W_A$  – астигматическая ошибка волнового фронта,  $W_C$  – ошибка типа комы,  $W_Z$  – зональная ошибка волнового фронта (сферическая аберрация),  $W_M$  – остаточные местные ошибки. Все перечисленные аберрации, за исключением первой, достаточно подробно рассмотрены в [4]. Рассмотрим линейную ошибку.

В общем случае наклон можно выразить следующим уравнением:

$$W_L = L \cdot \rho \cdot \cos(\varphi - \varphi_L), \quad (2)$$

где  $L$  – коэффициент наклона;  $\rho, \varphi$  – полярные координаты в плоскости зрачка;  $\varphi_L$  – угол направления наклона.

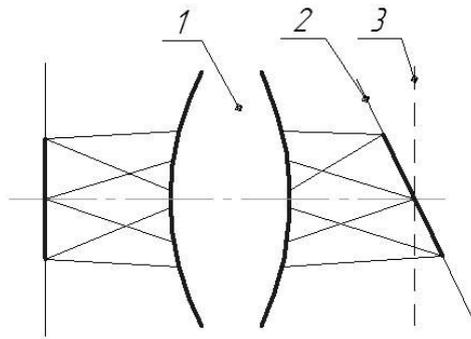


Рис. 3. Наклон плоскости изображения: 1 – объектив, 2 – реальная плоскость изображения, 3 – идеальная плоскость изображения

Результаты моделирования интерферометрического контроля в девяти полевых точках при наличии линейной ошибки показаны на рис. 4.

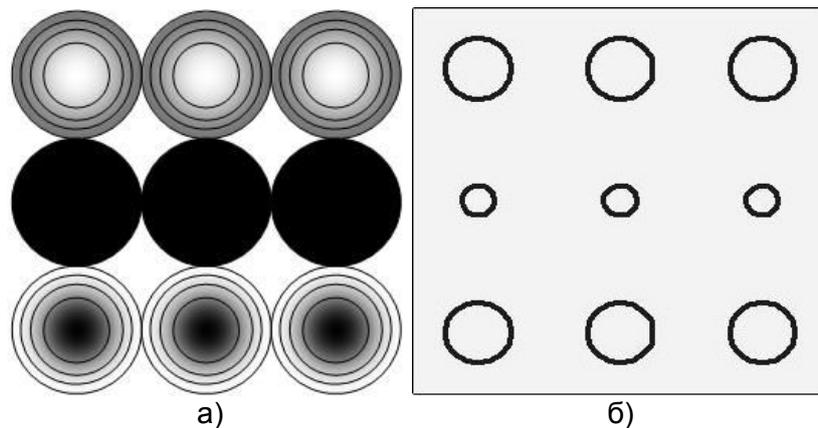


Рис. 4. Топографии волновых фронтов в разных полевых точках (а); сравнительный размер кружка рассеяния (б)

### Анализ дисторсионных искажений

Дисторсия в общем случае может быть представлена следующим образом:

$$W_E = E \cdot h^3 \cdot \rho \cdot \cos(\varphi - \psi), \quad (3)$$

где  $\rho, \varphi$  – полярные координаты в плоскости зрачка;  $h, \psi$  – полярные координаты в плоскости изображения системы;  $E$  – коэффициент дисторсии.

Результаты интерферометрического контроля по полю зрения при наличии дисторсии показаны на рис. 5.

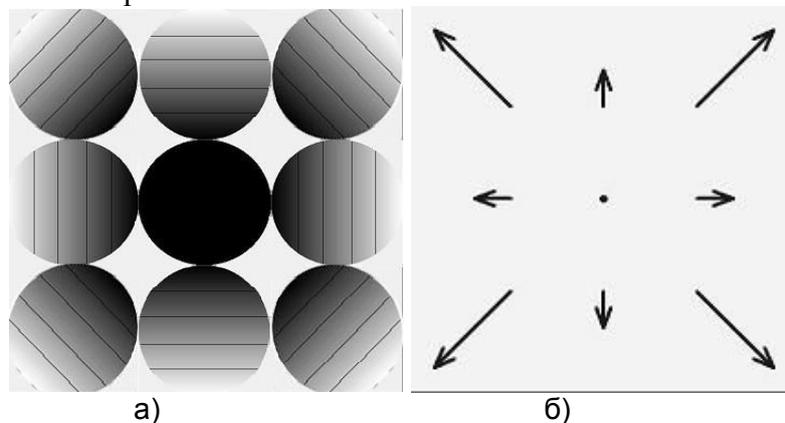


Рис. 5. Топографии волновых фронтов в разных полевых точках (а); векторное поле характеризующее дисторсию изображения (б)

## Анализ кривизны поля

Кривизна поля осесимметричной системы равна [2]:

$$W_D = Dh^2\rho^2. \quad (4)$$

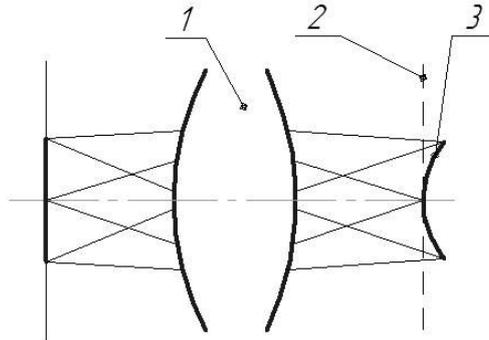


Рис. 6. Кривизна плоскости изображения: 1 – объектив, 2 – идеальная плоскость изображения, 3 – реальная плоскость изображения

Результаты интерферометрического контроля по полю зрения при наличии линейной ошибки показаны на рис. 7.

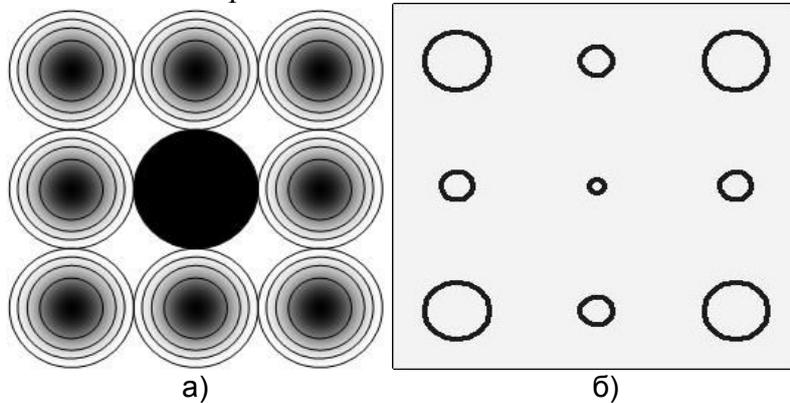


Рис. 7. Топографии волновых фронтов в разных полевых точках (а); сравнительный размер кружка рассеяния (б)

Для анализа распределения по полю вышеперечисленных ошибок была разработана компьютерная программа, интерфейс которой представлен на рис. 8.

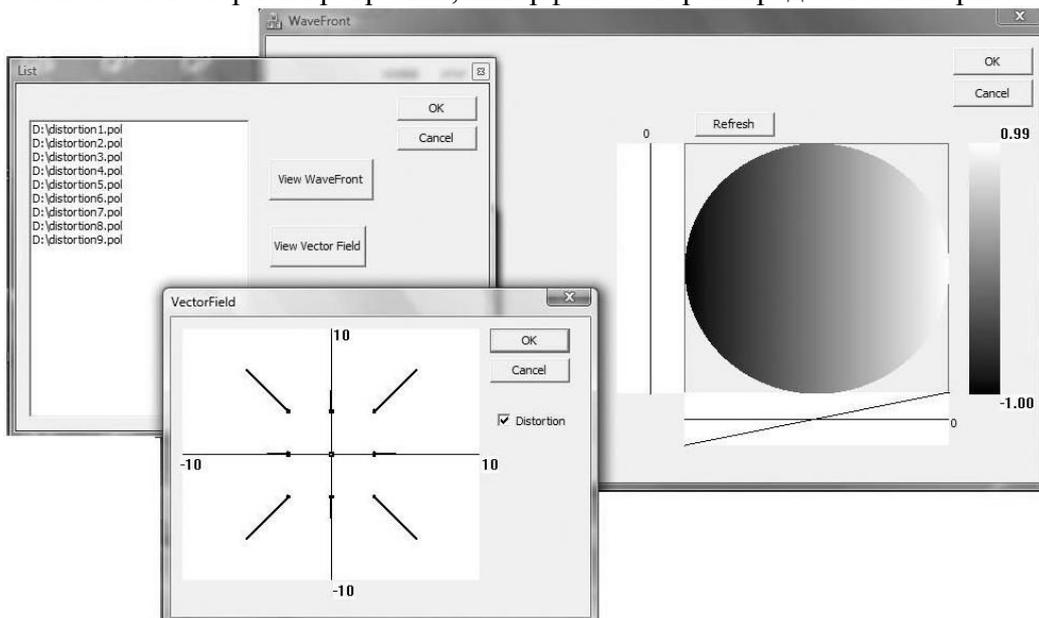


Рис. 8. Общий вид программы

## **Использование интерферометрической информации при юстировке объектива**

В результате анализа интерферометрической информации контролируемой оптической системы можно выделить составляющие ошибки aberrаций волнового фронта. Необходимо отъюстировать оптическую систему, т.е. уменьшить величины ошибок, влияющих на качество изображения. В данной работе будет использоваться компенсационный метод aberrаций.

Так, например, для улучшения качества изображения в оптической системе можно изменять следующие параметры:

1. воздушные расстояния между элементами;
2. наклон элементов;
3. децентрировка элементов;
4. взаимный разворот элементов.

Например, дисторсию изображения можно убрать, изменяя воздушные промежутки между линзами оптической системы.

### **Заключение**

Полученные данные используются в дальнейшем для юстировки оптической системы, т.е. для устранения наклона изображения, дисторсионных искажений и кривизны поля.

### **Литература**

1. Слюсарев Г.Г. Геометрическая оптика. – М.; Л.: Изд-во АН СССР. – 1946. – 332 с.
2. Латыев С.М. Компенсация погрешностей в оптических приборах. – Л.: Машиностроение. – 1985. – 248 с.
3. Под ред. Федотова Я.А., Поля Г. – М.: Советское радио. – 1974. – 392 с.
4. Ган М.А., Котов В.В., Устинов С.И. Анализ деформаций волновых фронтов реальных оптических систем. – ОМП. – 1984. – №5. – с. 17.

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОГРАММЕТРИЧЕСКОЙ ДИСТОРСИИ С ПОМОЩЬЮ ПОЛИНОМОВ ЦЕРНИКЕ**

**А.Ю. Евсеев**

**Научный руководитель – к.т.н. К.В. Ежова**

Моделирование проводится для использования в комплексе по автоматической коррекции фотограмметрической дисторсии в оптических системах, вызванной ошибками при юстировке и сборке компонентов. Описание дисторсии осуществляется с помощью метода основанного на разложении по полиномам Цернике, где дисторсия представляется как самостоятельное искажение, вносимое независимо от других аберраций.

Ключевые слова: дисторсия, полиномы, моделирование

### **Введение**

В последнее время в индустрии производства электронных устройств и приборов наблюдается развитие процесса усложнения проектируемых разработок и одновременно идет процесс по уплотнению электронных схем на печатных платах устройств. В связи с этим к существующим системам по созданию плат применяются все более жесткие требования по возможности создания схемы на заданном пространстве, без потери качества. Для создания таких плат используют широко известный метод фотолитографии, для реализации которого необходимы проекционные объективы, параметры качества полученной с помощью них картинки поставлены в жесточайшие рамки, в частности предъявляются требования по максимальному устранению аберраций искажающих тонкую структуру объекта и его геометрию. Основную роль в качестве изображения для таких систем вносит дисторсия, влияние которой усиливается при создании крупногабаритных плат. Поэтому в данный момент ведутся разработки программного комплекса способного рассчитать ошибки в сборке и юстировке оптической системы, влияющие на дисторсию и высчитать необходимые поправки которые нужно применить к оптической системе для компенсации аберрации.

Если обобщить весь комплекс известных многообразных методов исследования и контроля качества сборки оптических систем, можно прийти к выводу о том, что эти методы сводятся, в основном, или к исследованию биения изображения при вращении системы, или к регистрации структуры волнового фронта, сформированного системой в схеме контроля, и исследованию этой структуры, которая визуализируется в форме изображения того или иного вида, например в виде интерференционных полос, теневой картины, изображения светящейся точки, линии, миры и т.д. [1]. Каждый из методов имеет свои индивидуальные недостатки, такие как неточности в определении, большие временные затраты либо высокая стоимость оборудования для проведения анализа. Выявление децентрировок же разрабатываемым методом отличается от известных способов анализа минимальными затратами, возможностью анализа сложных систем, отсутствующей необходимостью в сложной исследующей аппаратуре и возможностью создания унифицированной системы для анализа, при высокой точности получаемых результатов.

### **Моделирование дисторсии**

Для создания автоматизированного комплекса по коррекции дисторсии сначала необходимо решить обратную задачу: найти те искажения, которые вносит дисторсия относительно идеально безаберрационного изображения. В данном исследовании

разрабатывался метод по моделированию именно фотограмметрической дисторсии, по причине отсутствия влияния общего увеличения изображения вносимого обычной дисторсией на качество структуры передаваемой картинке.

Для математического моделирования фотограмметрической дисторсии, возникающей в результате децентрировок при сборке оптических систем, необходимо применение математического моделирования такой дисторсии с помощью косинусных и синусных полиномов Цернике, которые формируют разложение фотограмметрической дисторсии по полевым координатам [1].

Если представить объект, изображение которого формируется с помощью оптической системы, в виде набора точек, то каждая из них будет обладать собственными координатами относительно центра объекта. Отклонение значений этих координат от номинального и будет влиянием фотограмметрической дисторсии, которое необходимо вычислить.

Для исследования был выбран тест-объект в виде симметричной, равносторонней структуры из набора точек соединенных параллельными линиями, как показано на рис. 1.

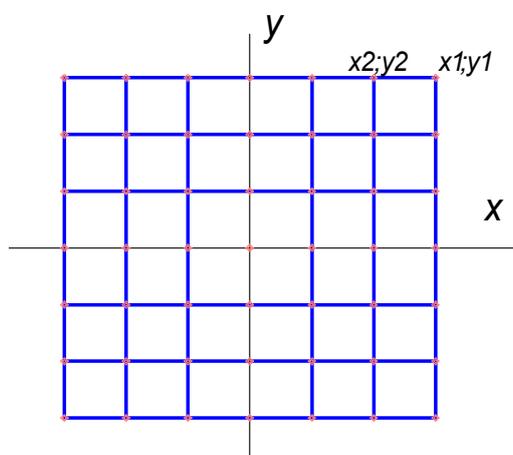


Рис. 1. Тест-объект в пространстве предметов

При нахождении отклонений вносимых фотограмметрической дисторсией воспользуемся разложением по некоторому базису от канонических зрачковых координат, Чаще всего разложение записывается в полярных координатах.

$$\rho = \|\rho\| = \sqrt{\rho_x^2 + \rho_y^2} \text{ и } \cos \varphi = \frac{\rho_y}{\rho}.$$

Составляющие дисторсии можно рассматривать в качестве поперечных aberrаций, т.е. в качестве частных производных волновой aberrации, как представлено в выражениях (1) и (2).

$$\Delta x = \frac{\lambda}{A} \cdot \frac{\partial W}{\partial \rho_x}. \tag{1}$$

$$\Delta y = \frac{\lambda}{A} \cdot \frac{\partial W}{\partial \rho_y}. \tag{2}$$

Тогда для математического моделирования фотограмметрической дисторсии, возможно представление такой дисторсии с помощью косинусных и синусных полиномов Цернике, которые и формируют разложение фотограмметрической дисторсии. В этом случае разложение функции по полиномам она будет иметь следующий вид:

$$W = ( \rho, \varphi ) = \sum_n \sum_m c_{nm} \cdot R_n^m(\rho) \cdot \cos(m\varphi) + \sum_n \sum_m s_{nm} \cdot R_n^m(\rho) \sin(m\varphi),$$

где  $\rho$  и  $\varphi$  – полярные координаты;  $m$  – степень  $\varphi$ ;  $n$  – степень  $\rho$ , причем  $n \geq m$ ,  $(n-m)$  – четное число;  $R_n^m$  – являются полиномами по  $\rho$  содержащими степени,  $\rho^n, \rho^{n-2}, \dots, \rho^l$ .

Они определяются следующими формулами:

$$R_n^m(\rho) = \frac{1}{\left(\frac{n-m}{2}\right)! \rho^m} \cdot \left\{ \frac{d}{d(\rho^2)} \right\}^{\frac{n-m}{2}} \left\{ (\rho^2)^{\frac{n+m}{2}} \cdot (\rho^2 - 1)^{\frac{n-m}{2}} \right\}$$

или

$$R_n^m(\rho) = \sum_{s=0}^{\frac{n-m}{2}} (-1)^s \cdot \frac{(n-s)!}{s! \left(\frac{n+m}{2} - s\right)! \cdot \left(\frac{n-m}{2} - s\right)!} \cdot \rho^{n-2s}.$$

При этом при всех возможных значениях  $n$  и  $m$

$$R_n^{\pm m}(1) = 1.$$

Таким образом, отклонения вносимые дисторсией в каждой их плоскостей можно вычислить с помощью выражений (3) и (4).

$$\Delta x = (PCx + PSx) \cdot \lambda / 2 \quad (3)$$

$$\Delta y = (PCy + PSy) \cdot \lambda / 2, \quad (4)$$

где  $A$  – апертура системы;  $\lambda$  – исследуемая длина волны;  $PCx$  и  $PSx$  – косинусные и синусные полиномы для плоскости  $X$ ;  $PSy$  и  $PCy$  – косинусные и синусные полиномы для плоскости  $Y$ .

В результате необходимо построить изображение тест-объекта полученное при прохождении пучка лучей через оптическую систему, которое будет представлять собой подобие тест объекта, с искаженными линиями. По характеру искажения можно определить, какими коэффициентами вызвана дисторсия. Так, одновременное влияние коэффициентов первичного разложения  $Cx11$  и  $Sy11$  приводит к появлению нецентрированной дисторсии первого порядка.  $Cy00$  и  $Cy22$  – к параболической дисторсии второго порядка.

### Программная разработка

Для реализации и исследования данной математической модели, средствами языка программирования C++, с применением методов объектно-ориентированного программирования был создан программный комплекс в котором моделируется влияние дисторсии на изображение для заданного тест-объекта, при известных коэффициентах влияния. Так же строится изображение объекта и реализованы функции по работе с полученными данными.

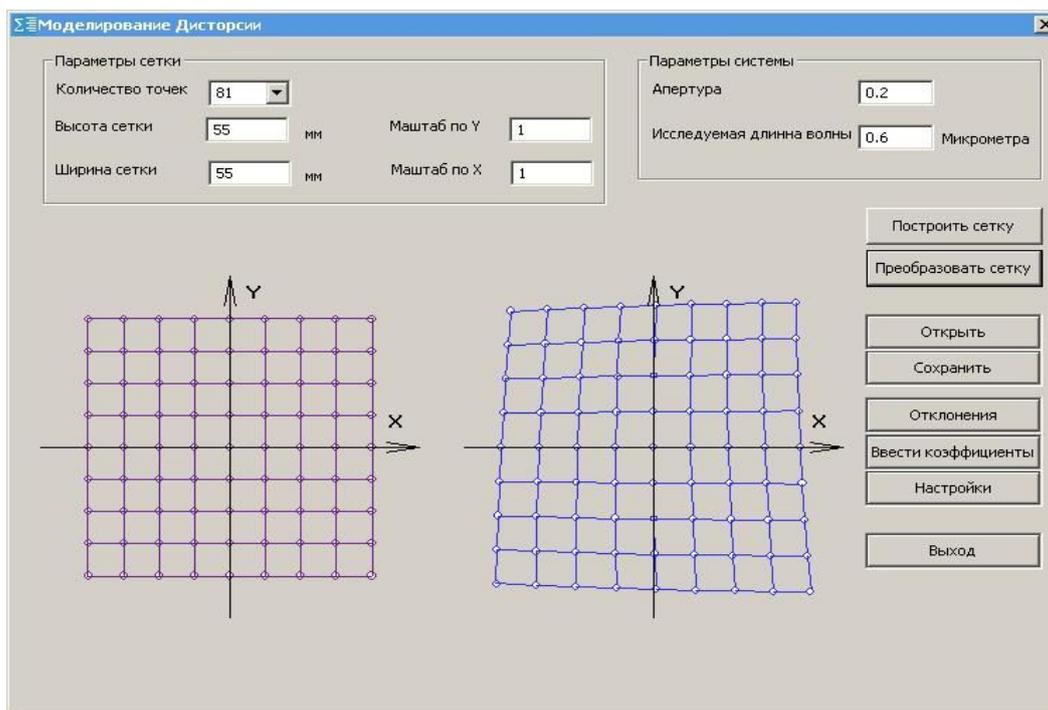


Рис. 2. Разработанная программа

При сравнении смоделированных с помощью первичных полиномов картины дисторсии в данной программе, было выявлено соответствие с картинками дисторсии, полученным профессором М.М. Русиновым при разложении дисторсии по степенным коэффициентам, что подтверждает правильность представленной методики и успешную ее реализацию на практике.

### Заключение

Таким образом, была решена только обратная задача первоначально запланированного комплекса, но это позволяет применить данные разработки в создании реальной системы по автоматической коррекции качества изображения и практически полном устранении влияния дисторсии, путем корректировок положений элементов исследуемой оптической системы.

### Литература

1. Ежова К.В. Математическое моделирование фотограмметрической дисторсии/ К.В. Ежова // Научно-технический вестник Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики. – 2006. – Вып. 26. – С. 235–239.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука. – 1970. – 856 с.
3. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем/ С.А. Родионов. – Л.: Машиностроение. – 1982. – 270 с.
4. Родионов С.А. Обработка результатов измерения дисторсии проекционных объективов/ С.А. Родионов, Н.Б. Вознесенский, Э.М. Шеколяян// Известия ВУЗов СССР – Приборостроение. – 1991. – Т.34. – №7. – С. 61–68.
5. Русинов М.М. Фотограмметрическая оптика/ М.М. Русинов. – М.: Геодиздат. – 1962. – 320 с.
6. Бахвалов Н.С. Численные методы / Н.С. Бахвалов. – М.: Наука. – 1973 – 632 с.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ДЛЯ УСТРАНЕНИЯ МУАРА НА ИЗОБРАЖЕНИИ**

**С.А. Сарваров**

**Научный руководитель – к.т.н. К.В. Ежова**

В данной статье рассматривается работа, в которой было смоделировано устранение муара на изображении путем применения низкочастотной пространственной фильтрации. Также было произведено моделирование формирования изображения с использованием фильтра и без него, исследована эффективность применения трех типов фильтров низких пространственных частот. Рассмотрена построенная математическая модель для устранения муара на изображении.

Ключевые слова: фильтрация, муар

### **Введение**

Техника имеет большую роль в повседневной жизни человека. Она упрощает большинство задач. Техника постоянно эволюционирует. Не является исключением и оптотехника. Появляются новые технологии, что-то уходит в прошлое, что-то изменяется. К примеру, на смену пленочным фотоаппаратам пришли фотоаппараты с ПЗС-матрицей.

Как и в любом элементе оптической системы ПЗС имеет в себе ряд недостатков. Одним из них является проявление муаровых полос или, так называемый, муар – эффект. В данной статье нам предстоит рассмотреть моделирование с помощью компьютерных технологий устранения муара путем применения пространственной фильтрации.

### **Формирование изображения на матричном приёмнике**

В пикселе преобразование света в электрический заряд невозможно без совокупности электронных компонентов, обеспечивающих хранение и считывание накопленного пикселем заряда, сброс избыточного заряда, а также ряд других необходимых функций. В зависимости от типа ПЗС-матрицы на долю обвязки может приходиться от 30 до 70% всей площади пикселя. Из-за этого сокращается как светочувствительная область пикселя, так и его способность аккумулировать электрический заряд. Первое приводит к уменьшению чувствительности (восприимчивости регистратора изображения к световому излучению), второе – к сужению динамического диапазона. При увеличении разрешения матрицы с сохранением ее габаритов площадь каждого пикселя уменьшается – с соответствующими для чувствительности и динамического диапазона последствиями [1].

### **Муар и способ его подавления**

Муар представляет собой оптическое явление, возникающее при наложении двух систем параллельных линий так, что они пересекаются под острым углом. В этом случае образуются новые светлые и темные полосы, идущие перпендикулярно биссектрисам упомянутых острых углов. Полосы муара образуются как при пересечении параллельных, прямых линий, так и при пересечении двух систем concentрических окружностей. Одним из способов подавления муара является применение фильтров низких пространственных частот. В качестве такого фильтра можно использовать кварцевую пластину. Этот способ основан на применении пространственных фильтров, изготовленных из материалов, обладающих двойным лучепреломлением. При прохождении через кристалл неполяризованного светового

пучка возникает явление двойного лучепреломления, пучок делится на два, преломляющихся в разных направлениях. Направление преломления зависит от угла между направлением падающего пучка и осью симметрии кристалла [4].

Расхождение между лучами выбирается таким образом, чтобы подавить частоту, дающую самую низкочастотную компоненту при пересечении спектров. После первой кварцевой пластины световой поток расщепляется на два луча одинаковой интенсивности, выходящие параллельно и смещенные друг относительно друга на расстояние  $\Delta d$ .

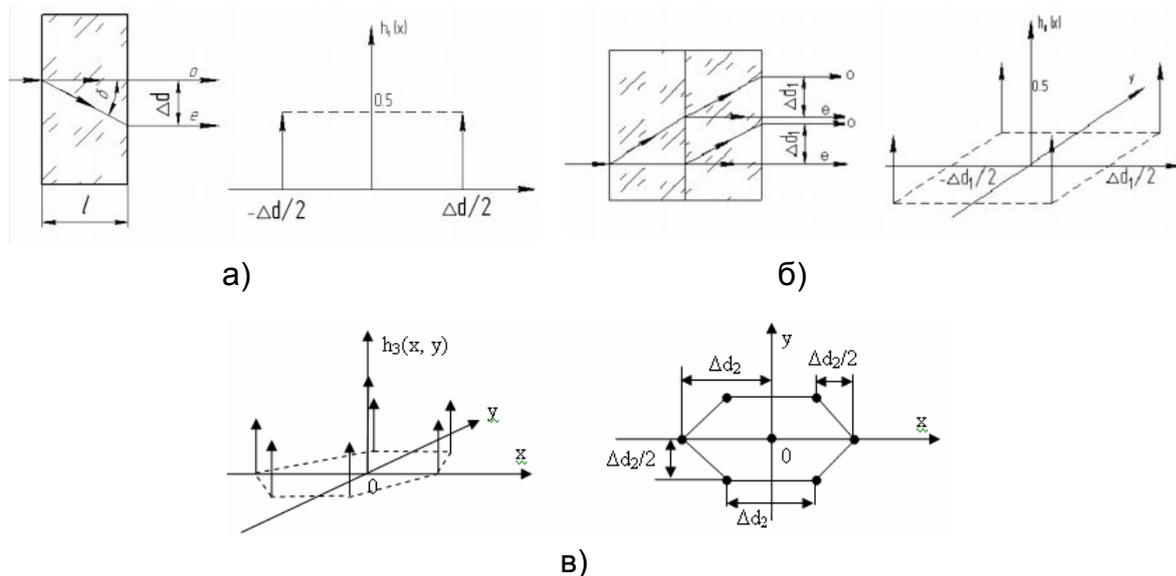


Рис. 1. Структура и импульсный отклик кварцевых пластин: а) однослойной пластины б) трёхслойной пластины, в) двухслойной пластины

### Модель фильтрации

На рис. 2 представлена модель, служащая для количественного анализа эффектов, связанных с наложением спектров. Здесь предполагается, что исходное изображение объекта  $W_{f1}(x, y)$  является выборка значений зависимости интенсивности от координаты. Для того, что найти спектр этого изображения необходимо взять Фурье-преобразование от  $W_{f1}(x, y)$ .



Рис. 2. Модель фильтрации

$$W_{f1}(\omega_x, \omega_y) = F(W_{f1}(x, y)). \quad (1)$$

В системе имеется ПЗС-матрица, которая тоже вносит свой вклад в изменение изображения, преобразуя спектр входного сигнала, поступающего на фильтр нижних частот или поступающего прямо на приемник в случае, если фильтр в процессе моделирования фильтрации и регистрации на приемнике не предусмотрен. Для описания этого воздействия, необходимо найти апертурно-частотную характеристику ячейки ПЗС-матрицы. Для этого необходимо взять Фурье-преобразование от выборки функции  $rect(\frac{x}{\Delta x}, \frac{y}{\Delta y})$ , так называемый прямоугольник,  $\Delta x$  – это ширина ячейки матрицы приемного устройства, а  $\Delta y$  – это длина ячейки матрицы.

$$A(\omega_x, \omega_y) = F(\text{rect}(\frac{x}{\Delta x}, \frac{y}{\Delta y})). \quad (2)$$

Помимо воздействия апертурно-частотной характеристики, описываемой ячейкой приемника, необходимо учесть воздействие, которое вносит выборка оптической передаточной функции низкочастотного фильтра. Для того чтобы найти выборку этой функции необходимо взять Фурье-преобразование от импульсного отклика одного из применяемых при моделировании пространственных фильтров.

$$H(\omega_x, \omega_y) = F(h(x, y)). \quad (3)$$

Следующим этапом в реализации моделирования пространственной фильтрации необходимо произвести некоторые математические преобразования над входными данными. Одним из таких преобразований является нахождение частотной характеристики системы.

$$P(\omega_x, \omega_y) = H(\omega_x, \omega_y) \otimes A(\omega_x, \omega_y). \quad (4)$$

Формула (3) является формулой для расчета системы, в которой предусмотрен фильтр нижних частот. Для того, чтобы смоделировать процесс без фильтра, необходимо исключить из формулы (4) передаточную функцию. Таким образом, формула примет следующий вид:

$$P(\omega_x, \omega_y) = H(\omega_x, \omega_y). \quad (5)$$

В конечном итоге, для того, чтобы получить спектр выходного изображения, надо перемножить выборку спектра входного изображения на квадрат модуляционной передаточной функции системы.

$$W_{f2}(\omega_x, \omega_y) = |P(\omega_x, \omega_y)|^2 W_{f1}(\omega_x, \omega_y). \quad (6)$$

где  $W_{f2}(\omega_x, \omega_y)$  – является спектральная плотность выходного изображения.

Далее была найдена зависимость интенсивности от координаты путем взятия обратного Фурье-преобразования от спектральной плотности выходного изображения  $W_{f2}(\omega_x, \omega_y)$ .

$$W_{f2}(x, y) = F^{-1}W_{f1}(\omega_x, \omega_y). \quad (7)$$

Заключительным этапом в процессе моделирования является дискретизация выходного сигнала [5].

$$W_{f3}(x, y) = W_{f2}(x, y) \cdot \text{comb}(\frac{x}{\Delta x}, \frac{y}{\Delta y}). \quad (8)$$

### Критерии оценка качества работы фильтров

Главной целью данной работы является исследование применения трех типов кварцевого фильтра. Для того, чтобы оценить их работу существует два показателя: первый – это показатель уменьшения резкости изображения; а вторым является показателем является ошибка, вызванная наложением спектров. Показатель уменьшения резкости изображения определяется формулой

$$\varepsilon_R = (E_{RM} - E_R) / E_R,$$

где  $E_{RM}$  – это энергия изображения, попадающего на фильтр, определяемый формулой:

$$E_R = \int_{-\omega_{xs}/2}^{\omega_{xs}/2} \int_{-\omega_{ys}/2}^{\omega_{ys}/2} W_{F1}(\omega_x, \omega_y) |P(\omega_x, \omega_y)|^2 d\omega_x d\omega_y, \quad (9)$$

$E_R$  – это энергия изображения, прошедшее фильтр, который можно найти по формуле:

$$E_R = \int_{-\varpi_{xs}/2}^{\varpi_{xs}/2} \int_{-\varpi_{ys}/2}^{\varpi_{ys}/2} W_{F_I}(\varpi_x, \varpi_y) d\varpi_x d\varpi_y. \quad (10)$$

Ошибку, вызванную наложением спектров, обычно определяют через энергию паразитных гармоник, принадлежащих смещенным спектрам, попадающим в полосу пропускания фильтра. Предположим для упрощения, что частота дискретизации довольно высока и вклад спектров, смещенных на  $(\pm i_1 \varpi_{xs}/2, \pm i_2 \varpi_{ys}/2)$  пренебрежимо мал при  $i_1 \geq 2, i_2 \geq 2$ . Полная энергия ошибки, вызванной наложением спектров, равна

$$\varepsilon_R = E_A / E_0, \quad (11)$$

$E_A$  – полная энергия ошибки, вызванной наложением спектров, которую можно найти по формуле:

$$E_o = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W_{F_I}(\varpi_x, \varpi_y) |P(\varpi_x, \varpi_y)|^2 d\varpi_x d\varpi_y, \quad (12)$$

$E_o$  – это энергии сигнала на выходе.

$$E_A = E_o - E_R. \quad (13)$$

### Результаты исследования

Таблица. Численные значения результатов

	$\varepsilon_R$	$\varepsilon_o$	Толщина, мм
Однослойный фильтр	0.99999999931	0.99886	0.086
Двухслойный фильтр	0.99999999923	0.99873	0.172
Трёхслойный фильтр	0.99999999954	0.99867	0.258

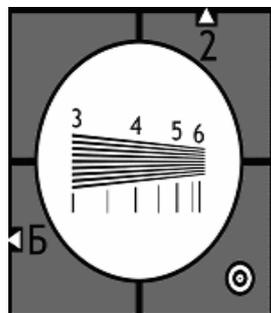


Рис. 3. Тест-объект. Фрагмент настроечной телевизионной таблицы 0249  
Изображения, полученные после фильтрации.

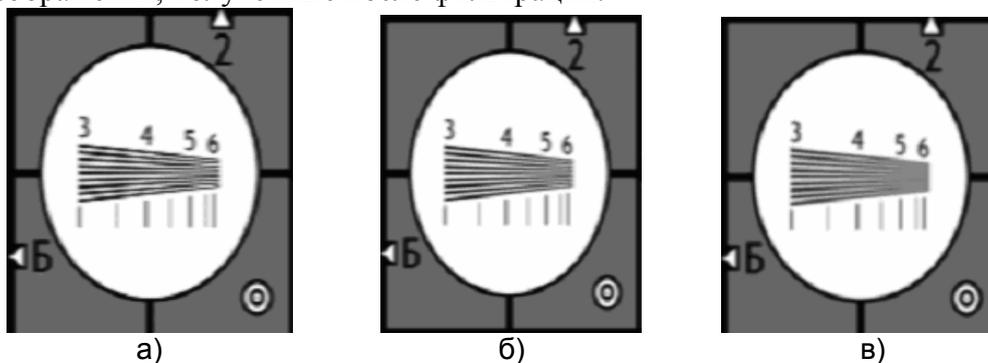


Рис. 4. Результат действия фильтров на тест-объект: а) однослойный фильтр; б) двухслойный фильтр; в) трёхслойный фильтр

## Заключение

Моделирование процессов в оплотехнике является одним из перспективных направлений. Наиболее значимым преимуществом такого рода работ является снижение издержек на научные исследования. Путем использования алгоритма быстрого преобразования Фурье можно осуществить компьютерное моделирование низкочастотной фильтрации изображения, которое позволит качественно и количественно оценить эффективность работы фильтров.

## Литература

1. Сердце цифровой фотокамеры: ПЗС-матрица (часть первая). – Электрон. Дан.– Режим доступа: <http://www.ferra.ru/online/digiphoto/s27140/>. – Загл. с экрана.
2. Сердце цифровой фотокамеры: ПЗС-матрица (часть третья). – Электрон. Дан. – Режим доступа: <http://www.ferra.ru/online/digiphoto/s27151/>. – Загл. с экрана.
3. Сердце цифровой фотокамеры: ПЗС-матрица (часть четвертая). – Электрон. Дан. – Режим доступа: <http://www.ferra.ru/online/digiphoto/71885/>. – Загл. с экрана.
4. Валюс. Растровые оптические приборы. –1-е изд., – М.: Машиностроение, 1966.
5. Теоретические основы муара. – Электрон. Дан. – Режим доступа: <http://www.pranat.ru/pol8.html>. – Загл. с экрана.
6. Подавление мура (Часть 1). – Электрон. Дан. – Режим доступа: <http://www.demaker.ru/page.php?id=7>. – Загл. с экрана.
7. У. Прэтт. Цифровая обработка изображения (Часть 1). – М.: Мир, 1982.

## ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИХ ОЧИСТИТЕЛЕЙ ВОЗДУХА С ПРИМЕНЕНИЕМ УФ СИД

К.А. Аринина, Д.С. Ковалев, А.И. Александров  
Научный руководитель – Б.П. Папченко

В данной работе рассмотрена возможность применения светоизлучающих диодов ультрафиолетового диапазона (УФ СИД) в фотокаталитических очистителях воздуха. Предложен ряд модификаций моделей очистителя воздуха и соответствующих им фотокаталитического элемента.

Ключевые слова: очистка воздуха, фотокатализ, УФ излучение, УФ светодиод

### Введение

Проблема очистки воздуха в настоящее время стоит крайне остро. Очищать воздух необходимо в жилых и офисных помещениях, в лечебных учреждениях, на промышленных предприятиях, в общественном и личном транспорте, в помещениях для курения, туалетах и др. Одним из методов решения этой проблемы является использование фотокаталитических фильтров в составе очистителей воздуха.

### Механизм процесса фотокатализа

Двуокись титана ( $TiO_2$ ) – полупроводниковое соединение, в котором электроны могут находиться в двух состояниях: свободном и связанном. В первом состоянии электроны двигаются по кристаллической решетке, образованной катионами  $Ti^{4+}$  и анионами кислорода  $O^{2-}$ . Во втором состоянии электроны связаны с каким-либо ионом кристаллической решетки и участвуют в образовании химической связи. Для перевода электрона из связанного состояния в свободное необходимо затратить энергию не менее 3,2 эВ. Эта энергия может быть доставлена квантами света с длиной волны  $\lambda < 390$  нм. Таким образом, при поглощении света в объеме частицы  $TiO_2$  рождаются свободный электрон и электронная вакансия [1].

Электрон и дырка – достаточно подвижные образования, и, двигаясь в частице полупроводника, часть из них рекомбинирует, а часть выходит на поверхность и захватывается ею. Схематически процессы, происходящие на частице  $TiO_2$ , изображены на рис. 1.

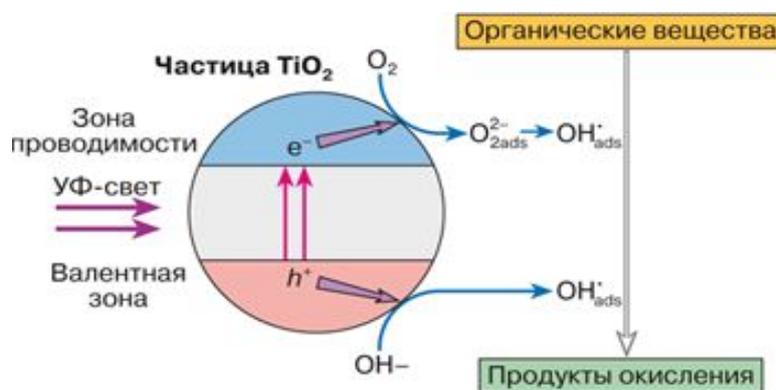


Рис. 1. Схема процесса фотокатализа

Захваченные поверхностью электрон и дырка являются активными частицами. Электрон, локализованный на ионе титана, образует  $Ti^{3+}$  на поверхности, а дырка

(электронная вакансия) локализуется на поверхностном кислороде, образуя  $O^-$ . При этом образуются такие мощные окислители, как  $O^-$  и  $OH$  – радикал, способные окислить любое органическое соединение, следовательно, поверхность  $TiO_2$  при соответствующем освещении становится сильнейшим окислителем [1].

В настоящее время во всех известных нам фотокаталитических очистителях воздуха, в качестве источника УФ излучения используют ртутные лампы. Эти лампы являются опасными для человека и окружающей среды при неправильной эксплуатации (повреждении) и создают проблемы при утилизации. СИД не имеют указанного недостатка. Кроме этого, спектральный состав излучения светодиода полностью относится к безопасному для человеческого организма диапазону УФ спектра. Срок эксплуатации светодиодов значительно превосходит срок эксплуатации ртутных ламп.

В приборах фирмы «Аэролайф» используются УФ лампы мощностью 20–40 Вт, плотность мощности УФ излучения таких ламп составляет 15–20 мВт/см<sup>2</sup>, длина 40–50 см. В силу этого воздухоочистители не могут быть сделаны компактными и автономными. Воздухоочистители фирмы Vitek использует миниатюрные лампы 90 мм мощностью 3 Вт.

### Принципиальная схема фотокаталитического очистителя

Принципиальная схема фотокаталитического очистителя воздуха показана на рис. 2.

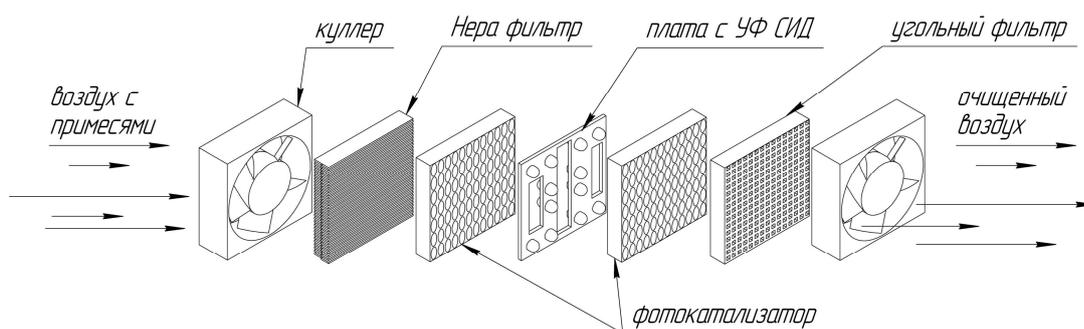


Рис. 2. Принципиальная схема фотокаталитического очистителя

Как уже сказано, сущность фотокаталитического метода состоит в минерализации газообразных загрязнений на поверхности катализатора под действием мягкого УФ излучения диапазона А (с длиной волны от 300 до 400 нм). Зависимость квантовой эффективности от  $\lambda$  показана на рис. 3. Из рис. 3 следует, что в случае использования светодиодов с  $\lambda = 365$  мы работаем в области максимальной эффективности [3].

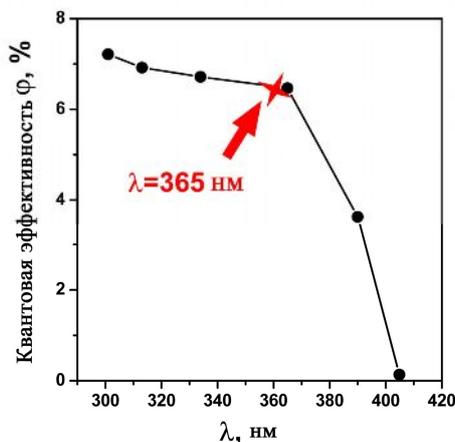


Рис. 3. Зависимость квантовой эффективности от длины волны

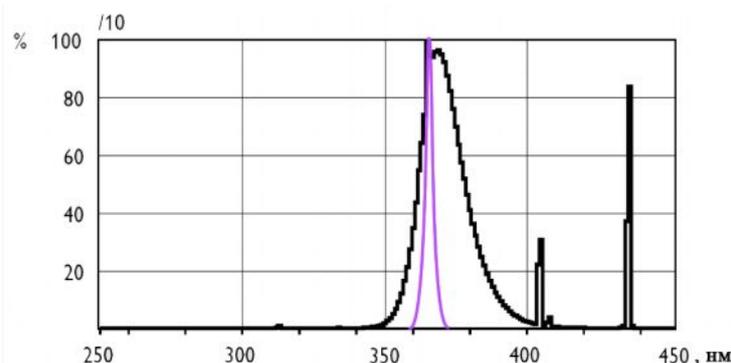


Рис. 4. Спектр излучения ртутной лампы низкого давления и СИД

На рис. 4 изображены спектры излучения ртутной лампы низкого давления и УФ светодиода. Видно, что светодиод имеет более узкий спектр излучения, что определяет большую эффективность использования светодиодов в процессе фотокатализа с точки зрения энергосбережения.

### Макеты светодиодных фотокаталитических очистителей воздуха

Разрабатываемые нами приборы предназначены для очистки воздуха от любых органических примесей. Инновация заключается в комплексном решении проблем разработки источников света, носителя каталитического фильтра, фотокатализатора и оптических элементов прибора. В качестве источников света используются уникальные УФ светодиоды. В наших разработках мы использовали два типа светодиодов с  $\lambda=365$  нм, отличающихся между собой мощностью излучения: маломощные светодиоды с энергией излучения 2 мВт и мощные светодиоды с энергией излучения 350 мВт.

Первый вариант макета представлен на рис. 2. В качестве источника света использовалась двусторонняя плата со светодиодами, по 12 штук с каждой стороны. Светодиоды имели индикатрису излучения  $10^\circ$  и для обеспечения максимальной эффективности были расположены под углом  $30^\circ$  к плате. Такая конструкция позволяет увеличить освещаемую площадь катализатора и создать в осевом направлении, где наибольшая скорость движения воздуха, максимальную концентрацию энергетического потока.

Эффективность действия предложенного устройства иллюстрирует следующий опыт. Очиститель поместили в замкнутый объем 200 л, туда же добавили камфору ( $C_{10}H_{16}O$ , легколетучие кристаллы с характерным запахом) массой 0.04 г. Оценка содержания камфоры в воздухе определялась органолептическим методом. По истечению 50 минут запах полностью исчез. Во время эксперимента угольный и Нера фильтры отсутствовали. При использовании мощного светодиода результат был достигнут за 12 минут.

Такой же опыт был проведён с воздухоочистителем фирм Vitek и Аэролайф. Первый очиститель не дал никаких результатов (запах не исчез), второй очистил воздух за 1 час.

В дальнейшем для получения более точных результатов экспериментов будут применены количественные оценки (хроматографические, pH-метрические) эффективности работы фотокаталитического очистителя воздуха.

### Варианты конструкций носителя фотокатализатора

Эффективность фотокатализа будет максимальна при комплексном конструировании, включающим в себя разработку конструкции носителя фотокатализатора, его формы, конфигурации, шероховатости, оптической прозрачности. При этом нужно сконструировать форму колпака светодиода, создающую необходимую индикатрису излучения светодиода. Необходимо учитывать с какими светодиодами мы

работаем: с мощным, маломощным или их комбинацией диодов. Для решения этих задач будут созданы алгоритмы расчёта энергетических параметров для фотокатализатора.

Один из вариантов такой конструкции и ход лучей в ней представлен на рис. 5. Прозрачные пластины, выполненные из пропускающего УФ свет материала, например акрилата, с нанесенным на них катализатором, освещаются УФ светом, исходящим от светодиодов. Входными параметрами для моделирования конструкции являются: энергетический поток ( $\Phi_{сд}$ ), длина волны излучения ( $\lambda$ ), размер и расстояние между кристаллами ( $l, d$ ), угол излучения ( $\alpha$ ), показатели преломления материала пластин, катализатора, воздуха ( $n_1, n_2, n_3$ ). Приблизительная модель такого устройства отображена на рис. 6.

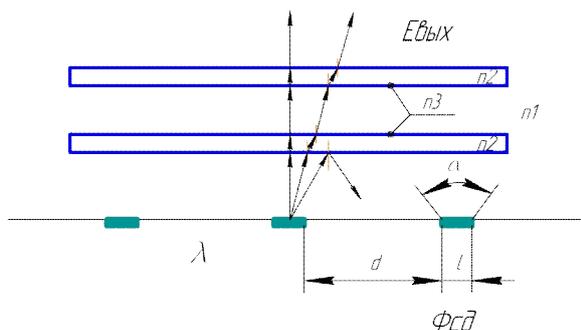


Рис. 5. Конструкция фотокатализатора на пластинах

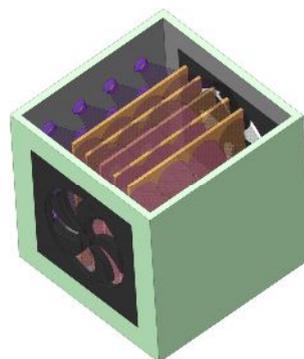


Рис. 6. Макет конструкции фотокатализатора на пластинах

Для достижения максимальной скорости фотокатализа при минимальных габаритах конструкции необходимо развивать площадь поверхности катализатора, т.е. увеличивать ее контакт с УФ светом и воздухом. Следующий вариант конструкции, который представляет собой объем полностью заполненный шариками с нанесенным на них оксидом титана, представлен на рис. 7.

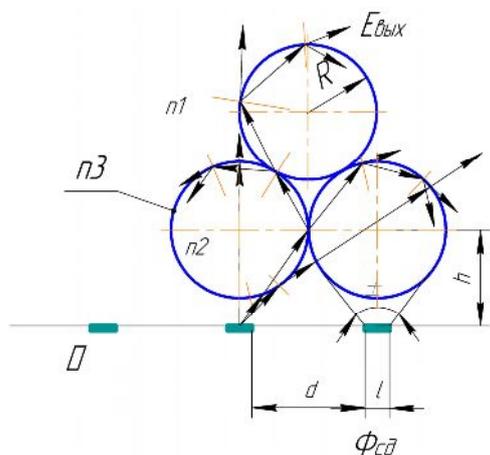


Рис. 7. Конструкция фотокатализатора на шариках

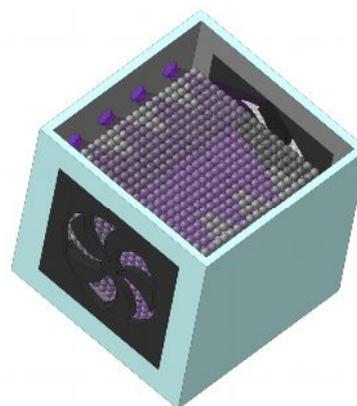


Рис. 8. Макет конструкции фотокатализатора на шариках

Площадь поверхности будет больше, чем в случае с пластинами, а так же свет, отраженный от поверхности шара будет, в большинстве случаев, попадать на поверхность другого шара, что обеспечит максимальный коэффициент использования. Входные и выходные параметры будут аналогичны первой конструкции. Модель указанного устройства изображена на рис. 8.

Объем, заполненный шариками, освещается УФ светом, при этом светодиоды практически погружены в шарики. Между шариками имеются зазоры, позволяющие воздуху свободно циркулировать сквозь катализатор.

Полностью использовать исходящее излучение, можно путем нанесение катализатора непосредственно на колпак светодиода, схема подобной конструкции изображена на рис. 9.

В этом случае необходимо обеспечить равномерность облучения поверхности колпака. При аналогичных входных параметрах и при определенной индикатрисе излучения требуется получить форму и габариты колпака, обеспечивающие наиболее полезное взаимодействие катализатора с излучением.

Приблизительная модель такого устройства изображена на рис. 10.

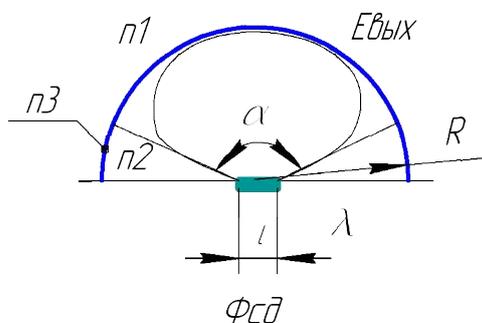


Рис. 9. Конструкция фотокатализатора нанесенного на колпак

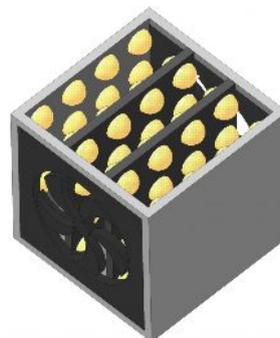


Рис. 10. Макет конструкции фотокатализатора нанесенного на колпак

Эффективность действия предложенных устройств иллюстрирует следующий опыт. Очиститель поместили в замкнутый объем 200 л, туда же добавили камфору ( $C_{10}H_{16}O$ , легколетучие кристаллы с характерным запахом) массой 0.04 г. Оценка содержания камфоры в воздухе определялась органолептическим методом. По истечению 50 минут запах полностью исчез. Во время эксперимента угольный и Нера фильтры отсутствовали. При использовании мощного светодиода результат был достигнут за 12 минут.

Такой же опыт был проведен с воздухоочистителем фирм Vitek и Аэролайф. Первый очиститель не дал никаких результатов (запах не исчез), второй очистил воздух за 1 час.

### Заключение

Разработка приборов фотокаталитической очистки воздуха производится в следующей последовательности: изучение принципов фотокатализа и конструктивных параметров прибора, определяющих его эффективность; разработка и изготовление макетов (рис. 7, 9, 11). На стенде определяется эффективность макетов, анализируются полученные результаты и оптимизируются параметры.

В настоящий момент авторы работают на этапе испытания и анализа.

Рассмотрены не все возможные вариации несущей поверхности и формы катализатора, озвучена всего лишь часть задач, требующих дополнительного эксперимента.

### Литература

1. Савинов Е.Н. Фотокаталитические методы очистки воды и воздуха // Соросовский образовательный журнал. – 2000. – №9. – С. 106–111.
2. Photocatalytic Reactors for Air Purification: Development and Application / Ed. by D. Kozlov, A. Vorontsov, V. Parmon.
3. Photocatalytic Purification and Treatment of Water and Air / Ed. by D.F. Ollis, H. Al-Ekabi. Elsevier. – 1993.

## **ОБЗОР И КЛАССИФИКАЦИЯ ВАРИАНТОВ КОНСТРУКЦИЙ ТРЕХМЕРНЫХ ДИСПЛЕЕВ**

**И.В. Казаков**

**Научный руководитель – к.т.н. К.В. Ежова**

В данной работе предлагается вариант классификации принципов конструкций трехмерных дисплеев, описываются основные отличительные особенности классов и подклассов. Выделяются наиболее перспективные технические решения.

Ключевые слова: трехмерный дисплей, квазиракурс, стереоизображение, квазистереоскопическое изображение

### **Введение**

В течение многих десятилетий ведется разработка трехмерных дисплеев, однако, несмотря на многогранность задач, в которых востребовано объемное отображение, только определенные технические решения находят реальное применение в быту, науке, развлечении и образовании. Способы воспроизведения объемных изображений, существующие на сегодняшний день, базируются на различных физических явлениях и требуют строгой классификации.

В данной работе предприняты следующие исследования:

- предложена классификация существующих технических решений по трехмерным дисплеям;
- описаны основные принципы работы выделенных подклассов трехмерных дисплеев;
- введено понятие «квазиракурса»;
- выделен перспективный подкласс технических решений, отвечающий требованиям современных задач объемного отображения.

### **Основная задача трехмерного дисплея**

Все значимые технические решения в области проектирования трехмерных дисплеев базируются на особенностях восприятия трехмерных образов мозгом человеком. Существует ряд основных психофизиологических факторов объемного видения человека, такие как бинокулярный параллакс, согласованность зрительной аккомодации и конвергенции, панорамный обзор (периферийное зрение), эффект оглядывания (саккады – saccads), полиракурсное восприятие и другие. Основной задачей трехмерных дисплеев является способность воспроизводить такие стереоизображения (от греч. στερεός – пространственный), при восприятии которых зрение человека будет функционировать так же естественно и комфортно, как и при наблюдении привычных объектов реального мира.

### **Классификация трехмерных дисплеев**

Существующие на сегодняшний день технические решения в области конструирования трехмерных дисплеев можно разделить на классы и подклассы по принципу воспроизведения объемного изображения (рис. 1).

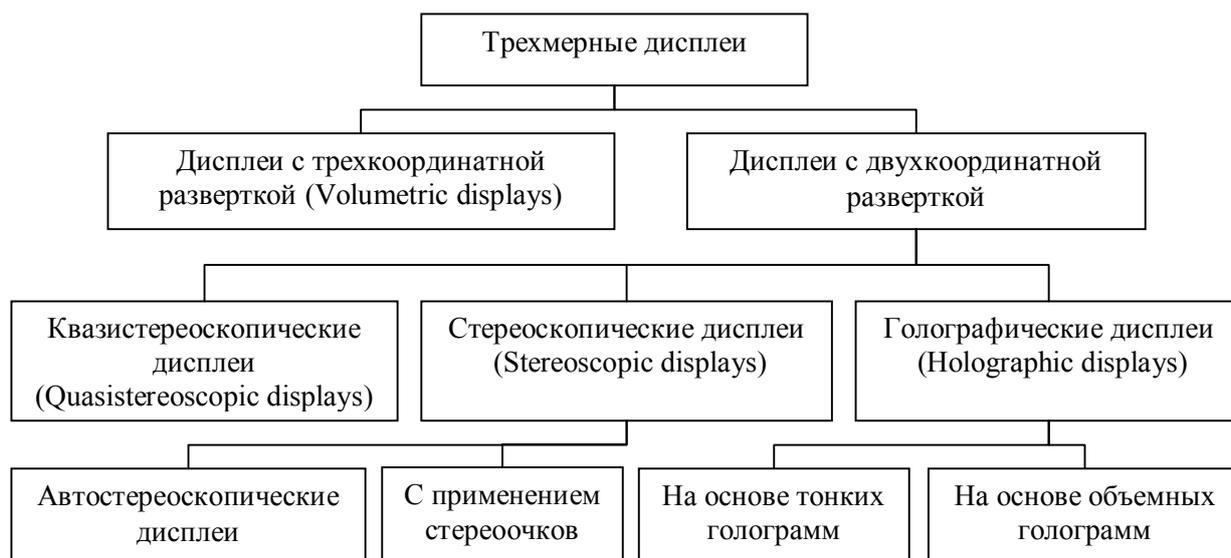


Рис. 1. Классификация трехмерных дисплеев

### **Класс «Дисплеи с трехкоординатной разверткой (Volumetric displays)»**

В дисплеях данного класса пространственное расположение каждой разрешимой точки пространства предъявляемого образа соответствует (с выбранным масштабом) пространственному расположению соответствующей разрешимой точки или некоторой группы точек исходной сцены. Поскольку пока невозможно технически реализовать одновременное предъявление всех разрешимых точек динамического трехмерного оптического образа во всех соответствующих точках пространства дисплея, то предлагаются технические решения с последовательной трехкоординатной разверткой образа. Самым распространенным решением является использование «послойное» воспроизведение трехмерного образа (рис. 2 а). Геометрия и физическое содержание указанных «слоев» могут быть самыми различными. В одних вариантах («твердотельные» дисплеи), пространство трехкоординатной развертки заполнено множеством взаимно параллельно расположенных (вдоль координаты оси  $Z$ ) планарных «слоев» (рис. 2а) некоторой рабочей среды, которые электрически и/или оптически адресуются последовательно во времени с помощью сканирующего (проеекционного) устройства с источником  $S$  информации. Трехкоординатная развертка может осуществляться в пространстве, не содержащем твердого вещества, в частности, образ может разворачиваться в виде послойного действительного трехмерного изображения, «висящего» в газообразной среде (рис. 2б). При этом ввод информации с источника  $S$  осуществляется с использованием неподвижной двумерной рабочей среды, а переход от одного слоя к другому (вдоль координаты  $Z$ ) осуществляется изменением фокусного расстояния сферического зеркала MR. В других вариантах дисплеев, трехкоординатная развертка осуществляется вращением всего одного планарного «слоя» – экрана Э (рис. 2в), при его последовательной во времени адресации [6].

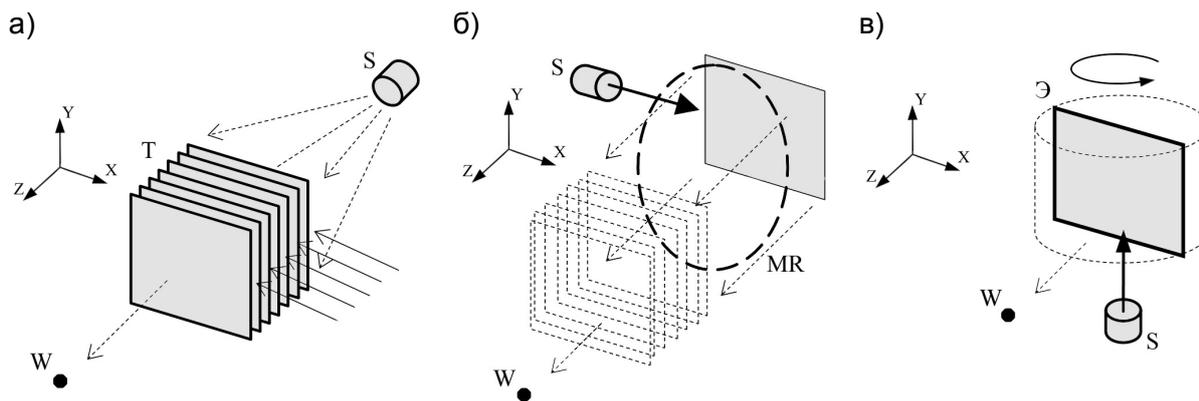


Рис. 2. Примеры принципиальных схем дисплеев с трехкоординатной разверткой

Слитное объемное восприятие во времени наблюдателем обеспечивается за счет кратковременной (оперативной) памяти его зрительного аппарата.

Многообразие подобных технических решений образуется в основном за счет варьирования способов адресации рабочей среды (пространства трехкоординатной развертки) и за счет перебора всевозможных веществ в качестве рабочей среды.

### Класс «Дисплей с двухкоординатной разверткой»

Отличием данного класса от класса трехмерных дисплеев с трехкоординатной разверткой является то, что трехмерное представление сцены осуществляется не путем воспроизведения исходной сцены в трех координатах, а посредством многоракурсного (Подкласс «Стереоскопические дисплеи») или дифракционного (Подкласс «Голографические дисплеи») представления информации в двумерной форме. Формируемое этим классом трехмерных дисплеев объемное изображение может характеризоваться как стереоскопическое и квазистереоскопическое (от лат. *quasi* – как бы) изображение.

*Стереоскопическим* называется то изображение, которое формируется мозгом на основе двух различных изображений реально соответствующих левому и правому ракурсу наблюдаемой сцены, или на основе квазиракурсов сцены.

Левый и правый глаза наблюдают предметы под немного разными углами обзора, преимущественно за счет этого, мозгом формируется единое объемное изображение пространства. Таким образом, необходима съемка нескольких (минимум двух) ракурсов сцены для получения стереоскопического изображения. Но, возможен и другой путь – создание *квазиракурсов*, т.е. создание нескольких ракурсов, путем преобразования одного плоского изображения сцены. Объемное изображение, созданное на основе квазиракурсов, называется *квазистереоскопическим*.

### Подкласс «Квазистереоскопические дисплеи (Quasistereoscopic displays)»

Создание квазиракурсов осуществляется для последующего воспроизведения на стереоскопических дисплеях, но существуют способы, в которых формирование квазистереоскопического изображения осуществляется путем изменения только геометрической структуры сигнала, испускаемого обычным видеодисплеем как телевизионного типа (любой из систем – PAL, SECAM, NTSC), так и компьютерных мониторов (для любых графических мод – VGA, SVGA, XGA и др.) [7–10]. Такие технические решения могут формировать отдельный подкласс трехмерных дисплеев, называемых квазистереоскопические дисплеи.

Такая обработка, с точки зрения зрелищности изображения, может дать весьма четкое впечатление от объемности наблюдаемой сцены. Причем, присутствие пространственной перспективы в исходном моноскопическом изображении и динамика сцены позволят получить квазистереоскопическое изображение, мало отличимое от «настоящего» стереоизображения. Т.к. реализуемый здесь метод преобразования изображения эффективно использует природные свойства зрения человека, «отвечающие» за восприятие глубины наблюдаемой сцены.

### Подкласс «Стереоскопические дисплеи (Stereoscopic displays)»

В подклассе «Стереоскопические дисплеи (stereoscopic displays)», изображение исходной сцены представлено в виде плоских проекций, называемых ракурсами сцены. Для получения объемного изображения, левый и правый ракурсы, одновременно предъявляются левому и правому глазам наблюдателя. Глубина кажущегося расположения указанных объектов определяется расстоянием (параллаксом) между одинаковыми фрагментами левой и правой проекций заданного объекта на плоскости [1]. Существует несколько способов (стереоскопических форматов) совместного представления двух ракурсов отображаемой сцены (стереопар) на плоскости экрана дисплея (рис. 3).

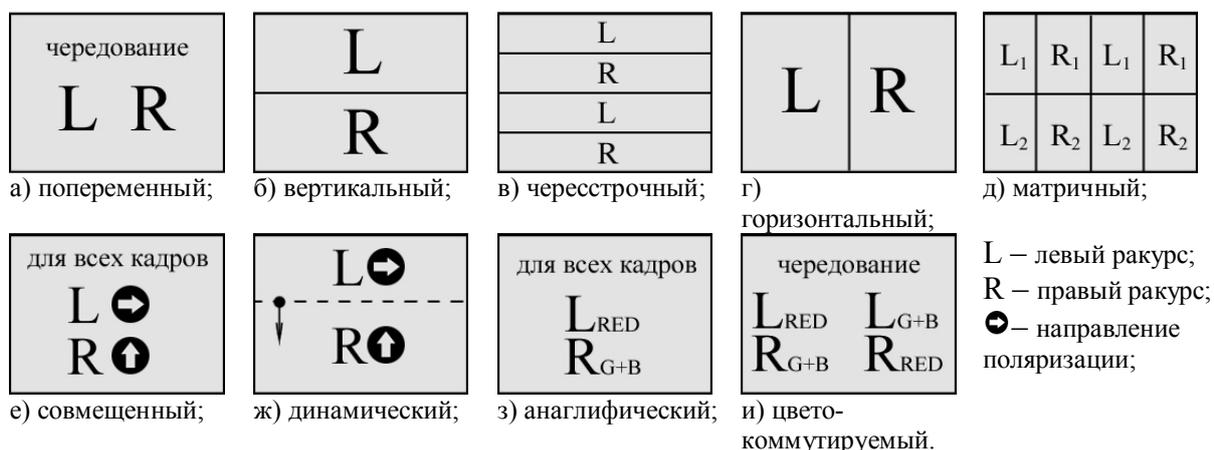


Рис. 3. Основные стереоскопические форматы

Основная особенность данного подкласса – наивысшая степень совместимости с двумерными (моноскопическими) дисплеями по выходу (способу представления информации) и по входу (источнику сигнала). Достаточно пары двумерных проекций для наблюдения сцены любой глубины и с расположением ее объектов на любом расстоянии от наблюдателя. Так же, возможна реализация многоракурсности, например, путем формирования смежных зон наблюдения с воспроизведением в них соседних ракурсов. Ограничения на глубину отображаемой сцены и на величину минимального расстояния от ее объектов до наблюдателя накладываются только стремлением минимизировать (не допустить) утомляемости зрения.

В зависимости от того, используются ли дополнительные средства для просмотра стереоизображения, можно выделить группы дисплеев с применением стереочков и автостереоскопические дисплеи [2–5]. Каждая группа таких трехмерных дисплеев обладает своими преимуществами. Например, при использовании стереочков наблюдатель получает полную свободу перемещения, но, в то же время, обременен необходимостью использовать очки. Автостереоскопические дисплеи позволяют не использовать очки при просмотре, но накладывают ограничения на перемещение наблюдателя.

## Голографические дисплеи

Особенностью, выделяющей данный тип трехмерных дисплеев в отдельный подкласс, является запись дифракционного образа сцены в вещество рабочей среды, голографическим методом. Свойства голографически воспроизводимого образа отвечают всем основным психофизиологическим особенностям зрения. Голограмма характеризуется уникальными свойствами восстанавливаемого с нее визуального образа, поскольку восстанавливает практическую полную информацию о комплексной амплитуде той световой волны, которая шла от объектов исходной сцены в момент регистрации голограммы. Поэтому, наблюдение формируемого голограммой оптического образа сцены, теоретически тождественно прямому наблюдению исходной световой волны, с реализацией эффекта оглядывания и эффекта полиракурсности (спектр ракурсов имеет здесь квазинепрерывный характер).

Существует два типа голограмм, в соответствии с которыми можно говорить о двух группах рассматриваемых дисплеев.

Первая группа – это голографические дисплеи на основе тонких динамических голограмм. «Тонкослойность» голограммы означает сравнимость толщины слоя рабочей среды со средним периодом зарегистрированных интерференционных полос. Минимальная величина периода равна половине средней длины волны света. В этом случае запись последних образует обычную (двумерную) дифракционную решетку, которая характеризуется хроматической дисперсией и наличием двойной системы дифракционных порядков (расположенных симметрично относительно перпендикуляра плоскости решетки).

Вторая группа – это голографические дисплеи на основе объемных динамических голограмм. Объемные или толстослойные голограммы характеризуются толщиной слоя рабочей среды на один – два порядка большей максимального периода зарегистрированных интерференционных полос. В этом случае зарегистрированные интерференционные полосы фактически образуют решетки Брэгга, которые характеризуются взаимосвязанными селективностями – спектральной и угловой. Спектральная селективность означает, что при освещении толстослойной голограммы широкополосным источником света (источником белого света) она сама выделит требуемую длину волны света для заданного угла наблюдения в восстановленной предметной волне. Это означает, что для восстановления толстослойной голограммы можно использовать обычные источники белого света. Угловая селективность означает, что образуется только истинный восстановленный образ, а ложный образ практически подавлен (дифракционные порядки в такой голограмме образуются только с одной стороны от ее оси).

### Заключение

В целом, следует констатировать, что по причине сложности механизма восприятия человеком трехмерных сцен, а так же нынешнего уровня развития науки и техники, весьма проблематична в обозримом будущем реализация идеального трехмерного дисплея, который бы учитывал все психофизиологические особенности объемного видения человека. Но можно выделить два подкласса, наиболее приближенных по своим технологическим характеристикам к идеальному трехмерному дисплею, это «Голографические дисплеи на основе объемных голограмм» и «Стереоскопические дисплеи».

Казалось бы, очевидно и целесообразно использовать уникальные свойства голографии в решении задач по созданию идеального трехмерного дисплея. Но на сегодняшний день существует ряд серьезных проблем в этой области, препятствующих

созданию конкурентоспособных образцов голографических дисплеев и устройств записи. Это, например, отсутствие оптимальных динамических активных сред для поточной записи дифракционных картин реальных.

Для подкласса «Стереоскопические дисплеи», основной задачей на данном этапе развития, является комбинирование амплитудной, спектральной и угловой селекции светового потока изображения. Следует отметить, что все трехмерные дисплеи, реализованные на сегодняшний день в конкурентоспособных вариантах, относятся к «Стереоскопическим дисплеям». Существующий уровень технических решений данного подкласса достаточен для решения подавляющего числа современных задач объемного отображения.

Остальные подклассы трехмерных дисплеев в ближайшее время не смогут найти широкого применения, в силу серьезности препятствующих этому научно-технических проблем, хотя это и не исключает использование их уже сейчас для решения каких-либо частных задач объемного отображения.

Для ускорения, как прогресса рассмотренных перспективных классов технических решений, так и возможности появления принципиально новых решений, необходимо дальнейшее развитие фундаментальных направлений исследований в оптике, а в частности способов пространственно-временной модуляции света.

### Литература

1. Ezhov V.A., Studentsov S.A. Volume (or stereoscopic) images on the screens of standard computer and television displays. – Proc. SPIE. – 2005. – V. 5821. – PP. 102–116.
2. Ежов В.А., Зарецкий П.Н., Семочкин П.Н. Телевизионное устройство для демонстрации стереоскопических изображений. – Патент СССР № 1715179, H04N 15/00, дата приоритета 09.11.89.
3. Ежов В.А., Зарецкий П.Н., Семочкин П.Н. Телевизионное устройство для воспроизведения стереоскопических изображений. – PCT/RU01/00240, H04N 15/00, дата приоритета 06.11.90.
4. Tzschoppe W. Arrangement for two-dimensional or three-dimensional representation. – PCT 2004/057878, H04N 13/00, опублик. 08.07.2004.
5. Tzschoppe W. Arrangement for realizing three-dimensional representation. – PCT 2004/098203, H04N 13/00, опублик. 11.11.2004.
6. Sallivan A.A solid-state multiplanar volumetric display. – SID 2003 Digest. – PP.1531–1533.
7. Ежов В.А. Реалистичное квазистереоизображение на экранах обычных компьютеров и телевизоров. – Киномеханик. – 2002. – № 9. – С. 22–28.
8. Kaye M.C., Best Ch.J., Haynes R.R. Method and system for creating realistic smooth three-dimensional depth contours from two-dimensional images. – Патент США № 6515659, G06T 15/00, опублик. 04.02.2003.
9. Kaye M.C. System and method for dimensionalization processing of images in consideration of a predetermined image projection format. – Патент США № 6208348, G06T 15/00, опублик. 27.03.2001.
10. Kaye M.C. Image processing system and method for converting two-dimensional images into three-dimensional images. – Патент США № 6686926, G06T 15/00, опублик. 03.02.2004.

## **АВТОМАТИЗАЦИЯ ПОСТРОЕНИЯ ЧЕРТЕЖЕЙ ЛИНЗ**

**А.К. Колпаков**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент Н.Д. Толстоба**

Активное развитие систем автоматизированного проектирования способствуют их внедрению в различные области науки и производства. Одним из направлений автоматизации для оптической отрасли является задача по построению чертежей линз, но на уровне базовой программы САПР такой функционал не предлагается. Решение данной проблемы можно увидеть в возможности встраивания в САД/CAM/CAE системы отдельных прикладных библиотек, модулей и программ, самостоятельно созданных под каждую отдельно взятую задачу, учитывая все ее особенности, и независимо от разработчиков базовой программы. В данной статье освещается вопрос автоматизированного создания чертежа линзы в отечественной САПР КОМПАС.

Ключевые слова: автоматизация, чертеж линзы, КОМПАС, алгоритм построения

### **Введение**

Данная статья посвящена исследованию и разработке методики автоматизированного подхода к построению параметрического чертежа линзы в отечественной системе КОМПАС. Конечной целью разработки является прикладная библиотека, позволяющая по заданным конструктором исходным данным сформировать конструкторский чертеж линзы.

При анализе чертежа линзы было выяснено, что его формирование состоит из совокупности операций и методов, многие из которых при нынешнем развитии системы КОМПАС можно реализовать без непосредственного участия конструктора. Разработанная в ходе анализа методика параметрического построения чертежа линзы позволила автоматизировать следующие этапы:

- Формирование пустого чертежа, штампа, заполнение основной надписи, простановки технических требований и неуказанной шероховатости.
- Построение таблицы требований, состоящей из трех частей: требования к материалу, требования к качеству изготовления и параксиальные характеристики.
- Построение геометрии линзы по заданным пользователем конструктивным параметрам (радиусы поверхностей, толщина по оси, толщина по краю, световые диаметры)
- Простановка размеров, обозначение шероховатостей поверхностей, обозначение поверхностей, простановки допуска на децентрировку, простановка знака оптического покрытия на поверхности, простановка предельных отклонений размеров.

Выбор системы автоматизированного проектирования КОМПАС в качестве базовой для создания программы был основан, исходя из следующих факторов:

- Система полностью соответствует всем отечественным стандартам, в том числе ГОСТ 2.052-2006 «ЕСКД Электронная модель изделия».
- Этап КТПП полностью соответствует российским стандартам.
- Система КОМПАС прошла сертификацию в Гостехкомиссии Российской Федерации на корректность и качество исходного кода программы.
- Цена данной системы существенно ниже программных продуктов-аналогов.

### **Автоматизация построения чертежа**

Для ввода исходных данных в программу разработано диалоговое окно, позволяющее задавать конструктивные параметры, тип оптической системы, которой

принадлежит линза, тип поверхностей, данные для простановки размеров и обозначений (рис. 1).

### Формирование чертежа линзы

По введенным с помощью диалогового окна параметрам, формируется рабочее поле чертежа, содержащее рамку, штамп, знак неуказанной шероховатости. Есть возможность выбора формата чертежа.

Масштаб рассчитывается, исходя из максимального значения светового диаметра и толщины линзы по оси (в отдельных случаях – по краю) и заносится в соответствующую графу основной надписи.

В зависимости от конструктивных параметров и формата чертежа подбирается масштаб создаваемого вида для построения чертежа линзы. Масштаб выбирается из массива данных, содержащих значения, установленные ЕСКД ГОСТ 2.302-68:

Полный диаметр  $D$  линзы в соответствии с ОСТ 3-490-71 выбирается как максимальное значение светового диаметра плюс припуск на крепление  $\Delta D$ , который берется из таблицы для определения полного диаметра линзы и зависит от светового диаметра и способа закрепления [1].

В библиотеке реализована опция работы с фаской, позволяющая отображать, не отображать или нанести обозначение «острая кромка» для каждой поверхности. При положительном решении о создании фасок выбирается тип поверхности (несклеиваемая, склеиваемая и для крепления завальцовкой), который вместе со значением полного диаметра линзы определяет размеры фаски. Угол наклона фаски берется в автоматическом режиме из соответствующей таблицы, исходя из отношения  $D/R$  [2].

### Формирование таблицы требований

Формирование левой части таблицы требований происходит в соответствии с ГОСТ 2.412-85 «Правила выполнения чертежей и схем оптических изделий» [3]. Данные берутся из таблиц для показателей качества бесцветного оптического стекла, рекомендованных значений погрешностей форм рабочих поверхностей и классов чистоты поверхностей оптических деталей в зависимости от их вида и назначения [2].

В третью часть таблицы попадают расчетные данные [4]:  
заднее фокусное расстояние:

$$f' = \frac{n \cdot R1 \cdot R2}{(n-1)(n(R2 - R1) + d(n-1))},$$

переднее и заднее положение фокальных плоскостей:

$$S_f = -f' \left(1 + \frac{d(n-1)}{n \cdot R2}\right),$$

$$S'_{f'} = f' \left(1 - \frac{d(n-1)}{n \cdot R1}\right),$$

а также задаваемые на начальном этапе световые диаметры  $0_{\text{ОА}}$  и  $0_{\text{ОА}}$ .

### Размеры чертежа

Используются функции, обеспечивающие простановку полного диаметра линзы, толщин по оси и по краю, радиусов кривизны и шероховатостей поверхностей, а также – отрисовку осевой линии. Полный диаметр указывается с отклонениями, которые берутся из таблиц по заданному на начальном этапе допуску. Таблица отклонений является встроенной в ядро КОМПАС.

Шероховатость поверхностей создаются на линиях выносок. Обозначения шероховатостей формируются в нижней полуплоскости относительно осевой линии линзы.

Для пропорционального уменьшения линий выносок применен алгоритм масштабирования, который строит их разной длины при одинаковом угле для различных значений масштаба чертежа (уменьшая их при уменьшающем масштабе и оставляя неизменными при увеличивающем).

В диалоговом окне определяется базовая поверхность, которая впоследствии маркируется соответствующим образом. Другая поверхность автоматически обозначается через линию-выноску, расположенную в нижней полуплоскости относительно осевой линии. Вторая база ставится на боковую поверхность линзы.

Обозначение допуска на децентрировку формируется со стороны центра кривизны поверхности, на которую он назначается в верхней полуплоскости от осевой линии линзы. Реализована функция, которая отрисовывает диаметральный размер с противоположной стороны от базовой поверхности для высвобождения места под допуск на децентрировку.

### Работа с приложением

Программа построения линзы создана в виде прикладной библиотеки для графического редактора КОМПАС. Подключение библиотеки осуществляется через менеджер библиотек, кнопка запуска которого находится на стандартной панели инструментов.

### Ввод исходных данных

В появившемся окне есть только одна команда «Создать чертеж», запустив которую, мы откроем диалоговое окно для задания конструктивных параметров линзы, формата чертежа и прочих вспомогательных данных. Диалоговое окно разбито на тематические части, позволяющие вводить соответствующие данные. Внешний вид главного окна программы представлено на рис. 1.

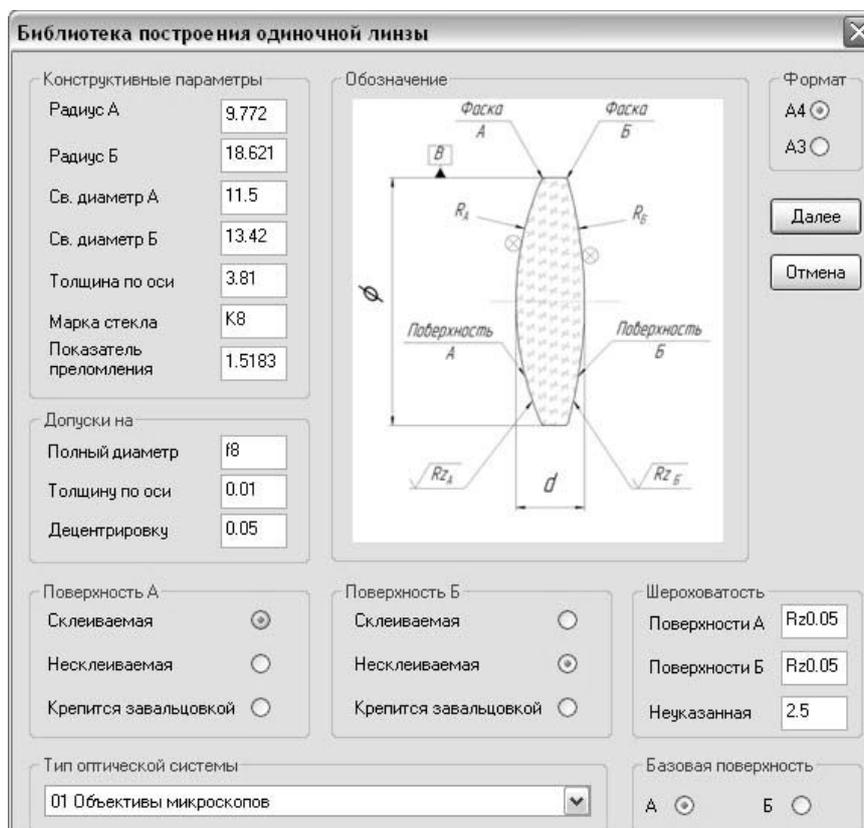


Рис. 1. Главное диалоговое окно программы

Тип оптической системы выбирается из выпадающего списка (рис. 2).

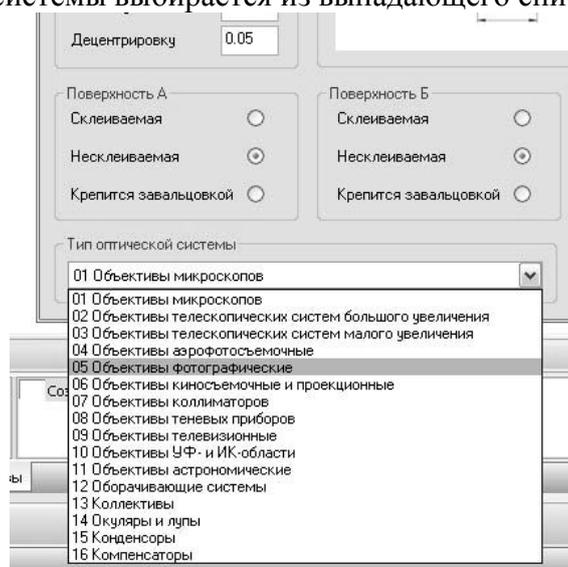


Рис. 2. Выбор типа оптической системы

Данный выбор напрямую влияет на заполнение таблицы технических требований данными из усредненных рекомендованных значений таблиц показателей качества оптического стекла, заложенных в память программы данных.

После задания основных параметров можно переходить к следующему диалоговому окну (рис. 3), нажав кнопку «Далее».

### Уточнение данных

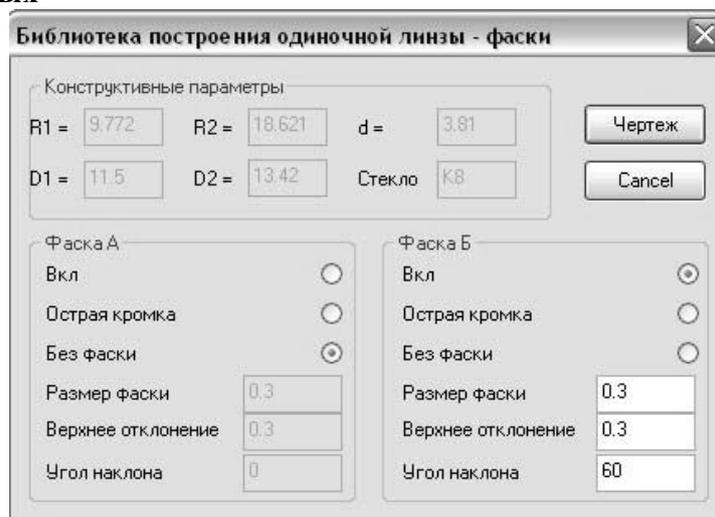


Рис. 3. Уточнение конструктивных параметров

В верхней части окна отображаются конструктивные параметры, введенные в предыдущем диалоге. В зависимости от величины радиуса, отношения диаметра к радиусу и способа крепления линзы в оправе, рассчитываются параметры фасок, которые можно изменить по собственному усмотрению.

На данном этапе конструктору предлагается закончить формирования исходных данных и построить окончательный чертеж. Нажав кнопку «Чертеж», мы окончательно формируем чертеж одиночной линзы по правилам, согласно ГОСТ 2.412-85 [3], пример которого изображен на рис. 4.



## Литература

1. Справочник конструктора оптико-механических приборов. Кругер М.Я. и др. – 1967. – 760 с.
2. Латыев С.М. Конструирование точных (оптических) приборов: Учебное пособие. – СПб.: Политехника. – 2007. – 579 с.: ил.
3. Федеральное агентство по техническому регулированию и метрологии [электронный ресурс] / ГОСТ 2.412-85 «Правила выполнения чертежей и схем оптических изделий». – Электрон, дан. – Москва: ИПК Издательство стандартов, 2002. – Режим доступа: <http://protect.gost.ru>, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус.
4. Родионов С.А. Основы оптики. Конспект лекций. – СПб: СПбГИТМО (ТУ). – 2000.

## **ВИЗУАЛИЗАЦИЯ И ОБРАБОТКА ТЕНЕВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ЛАЗЕРНО-ТЕЛЕВИЗИОННЫХ СИСТЕМАХ**

**А.О. Разумовская, Д.В. Карачинов, С.В. Ильин**

**(Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого)**

**Научный руководитель – д.т.н., профессор В.А. Карачинов**

**(Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого)**

Телевизионным методом с помощью лазерно-телевизионной системы «Луч-К» выполнены экспериментальные исследования структуры конвективных потоков, образующихся в воде вокруг нагретого тела цилиндрической формы. Представлена модель и с использованием метода конечных элементов выполнен расчет распределения температур, градиентов и тепловых потоков. Наблюдалась хорошая корреляция модели с экспериментальными фотографиями.

Ключевые слова: телевизионный метод, теневое изображение, моделирование, визуализация, измерение, конвективный поток, лазер, эксперимент

### **Введение**

Проектирование современных РЭС, работающих в экстремальных условиях эксплуатации, предполагает использование различных систем охлаждения, в том числе, и жидкостных [1–3]. При этом возможны как минимум два варианта отвода тепла: за счет непосредственного контакта ЭРЭ с жидким хладагентом, так и через стенку. Для построения таких систем определен интерес представляют знания о структуре образующихся конвективных потоков и характере распределения в них температуры [4, 5].

Известно, что лазерно-телевизионные системы (ЛТС) довольно часто используются в роли визуализаторов различных процессов и явлений, включая тепловые [6, 7]. Они отличаются простотой, наглядностью и высокой чувствительностью. В тоже время переход к количественным оценкам в ЛТС, как правило, связан с определенными трудностями аппаратного и программного плана [8, 9].

Целью данной работы является исследование тепловой структуры конвективных потоков, образующихся в жидкости вокруг электрорадиоэлементов.

### **Методика исследований**

Экспериментальные исследования процессов свободной конвекции (визуализация) осуществлялись с помощью портативной ЛТС «Луч-К» (рис. 1), построенной по методу Теплера [10]. В оптический канал ЛТС помещалась специальная ячейка с прозрачными стенками и заполненная дистиллированной водой. В нее на держателе опускался исследуемый резистор МЛТ-0,125[Вт]-200[Ом], который через внешние выводы подключался к источнику электропитания. Для измерения температуры в различных точках ячейки использовалась стандартная термопара (ТХА) и цифровой тестер. Работа ЛТС осуществлялась следующим образом (рис. 1б): предварительно расфокусированный луч 1 от полупроводникового лазера KLM 650/3 ( $\lambda = 0,65$  мкм) собирался в параллельный пучок с помощью оптической системы 2, проходил через оптическую ячейку с резистором 4, а затем попадал в объектив теневой телевизионной камеры 5. Сформированное камерой теневое изображение процесса конвекции вокруг исследуемого резистора визуализировалось на дисплее ПЭВМ 7 с помощью специального программного обеспечения TSS-32. Мгновенный режим

съемки (накопление один кадр) позволял исследовать динамично протекающие процессы свободной конвекции.

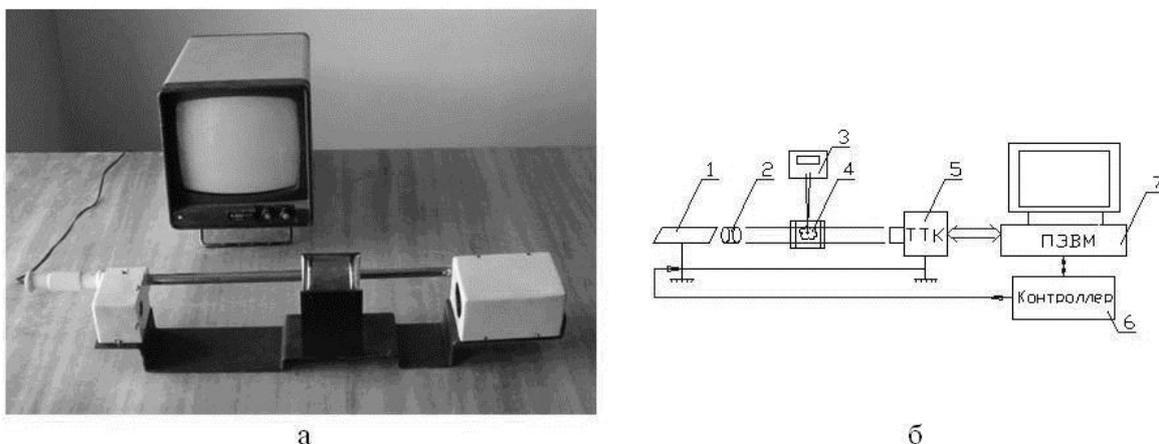


Рис. 1. Лазерно-телевизионная система «Луч-К». Внешний вид (фото) (а) и структурная схема (б): 1 – источник света (лазер,  $\lambda=0,65\text{мкм}$ ); 2 – коллиматор; 3 – тестер с термопарой; 4 – оптическая ячейка; 5 – тневая телевизионная камера на основе ФПЗС-матрицы; 6 – контроллер; 7 – ПЭВМ, программное обеспечение

### Результаты исследований и их обсуждение

На рис. 2а приведен пример теневого изображения процесса свободной конвекции у нагретого резистора. Достаточно хорошо видно, что ЛТС позволяет наблюдать типичную картину теплового пограничного слоя (ТПС), образующегося вокруг цилиндрической поверхности и действующего по принципу положительной шлирной линзы [11].

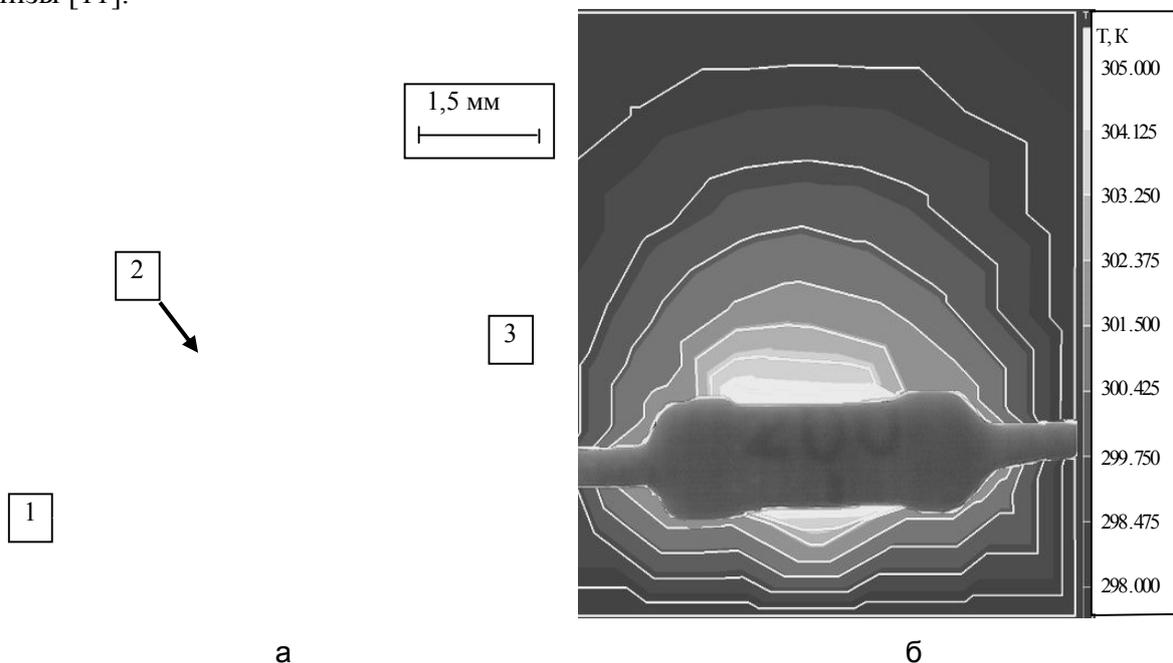


Рис. 2. Теневое изображение свободной конвекции вокруг резистора (эксперимент) (а) и модель температурного поля (б), построенная программой ELCUT: 1 – резистор; 2 – ТПС; 3 – термопара

При этом значительные изменения показателя преломления воды в пределах ТПС порождают большие углы отклонения светового луча и как следствие интенсивный яркостный контраст, наблюдаемый на мониторе ПЭВМ. Анализ литературных

источников показал, что научную и практическую значимость представляют сведения о характере и численных значениях температуры в пределах ТПС [10–12]. Они могут быть получены как на основе зондовых измерений, в том числе с использованием термопар, так и путем применения специальных методов обработки теневых изображений [8, 10]. Главный недостаток зондовых методов хорошо известен – искажение исходного поля температур. Второй метод требует получение теневых изображений высокого качества, что в рамках ЛТС затруднительно из-за использования стандартных (дешевых) оптических элементов. Известно, что для процессов конвекции важное значение имеет режим движения рабочей жидкости, который определяет механизм переноса тепла [5, 12]. Так, при ламинарном режиме перенос теплового потока в направлении нормали к стенке в основном осуществляется теплопроводностью. При турбулентном режиме такой способ переноса тепла сохраняется лишь в вязком подслое (в тонком слое у поверхности из-за наличия вязкого трения течение жидкости затормаживается и скорость падает до нуля), а внутри турбулентного ядра перенос осуществляется путем интенсивного перемешивания частиц жидкости. Таким образом, интенсивность теплоотдачи с поверхности исследуемого резистора в основном определяется термическим сопротивлением пристенного подслоя, которое по сравнению с термическим сопротивлением ядра оказывается определяющим [5, 12]. Следовательно, как для ламинарного, так и для турбулентного режима течения вблизи самой поверхности применим закон Фурье, а полученные теневые изображения можно использовать при построении тепловой модели, позволяющей решать задачу по расчету температурного поля в пограничном слое.

Была разработана математическая модель в рамках нелинейной стационарной задачи в плоскопараллельной постановке. Такой подход обусловлен следующими особенностями: 1) с помощью ЛТС регистрируется лишь проекция теневого яркостного контраста; 2) наблюдается зависимость численных значений коэффициента теплопроводности воды от ее температуры; 3) методика регистрации теневого яркостного контраста осуществляется в режиме «стоп-кадра» (мгновенная съемка).

Исходное уравнение теплопроводности [12]:

$$\frac{d}{dx}\left(\lambda(T)\frac{dT}{dx}\right) + \frac{d}{dy}\left(\lambda(T)\frac{dT}{dy}\right) = -q(T)$$

с учетом сформулированных ограничений решалось численным методом (метод конечных элементов) на ПЭВМ в стандартной среде «ELCUT» [13, 14]. При построении математической модели использовались граничные условия первого  $T = T_{II}$  и третьего рода [12]:

$$\lambda_{II} \frac{dT}{dn} = -\alpha_K(T - T_C) - \beta(T^4 - T_C^4),$$

полученные из целенаправленных экспериментов (где  $\lambda(T)$  – коэффициент теплопроводности, зависящий от температуры;  $q(T)$  – теплопроизводительность единицы объема источников тепловой энергии;  $T$  – температура текущая,  $T_{II}$  – в точке прилипания;  $x, y, z$  – координаты;  $\beta$  – величина, равная произведению постоянной Стефана-Больцмана ( $\sigma_0 = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2\text{К}^4$ ) на коэффициент излучательности поверхности материала зонда;  $\alpha_K$  – коэффициент теплоотдачи конвекции).

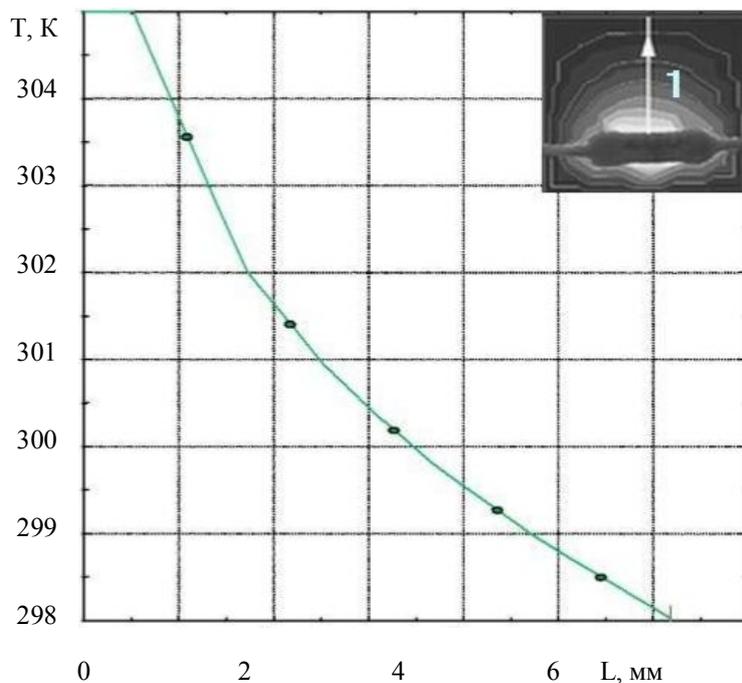


Рис. 3. Распределение температуры воды в выделенном направлении от поверхности резистора. Расчет

Была выполнена серия расчетов, позволивших получить распределение температуры, градиентов и тепловых потоков. Из рис. 2б видно, что температурное поле конвективных потоков вокруг резистора неравномерно, изотермы и тонированные области повторяют теневой контраст на рис. 2а. Кроме того, моделирование позволило зафиксировать область с повышенной температурой под нижней поверхностью резистора, которая не видна на рис. 2а, поскольку оптический нож в процессе эксперимента располагался сверху.

Количественные оценки изменения температуры в ТПС по выделенным направлениям от поверхности резистора (рис. 3) показали, что наблюдается хорошая корреляция с яркостным контрастом (рис. 2). А сравнение расчетных значений температуры с экспериментальными в реперных точках (внешний контур ТПС) позволило оценить величину относительной погрешности, которая составила не более 5%.

### Заключение

Портативная лазерно-телевизионная система «Луч-К» позволяет визуализировать конвективные потоки в воде вокруг резистора с перепадом температуры  $0,5^{\circ}\text{C}$ . Теневые изображения процессов свободной конвекции, полученные с помощью ЛТС «Луч-К», можно использовать для построения стационарной тепловой модели теплопередачи в пограничном слое. Наблюдается хорошая корреляция между характером распределения температур, полученным расчетным (численным) методом и яркостным теневым контрастом процесса конвекции вокруг резистора, зарегистрированного ЛТС.

### Литература

1. Краус А.Д. Охлаждение электронного оборудования. Л.: Энергия. – 1971. – 247 с.
2. Лучинин В.В. Влияние карбида кремния на современные конструкторско-технологические решения // II Междунар. семинар «Полупроводниковый карбид

- кремния и родственные материалы»: Тезисы докл. НовГУ им. Я. Мудрого: Великий Новгород. – 1997. – С.45–47.
3. Роткоп Л.Л., Спокойный Ю.Е. Обеспечение тепловых режимов при конструировании радиоэлектронной аппаратуры. М.: 1976. – 360 с.
  4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука. – 1974. – 712 с.
  5. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия. – 1972. – 342 с.
  6. Карачинов В.А., Ильин С.В., Торицин С.Б., Карачинов Д.В. Телевизионные методы диагностики форсунок. // Вестник НовГУ им. Я. Мудрого. Сер. Техн. науки. – 2004. – №24. – С. 155–160.
  7. Гиль В.В. Оптические методы исследования процессов горения. М.: Наука. – 1984. – 169 с.
  8. Карачинов В.А., Ильин С.В., Торицин С.Б., Карачинов Д.В. Метод виртуальной сетки в задаче измерения температурного поля конвективных потоков // Научно-техн. конф. «Современное телевидение»: Труды. Москва. – 2004. – С. 52–53.
  9. Бакулин В.Н., Рассоха А.А. Метод конечных элементов и голографическая интерферометрия. М.: Машиностроение. – 1997. – 312 с.
  10. Васильев Л.А. Теневые методы. М. – 1968. – 240 с.
  11. Хауф В., Григуль У. Оптические методы в теплопередаче. М.: Мир. – 1973. – 240 с.
  12. Лыков А.В. Тепломассообмен. М.: Энергия. – 1978. – 480 с.
  13. ELCUT. Моделирование двумерных полей методом конечных элементов. Версия 5.1. Руководство пользователя. ПК TOP. СПб. – 1989–2003. – 252 с.
  14. Зенкевич О. Метод конечных элементов в технике. М.: Мир. – 1975. – 318 с.

# СОЗДАНИЕ ЗАГОТОВОК СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ ДЛЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

А.П. Шмакова

Научный руководитель – С.А. Волков

В данной работе предложена установка на основе CO<sub>2</sub> лазера для сварки заготовок спектральных ячеек, применяемых в квантовых стандартах частоты. Цель работы – совершенствование технологического процесса производства ячеек и увеличение объема спектральных ячеек за счет изменения формы.

Ключевые слова: сварка, лазеры, газовый лазер, применение лазеров

## Введение

Одним из наиболее распространенных технологических процессов в производстве является сварка. Сварка предназначена для получения неразъемных соединений и осуществляется локальным приложением различных видов энергии: электрической, механической, химической, световой.

Для правильного выбора того или иного сварочного процесса следует учитывать три основных фактора: техническую возможность применения, качество и надежность получаемого соединения, экономическую и энергетическую эффективность процесса.

В данной работе рассмотрена установка для сварки спектральных ячеек, применяемых в квантовых стандартах частоты. Цель работы – совершенствование технологического процесса производства ячеек и увеличение объема спектральных ячеек за счет изменения формы, и, следовательно, улучшение выходных характеристик стандарта частоты.

Стандарт частоты это высокостабильный по частоте источник электромагнитных сигналов. Стандарты используются в качестве рабочих эталонов в метрологических измерениях, а также при производстве высокоточных средств измерений частоты и времени, в радионавигации, радиоастрономии и в других сферах. К ячейкам предъявляются следующие требования: они должны выдерживать воздействие паров рубидия при  $t=300^{\circ}\text{C}$  не менее 2000 часов, в них должны отсутствовать внутренние напряжения, швы должны быть вакуумно-плотные [1].

Лазерное излучение является когерентным, монохроматичным, обеспечивающим малую расходимость и, следовательно, имеет возможность высокой степени фокусировки для достижения значительных концентрации энергии. Благодаря этому на поверхности материала, обрабатываемого сфокусированным лазерным излучением, происходит локальный нагрев. При этом обеспечиваются высокие скорости нагрева и охлаждения, малый объем расплавленного материала, весьма незначительные размеры околошовной зоны термического влияния. Эти особенности теплового воздействия определяют высокое качество получаемых сварных соединений.

## 1. Определение задачи для создания установки

Конструктивно поглощающая ячейка может выполняться в двух формах:

- сферической;
- цилиндрической.

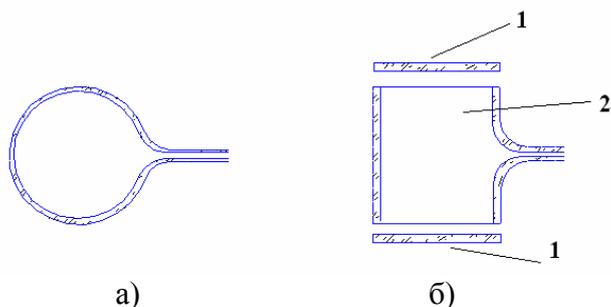


Рис. 1. Внешний вид ячеек: а) сферическая; б) цилиндрическая: 1–диски; 2–ячейка

Геометрические размеры ячеек:

сферическая  $d \leq 13 \text{ мм}$ ,  $t \approx 0.125 \text{ мм}$

цилиндрическая  $d \leq 13 \text{ мм}$ ,  $h \leq 12 \text{ мм}$ ,  $t \approx 0.5 \text{ мм}$

Изначально ячейки изготовлялись в виде сферы, вручную с помощью газовой горелки. К недостаткам этой технологии можно отнести: трудность получения высокой точности изделий, низкая производительность труда, большой расход материала.

При решении основной задачи (увеличение объема) было принято решение изменить геометрическую форму. При расчетах было выяснено, что при цилиндрической форме объем ячейки увеличивается на 14.3%.

Одним из основных этапов проектирования любого технологического процесса является выбор соответствующего оборудования. От правильного выбора оборудования в значительной степени зависит качество получаемого изделия, производительность процесса и экономический эффект применения данного метода

## 2. Описание установки

Для изготовления ячеек цилиндрической формы была реализована установка, основой которой является  $\text{CO}_2$  лазер. Экспериментальная установка автоматизирована и работает под управлением компьютера.

Оборудование для лазерной сварки включает в себя следующие основные элементы:

1. технологический лазер;
2. систему отклонения и фокусировки луча;
3. оснастку для крепления и перемещения детали.

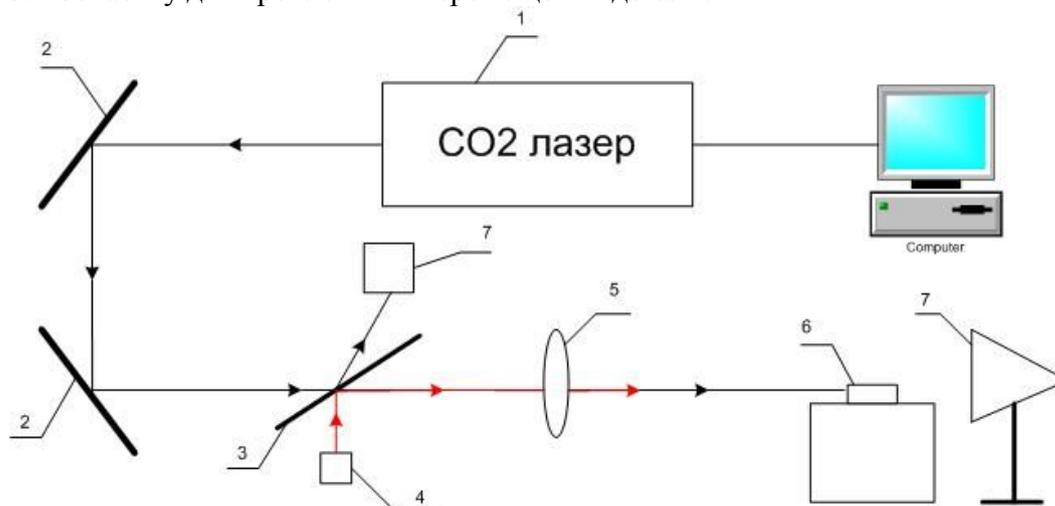


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – отпаянный  $\text{CO}_2$  лазер; 2 – поворотные зеркала; 3 – германиевая пластина; 4 – диодный лазер; 5 – Zn-Se линза; 6 – печь с установленным образцом; 7 – устройства для сбора отраженного излучения

## 2.1. Технологический лазер

К технологическим лазерам относятся те, которые способны нагреть объект воздействия до температуры, когда в обрабатываемом материале происходят те или иные физические процессы, такие как: изменение структуры и фазового состояния, химические реакции [2].

Лазер является основным элементом установки. Он должен отличаться надежностью и простотой эксплуатации в условиях производства, иметь высокий ресурс работы и воспроизводимость параметров излучения.

Основным критерием выбора лазера служит сам технологический процесс. В данной установке используется CO<sub>2</sub> лазер, работающий в одномодовом режиме с небольшой мощностью в 70 Вт. Основные параметры технологических лазеров, на которые следует обращать внимание [3]:

а) длина волны излучения

Применение CO<sub>2</sub> лазера для сваривания стекол основано на эффекте сильного поглощения длины волны 10.6 мкм во всех видах стекол. Это позволяет проводить процесс максимально эффективно при небольших мощностях лазерного излучения. Поглощательная способность зависит в первую очередь, от оптических характеристик материала и показателя поглощения.

б) мощность излучения

Наиболее важным параметром является плотность мощности. Исходя из этого значения, рассматриваются различные модели нагревания, а значит и обработки материала (например, режимы мягкого и жесткого нагревания). От мощности непосредственно зависит температура нагрева тела и физический процесс, происходящий в нем (нагревание, плавление, испарение). Для сварки стекла малой толщины не требуется таких больших мощностей, как например, для металлов. Поэтому 70 Вт вполне удовлетворяет поставленной задаче.

в) режим работы (непрерывный или импульсный).

Для сварки спектральных ячеек (с толщиной соединяемых деталей  $\leq 2$ мм) выгоднее использовать непрерывный режим, который обеспечит надежное механическое соединение и герметичность сварного шва, что чрезвычайно важно при изготовлении данного вида изделий.

Использование именно CO<sub>2</sub> лазера обусловлено их достаточной дешевизной, высоким КПД, небольшими размерами и хорошими выходными характеристиками излучения.

## 2.2. Система отклонения и фокусировки луча

Отклоняющие системы служат для изменения направления луча от источника до обрабатываемой детали. При проектировании или выборе этих систем необходимо учитывать следующее основное требование: взаимное расположение детали и источника излучения необходимо проектировать с таким расчетом, чтобы расстояние между ними было минимально возможным. Также необходимо сводить к минимуму количество отклоняющих элементов. При соблюдении этого условия достигается снижение потерь излучения на отражение и рассеивание.

Система включает в себя поворотные зеркала и линзу. В качестве поворотных зеркал применяется стеклянная пластина с покрытием из золота. У большинства металлов отражательная способность для инфракрасного излучения значительно больше, чем для видимого света, и возрастает с увеличением длины волны инфракрасного излучения. Коэффициент отражения золота при длине волны 10.6 мкм достигает 98%.

С целью повышения плотности мощности лазерного излучения осуществляется его фокусировка. В качестве фокусирующей линзы используется селенид цинка. Основные характеристики материала:

диапазон пропускания 0.5–22 мкм;

показатель преломления 2.4028 при  $\lambda=10.6$  мкм;

потери на отражение 29.1% при  $\lambda=10.6$  мкм, 2 поверхности [4].

Также в установке используется германиевая пластина. Ее применяют для того, чтобы обеспечить наложение луча  $\text{CO}_2$  лазера, которое является невидимым для человеческого глаза, и луча прицельного диодного лазера. Таким образом легче контролировать направление излучения  $\text{CO}_2$  лазера и видеть место его фокусировки на заготовке.

На одну из сторон пластины нанесено просветляющее покрытие, которое обеспечивает нормальное прохождение излучение газового лазера и одновременно отражение диодного лазера [4]. В итоге мы получаем необходимое нам совмещение траекторий этих двух лазеров.

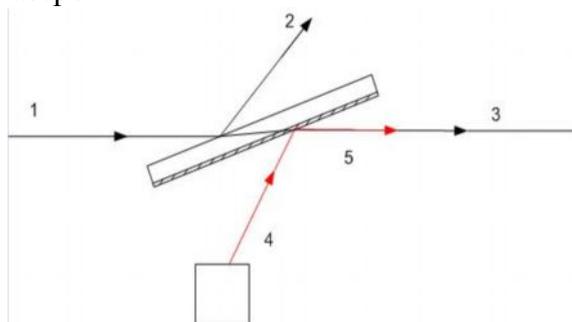


Рис. 3. Действие германиевой пластины: 1 – падающий луч  $\text{CO}_2$  лазера; 2 – отраженный луч  $\text{CO}_2$  лазера; 3 – прошедший луч  $\text{CO}_2$  лазера; 4 – падающий луч диодного лазера; 5 – отраженный луч диодного лазера

### 2.3. Оснастка для крепления и перемещения детали

В качестве устройства для перемещения детали используется шаговый двигатель. В установке шаговый двигатель совмещен с печкой и выполняет две функции. Первая функция-закрепление и вращение заготовки. Вторая-нагрев детали до температуры 350–400 градусов для того, чтобы избежать растрескивания стекла при воздействии на него лазерного излучения.

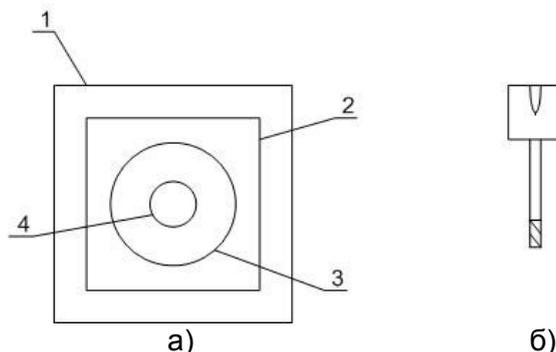


Рис. 4. Печка с вмонтированным шаговым двигателем: а) вид сверху: 1 – корпус, 2 – теплоизоляционная подложка, 3 – нагревательный элемент, 4 – оправа для ячейки; б) вид оправы для ячейки

Данная экспериментальная установка полностью работоспособна. Все конструктивные элементы расположены на подвижках или координатных столах, которые обеспечивают удобную юстировку, как по высоте, так и в плоскости стола. Однако однажды настроенная и закрепленная установка практически не нуждается в подстройке.

## Заключение

Экспериментальная установка проста в эксплуатации. Все управление автоматизировано. В программе управления лазером и шаговым двигателем содержится несколько основных команд, с помощью которых можно регулировать режим работы, скорость вращения заготовки, время воздействия. Таким образом, имея в распоряжении данную установку можно непосредственно переходить к опытной части. Дальнейшее решение задачи состоит в подборе оптимального режима исходя из заданных параметров материала.

Если говорить об общих тенденциях, то широкое применение лазерной сварки сдерживается экономическими соображениями. Лазер-это сложный физический прибор и независимо от уровня развития технологии изготовления цена его будет значительно превышать стоимость, например, дуговых источников нагрева. Помимо лазера обязательными элементами установки является оптическая система отклонения и фокусировки, приборы контроля параметров режима и различные манипуляторы. Стоимость лазерных систем пока еще высока, что требует тщательного выбора области применения лазерной сварки. Однако, если применение традиционных способов не дает желаемых результатов, можно рекомендовать лазерную сварку. К таким случаям относится необходимость получения прецизионной конструкции, как, например, спектральные ячейки, форма и размеры которой не должны меняться в результате сварки. Лазерная сварка целесообразна, когда она позволяет значительно упростить технологию изготовления сварных изделий, выполняя сварку как заключительную операцию, без последующей правки или механической обработки.

## Литература

1. Макаренко Б.М. Кварцевые и квантовые меры частоты. М.: Министерство Обороны СССР. – 1976. – 412 с.
2. Вейко В.П. Технологические лазеры и лазерное излучение: опорный конспект лекций. СПб: Изд-во СПбГУ ИТМО. – 2007. – 52 с.
3. Вейко В.П. Лазерная микрообработка: опорный конспект лекций. СПб: Изд-во СПбГУ ИТМО. – 2005. – 110 с.
4. Оптотехнологическая лаборатория [Электронный ресурс] Режим доступа: <http://optotechnolab.ru>, свободный.

## ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ОПТОТЕХНИКИ, ВЫПОЛНЕННЫХ ИЗ ФТОРИДОВ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ КРИСТАЛЛОВ И ФТОРСОДЕРЖАЩИХ СТЕКОЛ

В.Ю. Иванов, Т.М. Данилова

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.Т. Прокопенко

В рамках теории отражения поляризованного света в приближении Друде-Борна определены границы применимости метода эллипсометрии при измерении оптических характеристик волноводных поверхностных слоев с учетом пороговой чувствительности используемой аппаратуры.

Ключевые слова: эллипсометрия, спектроскопия, поляризация, неоднородные поверхностные слои

### Введение

К настоящему времени можно выделить два направления применения метода эллипсометрии: технологическое – диагностика состояния поверхности элементов оптоэлектроники в процессе технологического контроля изделий; и чисто научное – изучение поляризационно-оптических свойств неоднородных отражающих систем и кинетики физикохимических процессов, протекающих на поверхности твердого тела при различных внешних воздействиях (механических, химических, тепловых, радиационных и т.п.) [1,2].

Состояние поверхности оптических элементов, ее структура и состав, определяют многие функциональные возможности оптических узлов оптоэлектронных приборов. Говоря о поверхности твердого тела, обычно имеют в виду приповерхностную зону конечной толщины. Поэтому во всех случаях изучения поверхности оптического элемента целесообразнее использовать термин «поверхностный слой» (ПС), толщина которых может исчисляться от нескольких ангстрем до сотен микрон.

В данной работе рассматриваются особенности макроскопического подхода к описанию поляризационно-оптических свойств неоднородных поверхностных слоев оптических элементов в методе эллипсометрии с учетом метрологических особенностей используемой аппаратуры.

В основу метода эллипсометрии положено измерение поляризационных характеристик отраженного светового пучка – азимута линейной восстановленной поляризации  $\psi$  и разности фаз  $\Delta$  между параллельной ( $p$ -компонентой) и перпендикулярной ( $s$ -компонентой) составляющими эллиптически поляризованного света – и последующего перехода, методом математического моделирования структуры изучаемой поверхности, к оптическим параметрам неоднородного поверхностного слоя [1, 2].

В рамках макроскопического описания неоднородных ПС гетерогенных систем целесообразно использовать обобщение теорий отражения поляризованного света Друде и Борна данное в работах [3, 4]. Уравнение эллипсометрии для неоднородного изотропного слоя в этом случае имеет вид

$$\rho = \rho_o \left[ 1 + ik_o A_o \int_0^{\infty} \frac{(\varepsilon(z) - \varepsilon_o) \cdot (\varepsilon(z) - \varepsilon_B)}{\varepsilon(z)} \exp(-i2k_o U_o^{(s)} z) dz \right], \quad (1)$$

$$\rho = tg\Psi \cdot \exp(i\Delta), \rho_o = (tg^2\varphi \cdot U_1^{(s)} - U_o^{(s)}) \cdot (tg^2\varphi \cdot U_1^{(s)} + U_o^{(s)})^{-1}, \quad (2)$$

$$A_o = 2\sqrt{\varepsilon_B} \cdot \varepsilon_o \cdot \cos \varphi \cdot \sin^2 \varphi \cdot [(\varepsilon_o - \varepsilon_B) \cdot (\varepsilon_o \cdot \cos^2 \varphi - \varepsilon_B \cdot \sin^2 \varphi)]^{-1}, \quad (3)$$

$$U_o^{(s)} = (\varepsilon_o - \varepsilon_B \cdot \sin^2 \varphi)^{1/2}, \quad U_1^{(s)} = \sqrt{\varepsilon_B} \cdot \cos \varphi, \quad k_o = 2\pi/\lambda, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_B$ ,  $\varepsilon(z)$ ,  $\varepsilon_o$  – диэлектрическая проницаемость внешней среды, неоднородного ПС и материала однородной подложки, соответственно;  $\varphi$  – угол падения светового пучка;  $\lambda$  – длина волны излучения. В качестве модели оптического профиля неоднородного ПС можно воспользоваться обобщенной зависимостью  $n(z)$  в виде

$$n(z) = n_o + (n(0) - n_o) \cdot F(q \cdot z), \quad (5)$$

$$\text{где } F(q \cdot z) = F_1(q_1 \cdot z) \cdot F_2(q_2 \cdot z), \quad F_1(q_1 \cdot z) = (1 - q_1 \cdot z), \quad F_2(q_2 \cdot z) = \exp(-q_2 \cdot z). \quad (6)$$

Здесь  $n_o$  – показатель преломления стекла;  $n(0)$  – показатель преломления ПС при  $z=0$ , где  $z$  – координата оптической оси направленной вглубь ПС;  $q_1, q_2$  – характеристические параметры ПС, где при  $q_1=0$  зависимость  $n(z)$  является экспоненциальной, а при  $q_2=0$  линейной. В общем случае функция  $n(z)$  имеет экстремум, значение которого при  $q_1=q_2=q$  определяется как  $n_{\max, \min} = [n_o - (n(0) - n_o)/e^2]$  при характеристической толщине  $d=2/q$ .

Если систематические ошибки, обусловленные неточной калибровкой и юстировкой поляризационных элементов эллипсометра малы, а случайные распределены по нормальному закону, то погрешность в определении поляризационных углов  $S_{j,\Delta}$  и  $S_{j,\psi}$  в  $j$ -ой измерительной ситуации вычисляется по формулам приведенным в [1, 5], которые здесь удобно представить как:

$$S_{j,\Delta} = \delta S_o \cdot \left( \sqrt{2} \cdot \sin \psi_j \cdot |R^{(s)}| \right)^{-1}, \quad S_{j,\psi} = \delta S_o \cdot \cos \psi_j \cdot \left( \sqrt{2} \cdot |R^{(s)}| \right)^{-1}, \quad (7)$$

где  $\delta S_o$  – пороговая чувствительность прибора, которая зависит от интенсивности светового пучка, чувствительности фотодетектора, деполяризации светового пучка на оптических элементах эллипсометра и т.п. Методика ее определения описана в [1, 5], а критерием правильности ее оценки является независимость значения  $\delta S_o$  от вида отражающей системы и условий проведения эксперимента.

Наряду с понятием пороговой чувствительности прибора ( $\delta S_o$ ) в эллипсометрии используют также и понятие пороговой чувствительности метода по отношению к какому-либо исследуемому параметру  $(S_a)_{\min}$ , под которым понимают минимальное изменение этого параметра, обнаруживаемое с помощью эллипсометра. Поскольку измеряемыми величинами являются два поляризационных угла  $\psi$  и  $\Delta$ , то естественно говорить о двух пороговых чувствительностях метода эллипсометрии по отношению к параметру  $a_i$  исследуемой отражающей системы, которые определяются по формулам [1]:

$$S_{a_{\min}}^{(\Delta)} = S_{\Delta} \cdot \left( \frac{d\Delta}{da_i} \right)^{-1}, \quad S_{a_{\min}}^{(\psi)} = S_{\psi} \cdot \left( \frac{d\psi}{da_i} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Из теоретического анализа соотношений (1)–(8) для определения погрешности измерения искомого параметра  $a_i$  можно получить следующие формулы

$$S_{a_i} = \delta S_o \cdot F(a_i) \cdot \left( |R^{(s)}| \cdot \cos \psi \cdot \operatorname{tg} \psi_o \right)^{-1}, \quad (9)$$

$$F(a_i) = \left[ \left( \frac{dE(a_i)}{da_i} \right)^2 + \left( \frac{dD(a_i)}{da_i} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad E = \operatorname{Re}(\rho / \rho_o) - 1, \quad D = \operatorname{Im}(\rho / \rho_o), \quad (10)$$

$$\Delta = \Delta_o + \operatorname{arctg}[D/(E+1)], \quad \psi = \operatorname{arctg} \left\{ \operatorname{tg} \psi_o \cdot \left[ D^2 + (E+1)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (11)$$

Здесь эллипсометрическое отношение ( $\rho$ ), азимут линейной восстановленной поляризации ( $\Psi$ ) и разность фаз ( $\Delta$ ) между  $p$ - и  $s$ -компонентами поляризованного света

являются характеристиками объекта измерения, а параметры  $\rho_0$ ,  $\Psi_0$ ,  $\Delta_0$  – характеристики геометрически плоской границы раздела сред.

Для анализа погрешностей измерения оптических параметров неоднородных ПС, проводимому по формулам (1)–(11), целесообразно использовать функцию  $F_{n,d}(x) = F(a_i)/A_0$ , где при  $i=1,2$  значение  $a_1=n(0)$ ,  $a_2=d=1/2q$ . На рис. 1 показано изменение функции  $F_{n,d}(x)$  для линейного, экспоненциального и оптического профиля ПС  $n(z)$  (5), от параметра  $x=2U_0^{(s)}k_0d$ , который пропорционален относительной толщине ПС  $x \sim (d/\lambda)$ . Видно, что при толщине ПС  $d \ll \lambda$  возникает неопределенность в определении показателя преломления слоя  $n(0)$  ( $F_n(x) \rightarrow \infty$  при  $x \rightarrow 0$ ), а для протяженного ПС (при  $d > \lambda$ ) возрастает значение  $F_d(x)$  и, согласно (9), возрастает погрешность  $S_d$  в определении толщины слабо градиентного ПС.

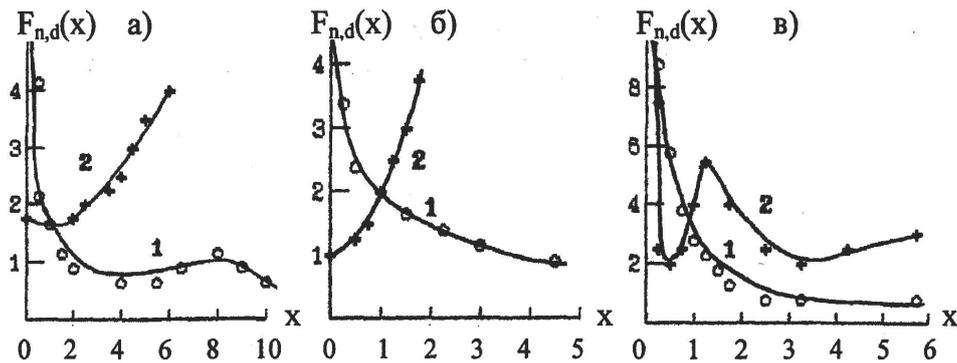


Рис. 1. Изменение значений функции ошибок  $F_{n,d}(x)$  для показателя преломления  $n(0)$  (кривая 1) и толщины  $d$  (кривая 2) линейного (а), экспоненциального (б) и оптического профиля ПС  $n(z)$  (формула (5)) (в) от характеристического параметра  $x=2k_0U_0^{(s)}d$ .

Используя понятие о пороговой чувствительности метода эллипсометрии к оптическому параметру неоднородного ПС  $a_i$  из соотношений (1)–(11) несложно получить выражения для расчета минимальной  $d_{\min}$  и максимальной  $d_{\max}$  толщин ПС, определяющих границы области  $\{d_{\min}, d_{\max}\}$ , в пределах которой удастся однозначно оценить оптические параметры неоднородного ПС. Для экспоненциального профиля ПС  $n(z)$  эти соотношения имеют вид

$$d_{\min} \geq \frac{\lambda \cdot \delta S_0 \cdot \sqrt{2 \left( |R^{(p)}|^2 + |R^{(s)}|^2 \right)}}{8\pi \cdot U_0^{(s)} \cdot |R^{(s)}| \cdot |R^{(p)}| \cdot |\Delta - \Delta_0|}, \quad d_{\max} \leq \frac{\lambda \cdot |\psi - \psi_0| \cdot \sqrt{2 \left( |R^{(p)}|^2 + |R^{(s)}|^2 \right)}}{4\pi \cdot U_0^{(s)} \cdot \delta S_0}. \quad (12)$$

Откуда следует, что для определения градиентных характеристик тонких слоев ( $d \ll \lambda$ ) эллипсометрические измерения необходимо проводить в коротковолновой области спектра, а для протяженных ПС ( $d > \lambda$ ) – в длинноволновой области спектра. Область значений  $\{d_{\min}, d_{\max}\}$ , в пределах которой должен осуществляться технологический контроль физикохимических свойств и оптических характеристик неоднородных ПС элементов оптоэлектроники, можно увеличить путем применения специальной спектроэллипсометрической аппаратуры с малой величиной пороговой чувствительности прибора –  $\delta S_0$ , что не всегда возможно осуществить на практике. В связи с этим особое значение приобретает разработка новых методологических подходов к анализу поляризационно-оптических характеристик многослойных отражающих систем, имеющих толщину элементарных слоев  $d < d_{\min}$  и  $d > d_{\max}$ .

При определении оптического профиля волноводных ПС, образующихся, в частности, в процессе гидrolитической деструкции поверхности фторсодержащих стекол ЛК1, КФ, ЛФ, ОК их при полировании и имеющих толщину  $d > d_{\max}$ , целесообразно на одном и том же поляризационном приборе (например, эллипсо-метре

типа ЛЭФ) одновременно использовать возможности двух методов – эллипсометрии и волноводной спектроскопии [6].

В методе волноводной спектроскопии наиболее широко используется приближение Вентцеля-Крамера-Бриллюэна (ВКБ), с помощью которого неразрушающим способом удается восстановить распределение показателя преломления  $n(z_m)$  по глубине волноводного слоя  $z_m$  на основе измеренных значений модовых показателей преломления  $n_m$ , где  $m$  – номер моды. В приближении ВКБ решение волноводного уравнения сводится к выражению вида:

$$\Phi(m) = k_0 \int_0^{z_m} \sqrt{(n^2(z) - n_m^2)} dz = \left\{ \operatorname{arctg} b \cdot \left[ \frac{(n_m^2 - n_B^2)}{(n^2(0) - n_m^2)} \right]^{1/2} + \pi \cdot \left( m - \frac{3}{4} \right) \right\} \quad (13)$$

где для ТЕ-волны коэффициент  $b=1$ , для ТН-волны вычисляется как  $b=(n(0)/n_m)^2$ ;  $n(0)$  – значение показателя преломления на границе раздела «внешняя среда – волноводный слой».

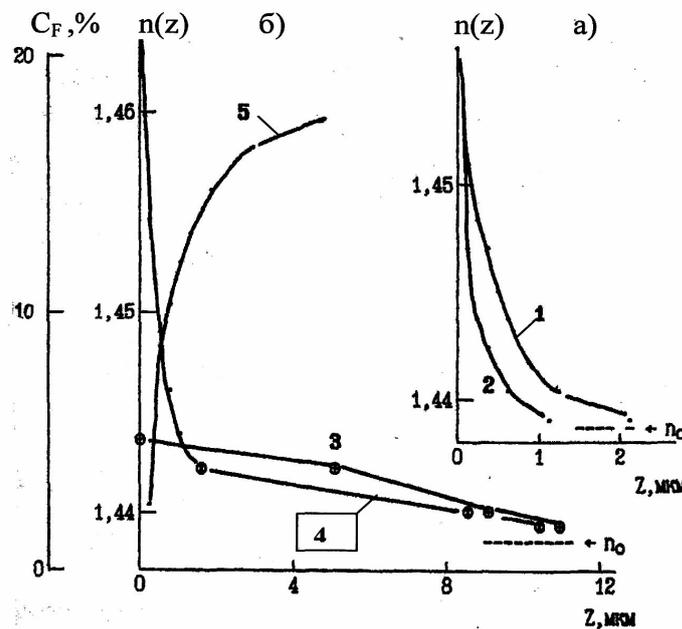


Рис. 2. Оптический и концентрационный профиль волноводного ПС полированного стекла ЛК1 полученный: а) методом эллипсометрии: кривая 1 – при  $\varphi=60^\circ$ ; кривая 2 –  $\varphi=65^\circ$ ;  $\lambda=0,6328$  мкм; б) методом ВКБ (кривая 3) и совместным решением уравнений эллипсометрии и ВКБ (кривая 4); кривая 5 – концентрационный профиль F (метод спектроскопии резонансной ядерной реакции  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$  [7])

При реконструкции вида оптического профиля волноводных слоев по методу ВКБ возникает ошибка, связанная с тем, что расчетное значение  $n^{(r)}(0)$ , полученное методом интерполяции функции  $n(z)$  [6], может не совпадать с реальным значением  $n^{(s)}(0)$  (рис. 2б). В тоже время, если координаты модовых показателей преломления  $z_m > d_{\max}$ , то в методе эллипсометрии наблюдается неоднозначность при определении значений показателя преломления  $n^{(r)}_m$  в различных условиях эксперимента (рис. 2а). Совместное решение обратной задачи эллипсометрии и ВКБ по уравнениям (1), (14) для сложной зависимости  $n(z)$  (формула (5)), где  $F(qz)=F_1(q_1z) + F_2(q_2z)$ , позволяет получить полный оптический профиль ПС стекла ЛК1 (рис. 2б), который согласуется с концентрационным профилем фтора, полученного методом резонансной ядерной реакции  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$  [7].

Полный оптический профиль  $n(z)$  (рис. 2б) отличается от экспоненциального  $F_2(q_2z)$  (рис. 2а) тем, что при  $z > d_{\max}$  показатель преломления  $n(z) \sim F_2(q_2z)$ , стремится не

к объемному значению  $n_0$ , а к зависимости  $n(z)$ , для описания которой использовалась кусочно-линейная аппроксимация функции  $n(z)=F_1(q_1z)$  в виде:

$$n_I^2(z) = n_k^2 + (n_{k-1}^2 - n_k^2) \cdot (z - z_k) \cdot (z_{k-1} - z_k)^{-1/2}, \quad (14)$$

где  $z_{k-1} < z < z_k$ . Решение уравнения (14) для этой зависимости дает выражение

$$\sum_{k=1}^m \frac{2 \cdot (z_k - z_{k-1})}{3 \cdot (n_{k-1}^2 - n_k^2)} \cdot [(n_{k-1}^2 - n_m^2)^{3/2} - (n_k^2 - n_m^2)] = \Phi(m) / k_0. \quad (15)$$

### Заключение

Критерием правильности решения обратной задачи эллипсометрии и ВКБ является согласование теоретических и экспериментальных значений поляризационных углов  $\Delta$  и  $\Psi$  для зависимости  $n(z)$  (уравнение эллипсометрии (1)), для которой расчетный спектр модовых показателей преломления  $n^{(r)}(m)$  должен также отвечать экспериментальному спектру модовых показателей преломления  $n^{(э)}(m)$  (уравнение волноводной спектроскопии (14)). Аналогичные результаты получаются на фторидах щелочноземельных кристаллов, что ранее показал А. Турбоев.

### Литература

1. Основы эллипсометрии // Под ред. А.В. Ржанова, Новосибирск, Наука. – 1979. – 424 с.
2. Эллипсометрия – метод исследования поверхности // Под ред. А.В. Ржанова, Новосибирск, Наука. – 1983. – 180 с.
3. Антонов В.А., Пшеницын В.И., Храмцовский И.А. Уравнение эллипсометрии для неоднородных и анизотропных поверхностных слоев в приближении Друде-Борна // Опт. и спектр. – 1987. – Т.62. – Вып.4. – С. 828–831.
4. Пшеницын В., Храмцовский И.А., Качалов С.Н., Крылова Н.А., Туркбоев А. Отражение поляризованного света от неоднородного анизотропного слоя// «Методы прикладной математики в транспортных системах», Под ред. Кулибанова Ю.М., СПб. – 2000. – Вып.Ш. – С. 78–85.
5. Дронь О.С., Леонова Т.В., Соколова М.В. Методика определения погрешностей и оптимизация эллипсометрических измерений // ОМП. – 1989. – N°1. – С. 6–9.
6. Аммас М.М., Лисицын Ю.В., Подсекаев А.В., Туркбоев А., Храмцовский И.А. Исследование поверхностных слоев фторсодержащих материалов// Вопросы материаловедения. – 2000. – N1 (21). – С. 58–63.
7. Петровский Г.Т., Тер-Нерсисянц В.Е. Ядерно-физические методы анализа приповерхностных слоев стекла // Физика и химия стекла. – 1988. – Т.14. – N5. – С. 641–664.
8. Кузьмин В.Л. Об оптических явлениях в анизотропных средах// Оптика и спектроскопия. – 1979. – Т.41. – С. 850–854.

# ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ КРЕМНИЕВОКИСЛОРОДНЫХ СОЕДИНЕНИЙ В ЭЛЛИПСОМЕТРИИ НЕОДНОРОДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В.Ю. Иванов

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.Т. Прокопенко

В настоящей работе предложен новый методологический подход к решению волновых уравнений Максвелла. Метод позволил обобщить существующие теории отражения света Друде и Борна.

Ключевые слова: эллипсометрия, волновые уравнения, поляризация, отражение поляризованного излучения

## Введение

Ввиду разнообразия строения «поверхностного слоя» (ПС) элементов оптоэлектроники, эффективная толщина  $d^*$  которых может исчисляться от нескольких ангстрем до десятка микрон, описание их физико-химических свойств необходимо проводить в рамках макро- и микроскопических подходов к анализу поляризационно-оптических характеристик ПС. Ранее в методе эллипсометрии при макроскопическом подходе к анализу поляризационно-оптических свойств ПС теоретическое рассмотрение задачи отражения поляризованного света ограничивалось либо случаем отражения света от «тонкого» слоя ( $d/\lambda \ll 1$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения (известное приближение Друде и Ван-Алкемаде для изотропного слоя и приближение Д.В. Сивухина для анизотропного слоя, оптическая ось которого перпендикулярна границе раздела сред [1–3]), либо заранее предполагается, что отклонение показателя преломления  $n(z)$  в ПС от объемного значения  $n_0$  мало, т.е.  $\delta n(z) = n(z) - n_0 \ll n_0$  (приближение Борна) [1–3]. Что касается теоретического обобщения задачи отражения поляризованного света в приближении Друде–Борна, то, несмотря на более широкие границы его применимости по сравнению с ранее известными приближениями [1–3], остается вопрос о справедливости макроскопического подхода к описанию оптических свойств «тонких» ( $d \ll \lambda$ ) слоев с дискретной неупорядоченностью структуры и чувствительности метода эллипсометрии к слабо градиентным (волноводным) ПС, толщина которых значительно больше длины волны излучения ( $d \gg \lambda$ ).

Здесь рассматриваются теоретические аспекты макроскопических подходов к описанию поляризационно-оптических свойств неоднородных поверхностных слоев элементов оптоэлектроники в методе эллипсометрии анизотропных оптических систем, основанных на обобщении существующих методов решения дифференциальных уравнений Максвелла при физико-математическом моделировании дискретной и континуальной неоднородности структуры поверхностных слоев силикатных стекол и кристаллов.

Для частных случаев ориентации оптической оси анизотропной среды и волнового вектора  $\vec{k}_0$  падающего излучения, когда смешение  $p$ - и  $s$ -компонент поляризации излучения в отраженном световом пучке не происходит, диэлектрическая проницаемость неоднородного ПС осесимметричной анизотропной отражающей системы будет представлять собой тензор второго ранга  $\vec{\epsilon}$ , который можно представить матрицей составляющих

$$\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_x(z) & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y(z) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z(z) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$  – составляющие тензора диэлектрической проницаемости  $\vec{\varepsilon}$  по осям X, Y, Z, являющимися для неоднородного ПС функциями координаты  $z$  ( $\varepsilon=\varepsilon(z)$ ), где ось Z направлена в глубь слоя по нормали к поверхности исследуемого объекта. Плоскость XOZ совпадает с плоскостью падения  $p$ -компоненты поляризованного света, плоскость YOX совпадает с  $s$ -компонентой поляризованного света. Считаем, что при  $z \rightarrow \infty$  значения составляющих тензора  $\vec{\varepsilon}$  для ПС  $\{\varepsilon_x(z), \varepsilon_y(z), \varepsilon_z(z)\}$  асимптотически приближаются к значениям составляющих тензора диэлектрической проницаемости  $\vec{\varepsilon}_0$  в объеме анизотропного кристалла  $\{\varepsilon_{0,x}, \varepsilon_{0,y}, \varepsilon_{0,z}\}$  и при толщине слоя  $z \geq d^*$  анизотропная среда становится квазиоднородной. Также предполагается, что осесимметричная анизотропная подложка и ПС представляют собой оптически неактивные анизотропные системы, а при наличии поглощения в ПС дополнительно предполагается, что оси тензора диэлектрической проницаемости  $\vec{\varepsilon}$  совпадают с осями тензора проводимости  $\vec{\beta}_v$  и поляризуемости  $\vec{\alpha}_v$  молекулярной структуры ПС. Поскольку компоненты электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  векторов поля связаны уравнениями Максвелла:

$$(i\omega/C)D_z = dH_y/dx, (i\omega/C)D_x = -(dH_y/dz), \quad (2)$$

$$(i\omega/C)H_x = dE_y/dz, D_{x,z} = \varepsilon_{x,z}E_{x,z}, \quad (3)$$

где  $\omega$  – частота излучения,  $C$  – скорость света в вакууме, то для решения поставленной задачи вполне достаточно исследовать поведение одной из компонент электромагнитного поля во внешней среде, слое и объеме анизотропного кристалла для  $p$ - и  $s$ -компоненты поляризованного света. Для произвольного неоднородного слоя любой толщины при единственном условии непрерывности изменения оптических параметров удается показать, что полное поле можно разделить на прямую и обратную парциальные волны. В области, где параметры ПС практически не отличаются от параметров внешней среды ( $z < 0$ ), прямая волна переходит в падающую, а обратная в отраженную. В этом случае компоненты электромагнитного поля  $H_y$  и  $E_y$  во внешней среде описывается функциями:

$$H_y = H_0 \cdot [\exp(-ik_0 \cdot \sqrt{\varepsilon_B} \cdot \cos \varphi \cdot z) + R^{(p)} \cdot \exp(ik_0 \cdot \sqrt{\varepsilon_B} \cdot \cos \varphi \cdot z)], \quad (4)$$

$$E_y = E_0 \cdot [\exp(-ik_0 \cdot \sqrt{\varepsilon_B} \cdot \cos \varphi \cdot z) + R^{(s)} \cdot \exp(ik_0 \cdot \sqrt{\varepsilon_B} \cdot \cos \varphi \cdot z)]. \quad (5)$$

Здесь и далее для простоты изложения временной множитель опускаем, амплитуды падающих волн  $H_0$  и  $E_0$  принимаем равными единице;  $k_0 = \omega/C$  – абсолютная величина волнового вектора  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 \sin \varphi$  в вакууме;  $\varepsilon_B$  – диэлектрическая проницаемость внешней среды;  $\varphi$  – угол падения светового пучка. Из выражений (4), (5) видно, что первое слагаемое описывает распространение падающей (прямой) электромагнитной волны во внешней среде, а второе – отраженной (обратной) волны. Для  $y$ -ой компоненты электрического  $\mathbf{E}$  и магнитного  $\mathbf{H}$  векторов из уравнений Максвелла при магнитной проницаемости сред  $\mu=1$  волновые уравнения можно записать в виде:

$$\text{– для } p\text{-поляризации: } \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{\varepsilon_x} \frac{dH_y}{dz} \right) + k_0^2 \cdot \left( 1 - \frac{\varepsilon_B}{\varepsilon_z} \cdot \sin^2 \varphi \right) \cdot H_y = 0, \quad (6)$$

$$\text{– для } s\text{-поляризации: } \frac{d^2 E_y}{dz^2} + k_0^2 \cdot (\varepsilon_y - \varepsilon_B \cdot \sin^2 \varphi) \cdot E_y = 0. \quad (7)$$

Во второй среде ( $z > 0$ ) в области неоднородного ПС  $z > d^*$ , где с достаточной степенью точности можно принять, что компоненты тензора  $\vec{\varepsilon}$  близки по своим значениям к компонентам тензора в объеме кристалла  $\vec{\varepsilon}_0$ , т.е. вторая среда становится квазиоднородной, прямая волна переходит в прошедшую, а обратная волна

отсутствует. Тогда решением волновых уравнений (6), (7) для квазиоднородной анизотропной среды являются выражения:

$$H_y = C^{(p)} \cdot \exp[-ik_o \varepsilon_{o,x} (U_o^{(p)})^{-1} z], \quad E_y = C^{(s)} \cdot \exp(-ik_o U_o^{(s)} z), \quad (8)$$

где  $C^{(p)}$ ,  $C^{(s)}$  – постоянные коэффициенты, а адмиттансы однородной анизотропной среды  $U_o^{(p,s)}$  определяются по формулам Абеле:

$$U_o^{(p)} = [\varepsilon_{o,x} \cdot \varepsilon_{o,z} \cdot (\varepsilon_{o,z} - \varepsilon_B \cdot \sin^2 \varphi)^{-1}]^{1/2}, \quad U_o^{(s)} = (\varepsilon_{o,y} - \varepsilon_B \cdot \sin^2 \varphi)^{1/2}. \quad (9)$$

Для определения компонент  $H_y$  и  $E_y$  в области толщины неоднородного ПС  $0 \leq z \leq d^*$  воспользуемся методом решения волновых уравнений (6) и (7), основанного на теории малых возмущений с введением вспомогательной интегральной переменной  $\xi$ , которую в данном случае удобно представить в виде:

$$\xi = \int_o^z \varepsilon_x(t_z) dt_z = \xi_{o,x} + \alpha_z, \quad \xi_{o,x} = \varepsilon_{o,x} \cdot z, \quad (10)$$

$$\alpha_z = \int_o^z (\varepsilon_x(t_z) - \varepsilon_{o,x}) dt_z, \quad \xi^* = \int_o^{d^*} \varepsilon_x(t_z) dt_z, \quad (11)$$

где  $t_z$  – текущее значение координаты по оси, направленной в глубь слоя и совпадающей с осью  $Z$ , а переменная  $\xi$  при  $z=d^*$  принимает значение  $\xi^*$ . Используя интегральную переменную  $\xi$ , перепишем волновые уравнения (6) и (7) для компоненты  $H_y$  и  $E_y$  следующим образом:

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + [k_o \cdot (U_o^{(s)})]^2 \cdot E_y = \Phi(z), \quad \Phi(z) = k_o^2 \cdot [(U_o^{(s)})^2 - (U^{(s)}(z))^2] \cdot E_y. \quad (12)$$

$$\frac{d^2 H_y}{d\xi^2} + \left[ \frac{k_o}{U_o^{(p)}} \right]^2 \cdot H_y = \Phi(\xi), \quad \Phi(\xi) = k_o^2 \cdot [(U_o^{(p)})^{-2} - (U^{(p)}(\xi))^{-2}] \cdot H_y. \quad (13)$$

Адмиттансы ПС  $U^{(p,s)}$  определяются по формулам (9), где значения составляющих тензора  $\vec{\varepsilon}_o$  однородной анизотропной подложки  $\{\varepsilon_{o,x}, \varepsilon_{o,y}, \varepsilon_{o,z}\}$  являются значениями составляющих тензора  $\vec{\varepsilon}$  ПС  $\{\varepsilon_x(z), \varepsilon_y(z), \varepsilon_z(z)\}$ . Решением уравнений (12), (13) на интервале  $0 \leq z \leq d^*$  являются следующие функции:

$$E_y = C_1^{(p)} \cdot \cos(k_o \cdot U_o^{(s)} \cdot z) + C_2^{(p)} \cdot \sin(k_o \cdot U_o^{(s)} \cdot z) - \delta E_y, \quad (14)$$

$$\text{где } \delta E_y = \frac{1}{k_o \cdot U_o^{(s)}} \int_0^{d^*} \Phi(t_z^{(s)}) \cdot \sin[k_o \cdot U_o^{(s)} \cdot (t_z^{(s)} - z)] dt_z^{(s)}, \quad (15)$$

$$H_y = C_1^{(p)} \cdot \cos\left(\frac{k_o \cdot \xi_{o,x}}{U_o^{(p)}}\right) + C_2^{(p)} \cdot \sin\left(\frac{k_o \cdot \xi_{o,x}}{U_o^{(p)}}\right) - \delta H_y, \quad (16)$$

$$\text{где } \delta H_y = \frac{U_o^{(p)}}{k_o} \cdot \int_o^{\xi^*} \Phi(\xi) \cdot \sin\left(\frac{k_o(\xi - \xi^*)}{U_o^{(p)}}\right) d\xi. \quad (17)$$

Из сопоставительного анализа соотношений (14)–(17) следует, что интегральные члены  $\delta H_y$  и  $\delta E_y$  описывают наличие в неоднородном ПС обратной волны, образованной в результате суперпозиции отдельных парциальных волн, отраженных на всех глубинах, где имеет место градиент диэлектрической проницаемости  $\vec{\varepsilon}$ . Нетрудно показать, что наличие этих парциальных волн в ПС и их интерференция сказывается не только на амплитудных, но и фазовых соотношениях отраженных волн, играющих в условиях эллипсометрического эксперимента решающую роль и определяющих основную особенность распространения плоской монохроматической волны в

неоднородном слое. Для этого необходимо воспользоваться условиями сшивания электромагнитных полей на границах раздела «внешняя среда – ПС» ( $z=0$ ) и «ПС – подложка» ( $z=d^*$ ), которые вытекают из граничных условий непрерывности тангенциальных составляющих напряженности электромагнитного поля  $E_y$  и  $H_x$  и их производных (2), (3):

$$\text{для } s\text{-компоненты: } E_y^{(-)} = E_y^{(+)}; \left. \left( \frac{dE_y^{(-)}}{dz} \right) = \left( \frac{dE_y^{(+)}}{dz} \right) \right|_{z=0}^{z=d^*} \quad (18)$$

$$\text{для } p\text{-компоненты: } H_y^{(-)} = H_y^{(+)}; \left. \frac{1}{\varepsilon_x^{(-)}} \left( \frac{dH_y^{(-)}}{dz} \right) = \frac{1}{\varepsilon_x^{(+)}} \left( \frac{dH_y^{(+)}}{dz} \right) \right|_{z=0}^{z=d^*} \quad (19)$$

где при  $z=0$  значение диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_x^{(-)} = \varepsilon_B$ , а при  $z=d^*$  значение  $\varepsilon_x^{(-)} = \varepsilon_x^{(+)} = \varepsilon_{o,x}$ . Следует отметить, что при  $z=0$  производится сшивание электромагнитных полей описываемых формулами (18), (19). В последнем случае из выражений (14–19) можно получить следующие тождества для определения коэффициентов  $C_{1,2}^{(p,s)}$ :

$$\left[ C_1^{(s)} - iC_2^{(s)} - \frac{i}{k_o U_o^{(s)}} \int_0^{d^*} \Phi(t_z^{(s)}) \cdot \exp(-ik_o U_o^{(s)} t_z^{(s)}) dt_z^{(s)} \right] \cdot \exp(ik_o U_o^{(s)} z) = 0, \quad (20)$$

$$\left[ C_1^{(p)} - iC_2^{(p)} - \frac{iU_o^{(p)}}{k_o} \int_0^{\xi^*} \Phi(\xi) \cdot \exp\left(-\frac{ik_o \xi}{U_o^{(p)}}\right) d\xi \right] \cdot \exp\left(\frac{ik_o \xi_{o,x}}{U_o^{(p)}}\right) = 0. \quad (21)$$

Физический смысл выражений (20), (21) состоит в том, что в области квазиоднородной среды ( $z \geq d^*$ ) отсутствует обратная волна. Математически это означает равенство нулю в формулах (20)–(21) членов, содержащих для  $s$ -поляризации множитель  $\exp(ik_o U_o^{(s)} z)$  и для  $p$ -поляризации множитель  $\exp[ik_o \xi_{o,x} (U_o^{(p)})^{-1}]$ , соответственно при граничных условиях (18) и (19) ( $z=d^*$ ). Используя в соотношениях (20), (21) предельный переход  $z, d^*, \xi \rightarrow \infty$ , предварительно подставив в (20), (21) невозмущенные функции  $H_y$  и  $E_y$  (формулы (8)) и выражения для  $\Phi(\xi)$  и  $\Phi(z)$  и учитывая при этом, что  $t_z^{(s)} = z$ ,  $d\xi = \varepsilon_x(z) dz$ , получим следующие соотношения для коэффициентов  $C_{1,2}^{(p,s)}$ :

$$C_1^{(p)} = iC_2^{(p)} \cdot (1 + \delta Y^{(p)} / U_o^{(p)}), \quad iC_2^{(s)} = C_1^{(s)} \cdot (1 + \delta Y^{(s)} / U_o^{(s)}), \quad (22)$$

$$\text{где } \delta Y^{(s)} = ik_o \int_0^{\infty} (\varepsilon_y(z) - \varepsilon_{o,y}) \cdot \exp(-i2k_o U_o^{(s)} z) dz, \quad (23)$$

$$\delta Y^{(p)} = ik_o \varepsilon_{o,z} \cdot (\varepsilon_{o,z} - \varepsilon_B \cdot \sin^2 \varphi)^{-1} \int_0^{\infty} \{ \varepsilon_x(z) - \varepsilon_{o,x} - \varepsilon_B \cdot (\varepsilon_{o,z} \cdot \varepsilon_{o,z}(z))^{-1} \times \quad (24)$$

$$\times \sin^2 \varphi [ \varepsilon_x(z) \cdot \varepsilon_z(z) - \varepsilon_{o,x} \cdot \varepsilon_{o,z} ] \} \cdot \exp(-2ik_o \varepsilon_{o,x} \cdot (U_o^{(p)})^{-1}) dz.$$

Таким образом, при  $z=0$ , можно получить следующие соотношения для коэффициентов отражения  $R^{(p,s)}$  и коэффициентов  $C_{1,2}^{(p,s)}$ :

$$\left. \begin{aligned} 1 + R^{(s)} &= C_1^{(s)} \\ -ik_o U_B^{(s)} (1 - R^{(s)}) &= C_2^{(s)} k_o U_o^{(s)} \end{aligned} \right\}, \quad R^{(s)} = \frac{U_B^{(s)} \cdot C_1^{(s)} - iC_2^{(s)} \cdot U_o^{(s)}}{U_B^{(s)} \cdot C_1^{(s)} + iC_2^{(s)} \cdot U_o^{(s)}}, \quad (25)$$

$$\left. \begin{aligned} 1 + R^{(p)} &= C_1^{(p)} \\ -ik_o(1 - R^{(s)})/U_B^{(p)} &= C_2^{(s)}k_o/U_o^{(p)} \end{aligned} \right\}, R^{(p)} = -\frac{iC_2^{(p)} \cdot U_B^{(p)} - C_1^{(p)} \cdot U_o^{(p)}}{iC_2^{(p)} \cdot U_B^{(p)} + C_1^{(p)} \cdot U_o^{(p)}}, \quad (26)$$

где адмиттансы внешней среды определяются как

$$U_B^{(s)} = \sqrt{\varepsilon_B} \cdot \cos\varphi, \quad U_B^{(p)} = \sqrt{\varepsilon_B} / \cos\varphi. \quad (27)$$

На основе соотношений можно записать формулы для коэффициентов отражения  $R^{(p,s)}$  в виде:

$$R^{(p,s)} = \pm(U_B^{(p,s)} - U_o^{(p,s)} - \delta Y^{(p,s)}) \cdot (U_B^{(p,s)} + U_o^{(p,s)} + \delta Y^{(p,s)})^{-1}, \quad (28)$$

где  $\delta Y^{(p,s)}$  – поправка к величине адмиттанса однородной подложки  $U_o^{(p,s)}$ ; знак «плюс» берется для  $s$ -компоненты, а знак «минус» для  $p$ -компоненты.

### Заключение

Таким образом, введение вспомогательной интегральной переменной  $\xi(\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z)$ , связанной с главными значениями тензора диэлектрической проницаемости неоднородного поверхностного слоя позволяет при решении волнового уравнения обобщить теоретические рассмотрения задачи отражения поляризованного света от неоднородных отражающих систем при описании их поляризационно-оптических свойств в приближении теорий отражения поляризованного света Друде-Борна.

### Литература

1. Гарин П.Л., Новиков А.А., Прокопенко В.Т., Храмовский И.А. Исследование оптических свойств поверхностных слоев в процессе стационарного и нестационарного выщелачивания силикатных стекол // Приборостроение. Изв. ВУЗОВ. – 2007. – Т.50. – №7. – С. 23–30.
2. Новиков А.А., Прокопенко В.Т., Храмовский И.А. Оптические свойства поверхностных слоев силикатных стекол при ионной и электронно-лучевой обработки // Приборостроение. Изв. ВУЗОВ. – 2007. – Т.50. – №8. – С. 54–60.
2. Храмовский И.А., Пасяда А.В. Отражение поляризованного света от неоднородного анизотропного поверхностного слоя // Приборостроение. Изв. ВУЗОВ. – 2007. – Т.50. – №12. – С. 40–46.
3. Прокопенко В.Т., Храмовский И.А., Землянский В.С., Лисицын В.С., Секарин К.Г. Эллипсометрия оптических соединений элементов опто-электроники // Приборостроение. Изв. ВУЗОВ. – 2008. – Т.51. – №10. – С. 59–67.

## СОЗДАНИЕ УЧЕБНО-ЛАБОРАТОРНОГО МАКЕТА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

А.А. Донцов, В.С. Серебрякова

Научные руководители: д.т.н., профессор И.К. Мешковский,  
к.ф.-м.н., профессор В.Е. Стригалева

В статье приведена методика исследования интегрально-оптических элементов. Для реализации создан учебно-лабораторный макет, где измерения проводятся на гониометре. В качестве исследуемого образца изготовлен планарный волновод, поддерживающий распространение нескольких мод. Ввод/вывод излучения осуществляется с помощью призмного метода (оптимальная ось вращения призмы также вычислена в работе). Приведены результаты измерений на установке, рассчитан спектр постоянных распространения, построен профиль распределения показателя преломления волновода.

Ключевые слова: интегрально-оптический элемент, планарный оптический волновод, постоянная распространения, моды волновода, распределение показателя преломления, гониометр, рефрактометрия

### Введение

В связи с бурным развитием волоконно-оптических и интегрально-оптических технологий в 70 годы XX века начали активно создаваться и исследоваться интегрально-оптические элементы (ИОЭ), как наиболее перспективные функциональные устройства для решения широкого круга задач волоконно-оптической связи (WDM-системы на массиве решеток волноводов и др.), а также создания миниатюрных датчиков (температуры, давления, вибрации, углов), в основе которых также лежит многофункциональный интегрально-оптический элемент. Одной из простейших форм ИОЭ является планарный волновод, выполненный на подложке стекла. Такой волновод может поддерживать распространение нескольких мод, т.е. являться многомодовым. Целью данной работы является исследование модовой структуры планарного оптического волновода. Для этого была предложена методика изучения ИОЭ, которая состояла в создании учебно-лабораторного макета по исследованию характеристик и свойств оптического планарного волновода.

### Постановка задачи

Для создания конструктивного учебно-лабораторного макета необходимо изучить принципы распространения света в планарном оптическом волноводе, а также методы ввода и вывода световой волны в волновод.

В простейшем геометрическом приближении [1] распространение световой волны в планарном пленочном волноводе можно представить в виде набора лучей, испытывающих полные внутренние отражения от границы поверхности волновода с воздухом – точка А, и внутри волновода – точка В (рис. 1). Т.к. набор волноводных мод дискретен, то каждая  $m$ -я мода может быть охарактеризована постоянной распространения  $\beta_m$  вдоль оси  $z$ ,  $\beta_m = k \sin \theta_m \cdot n_1$ , где  $k$  – волновое число  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $n_1$  – показатель преломления на поверхности волновода,  $\lambda$  – длина волны света. Строгий анализ для градиентного волновода приведен в [1].

Число мод и значения мод  $\beta_m$  зависят от функции показателя преломления  $n(x)$  и поляризации световой волны. Уравнения для нахождения  $\beta_m$  могут быть найдены из условия существования стоячих волн в направлении  $x$ .

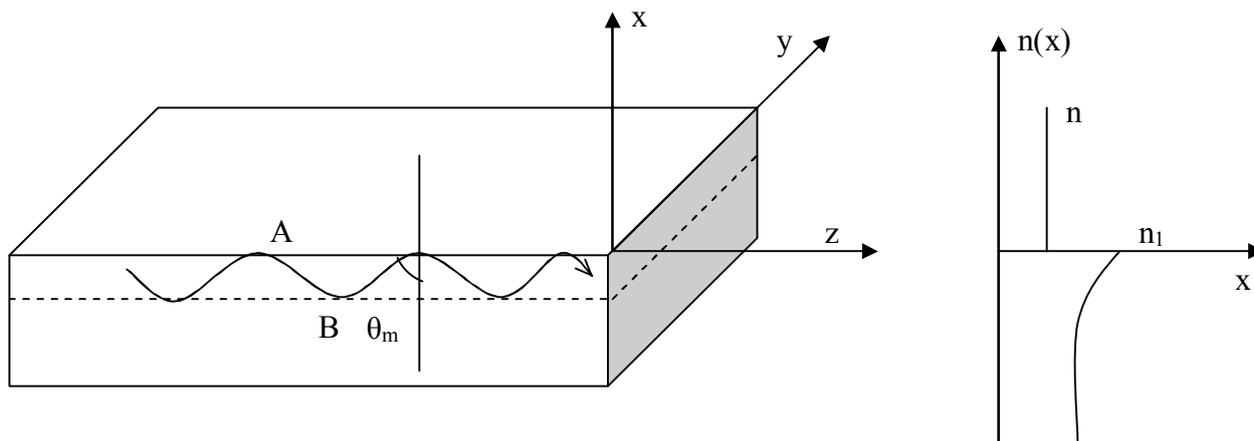


Рис. 1. Распространение электромагнитного излучения в планарном волноводе (правый рисунок) и вид профиля показателя преломления по глубине (левый рисунок),  $n(x)$  – зависимость показателя преломления от координаты  $x$

Исследования модовой структуры (измерение  $\beta_m$ ) планарного волновода в нашей работе проводится с помощью призмного устройства ввода-вывода излучения (рис. 2). Стекла́нная пластина, на которой изготовлен волновод, закреплена двумя прижимами на диагонали призмы (пластина прижата к призме стороной с волноводом). В местах прижимов возникает оптический контакт между призмой и волноводом для ввода и вывода излучения.

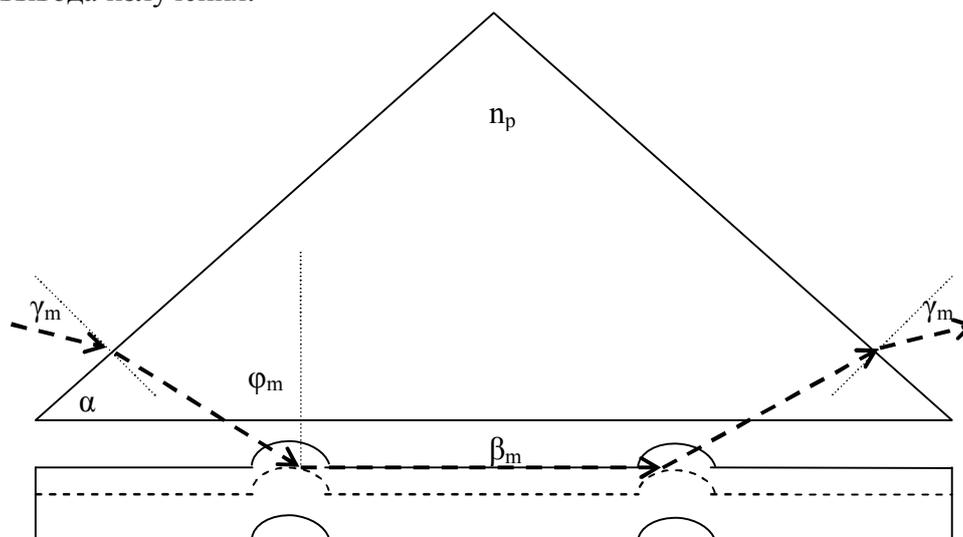


Рис. 2. Оптическая схема призмного ввода/вывода излучения в планарный волновод

Если между призмой и волноводом существует малый (порядка  $0.1 \lambda$ ) зазор, то часть световой волны, падающей в призме под углом  $\varphi$ , большим критического угла полного внутреннего отражения  $\varphi_{кр} = \arcsin \frac{1}{n_p}$ , проникает в волноводный слой за счет туннельного эффекта. Здесь  $n_p$  – показатель преломления призмы.

Для возбуждения волноводной моды  $m$  необходимо обеспечить равенство постоянных распространения волны в призме и волноводе вдоль оси  $z$ , т.е.  $k \sin \varphi_m n_p = \beta_m = k \sin(\alpha + \arcsin \frac{\sin \gamma_m}{n_p})$ , что можно достигнуть выбором угла  $\gamma_m$ . Таким образом, изменяя угол  $\gamma_m$ , можно последовательно возбуждать все волноводные моды. Наблюдать волноводное распространение можно как по треку светового пучка в волноводе, так и по пучку света, выводимому из волновода. Далее необходимо

измерить углы  $\gamma_m$ , под которыми выходят из призмы световые пучки, соответствующие  $m$  моде. Для измерения этих углов в настоящей работе был использован гониометр.

### Описание лабораторной установки для исследования модовой структуры планарного волновода

В состав оборудования для создания стенда, изображенного на рис. 3, входят: лазерный диод IE75-01P11 (длина волны излучения  $\lambda = 650$  нм [2]); столик гониометра, который может вращаться относительно оси  $O$ ; призма ввода/вывода излучения, изготовленная из тяжелого флинта с показателем преломления  $n_p=1,64$ ; оптический планарный волновод; прижимы ввода и вывода; экран для поглощения отраженного пучка света от границы призмы; автоколлиматор, который также может вращаться относительно оси  $O$ .

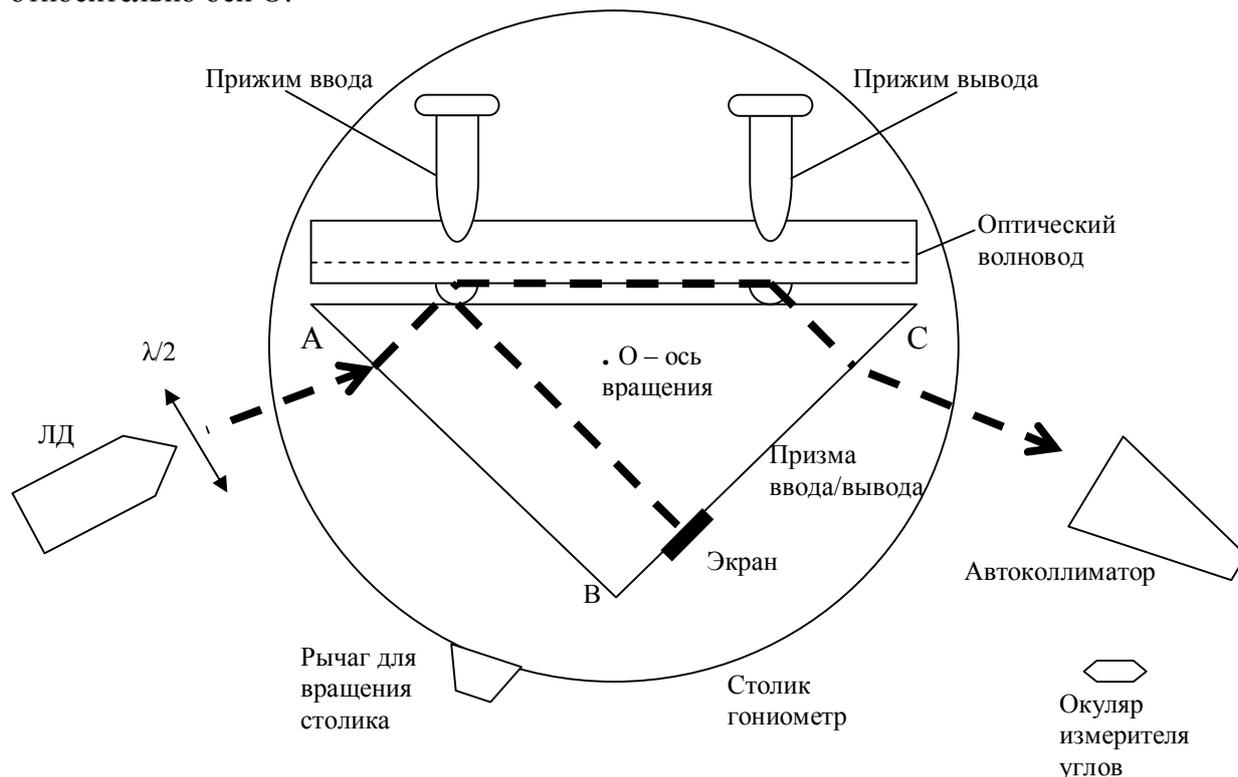


Рис. 3. Схема учебно-лабораторного макета

Ход лучей в установке показан пунктиром. Вся оптическая схема закреплена на гониометре. При отжатом рычаге коллиматор может вращаться относительно неподвижного столика. При нажатом рычаге коллиматор вращается вместе со столиком. В обоих случаях вращение производится с помощью специального винта, расположенного сбоку столика.

Отсчет углов производится в окуляре измерителя углов. Луч лазера из призмы попадает в зрительную трубу гониометра, позволяющую наблюдать угловое распределение мод. Система отсчета углов жестко связана с гониометром. Угол вывода излучения при переводе из относительных углов гониометра в реальные углы мод рассчитывается как  $\gamma_m = \alpha_m - \tau$ , где  $\alpha_m$  – значения углов, измеренных на гониометре,  $\tau$  – угол, при котором ось автоколлиматора перпендикулярна грани АВ призмы.

### Изготовление планарного волновода, выбор призмы и вычисление её оптимальной оси вращения

В настоящей работе исследуется градиентный планарный оптический волновод. Изготовление такого волновода осуществлялось в несколько этапов: резка стекла и

придание ему формы пластины  $20 \times 60$  мм, толщиной 3 мм (в состав стекла входит: 15%  $\text{Na}_2\text{O}$ , 8%  $\text{CaO}$ , остальная часть  $\text{SiO}_2$ ); далее стеклянная пластинка помещалась в расплав  $\text{KNO}_3$  и выдерживалась в нем при  $370^\circ\text{C}$  в течение 20 часов [3]. При этом часть ионов  $\text{Na}$  на поверхности пластины замещалась ионами  $\text{K}$ , что привело к увеличению коэффициента преломления в тонком слое материала пластины. Наличие слоя с повышенным показателем преломления является необходимым для осуществления волноводного распространения в данной структуре. Измерение показателя преломления (ПП) пластины проводилось на рефрактометре Аббе методом, основанным на явлении ПВО. Образец с измеряемым ПП приводится в оптический контакт с эталонной призмой из материала с высоким и заранее известным ПП. Свет может направляться как со стороны образца, так и со стороны призмы. В обоих случаях в определенном (очень узком) интервале углов падения пучка лучей на границу раздела образца и призмы в поле зрения наблюдательной зрительной трубы появится четкая граница, разделяющая темный и светлый участки поля. Один из участков (темный – при освещении с торца образца или светлый – при измерении в отраженном свете) соответствует лучам, претерпевающим ПВО, а граница этого участка – предельному, или критическому, углу падения луча. Точность рефрактометрического метода  $10^{-5}$ . Для создания условий ПВО авторы использовали иммерсионную жидкость альфа бромнафталин  $\text{C}_{10}\text{H}_7\text{Br}$  с высоким ПП  $n_{\text{эм}} = 1,658$ . Измеренный таким образом ПП пластины до изготовления на ней волновода  $n_{\text{заготовки}} = 1,5165$ , а после извлечения пластины из расплава в окуляре рефрактометра наблюдалось несколько тонких четких полос ( $n=1,517; 1,518; 1,521$ ), что соответствовало модам в полученном волноводе.

И для ввода, и для вывода излучения в планарный волновод была выбрана одна призма (угол  $\alpha = 45^\circ$ ), т.к. это упрощает крепление оптической схемы на столике гониометра. ПП призмы должен быть выше ПП волновода, иначе в местах оптического контакта не произойдет утечки света в волновод и не выполнится условие волноводного распространения ( $n_p > 1,521$ ). Подходящим вариантом стала призма из тяжелого флинта с ПП  $n_p = 1,64$ . Значение ПП призмы было проверено также на гониометре, используя метод ПВО.

Основной проблемой в сборке установки явилось нахождение оси вращения призмы. Поскольку угол падения пучка на призму и точка падения на её грань меняются при вращении гониометра, то, соответственно, преломленный луч смещается от прижима в сторону. Задача стояла в нахождении такой оптимальной оси вращения, при которой бы смещение отсутствовало или было минимальным. Для численного решения была написана программа, позволяющая смоделировать эту геометрическую задачу. Начальными параметрами программы служили показатель преломления призмы  $n_p$ , начальный угол падения пучка лазера  $\gamma_m$  и место расположения прижима (точка  $a$ ). По известному расположению оси и углу поворота вокруг неё можно определить значение смещения, используя законы Снеллиуса и геометрию. Смещение – это функция от трех координат (две координаты оси и угол поворота). Далее программа фиксирует угол поворота и ищет оси с нулевым смещением. Семейство таких осей представляет собой прямую. Данный цикл моделирования производится для большого количества углов поворота, в результате получаем набор прямых, пересекающихся в одной точке (рис. 4), которая и является искомой осью – поворот вокруг этой оси на любой угол приводит к нулевому смещению. При  $n_p=1,64$  и  $a=2,48$  см координаты оптимальной оси  $x=2,3$  см,  $y=0,74$  см. Значение каждой из координат оси пропорционально расстоянию  $a$ .

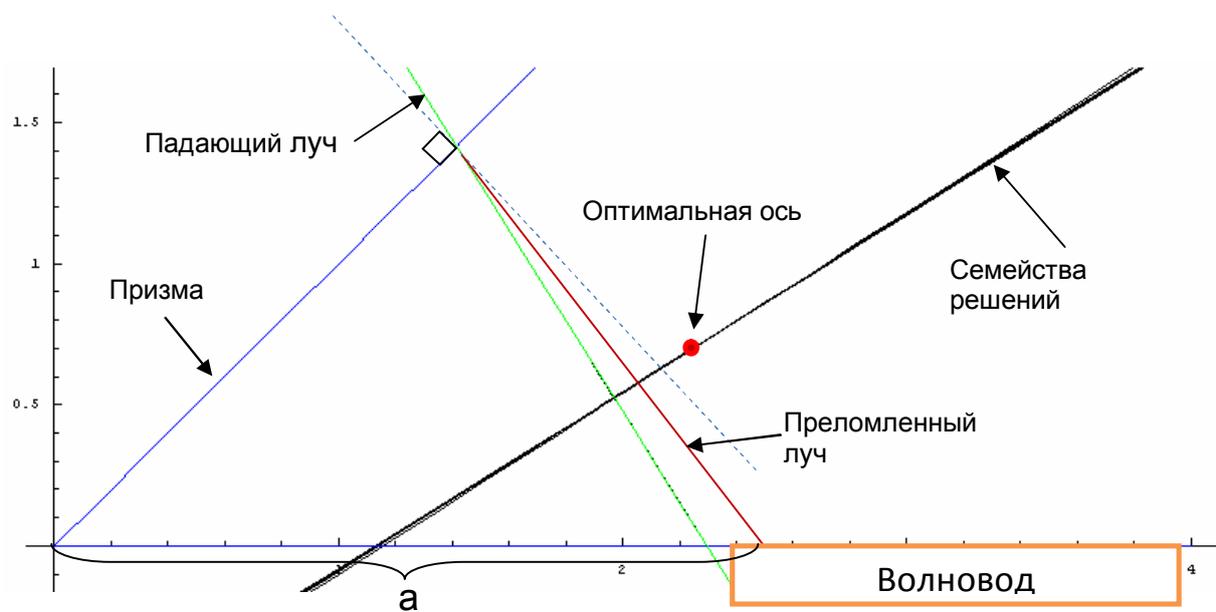


Рис. 4. Расчет оптимальной оси вращения призмы

### Результаты экспериментальных измерений и математического моделирования

Существует прямая и обратная задача при исследовании планарных волноводов и тонких пленок. По известному  $n(x)$  вычисляется спектр постоянных распространения – прямая задача, также, зная  $n(x)$ , можно найти распределения полей мод, эффективную толщину волновода, при этом дополнительные измерения не производятся [4]. Целью же нашей работы являлось нахождение постоянных распространения, этой информации достаточно для решения обратной задачи – приближенного построения распределения показателя преломления  $n(x)$  ( $m$ -спектроскопия) [5]. Недостаток второго метода заключается в приближенном представлении  $n(x)$  в виде невозрастающей монотонной кусочно-линейной функции, количество отрезков в которой равно количеству постоянных распространения. Следовательно, этим методом можно исследовать только многомодовые волноводы; точность решения зависит от количества поддерживаемых в волноводе мод, при этом профиль распределения ПП волновода должен быть достаточно плавным. Хотя для пленочного волновода расхождение велико, тем не менее можно приближенно определить его толщину.

Для приближенного нахождения постоянных распространения по известному  $n(x)$  используют метод Венделя-Крамерса-Бриллюена (ВКБ) [5], мы же решаем обратную задачу. Для каждой моды планарного волновода справедливо:

$$\int_0^{x'_m} \sqrt{n(x')^2 - N_m^2} dx' = \lambda \left( \frac{4m-1}{8} \right), \quad (1)$$

где  $N_m = \frac{\beta_m}{k}$  – эффективный ПП,  $m$  – номер моды ( $m=1,2,\dots$ ),  $x'_m$  – глубина, на которой ПП волновода равен эффективному ПП.

Приведем (1) к виду простой суммы путем нормировки  $n(x)$ :

$$\sum_{k=1}^m \int_{x_{k-1}}^{x_k} \sqrt{n(x)^2 - n_m^2} dx = \left( \frac{4m-1}{8} \right), \quad (2)$$

где  $x = \frac{x'}{\lambda}$ ,  $\lambda$  не влияет на результат, т.к.  $n(x)$  – кусочно-линейная функция. Участки линейности  $n(x)$  берутся между соседними  $x_m$ , тогда  $n(x)$  примет вид:

$$n(x) \approx N_k + \frac{N_{k-1} - N_k}{x_k - x_{k-1}} (x_k - x) \text{ при } x_{k-1} \leq x \leq x_k. \quad (3)$$

При этом считаем  $x_0=0$ , а  $N_0$  – показатель преломления волновода на поверхности, не входящий в общий спектр мод.  $N_0$  вычисляется прямым перебором и находится из условия наибольшей плавности соответствующего ему профиля. Подстановка (3) в (2) дает:

$$x_m = x_{m-1} + \left[ \frac{3}{2} \left( \frac{N_{m-1} + 3N_m}{2} \right)^{-1/2} (N_{m-1} - N_m)^{-1/2} \right] \times \left\{ \left( \frac{4m-1}{8} \right) - \frac{2}{3} \sum_{k=1}^{m-1} \left[ \left( \frac{N_{k-1} + N_k}{2} + N_m \right)^{1/2} \left( \frac{x_k - x_{k-1}}{N_{k-1} - N_k} \right) \left( [N_{k-1} - N_m]^{3/2} - [N_k - N_m]^{3/2} \right) \right] \right\}$$

При этом

$$x_1 = \frac{9}{16} \left( \frac{N_0 + 3N_1}{2} \right)^{-1/2} (N_0 - N_1)^{-1/2}.$$

Наилучшая плавность определяется как минимум величины (суммы квадратов аналогов вторых производных):

$$\sum_{k=0}^{M-2} \left[ \frac{\frac{N_{k+2} - N_{k+1}}{x_{k+2} - x_{k+1}} - \frac{N_{k+1} - N_k}{x_{k+1} - x_k}}{\frac{x_{k+2} + x_{k+1}}{2} - \frac{x_{k+1} + x_k}{2}} \right]^2, \text{ где } M - \text{общее число мод в волноводе.}$$

Несмотря на громоздкость формул, даже при переборе  $10^4$  значений  $N_0$  вычисления на среднем компьютере займут не более минуты. Например, для плавного экспоненциального профиля ПП (планарный волновод, изготовленный методом диффузии) результаты математического моделирования и экспериментальные данные совпадают с погрешностью  $10^{-3}$  без учета погрешности измерения постоянных распространения (рис. 5).

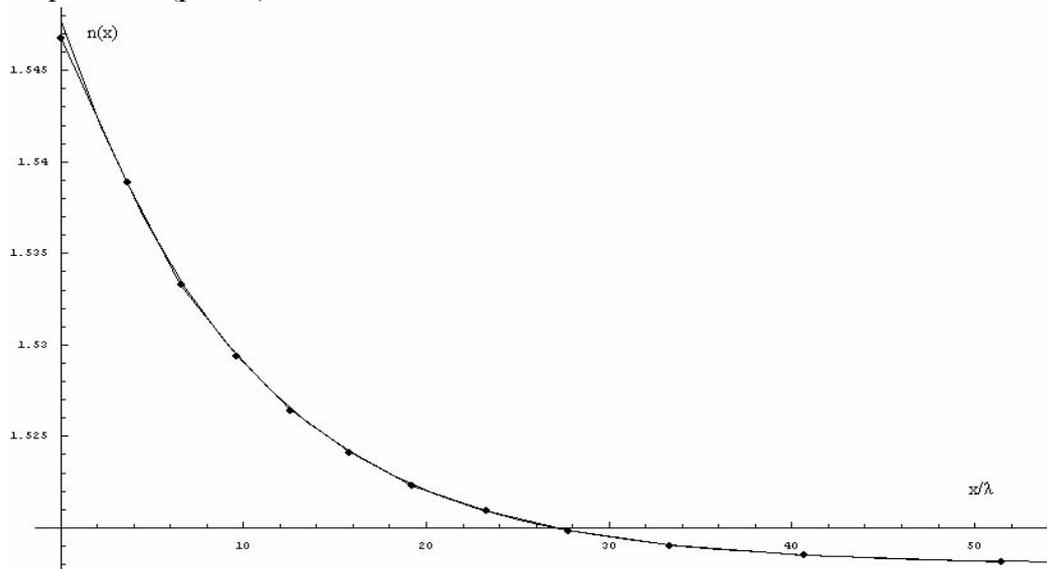


Рис. 5. Распределение показателя преломления (сплошная кривая – реальный профиль, кривая пои точками – восстановленный профиль)

## Заключение

Авторами была проведена работа по исследованию модовой структуры планарного волновода. В ходе работы был создан учебный макет для изучения ИОЭ, который будет использован для лабораторных работ студентов по курсу «Интегральная оптика». Отработана методика по изготовлению самих планарных волноводов на подложке стекла. Написано два программных продукта в пакете «Mathematica». Приведен метод приближенного построения профиля ПП для многомодовых волноводов по спектру постоянных распространения.

## Литература

1. Тамир Т., Когельник Х., Бернс У. Волноводная оптоэлектроника. Под ред. Т. Тамира. – М.: Мир. – 1991. – 575 с.
2. Донцов А.А., Серебрякова В.С., Стригалева В.Е. Исследование характеристик и свойств полупроводниковых лазерных диодов видимого диапазона для возбуждения планарных волноводов // Труды XXXVIII научной и учебно-методической конференции СПбГУ ИТМО. – 2009. Отдано в печать.
3. Серебрякова В.С. Оптимизация параметров изготовления интегрально-оптических элементов для волоконно-оптических гироскопов // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. Труды молодых ученых / Гл. ред. д.т.н., проф. В.Н. Васильев. – 2007. – Вып. 49. – Оптехника. – С. 42–53.
4. White J.M., Heidrich P.F. Optical waveguide refractive index profiles determined from measurement of mode indices: a simple analysis // Applied Optics. – 1976. – V. 15. – № 1 – P. 151–155.
5. Бугусов М.М., Галкин С.Л., Оробинский С.П., Пал Б.П. Волоконная оптика и приборостроение. – Л.: Машиностроение. – 1987. – 328 с.

## РАЗРАБОТКА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ТОКА

С.А. Тараканов

Научный руководитель – д.т.н., профессор И.К. Мешковский

В ходе работы проведен патентный поиск и изучение существующей на данный момент литературы в области волоконно-оптических датчиков магнитного поля и тока. В качестве физического эффекта, на основе которого будет построен датчик, выбран эффект Фарадея в *spun* волокне. В процессе исследования разработана оптимальная схема датчика больших сил тока, а также выбраны или изготовлены необходимые элементы.

Ключевые слова: волоконно-оптический датчик, эффект Фарадея, интерферометрический датчик

### Введение

В настоящее время в результате развития волоконно-оптических технологий широкое применение получили волоконно-оптические датчики магнитного поля и тока. Они обладают рядом преимуществ по сравнению с измерительными трансформаторами, датчиками Холла и другими системами. За рубежом существует несколько вариантов волоконно-оптических датчиков электрического тока [1–8]. Целью работы является разработка отечественного аналога прибора с учетом последних достижений в волоконной и интегральной оптике. На первом этапе основными задачами являются выбор физического эффекта, на основе которого будет построен датчик; определение оптимального варианта принципиальной схемы датчика для регистрации этого эффекта; разработка оптической и механической частей датчика для измерения больших токов; разработка электронного блока обработки.

В ходе исследования проведен патентный поиск и изучение существующей на данный момент литературы в исследуемой области [1–8]. Рассмотрены волоконно-оптические датчики на основе магнитоотрицательного эффекта, датчики, использующие магнитооптические кристаллы для регистрации эффекта Фарадея и датчики, в которых этот эффект регистрируется непосредственно в оптическом волокне. Последние датчики наиболее удобны в изготовлении и обеспечивают большую точность, поэтому для разрабатываемого датчика выбран эффект Фарадея в оптическом волокне. Датчики на таком принципе бывают поляриметрического и интерферометрического типа. Первый вариант является более простым, но менее точным, поэтому был выбран интерферометрический метод.

### Интерферометрический тип волоконно-оптического датчика

В интерферометрическом типе датчика измеряется разность фаз двух световых волн с противоположной циркулярной поляризацией. Эти волны проходят замкнутый волоконно-оптический контур из волокна, охватывающий проводник с измеряемым током или используемого как щуп. Чтобы циркулярная поляризация сохранялась как можно лучше, используются специальные волокна. Для проектируемого датчика выбрано волокно типа *spun* (от англ. «закрученный»). Его получают, вращая при вытяжке оптического волокна заготовку, из которой изготавливают волокно с сохранением линейной поляризации [6].

По закону Фарадея, в продольном магнитном поле  $\vec{H}$  проводника с током волны распространяются с разными скоростями, что и обуславливает разность фаз  $\Phi$  между ними:

$$\Phi = 2V \int_L \vec{H} d\vec{l},$$

где  $V$  – постоянная Верде для волокна;  $L$  – длина контура.

Для датчика тока, в отличие от датчика магнитного поля, удобно использовать замкнутый вокруг проводника с током волоконный контур. В нем согласно закону циркуляции вектора магнитной индукции снимается зависимость от магнитного поля, и разность фаз  $\Phi$  зависит только от протекающего тока ( $N$  – количество витков контура вокруг проводника) [1]:

$$\Phi = 2VNI.$$

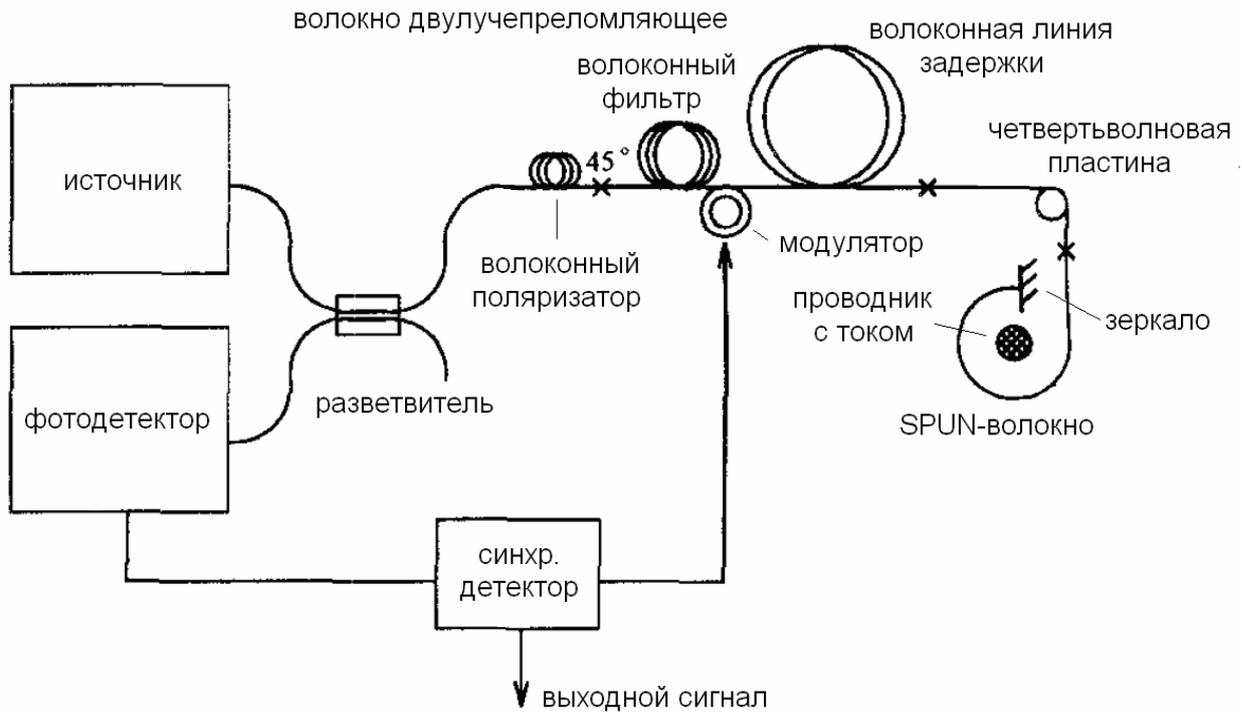


Рис. 1. Принципиальная схема датчика силы тока

### Волоконно-оптический датчик силы тока

На первом этапе работы было решено разработать волоконно-оптический датчик для измерения больших величин силы тока. В процессе исследования разработана принципиальная схема датчика тока, состоящая из элементов, изображенных на рис. 1. Принцип работы датчика следующий. Деполаризованный свет от источника излучения проходит через разветвитель, преобразуется в поляризаторе в линейно-поляризованный, затем разделяется на две волны, равные по амплитуде и направляемые по быстрой и медленной оптическим осям двулучепреломляющего волокна. В фильтре эти волны разделяются по времени для предотвращения последствий паразитной модуляции поляризации и попадают на интегрально-оптический модулятор двулучепреломления, обеспечивающий гармоническую модуляцию выходного сигнала. После этого они проходят линию задержки, что обеспечивает приемлемую собственную частоту контура, на которой «успевает» работать модулятор. В четвертьволновой пластине волны преобразуются в противоположно направленные циркулярно-поляризованные. Под действием магнитного поля на spun волокно в чувствительной части датчика между левозакрученной и правозакрученной волнами накапливается фарадеевский фазовый сдвиг. Отразившись от зеркала, волны проходят spun волокно в обратном направлении,

при этом фарадеевский фазовый сдвиг между ними удваивается (т. к. эффект Фарадея взаимный). После прохождения четвертьволновой пластины, волны преобразуются в линейно-поляризованные, при этом волна, которая проходила датчик по быстрой оси двулучепреломляющего волокна, направляется в медленную ось, и наоборот. Волны проходят следующие три элемента в обратном порядке и интерферируют на поляризаторе. Результирующее излучение, пройдя еще раз разветвитель, фиксируется на фотодетекторе, и с помощью синхронного детектора демодулируется в выходной сигнал датчика  $S$  [1]:

$$S = I_0 J_1^m \sin 4\Phi,$$

где  $I_0$  – интенсивность источника с учетом всех потерь в интерферометре;  $J_1^m$  – максимум функции Бесселя 1 рода.

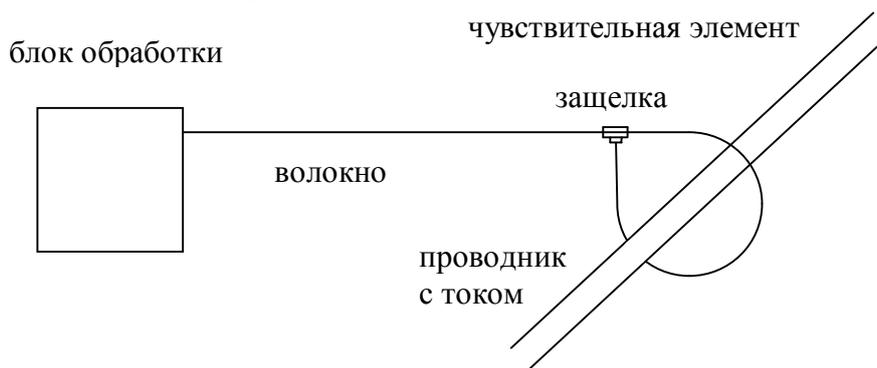


Рис. 2. Общий вид проектируемого датчика

Проектируемый волоконно-оптический датчик тока имеет следующие преимущества по сравнению с традиционными датчиками больших токов. Он состоит из двух частей: чувствительного элемента и блока обработки (рис. 2), которые могут, разнесены на значительное расстояние. Чувствительный элемент представляет собой волоконный кабель, который замыкается кольцом вокруг контролируемого проводника с помощью специальной штанги. Для потребителя в этом случае нет необходимости разрывать и обесточивать контролируемый проводник. Датчиком измеряется сила тока в проводнике, который охватывается кольцом датчика, соседние проводники с током не вносят ошибку в измерения. Результаты измерений не зависят от взаимного расположения кольца и проводника с током. Чувствительный элемент и блок обработки соединены оптическим волокном необходимой длины, которая варьируется в зависимости от условий установки. Чувствительный элемент – волоконный кабель – не содержит токопроводящих частей. Датчик не требует регулярного обслуживания, обеспечивается взрывобезопасность и радиационная устойчивость. Преимуществом этой схемы с зеркалом по сравнению с другими схемами построения датчика является то, что две интерферирующие волны все время находятся относительно близко в пространстве. Поэтому температурные изменения окружающей среды и связанные с ними фазовые сдвиги световых волн происходят с волнами практически одновременно, т. е. волны получают одинаковые паразитные фазовые сдвиги. По этим же причинам существенно уменьшается чувствительность датчика к вибрациям. Все это сильно улучшает эксплуатационные характеристики датчика.

### Заключение

В ходе работы спроектирован электронный блок обработки и собрана его рабочая модель, позволяющая управлять электрооптическим модулятором и измерять силу тока фотодетектора, содержащую информацию об измеряемой силе тока в проводнике. Для определения параметров волоконно-оптической части датчика произведен расчет в

математическом программном пакете Mathematica. Определены максимальные допуски на взаимное положение при стыковке волоконных элементов для достижения точности измерения силы тока 0.1%. Разработаны и опробованы способы изготовления волоконно-оптического зеркала и волоконно-оптической четвертьволновой пластины. Рассчитаны оптимальные параметры используемого в чувствительной части оптического spun волокна.

На втором этапе работы планируется собрать и настроить волоконно-оптический датчик тока. На последующих этапах для обеспечения чувствительности датчика к более слабому магнитному полю будут использованы вместо spun волокна другие специальные магнитооптические волокна. Таким образом, изменяя чувствительный элемент, датчик можно будет адаптировать для соответствующего диапазона токов и магнитных полей. Также для дальнейшего расширения динамического диапазона планируется использовать схему обработки сигнала с обратной связью.

### Литература

1. Donati S., Annovazzi-Lod V., Tambosso T. Magneto-optical fibre sensors for electrical industry: analysis of performances //IEE Proceedings. – 1988. – V. 135. – № 5. – PP. 372–382.
2. Blake J., Tantaswadi P., de Carvalho R.T. In-Line Sagnac Interferometer Current Sensor //IEEE Transactions on Power Delivery. – 1996. – V. 11. – №. 1. – PP. 116–121.
3. Kersey D. Fiber Optic Current Sensor Based on Faraday Rotation in a Resonant Fiber Ring /Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting. – Proceedings LEOS, 1988.
4. Bohnert K., Brändle H., Brunzel M.G., Gabus P., Guggenbach P. Highly Accurate Fiber-Optic DC Current Sensor for the Electrowinning Industry //IEEE Transactions on industry applications. – 2007. – V. 43. – №. 1. – PP. 180–187.
5. Kurosawa K., Shirakawa K., Kikuchi T. Development of Optical Fiber Current Sensors and Their Applications /IEEE/PES Transmission and Distribution Conference & Exhibition: Asia and Pacific. – Dalian, China. – 2005.
6. Laming R.I., Payne D.N. Electric Current Sensors Employing Spun Highly Birefringent Optical Fibers //Journal of lightwave technology. – 1989. – V. 7. – №. 12. – PP. 2084–2094.
7. Dong X., Chu C.B., Kong K.H., Chiang K.S. Phase Drift Compensation for Electric Current Sensor Employing a Twisted Fiber or a Spun Highly Birefringent Fiber // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2000. – V. 6. – №. 5. – PP. 803–809.
8. Takahashi M., Sasaki K., Terai K. Optical current sensor for DC measurement /Transmission and Distribution Conference and Exhibition. – Asia Pacific. – 2002.

## **ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ СВЕТОДИОДОВ В МЕДИЦИНСКОМ ПРИБОРОСТРОЕНИИ**

**Д.А. Кузьмин**

**Научный руководитель – Б.П. Папченко**

В данной работе рассматриваются перспективы применения УФ светодиодов в области физиотерапии и УФ диагностики. Рассмотрен метод биофотометрии, позволяющий определять лечебные дозы облучения, исходя из индивидуальных особенностей пациента, и осуществлять постоянный контроль процесса лечения.

Ключевые слова: фотометрия, светодиоды, ультрафиолет, облучение, физиотерапия, диагностика

### **Введение**

Значение солнечного света для терапии во все времена было не только известно, но и признано. В пользу этого говорят следующие краткие исторические данные, взятые из монографии Н. Rieder «Светолечение», 1902 г.

Автор отмечает, что первые сообщения о солнечных ваннах принадлежит Геродоту (484 г. до н.э.). Платон, Диоген, Цицерон в своих сочинениях усиленно советуют своим современникам «*ambulare in solar*».

У древних римлян солнечные ванны были общепризнанной процедурой. Для этой цели в большинстве купальных заведений у римлян существовали приспособления для солнечных ванн. В древнеримских частных домах были устроены даже собственные солярии, или помещения для солнечных ванн (большой частью на крыше), в которых обитатели дома могли подвергать себя действию солнечных лучей и на которые ссылается Плиний младший (62–114 г.) в своих сочинениях. Гален (II столетие н.э.) считал климатическое лечение лучшим средством против чахотки. По сообщениям Oribasius'a (лейб-медика императора Юлиана), часто применяли с лечебной целью одновременно солнечную и песочную ванны, к которым прибавляли еще гидратическую процедуру.

Авиценна, арабский врач и философ, учил (еще 1100 лет тому назад), что люди, подвергающиеся действию солнечных лучей и совершающие при этом много движения на свежем воздухе, тем самым предохраняют себя от болезней.

В настоящее время выпускается целый ряд приборов для проведения физиотерапевтических процедур, диагностики и косметических процедур с использованием светодиодов, лазеров и ламп различных диапазонов спектра. Появление мощных светодиодов различного спектрального диапазона, в том числе УФ, дало новый толчок их развитию. Так, например, в УМП «Лазерный центр ИТМО» для клинических испытаний в составе аппарата «СПЕКТР ЛЦ-02» передана светодиодная УФ матрица с  $\lambda=365$  нм мощностью 48 мВт и 64 мВт.

Своей задачей мы ставим разработку нескольких устройств для измерения оптических параметров кожи и слизистой оболочки, которые позволят повысить качество и эффективность физиотерапевтических процедур. Особо следует отметить появление УФ светодиодов, которые с одной стороны привели к разработкам приборов для физиотерапевтических процедур в области УФ терапевтического облучения кожи (в том числе антираhitное, загарное), с другой стороны, наличие источников УФ позволяет создать компактные измерители оптических характеристик кожи в УФ диапазоне.

## **Биофотометрические основы диагностики**

Свет, отраженный от организма, несет всю информацию о нем. Важно, по-видимому, знать, как эту информацию получить с тем, чтобы она была объективной, воспроизводимой, статистически значимой, т.е. метрологически обоснованной.

Взаимодействие оптического излучения с биотканями подчиняется законам оптики – отражается, проникает, преломляется, огибает, накладывается.

Отражается от поверхности ткани около 43–55% падающего светового потока. Коэффициент отражения кожей оптического излучения (ОИ) зависит от многих причин. У женщин он выше на 5–7% , чем у мужчин; у стариков после 60 лет ниже, чем у молодых; у белой кожи на 6–8% выше, чем у пигментированной. При охлаждении снижается на 10–15%, при увеличении угла падения луча возрастает в десятки раз. Проникшее ОИ многократно рассеивается, поглощается и преобразуется в энергию колебаний, электронного возбуждения, диссоциации, ионизации молекул, что активизирует биологические соединения. Часть энергии идет на возбуждение вторичного излучения в ткани, которое действует на незначительном расстоянии. Ткани организма являются многослойной рассеивающей средой, толщина и структура которой влияют на поглощение ЛИ. Поляризованное излучение поглощается хуже, чем неполяризованное по физическим законам. Коэффициент пропускания света при большом числе слоев должен убывать экспоненциально, но в ткани происходит нарушение этого вследствие многократного отражения излучения и разной плотности «упаковки клетки». Рассеивание ЛИ зависит от длины волны и оптических свойств тканей. Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения кожи отличаются у больных и здоровых людей, что используют для диагностики, выбора лечебной тактики, контроля и прогнозирования эффекта назначенного лечения. Например, если облучение раны приводит к увеличению поглощения ЛИ во время процедуры, то следует ожидать нормализации трофики тканей на другой день, а уменьшение, наоборот, говорит о низкой эффективности лечения. «Терапевтический коридор» дозы (поток мощности) лежит в пределах 0,1–1 Дж/см<sup>2</sup>.

### **Фотобиологические процессы в коже. Фотомедицина**

Раздел медицины, изучающий терапевтическое и патологическое воздействие электромагнитного излучения оптического диапазона на человека и животных, называется фотомедициной.

Исследуемые фотомедициной фотобиологические процессы начинаются с поглощения кванта света эндогенными хромофорами: белками, нуклеиновыми кислотами, уроканиновой кислотой, порфиринами и др. и заканчиваются какой-либо физиологической реакцией (позитивной или негативной) на уровне организма. Особенностью биологического воздействия излучения оптического диапазона является ярко выраженная зависимость биологического эффекта от длины волны излучения. Биологически активен весь диапазон (200–800 нм), но наиболее значительные эффекты имеют место под действием ультрафиолетового излучения (200–400 нм).

Поглощение ультрафиолета происходит в покровных тканях – коже (рис. 1), а также в роговице и хрусталике глаза.

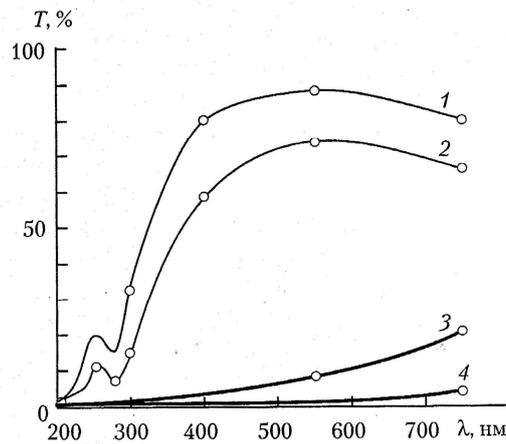


Рис. 1. Спектры пропускания покровных тканей человека с белой кожей: 1 – верхний слой эпидермиса толщиной 0,03 мм (роговой слой); 2 – слой эпидермиса толщиной 0,05 мм; 3 – собственно кожа–дерма (2 мм); 4 – кожа и подкожная жировая клетчатка (25 мм)

Строение кожи и биологическое воздействие оптического излучения представлены на рис. 2 и 3 [4].

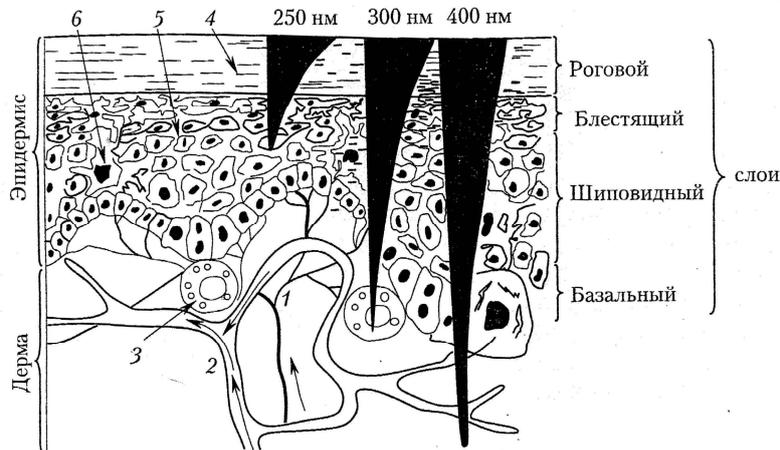


Рис. 2. Схема строения кожи. Показана глубина проникновения света в эпидермис и дерму при 250, 300 и 400 нм: 1 – нервные волокна и окончания; 2 – кровеносные сосуды; 3 – тучные клетки (секретируют гистамин, серотонин и др.); 4 – роговые клетки; 5 – кератиноциты; 6 – клетки Лангерганса (участвуют в иммунном ответе)

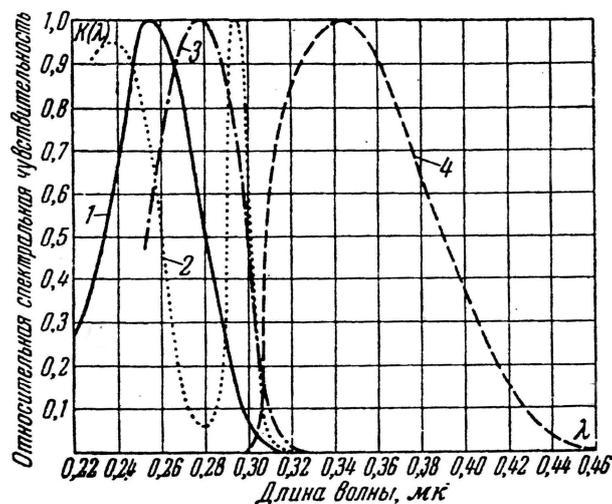


Рис. 3. 1 – бактерицидная чувствительность, 2 – эритемная чувствительность, 3 – антирахитная чувствительность, 4 – загарная чувствительность

Таким образом, очень важным для медицинских целей является точное определение коэффициента отражения человеческих тканей.

### Назначение, устройство и принцип работы фотометрического шара

Наиболее распространенным способом измерения коэффициента отражения диффузно рассеивающей поверхности является способ, описанный Тейлором. Этот способ основан на использовании фотометрического шара, т.е. полого шара, внутренняя стенка которого равномерно покрыта слоем белой краски с коэффициентом отражения  $\rho$ , рассеивающей свет в соответствии с законом Ламберта.

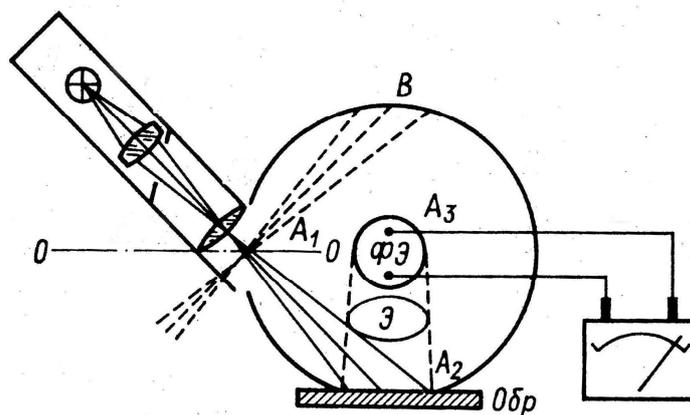


Рис. 4. Оптическая схема шара Тейлора

Из общей теории фотометрического шара нам важны рекомендации для разработки конкретной конструкции, выбору ее материалов и покрытий.

- Изображение диафрагмы должно уместиться на внутренней части поверхности образца, оставляя вдоль его края некоторую свободную часть. Это требование связано с тем, что часть потока, диффундирующая внутри слоя за пределы освещенной площади, не должна ускользать от измерения, закрываясь непрозрачным краем отверстия.

- Экран Э помещается внутри шара, так, чтобы лучи, отраженные образцом, не могли попасть на светочувствительную поверхность фотоэлемента.

- Внутренняя поверхность должна рассеивать свет по закону Ламберта.

- Размер экрана должен быть ничтожно мал по сравнению с радиусом шара, а коэффициент отражения шара достаточно близок к единице.

- Суммарная площадь отверстий  $A_1$ ,  $A_2$  и  $A_3$  должна быть существенно меньше площади шара.

Величина перечисленных возмущающих факторов определяет точность измерений, из условий к требуемой точности конструктор определяет суммарную допустимую величину погрешности и распределяет ее между конструктивными элементами с учетом требований к габаритам, стоимости, производительности и т.д.

Для учета поправки, учитывающей влияние отверстий в стенке шара, в случае матовых, хорошо рассеивающих поверхностей, имеется формула:

$$\rho_{об.} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{1}{(1 - \sigma_1 / S)} \approx \frac{n_1}{n_2} \cdot (1 + \sigma_1 / S);$$

где  $\sigma_1$  – площадь отверстия  $A_1$ ;  $S$  – общая площадь сферы;  $n_1$  и  $n_2$  – отсчеты по шкале гальванометра.

По этой формуле при конструировании исходя из заданной погрешности (2–3% для медицинских применений) мы будем выбирать значения диаметров отверстия  $A_1$  и фотометрической сферы.

В настоящее время ведется разработка технического задания на конструирование нескольких модификаций биофотометров и УФ облучателей. В работе используется опыт по созданию совместно с профессором М.Т. Александровым малогабаритного биофотометра, работающего с длинами волн  $\lambda=0,63$  и  $\lambda=0,89$  для фотометрирования слизистой оболочки (ротовая полость) и кожи и светодиодных осветителей для применения в микроскопии, физиотерапии, дефектоскопии, УФ полимеризации клеев.

В зависимости от поставленных целей планируется разработать:

- 1) биофотометры для УФ процедур (антирахит, солярий);
- 2) биофотометры для физиотерапевтических процедур;
- 3) биофотометры для диагностических процедур;
- 4) биофотометры для научных исследований;
- 5) осветители УФ диапазона для различных назначений.

В основу конструкторской проработки ложатся следующие параметры:

- спектральный диапазон работы;
- количество измерительных каналов;
- количество рабочих диапазонов;
- точность измерения коэффициента отражения;
- габариты;
- интерфейс;
- равномерность светового потока;
- плотность светового потока;
- размеры освещаемой зоны.

Анализ этих составляющих выявляет ряд проблем, которые должны быть решены в ходе разработки оптической схемы и конструирования:

1) сведение к минимуму рассеяния на входном отверстии сферы, так как посторонний свет, попавший внутрь фотометра, может существенно исказить результаты измерений;

2) определение приемлемых габаритов прибора с точки зрения эргономики;

3) простая и быстрая смена диодных головок с сохранением минимальных габаритов всей конструкции;

4) создание ПО, позволяющего приводить результаты измерений в разных спектральных диапазонах, к единой системе параметров (это связано с различиями в мощности у СД, работающих в разных областях спектра);

5) создание оптических элементов для УФ светодиодов, обеспечивающих вышеперечисленные требования.

### **Заключение**

Разработка биофотометров будет вестись по двум направлениям: унификации и специализации. Это объясняется существенными отличиями требований в зависимости от области медицины и требований пользователя. При этом будут разрабатываться отвечающие поставленным задачам источники УФ излучения.

### **Литература**

1. Александров М.Т. Лазерная клиническая биофотометрия (теория, эксперимент, практика). – М.: Техносфера. – 2008.
2. Владимиров Ю.А., Потапенко А.Я. Физико-химические основы фотобиологических процессов: учебник для вузов. – М.: Дрофа. – 2006.
3. Гуревич М.М. Фотометрия (теория, методы и приборы). – Л.: Энергоатомиздат. – 1983.
4. Круковская Л.П. Ультрафиолетовое излучение: – его биологическое воздействие, приемники. – СПб: СПбГТУ. – 2005.

# ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

УДК 001.51

## РАЗРАБОТКА СХЕМЫ ЛАЗЕРНОГО ЛОКАЦИОННОГО ПРИБОРА ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ СКРЫТОГО ВИДЕОНАБЛЮДЕНИЯ

П.Б. Рудометова

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.В. Коротаев

Представленная работа посвящена исследованию и разработке схемы лазерного локационного прибора для обнаружения скрытого видеонаблюдения, работающего на длине волны безопасной для глаза человека и обеспечивающего минимальные энергетические потери.

Ключевые слова: лазерный локационный прибор, световозвращающая оптическая система, коэффициент пропускания излучения, геометрические потери, неосевая засветка, дальность действия прибора

### Введение

Одним из возможных путей повышения эффективности оптико-электронной борьбы является разработка оптико-локационных комплексов, принцип действия которых основан на эффекте световозвращения, проявляющемся при зондировании инспектируемых ОЭП лазерным излучением [1, 6]. При этом лазерное излучение должно соответствовать нормам безопасности для глаза наблюдателя. По этой причине предлагается использовать в качестве зондирующего излучения безопасную для глаза человека длину волны 1,54 мкм.

Также использование излучения на 1,54 мкм является выгодным с точки зрения прохождения атмосферы, так как в области 1,54 мкм лежит окно прозрачности атмосферы. У излучения на длине волны 1,54 мкм значительно меньшее, чем в видимом диапазоне релеевское рассеяние, что облегчает проведение скрытого сканирования пространства.

Есть еще одна причина использования данной длины волны: оптические покрытия, наносимые на все виды оптических приборов, обычно являются просветленными в видимом диапазоне длин волн, т.е. в диапазоне от 0,3 до 0,9; 1 мкм. В обычных наблюдательных приборах диапазон просветления не доходит до длины волны 1,54 мкм. Отсюда следует, что излучение подсветчика будет отражаться от обнаруживаемой оптики как от обычного стекла (отражение от стекла К8 равно 4–5%), а не как от просветленной оптики, где отражение излучения всего 0,5–1%.

### Описание схемы прибора

Исследуемый прибор обнаружения скрытого видеонаблюдения относится к системам наблюдения визуального типа [2]. Следовательно, глаз человека будет являться конечным получателем информации.

Прибор состоит из следующих устройств: передающий канал прибора, приемный канал прибора, блок формирования видеосигнала, визуальный канал, генератор, задающий частоту и длительность источника излучения, и блок питания.

На рис. 1 представлена структурная схема прибора, где ПОС – передающая оптическая система и излучатель образуют передающий канал прибора, ПрОС – приемная оптическая система и ФПУ – фотоприемное устройство образуют приемный канал прибора. Блок формирования видеосигнала (БФВС) состоит из 32-х предусилителей, 32 пороговых устройств (ПУ) и 32-х мультивибраторов, соединенных в

единый электронный блок обработки. Визуальный канал представляет собой зрительную трубу, в сетке которой расположены жидкокристаллические индикаторы (ЖКИ). А также, в состав схемы входят генератор, задающий частоту зондирующего излучения и блок питания.

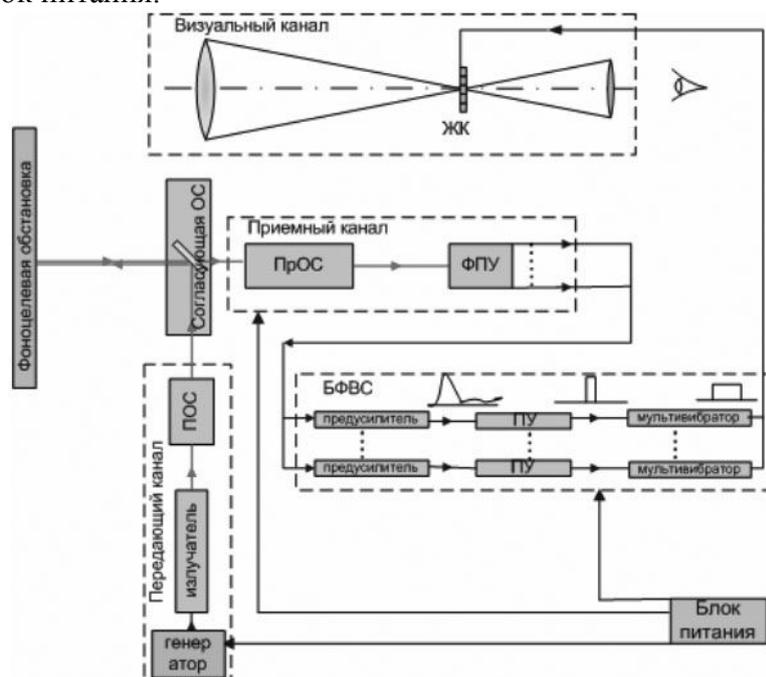


Рис. 1. Структурная схема прибора

Как уже было сказано, в качестве источника излучения, выбран импульсный лазерный диод, излучающий на длине волны 1,54 мкм. Источник излучения предназначен для подсветки анализируемого поля зрения, которая обеспечивает появления блика, если в поле имеется обнаруживаемая оптическая система. Импульсный режим позволяет оптимизировать электронный канал, формирующий видеосигнал, отображающий факт обнаружения объекта. Кроме того, импульсный режим способствует снижению энергопотребления от блока питания, что в свою очередь снижает вес прибора и длительность непрерывной работы.

Приемный канал прибора включает в себя фотоприемное устройство и приемную оптическую систему. В качестве фотоприемного устройства выбрана линейка фотодиодов с топологией в виде шахматной линейки.

Выбор приемника остановился именно на линейке фотодиодов, исходя из удобства сканирования пространства. Так линейка фотодиодов, состоящая из 32 фотодиодов, просканирует по высоте угол в  $1^\circ$ , а по горизонтали предполагается ручное сканирование с определенной скоростью  $3^\circ/\text{с}$ .

В конструкцию фотоприемника включена интерференционная пластина, пропускающая излучение только на длине волны 1,54 мкм, что значительно уменьшает вероятность ложной тревоги и повышает вероятность правильного обнаружения зондируемого излучения, отраженного от световозвращающего элемента.

Свет, отраженный от световозвращающей оптической системы, вернется точно в том же направлении, откуда был испущен. Поэтому необходимо использовать специальное оптическое решение, в результате которого отраженный свет попадет на фотоприемное устройство, а не на источник излучения. На рис. 2 показан вариант схемы согласования с плоским зеркалом. Здесь плоское зеркало 3 занимает центральную зону объектива фотоприемника.

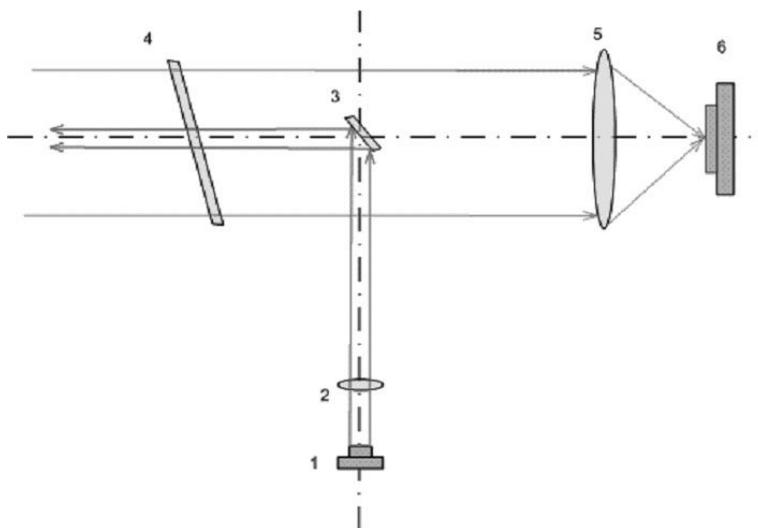


Рис. 2. Схема согласующей оптики с плоским зеркалом: 1 – излучатель; 2 – оптика излучателя; 3 – плоское зеркало; 4 – защитное окно; 5 – фотоприемник; 6 – объектив фотоприемника

Представленный вариант схемы был выбран как оптимальный вариант:

- соединяет оптические оси источника и приемника излучения;
- минимальное количество входящих в него элементов, а также удобное расположение излучающего и приемного каналов способствуют созданию компактного ручного переносимого прибора;
- минимальные потери зондирующего излучения (менее 1,4%) увеличивают возможность обнаруживать оптические объекты на дальних расстояниях.

Визуальный канал прибора представляет собой зрительную трубу, в фокальной плоскости, т.е. в сетке, которой находится система жидкокристаллических элементов.

Расположение жидкокристаллических индикаторов должно полностью соответствовать топологии расположения линейки фотодиодов.

Блок формирования видеосигнала включает в себя:

- канал усиления, состоящий из блока усилителей, усиливающих принимаемый сигнал с каждой фотодиодной площадки фотоприемника;
- блок формирователей сигнала обнаружения, состоящий из пороговых устройств, срабатывающих при определенном значении напряжения на входе; из мультивибраторов, которые увеличивают длительность полезного сигнала для нормального восприятия их глазом.

С выхода блока формирования видеосигнала сигнал поступает на жидкокристаллический индикатор, который далее воспринимается человеческим глазом вместе с фоновой обстановкой, которая наблюдается в зрительную трубу.

### Исследование энергетических характеристик прибора

Анализируемый прибор для обнаружения скрытого оптического наблюдения обладает следующими особенностями, которые влияют на потери зондирующего излучения.

1. Принцип действия данного прибора основан на регистрации блика, отраженного от сетки, фотопленки или ПЗС-матрицы, находящейся в фокальной плоскости обнаруживаемого прибора. Из-за явления световозвращения зондирующего излучения возникает необходимость совмещения оптических осей приемного и передающего каналов разрабатываемого прибора при помощи специальной конструкции согласующей оптики.

2. Разрабатываемый прибор предполагает ручное сканирование, поэтому не требуется большого поля зрения фотоприемника и расходимости излучающего канала. В

качестве фотоприемного канала используется линейная матрица с полем зрения  $1^\circ \times 0,06^\circ$ . В качестве излучателя используется подсветчик с расходимостью излучения, аналогичной полю зрения фотоприемника:  $\Theta_{u1} \times \Theta_{u2} = 1^\circ \times 0,06^\circ$ . Выходной диаметр излучающего канала равен  $d_{изл} = 5$  мм. Входной диаметр приемного канала равен  $D_{вх} = 40$  мм.

3. Минимально возможное значение общего коэффициента потерь излучения, при котором разрабатываемый прибор выдаст сигнал обнаружения, составляет  $2 \cdot 10^{-6}$ . Это значение коэффициента: отношение порогового значения принимаемой мощности к мощности излучателя.

Общий коэффициент пропускания равен произведению всех потерь [3, 4, 5]:

$$\tau_{общ} = \kappa \cdot \tau_{oc1} \tau_{oc2}^2 \tau_{oc3} \tau_{атм}^2 K_H \rho \cdot \tau_\phi \tau_\alpha \cdot \tau_{из} \cdot \chi, \quad (1)$$

где  $\tau_{oc1}$ ,  $\tau_{oc2}$ ,  $\tau_{oc3}$  – коэффициенты пропускания оптической системы, формирующей излучение, обнаруживаемого объекта и приемной оптической системы;  $\tau_{oc1} = \tau_{oc3} = 0,995$ ,  $\tau_{oc2} = 0,95$ ;  $\tau_{атм}$  – коэффициент пропускания атмосферой,  $\tau_{атм} = 0,85$ ;  $\rho$  – коэффициент отражения от сетки объекта,  $\rho = 0,05$ ;  $\tau_\phi$  – коэффициент пропускания полезного излучения интерференционным фильтром,  $\tau_\phi = 0,998$ .

Общее значение всех потерь на пропускание и на отражение составит:  $\tau_l = 0,03$ .

Геометрические потери:  $\kappa$  – коэффициент, учитывающий потери излучения на входном зрачке обнаруживаемого объекта из-за несоответствия геометрических размеров объекта и засвечиваемого пятна в плоскости объекта;  $\tau_\alpha$  – коэффициент, учитывающий потери при неосевых засветках;  $\tau_{co}$  – коэффициент, учитывающий потери при прохождении согласующей оптики;  $\chi$  – коэффициент, учитывающий потери отраженного от объекта излучения в плоскости обнаружителя.

Итак, коэффициент, учитывающий геометрические потери в плоскости объекта найдем из соотношения:

$$\frac{S_{об}}{S_{л}} - \text{отношение площади объекта, на которую падает излучение подсвета, к}$$

площади засвечиваемого пятна в плоскости объекта.

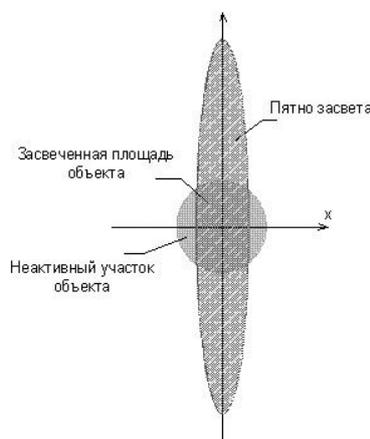


Рис. 3. Соотношение площадей объекта и пятна засвета при радиусе объекта большем, чем горизонтальная полуось объекта

Таким образом, можно сделать заключение, что при  $r \geq a$  коэффициент потерь:

$$\kappa = \frac{S_{об}}{S_n} = \frac{2 \left( \int_0^{x1} \sqrt{r^2 - x^2} dx + \int_{x1}^a \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} dx \right)}{ab}, \quad (2)$$

При  $r \leq a$  коэффициент потерь:

$$\kappa = \frac{S_{об}}{S_n} = \frac{2\pi r^2}{ab}, \quad (3)$$

где  $a = R \cdot \operatorname{tg} \frac{\Theta_{и1}}{2}$ ,  $b = R \cdot \operatorname{tg} \frac{\Theta_{и2}}{2}$ .

Углы расходимости излучения осветителя известны и являются постоянной величиной:  $\Theta_{и1}=0,06^\circ$  и  $\Theta_{и2}=1^\circ$ .

Таким образом, коэффициент зависит только от соотношений радиуса объекта  $r$  и дальности обнаружения объекта  $R$ .

Далее рассмотрим  $\chi$  – коэффициент, учитывающий потери отраженного излучения в плоскости обнаружителя.

На рис. 4 показаны крайние лучи отраженного потока при осевой засветке:

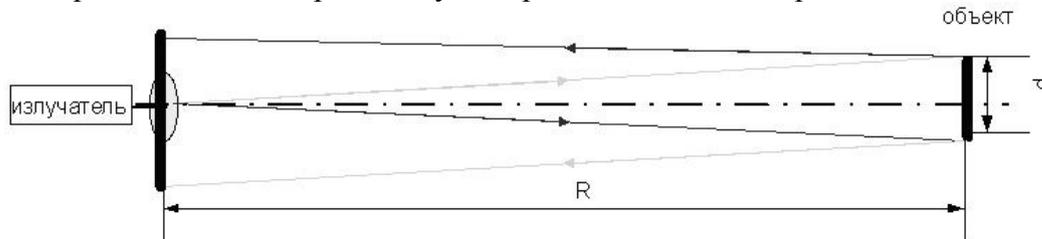


Рис. 4. Диаметр засвечиваемого пятна в плоскости прибора

Из рис. 4 видно, что диаметр засвечиваемого пятна в плоскости приемника (и излучателя) в два раза превосходит диаметр отражателя, то есть объектива обнаруживаемого оптического объекта. Входной диаметр обнаружителя равен  $D_{ex} = 40$  мм. Коэффициент  $\chi$  зависит только от диаметра обнаруживаемого объекта.

Таким образом, если  $d \geq 20$  мм, то коэффициент, учитывающий потери излучения на входном зрачке обнаружителя равен:

$$\chi = \left( \frac{D_{ex}}{2d} \right)^2, \quad (4)$$

где  $D_{ex}$  – диаметр входного зрачка обнаружителя;  $d$  – диаметр обнаруживаемого объекта.

В случае, если  $d \leq 20$  мм, коэффициент  $\chi$  будет равен единице, т.е. потерь на входном зрачке обнаружителя не будет.

Поскольку, было принято  $d_{max}=200$  мм, то  $\chi_{min}=0,01$ ;  $\chi_{max}=1$ .

Также учитывается коэффициент потерь при прохождении согласующей оптики  $\tau_{со}$ .

Размер отражающего зеркала соответствует диаметру оптики излучателя  $d_{зерк}=10$  мм. Отсюда следует, что площадь зеркала перекрывающая отраженное излучение составляет  $S_{зерк}=78,5$  мм<sup>2</sup>.

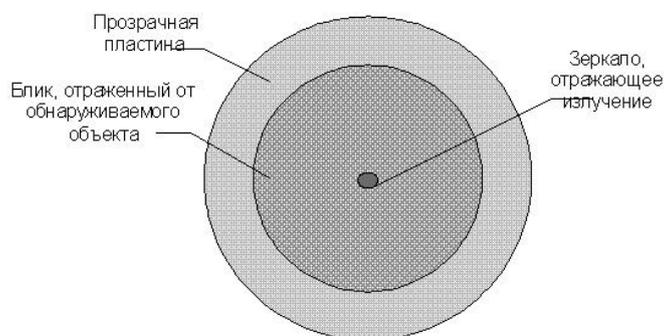


Рис. 5. Потери при отражении от согласующей оптики

Примем минимальный диаметр обнаруживаемого объекта равным  $d_{обmin}=0,01$  м, а максимальный  $d_{обmax}=0,2$  м.

Диаметр блика, отраженного от обнаруживаемого объекта в плоскости обнаружителя будет в два раза больше. Отсюда, площадь пятна вычисляется, как

$$S_{\text{пятн}} = \pi d_{\text{об}}^2. \quad (5)$$

Тогда потери при отражении от зеркала можно определить из следующего отношения:

$$\tau_{\text{со}} = \frac{S_{\text{пятн}} - S_{\text{отв}}}{S_{\text{пятн}}}, \quad (6)$$

Получаем, что минимальное значение коэффициента равно  $\tau_{\text{со}}=0,75$ , а максимальное значение –  $\tau_{\text{со}}=0,9994$ .

Расчет этого коэффициента наглядно подтверждает рациональность использования в качестве согласующей оптики не полупрозрачное зеркало, потери на котором составили бы 75%, а небольшого перекрывающего излучение зеркала: потери не более 25%.

При неосевой засветке коэффициент уменьшается в зависимости от угла  $\alpha$  между оптической осью обнаружителя и оптической осью отражающего объекта, который в свою очередь зависит от относительного отверстия прибора  $f/d$ .

Рассмотрим предельные углы, под которыми можно обнаружить объект. Очевидно, что существуют углы, при которых объект зарегистрировать невозможно.

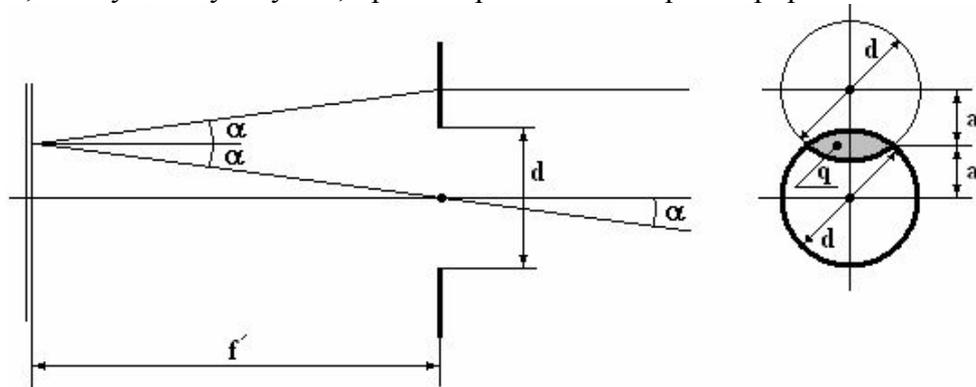


Рис. 6. Схема определения предельного угла наблюдения объекта

Из рис. 6 видно, что, при падении излучения на обнаруживаемый объект под некоторым углом к его оптической оси, часть отраженного от сетки излучения теряется из-за ограничения его выходным зрачком.

Так, при падении излучения под некоторым углом  $\alpha$ , лучи отразятся от сетки и выйдут только из заштрихованной области (рис. 6).

Найдем коэффициент  $\tau_{\alpha}$ , который зависит от угла  $\alpha$  и равен отношению заштрихованной области к площади всего зрачка:

$$\tau_{\alpha} = \frac{S'}{S_{\text{об}}}. \quad (7)$$

Если угловое разрешение объекта, т.е. отношение  $r/R$ , где  $r$  – радиус обнаруживаемого объекта;  $R$  – дальность обнаружения прибора, меньше угла расходимости излучения, то площадь излучения падающего на входной зрачок объекта  $S_{\text{об}} = \pi d^2 / 4$ .

Можно показать, что площадь возвращаемого пучка составляет:

$$S' = \frac{d^2}{4} \cdot [2\beta - \sin 2\beta], \quad (8)$$

где  $\beta = \arccos\left(2 \frac{f}{d} \operatorname{tg} \alpha\right)$ ;  $d$  – диаметр входного зрачка обнаруживаемого объекта;  $\alpha$  – угол между оптической осью обнаружителя, т.е. падающего излучения и оптической осью отражающего объекта.

Допустим, выполняется условие, при котором угловое разрешение объекта, то есть отношение  $r/R$ , меньше угла расходимости излучения, тогда коэффициент  $\tau_\alpha$  можно найти из формулы:

$$\tau_\alpha = \frac{S'}{S_{об}} = \frac{1}{\pi} \cdot [2\beta - \sin 2\beta], \quad (9)$$

$$\beta = \arccos\left(2 \frac{f}{d} \operatorname{tg} \alpha\right).$$

Можно сделать вывод, что коэффициент  $\tau_\alpha$  зависит от двух параметров системы: от угла  $\alpha$  между оптической осью обнаружителя и оптической осью отражающего объекта, и от относительного отверстия самого отражающего объекта, т.е. от диафрагменного числа  $f/d$ .

Зависимость  $\tau_\alpha(\alpha)$  приведена на рис. 7.

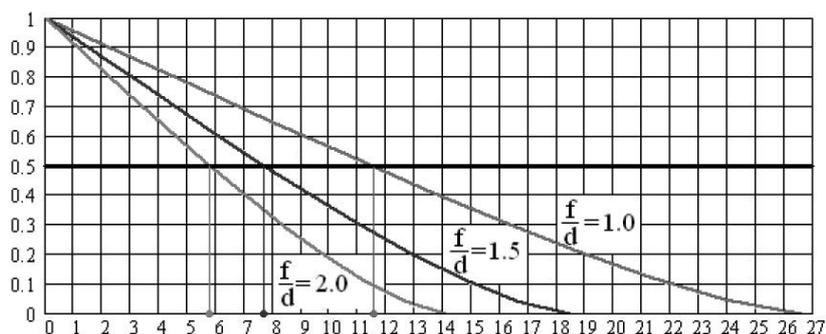


Рис. 7. Зависимость  $\tau_\alpha(\alpha)$  для трех значений диафрагменного числа

Предельные значения  $\alpha = \alpha_{max}$  соответствуют  $\tau_\alpha(\alpha) = 0$ . Так при относительном отверстии  $f/d = 1$  предельный угол равен  $27^\circ$ . При  $f/d = 1,5$ :  $\alpha_{max} = 18,5^\circ$  и т.д. Можно сделать вывод, что при увеличении значения диафрагменного числа обнаруживаемого объекта предельный угол, при котором еще можно зарегистрировать отражение от обнаруживаемого объекта становится меньше.

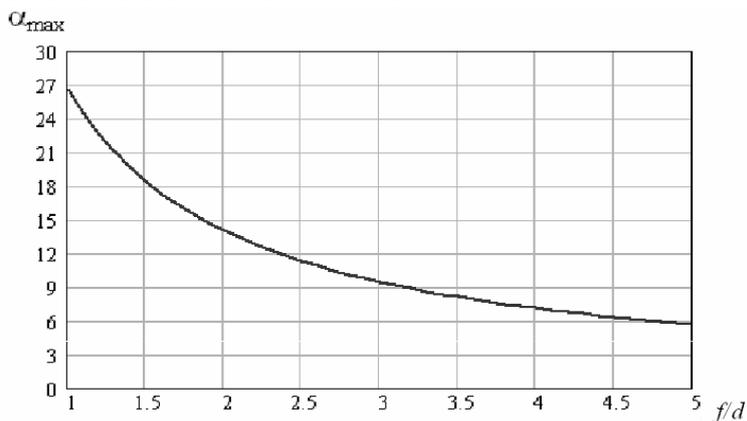


Рис. 8. Зависимость максимального угла наблюдения объекта в зависимости от диафрагменного числа объектива

На рис. 8 приведен график зависимости  $\alpha_{max}(f/d)$ , из которого следует, что большему значению диафрагменного числа соответствует меньшее значения максимального угла, под которым можно зарегистрировать объект. Следует отметить, что большему значению  $f/d$  соответствуют объективы зрительных труб, снайперских винтовок; меньшему – объективы приборов ночного видения и тепловизоров, что в определенных условиях позволяет проводить селекцию объектов.

Формулу для нахождения общего коэффициента потерь можно представить в виде:

$$\tau_{\text{общ}} = \frac{\tau_1(2\beta - \sin 2\beta) \cdot D_{\text{ex}}^2}{8 \operatorname{tg} \frac{\Theta_1}{2} \operatorname{tg} \frac{\Theta_2}{2} R^2} \left( 1 - \frac{r_{\text{изл}}^2}{4r_{\text{об}}^2} \right), \quad (10)$$

где  $\beta = \arccos\left(2\frac{f}{d}\operatorname{tg}\alpha\right)$ ,  $f/d$  – диафрагменное число объекта;  $\alpha$  – угол между оптической осью обнаружителя и оптической осью отражающего объекта;  $R$  – расстояние до обнаруживаемого объекта;  $r_{\text{об}}$  – радиус обнаруживаемого объекта;  $r_{\text{изл}}$  – радиус выходного зрачка оптической части излучающего канала,  $r_{\text{изл}}=2,5$  мм.

Отсюда: минимальные потери будут в случае обнаружения объекта с диаметром входного зрачка 200 мм на расстоянии 50 метров, и это значение будет составлять  $\tau_{\text{общ}} = 2 \cdot 10^{-3}$ , т.е. на обнаружитель вернется 0,17% от начального зондирующего излучения. Максимальные потери будут при обнаружении объекта с диаметром входного зрачка 10 мм на расстоянии 500 метров:  $\tau_{\text{общ}} = 4 \cdot 10^{-6}$ .

Минимально возможное значение общего коэффициента потерь излучения, при котором разрабатываемый прибор выдаст сигнал обнаружения, составляет  $2 \cdot 10^{-6}$ . Это значение коэффициента: отношение порогового значения принимаемой мощности к мощности излучателя. Исходя из значения этого коэффициента, можно найти максимальную дальность обнаружения при осевой засветке прибора. Пусть диаметр обнаруживаемого объекта больше 20 мм и дальность действия больше 200 м. Тогда максимальная дальность действия прибора с учетом всех коэффициентов потерь будет равна 1500 метров.

В результате проведенных исследований был обоснован выбор безопасной рабочей длины волны 1,54 мкм, была проанализирована схема построения прибора, был произведен энергетический расчет системы с учетом специфики конструкции прибора, позволяющей уменьшить потери полезного излучения. Было показано, как коэффициент потерь будет изменяться в зависимости от дальности  $R$ , на которой обнаружен объект, от диаметра обнаруживаемого объекта и от угла  $\alpha$  между оптической осью обнаружителя и оптической осью отражающего объекта. Максимальная дальность действия прибора составит 1500 метра при осевой засветке и минимальном значении коэффициента общего пропускания  $2 \cdot 10^{-6}$ . Также была выведена и представлена зависимость угла обнаружения от диафрагменного числа, что в свою очередь позволит производить селекцию обнаруживаемых приборов, т.е. решит одну из центральных проблем обнаружения.

## Литература

1. Ишанин Г.Г. Источники излучения для ОЭП. – Л.: ЛИТМО. – 1984. – 239 с.
2. Ишанин Г.Г., Панков Э.Д., Челибанов В.П. Приемники излучения. – СПб: Папирус. – 2003. – 527 с.
3. Тимофеев О.П. Энергетический расчет измерительных оптико-электронных систем с лазерами. – Л.: ЛИТМО. – 1986. – 56 с.
4. Ермаков Б.А. Оптико-электронные приборы с лазерами. – Л.: ГОИ. – 1982. – 200 с.
5. Коротаев В.В., Мусяков В.Л. Энергетический расчет ОЭП. Учебное пособие. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2006.
6. Барышников Н.В., Карасик В.Е. Современные задачи разработки локационной аппаратуры для дистанционного обнаружения оптических приборов. – <http://www.licexpo.ru/2002/news/publications/494.stm>

## ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНОГО СВЕТОВОГО ПОТОКА СВЕТОДИОДОВ

О.В. Круглов

Научные руководители:

д.т.н. В.Н. Кузьмин (ООО «НТП «ТКА»), д.т.н., профессор Г.Г. Ишанин

По прогнозам тайваньского Центра индустриальной экономики и знаний (IEK), мировой рынок светодиодного освещения достигнет 1,4 миллиарда долларов к 2010 году. Светодиоды, которые еще вчера были лишь индикаторами в аудио видео технике, сегодня в ответственных светофорах, автомобильной технике, везде и всюду пестрят бегущие строки и огромные дисплеи реклам, а в магазины завалины светодиодной продукцией таких фирм лидеров, как Cree, Lumileds, Avago и Osram (рис. 1). Одновременно с улучшением характеристик, повышением надёжности, увеличением номенклатуры светодиодов, возрастает необходимость в простых и точных методиках и приборах измерения и контроля их параметров, как на этапе производства, так и в процессе работы. В этой статье представлены наработки по этой проблематике ООО «НТП «ТКА».

Ключевые слова: светодиод, измеритель светового потока, метод «интегрирующей сферы», гониометрический метод



Рис. 1. Примеры применения светодиодов

### Введение

Тесно сотрудничая, как с производителями светодиодной продукции, так и с её потребителями выявили, что важнейшей величиной, первой на которую смотрят при выборе светодиода, и важнейший показатель достижений в области производства светодиодов фирм лидеров, является световой поток. Именно созданию малогабаритных приборов с хорошими точностными характеристиками и их исследованию, посвящена эта статья.

### Способы измерения полного светового потока

Имеются два принципиально различающихся способа измерения полного светового потока:

- гониометрический метод;

- метод «интегрирующей сферы» («сферы Ульбрихта»).

### Гониометрический метод

Суть этого метода основана на пошаговой фиксации значений силы света светодиода при его повороте на известный угол. Уменьшение погрешности измерений и получение наиболее достоверного углового распределения возможно при минимальном значении шага угла поворота светодиода относительно фотометра (или наоборот).

Современные гониофотометрические установки имеют шаг несколько угловых минут. Одновременно выполняются измерения осевой силы света и её пространственное распределение. На основании этих данных рассчитывается световой поток. Получение светового потока светодиода с пространственным распределением силы света произвольной формы определяется с помощью индикатрис излучения большого числа плоскостей ( $nI_v(\Theta)$  при  $n \rightarrow \infty$ ) и последующим вычислением среднего значения [2].

$$F_n = \int_{-\theta_n}^{\theta_n} I_v(\theta_n) d\theta_n \quad (1)$$

$$F_\Sigma = \frac{F_1 + F_2 + \dots + F_n}{n} \quad (2)$$

Процесс измерения этим методом является наиболее перспективным с точки зрения информативности, он используется почти всеми производителями при определении параметров своей продукции. Но, как показывают многочисленные исследования, например, приведённые в статье С. Никифорова [1], этот метод, может приводить к значительной погрешности в значении светового потока, особенно у светодиодов с малым углом излучения.

Для измерения этим методом есть ещё один недостаток, это состав измерительной установки, которая включает:

- фотометрическую скамью или рельс;
- гониометр;
- скоррегированный под  $V(\lambda)$  фотодиод с погрешностью не выше 5%;
- цифровой вольтметр.

Желательно иметь персональный компьютер для обработки данных измерений, если добавить сюда высококвалифицированный персонал и затраты времени, то для многих производителей и уж тем более потребителей этот метод будет очень проблематичным и дорогим.

### Метод «интегрирующей сферы»

Это метод подходит для реализации рабочего средства измерения светового потока он является наиболее простым, достаточно точным и позволяет проводить измерения светового потока источника с произвольным распределением излучения в окружающем пространстве на порядки быстрее, чем гониометрический метод.

В классическом исполнении интегрирующая сфера представляет собой полый шар, выкрашенный изнутри матовой белой краской. Его используют для сопоставления неизвестного светового потока с заранее вычисленным световым потоком образцового источника. Теория фотометрического шара [2] показывает, что световой поток, рассеиваемый его внутренней стенкой, распределяется по ней совершенно равномерно. По этому, если внутрь полый сферы, стенка которой имеет во всех точках одинаковый коэффициент отражения  $\rho$ , поместить источник  $S$  излучающий световой поток  $F$ , то отражённый от стенки шара поток создаст во всех точках одну и ту же освещённость  $E_1$  [3].

$$E_1 = \frac{\rho F}{(4\pi r^2)}, \quad (3)$$

где  $r$  – радиус шаровой поверхности

Вторично отражённый световой поток  $\rho 2\Phi$  снова равномерно распределится по стенке шара, и дополнительная освещённость  $E_2$  окажется равным [4].

$$E_1 = \frac{\rho^2 F}{(4\pi r^2)}. \quad (4)$$

И т.д. до бесконечности.

Общая (суммарная) освещённость  $E_{об}$  в некоторой точке на внутренней поверхности шара будет равна [5].

$$E_{об} = E_{и} + \frac{\rho}{1-\rho} \cdot \frac{F}{4\pi r^2}, \quad (5)$$

где  $E_{и}$  – освещённость в некоторой точке при непосредственном падении света на поверхность шара. Очевидно, что освещённость  $E_{и}$  не будет одинакова во всех точках, и она зависит, как от положения источника  $S$  внутри шара так и от его светораспределения.

Если, однако с помощью малого непрозрачного экрана, помещённого внутрь шара, защитить малый участок стенки от попадания света непосредственно от источника, то освещённость этого участка  $E_{об}$  будет равна [6].

$$E_{об} = \frac{\rho}{1-\rho} \cdot \frac{F}{4\pi r^2} = \alpha F, \quad (6)$$

где  $\alpha$  – коэффициент пропорциональности, зависящий только от свойств шара.

Поэтому если испытуемый источник  $S$  с известным световым потоком  $F$  заменить внутри шара на образцовый источник  $S_0$  с известным световым потоком  $F_0$ , то очевидно, что освещённость, которая получится в некоторой точке  $M$ , будет определяться формулой [7]

$$E_o = \alpha F_0. \quad (7)$$

Или, разделив выражение (6) на (7), получим

$$F = \frac{F_0 E}{E_0}. \quad (8)$$

Установив тем или другим способом отношение освещённостей, можем определить неизвестный световой поток  $F$  интересующего нас источника.

### Измеритель светового потока ТКА ККТ

На базе «интегрирующей сферы» сферы и была создана экспериментальная пара приборов для отработки методики измерений и исследования метрологических характеристик. Прибор имеет очень простую конструкцию и представляет, из себя фотоприемное устройство и блок обработки (рис. 2).

Фотоприемное устройство это сферический интегратор (рис. 3) диаметром 90 мм с тубусом для установки диафрагм под разные диаметры светодиодов и встроенным в стенку, фотодиодом с чувствительностью скорректированной светофильтрами под кривую видности глаза  $V(\lambda)$  (с погрешностью не превышающей 5%). Сферический интегратор позволяет измерять свет, испускаемый светодиодом во всех направлениях. Эти измерения не зависят от угла свечения и не подвержены угловым погрешностям, характерным для фотометрического тестирования.



Рис. 2. Внешний вид прибора

Светодиод устанавливается с соблюдением последней спецификации, принятой СЕЕ, предполагающей, что корпус светодиода должен полностью находиться в сфере.

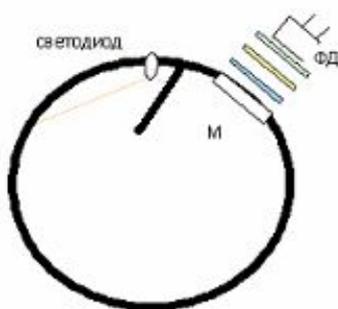


Рис.3. Схема фотоприемного устройства

То обстоятельство, что некоторые светодиоды имеют весьма узкий спектральный диапазон излучения, выработывает необходимость расчета поправочного коэффициента, как для учета погрешности корригирования, так и для исключения систематической погрешности связанной с переходом от источника типа А (калибровка фотометрической головки) к спектру излучения светодиода.

Поправочный коэффициент должен рассчитывается для каждого типа светодиода и пересчитывается в случае изменения, как режима работы, так и изменений условий работы. Измерения спектральных характеристик (рис. 4) приборов и исследуемых светодиодов проводились, как на спектрофотометре производимого в стенах нашей фирмы, так и на установке 1 разряда.

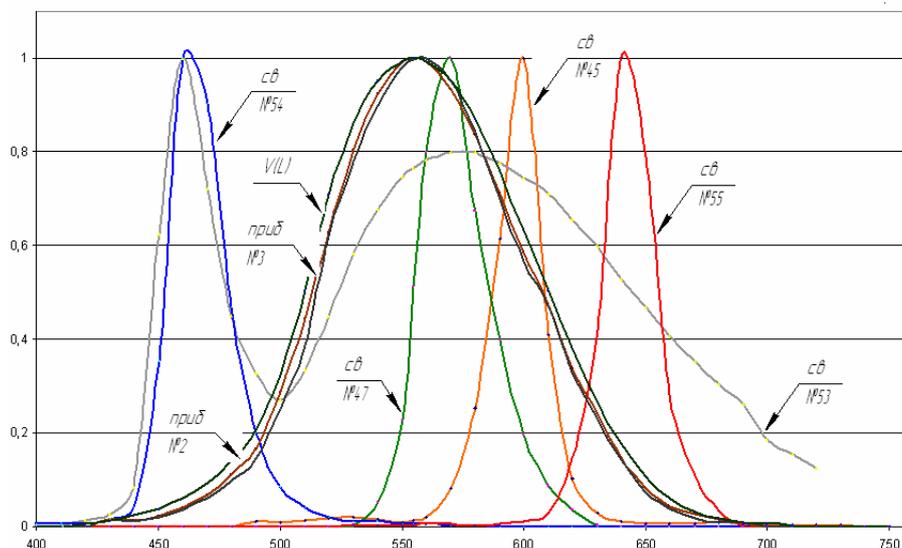


Рис. 4. Спектральные характеристики некоторых светодиодов и приборов в сравнении с кривой видности глаза

По результатам расчета поправочного коэффициента по формуле [9], была составлена таблица для приборов. В ней в процентах указана погрешность измерения светодиода с той или иной спектральной характеристикой.

$$f_1(z) = \left| \frac{\int_{0.38}^{0.78} F_{e\lambda}^A \cdot V_{\lambda}(L) d\lambda \int_{0.38}^{0.78} F_{e\lambda}^{ce} \cdot S_{e\lambda}^{np} d\lambda}{\int_{0.38}^{0.78} F_{e\lambda}^A \cdot S_{e\lambda}^{np} d\lambda \int_{0.38}^{0.78} F_{e\lambda}^{ce} \cdot V_{\lambda}(L) d\lambda} - 1 \right| \cdot 100\%, \quad (9)$$

где  $F_{e\lambda}^A$  – распределение спектральной плотности потока излучения источника типа А;  $V_{\lambda}(L)$  – относительная спектральная световая эффективность монохроматического излучения;  $S_{e\lambda}^{np}$  – спектральная чувствительность прибора;  $F_{e\lambda}^{ce}$  – распределение спектральной плотности потока излучения светодиода.

Таблица. Поправочные коэффициенты для приборов

светодиоды	54	53	47	45	55
прбор №2	-15,1	1,1	4,9	0,6	-8,2
прбор №3	-22,4	1,6	7,9	1,3	-10,7

### Заключение

Не смотря на не плохие результаты испытаний прибора, нельзя оставить без внимания тот факт, что для измерения с высокой точностью нам необходимо постоянно пересчитывать поправочный коэффициент прибора, как для каждого светодиода, так и для каждого его режима работы. А это требует, как дополнительных спектральных измерений.

Существует несколько вариантов решения этой проблемы.

- Использование измерителя светового потока ТКА ККТ в совокупности с таблицей поправочных коэффициентов для последующего пересчёта пользователем самостоятельно.

- Изготовление измерителя светового потока с минимизацией погрешности, под конкретный спектральный диапазон (конкретную группу цветов светодиодов).

- Выходом из данной проблемы может стать использование сферического интегратора в совокупности со спектральным прибором. Так в нашей лаборатории использовался сферический интегратор в совокупности со спектроколориметром ТКА-ВД (рис. 5).

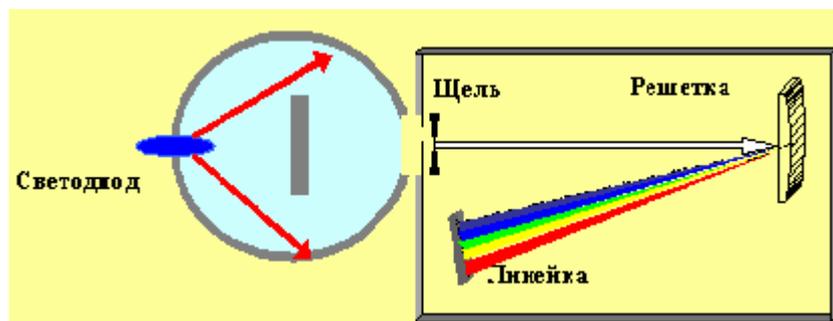


Рис. 5. Блок схема использования сферического интегратора в совокупности со спектральным прибором ТКА-ВД

Использование данного способа имеет ряд преимуществ:

1. высокая точность в следствии корректирования цифровыми фильтрами;
2. высокая информативность (графики и таблицы спектров, координаты цветности, цветовая температура);

3. простота процесса измерения;
4. возможность сброса данных на ПК;
5. к недостаткам можно отнести существенное повышение стоимости.

### **Литература**

1. Никифоров С. Почему светодиоды не всегда работают так, как хотят их производители. Журнал «Компоненты и технологии». – №7. – 2005. – 178 с.
2. Гуревич М.М. Фотометрия теория методы и приборы. Ленинград ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ. – 1983. – 267 с.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАНАРНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РАВНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНЫ**

**Е.М. Богатинский**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент А.Н. Тимофеев**

Рассматриваются особенности анализа энергии в плоской круговой оптической равносигнальной зоне. Исследуется распределение облученности, создаваемой линейкой полупроводниковых излучающих диодов, в произвольной точке пространства в пределах зоны управления оптико-электронной системы.

Ключевые слова: зона оптическая равносигнальная

Обеспечение управления строительной и измерительной техникой относительно плоскости является актуальной задачей для современного приборостроения. Использование в качестве измерительной базы параметров оптического излучения позволяет обеспечить автоматизацию процесса контроля смещений рабочих органов техники [1]. Для обеспечения высокой точности позиционирования на больших дистанциях в качестве базы предлагается использовать круговую оптическую равносигнальную зону (ОРСЗ).

В связи с изложенным выше исследование особенностей формирования планарной ОРСЗ актуально. Оптико-электронные приборы, предназначенные для контроля положения объектов относительно базовой плоскости известны достаточно хорошо, однако для создания аналогичных систем необходимо провести дополнительные исследования.

В связи с тем, что облученность в каждой точке зоны управления оптико-электронной системы (ОЭС) распределена неравномерно [2], возникает необходимость исследовать распределение энергии в пространстве, охваченном областью работы ОЭС.

Требуется, чтобы оптическая равносигнальная зона была как можно ближе к плоскости, ведь ее форма, главным образом, определяет погрешность работы ОЭС позиционирования.

Поэтому целесообразно провести исследования, направленные на изучение влияния расфокусировки и аберраций оптической системы формирователя базовой плоскости (ФБП) на пространственное распределение облученности в планарной ОРСЗ, что в конечном итоге определяет главную погрешность позиционирования системы [3].

Принято считать [4], что энергия в ОРСЗ распределена надлежащим образом (без существенных провалов) для уверенной идентификации, и до настоящего времени исследования распределения энергии не проводились. Однако же это распределение носит крайне неравномерный характер.

Впервые предлагается для обеспечения непрерывности распределения облученности в круговой планарной ОРСЗ использовать многоэлементный источник излучения, представляющий собой кольцо, составленное из расположенных вплотную друг к другу полупроводниковых излучающих диодов (ПВД).

В опубликованных нами по данной проблеме работах [4], проводились исследования, однако во внимание не брались аберрации. Тем больший интерес показывает возможность дать наглядное представление о распределении энергии светового поля с учетом аберраций оптической системы ФБП и обобщить имеющийся материал. Указание исходных параметров в допущении пренебрежимо малых погрешностей дает возможность не только теоретического, но и экспериментального подтверждения.

Впервые предлагается в методике расчета облученности в точке использовать принцип суперпозиции для многоэлементного источника излучения. Для нахождения

облученности в произвольной точке  $M$  на дистанции  $L$  (рис. 1), необходимо изображения 3 противоположащего к этой точке ПИД 1 и его соседних спроектировать через эту точку на плоскость выходного зрачка 2. Тем самым определим некоторую область, из которой выходят все лучи, прошедшие далее через точку  $M$ . Пересечение проекции 4 изображений ПИД с областью выходного зрачка и определит нам эффективный размер зрачка. Предполагаем, что в данном примере энергетическая яркость фона постоянна, и дистанция рассмотрения много больше диаметра выходного зрачка оптической системы ФБП ( $L \gg D_{\text{вых}}$ ).

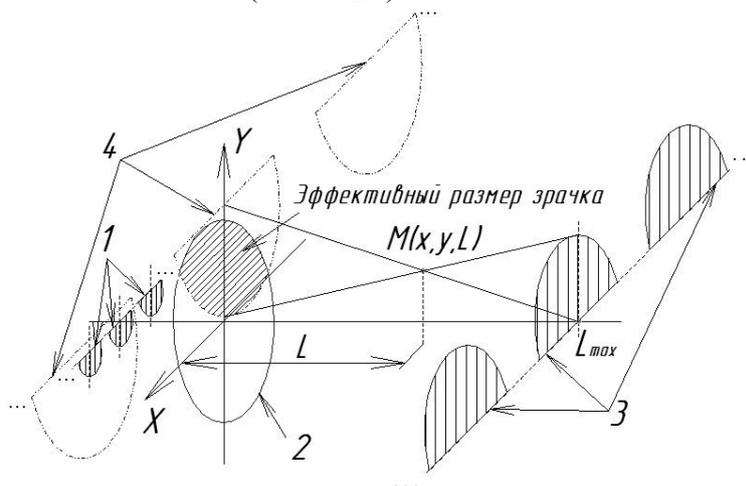


Рис. 1. Графическое пояснение к методике расчета облученности в произвольной точке оптического луча для идеальной оптической системы

Считаем, что угол излучения ПИД невелик, это позволит полагать величину энергетической яркости ПИД  $L_e$  постоянной. Тогда искомая величина облученности в точке  $M$  в общем виде находится согласно выражению:

$$E = \frac{L_e \tau}{L^2} \sum_i S_{\text{эф}i}, \quad (1)$$

где  $S_{\text{эф}i}$  – эффективная площадь зрачка, образованная пересечением проекции  $i$ -того ПИД с плоскостью выходного зрачка прожектора;  $\tau$  – общий коэффициент пропускания излучения ПИД атмосферой и объективом ФБП.

Задавая координаты и дистанцию произвольной точки  $M$ , используя для нахождения  $S_{\text{эф}}$  численное интегрирование по методу Симпсона [5] с одинаковым значением весов в подынтервалах при помощи пакета прикладных программ MathCAD, предлагается находить величину  $S_{\text{эф}}$ . Однако в таком методе расчета присутствует граничная погрешность, обусловленная несовпадением области интегрирования с координатными линиями.

Для более точного расчета следует учитывать aberrации [6], проводящие к появлению зон размытости, в результате чего поперечное сечение пучка увеличивается при неизменной энергии, при этом падает плотность энергии оптического луча.

Излучение ПИД практически монохроматично. Поскольку система работает при малом вертикальном поле зрения [7], то предлагается учитывать в методике лишь сферическую aberrацию.

По определению сферической aberrации следует, что каждая зона выходного зрачка оптической системы ФБП проектирует ПИД на определенную дальность. Разбивая выходной зрачок на элементарные кольцевые зоны, согласно выражению (1), определим облученность, созданную этой кольцевой зоной, в произвольной точке  $M$ , считая, что сферическая aberrация внутри элементарной зоны есть величина постоянная. Тогда в зависимости от радиуса  $R$  элементарной кольцевой зоны, изображения ПИД получаются (рис. 2) на определенном расстоянии  $L_R$ .

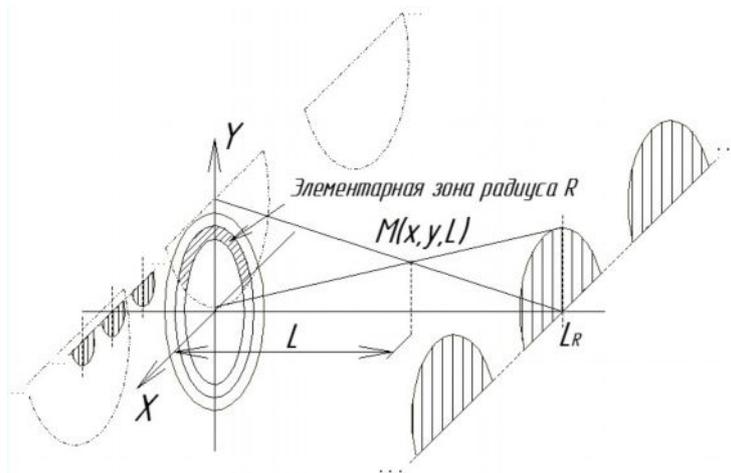


Рис. 2. Графическое пояснение к методике расчета облученности в точке луча для оптической системы с аберрациями

Поскольку величина  $L_R$  для каждой зоны своя, то выражение (1) преобразуется к следующему виду:

$$E = L_e \tau \Delta R \sum_i^R \sum_{j=0}^R \frac{l_{Rij}}{L_R^2}, \quad (2)$$

где  $\Delta R$  – шаг разбиения выходного зрачка на элементарные кольцевые зоны;  $l_{Rij}$  – длина дуги эффективной элементарной зоны  $j$  от каждого ПИД в количестве  $i$ .

Для случая трех соседних ПИД выражение (2) примет вид:

$$E = L_e \tau \Delta R \left( \sum_{i=0}^R \frac{l_{Ri1}}{L_R^2} + \sum_{i=0}^R \frac{l_{Ri2}}{L_R^2} + \sum_{i=0}^R \frac{l_{Ri3}}{L_R^2} \right). \quad (3)$$

Для заявленной методики примем, что объектив формирователя базовой плоскости сфокусирован на дистанцию  $L_{\max} = 100$  м.

С помощью программы OPAL была рассчитана и задана для реализации методики аналитически сферическая аберрация объектива формирователя базовой плоскости. Составлен алгоритм для расчета пространственного распределения энергии в произвольной точке с учетом аберрации оптической системы.

Одним из важных параметров ОЭС является энергетическая чувствительность, ведь она определяет погрешность работы. Поэтому целесообразно исследовать распределение этой величины в зависимости от дистанции контроля. В результате исследований следующая зависимость чувствительности ОЭС на оси ( $x = 0$ ) от дистанции контроля рис. 3:

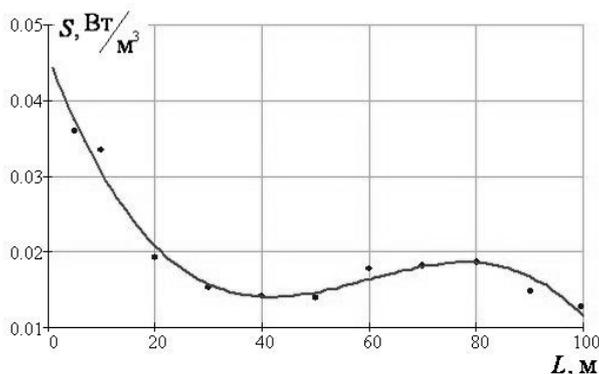


Рис. 3. Распределение чувствительности оптико-электронной системы в зависимости от дистанции контроля

На дистанциях от ФБП не превышающих 40 м зависимость чувствительности обратно пропорциональна кубу дистанции. Дальнейшее незначительное увеличение зависимости объясняется формой аберрации объектива ФБП [5].

В результате проделанной работы получено:

- предложена методика анализа пространственного распределения энергии, созданной многоэлементным источником излучения, в планарной ОРСЗ;
- с помощью пакета прикладных программ MathCAD составлен и проверен алгоритм расчета облученности по результатам предложенной методики;
- представлена зависимость чувствительности ОЭС с ОРСЗ от дистанции контроля;
- представленные в работе графические зависимости позволяют найти и оценить зоны уверенного управления.

В дальнейших исследованиях планируется создать макет и оценить влияние характера аберраций с помощью физической модели на точность позиционирования, а также провести дополнительные исследования стабильности пространственного положения планарной ОРСЗ.

### Литература

1. Цуккерман С.Т., Гридин А.С. Управление машинами при помощи оптического луча. – Л.: Машиностроение. – 1969. – 204 с.
2. Богатинский Е.М. Формирование и анализ пространственного распределения энергии в планарной оптической равносигнальной зоне // VII Международная конференция «Прикладная оптика-2006» Т. 3 / СПб: Оптическое общество им. Д.С. Рождественского. – 2006. – С. 297–301.
3. Гридин А.С. Распределение энергии в оптической равносигнальной зоне // Известия вузов. Приборостроение. – 1967. – Т. 10. – №1. – С. 93–97.
4. Джабиев А.Н., Мусьяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной. Монография / Под общей редакцией Э.Д. Панкова. – СПб: ИТМО. – 1998. – 238 с.
5. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем. – Л.: Машиностроение. – 1982. – 270 с.
6. Гридин А.С. Влияние аберраций на распределение энергии в оптической равносигнальной зоне // Известия вузов. Приборостроение. – 1967. – Т. 10. – № 5. – С. 106–109.
7. Богатинский Е.М. Выбор параметров построения оптической схемы прожектора, реализующего круговую оптическую равносигнальную зону // Девятая Санкт-Петербургская Ассамблея молодых ученых и специалистов / Аннотации работ по грантам Санкт-Петербургского конкурса 2004 г. для молодых ученых и специалистов. – СПб: Изд-во СПбГУ. – 2004. – С. 48–49.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЦВЕТОВОГО ПРОСТРАНСТВА HLS ДЛЯ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРИ ЦВЕТОВОЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ ДВИЖУЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ

Е.В. Горбунова

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.В. Коротяев

В статье обосновывается и исследуется применение цветового пространства HLS вместо основного цветового пространства RGB для обработки цветных цифровых изображений в системах технического зрения, предназначенных для идентификации движущихся объектов.

Ключевые слова: система технического зрения, цветовая модель RGB, цветовая модель HLS

## Введение

Цвет – это одно из свойств объектов материального мира, воспринимаемое как осознанное зрительное ощущение. Тот или иной цвет «присваивается» человеком объектам в процессе их зрительного восприятия [1].

В последние годы всё большее распространение получают информационно-измерительные оптико-электронные системы технического зрения, анализирующие цвета объектов, например различные цветовые сепараторы пищевых продуктов и мусора, приборы, контролирующие качество тканей, и т.п. Особый интерес для горнодобывающей промышленности представляет оптико-электронная система идентификации по цвету движущихся объектов.

Поэтому данная статья посвящена оптимизации представления цвета именно для обработки изображений при цветовой идентификации движущихся объектов.

Любой цвет или цветное изображение может быть закодировано с помощью основных моделей: RGB, HSB, CMYK, CIE XYZ и  $L^*a^*b^*$  или множества разнообразных моделей, разработанных для тех или иных нужд обработки цифровых изображений. Однако, цветовая модель CMYK не будет рассмотрена в рамках данной статьи, поскольку она используется исключительно для описания цветов при печати цветных изображений. Вследствие того, что описание цветов в системах CIE XYZ и  $L^*a^*b^*$  очень громоздко, как правило, эти модели не используются для анализа и обработки изображений в информационно-измерительных оптико-электронных системах технического зрения.

## Основная часть

Цвет объекта – понятие субъективное. Различные цветовые ощущения вызывают разноокрашенные предметы, их разноосвещённые участки, а также источники света и создаваемое ими освещение. В общем случае цвет предмета обусловлен следующими факторами: его окраской и свойствами его поверхности; оптическими свойствами источников света и среды, через которую свет распространяется и свойствами анализатора. Не существует единой системы описания цвета.

Для цифрового описания цвета были разработаны различные цветовые пространства (модели) – графические представления размерностей цвета.

В системах технического зрения, основанных на применении в качестве анализаторов приемников оптического излучения на цветных ПЗС и КМОП матрицах, основной цветовой моделью описания цифровых изображений является модель RGB.

## 1. Цветовое пространство RGB

Исторически первая, трехканальная яркостная модель RGB является логичным продолжением способа оцифровки изображения сканером, цветной матрицей или другим устройством ввода изображения, в том числе и глазом человека, поскольку разрабатывалась она исходя из особенностей восприятия цвета палочками и колбочками сетчатки глаза.

Описать действие цветовой модели можно на следующем примере: три линейки чувствительных элементов с помощью красного, синего и зеленого фильтров воспринимают свою часть спектра падающего на них света и преобразуют его в электрический ток. С помощью аналого-цифровых преобразователей электрический сигнал квантуется и в виде двоичных цифр записывается в файл на диск компьютера. В этой модели цвет *складывается* из яркостей трёх его составляющих: красной – Red, зеленой – Green и синей – Blue, поэтому эта модель называется аддитивной (т.к. она основана на аддитивном синтезе цвета) [1].

К достоинствам этой модели можно отнести:

- ее «генетическое» родство с аппаратурой (матрицей, глазом и т.д.);
- широкий цветовой охват (возможность отображать многообразие цветов, близкое к возможностям человеческого зрения);
- доступность многих процедур обработки изображения (фильтров) в программах растровой графики;
- сравнительно небольшой объем, занимаемый изображением в оперативной памяти компьютера и на диске.

К недостаткам этой модели можно отнести:

- коррелированность цветовых каналов, поскольку треугольник RGB, представляющий собой график цветностей, не учитывает яркости света (или светлоты), то координаты цветности каналов вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned} r &= R / (R + G + B); \\ g &= G / (R + G + B); \\ b &= B / (R + G + B). \end{aligned} \quad (1)$$

а, следовательно:

$$r + g + b = 1. \quad (2)$$

Поэтому, при увеличении яркости одного канала, другие каналы будут автоматически уменьшать яркость, что может привести к существенным ошибкам при определении оттенков одного цвета;

- возможность ошибки представления цветов по отношению к цветам, получаемым в результате цветоделения [2].

Так же, на основании многолетних исследований в области представления цвета зрительным аппаратом человека, можно прийти к выводу, что цветовое пространство RGB является неоднозначными. Этот вывод сделан на основании того, что области порогов изменения цветности, границы которых для среднего наблюдателя соответствуют областям визуально одинаковой цветности, имеют форму эллипсов, имеющих разный размер и наклон своих осей (см. рис. 1) [3].

Если цвет в системе определяется неоднозначно, а величина погрешности определения цвета информационно-измерительной системой одинакова, то число правильно определённых оттенков зелёного цвета гораздо выше, по сравнению с количествами правильно определённых оттенков красного и синего цветов. Этот эффект приводит к неоднородности измерений при использовании цветового пространства RGB для обработки и анализа изображений и информационных оптико-электронных системах технического зрения [3].

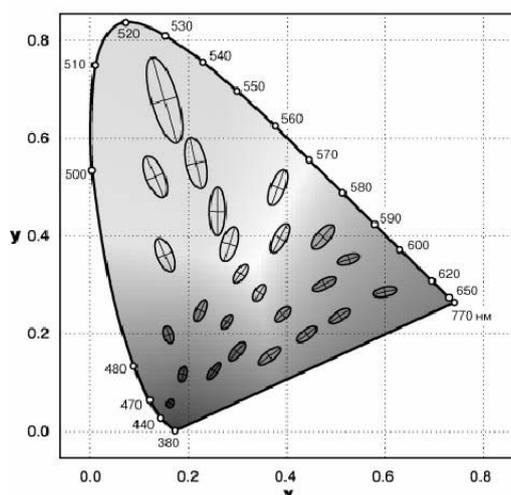


Рис. 1. Эллипсы областей визуально одинаковой цветности, нанесенные на график RGB (для наглядности представления эллипсы увеличены в 10 раз)

Кроме того, из-за зависимостей (1) и (2) градиционные оттенки одного цвета, например красного или оранжевого, от насыщенного до бледного будут характеризоваться неравномерным изменением цветовых координат.

## 2. Цветовое пространство HLS

Вследствие рассмотренных выше недостатков цветового пространства RGB, его применение для обработки цифровых цветных изображений в системах технического зрения, предназначенных для идентификации по цветовому признаку движущихся объектов, представляется затруднительным.

Альтернативой цветового пространства RGB в системах анализа и обработки изображений можно считать цветовое пространство HLS, в котором цвета определяются с помощью трех критериев, которые зрительный аппарат человека распознает интуитивно: цветового тона (Hue), насыщенности (Saturation) и яркость (Lightness). Цветовое пространство HLS представлено на рис. 2 для наглядности в виде пирамиды.

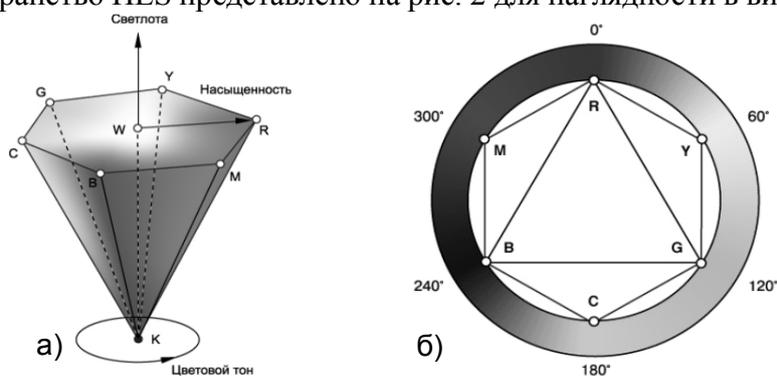


Рис. 2. Геометрическая модель расположения цветов в соответствии с цветовым тоном, насыщенностью и светлотой (а) и основание геометрической модели – цветовой круг (б)

Цветовой тон – это цвета цветового круга RGB/CMY, где каждому цвету соответствует определенный угол.

Насыщенность означает интенсивность цвета. Например, мягкий пастельно-оранжевый цвет имеет слабую насыщенность; ярко-оранжевый, в который окрашены конусы, применяемые в дорожных работах, наоборот, сильно насыщенный. В конусе HSB цвета в центре имеют насыщенность, равную 0, которая создает один из серых оттенков. По мере перемещения к внешней границе насыщенность цвета нарастает [4].

Яркость (цветовая, а не световая яркость) означает интенсивность цвета, или насколько светлым или темным он выглядит. При меньших значениях яркости цвет затемняется, создавая то, что вы воспринимаете как темный оттенок. В цилиндрической модели яркость меняется при перемещении с переднего на задний план. С одной стороны цилиндра яркость имеет наивысшее значение, а с другой – все цвета сводятся к чёрному.

HLS довольно распространенный формат, удобен для применения различных эффектов. В отличие от предыдущих спектров RGB, HLS является коническим. Для преобразования цвета из модели RGB в модель HLS, необходимо выявить максимальную и минимальную цветовую координату:

$$\begin{aligned} \max &= \max \begin{pmatrix} R \\ G \\ B \end{pmatrix}, \\ \min &= \min \begin{pmatrix} R \\ G \\ B \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3)$$

тогда перевод цветовых координат из системы RGB в систему HLS имеет вид [5]:

$$\begin{aligned} S &= \frac{\max + \min}{2} \\ L &= \begin{cases} \frac{\max - \min}{\max + \min} & \text{if } S \leq 0,5 \\ \frac{\max + \min}{2 - \max - \min} & \text{if } S > 0,5 \end{cases} \\ H &= \begin{cases} \frac{(\max - B) - (\max - G)}{\max - \min} & \text{if } \max = R \\ 2 + \frac{(\max - R) - (\max - B)}{\max - \min} & \text{if } \max = G \\ 4 + \frac{(\max - G) - (\max - R)}{\max - \min} & \text{if } \max = B \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

Одной из главных проблем при анализе цветов информационно-измерительными оптико-электронными системами является правильное задание рабочих диапазонов прибора. Для этого необходимо знать, насколько цвет объекта сепарации, получаемый с помощью фотометрического блока колориметрического сепаратора соответствует цвету, который воспринимается зрительным аппаратом человека.

### 3. Разработанный вариант цветового пространства HLS

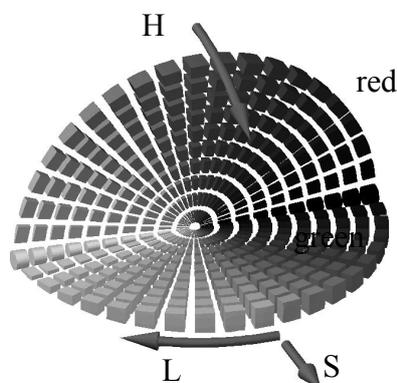


Рис. 3. Разработанный вариант представления цветового пространства HLS

На рис. 3 впервые представлена разработанная авторами модель цветовой системы HLS, несколько упрощённая для лучшего её понимания.

Эта модель наиболее близка к восприятию цвета человеческим глазом. Кроме того, наиболее удобна для оптических и фотометрических расчетов: оттенок  $H$  соответствует длине волны, светлота  $L$  – количеству света, насыщенность  $S$  – интенсивности. Так что эта модель будет удобна при работе с источниками света и материалами

Исследование показало, в данной цветовой системе задание нескольких цветовых диапазонов работы сепаратора с одним оттенком при разных насыщенностях или интенсивностях не окажет существенного влияния на время обработки изображения. Если же рабочие диапазоны отличаются всеми тремя параметрами, то время обработки существенно увеличится и сравнится со временем обработки в цветовой модели RGB.

Кроме того, цветовое пространство HLS лишено явных недостатков цветового пространства RGB. Т.е., цветовое пространство HLS является однородным и однозначным по представлениям зрительного аппарата человека. Также определение цвета (или задание рабочего диапазона информационно-измерительной оптико-электронной системы технического зрения) происходит по методу последовательных приближений и оттенки одного и того же цвета в данной модели можно задать посредством изменения всего одного из трех параметров задания цвета.

### Заключение

Вследствие проведенных исследований было доказано, что цветовое пространство RGB имеет ряд свойств, негативно влияющих на качество отображения цветовых оттенков, которые ограничивают применение этого цветового пространства для анализа изображений в информационно-измерительных оптико-электронных системах.

Описанные исследования показали преимущества разработанного варианта цветового пространства HLS над цветовым пространством RGB в показателях описания цветов, простоты задания оттенков, однородности и однозначности отображения цветов. Вследствие приведенных доводов, можно сделать вывод об оптимальности применения цветового пространства HLS для обработки и анализа изображений в информационно-измерительных оптико-электронных системах технического зрения.

### Литература

1. Домосёв М. Цвет, управление цветом, цветовые расчёты и измерения [электронный ресурс] – Режим доступа: <http://www.nordicdreams.net.ru>, свободный.
2. Моренко Р.А. Цвет и его свойства [электронный ресурс] – Режим доступа: <http://www.newreferats.ru>, свободный.
3. Горбунова Е.В., Коротаев В.В., Тимофеев А.Н. Оценка погрешности работы цветowego фотометрического блока сепаратора минерального сырья. //Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. Выпуск. 43 Современная оптика/ Главный редактор д.т.н., проф. В.Н. Васильев. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2007. – С.228–231.
4. Выбор цветового пространства при работе с цифровым видео, Компьютерная газета А-Z [электронный ресурс] – Режим доступа: <http://msk.nestor.minsk.by/kg/2006/21/kg62107.html> свободный.
5. Delphi и цветовые пространства [электронный ресурс] – Режим доступа: <http://www.gamedev.ru/community/delphinarium/articles/DelphiColorPart1> свободный.

## ДЕНСИТОМЕТР НА ОСНОВЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРА

В.В. Антонов

Научные руководители:

д.т.н. В.Н. Кузьмин (ООО «НТП «ТКА»), д.т.н., профессор Г.Г. Ишанин

В статье рассмотрена возможность денситометрического контроля копирования и тиражирования киноплёночной продукции на основе спектрофотометрического метода. В работе описан новый прибор, разработанный специалистами фирмы ООО «НТП «ТКА», на основе вышеупомянутого метода, а также рассмотрен способ уменьшения влияния рассеянного света с целью повышения точностных характеристик прибора.

Ключевые слова: денситометр, спектрофотометр, рассеянный свет

### Введение

Для обеспечения качественного хранения, копирования и тиражирования архивных фильмов и других плёночных материалов необходимо контролировать их оптические свойства. Одним из таких важных параметров является оптическая плотность.

Специалистами фирмы ООО «НТП «ТКА» уже был разработан денситометр «ТКА-КМ», предназначенный для денситометрического контроля плёночной продукции, измерения оптической плотности чёрно-белой плёнки, а также позитивов и негативов цветной в диапазоне не менее  $4D$ , при точности измерений  $\pm 0,01D$ , в диапазоне до  $2D$  и  $\pm(0,02-0,03)D$  при диапазоне до  $4D$ . Внешний вид прибора представлен на рис. 1, где 1 – блок осветителя и управления, 2 – прижим, 3 – предметный столик, 4 – панель управления [1].

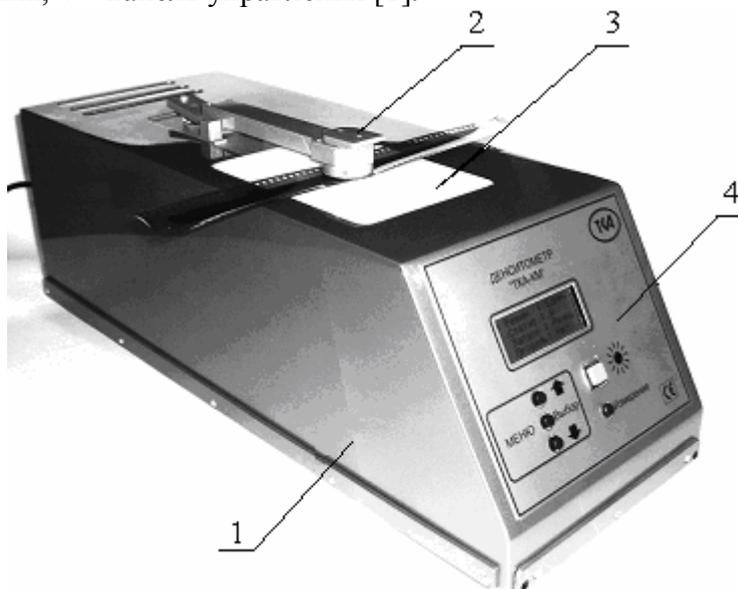


Рис. 1. Внешний вид денситометра «ТКА-КМ»

Однако в настоящее время возникла задача измерения коэффициента пропускания и оптической плотности плёночной продукции или различных оптических материалов (голографических пластин), толщина которых может варьироваться до 6 мм. Также стал вопрос о повышении точностных параметров прибора.

По ряду конструкционных причин разработанный прибор «ТКА-КМ» не способен удовлетворить заданные технические условия. К тому же он относится к приборам интегрального типа, что в свою очередь накладывает ограничения на метрологические

характеристики прибора и создает ряд трудностей в реализации прибора. В «ТКА-КМ» была реализована оптическая схема со светофильтрами, расположенными на вращающемся барабане. Коррекция спектральной чувствительности фотоприемника к заданному виду статусов А и М довольно трудоемка. Вращающийся барабан выдвигает ряд повышенных конструктивных требований и вызывает ряд трудностей в юстировке.

### Денситометр – спектрофотометр

Хотя рассмотренные проблемы решаемы, в новой разработке было предложено реализовать схему прибора спектрального типа. Таким образом, определение интегральных характеристик плёночной продукции осуществляется через определение спектрального состава проходящего потока излучения с последующим вычислением заданных величин.

Спектральное распределение потока излучения можно изобразить в виде столбиков для каждого участка спектра шириной  $\Delta\lambda$  и высотой, равной однородному потоку на этом участке спектра  $\Delta\Phi_e(\lambda)$  (рис. 2) [2].

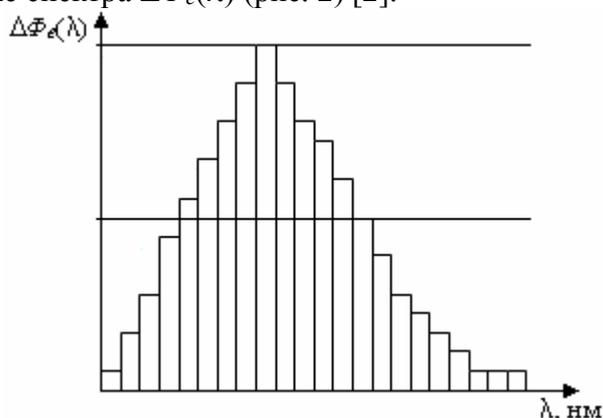


Рис. 2. Спектральное распределение потока излучения

Таким образом, спектральная плотность потока излучения  $\Phi_{e,\lambda}$  равна:

$$\Phi_{e,\lambda} = \Delta\Phi_e / \Delta\lambda.$$

Для повышения точности характеристики спектрального распределения потока излучения следует стремиться к возможно минимальной ширине участка спектра  $\Delta\lambda$ . Принимая ширину этого участка стремящейся к нулю, получим в пределе:

$$\Phi_{e,\lambda} = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \left( \frac{\Delta\Phi_e}{\Delta\lambda} \right) = \frac{\partial\Phi_e}{\partial\lambda},$$

где  $\partial\Phi_e$  – монохроматический поток излучения.

Интегрируя функцию спектральной плотности в заданном спектральном диапазоне, получим искомый поток излучения:

$$\Phi_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e,\lambda}(\lambda) \partial\lambda.$$

Такой путь определения интегральных характеристик излучения через интегрирование функции спектральной плотности в видимой и ультрафиолетовой области спектра решает многие проблемы, присущие приборам интегрального типа [2]. К тому же специалисты фирмы ООО «НТП «ТКА» уже имеют определенный опыт и наработки в реализации подобных оптико-электронных систем.

Таким образом, реализация рассмотренного принципа привела к созданию нового прибора – денситометра на основе спектрофотометра.

В основе прибора лежит оптическая схема, показанная на рис. 3, состоящая из следующих элементов: 1 – источник света; 2 – система линз; 3 – поворотное зеркало; 4 – ограничивающая диафрагма; 5 – фильтр; 6 – устройство для формирования пространственной характеристики; 7 – входная щель полихроматора; 8 – дифракционная решётка; 9 – диодная линейка.

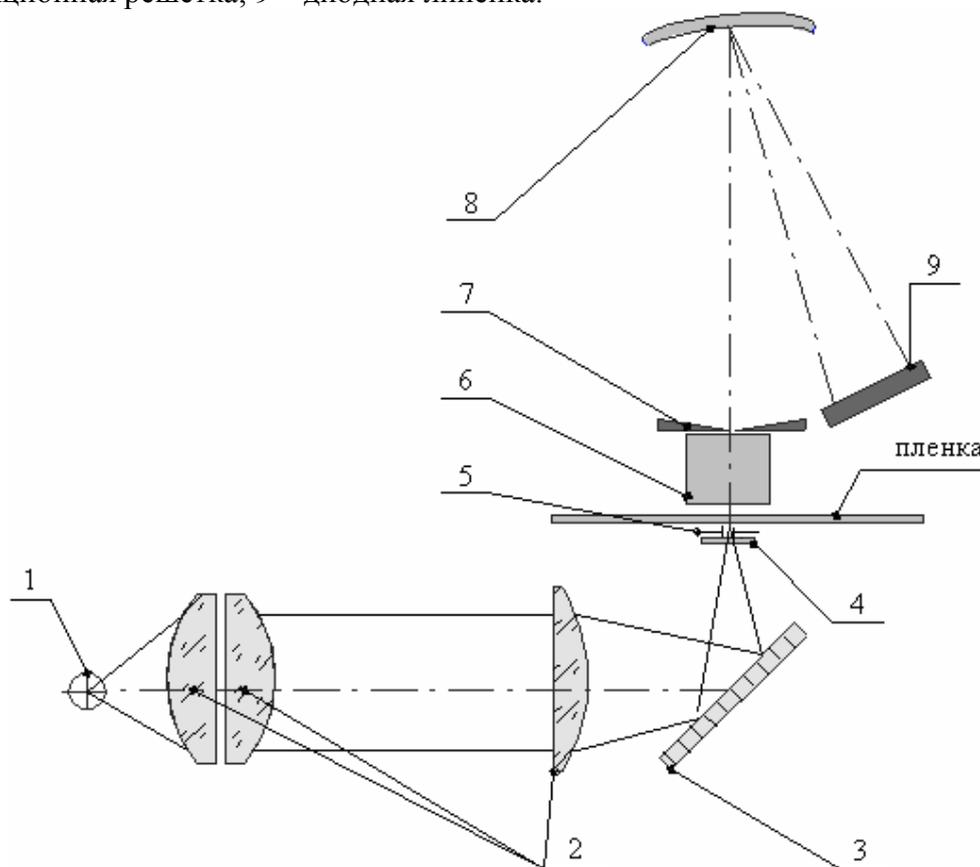


Рис. 3. Оптическая схема спектрального денситометра

В качестве источника излучения используется галогенная лампа. С помощью трёхлинзовой оптической системы излучение фокусируется на выходную плоскость отверстия диафрагмы, закреплённой внутри предметного столика, за которой расположен измеряемый образец (фотографическая пленка). Весь диффузный свет, прошедший через образец попадает на устройство для формирования пространственной характеристики. Излучение исследуемого источника, пройдя устройство для формирования пространственной характеристики, попадает в диспергирующее устройство. Устройство представляет собой полихроматор на дифракционной решетке с регистрацией разложенного излучения (380–760 нм) фотодиодной линейкой.

Хотя данная модификация прибора «ТКА-КМ» определяет интегральное значение оптической плотности, однако его следует относить к приборам спектрального типа, а не интегрального, так как в основе его измерений лежит разложение светового потока в спектр с последующим вычислением значений спектральных составляющих. Для получения спектрального состава потока излучения используется дифракционная решетка. Отсюда возникает ряд проблем, характерных для подобных спектральных приборов, таких как, например, борьба с рассеянным светом.

Рассеянный свет существенным образом влияет на погрешность измерения. В данном приборе было решено измерять рассеянное излучение и вычитать его из суммарного светового потока. Уровень рассеянного света измерялся следующим образом: перед измерительной головкой денситометра ставился светофильтр КС-15,

имеющий коэффициент пропускания  $K_{\text{проп}}$ , показанный на рис. 4, в качестве источника излучения использовалась галагеновая лампа.

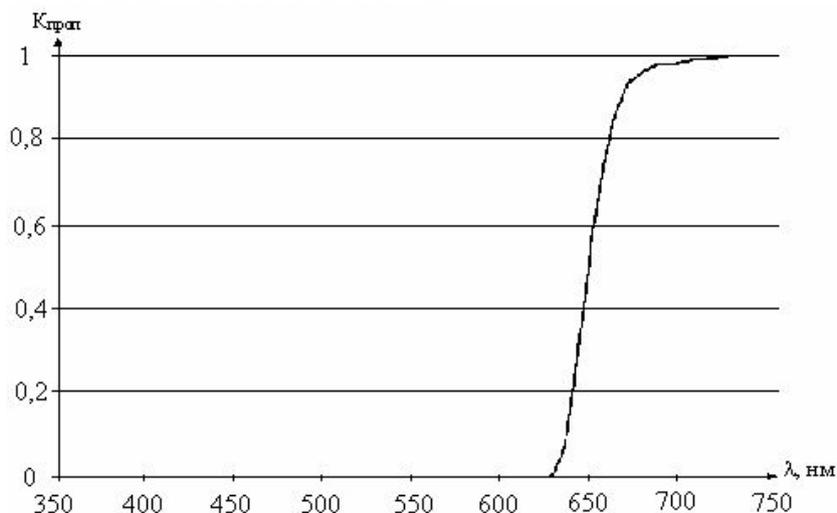


Рис. 4. Коэффициент пропускания светофильтра КС-15

Снятые показания прибора подвергались цифровой обработке, в результате которой определялся уровень рассеянного света. Эти показания представляют собой отклик с каждого диода используемой диодной линейки на световой поток лампы за светофильтром в единицах АЦП прибора. Отклик имеет следующий вид (см. рис. 5).

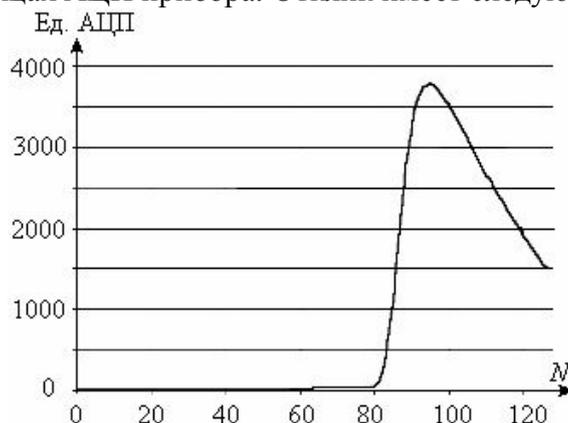


Рис. 5. Отклик диодной линейки за КС-15

После осуществления привязки диодов к соответствующим длинам волн делался вывод об уровне рассеянного света. Для упрощения алгоритма работы денситометра в качестве величины рассеянного света было принято его среднее значение  $P_{cp}$ :

$$P_{cp} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=0}^N P_i,$$

где  $P_i$  – отклик рассеянного света, ед. АЦП;  $N$  – общее количество используемых диодов.

Соответственно уровень рассеянного света  $E_p$  в процентах определялся как:

$$E_p = \frac{N \cdot P_{cp}}{\sum_{i=0}^N E_i} \cdot 100\%,$$

где  $E_i$  – отклик диодной линейки за КС-15, ед. АЦП;  $P_{cp}$  – среднее значение рассеянного света, ед. АЦП;  $N$  – общее количество используемых диодов.

Разработанный прибор имеет несколько диапазонов измеряемых величин, поэтому рассеянный свет определяет в каждом из них.

Таким образом, учитывается значение уровня рассеянного света, которое используется в дальнейшем алгоритме обработки данных, что существенно повышает точностные характеристики прибора.

### **Заключение**

Рассмотренный денситометр на основе спектрофотометра измеряет оптическую плотность киноплочной продукции в соответствии с высокими точностными требованиями. Также данная разработка позволяет измерять оптическую плотность, а соответственно и коэффициент пропускания, материалов, толщина которых варьируется до 6 мм.

### **Литература**

1. Денисюк А.И., Кузьмин В.Н., Николаев С.Е., Сафронов С.В., Томский К.А., Троицкий А.С. Денситометр для измерения оптической плотности киноматериалов. Журнал «Измерительная техника». – №7. – 2006. – С. 39–41.
2. Кузьмин В.Н. Диссертация на соискание ученой степени д.т.н. «Разработка и исследование приборов для измерения параметров и характеристик источников оптического излучения». СПб. – 2007. – С. 49–50.

# **ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПОГРЕШНОСТЬ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ С ПОЛИХРОМАТИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РАНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНОЙ**

**А.В. Доронин**

**Научный руководитель – д.т.н., профессор И.А. Коняхин**

В работе производится оценка влияния вертикального градиента температуры на погрешность оптико-электронных систем с полихроматической оптической равносигнальной зоной. Ставится задача исключить влияние градиента температуры на смещение пучка лучей в плоскости фотоприемника. Получена формула для нахождения искомой величины исключая воздействие температурного градиента.

Ключевые слова: оптико-электронная система, оптическая равносигнальная зона, градиент температуры

## **Введение**

При активном развитии техники все большую часть технологических операций занимает проблема пространственного позиционирования относительно протяженной базы, особенно при инженерно-геодезических измерениях в машиностроении [1–4], контроле строительной планировки поверхности [5], а также при управлении исполнительными органами машин при производстве земляных работ [6]. Использование в качестве протяженной измерительной базы коллимированного лазерного луча достаточно широко исследовано [7, 8], в то время как применение оптической равносигнальной зоны (ОРСЗ), позволяющее обеспечить в приборах высокую точность при большом диапазоне контроля и наличии вибраций и ускорений [9], недостаточно изучено.

В качестве основного источника систематических ошибок при точном оптическом определении углов и расстояний признаны сегодня эффекты рефракции, которые обычно вызываются неоднородной средой распространения для оптического луча. Как показали многочисленные работы российских и зарубежных исследователей, а также исследования, ранее проведенные в СПбГУ ИТМО [10], наиболее перспективными с точки зрения повышения точности и увеличения дальности действия геодезических приборов являются многоспектральные (многоволновые, дисперсионные) или, как их принято называть, полихроматические [10] методы компенсации влияния атмосферы [1].

## **Общие принципы построения ОЭС с ОРСЗ**

Обобщенную модель ОЭС с ОРСЗ следует представить в виде совокупности задатчика базовой плоскости (ЗБП) или задатчика базового направления (ЗБН) (рис. 1), приемной части (ПЧ), размещаемой на контролируемом объекте, и блока обработки и выработки команд управления (БОВКУ), которые находятся в физической среде и имеют энергетическое обеспечение. Поскольку носителем измерительной информации является электромагнитное излучение оптического диапазона, которое распространяется в воздушном тракте, в структуру физической среды необходимо включать воздушный тракт (ВТ), а также эксплуатационные воздействия (ЭВ) на элементы ОЭС, обусловленные изменениями температуры, вибрации, солнечные засветки и т.д. При рассмотрении обобщенной схемы необходимо учитывать помехи, которые оказывают влияние не только в форме электрических, механических, но и световых воздействий на элементы ОЭС с ОРСЗ.

ЗБН формирует в физической среде необходимое пространственное распределение информативных параметров, носителем которых является излучение оптического диапазона, что в конечном итоге и реализует ОРСЗ.

В рассматриваемых устройствах ЗБН содержит: излучатель 1, включающий источник оптического излучения (ИОИ) 7 и конденсор 8; базовый узел 2, который содержит формирователь ОРСЗ 9, создающий в пространстве несколько полей излучения с различающимися информативными параметрами, и объектив 10; оптический компенсатор рассогласования 3, который необходим в устройствах следящего типа, реализующих нулевую схему измерения.

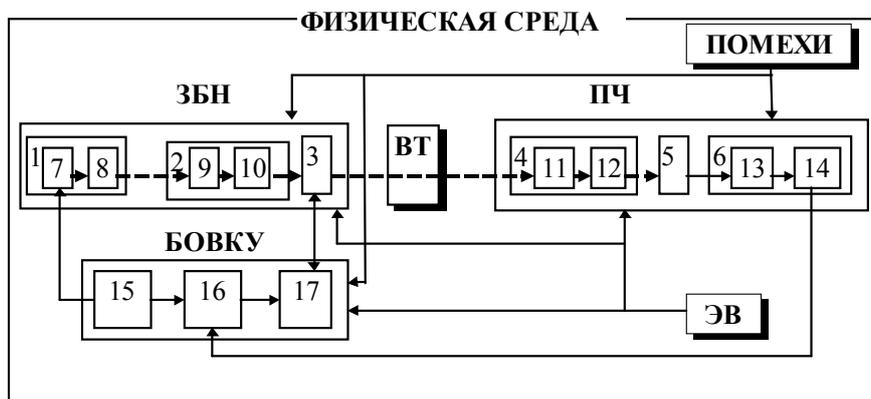


Рис. 1. Обобщенная схема ОЭС с ОРСЗ

ПЧ преобразует измерительную информацию, содержащуюся в оптическом пучке с ОРСЗ, в электрические сигналы, т.е. проводит предварительную обработку информации о своем пространственном положении относительно ОРСЗ. В процессе преобразования ПЧ осуществляет концентрацию потока излучения на фоточувствительном элементе приемника оптического излучения (ПОИ), преобразование оптического сигнала в электрический, а также пространственную селекцию сигнала от помех.

В состав ПЧ входит: оптическая система 4, состоящая из оптического фильтра 11 и объектива 12, которая реализует функции преобразования оптического сигнала (иногда вводится анализатор); ПОИ 5; электронная схема предварительной обработки электрического сигнала (СПО) 6, содержащая предусилитель 13 и электронный фильтр 14.

БОВКУ обеспечивает ЗБН и ПЧ требуемыми питающими напряжениями, обрабатывает электрические сигналы, полученные от ПЧ, и выдает информацию о величине смещений ПЧ относительно ОРСЗ.

В структуре БОВКУ можно выделить: узел питания ИОИ 15; схему окончательной обработки (СОО) измерительной информации, содержащую, как правило, блок окончательной обработки электрического сигнала 16 и узел индикации измерительной информации 17.

Анализ схемы ОЭС с ОРСЗ показывает возможность реализации в ней многоспектральных методов с применением трех и более длин волн. Для этого достаточно ввести пары ИОИ с различной длиной волны, применить необходимую модуляцию излучения и, соответственно, использовать в электронных схемах обработки сигналов синхронное детектирование.

### Оценка влияния вертикального градиента температуры

Влияние рефракции атмосферы на распространение пучка излучения можно представить как прохождение пучка лучей через оптический клин с углом  $\sigma_p$  (см. рис. 2) и показателем преломления  $n$ , отличным от показателя преломления окружающей среды.

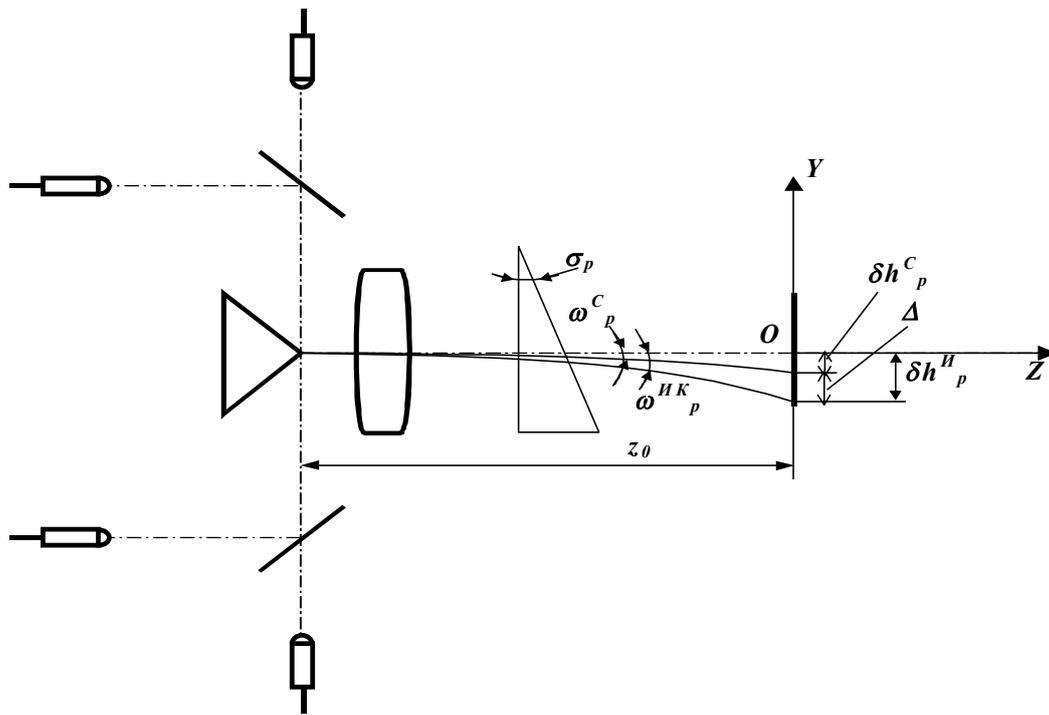


Рис. 2. Схема измерения смещения излучения ПИД вследствие влияния рефракции при помощи макета

Указанное отличие показателя преломления клина обусловлено многими факторами: изменением температуры, давления, влажности воздуха, – которые оказывают существенное влияние на распространение оптического излучения в атмосфере. Отклонение пучка лучей, прошедших через клин, можно вычислить по формуле:

$$tg \omega_p = (n - 1)tg \sigma_p. \quad (1)$$

Тогда смещение пучка лучей в плоскости фотоприемника можно вычислить как:

$$\delta h_p^I = z_0 tg \omega_p = z_0(n_I - 1) tg \sigma_p; \quad \delta h_p^C = z_0 tg \omega_p = z_0(n_C - 1) tg \sigma_p, \quad (2)$$

где  $\delta h_p^I$  – величина смещения пучка лучей для ИК ПИД (рис. 2);  $\delta h_p^C$  – величина смещения пучка лучей для синего ПИД;  $z_0$  – дистанция контроля смещения;  $n_I$  – величина показателя преломления оптического клина для излучения ИК ПИД;  $n_C$  – величина показателя преломления оптического клина для излучения синего ПИД.

Разность значений смещений пучка лучей в плоскости ФП для двух длин волн (дисперсионная разность) даст нам значение смещения пучка лучей, обусловленного рефракцией атмосферы в рассматриваемом спектральном диапазоне:

$$\Delta = \delta h_p^I - \delta h_p^C = z_0(n_{ИК} - 1) tg \sigma_p - z_0(n_C - 1) tg \sigma_p = z_0(n_I - n_C) tg \sigma_p, \quad (3)$$

где  $\Delta$  – искомая дисперсионная разность.

Поскольку регистрируемой величиной является поток излучения, падающий на ФП, рассмотрим распределение потока излучения в плоскости ФП. При этом полагаем, что излучение двух ИК и синих ПИД промодулировано со сдвигом по фазе на  $180^\circ$ . Причем потоку излучения ИК ПИД, промодулированного со сдвигом по фазе на  $0^\circ$  соответствует поток излучения синего ПИД, промодулированного со сдвигом по фазе на  $180^\circ$ , а потоку излучения ИК ПИД, промодулированного со сдвигом по фазе на  $180^\circ$  соответствует поток излучения синего ПИД, промодулированного со сдвигом по фазе на  $0^\circ$ .

Рассмотрим в начале распределение потока излучения в плоскости ФП от двух ПИД, излучение которых сдвинуто по фазе на  $\pi$  радиан ( $180^\circ$ ) друг относительно друга. На рис. 3 изображено распределение потоков излучения в ОРСЗ, создаваемой двумя ПИД в исходном состоянии (смещение отсутствует, и  $\Phi_1 = \Phi_2$ ) и при смещении  $\Delta$  ( $\Phi_1 \neq \Phi_2$ ).

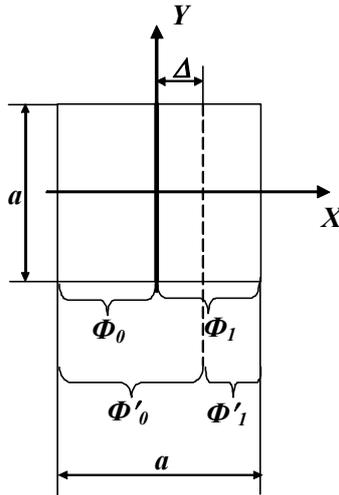


Рис. 3. Распределение потока излучения в плоскости ФП

Освещённость  $E$ , создаваемая плоским ламбертовским ИОИ с яркостью  $L$ , диаметром излучающей поверхности  $d_u$ , расположенным на расстоянии  $-a$  от плоскости выходного зрачка объектива ЗБП диаметром  $D$ , при проектировании ребра призмы объективом в плоскость фоточувствительной площадки ФП, находящейся на расстоянии  $l$  от плоскости выходного зрачка объектива ЗБП:

$$E = \tau_o \cdot \tau_{cp} \cdot L \cdot \pi \left( \frac{4a^2 + d_u^2}{4a^2 + D^2} \right) \cdot \left( \frac{D^2}{4l^2 + D^2} \right), \quad (4)$$

где  $\tau_o$  и  $\tau_{cp}$  – коэффициент пропускания оптического излучения объективом ЗБП и средой распространения (атмосферой).

В нашем случае ОРСЗ создаётся двумя светящимися полуплоскостями, причем яркость одной из полуплоскостей сдвинута по фазе на  $180^\circ$  относительно другой. Полагаем, что энергетическая яркость  $L_{1И}$  первого из двух ИК ПИД при фазной манипуляции является функцией времени, например:

$$L_{1И} = L_{01И} + L'_{1И} \sin(\omega t + 0), \quad (5a)$$

где  $L_{01И}$  – постоянная составляющая яркости первого ИК ПИД;  $L'_{1И}$  – амплитуда модуляции яркости первого ИК ПИД (в реальных оптических системах невозможно получить увеличение яркости, а потому  $L'_{1И} < L_{01И}$ );  $\omega$  – угловая частота модуляции излучения;  $t$  – время. Соответственно, для второго ИК ПИД энергетическая яркость равна:

$$L_{2И} = L_{02И} + L'_{2И} \sin(\omega t + \pi). \quad (5)$$

Для первого синего ПИД яркость составит:

$$L_{1С} = L_{01С} + L'_{1С} \sin(\omega t + \pi), \quad (6a)$$

а для второго:

$$L_{2С} = L_{02С} + L'_{2С} \sin(\omega t + 0). \quad (6b)$$

Потоки излучения для двух ИК ПИД, попадающие на фоточувствительную площадку ФП размером  $b \times b$  мм при отсутствии смещения ФП с ОРСЗ, составят:

$$\begin{aligned} \Phi_{1И} &= (b^2/2)Q[L_{01И} + L'_{1И} \sin(\omega t + 0)] = \Phi_{01И} + \Phi'_{1И} \sin(\omega t + 0), \\ \Phi_{2И} &= (b^2/2)Q[L_{02И} + L'_{2И} \sin(\omega t + \pi)] = \Phi_{02И} + \Phi'_{2И} \sin(\omega t + \pi), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\text{где } Q = \tau_o \cdot \tau_{cp} \cdot \pi \left( \frac{4a^2 + d_u^2}{4a^2 + D^2} \right) \cdot \left( \frac{D^2}{4l^2 + D^2} \right). \quad (8)$$

Аналогично можно написать выражения для потоков излучения двух синих ПИД:

$$\begin{aligned} \Phi_{1С} &= (b^2/2)Q[L_{01С} + L'_{1С} \sin(\omega t + 0)] = \Phi_{01С} + \Phi'_{1С} \sin(\omega t + \pi), \\ \Phi_{2С} &= (b^2/2)Q[L_{02С} + L'_{2С} \sin(\omega t + \pi)] = \Phi_{02С} + \Phi'_{2С} \sin(\omega t + 0). \end{aligned} \quad (9)$$

При наличии смещения  $\Delta$  на фоточувствительной площадке ФП потоки излучения для двух ИК ПИД составят:

$$\begin{aligned}\Phi'_{1И} &= [(b^2/2) + b\Delta]Q[L_{01И} + L'_{1И} \sin(\omega t + 0)], \\ \Phi'_{2И} &= [(b^2/2) - b\Delta]Q[L_{02И} + L'_{2И} \sin(\omega t + \pi)].\end{aligned}\quad (10)$$

Складывая эти два потока излучения, получим:

$$\begin{aligned}\Phi'_{1И} + \Phi'_{2И} &= (b^2/2)Q(L_{01И} + L_{02И}) + b\Delta Q(L_{01И} - L_{02И}) + (b^2/2)Q[L'_{1И} \sin(\omega t + 0) + \\ &+ L'_{2И} \sin(\omega t + \pi)] + b\Delta Q[L'_{1И} \sin(\omega t + 0) - L'_{2И} \sin(\omega t + \pi)].\end{aligned}\quad (11)$$

Аналогично можно написать выражения для потоков излучения двух синих ПИД:

$$\begin{aligned}\Phi'_{1С} &= [(b^2/2) + b\Delta]Q[L_{01С} + L'_{1С} \sin(\omega t + \pi)], \\ \Phi'_{2С} &= [(b^2/2) - b\Delta]Q[L_{02С} + L'_{2С} \sin(\omega t + 0)].\end{aligned}\quad (12)$$

Складывая эти два потока излучения, получим:

$$\begin{aligned}\Phi'_{1С} + \Phi'_{2С} &= (b^2/2)Q(L_{01С} + L_{02С}) + b\Delta Q(L_{01С} - L_{02С}) + (b^2/2)Q[L'_{1С} \sin(\omega t + \pi) + \\ &+ L'_{2С} \sin(\omega t + 0)] + b\Delta Q[L'_{1С} \sin(\omega t + \pi) - L'_{2С} \sin(\omega t + 0)].\end{aligned}\quad (13)$$

Считаем, что  $L_{01И} = L_{02И}$ ,  $L'_{1И} = L'_{2И}$ ,  $L_{01С} = L_{02С}$ ,  $L'_{1С} = L'_{2С}$ , что необходимо для устранения влияния разбалансировки каналов. Также примем, что  $L_{01И} = L_{01С} = L_{01}$  и  $L'_{1И} = L'_{1С} = L'_1$ .

Запишем выражения распределения облучённости в плоскости ФП, учитывая при этом, что ОРСЗ, образованная двумя соприкасающимися полями излучения ИК ПИД, сместится на величину  $\delta h^H_p$ , а ОРСЗ, образованная двумя соприкасающимися полями излучения синих ПИД, сместится на величину  $\delta h^C_p$ . Тогда:

$$\begin{aligned}\Phi'_{И} &= \Phi'_{1И} + \Phi'_{2И} = b^2QL_{01И} + 2b\delta h^H_p QL'_{1И} \sin(\omega t), \\ \Phi'_{С} &= \Phi'_{1С} + \Phi'_{2С} = b^2QL_{01С} - 2b\delta h^C_p QL'_{1С} \sin(\omega t), \\ \Phi'_{И} + \Phi'_{С} &= 2b^2QL_{01} + 2bz_0(n_{ИК} - n_C) \operatorname{tg} \sigma_p QL'_1 \sin(\omega t).\end{aligned}\quad (14)$$

Поскольку при амплитудно-фазовом детектировании выделяется только переменная составляющая сигнала, то сигнал, снимаемый с ФП, будет пропорционален величине смещения, обусловленного рефракцией атмосферы.

Для первого синего ПИД при работе в режиме измерения смещений яркость равна:

$$L_{1С} = L_{01С} + L'_{1С} \sin(\omega t + 0),\quad (15a)$$

а для второго:

$$L_{2С} = L_{02С} + L'_{2С} \sin(\omega t + \pi).\quad (15b)$$

Тогда при работе в режиме измерения смещений предыдущие формулы примут вид:

$$\begin{aligned}\Phi'_{И} &= \Phi'_{1И} + \Phi'_{2И} = b^2QL_{01И} + 2b\delta h^H_p QL'_{1И} \sin(\omega t), \\ \Phi'_{С} &= \Phi'_{1С} + \Phi'_{2С} = b^2QL_{01С} + 2b\delta h^C_p QL'_{1С} \sin(\omega t), \\ \Phi'_{И} + \Phi'_{С} &= 2b^2QL_{01} + 2bz_0(n_{ИК} + n_C) \operatorname{tg} \sigma_p QL'_1 \sin(\omega t).\end{aligned}\quad (16)$$

Известно, что величина потока излучения, регистрируемого ОЭС с ОРСЗ, определяется по следующей формуле:

$$\Delta\Phi = 2\tau\pi S_{збн} S_{пр} L h / (z^2 l_n),\quad (17)$$

где  $\tau$  – коэффициент пропускания среды;  $S_{збн}$  – площадь ЗБП;  $S_{пр}$  – площадь входного зрачка приемника излучения.

Для коротких дистанций на горизонтальных трассах градиент температуры можно считать постоянным. Тогда смещение по координате  $y$ :

$$\delta h_p = -[(n - 1)/(n T)] \operatorname{grad}_y T z_0^2 / 2,\quad (18)$$

где  $T$  – температура окружающей среды,  $K$ ;  $z_0$  – расстояние от выходного зрачка объектива ЗБП до рассматриваемой точки,  $m$ ;  $\operatorname{grad}_y T$  – вертикальный градиент температуры,  $K/m$ .

Тогда дисперсионная разность составит:

$$\Delta = \delta h_p^H - \delta h_p^C = \frac{(n_H - 1)z_0^2}{2n_H \cdot T} \cdot \text{grad}_y T + \frac{(n_C - 1)z_0^2}{2n_C \cdot T} \cdot \text{grad}_y T =$$

$$= 0,5 \cdot \text{grad}_y T \cdot z_0^2 \frac{(2n_H \cdot n_C - n_C - n_H)}{n_H \cdot n_C \cdot T}. \quad (19)$$

Электрический сигнал (напряжение  $U$ ), снимаемый с ФП, связан с  $\Delta\Phi$  через спектральную вольтовую чувствительность приемника  $S_V(\lambda)$ .

Если ПЧ ОЭС расположена на оптической оси, то  $\text{grad}_y T$  для ИК и синей длин волн обусловит смещение ОРСЗ на величины на  $\delta h_p^H$  и  $\delta h_p^C$  соответственно, которые и вызовут появление электрических сигналов:

$$|U_H| = \frac{2\tau_H \pi S_V(\lambda_H) S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' \delta h_p^H}{z_0^2 \cdot l_{\lambda_H}} = \frac{\tau_H \pi S_V(\lambda_H) S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' \cdot (n_H - 1) \text{grad}_y T}{n_H \cdot T \cdot l_{\lambda_H}} \quad (20a)$$

$$|U_C| = \frac{2\tau_C \pi S_V(\lambda_C) S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' \delta h_p^C}{z_0^2 \cdot l_{\lambda_C}} = \frac{\tau_C \pi S_V(\lambda_C) S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' \cdot (n_C - 1) \text{grad}_y T}{n_C \cdot T \cdot l_{\lambda_C}}. \quad (20b)$$

Пусть выполняется условие:

$$\tau_H S_V(\lambda_H) L_1' / l_{\lambda_H} = \tau_C S_V(\lambda_C) L_1' / l_{\lambda_C} = A. \quad (21)$$

Из выражений (20a) и (20b) видно, что величина разности выходных сигналов будет пропорциональна разности смещений ОРСЗ  $\delta h_p^H - \delta h_p^C$  или величинам разности показателей преломления воздушного тракта для рассматриваемых длин волн.

$$|U_H| - |U_C| = A \pi S_{3BH} S_{np} (n_H - n_C) \text{grad}_y T / (n_H n_C T). \quad (22)$$

При наличии смещения ПЧ в вертикальном направлении на величину  $h$  по оси  $OY$  (рис. 2) сигналы для выбранных длин волн при наличии градиента температур воздушного тракта  $\text{grad}_y T$  будут:

$$|U_H| = 2 \tau_H \pi S_V(\lambda_H) S_{3BH} S_{np} L_1' (h - \delta h_p^H) / (z_0^2 l_{\lambda_H}), \quad (23a)$$

$$|U_C| = 2 \tau_C \pi S_V(\lambda_C) S_{3BH} S_{np} L_1' (h - \delta h_p^C) / (z_0^2 l_{\lambda_C}). \quad (23b)$$

В этом случае сигнал, снимаемый с ФП, будет равен сумме электрических сигналов (23a) и (23b):

$$U_\Sigma = |U_H| + |U_C| = \frac{2\tau_H \pi S_V(\lambda_H) S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' h}{z_0^2 \cdot l_{\lambda_H}} + \frac{2\tau_C \pi S_V(\lambda_C) S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' h}{z_0^2 \cdot l_{\lambda_C}} -$$

$$- \frac{2\tau_H \pi S_V(\lambda_H) S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' \delta h_p^H}{z_0^2 \cdot l_{\lambda_H}} - \frac{2\tau_C \pi S_V(\lambda_C) S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' \delta h_p^C}{z_0^2 \cdot l_{\lambda_C}} = \frac{2\pi S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1'}{z_0^2} \times$$

$$\times \left[ h \left( \frac{\tau_H S_V(\lambda_H)}{l_{\lambda_H}} + \frac{\tau_C S_V(\lambda_C)}{l_{\lambda_C}} \right) - \left( \frac{\tau_H S_V(\lambda_H) \cdot \delta h_p^H}{l_{\lambda_H}} + \frac{\tau_C S_V(\lambda_C) \cdot \delta h_p^C}{l_{\lambda_C}} \right) \right] = \frac{2\pi S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1'}{z_0^2} \times$$

$$\times h \left( \frac{\tau_H S_V(\lambda_H)}{l_{\lambda_H}} + \frac{\tau_C S_V(\lambda_C)}{l_{\lambda_C}} \right) + \pi S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' \cdot \text{grad}_y T \left( \frac{\tau_H S_V(\lambda_H) \cdot (n_H - 1)}{n_H \cdot T \cdot l_{\lambda_H}} + \frac{\tau_C S_V(\lambda_C) \cdot (n_C - 1)}{n_C \cdot T \cdot l_{\lambda_C}} \right). \quad (24)$$

Величина поправки к смещению от градиента температуры воздушного тракта будет определяться при работе ОЭС с ОРСЗ в режиме измерения разности электрических сигналов (23a) и (23b):

$$\Delta U = |U_H| - |U_C| = \frac{2\tau_H \pi S_V(\lambda_H) S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' h}{z_0^2 \cdot l_{\lambda_H}} - \frac{2\tau_C \pi S_V(\lambda_C) S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' h}{z_0^2 \cdot l_{\lambda_C}} - \frac{2\tau_H \pi S_V(\lambda_H) S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' \delta h_p^H}{z_0^2 \cdot l_{\lambda_H}} +$$

$$+ \frac{2\tau_C \pi S_V(\lambda_C) S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' \delta h_p^C}{z_0^2 \cdot l_{\lambda_C}} = \frac{2\pi S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1'}{z_0^2} \cdot \left[ h \left( \frac{\tau_H S_V(\lambda_H)}{l_{\lambda_H}} - \frac{\tau_C S_V(\lambda_C)}{l_{\lambda_C}} \right) - \left( \frac{\tau_H S_V(\lambda_H) \cdot \delta h_p^H}{l_{\lambda_H}} - \frac{\tau_C S_V(\lambda_C) \cdot \delta h_p^C}{l_{\lambda_C}} \right) \right] \quad (25)$$

$$= \frac{2\pi S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1'}{z_0^2} \cdot h \left( \frac{\tau_H S_V(\lambda_H)}{l_{\lambda_H}} - \frac{\tau_C S_V(\lambda_C)}{l_{\lambda_C}} \right) + \pi S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1' \cdot \text{grad}_y T \left( \frac{\tau_H S_V(\lambda_H) \cdot (n_H - 1)}{n_H \cdot T \cdot l_{\lambda_H}} - \frac{\tau_C S_V(\lambda_C) \cdot (n_C - 1)}{n_C \cdot T \cdot l_{\lambda_C}} \right)$$

Пусть в устройстве реализовано условие (21). Тогда суммарный сигнал, получаемый по формуле (24), будет равен

$$U_{\Sigma} = \frac{4A \cdot \pi S_{3BH} \cdot S_{np}}{z_0^2} \cdot h + A \cdot \pi S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot grad_y T \left( \frac{n_H - 1}{n_H \cdot T} + \frac{n_C - 1}{n_C \cdot T} \right) =$$

$$= A \cdot \pi S_{3BH} \cdot S_{np} \left( \frac{4h}{z_0^2} + grad_y T \frac{2n_H \cdot n_C - n_C - n_H}{n_H \cdot n_C \cdot T} \right),$$

а разностный сигнал, найденный из (10), будет равен

$$\Delta U = \pi S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot L_1 \cdot grad_y T \left( \frac{\tau_H S_V(\lambda_H) \cdot (n_H - 1)}{n_H \cdot T \cdot l_{\lambda_H}} - \frac{\tau_C S_V(\lambda_C) \cdot (n_C - 1)}{n_C \cdot T \cdot l_{\lambda_C}} \right) =$$

$$= A \cdot \pi S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot grad_y T \frac{n_H - n_C}{n_H \cdot n_C \cdot T}.$$

Используя работу разностного канала, выполняющего измерения в соответствии с (27), нетрудно определить величину  $grad_y T$ , которая будет равна:

$$grad_y T = n_H n_C T \Delta U / [A \pi S_{3BH} S_{np} (n_H - n_C)].$$

Из (26) с учетом выражения (28) получим суммарный сигнал:

$$U_{\Sigma} = A \cdot \pi S_{3BH} \cdot S_{np} \left[ \frac{4h}{z_0^2} + \left( \frac{n_H \cdot n_C \cdot T \cdot \Delta U}{A \cdot \pi S_{3BH} \cdot S_{np} (n_H - n_C)} \right) \frac{2n_H \cdot n_C - n_C - n_H}{n_H \cdot n_C \cdot T} \right] =$$

$$= 4A \cdot \pi S_{3BH} \cdot S_{np} \cdot h / z_0^2 + \frac{\Delta U (2n_H \cdot n_C - n_C - n_H)}{n_H - n_C}.$$

Из (29) можно определить искомую величину смещения ПЧ  $h$ , исключаящую воздействие градиента температуры:

$$h = \left[ U_{\Sigma} - \frac{\Delta U (2n_H \cdot n_C - n_C - n_H)}{n_H - n_C} \right] \cdot \frac{z_0^2}{4A \cdot \pi S_{3BH} \cdot S_{np}}.$$

Из выражения (30) видно, что величина смещения пропорциональна сумме сигналов основного  $U_{\Sigma}$  и вспомогательного  $\Delta U$  каналов.

## Заключение

Для исключения или уменьшения погрешности от градиента температур воздушного тракта для ОЭС с ОРСЗ более простыми в технической реализации оказываются многоспектральные (дисперсионные) методы.

Дальнейшие исследования предполагается развивать в направлении теоретических и экспериментальных исследований дополнительных возможностей повышения точности инженерных геодезических измерений с использованием ОРСЗ при многоспектральном методе с применением трех и более длин волн.

## Литература

1. Методы и средства лазерной прецизионной дальнометрии / А.М. Андрусенко и др. – М.: Изд. стандартов. – 1987. – 224 с.
2. Прилепин М.Т. Определение показателя преломления воздуха при измерении расстояний светомодуляционными дальнометрами. – Известия вузов. Геодезия и аэрофотосъемка. – 1957. – № 2. – С. 123–132.
3. Прилепин М.Т., Голубев А.Н. Оптические квантовые генераторы в геодезических измерениях. – М.: Недра. – 1972. – 168 с.
4. Прилепин М.Т., Голубев А.Н. Инструментальные методы геодезической рефрактометрии. – Итоги науки и техники. Геодезия и аэрофотосъемка. – М.: ВИНТИ. – 1979. – 91 с.

5. Голубев А.Н. К теории дисперсионного способа определения показателя преломления воздуха. – Известия вузов. Геодезия и аэрофотосъемка. – 1969. – Вып. 6. – с. 25–31.
6. Бондаренко В.Н. Об определении показателя преломления воздуха дисперсионным способом с применением радиоволн. – Геодезия и картография. – 1972. – № 5. – С. 52–59.
7. Thompson M.C. Space averages of air water vapor densities by dispersion for refractive correction of electromagnetic range measurements. – J. Geophys. Res. – 1968. – Vol. 73. – N 10. – PP. 3097–3102.
8. <http://quake.wr.usgs.gov/research/deformation>
9. Böckem B. High-Accuracy Alignment Based on Atmospheric Dispersion – Technological Solutions for the Dual-Wavelength Transmitter. IWAA99. – Oct. 18. – 21. – 1999. – Grenoble. – France.
10. Отчет о НИР «Повышение точности инженерных геодезических измерений с использованием оптической равносигнальной зоны» (итоговый), по гранту 97-27-1.6-10 «Исследование возможностей повышения точности инженерных геодезических измерений с использованием оптической равносигнальной зоны». – СПб: ИТМО. – 2000.

## **О ВОЗМОЖНОСТЯХ УВЕЛИЧЕНИЯ СЕЛЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ В РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СЕПАРАТОРАХ АЛМАЗОСОДЕРЖАЩЕГО СЫРЬЯ**

**А.Н. Чертов**

**Научный руководитель – к.т.н., с.н.с. А.Н. Тимофеев**

В статье представлены результаты компьютерного моделирования и анализа процессов формирования сигналов рентгенолюминесценции минералов с точки зрения возможности увеличения селективности регистрации в сепараторах алмазосодержащего сырья.

Ключевые слова: обогащение, рентгенолюминесценция, алмазосодержащее сырье, селективность, математическое моделирование, оптическая локализация

### **Введение**

Одним из ключевых параметров рентгенолюминесцентных сепараторов (РЛС) для обогащения алмазосодержащих руд является показатель селективности, характеризующий способность системы регистрации (СР) сепаратора выделять сигналы свечения от алмазов на фоне сигналов от сопутствующих минералов и шумов.

Помимо особенностей свечения компонентов руды, фонового сигнала люминесценции воздуха и собственных шумов фотоприемного узла СР, на селективность влияют также точность работы системы транспортировки материала, режим работы источника облучения материала, рентгеновской трубки (РТ), и другие параметры и условия обогатительного процесса.

В данной статье приведены результаты компьютерного моделирования процесса формирования сигналов яркости свечения компонентов алмазосодержащей руды для случаев постоянного и импульсного режимов облучения с целью поиска возможностей увеличения показателя селективности работы СР и, как следствие, качества обогащения.

### **Постановка задачи**

В основе работы современных РЛС алмазосодержащего сырья заложен принцип измерения быстрой (БК) и медленной (МК) компонент свечения минералов, составляющих обрабатываемую руду. В качестве селективных параметров используются амплитуды БК и МК и их соотношение, длительность послесвечения минерала, автокорреляционная функция сигнала люминесценции [1].

При значительном числе факторов, влияющих на характер сигналов свечения и их регистрацию, требуется механизм анализа и прогнозирования, позволивший бы корректировать конструктивные параметры РЛС, обуславливающие регистрацию и последующую обработку сигналов, на стадии его проектирования.

В большинстве современных отечественных РЛС алмазосодержащего сырья используется импульсный режим работы РТ при совмещении зон облучения материала и регистрации люминесценции. Однако существуют РЛС и с постоянным режимом работы РТ при совмещенных зонах, поэтому математическое моделирование осуществлялось для обоих указанных случаев.

Пусть перемещение зерна руды в зоне анализа совершается вдоль оси  $x$  с постоянной по величине скоростью  $V$  (см. рис. 1).

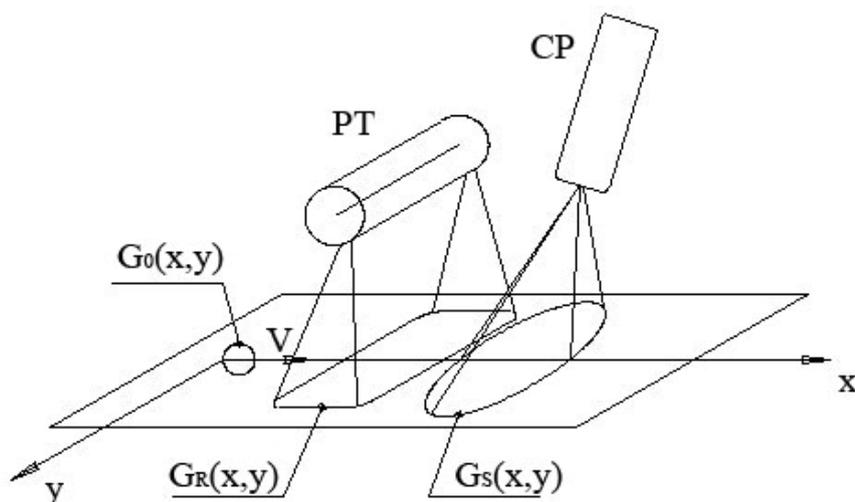


Рис. 1. К описанию процесса формирования поля яркости СР

Зона облучения характеризуется распределением  $R(x, y, t)$  дозы рентгеновского излучения в плоскости  $XOY$  движения люминесцирующих объектов, а зона регистрации – распределением  $S(x, y)$  чувствительности СР. Границы зон пусть описываются функциями  $G_R(x, y)$  и  $G_S(x, y)$  соответственно.

Свяжем с люминесцирующим объектом подвижную систему координат  $x'y'$ , в которой выход люминесценции\* в каждой точке определяется функцией  $\gamma(x', y')$  по поверхности, а контур объекта в плоскости  $XOY$  опишем функцией  $G_0(x', y')$ .

### Результаты моделирования для случая постоянного облучения

Поле яркости движущегося люминесцирующего объекта для случая постоянного облучения и разнесенных зон облучения и регистрации можно описать следующим выражением [2]

$$L(x, y, t) = \frac{\gamma(x - Vt, y)}{\pi \cdot V \cdot \tau} \cdot e^{-\frac{x}{V \cdot \tau}} \cdot \int_{x_j(G_R)}^x R(z, y, t) \cdot e^{\frac{z}{V \cdot \tau}} dz, \quad (1)$$

где  $\tau$  – постоянная времени свечения минерала;  $x_j(G_R)$  – точка входа элементарной площадки в зону возбуждения  $G_R$ .

К моменту выхода из зоны возбуждения яркость минерала в точке  $(x, y)$  составит

$$L_{\max}(x, y, t) = \frac{\gamma(x - Vt, y)}{\pi \cdot V \cdot \tau} \cdot e^{\frac{G_R^{-1}(x) + \Delta_x(y)}{V \cdot \tau}} \cdot \int_{G_R^{-1}(x)}^{G_R^{-1}(x) + \Delta_x(y)} R(z, y) \cdot e^{\frac{z}{V \cdot \tau}} dz, \quad (2)$$

где  $G_R^{-1}(x)$  – функция, обратная  $G_R(x)$ ;  $\Delta_x(y)$  – длина пути на уровне  $y$ , пройденного точкой в зоне возбуждения.

После выхода точки из зоны возбуждения ее яркость будет изменяться в соответствии с законом послесвечения  $h(t)$  и будет равна

$$L(x, y, t) = L_{\max}(x, y, t) \cdot h\left(Vt - G_R^{-1}(x) - \Delta_x(y)\right). \quad (3)$$

На рис. 2 приведены зависимости  $L(x)$  для циркона с  $\tau_{МК} = 0,3$  мс, алмаза с  $\tau_{МК} = 5$  мс и кальцита с  $\tau_{МК} = 45$  мс. При расчете принимались следующие значения: скорость  $V = 1,5$  м/с, ширина зоны регистрации  $l = 15$  мм, размер объекта  $d = 5$  мм.

\* Энергетический выход люминесценции – отношение энергии излученных квантов к энергии поглощенных.

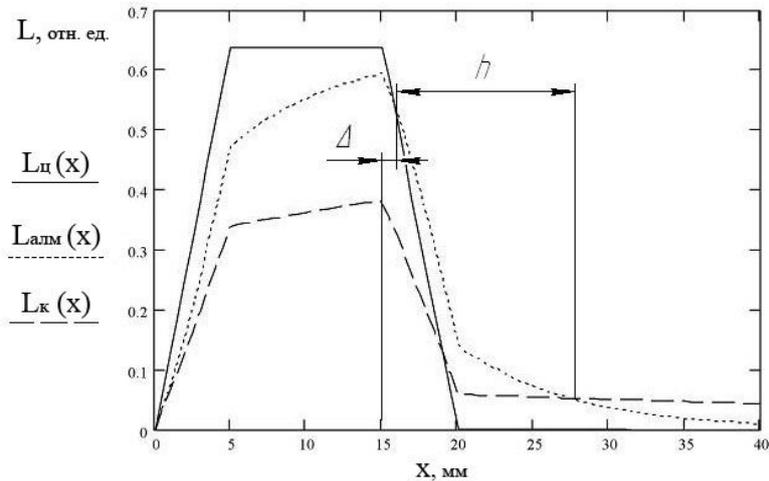


Рис. 2. Форма сигналов яркости при постоянном облучении:  $L_{ц}(x)$  – сигнал яркости циркона;  $L_{алм}(x)$  – сигнал яркости алмаза;  $L_{к}(x)$  – сигнал яркости кальцита

Как видно из рис. 2, представленные зависимости позволяют, при известных постоянных времени, размерах образца и скорости его движения, определить оптимальные с точки зрения селекции минералов ширину  $h$  зоны регистрации и промежутки  $\Delta$  между зонами возбуждения и регистрации.

### Результаты моделирования для случая импульсного облучения

При импульсном периодическом облучении и совмещенных зонах облучения и регистрации руда облучается последовательностью импульсов через равные интервалы времени  $T_{II}$ . Каждая точка поверхности объекта при движении входит в зону анализа с задержкой  $\theta$  по отношению к началу импульса ионизирующего излучения. При прохождении всей зоны на каждую точку воздействует  $K$  импульсов ионизирующего возбуждения

$$K = INT\left(\frac{\Delta x(y)}{V \cdot T_{II}}\right), \quad (4)$$

где  $INT$  – математический оператор выделения целой части числа.

В зависимости от формы зоны возбуждения и объекта число импульсов может отличаться для различных  $y$ .

В интервале времени  $\tau_{II}$  происходит разгорание люминесценции точек, находящихся в зоне анализа, а в интервале времени  $(T_{II} - \tau_{II})$  происходит уменьшение яркости всех точек поверхности объекта в соответствии с законом послесвечения  $h(t)$ .

Изменение яркости поверхности объекта в точке  $(x, y)$  определим следующим образом. Разгорание люминесценции под воздействием первого импульса при входе точки в зону возбуждения найдем из соотношения [3]

$$L_{1,0}(x, y, t) = \gamma(x, y) \cdot \int_{\theta}^t R(qV, y) \cdot \omega(t - q + \theta) dq, \quad \text{при } 0 < \theta < \tau_{II}. \quad (5)$$

В интервале времени до начала следующего импульса  $R(x, y, t)$  яркость меняется по закону

$$L(x, y, t) = L_{1,0}(x, y, \tau) \cdot h(\tau_{II} - t), \quad \text{при } \tau_{II} < t < T_{II}, \quad (6)$$

где  $L_{1,0}(x, y, t)$  – яркость в момент окончания первого импульса ионизирующего излучения.

В следующий интервал  $\tau_{II}$  опять происходит возбуждение

$$L_1(x, y, t) = (L_0(x, y) - L_{1,0}(x, y, \tau) \cdot h(T_H)) \times \int_0^{t-\tau_H} R(qV, y) \cdot \omega(t - q + \theta + T_H) dq, \quad (7)$$

где  $L_0(x, y)$  – яркость точки  $(x, y)$  при стационарном возбуждении, когда  $t \rightarrow \infty$ .

Тогда значение яркости точки для произвольного момента времени  $t$  в случае равномерной облученности зоны возбуждения будет:

$$L(x, y, t) = L_0(x, y) \cdot \frac{1 - (h(T_H - \tau_H) \cdot (1 - L_1(x, y, \tau)))^{k-1}}{1 - h(T_H - \tau_H) \cdot (1 - L_1(x, y, \tau))} + L_{1,0}(x, y, \theta, \tau) \cdot h^{k-1} \cdot (T_H - \tau_H) \cdot (1 - L_1(x, y, \tau))^{k-1}, \quad (8)$$

при  $nT_H < t < \tau_H + nT_H$  и  $n = 0; 1; 2, \dots$  и

$$L(x, y, t) = L_0(x, y) \cdot \frac{1 - (h(T_H - \tau_H) \cdot (1 - L_1(x, y, \tau)))^{k-1}}{1 - h(T_H - \tau_H) \cdot (1 - L_1(x, y, \tau))} \times L_1(x, y, \tau) + L_{1,0}(x, y, \theta, \tau) \cdot h^{k-1} \cdot (T_H - \tau_H) \cdot (1 - L_1(x, y, \tau))^{k-1} \cdot h(t - kT_H), \quad (9)$$

при  $\tau_H + nT_H < t < (n+1) \cdot T_H$  и  $n = 0; 1; 2, \dots$

Последние слагаемые в выражениях (8) и (9) определяются процессом входа точек в зону возбуждения и являются случайной составляющей сигналов.

При наличии нескольких компонентов в законах разгорания и послесвечения люминесценции каждой составляющей, независимо от способа возбуждения, соответствует яркость  $L_i(x, y, t)$ , а полная яркость определяется их суммой

$$L_{\Sigma}(x, y, t) = \sum_i^n L_i(x, y, t).$$

На рис. 3 представлены сигналы яркости от алмаза, циркона и кальцита для случая импульсного облучения. При построении кривых принималось, что импульс возбуждения имеет прямоугольную форму, а постоянные времени люминесценции аналогичны случаю непрерывного облучения.

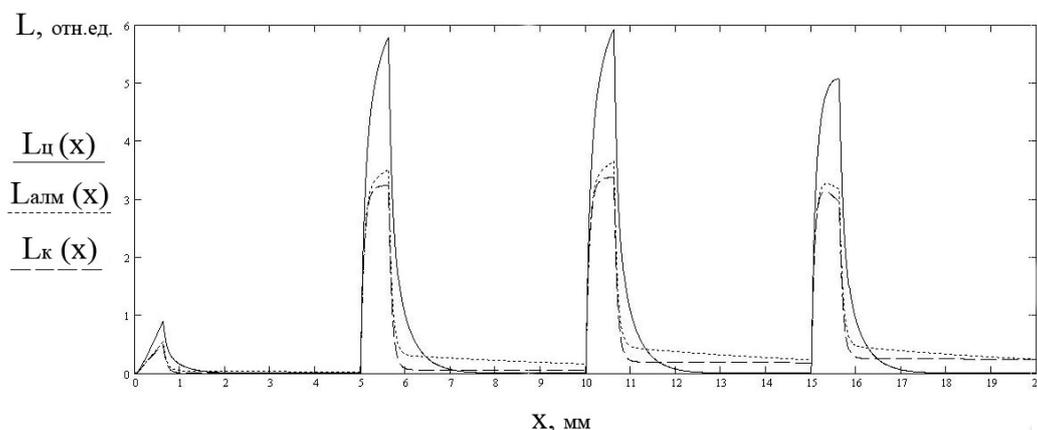


Рис. 3. Формирование сигналов яркости при импульсном возбуждении:  $L_{ц}(x)$  – сигнал яркости циркона;  $L_{алм}(x)$  – сигнал яркости алмаза;  $L_{к}(x)$  – сигнал яркости кальцита

Как видно из рисунка, случай импульсного облучения отличается необходимостью учета участков входа и выхода светящегося объекта из совмещенной зоны анализа, в пределах которых результаты анализа БК и МК сигнала люминесценции искажаются, а также возможной задержки начала импульса возбуждения относительно момента начала входа объекта в зону возбуждения (на рис. 3 не показана). Модель позволяет определить величину, на которую требуется уменьшить ширину зоны регистрации относительно зоны возбуждения, для исключения этих погрешностей – с использованием выражений (4) – (9) или на

основании анализа их графического отображения при конкретных значениях переменных.

Как для случая постоянного облучения руды, так и при импульсном режиме работы РТ при регистрации сигналов необходимо также учитывать неравномерность распределения энергии облучения по ширине потока сепарируемого материала.

На рис. 4 приведен пример объемного распределения яркости алмаза с  $\tau_{МК} = 5$  мс по зонам для случая трехканальной системы регистрации.

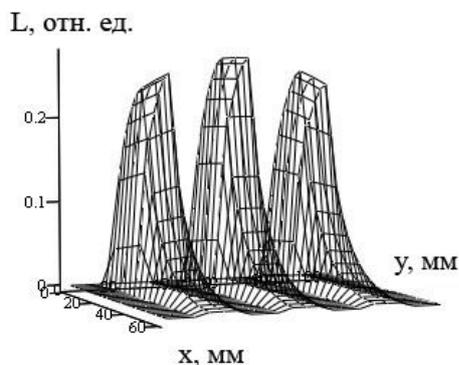


Рис. 4. Пример распределения яркости объекта в поле анализа при постоянном облучении

Из рис. 4 видно, что для крайних каналов – на краях потока обрабатываемого материала – имеет место завал характеристики свечения, требующий компенсации и учета при организации селективной регистрации.

### Заключение

Результаты компьютерного моделирования наглядно показывают, что для реализации обоих алгоритмов – как с постоянным, так и с импульсным облучением – необходимо использование оптической системы (ОС), обеспечивающей пространственную локализацию регистрации свечения в строго определенных областях пространства заданных формы и размеров. Используемая ОС должна обеспечивать равномерность чувствительности в пределах зоны с минимизацией чувствительности за ее пределами.

В дальнейшем планируется продолжить развитие разработанной компьютерной модели формирования сигналов рентгенолюминесценции и исследование их преобразования ОС фотоприемного узла СР, а также приемником оптического излучения.

### Литература

1. Владимиров Е.Н., Казаков Л.В., Колосова Н.П. Повышение эффективности работы сепаратора алмазов за счет цифровой обработки сигналов // Современная электроника. – 2008. – № 2. – С. 64–68.
2. Калинин В.И., Ивченко А.Ю. Пространственно-временные характеристики сигналов, создаваемых движущимися люминесцирующими объектами / Аппаратура и методы рентгеновского анализа: Сборник статей ЛНПО «Буревестник». – Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние. – 1988. – Вып. 37. – С. 39–46.
3. Балбаленков А.Н., Калинин В.И. Формирование сигналов в оптико-электронных системах движущимися люминесцирующими объектами / Аппаратура и методы рентгеновского анализа: Сборник статей ЛНПО «Буревестник». – Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние. – 1989. – Вып. 40. – С. 169–175.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ ПОЛОЖЕНИЯ КООПЕРИРУЕМЫХ ОБЪЕКТОВ МЕТОДОМ ТРИАНГУЛЯЦИИ НА ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

С.В. Михеев

Научный руководитель – д.т.н., профессор И.А. Коняхин

В работе рассматриваются результаты моделирования измерительной оптико-электронной системы определения координат объекта на физическом макете при различных вариантах расположения визирных целей на контролируемом объекте.

Ключевые слова: оптико-электронная система, определение, координаты, объект, триангуляция, вынесенная база

## Введение

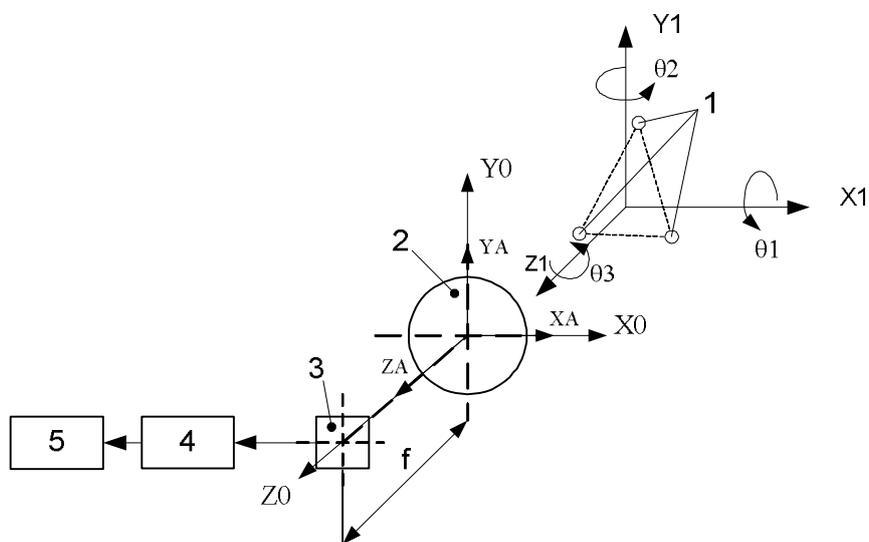
В измерительной технике направление, связанное с определением пространственного положения контролируемого объекта, является актуальным, для создания космических систем ориентации и стыковки, систем определения деформации нагруженных опор в энергетике, промышленности и строительной индустрии. Особое место занимают оптико-электронные системы (ОЭС), построенные с применением позиционно-чувствительных датчиков на основе фоточувствительных приборов и цифровой обработки изображений.

Используемые в настоящее время оптико-электронные системы реализуются как двухканальные системы и используют метод, так называемый прямой засечки.

Эти системы имеют принципиальный недостаток; для обеспечения требуемой точности необходимо обеспечить высокую степень идентичности двух измерительных каналов по параметрам. Выполнение этого условия требует дополнительных систем компенсации температурных и инерционных деформаций. Это обстоятельство значительно усложняет и удорожает систему стыковки.

## Основная часть

Исследуется более совершенная одноканальная система, построенная по триангуляционной схеме с «вынесенной базой» (см. рисунок).



### Рисунок. ОЭС, основанная на триангуляционной схеме с «вынесенной базой»

Системы такого типа состоят из активных визирных целей 1 на объекте контроля (рисунок), объектива матричного анализатора 2 матричного анализатора, 3 устройств сопряжения 4 и вычислитель 5, позволяющих измерять линейные и угловые перемещения объекта в трёх пространственных координатах.

Определения координат объекта для данного метода происходит в несколько этапов: на первом этапе находятся координаты центров тяжести точечных изображений визирных целей на матричном анализаторе, на втором этапе вычислитель решает систему уравнений (1), которая связывает положение визирных целей в пространстве и их изображений на матричном анализаторе.

Изначально известно взаимное положение визирных целей на объекте (базы), задний фокальный отрезок, координаты изображений визирных целей на матричном анализаторе.

$$PA = MA \cdot (M \cdot P1 + S0), \quad (1)$$

где PA – матрица координат центров тяжести изображений визирных целей на матричном анализаторе; MA – матрица, преобразования координат визирных целей, после угловых и линейных смещений, на матричный преобразователь; M – матрица, угловых преобразований координат визирных целей; P1 – матрица координат визирных целей; S0 – матрица, линейных смещений координат целей.

Итогом решения системы уравнений (1) являются шесть параметров: три угловых координаты объекта – носителя визирных целей (углы повороты вокруг координатных осей), три линейных координаты (линейные смещения относительно центра системы координат).

В общем случае система уравнений не имеет аналитического решения, но может быть решена численным методом [1].

Для проверки возможности практической реализации рассматриваемой ОЭС триангуляционного типа был разработан макет, матричным анализатором которого является CMOS – матрица с интерфейсной электроникой фирмы Logitech (размер матрицы 320×460 элементов). В качестве приемного объектива используется типовой объектив «Вега» с фокусным расстоянием 20 мм, визирные цели реализованы в виде точечных диафрагм (диаметр 0,3 мм), подсвечиваемых инфракрасными излучающими диодами с мощностью излучения 10 мВт. Подвижки объекта – носителя визирных целей – обеспечиваются поворотным столиком с микрометрической подвижкой (цена деления шкалы задания линейных смещений 0,01 мм, углов поворота – 1 угл. мин.), макет системы установлен на оптической скамье. Решение системы уравнений (1) и расчёт измеряемых координат объекта выполняется компьютером по алгоритму решения систем нелинейных алгебраических уравнений методом Ньютона [2].

При обработке видеок кадров КМОП матрицы использовался разработанный многопроходный алгоритм обработки изображения с предварительным анализом регистрируемой сцены, учитывающий априорную информацию о взаимном расположении трех визирных целей и последовательным уточнением определяемых координат контролируемого объекта [3, 4].

По результатам экспериментов определялись погрешности измерения всех шести пространственных координат объекта: трех смещений по координатным осям ( $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ ) и трех углов поворота ( $\sigma_{\theta 1}, \sigma_{\theta 2}, \sigma_{\theta 3}$ ). Основные результаты экспериментов для дистанции до визирных целей, равной  $L=1,8$  м представлены в таблице.

Таблица. Результаты экспериментальных исследований макета ОЭС

Исследуемая статическая характеристика	Средняя квадратическая погрешность измерения координат объекта
Смещения вдоль осей ОХ, ОУ	$\sigma_x, \sigma_y = 0,3$ мм; диапазон линейных смещений $\pm 50$ мм
Смещение вдоль оси ОZ	$\sigma_z = 3$ мм; диапазон линейных смещений $\pm 500$ мм
Измерение угла поворота вокруг оси ОХ, ОУ	$\sigma_{\Theta 1} = 0,3^\circ$ ; диапазон угловых смещений $\pm 9^\circ$
Измерение угла поворота вокруг оси ОZ	$\sigma_{\Theta 3} = 0,2^\circ$ диапазон угловых смещений $\pm 3^\circ$

Примечание: При снятии статических характеристик погрешности задания измеряемых величин не превышали величины: линейных – 0.01 мм (по смещениям  $x$  и  $y$ ) и 1 мм по дистанции  $L$  (смещение по  $z$ ), угловых – 1 угл. мин.

Таким образом, среднеквадратическая погрешность измерения любой пространственной координаты объекта в плоскости, перпендикулярной оптической оси измерительной системы составляет 0,3 мм, погрешность измерения расстояний до контролируемого объекта не превышает 3 мм, погрешность определения угловых координат можно принять равной  $0,3^\circ$ , что допустимо при построении систем контроля перемещения объектов в пространстве.

### Заключение

Результаты эксперимента показывают, возможность реализации высокоточной шестикоординатной ОЭС измерения пространственного положения объекта.

Предложенная ОЭС имеет простую структуру, для измерения полного пространственного положения перемещаемого объекта, разработан оригинальный алгоритм определения шести пространственных координат. Результаты экспериментов с макетом ОЭС подтвердили возможность реализации высокоточной шестикоординатной системы измерения пространственного положения объекта.

### Литература

1. Киселёв В.Г. Алгоритм вычисления параметров сближения космических аппаратов. // Оптический журнал. – 1998. – Т. 65. – №8. – С. 41–45.
2. Численные методы в инженерных исследованиях. / В.Е. Краскевич, К.Х. Зеленский, В.И. Гречко. – К.: Вища шк. Головное изд-во. – 1986. – 263 с.
3. Быстрые алгоритмы цифровой обработки изображений. / Т.С. Хуанг, Дж.О. Эклунд, Г.Дж. Нуссбаумер и др.; Под ред. Т.С. Хуанга: Пер. с англ. – М.: Радио и связь. – 1984. – 224 с., ил
4. Андреев А.Л. Автоматизированные телевизионные системы наблюдения. Ч. 2. Арифметико-логические основы и алгоритмы. / Учебное пособие для курсового и дипломного проектирования. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2005.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ВАРИАЦИИ ПОКАЗАНИЙ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ С ПОМОЩЬЮ СТЕРЕОСКОПИЧЕСКОЙ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПОЛОЖЕНИЯ ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНОГО ПУТИ

А.В. Пантюшин, М.Г. Серикова

Научный руководитель – к.т.н., доцент А.Н. Тимофеев

Целью исследования является получение статистических характеристик показаний стереоскопической оптико-электронной системы считывания реперных меток при изменении направления измерения и определение направлений ослабления погрешности.

Ключевые слова: вариация, стереоскопическая система, контроль пространственного положения

## Введение

На сегодняшний день в связи с бурным развитием промышленности возникает проблема определения пространственного положения элементов крупногабаритных объектов относительно абсолютных координат. Зачастую наряду с высокой точностью измерений необходимо обеспечить высокое быстродействие измерительных систем в сочетании с дистанционным характером измерений. Одной из серьезных практических проблем является решение задачи контроля пространственного положения железнодорожного пути при движении по нему в прямом и обратном направлении с достаточно высокими скоростями [1]. Осуществление подобного контроля крайне необходимо для обеспечения безопасности и комфорта движения поездов на высоких скоростях.

## Основная часть

Разработанная в Санкт-Петербургском государственном университете информационных технологий, механики и оптики, оптико-электронная система контроля положения реперных меток (ОЭСКПРМ), построенная по стереоскопической схеме, позволяет в процессе движения выправочной машины определять просадки железнодорожного полотна в вертикальной плоскости (выправка), взаимное положение рельсовых нитей по высоте (поперечный уровень) и положение в плане (рихтовка) относительно массива полупроводниковых излучающих диодов, являющихся реперными метками, которые сопряжены с геодезической опорной сетью [2].

ОЭСКПРМ состоит из базового блока 1 (рис. 1), блока обработки и реперных меток 2. Базовый блок системы оборудован лазерным датчиком, необходимым для обнаружения меток. Базовый блок, расположенный на тележке 3, которая жестко базируется на железнодорожном пути 4, определяет свое положение относительно реперных меток 2 в приборной системе координат  $OXYZ$  ( $OX$  – рихтовка,  $OY$  – выправка). Реперная метка содержит полупроводниковый излучающий диод, который конструктивно объединен с отражательным элементом, необходимым для функционирования датчика обнаружения меток. Причем, координаты, а также угол поворота базового блока относительно оси  $OZ$  (поперечный уровень), измеряются в момент прохождения выправочной машины мимо опоры с закрепленной на ней меткой.

Сканирование всего массива реперных точек позволяет (с учетом данных от штатных систем контроля железнодорожного полотна) вычислить положение любой точки сканируемого участка в абсолютной системе координат. Это, в свою очередь,

позволяет производить его наладку с привязкой к абсолютной системе координат, что благотворно сказывается на безопасности и комфорте скоростного железнодорожного движения.

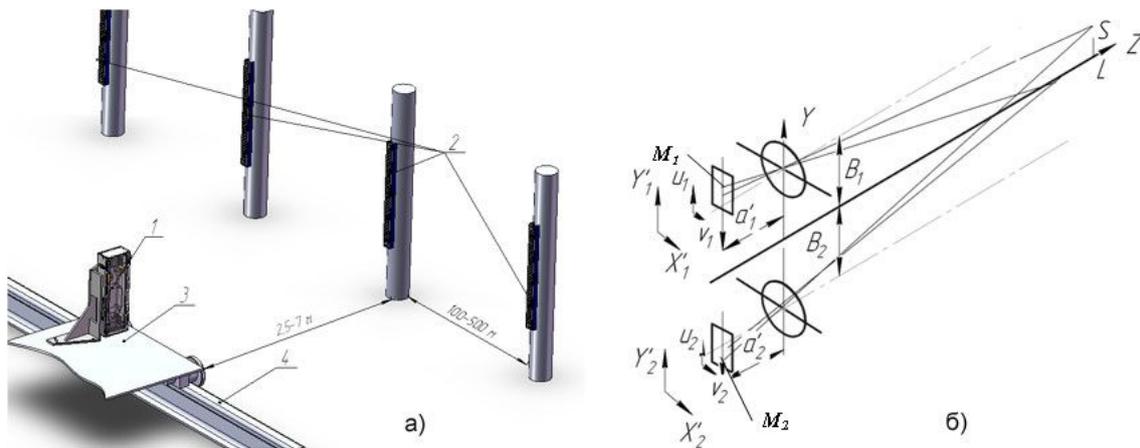


Рис. 1. Схемы, поясняющие работу опико-электронной системы считывания реперных меток

В базовом блоке (рис. 2) две камеры, разнесенные в пространстве на расстояние равное величине базы  $B=B_1+B_2$  (их оптические оси составляют углы  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  с осью  $OZ$  приборной системы координат) реализуют стереоскопическую схему измерений. В этой схеме оптические оси объективов верхней и нижней камер проходят через точки  $(u_0, v_0)$  и  $(u_2, v_2)$  на поверхностях фоточувствительных матриц  $M_1$  и  $M_2$ . при этом поверхности матриц расположены на расстояниях  $a_1'$  и  $a_2'$  от задней главной точки объектива.

При работе системы после обнаружения метки (получение сообщения от датчика обнаружения меток), производится захват кадров с камер. На основе анализа кадров определяются координаты изображений источника в системе координат, связанной с матричным полем камер. После этого на основе полученных данных рассчитываются величины относительного смещения  $S$  (выправка) и удаления  $L$  (рихтовка) базового блока и реперной метки по формулам:

$$S = \left( B_1 \left( \frac{B_2}{Z_{02}} - \frac{y'_2}{a'_2} \right) - B_2 \left( \frac{B_1}{Z_{01}} - \frac{y'_1}{a'_1} \right) \right) / \left( \frac{B_2}{Z_{02}} - \frac{y'_2}{a'_2} + \frac{B_1}{Z_{01}} - \frac{y'_1}{a'_1} \right), \quad (1)$$

$$L = (B_1 + B_2) / \left( \frac{B_2}{Z_{02}} - \frac{y'_2}{a'_2} + \frac{B_1}{Z_{01}} - \frac{y'_1}{a'_1} \right), \quad (2)$$

где  $Z_{01}, Z_{02}$  – координата пересечения оси  $OZ$  визирными осями верхнего и нижнего каналов соответственно;  $y'_1$  и  $y'_2$  – координаты энергетических центров изображений реперной метки, измеренные в системе координат верхней и нижней камер, и пересчитанные с учетом различных поправок. Эти координаты являются функциями следующих параметров [3]:

$$y'_1, y'_2 = f(u_1, v_1, u_2, v_2, u_{01}, v_{01}, u_{02}, v_{02}, \alpha_1, \alpha_2, \gamma_1, \gamma_2, n, d, k), \quad (3)$$

где  $u_1, u_2$  и  $v_1, v_2$  – координаты изображений по осям  $O_1U_1, O_2U_2$  и  $O_1V_1, O_2V_2$  матриц соответственно;  $n$  – показатель преломления защитных стекол камер;  $d$  – толщина защитных стекол камер;  $k$  – размер пикселя матричного фотоприемника.

Показания работы системы снимались в двух взаимнопротивоположных направлениях, что дало возможность исследовать вариацию показаний системы при изменении направления измерения и выявить причины, вызывающие вариацию показаний.

Получение статистических характеристик работы системы проводилось на стенде (рис. 2), имитирующим условия работы прибора. Ось  $OZ$  приборной системы

координат выставлялась параллельно оптической скамье 2. После чего положение измерительного блока 1 системы фиксировалось с помощью специального крепления так, что система могла перемещаться только вдоль оси  $OZ$ .

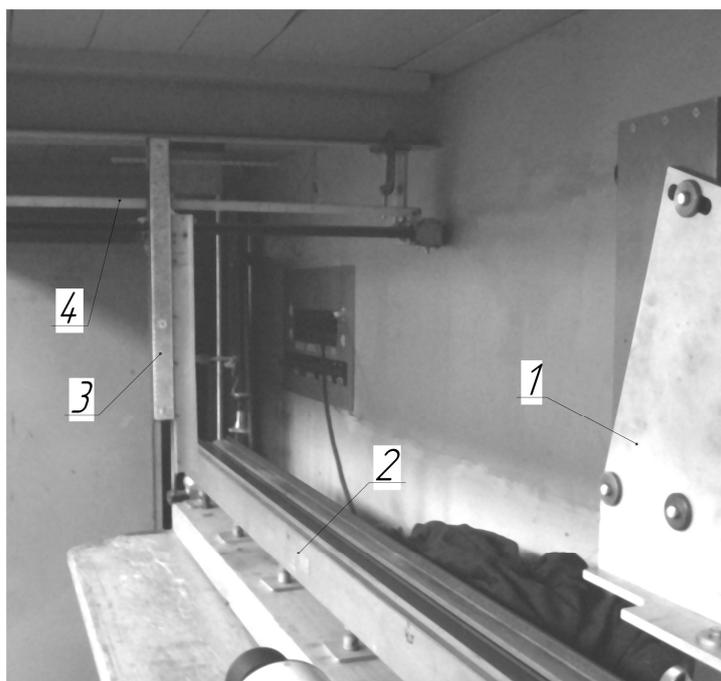


Рис. 2. Расположение блоков системы на измерительном стенде

Метка реперная 3 закреплялась напротив измерительного блока системы на специальной подвижке 4, позволяющей изменять скорость движения точечного источника излучения относительно измерительного блока

Направляющие подвижки закреплялись параллельно оси  $OX$  приборной системы координат. Метка реперная устанавливалась на подвижке таким образом, что в плоскости  $OYZ$  приборной системы координат она оставалась неподвижной, а в плоскости  $OXY$  метка могла перемещаться лишь по одной из координат. Таким образом, оказалось возможным задавать взаимное перемещение блоков системы как в прямом (в положительном направлении оси  $OX$ ), так и в обратном ходе (в отрицательном направлении) в диапазоне измеряемой дальности от 2000 до 5000 мм, при поперечных смещениях – от  $-140$  до  $+140$  мм.

После статистической обработки показаний системы, снятых в двух противоположных направлениях движения марки относительно измерительного блока, была получена зависимость вариации показаний прибора (разности мат. ожиданий снимаемых показаний при изменении направления измерения) от задаваемой дистанции до источника излучения. Соответствующие графики приведены на рисунке 3, где 1 – разность средних значений выборок при измерении дальности, полученных в прямом и обратном ходе, а 2 – разность средних значений выборок при измерении вертикального смещения в тех же условиях.

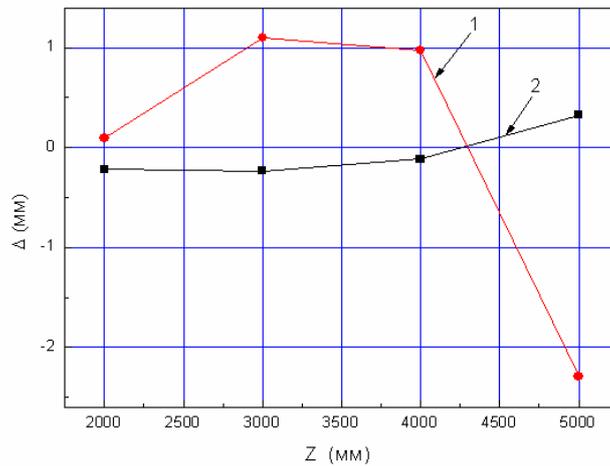


Рис. 3. Вариация показаний системы

При определении дальности были получено, в целом, хорошее совпадение среднеарифметических значений выборок, полученными в прямом и обратном ходе. Максимальное расхождение результатов равно 2,31 мм соответствует максимальной дистанции измерения равной 5000 мм. При вычислении смещения максимальное расхождение результатов также соответствует максимальной дистанции измерений и равно 0,33 мм.

Стоит так же отметить, что при измерении смещения получаемые значения группируются у двух достаточно обособленных значений (рис. 4а, где 1 – полигон рассеяния значений объединенной выборки, 2 – рассеяние значений, полученных в прямом ходе, 3 – рассеяние значений, полученных в обратном ходе), тогда как при измерении дистанции такого эффекта не наблюдается (рис. 4б).

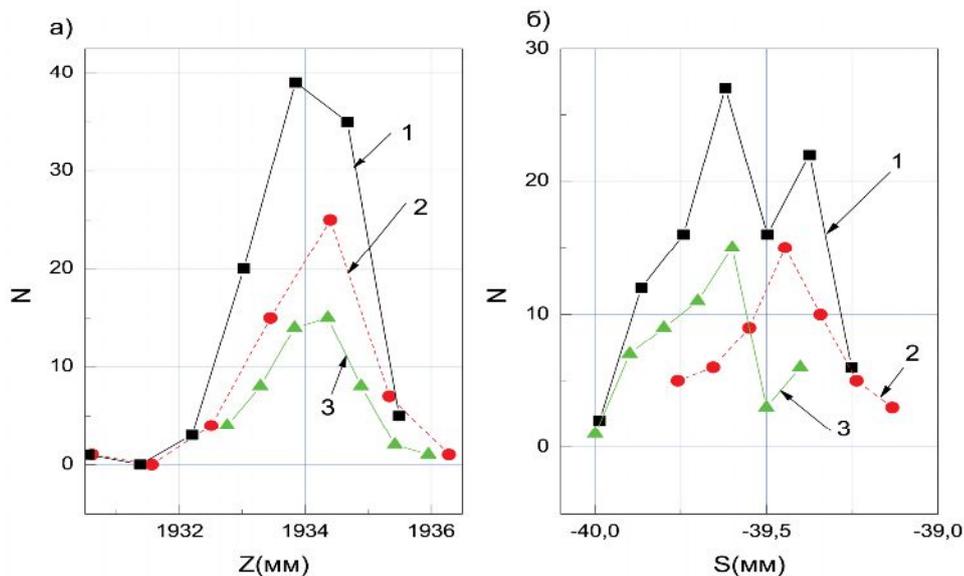


Рис. 4. Полигоны рассеяния измеряемых значений: а) при измерении дистанции; б) при измерении смещения

Такое поведение распределений можно объяснить большим полем рассеяния значения величины дистанции, что не позволяет разрешить два отдельных множества.

Среди основных причин, вызывающих вариацию показаний прибора при изменении направления измерения, следует отметить рассинхронизацию работы камер измерительных каналов и «смаз» изображения.

Рассинхронизация работы камер, т.е. неодновременный захват кадров, приводит к некорректной интерпретации системой положения объекта в результате анализа изображений с несоответствующих стереопар.

Появление «смаза» в изображении точечного источника обусловлено, в первую очередь, движением измерительного блока относительно метки. Следует отметить, что «смаз» изображения источника в данной системе принципиально не устраним из-за применения камер с прогрессивной разверткой (на основе КМОП-структур). Таким образом, уменьшение экспозиции не приводит к существенному изменению длины «смаза», а только к уменьшению его ширины. Применение камер с полнокадровой разверткой могло бы решить указанные трудности.

Для преодоления вышеописанных трудностей предлагается использовать более сложный алгоритм определения координат, основанный на определении траектории движения изображения источника по кадру [4].

### **Заключение**

В ходе экспериментального исследования вариации показаний внутрибазной оптико-электронной системы считывания реперных меток были получены статистические характеристики работы системы при изменении направления движения точечного источника излучения относительно матричного поля анализа системы. На основе полученных данных была рассмотрена зависимость вариации показаний прибора от задаваемой дистанции до источника излучения.

Кроме того, в работе было показано, что для обеспечения инвариантности показаний системы необходимо уменьшать влияние «смаза» изображения источника и рассинхронизации работы измерительных каналов. С этой целью был предложен новый алгоритм обработки изображений, получаемых исследуемой ОЭС.

Предлагаемый алгоритм позволяет восстанавливать траекторию движения изображения источника по кадру для устранения эффекта рассинхронизации работы измерительных каналов. Кроме того, при помощи с его помощью можно определять наклон измерительного блока относительно источника излучения, вносящий ошибку в определение измеряемых величин, с целью внесения необходимых поправок в расчеты.

### **Литература**

1. Коган А.Я., Ершова К.Б., Петуховский В.В. и др. Актуальные проблемы выправки и приемки пути после ремонта //Путь и путевое хозяйство. – 2007. – №5. – С. 7–9.
2. Алеев А.М., Араканцев К.Г, Тимофеев А.Н. Ершова К.Б., Петуховский В.В., Петуховский С.В., Холин А.Е. Оптико-электронная система контроля положения железнодорожного пути относительно реперных меток //Известия вузов. Приборостроение. – 2008. – Т. 51. – №9. – С. 18–22.
3. Жуков Д.В., Пантюшин А.В., Серикова М.Г. Повышение точностных характеристик методом оптимизации параметров алгоритма в оптико-электронной системе контроля положения реперных меток // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. – 2008. – Выпуск 49. – С. 183–188.
4. Жуков Д.В., Пантюшин А.В., Усик А.А. Алгоритм определения координат изображений точечных источников в движущейся стереоскопической системе на примере оптико-электронной системы контроля положения реперных меток //Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. – 2008. – Выпуск 49. – С. 207–212.

## **ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ СИСТЕМА КОНТРОЛЯ ПАРАЛЛЕЛЬНОСТИ ВАЛОВ БУМАГОДЕЛАТЕЛЬНОЙ МАШИНЫ**

**М.А. Шомрина**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент А.Н. Тимофеев**

Работа посвящена разработке специализированной оптико-электронной системы контроля параллельности, способной вести контроль параллельности валов бумагоделательных машин относительно базовой системы координат. В ней рассматриваются зависимости размера отражателя от диапазона измерений, особенности его конструкции, расчетные значения погрешности измерения.

Ключевые слова: оптико-электронная система, параллельность валов

### **Постановка задачи**

Бумагоделательная машина (БДМ) является основным и наиболее сложным агрегатом бумажного производства, на котором происходит целый комплекс сложных быстропротекающих технологических процессов, связанных с отливом, прессованием, сушкой и отделкой бумажного полотна. Она является центральным объектом заказов для целлюлозно-бумажных предприятий.

БДМ работает непрерывно, и к ней предъявляются повышенные требования к точности изготовления и монтажа [1]. Несмотря на большие размеры, машина обеспечивается тонкой регулировкой и выполняет работу высокого класса точности при почти полной автоматизации происходящих на ней процессов.

На современном уровне развития систем контроль для БДМ должен осуществляться автоматически, оперативно и бесконтактно. Поэтому возникла необходимость создания оптико-электронной системы контроля параллельности (ОЭСКП) валов в горизонтальной плоскости, работающей на расстояниях от 0,5 до 10 метров при изменениях температуры от +10 до +50°C с диапазоном измерений 15', а также разработки конструкции отражателя, инвариантного к смещениям в вертикальной плоскости.

На рынке представлено великое множество самых разнообразных систем, позволяющих получить трехмерные координаты измеряемого объекта. Существует несколько основных подходов к реализации оптико-электронных систем (ОЭС) контроля смещений на базе трехкоординатных датчиков: ОЭС на базе тахеометров, ОЭС на базе лазерных сканеров, ОЭС на базе трекеров и другие.

Однако, существующие ОЭСКП являются универсальными устройствами, что повышает их сложность и стоимость, по сравнению с датчиками, выполненными для конкретных целей. В связи с этим предложено рассмотреть возможность ОЭС контроля параллельности валов на основе автоколлимационной схемы измерений.

### **Принцип работы измерительной схемы**

В результате анализа существующих систем контроля параллельности [2–4], предложена автоколлимационная схема измерений, представленная на рис. 1.

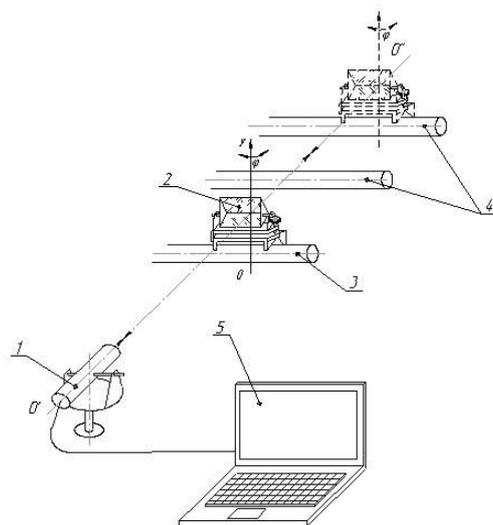


Рис. 1. Автоколлимационная схема измерений

В данной схеме используется автоколлимационная труба 1 с матричным фотоприемником и угловое зеркало с углом  $90^\circ$  2 в качестве отражателя, изменяющее направление оптической оси на противоположное. Автоколлимационная труба задает базовое направление  $O'O''$ , перпендикулярно которому расположена вертикальная ось, относительно которой определяется угол отклонения валов  $\varphi$ .

Сам процесс контроля состоит в последовательном измерении угла разворота оси валов относительно базового. В начале отражатель устанавливают на базовый вал 3, измеряют координаты положения и устанавливают его таким образом, чтобы его ось была перпендикулярна оси базового направления. Затем производят контроль остальных валов 4, устанавливая отражатель поочередно один за другим.

Угол разворота вычисляется с помощью специальной программы на персональном компьютере (ПЭВМ) 5.

В оптической схеме (рис. 2) оптико-электронной системы контроля параллельности валов (ОЭСКПВ) контрольный элемент (КЭ) 6 – угловое зеркало – подсвечивается источником излучения (ИИ) – два полупроводниковых излучающих диода (ПВД) 4' и 4'', управляемые через блок управления источниками излучения (БУИИ) персональным компьютером. Отраженное оптическое излучение фокусируется объективом автоколлимационной трубы (АКТ) на приемнике оптического излучения (ПОИ), в качестве которого используется матричный фоточувствительный приемник с зарядовой связью (ФПЗС) 1.

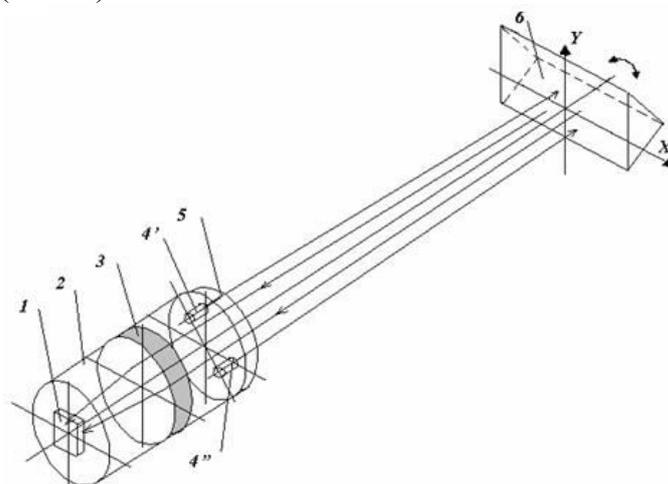


Рис. 2. Схема оптической части автоколлимационного измерительного канала

Процесс измерения координат  $X$  и  $Y$  КЭ  $b$  разделен на два этапа: определение координат изображения с первым ПИД  $4'$ , а потом со вторым ПИД  $4''$ . Вначале по команде с ПЭВМ через БУИИ включается первый ПИД  $4'$ , и БПОИ производит захват кадра с ФПЗС  $1$ , после чего определяется элемент с максимальной освещенностью, и в БПОИ определяются координаты энергетического центра тяжести изображения  $1$ . После этого ПИД  $4'$  выключается, включается ПИД  $4''$ , и измеряются координаты второго изображения. После этого они поступают в ПЭВМ, где рассчитывается расстояние между ними как по вертикали, так и по горизонтали.

Для того чтобы получить угол отклонения валов необходимо определить координаты изображения ПИД и линейное смещение контрольного элемента. Для определения координат используется наиболее простой алгоритм определения энергетического центра тяжести изображения (погрешность составляет 0,1...0,01 размера элемента ФПЗС) [5].

Получив координаты нулевого и измеряемого положения КЭ, на компьютере вычисляется линейное смещение  $a_\delta$ .

Угол отклонения валов от перпендикуляра к базовому направлению горизонтальной плоскости  $\varphi$  будет определяться по формуле:

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left( \frac{a_\delta}{f'} \right),$$

где  $a_\delta$  – линейное смещение (мм);  $f'$  – фокусное расстояние объектива (мм).

В качестве отражателя, изменяющего направление оптической оси на противоположное, автором статьи предложено использовать зеркальный угольник. Он работает в горизонтальной плоскости по принципу призмы БР-180°, которая имеет следующие преимущества по сравнению с плоским зеркалом:

- углы между гранями призмы неизменны;
- при полном внутреннем отражении (ПВО) отсутствуют потери света;
- поворот самого зеркала призмы вокруг оси ребра рабочих граней инвариантен.

Необходимо отметить, что по сравнению с призмой зеркальный угольник обладает существенно меньшим весом.

Согласно проведенному в работе габаритно-энергетическому расчету размеры отражателя будут составлять 110×120 мм с учетом его крепления.

Проведенный расчет погрешности измерений с учетом оценки координат изображений по методу энергетического взвешивания показал, что погрешности контролируемых разворотов не превышает 3,5'.

### **Исследование зависимости размера отражателя от дистанции**

Размер отражателя  $D$  предложено определять по формуле

$$D = \frac{D_{cd} + D_{ob} + 2b}{2}, \quad (1)$$

где  $D_{ob}$  – диаметр объектива (рис. 3),  $D_{cd}$  – диаметр излучающей площадки ПИД и  $b$  – линейное смещение луча при повороте отражателя на угол  $\varphi$ . При этом  $b$  вычисляется по формуле

$$b = l \cdot \operatorname{tg}(2\varphi),$$

где  $l$  – это расстояние от оптической системы до КЭ, мм.

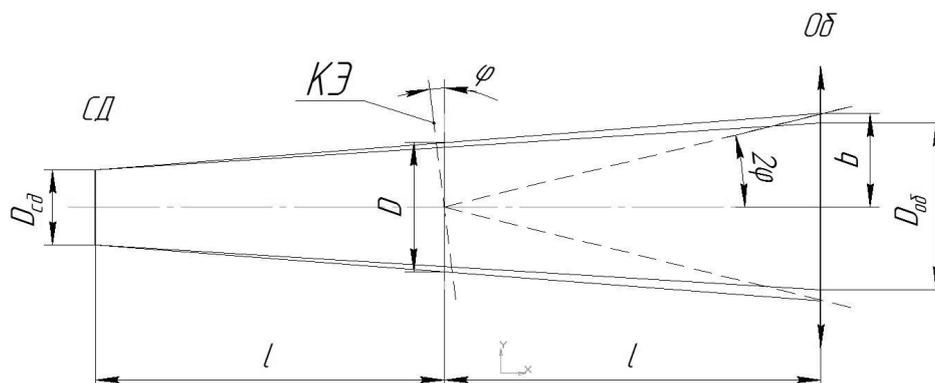


Рис. 4. Схема развертки контрольного элемента: СД – светодиод; Об – объектив

Используя формулу (1), были построены графики (рис. 4) зависимости размера отражателя  $D$  от дистанции для различных  $\varphi = 20', 15', 10', 5'$ .

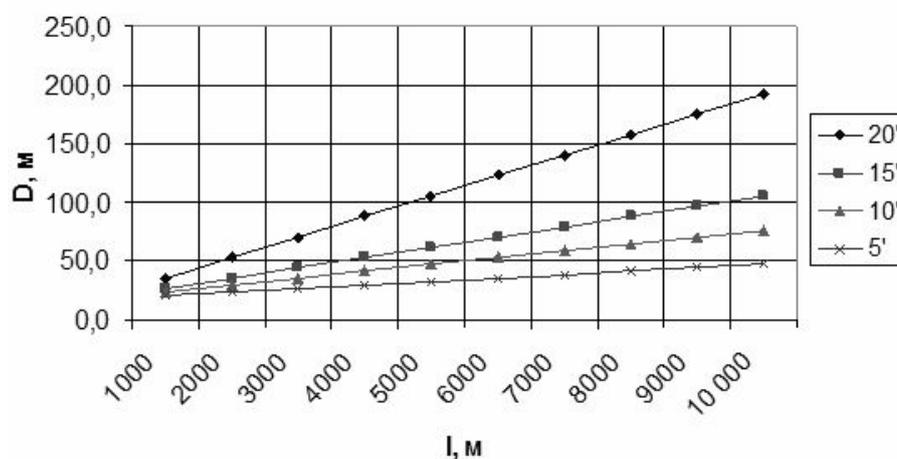


Рис. 5. Зависимость диаметра отражателя от дистанции при различных  $\varphi$

Из графиков видно, что для требуемого угла  $\varphi = 15'$  в диапазоне от 2 до 9 м диаметр отражателя в горизонтальной плоскости меняется от 36 до 97 м, причем на минимальной дистанции определяется полусуммой диаметров источника и входного зрачка объектива. Обычно расстояния до контролируемых валов находятся в диапазоне 2–20 м и поэтому диаметр отражателя не должен быть больше чем 120 мм.

### Заключение

Основным достоинством предложенной в работе схемы является то, что она позволяет осуществлять бесконтактные измерения с помощью отражателя в виде зеркального угольника. Так же в ходе работы было проведено исследование зависимости размеров отражающего элемента от дистанции, при этом на минимальной дистанции размер определяется полусуммой диаметров источника и входного зрачка объектива.

Теоретическая оценка погрешности контролируемых разворотов показала, что ее величина не должна превысить  $3,5'$ .

Целью дальнейших исследований является изучение влияния воздушного тракта на погрешность измерений.

## Литература

1. Кокушин Н.Н. Монтаж и ремонт целлюлозно-бумажного оборудования: Учебник для вузов. – М.: Экология. – 1991. – 208 с.
2. Sokkia [Электронный ресурс] <http://www.sokkia.com/>
3. Leica Geosystems [Электронный ресурс] <http://www.leica-geosystems.com/>
4. Федеральное государственное унитарное предприятие научно-производственная корпорация «Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова [Электронный ресурс].  
[http://soi.srv.pu.ru/r\\_1251/directions/dir2/optpribor/proiz/avtokol.htm](http://soi.srv.pu.ru/r_1251/directions/dir2/optpribor/proiz/avtokol.htm)
5. Кортаев В.В, Краснящих А.В. Измерительные оптико-электронные приборы. / Методические указания к выполнению лабораторных работ. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2006. – 104 с.

## ОЦЕНКА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ СВЯЗИ

Е.А. Арефьева

Научный руководитель – к.т.н., доцент О.П. Тимофеев

В работе рассматриваются волоконно-оптические системы связи (ВОСС) с импульсно-кодовой модуляцией (ИКМ), предназначенных для передачи телевизионных изображений и другой информации. Приводится методика расчета основных параметров и характеристик.

Ключевые слова: волоконно-оптические системы связи, методика расчета, параметры

В связи с ростом прогресса в области информатизации и телекоммуникации, а также масштабным проникновением Интернета вплоть до отдаленных уголков, возросли и требования к качеству проектирования волоконно-оптических систем связи. Существует много различных способов проектирование ВОСС. В чем-то они похожи, в чем-то различны, а наша задача заключается в том, чтобы найти способ наиболее быстрой и эффективной оценки основных параметров и характеристик ВОСС.

Проектирование волоконно-оптических систем связи в общем случае определяется четырьмя основными требованиями: желаемой скоростью передачи информации (шириной полосы), отношением сигнала к шуму SNR (или вероятностью ошибки при передаче цифровой информации BER), расстоянием между терминалами (или оконечными устройствами) и типом информации (цифровой или аналоговой). Кроме этих основных требований есть еще ряд факторов, влияющих на работу системы, в частности, такие как физический и химический состав окружающей среды, стоимость, размеры, масса, габариты и другие. В совокупности все эти факторы делают процедуру расчета довольно сложной. [1] Однако на начальном этапе проектирования, в котором определяются основные параметры системы, эта сложность совсем не нужна. Начальный этап проектирования включает в себя анализ обнаружительных, точностных и информационных характеристик системы, на основании которых, в последующих этапах идет выбор конкретных элементов системы связи.

На первоначальном этапе необходимо оценить обнаружительные характеристики проектируемой системы. Для решения задачи обнаружения лазерного излучения в соответствии с теорией статистических решений приемная часть ОЭС помимо приемно-усилительного тракта (ПУТ) включает в себя пороговое устройство (ПУ). Принимаемое излучение считается обнаруженным, если электрический сигнал на выходе ПУТ превышает порог срабатывания ПУ  $I_{п}$ . Этот сигнал является шумом или смесью полезного сигнала с шумом. Вследствие стохастического характера шума и смеси возможны ошибки при принятии решения о наличии или отсутствии полезного сигнала в электрическом сигнале на выходе ПУТ. Это, прежде всего, ошибка ложной тревоги, обусловленная превышением шумом на выходе ПУТ порога срабатывания ПУ  $I_{п}$  и характеризуемая вероятностью ложной тревоги  $P_{лт}$ . Другая ошибка, называемая ошибкой пропуска сигнала, возникает в том случае, когда смесь сигнала и шума на выходе ПУТ оказывается ниже порога срабатывания ПУ  $I_{п}$ , и характеризуется вероятностью пропуска сигнала  $P_{проп}$ , которая связана с вероятностью правильного обнаружения  $P_{по}$  сигнала соотношениями  $P_{проп} = 1 - P_{по}$  и  $P_{по} = 1 - P_{проп}$ . Решение о наличии или отсутствии полезного сигнала в электрическом сигнале на выходе ПУТ принимается в момент прихода излучения от объекта, если этот момент известен и выделяется в ОЭС путем временного стробирования. В таком случае вероятность ложной тревоги определяют как вероятность на интервале обнаружения  $P_{лт,инт}$  и вычисляют по формуле [2]:

$$P_{\text{ЛТ.мгн}} = 1 - \Phi(K_{\text{П}}), \quad (1)$$

где  $\Phi(K_{\text{П}})$  – интеграл вероятности вида

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt,$$

$K_{\text{П}}$  – относительный порог срабатывания ПУ.

При этом вероятность правильного обнаружения

$$P_{\text{ПО}} = 1 - \Phi(K_{\text{П}} - \rho_0) = 1 - (1 - \Phi(\rho_0 - K_{\text{П}})) = \Phi(\rho_0 - K_{\text{П}}), \quad (2)$$

где  $\rho_0$  – отношение сигнал/шум на выходе ПУТ, которое обеспечивает заданные обнаружительные характеристики проектируемой системы связи.

Так по табличным значениям интеграла вероятности находим

$$\rho_0 = (\rho_0 - K_{\text{П}}) + K_{\text{П}}. \quad (3)$$

Определяемое таким образом значение отношения сигнал/шум обеспечивает не только обнаружительные характеристики, но и пропускную способность системы.

Наряду с обнаружением сигнала нам нужно обеспечить его достоверность, которая определяется информационными и точностными характеристиками проектируемой системы.

Для правильной передачи информационного сигнала надо учитывать, что на скорость поступления информации в канал связи налагает ограничения допустимая частота следования импульсов лазера. Минимально допустимый период следования импульса лазера не должен превышать минимально возможного интервала между импульсами в кодовой комбинации. Кодовые комбинации состояются из последовательности двоичных единиц и нулей. Двоичные единицы могут быть представлены в тактовых точках импульсами определенной длительности, формы и величины, а нули отсутствием импульсов. Каждая кодовая комбинация характеризует определенный уровень информационного аналогового сигнала, подвергнутого дискретизации во времени и квантованию по уровню [3].

Для правильного определения информационных характеристик, необходимо знать какую полосу частот занимает передаваемый сигнал:

$$\Delta F_c = \frac{1}{2\Delta t_0}, \quad (4)$$

где  $\Delta t_0$  – интервал времени между дискретными отсчетами сигнала.

$$\Delta t_0 = \frac{T_k}{n_s}, \quad (5)$$

где  $T_k$  – время передачи кадра;  $n_s$  – число элементов изображения в кадре.

Время передачи кадра можно определить из условия:

$$T_k = \frac{1}{f_k}, \quad (6)$$

где  $f_k$  – частота смены кадров,  $\text{с}^{-1}$ .

Зная эти параметры, можно определить производительность источника сигнала (бит/сек):

$$I_u(x) = 2\Delta F_c \cdot H(x), \quad (7)$$

где  $H(x)$  – информационная энтропия сигнала (количество информации в отдельном отсчете сигнала) или разрядность двоичного кода:

$$H(x) = \log_2 n, \quad (8)$$

где  $n$  – коэффициент, определяющий число возможных состояний символов сообщения.

При передачи в реальном времени скорость передачи информации  $R^*$ :

$$R^* = I_u(x). \quad (9)$$

Качество передачи и приема информации характеризуется средней вероятностью ошибки передачи и приема символов сообщений:

$$\overline{P}_{ош} = 2^{-T_{cc} \cdot R^* \cdot \delta}, \quad (10)$$

где  $T_{cc} = f \cdot \Delta t_0$  – время передачи одинаковых или коррелированных символов сообщения;  $\delta$  – избыточность или коэффициент запаса по пропускной способности реальной системы по сравнению с идеальной. Величина избыточности определяет возможную помехоустойчивость системы. Из (10) получаем:

$$\delta = - \frac{\log_2 \overline{P}_{ош}}{R^* \cdot T_c}. \quad (11)$$

Количественной мерой оценки информационных характеристик служит отношение сигнал/шум по мощности:

$$\sigma_p = \sqrt{2^{C_c / \Delta f_s} - 1}, \quad (12)$$

где  $C_c$  – пропускная способность системы связи;  $\Delta f_s$  – ширина полосы пропускания электрического фильтра ПУТ.

Пропускная способность, или информационная емкость системы, должна превосходить поток поступающей информации:

$$C_c > R^*.$$

Это условие обеспечивает меньшую вероятность ошибки при передаче информации по каналу связи.

Информационную емкость можно определить по формуле:

$$C_c = R^* (1 + \delta). \quad (13)$$

Ширина полосы пропускания предварительного усилителя ПУТ:

$$\Delta f_s = \frac{1}{2\tau_u}, \quad (14)$$

где  $\tau_u$  – длительность импульсов лазерного излучения.

Длительность импульса лазерного излучения, переносящего 1 бит информации – логическую «единицу», или длительность паузы при переносе логического «нуля» выберем из условия [3, 4]:

$$\tau_u = \frac{\Delta t_0}{H(x)}. \quad (15)$$

Используя данную методику оценки основных параметров и характеристик, был проведен расчет волоконно-оптической системы связи для передачи информации по одному каналу на расстояние не менее 10 км. Информация представлена в виде телевизионного изображения, имеющим в кадре  $5 \cdot 10^5$  элементов с 1024 равновероятными состояниями яркости. Обработка видеосигнала производится в реальном времени. Система должна обеспечивать заданную вероятность ошибки  $10^{-5}$ .

При расчете были получены следующие результаты:

отношение сигнал/шум  $\rho_0 = 6,05$ ;

скорость передачи информации –  $R^* = 125$  Мбит/с;

длительность импульсов лазерного излучения –  $\tau_u = 8$  нс;

полоса пропускания электрического фильтра ПУТ –  $\Delta f_s = 6,25 \cdot 10^7$  МГц;

отношение сигнал/шум по мощности –  $\sigma_p = 2$ ;

пропускная способность системы связи  $C_c = 145 \cdot 10^6$  бит/сек.

Руководствуясь этими значениями, был произведен энергетический расчет системы, в ходе которого были выбраны источник и приемник излучения.

В качестве приемника оптического излучения был выбран приемный модуль ТФД-200, работающий в спектральном диапазоне длин волн от 850 до 1620 нм, выпускаемый научно-производственным предприятием «ТЕЛАМ». Мощность принимаемого лазерного излучения при котором сигнал еще может быть правильно обнаружен составляла  $P_{пр} = 3 \cdot 10^{-7}$  Вт, мощность источника излучения с учетом рассчитанных потерь составила 100 мВт. В качестве источника излучения был выбран лазерный передающий модуль ЛПМ-(155)СТ-1 компании «ПОЛЮС», предназначенный для использования в цифровых волоконно-оптических системах передачи информации со скоростями от 2 до 622 Мбит/с.

Таким образом, мы рассмотрели наиболее важные параметры. Данная методика расчета основных параметров и характеристик системы связи отличается простотой вычислений и дает достаточно полное представление о проектируемой системе и вполне может использоваться для оценки не только ВОСС, но и других систем связи.

### Литература

1. Элион Г., Элион Х. Волоконная оптика в системах связи. – М.: Изд-во «Мир». – 1981. – 193 с.
2. Тимофеев О.П. Энергетический расчет измерительных ОЭП с лазерами: Методические указания. – Л.: ЛИТМО. – 1986.
3. Таукчи В.М. Прикладная теория информации. Конспект лекций. – Ленинград. – 1976.
4. Дмитриев В.И. Прикладная теория информации. – Москва. – 1989. – 330 с.

## ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЛЕЙНЫЙ КООРДИНАТОР ЦЕЛИ С ВЫДАЧЕЙ ЗНАКА УГЛА РАССОГЛАСОВАНИЯ

Т.В. Копылова

Научный руководитель – д.т.н., профессор Е.Г. Лебедько

Рассмотрен релейный координатор цели лазерной системы наведения, выявлены его преимущества по сравнению с другими видами координаторов, разработана структурная схема импульсного релейного координатора.

Ключевые слова: импульсный релейный координатор цели, угол и сигнал рассогласования, пеленгационная характеристика

### Введение

Важнейшим элементом всякой системы самонаведения является так называемый координатор цели – устройство, служащее для автоматического определения углового положения цели относительно своей оси. При этом координаторы цели наряду с обеспечением большой дальности действия и помехозащищенности должны обладать высокой надежностью и низкой стоимостью.

### Основные положения

Угловое положение цели (рис. 1) относительно оси координатора определяется углами  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  или  $\Delta$ ,  $\varphi$ ,  $OXYZ$  – прямоугольная система координат, жестко связанная с координатором,  $C$  – положение цели.

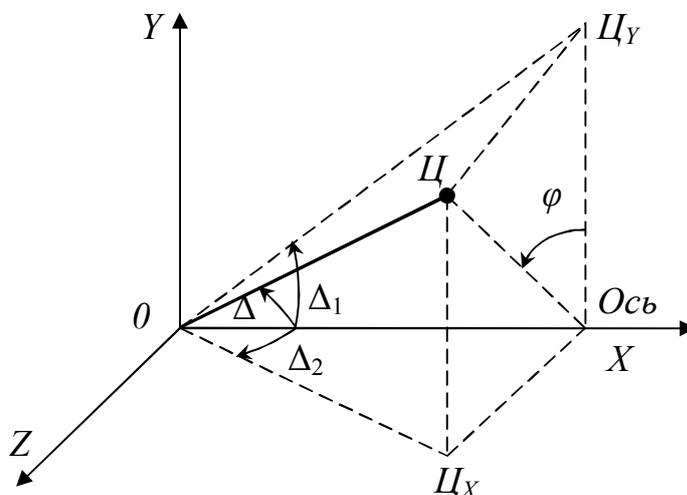


Рис. 1. Угловые координаты цели

Координатор называется декартовым, если измеряются углы  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ . Если же измеряются углы  $\Delta$  и  $\varphi$ , то координатор называется полярным. Угол  $\Delta$  называется углом рассогласования. Плоскость угла  $\Delta$  принято называть плоскостью рассогласования. Угол  $\varphi$ , определяющий положение плоскости рассогласования, называется углом фазирования.

В декартовом координаторе выходные сигналы формируются в виде постоянных токов или напряжений. Приближенно можно считать, что сигналы на выходе координатора пропорциональны углам  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ , т.е.

$$u_1 = k_1 \cdot \Delta_1; \quad u_2 = k_2 \cdot \Delta_2. \quad (1)$$

Выходным сигналом полярного координатора является переменное напряжение частотой  $\omega$ :

$$u = k \cdot \Delta \cdot \cos(\omega t - \varphi). \quad (2)$$

Амплитуда сигнала пропорциональна углу рассогласования, а начальная фаза определяется углом  $\varphi$ .

Сигналы, содержащие информацию, об углах отклонения цели от оси координатора, принято называть сигналами рассогласования.

Измерение углов  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  или  $\Delta$ ,  $\varphi$  становится возможным только в том случае, когда координатор «видит» цель. Чтобы координатор мог «видеть», цель должна обладать каким-либо физическим свойством, отличным от физических свойств окружающей ее фона. Например, для самонаведения используются иные, чем у окружающей среды, свойства целей излучать или отражать электромагнитную энергию.

В соответствии с диапазонами волн электромагнитных колебаний координаторы делят на: оптические и радиолокационные. Некоторые цели являются источником звука. Звуковые колебания могут улавливаться акустическим (микрофонным) координатором.

Приемник электромагнитных волн или звука является частью координатора. Передатчик, энергия которого используется при измерении координат цели, может находиться рядом с координатором или в другом месте. В зависимости от этого различают активные, полуактивные и пассивные координаторы.

В связи с освоением мощных частотных квантовых генераторов появилась возможность применения полуактивных и активных оптических координаторов.

Координатор должен решать следующие задачи:

- принимать сигналы цели;
- преобразовывать принятые сигналы в электрические;
- усиливать сигналы цели;
- осуществлять автоматическую регулировку усиления;
- формировать сигналы рассогласования.

Характер устройств, осуществляющих прием и преобразование сигналов от цели, определяется типом координаторов. Структурная схема оптического координатора цели приведена на рис. 2. В оптических координаторах прием и преобразование производятся оптической системой и чувствительным элементом.

Модулирующими функциями при модуляции сигналов цели являются функции  $\Delta_1(t)$ ,  $\Delta_2(t)$  или  $\Delta(t)$ ,  $\varphi(t)$ . При формировании сигналов рассогласования обычно производятся демодуляция (детектирование) и фильтрация, в результате которых выделяются сигналы или  $u_1$ ,  $u_2$  или  $u$ .



Рис. 2. Структурная схема оптического координатора цели: ОПС – оптическая приемная система; АИ – анализатор изображения; ЧЭ – чувствительный элемент; СО – система обработки; КУ – канал управления

Среди существующих координаторов оптические координаторы обладают высокой помехозащищенностью. Однако характеристики таких координаторов существенно зависят от метеорологических условий.

Импульсные оптико-электронные координаторы делятся на релейные и линейные. В импульсных координаторах линейного типа используют зависимость величины принимаемых импульсов от направления прихода излучения, определяемая по формуле (1). Для однозначного определения угла рассогласования по значению сигнала

в линейных координаторах приходится использовать определенные логические процедуры [1]. Пеленгационная характеристика линейного координатора представлена на рис. 3а.

Импульсные координаторы релейного типа служат только для определения направления рассогласования по угловым координатам. Пеленгационная характеристика такого координатора дана на рис. 3б.

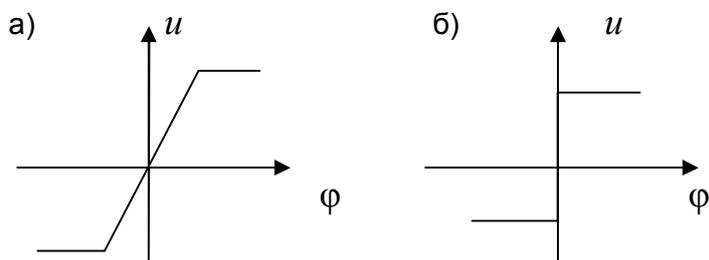


Рис. 3. Пеленгационная характеристика координаторов: а) для линейного; б) для релейного

Однако по мере сближения с целью изображение цели может проецироваться на две и более чувствительные площадки. Естественно, в этих условиях нарушается работа релейного координатора. Для однозначности его работы необходимо отдать предпочтение сигналу, снимаемому с чувствительной площадки, на которую проецируется энергетический центр отражающей поверхности.

### Структурная схема

При разработке структурной схемы релейного координатора возьмём за основу схему четырехканального координатора релейного типа [1], в котором разделение светового потока по каналам осуществляется за счет четырехплощадного фотоприемника. Учтем то, что разрабатываемый координатор полуактивного типа, а также случай проецирования изображения цели сразу на несколько площадок фотоприемника. Структурная схема проектируемого устройства и временные диаграммы, поясняющие работу схемы, приведены на рис. 4 и 5 соответственно. На схеме представлено два канала по оси  $X$ , по оси  $Y$  аналогичная схема.

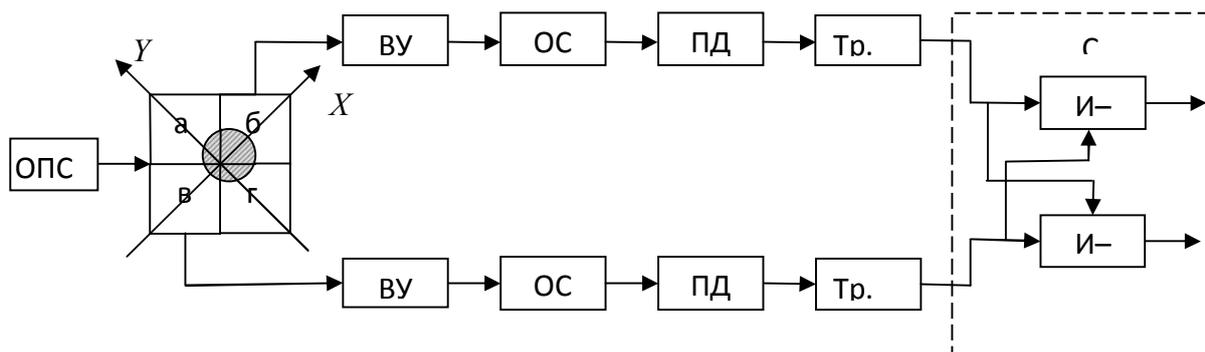


Рис. 4. Структурная схема проектируемого координатора: ОПС – оптическая приёмная система; а, б, в, г – чувствительный элемент; ВУ – видеоусилитель; ОС – ограничитель снизу; ПД – пиковый детектор; Тр. Ш – триггер Шмидта; СП – схема предпочтения

Полуактивная система наведения работает следующим образом. Лазер, работающий в импульсном режиме и находящийся вне координатора, излучает короткие импульсы в направлении цели. Сигнал, отражённый от цели поступает на приёмное окно координатора, за которым находится оптическая приемная система. ОПС предназначена для собирания лучистого потока отражённого от цели и направления его на чувствительный элемент. Чувствительный элемент, состоящий из

четырёх площадок, попарно расположенных по осям  $X$  и  $Y$ , преобразует сфокусированную лучистую энергию в электрическую. На видеоусилитель поступает либо помеха, либо смесь сигнала и помехи. В видеоусилителе осуществляется оптимальная обработка смеси сигнала и помехи.

Для исключения работы по выбросам помехи установлены ограничители снизу, уровень ограничения которых определяется заданной вероятностью ложной тревоги. После ограничителя смесь сигнала с помехой поступает на преобразователи амплитуда – временной интервал, которые образованы из пикового детектора и триггера Шмидта. С входов триггеров Шмидта прямоугольные импульсы, длительность которых пропорциональна величине снимаемого с чувствительной площадки сигнала, подаются на схему предпочтения, состоящую из двух логических схем И-НЕ. Со схемы предпочтения будет сниматься прямоугольный импульс, в том канале, в котором большая величина сигнала, тем самым обеспечивая однозначность выявления энергетического центра цели.

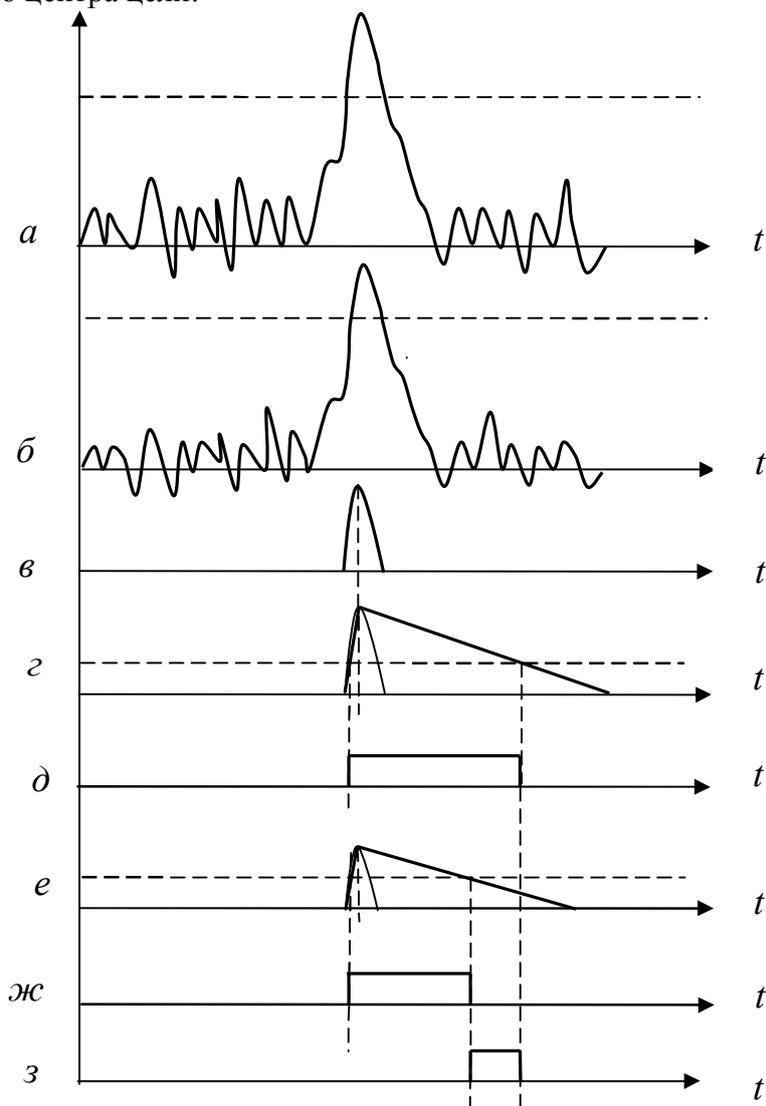


Рис. 5. Временные диаграммы

### Заключение

Предлагаемая схема позволяет реализовать относительно простой импульсный координатор цели. Использование импульсного режима в активных и полуактивных

системах существенно увеличивает дальность действия при незначительных энергетических затратах.

### **Литература**

1. Лебедько Е.Г., Порфирьев Л.Ф., Хайтун Ф.И. Теория и расчет импульсных и цифровых ОЭС. – Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ние. – 1984. – 191 с.
2. Боевая авиационная техника: Авиационное вооружение / Д.И. Гладков, В.М. Балувев, П.А. Семенов и др.: Под ред. Д.И. Гладкова. – М.: Воениздат. – 1987. – 279 с.
3. Марисов В.И., Кучеров И.К. Управляемые снаряды. – М.: Воениздат. – 1959. – 296 с.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ РЕГУЛИРОВКИ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ КАМЕР**

**П.С. Калашников**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент С.Н. Ярышев**

Чувствительность телевизионной камеры – минимальная освещенность на объекте, при которой обеспечивается заданное качество изображения. Таким образом, она является одним из главных критериев качества телевизионных камер. Немаловажным является и способность камеры (или оператора) регулировать эту чувствительность в зависимости от условий наблюдения объекта. Другими словами, важно, чтобы камера могла обнаруживать и распознавать объекты, как в условиях малой освещенности, так и при ярком свете. Ниже будут изложены методы регулировки и способы повышения чувствительности телевизионных камер, а так же варианты совместного применения нескольких методов для повышения динамического диапазона.

Ключевые слова: чувствительность, повышение, регулировка, телевизионная камера

### **Введение**

Сегодня нельзя представить нашу жизнь без телевизионных камер. Их применение очень широко: от любительских роликов на мобильном телефоне до высокотехнологичных высокоскоростных камер, позволяющих снимать до 10 000 кадров секунду. Условия наблюдения бывают самые разнообразные: яркий солнечный свет, туман, дымка, дождь, съемка при свете звезд и луны и пр. В таких условиях обычные камеры на основе ПЗС (прибор с зарядовой связью) не обеспечивают надежного наблюдения, особенно в охранном телевидении, где способность камеры максимально качественно передать картину происходящего является главным критерием оценки. Здесь требуются специальные высокочувствительные матрицы ПЗС, широкодиапазонные асферические объективы, специальные методы адаптации и обработки сигнала и многое другое. В данной статье рассматриваются возможности телевизионного наблюдения в наиболее сложных условиях.

Главными способами регулировки чувствительности в ПЗС камерах являются: адаптивный сдвиг динамического диапазона (рис. 1) и расширение диапазона рабочих освещенностей. Для этого необходимо построение системы автоматического регулирования или адаптации [1].

### **Поиск известных решений регулировки чувствительности**

#### **Режим электронного затвора (electronic shutter)**

При использовании объективов с постоянной диафрагмой, для адаптации камеры к уровню освещенности используют режим электронного затвора (electronic shutter). В этом режиме при увеличении освещенности автоматически уменьшается время накопления заряда в матрице ПЗС, а значит и чувствительность. Современные камеры обеспечивают минимальное время экспозиции от 1/10000 до 1/100000 секунды [2].

#### **Регулирование светового потока с помощью диафрагмы**

Управление чувствительностью ПЗС камер возможно различными оптическими средствами. Но одним из лучших является обычная диафрагма, подобно тому, как человеческий глаз прищуривается при ярком освещении и наши зрачки расширяются, когда света мало.

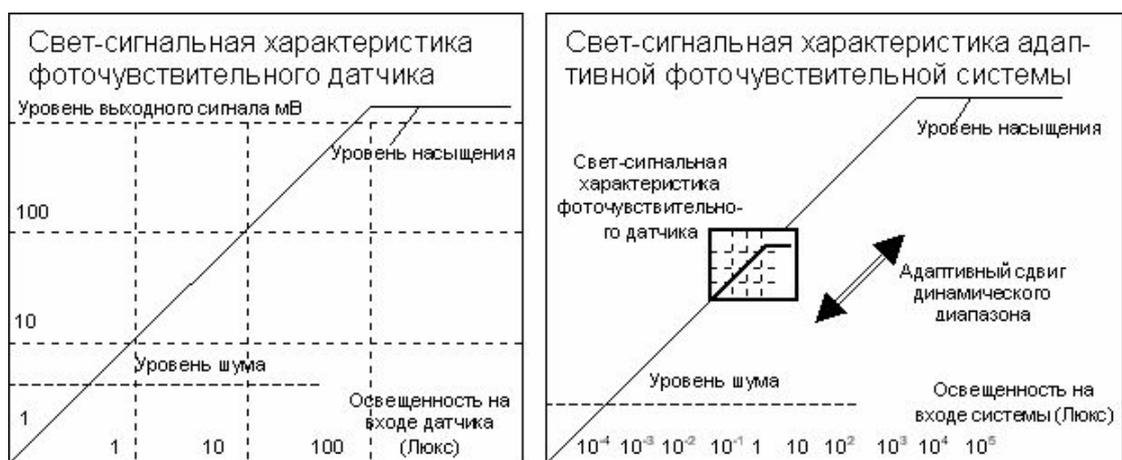


Рис. 1. Иллюстрация расширения диапазона рабочих освещенностей фоточувствительного датчика, работающего в составе адаптивной фоточувствительной системы

### Режимы расширения максимального наблюдаемого контраста

#### 1) Гамма коррекция.

С помощью этого вида нелинейной обработки сигнала происходит согласование логарифмического закона восприятия освещенностей человеческим глазом с линейной зависимостью свет-сигнальных характеристик телекамеры и видеомонитора. Упрощенно говоря, гамма коррекция состоит в дополнительном усилении слабых уровней сигнала. В телекамерах используют различные степени гамма коррекции от 0,7 до 0,45.

При работе камеры в условиях солнечного света, целесообразно устанавливать меньшее из возможных значений гамма коррекции – 0,45, что позволит несколько расширить диапазон наблюдаемых освещенностей сверху. Режим гамма коррекции, создает комфортное, «правильное» визуальное соотношение освещенностей, и сдвигает вверх нижний уровень наблюдаемых освещенностей. Но указанное преимущество достигается ценой следующих недостатков:

- в несколько раз увеличивается шум на темных участках изображения;
- ухудшается различимость объектов в средней и верхней областях диапазона освещенностей.

#### 2) Режим наблюдения против света «Back Light Compensation».

Режим «BLC» предназначен для наблюдения объектов в сложных условиях – против света. В результате, самые яркие объекты (например, светлое окно) «зарезаются в белом», а объекты среднего уровня (лицо человека, стоящего перед окном) усиливаются и становятся хорошо видимыми. Таким образом, режим «Back light compensation» не расширяет динамический диапазон, а сдвигает его с целью лучшего наблюдения более темных объектов, ценой потери ярких объектов.

#### 3) Режим увеличения контраста изображения.

Недавно начался выпуск телевизионных камер с режимом автоматической регулировки контраста изображения, позволяющих вести наблюдение в сложных погодных условиях, таких как туман, дождь и снег. Обычные камеры, при работе в этих условиях формируют блеклое малоконтрастное изображение объектов, которые при увеличении плотности тумана, дождя, или снега становятся полностью невидимыми (рис. 2). Новые камеры «вытягивают изображение из тумана» [3].

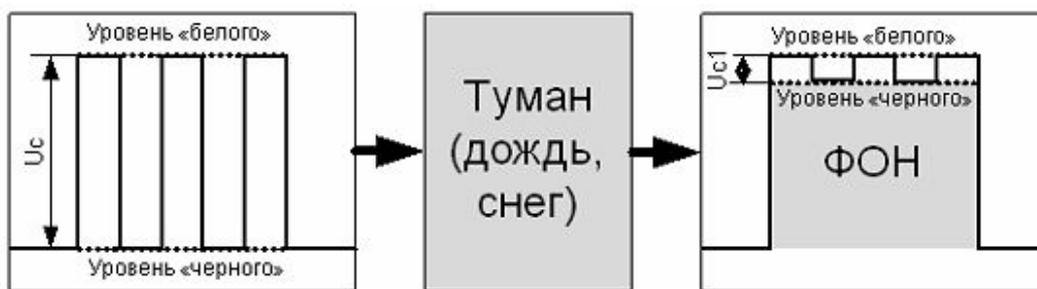


Рис. 2. Иллюстрация изменения уровней «белого» и «черного» в осциллограмме сигнала строки до и после прохождения изображения сквозь туман

### Анализ известных путей повышения чувствительности

Важнейшей характеристикой телекамеры, характеризующей ее способность преобразовывать кванты света в электрический сигнал, является чувствительность, т.е. нижняя граница рабочего диапазона освещенностей.

### Применение высокочувствительных матриц ПЗС, светосильных объективов и уменьшение составляющих шума

Сначала перечислим факторы, ограничивающие чувствительность в современных ПЗС камерах и возможности их улучшения путем применения новых ПЗС и объективов (рис. 3).

– Потери света в объективе. Не все фотоны света, попадающие на входную линзу, проходят к матрице ПЗС. Часть из них рассеивается, а часть поглощается материалом линз. Нужно сказать, что современные асферические объективы с относительным отверстием 0,8–0,75 – имеют очень высокие характеристики и в ближайшем будущем трудно ожидать заметных улучшений их параметров.

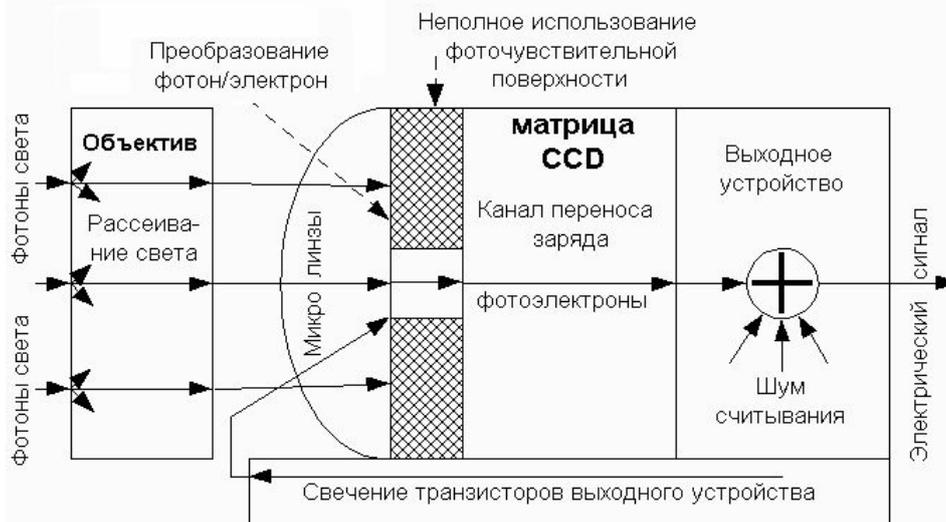


Рис. 3. Иллюстрация различных факторов ограничения чувствительности в телекамере на матрице ПЗС

– Потери из-за малой относительной площади фоточувствительных элементов к полной площади фоточувствительной секции. Фоточувствительные ячейки, особенно в матрицах малых форматов 1/3 дюйма и менее занимают менее 10% площади чувствительной поверхности. Остальная площадь используется под каналы переноса заряда и систему антиблуминга. Фирма SONY изобрела и применила прозрачные микролинзы на поверхности ПЗС, которые концентрируют свет со всей поверхности на маленькие фоточувствительные ячейки [5, 6].

– Шум темнового сигнала. Если объектив телекамеры закрыть непрозрачной крышкой, то в осциллограмме выходного сигнала наряду с сигналом синхронизации будет присутствовать темновой сигнал. Основной причиной темнового сигнала является термоэлектронная эмиссия, при которой темновой ток экспоненциально уменьшается при снижении температуры. Следовательно, для уменьшения этого шума, необходимо как-то охлаждать камеру, что практически очень сложно, но реализуемо.

– Потери при преобразовании фотон/электрон. Во время переноса зарядового пакета по элементам ПЗС некоторая часть электронов теряется, она захватывается на дефектах и примесях, существующих в кристалле. Освоение новых материалов и дальнейшая оптимизация структуры приборов в будущем могла бы позволить увеличить значение квантового выхода, особенно в области синего и ближнего ультрафиолетового частей спектра, что могло бы улучшить чувствительность камер [4].

– Ограничение чувствительности из-за шума считывания выходного устройства ПЗС. В настоящий момент шум считывания – главный фактор ограничивающий чувствительность телекамер. Его значение 20–30 электронов/пиксел теоретически можно было бы быть снизить в 10 раз. Ограничением здесь является площадь затвора первого выходного транзистора. Чем меньше площадь, тем меньше шум, но затвор с малой площадью не в состоянии вместить заряд пиксела в случае, когда света много, что приведет к ограничению сигнала в дневных условиях. Есть патенты, в которых предлагается разместить в ПЗС матрице 2 выходных устройства, одно для малых, а другое для больших зарядов, и переключать их ночью и днем соответственно. Поэтому можно ожидать в дальнейшем появление новых ПЗС с уменьшенным шумом выходного устройства, что могло бы привести к дальнейшему росту чувствительности ПЗС камер в несколько раз [5].

– Ограничение чувствительности из-за свечения транзисторов выходного устройства матрицы ПЗС. Все транзисторы слабо светятся (аналогично светодиодам и лазерным диодам), а в матрицах ПЗС это препятствует наблюдению слабых освещенностей. Это новая серьезная помеха заставила различные фирмы дорабатывать японские матрицы и заклеивать их выходное устройство непрозрачным материалом в тех камерах, где требовалась максимальная чувствительность [5].

### **Накопление сигнала до воздействия шума**

Существуют разные способы увеличения чувствительности телевизионной камеры, но все они основываются на одном принципе: «принципе накопления энергии сигнала». Этот принцип базируется на коренном отличии сигнала от шума. Сигнал всегда однополярный (в телевидении положительный) и имеет ограниченную полосу частот. Шум всегда дифференциальный с нулевым математическим ожиданием и со значительно более широкой полосой частот. В результате простое сложение (накопление) порций «сигнал плюс шум» будет приводить к линейному росту уровня сигнала и только к замедленному (по закону корня квадратного) росту среднего отклонения размаха шума. Каждые 100 сложений улучшают отношение сигнал/шум в 10 раз.

Адаптивные свойства ПЗС матриц позволяют применить в них уникальный способ повышения чувствительности, который можно условно назвать «накопление до воздействия шума». Суть его в том, что дополнительное суммирование (накопление) сигнала производится в самой матрице ПЗС до того, как сигнал попал в выходное устройство и к нему присоединился шум считывания. В результате происходит сложение сигнала без сложения шума, а шум добавляется в выходном устройстве ПЗС один раз на каждую сумму сигналов. В результате четырехкратное сложение приводит к четырехкратному росту отношения сигнал/шум, а не к 2-х кратному, как в обычных методах. Несмотря на отличные характеристики камер с режимом «накопление до

воздействия шума» имеют два серьезных недостатка. Во-первых, при увеличении экспозиции происходит «смазывание» изображения движущихся объектов. Второй недостаток – достаточно высокая стоимость, так как для визуализации на экране монитора прореженного в 32 раза изображения нужен преобразователь телевизионных стандартов с кадровым ОЗУ, АЦП, ЦАП и системой синхронизации [5].

### Суммирование зарядов с соседних элементов матрицы ПЗС

Другим вариантом адаптивного накопления сигнала является суммирование зарядов с соседних элементов матрицы ПЗС. Изменяя режим синхронизации ПЗС можно обеспечить сложение зарядов соседних элементов на затворе выходного транзистора и соседних строк на электродах выходного регистра ПЗС. Также, как и в предыдущем способе, происходит сложение сигнала до воздействия шума и десятикратное сложение приводит к десятикратному улучшению чувствительности. Такие камеры работают без увеличения инерционности, что позволяет им надежно наблюдать подвижные объекты вплоть до освещенности, соответствующей освещенности от звездного неба. Недостатком является ухудшение разрешающей способности ночью примерно в 3 раза из-за суммирования зарядов с соседних элементов и строк.

Кажется очевидным для дальнейшего увеличения чувствительности объединить два режима «накопление до воздействия шума» и «суммирование зарядов» в одной ПЗС камере. В конце 1999 г. появилась первая такая камера VNC-702 производства фирмы ЭВС. В рекламных материалах указывается, что в данной телевизионной камере, развивается чувствительность на объекте 0,00004 люкс.

### ИК подсветка

Большинство ПЗС ТВ камер чувствительны в ИК диапазоне (длины волн больше 700нм), поэтому для улучшения чувствительности в ночное время суток возможно применение ИК подсветки.

### Повышение чувствительности в цветных камерах

Современные цветные камеры построены по принципу черно/белых, с использованием одной «цветной» матрицы ПЗС или КМОП. Для того чтобы камера могла формировать цветной сигнал в ней используют следующие составляющие:

- На фоточувствительные элементы матрицы ПЗС наносят специальный мозаичный цветной фильтр, например, RGB, или CMYG фильтры Байера.
- Перед матрицей ПЗС устанавливают отрезающий ИК область фильтр, совмещенный с пространственным фильтром.
- В специальном процессоре дешифрируют поступающий с матрицы ПЗС мозаичный цветной сигнал, превращая его в RGB составляющие, а затем, например, в композитный цветной сигнал системы PAL.

Каждая из приведенных выше составляющих ухудшает чувствительность телевизионной камеры (рис. 4).



Рис. 4. Три элемента, ухудшающие чувствительность цветных ПЗС камер: мозаичный фильтр, ИК отрезающий фильтр и процессор формирования цветного сигнала (слева направо)

Как показали эксперименты, мозаичный фильтр Байера ухудшает чувствительность камеры примерно в 1,3–1,5 раза. ИК – пространственный фильтр снижает чувствительность от 2,2 до 3 раз (в зависимости от спектральной характеристики фильтра, и примененной матрицы ПЗС). Цветовая обработка сигнала в процессоре, в сочетании с замешиванием в видеосигнал несущих сигналов цветности со своим «цветовым шумом» ухудшает чувствительность камеры еще в 1,5–2 раза. В результате, чувствительность даже лучших цветных камер оказывается примерно в 5 раз хуже, чем у аналогичных черно/белых. За счет применения в обычных цветных камерах предварительных усилителей с недостаточным коэффициентом усиления и небольшой разрядности цифрового процессора, их чувствительность снижается еще в 1,5 раза. В результате, у большинства цветных камер чувствительность оказывается на порядок хуже, чем у черно/белых.

Для того чтобы увеличить чувствительность цветной камеры, очевидно, нужно удалить из нее составляющие, обеспечивающие цветной режим. Исключить первую из них невозможно, так как мозаичный фильтр Байера непосредственно нанесен на фоточувствительные элементы матрицы ПЗС. Удалить отрезающий ИК фильтр и выключить обработку сигналов цветности можно, что и делается [7].

### **Заключение**

Таким образом, были перечислены способы повышения и регулировки чувствительности телевизионных камер. Можно сказать, что с момента появления приборов с зарядовой связью и по сей день, человек научился «видеть» при свете ночного неба. Этот факт говорит о том, что с точки зрения чувствительности в области наблюдательных приборов на основе ПЗС мы подошли к своему теоретическому пределу. Следующим шагом вперед, вероятно, будет оптимизация и усовершенствование этих методов.

### **Литература**

1. Официальный сайт ООО ЭВС, Санкт-Петербург [Электронный ресурс] / Статьи ЭВС – Режим доступа: [http://evs.ru/publ\\_1.php?st=3](http://evs.ru/publ_1.php?st=3), свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус., англ.
2. Журнал Специальная Техника. – №1. – 2001.
3. Официальный сайт ООО ЭВС, Санкт-Петербург [Электронный ресурс] / Статьи ЭВС – Режим доступа: [http://www.evs.ru/publ\\_1.php?st=15](http://www.evs.ru/publ_1.php?st=15), свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус., англ.
4. Оленин Ю.А. Проблемы комплексного обеспечения охранно-территориальной безопасности и физической защиты особо важных объектов Российской Федерации//Проблемы объектовой охраны: Сб. науч. тр. – Вып.1. – Пенза: Изд-во ПГУ. – 2000.
5. Официальный сайт ООО ЭВС, Санкт-Петербург [Электронный ресурс] / Статьи ЭВС – Режим доступа: [http://evs.ru/publ\\_1.php?st=31](http://evs.ru/publ_1.php?st=31), свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус., англ.
6. Дамьяновски В. ССТV. Библия охранного телевидения. – М.: ООО «ИСС». – 2002.
7. Официальный сайт ООО ЭВС, Санкт-Петербург [Электронный ресурс] / Статьи ЭВС – Режим доступа: [http://www.evs.ru/test\\_dr.php?td=14](http://www.evs.ru/test_dr.php?td=14), свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус., англ.

## **РОБАСТНЫЙ АЛГОРИТМ РАСПОЗНАВАНИЯ БИДИОДНОЙ АКТИВНОЙ МЕТКИ В СТЕРЕОСКОПИЧЕСКОЙ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ С МАТРИЧНЫМ ПОЛЕМ АНАЛИЗА**

**Д.В. Жуков, А.В. Пантюшин**

**Научный руководитель – д.т.н., профессор И.А. Коняхин**

Представлен устойчивый алгоритм распознавания бидиодной активной метки в стереоскопической оптико-электронной системе с матричным полем анализа. Приведены результаты экспериментальных исследований детектирующих характеристик алгоритма.

Ключевые слова: машинное зрение, матричное поле анализа, помеха, стереоскопическая система, фильтрация, полупроводниковый излучающий диод

### **Введение**

С развитием активных систем машинного зрения, все чаще в качестве меток применяются полупроводниковые излучающие диоды. Это обусловлено, огромным числом преимуществ излучающих полупроводниковых диодов перед другими источниками излучения, а так же удобством построения меток для машинного зрения с их применением, среди которых выделить, их малый линейный размер и, практически, произвольные спектр и угол излучения. Все это делает излучающие полупроводниковые диоды практически основным источником для построения меток активных систем машинного зрения.

Однако существуют определенные трудности в задаче обнаружения изображений меток с отдельным или малым количеством излучающих диодов. Они в подавляющем большинстве случаев связаны с появлением в кадре изображений различных бликов или других излучателей, которые имеют схожие с изображением излучающих полупроводниковых диодов активной метки форму и спектральный диапазон излучения. В связи с чем, задачу распознавания изображений излучающих полупроводниковых диодов следует признать достаточно актуальной.

В нашей работе основное внимание уделяется конкретной стереоскопической системе, однако описываемые методики могут быть легко, перенесены на широкий класс систем.

### **Описание системы**

Рассматриваемая стереоскопическая система машинного зрения применяется для контроля пространственного положения железнодорожного полотна при проведении его ремонта [1]. Она состоит из некоторого числа активных меток, расположенных на железнодорожных реперных марках обычно расположенных в основании опор контактной сети и базового блока системы расположенного на путевой машине. При движении система производит автоматическую съемку меток, вычисляя на основании положения изображения полупроводникового излучателя метки ее пространственное положение относительно базового блока системы, а значит и пространственное положение путевой машины в абсолютной системе координат. Это позволяет обеспечить выполнение требований предъявляемых к геометрии пути при высокоскоростном движении.

Базовый блок описываемой системы представляет собой стереоскопическую систему технического зрения с матричным полем анализа.

Испытания данной системы, проведенные в 2008 году на Октябрьской железной дороге, показали применимость системы, и после устранения замечаний она может применяться при обслуживании железнодорожного пути.

Одним из отмеченных недостатков, выявленных в ходе испытаний, было относительно высокое количество неверных определений дистанции в результате появления в поле зрения системы различных мешающих факторов (большей частью бликов), которые система принимала за изображение полупроводникового излучающего диода марки. Это приводило к неверному расчету пространственного положения метки относительно базового блока.

Типичная ситуация приведена на рис. 1, где участок 1 соответствует изображению диода метки, а участок 2 соответствует паразитной засветке. В данном случае паразитное изображение было воспринято системой как изображение диода метки, что привело к грубой ошибке в определении ее пространственного положения пути.

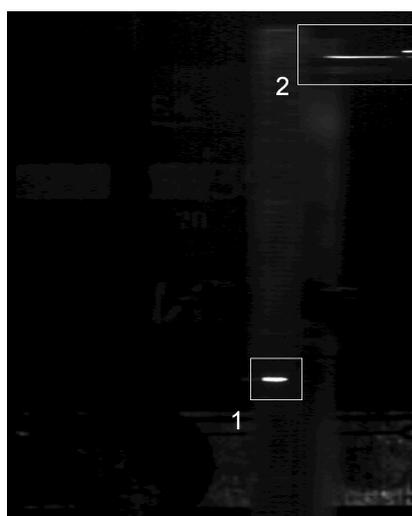


Рис. 1. Кадр, содержащий изображение метки (1) и помехи (2), полученное во время полевых испытаний

### Теоретические основы предлагаемой методики

В ходе анализа изображений, полученных во время проведения полевых испытаний, было выявлено, что информации, заключенной в изображении единичного диода не достаточно для успешной идентификации изображения метки. Вследствие чего, было принято решение повысить информационную емкость метки. Наиболее простым способом осуществления данной идеи, на взгляд авторов, является добавление второго излучающего диода в состав метки. Фиксированное пространственное расположение диодов метки относительно друг друга вносит дополнительную априорную информацию в изображение метки, которую возможно использовать для выделения метки из случайного нестационарного фона.

Рассмотрим предлагаемую методику распознавания бидиодной метки. После захвата кадров с камер, каждое из изображений подвергается обработке в соответствие с алгоритмом, приведенным на рис. 2.

На первом этапе к изображению параллельно применяются фильтр фона на основе медианной фильтрации [5] и фильтр максимума [2]. Результирующие изображения  $I_{БФ}$  и  $I_M$  совместно с исходным изображением  $I$  являются основой для формирования бинарного изображения  $I_B$  в соответствие со следующим выражением

$$I_B(x, y) = \begin{cases} 1, [I_B(x, y) > t_C I_{БФ}(x, y)] \vee [I_B(x, y) > t_D I_M(x, y)]; \\ 0, [I_B(x, y) \leq t_C I_{БФ}(x, y)] \wedge [I_B(x, y) \leq t_D I_M(x, y)], \end{cases}$$

где  $t_c, t_d \in (0;1)$  – пороговые параметры отсечения фона.

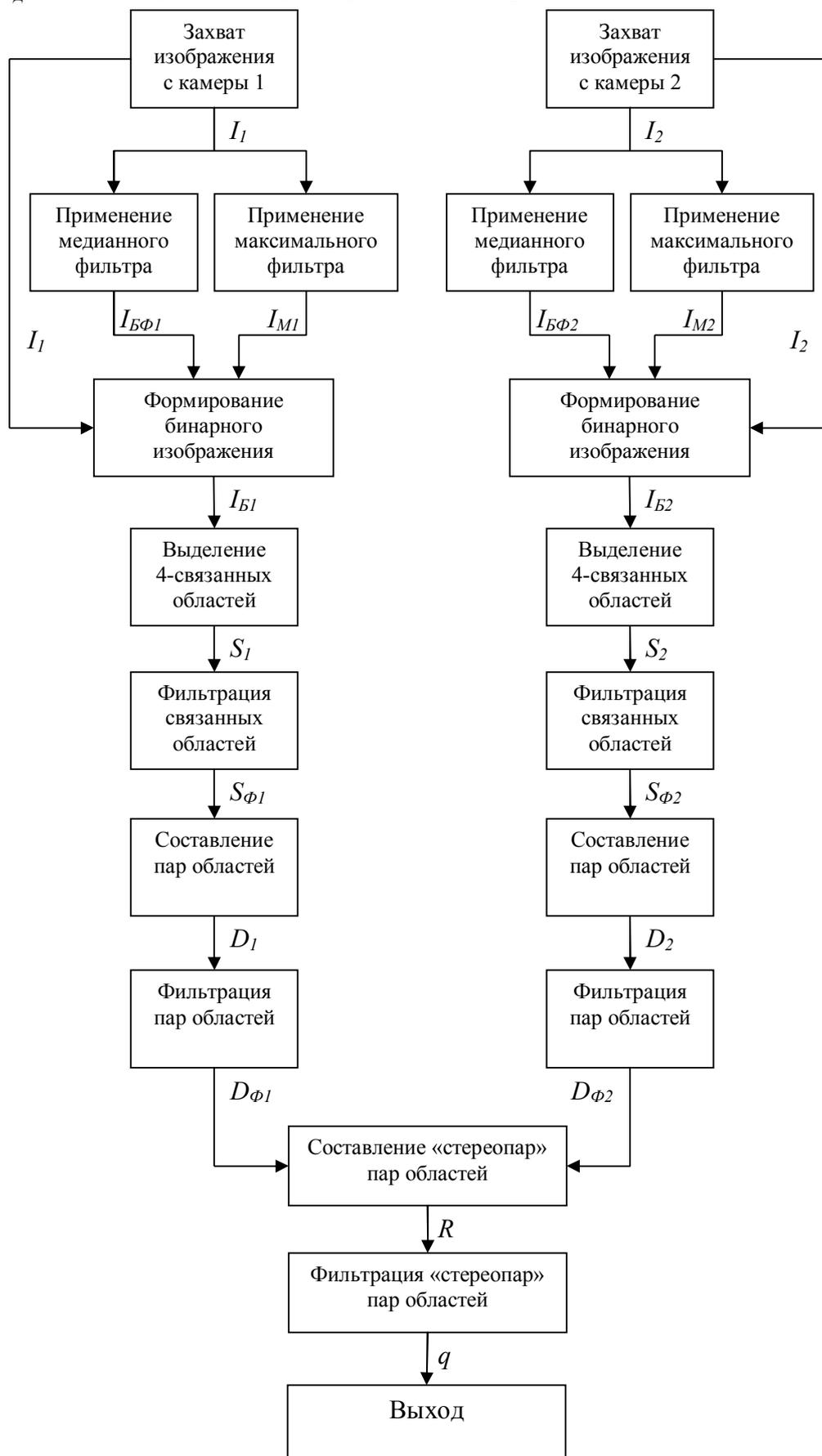


Рис. 2. Схема работы алгоритма

На сформированном бинарном изображении выделяются множество  $S$  4-связанных областей [2], каждая из которых является проекцией некоторого объекта в пространстве. Для каждой области определяется положение проекции объекта на исходном изображении  $I$  по одному из известных алгоритмов [3, 4]. На выделенные области накладывается ряд ограничений (например, на моменты, площадь, периметр), что осуществляется в процедуре фильтрации. Из элементов отфильтрованного множества  $S_\phi$  составляется множество всех пар  $D$ . Сформированное множество можно отфильтровать (множество  $D_\phi$ ) по таким признакам, как расстояние между областями в пикселах, наклоны пары областей к осям координат, разница в моментах областей пары.

На втором этапе, формируется множество пар  $R$  состоящих из элементов множеств  $D_{\phi 1}$  и  $D_{\phi 2}$ , образуя, таким образом, пары пар проекций объектов. Каждой из таких пар соответствует пара точек в пространстве, которым, в свою очередь, может соответствовать какой-либо реальный объект. В соответствии с исходной задачей лишь одной такой паре соответствует искомая метка. Выделить данную пару можно выделить из множества  $R$  посредством сравнения пространственного положения объектов, из которых она состоит.

В нашем случае критерием сравнения выступает расстояние между полупроводниковыми излучающими диодами.

### Экспериментальная проверка

Для проверки устойчивости предлагаемого алгоритма к фоновым засветкам был проведен лабораторный эксперимент. Суть эксперимента заключалась в снятии набора из 32 пар стереоскопических изображений, содержащих бидиодную метку в сложной фоновой ситуации и обработке их при помощи предложенного алгоритма. Для этого применялись различные типы источников излучения (рис. 3), такие как лампы накаливания, бликующие металлические поверхности различной формы и полупроводниковые излучающие диоды.

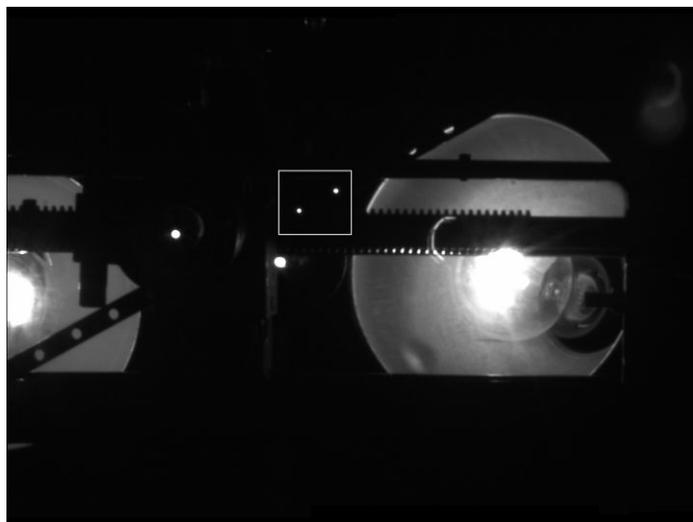


Рис. 3. Изображение бидиодной метки (обозначено прямоугольником) в сложном фоне

Проведенный эксперимент показал, что предложенный авторами алгоритм можно считать робастным к фоновым ситуациям, так как на 27 из 32 обработанных парax изображений бидиодная метка была найдена верно.

Для успешной обработки оставшиеся 5 пар изображений можно наложить ряд дополнительных ограничений, например, на поворот метки в пространстве относительно приборной системы координат, а также подвергнуть дополнительной оптимизации параметры медианного фильтра и фильтра максимума.

## Заключение

На основании вышеизложенного, можно утверждать, что описанный алгоритм является робастным к сложным фоновым ситуациям и позволяет преодолеть трудности, возникающие при распознавании меток на основе полупроводниковых излучающих диодов в стереоскопических системах машинного зрения. Исследования, проведенные в стрессовых условиях, показали, что более чем в 84% случаев алгоритм распознает бидиодную метку корректно. Такой показатель правильного детектирования более чем достаточен для успешного применения алгоритма в реальных условиях.

## Литература

1. Алеев А.М., Араканцев К.Г, Тимофеев А.Н., Ершова К.Б., Петуховский В.В., Петуховский С.В., Холин А.Е. Оптико-электронная система контроля положения железнодорожного пути относительно реперных меток // Известия вузов. Приборостроение. – 2008. – Т. 51. – № 9. – С. 18–22.
2. Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений. – М.: Техносфера. – 2005. – 1072 с.
3. Жуков Д.В., Коняхин И.А., Усик А.А. Итерационный алгоритм определения координат изображений точечных излучателей // Оптический журнал. – 2009. – Т. 86. – № 1. – С. 151–154.
4. Жуков Д.В., Усик А.А., Коняхин И.А. Аналитический обзор способов определения координат изображений точечных источников. // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. Выпуск 43. Современная оптика / Главный редактор д.т.н., проф. В.Н. Васильев. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2007. – С. 212–216.
5. Андреев А.Л. Автоматизированные телевизионные системы наблюдения. Часть II. Арифметико-логические основы и алгоритмы. Учебное пособие для курсового и дипломного проектирования. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2005. – 88 с.

## **ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ С ПОМОЩЬЮ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ НАСАДКИ НА ТЕОДОЛИТ ПУЛ-Н**

**А.А. Мараев**

**Научный руководитель – к.т.н., с.н.с. А.Н. Тимофеев**

В статье рассматриваются возможности снижения погрешности позиционирования с помощью оптико-электронной насадки на теодолит с оптической равносигнальной зоной (ПУЛ-Н) для управления строительными машинами путем применения высокоэффективных полупроводниковых излучающих диодов и модернизации оптической системы.

Ключевые слова: позиционирование, зона оптическая равносигнальная

### **Введение**

Существуют приборы для позиционирования рабочих органов машин, выполняющих земельные работы, относительно базовой плоскости. Среди этих приборов эффективно применяем прибор с оптической равносигнальной зоной (ОРСЗ), выполненный как насадка на теодолит.

Основное назначение ПУЛ-Н – автоматическая выработка команд управления глубиной копания землеройными машинами при прокладке траншей по заданному уклону, то есть дистанционного управления положением рабочих органов землеройной машины. Данный прибор может применяться также для дистанционного бесконтактного контроля пространственного положения объектов в других автоматических системах различных отраслей народного хозяйства (судостроения, самолетостроения, тяжелого машиностроения и пр.).

В структуре ПУЛ-Н можно выделить управляющую часть и приемную часть (ПЧ), закрепленную на исполнительном органе машины, положение которого относительно заданного направления требуется определить.

Во время эксплуатации прибора приемное устройство может находиться на удалении до 100 метров от излучателя, и излучение оптической головки распространяется в приземном слое атмосферы.

ПУЛ-Н при потреблении электроэнергии от аккумулятора мощностью менее 1,5 Вт обеспечивает чувствительность к сдвигам по высоте не менее  $\pm 1$  мм на расстоянии до 100 м, что позволяет легко реализовать высокую точность позиционирования рабочего органа машины при достаточно широкой зоне управления, которая обеспечена углом расходимости пучков задатчика базового направления (ЗБН).

### **Принцип функционирования**

Базовая равносигнальная плоскость формируется объективом 4 задатчика (рис. 1) путем проецирования на максимальную дистанцию работы машины ребра разделительной прямоугольной призмы 2. От каждой грани призмы отражается изображение излучающей площадки одного из двух ИК полупроводниковых излучающих диодов 3 с различными частотами ( $f_1$  и  $f_2$ ) излучения. Пучок лучей, посылаемых задатчиком, оказывается «разрезанным» горизонтальной плоскостью на две части – верхнюю, модулированную частотой  $f_1$ , и нижнюю – с частотой  $f_2$ . Эта граница и является базовой плоскостью.

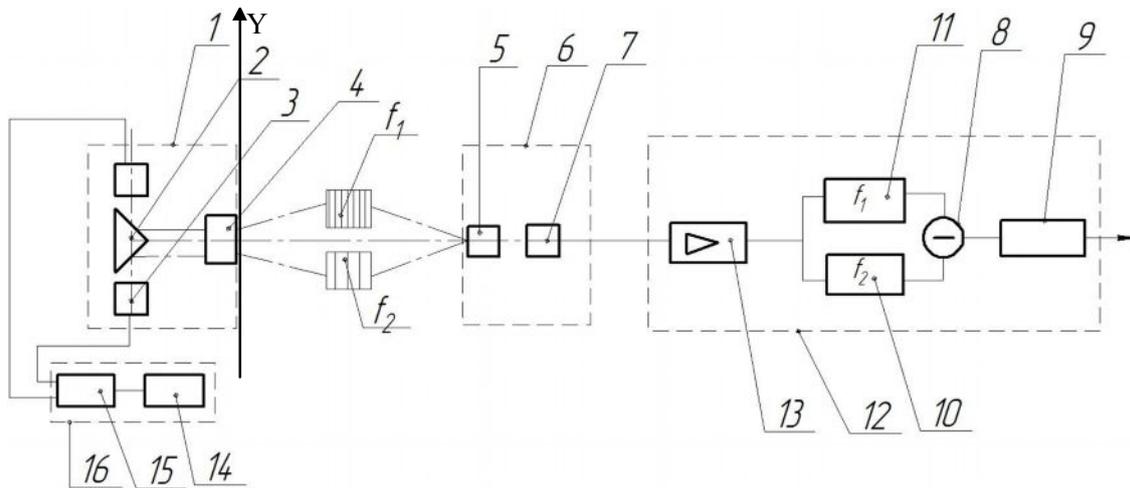


Рис. 1. Структурная схема ПУЛ-Н

В приемнике 6, состоящем из объектива 5 и приемника оптического излучения (ПОИ) 7 с предусилителем, при его сдвиге вверх или вниз от базовой плоскости начинает преобладать поток одной из частот. В блоке управления 12 сигнал с ПОИ 7 после усилителя 13 разделяется в электронных фильтрах 10, 11 на две компоненты с частотами  $f_1$  и  $f_2$ , по разности которых, полученной в вычитающем устройстве 8, электронное пороговое устройство 9 вырабатывает команды управления.

Электронная схема блока питания 16 задатчика базового направления содержит задающий кварцевый генератор частоты 14, делитель частоты 15 электрического сигнала, с выхода которого и снимаются импульсы тока, питающего светодиоды, отличающиеся друг от друга по частоте в 2,5 раза, что исключает их взаимное влияние.

Основными элементами блока усилителей 12 являются два активных фильтра 10, 11, в которых первый каскад состоит из фильтра нижних частот, а второй – из фильтра верхних частот. Последовательное соединение четырех каскадов реализует фильтр четвертого порядка, что обеспечивает высокую избирательность электронной схемы.

Труба ЗБН включает объектив, в корпусе – разделительную призму и два одинаковых канала подсветки, каждый из которых содержит призму, конденсор и светодиод (типа АЛ1107Б).

Оптическую схему приемника составляют светофильтр, отсекающий видимое излучение мешающего фона, и объектив, в фокальной плоскости которого закреплен фотоприемник (фотодиод ФД-К-155). В корпусе приемника установлены оптическая часть, электронные платы предусилителя и визирная марка [1].

Чтобы повысить точность позиционирования с помощью насадки с ОРСЗ следует увеличивать энергетическую чувствительность устройства [2]. Оценке путей повышения энергетической чувствительности за счет инструментальных усовершенствований рассматриваемого устройства с учетом появившихся новых совершенных электронных компонентов и технологий и посвящена настоящая работа.

### Исследование путей повышения энергетической чувствительности системы

Как известно, энергетическая чувствительность системы с ОРСЗ определяется формулой [3]

$$W = \frac{2\tau'\pi S_1 S_2}{z^2 l_n} L \sin \omega t, \quad (1)$$

где  $\tau'$  – пропускание атмосферы;  $S_1$  – площадь выходного зрачка ЗБН;  $S_2$  – площадь входного зрачка ПЧ;  $z$  – расстояние между ЗБН и ПЧ;  $l_n$  – линейный размер переходной

зоны [1];  $L$  – яркость источника оптического излучения;  $\omega$  – частота модуляции;  $t$  – время.

Анализируя формулу (1) видно, что увеличить энергетическую чувствительность можно увеличивая яркость излучателя  $L$  и уменьшая ширину переходной зоны  $l_n$ .

Яркость ПИД можно приближенно определить формулой [3]:

$$L = \frac{4KP_e}{\pi[d \sin(\theta/2)]^2},$$

где  $K$  – коррекционный множитель;  $P_e$  – мощность излучения;  $\theta$  – значение угла излучения ПИД для уровня силы излучения, равной 50% от максимальной;  $d$  – размер излучающей поверхности ПИД.

Анализируя формулу видно, что для увеличения яркости желательно повышать мощность излучения ПИД, при уменьшении угла излучения. В настоящее время появились высокоэффективные ПИД, например фирмы Siemens (SFH 485 P), удовлетворяющие указанным требованиям.

Как известно из литературы, размер линейного участка в плоскости фокусировки будет определяться по формуле [3]:

$$l_n = k_1 \delta \varphi z + D_1 (z - z_0) / z_0, \quad (2)$$

где  $k_1$  – коэффициент формы распределения aberrаций объектива ЗБН;  $\delta \varphi$  – максимальное значение угловой сферической aberrации объектива ЗБН;  $D_1$  – диаметр выходного зрачка объектива ЗБН;  $z$  – дистанция до рассматриваемого сечения пучка ЗБН;  $z_0$  – дистанция фокусировки ЗБН.

Однако призма 2 (рис. 1) не может быть выполнена с идеально острым ребром между рабочими поверхностями (на данный момент достигнут размер притупления ребра 5 мкм), поэтому она вносит дополнительную добавку  $c'$  (рис. 2) к линейному размеру переходной зоны  $l_n$ .

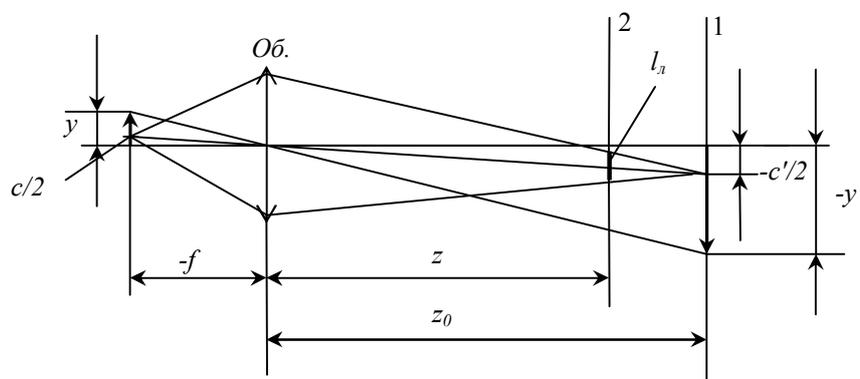


Рис. 2. Формирование переходной зоны с учетом притупления на призме

Рассмотрим механизм формирования переходной зоны.

Как видно из рис. 2, размер изображения притупления призмы  $c'$  в плоскости приемника излучения будет определяться (в приближении  $z_0 \gg f$ ):

$$c' = \frac{cz_0}{f}, \quad (3)$$

где  $c$  – размер притупления призмы;  $z_0$  – дистанция фокусировки ЗБН;  $f$  – фокусное расстояние объектива 4 (рис. 1).

В результате происходит смещение распределения облученности в каждом канале на величину  $c'/2$  (рис. 3а), что в целом приводит к увеличению размера переходной зоны  $l_n$ . (рис. 3б):

$$l_n = k_1 \delta \varphi z + D_1 (z - z_0) / z_0 + cz / f.$$

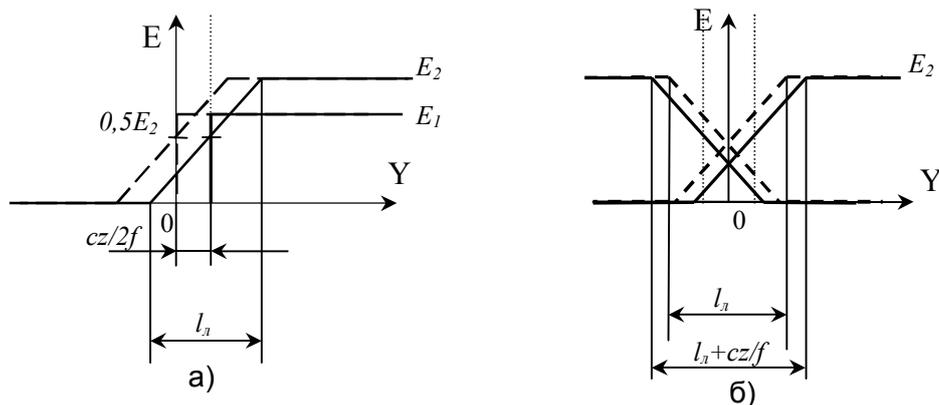


Рис. 3. Идеализированные графики распределения облученности в области приемника (уровень  $E_1$  соответствует положению ПЧ в поз. 1 на рис. 2,  $E_2$  – поз. 2, пунктиром показано распределение освещенности без учета притупления призмы): а) от одного источника излучения; б) при симметричной засветке граней призмы от двух каналов излучения

Увеличение размера переходной зоны приводит к уменьшению энергетической чувствительности  $W$ . Для исследования степени влияния параметров проведен сравнительный анализ по результатам теоретических расчетов.

На рис. 4 приведены графики энергетической чувствительности при разных значениях максимальной сферической аберрации объектива ЗБН и размера притупления ребра призмы при выбранной дистанции фокусировки  $z_0 = 60$  м, для расчета использованы характеристики ПИД марки АЛ107Б. Из хода кривых видно, что максимальное значение энергетической чувствительности принимает на дистанции фокусировки  $z_0$ , при наименьших значениях  $\delta\varphi$  и  $c$  ее значение почти в два раза выше, чем при наибольших значениях этих параметров (кривые 1 и 4 графика соответственно). Максимум кривой 1 более явно выражен, чем кривых 2 и 3, поэтому есть возможность достичь наибольшей точности прибора в области фокусировки в случае 1. Также видно, что максимум кривых немного смещен в сторону излучателя, т.е. чтобы получить наибольшее значение  $W$  на желаемом расстоянии, нужно фокусироваться дальше, чем  $z_0$ . Причем по мере ухудшения характеристик ЗБН максимум энергетической чувствительности в области фокусировки все больше смещается в сторону излучателя по кривой 5 (на кривой 4 максимум уже отсутствует).

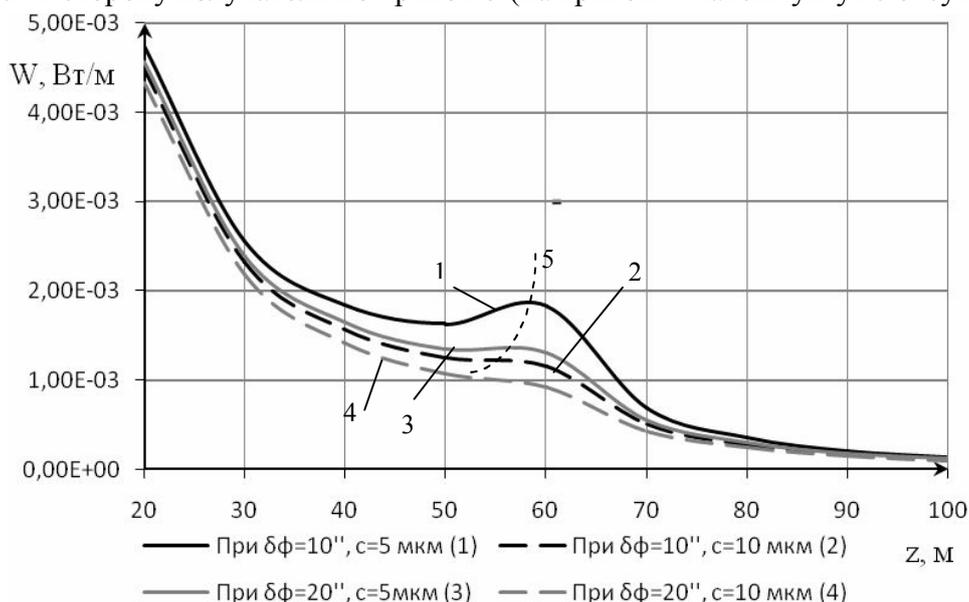


Рис. 4. Зависимость энергетической чувствительности  $W$  от дистанции  $z$  при различных параметрах оптической системы

Чтобы уменьшить величину сферической аберрации, предлагается переход функционирования системы от 0,95 мкм на длину волны 0,43 мкм.

Для уменьшения размера границы между двумя рабочими поверхностями призмы можно применить призму-куб со светоделительным покрытием, так как может быть достигнута большая точность нанесения границы покрытия, чем выполнения грани призмы.

### **Заключение**

В ходе работы была выведена формула зависимости линейной величины переходной зоны от размера притупления ребра призмы, проведен сравнительный анализ распределения энергетической чувствительности при разных характеристиках задатчика на основе теоретических расчетов, предложены пути ее повышения.

Таким образом, возможны следующие пути повышения точности позиционирования ПУЛ-Н:

а) применение высокоэффективных источников излучения с большей мощностью излучения в меньшем угле расходимости;

б) совершенствование оптической системы путем перехода в более коротковолновую область и изменением оптической схемы.

Предметами дальнейших исследований являются разработка новой оптической схемы, устранение влияния воздушного тракта на точность позиционирования.

### **Литература**

1. Погарев Г.В., Киселев Н.Г. Оптические юстировочные задачи: Справочник. – 2-е изд., перераб. и доп. – Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-е. – 1989. – 206 с.: ил.
2. Цуккерман С.Т., Гридин А.С. Приборы управления при помощи оптического луча. – Л.: Машиностроение. – 1969. – 204 с.
3. Джабиев А.Н., Мусьяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной. Монография / Под общ. ред. Э.Д. Панкова. – СПб: ИТМО. – 1998. – 238 с.

## **ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ СИСТЕМА КОНТРОЛЯ ЛИНЕЙНОГО ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ПОРШНЯ КЛАПАНА НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА СОВОКУПНОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЙ**

**Е.Н. Кулешова**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент А.А. Горбачёв**

В данной работе рассматривается создание оптико-электронной системы контроля линейных перемещений на основе анализа совокупности изображений. Приведено описание оптико-электронной системы бесконтактного измерения смещений поршня клапана, представлены графики экспериментальных исследований, построенные по результатам обработки изображений.

Ключевые слова: оптико-электронная система, линейное перемещение, анализ совокупности изображений

### **Введение**

Безопасная эксплуатация различных объектов, в таких областях промышленности, как машиностроение, станкостроение, самолетостроение, ракетостроение и других, невозможна во многих случаях без контроля линейных перемещений соответствующих элементов: поршней клапанов, золотников вентилях, поршней цилиндров двигателей внутреннего сгорания, труднодоступных деталей и узлов станков и т.д.

Для решения этих задач широко применяются оптико-электронные системы (ОЭС), позволяющие реализовать оперативное и точное измерение, автоматизировать процесс снятия данных, организовать дистанционное управление объектами и повысить достоверность получаемых данных.

Основной задачей, решаемой при создании такого рода систем, является уменьшение погрешности прибора, которая составляет десятые, а в некоторых случаях и сотые доли миллиметра (диапазон контролируемых поперечных смещений поршней клапанов или золотников вентилях при этом десятки миллиметров). Другая задача, которую необходимо решить, – это создание измерительной системы при ограниченных габаритных размерах.

Методы бесконтактных измерений поперечных смещений можно разделить на два типа – использование законов геометрической и физической оптики.

Использование физической оптики нецелесообразно, поскольку не требуется достаточно высоких точностей измерений [1]. Кроме этого при резких перемещениях поршня будет сложно зафиксировать смещение интерференционной картины.

На смену фоторезисторам и фотодиодам (в том числе и разрезным четырехплощадочным фотодиодам) приходят линейные и матричные приемники оптического излучения (ПОИ) [2]. Использование матричных ПОИ позволило применять цифровую обработку изображений [3, 4].

На основании вышеизложенного следует, что разработка ОЭС на основе анализа совокупности изображений актуальна в настоящее время.

### **Основная часть**

Поскольку необходимо контролировать линейные смещения объектов в диапазоне от единиц до десятков миллиметров будем использовать законы геометрической оптики [5].

На кафедре оптико-электронных приборов и систем была разработана ОЭС, основанная на анализе совокупности изображения. ОЭС предназначена для измерения

поперечных линейных смещений поршня клапана. Внешний вид ОЭС и вариант ее крепления на измеряемый объект представлен на рис. 1.

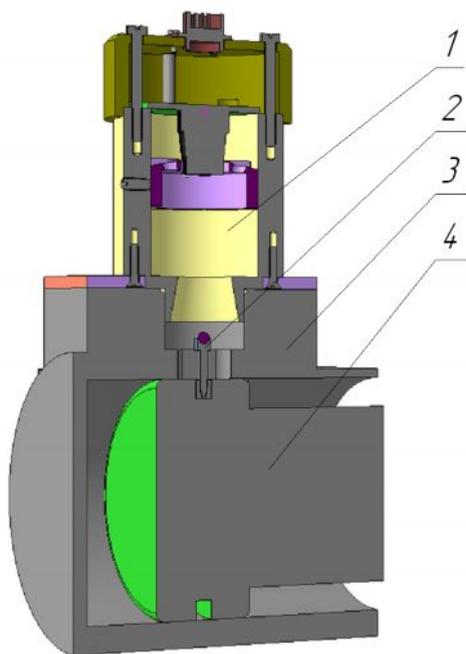


Рис. 1. Крепление ОЭС на клапан

ОЭС позволяет определять смещение, скорость и ускорение поршня 4 клапана 3 с помощью метки 2 и видеоблока 1, к которому подключен блок обработки.

При создании ОЭС было рассмотрено два варианта меток: активная и пассивная.

Активная метка представляет собой источник излучения (ИИ): полупроводниковый лазер или диод. Изображение ИИ строится на ПОИ видеоблока. Напряжение питания можно подводить как от аккумуляторных батарей, так и по проводам. Использование аккумуляторных батарей усложняет конструкцию метки. Время работы источника от аккумуляторных батарей мало по сравнению с общим циклом измерений. Но и применение метки с проводами усложняет ее установку на поршень клапана.

Пассивная метка представляет собой отражатель. Источник излучения находится в видеоблоке. Отраженное от метки излучение ИИ попадает через оптическую систему видеоблока на ПОИ.

Из этих двух вариантов была выбрана пассивная метка: простота конструкции и отсутствие проводов.

Принцип работы системы поясним на структурной схеме ОЭС, представленной на рис. 2.

Система состоит из видеоблока, контрольной метки (КМ) и блока обработки (БО). Видеоблок включает в себя источник излучения (ИИ), оптическую систему (ОС) и матричный анализатор изображения (МАИ) на КМОП-структуре.

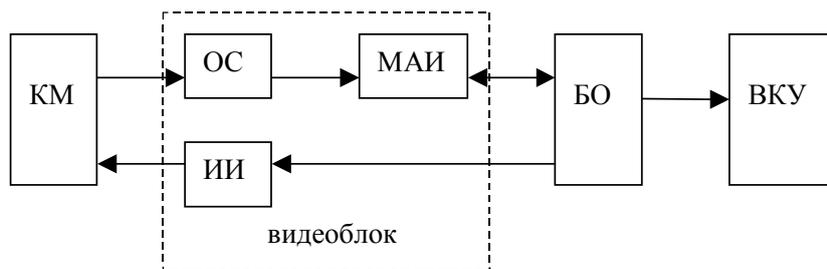


Рис. 2. Структурная схема устройства

Система работает следующим образом: метка освещается источником излучения (ИИ), кадр с изображением ИИ передается в блок обработки, в качестве которого используется персональный компьютер (ПК). В блоке обработке программа вычисляет смещение объекта и передает информацию на видеоконтрольное устройство (ВКУ).

В выборе МАИ предпочтение было отдано ПОИ на КМОП-структуре, поскольку в таких ПОИ есть возможность доступа к любому элементу, что позволяет выделять необходимую для измерения фоточувствительную область. Это позволяет значительно сократить время обработки кадра.

Были проведены экспериментальные исследования разработанной ОЭС на клапане управления потоком рабочей среды. Экспериментальные данные поведения поршня в клапане приведены на рис. 3–5.

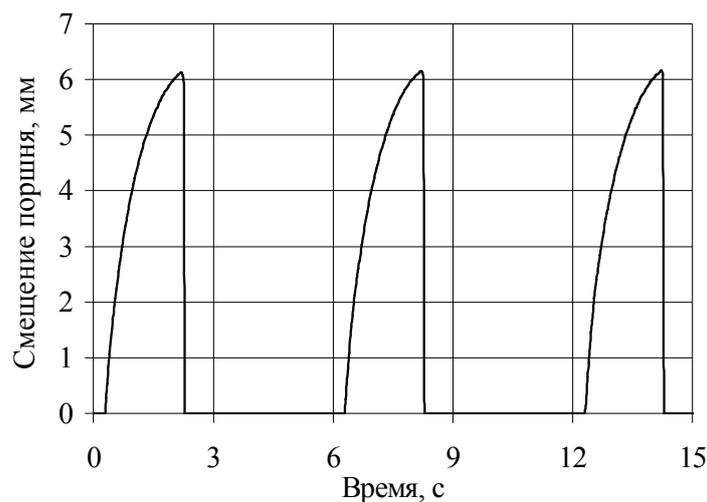


Рис. 3. График смещения поршня клапана

Смещение поршня происходило под давлением 25 атмосфер. Рис. 3 показывает относительно медленное перемещение поршня при подаче давления и его быстрое смещение при откачке воздуха. Тарельчатые пружины, находящиеся внутри клапана, препятствуют перемещению поршня, когда подается давление, и способствуют его ускоренному перемещению при откачке воздуха.

Из графика скорости (рис. 4) и ускорения (рис. 5) видно, что скорость и ускорение поршня при подаче воздуха в десятки раз меньше, чем при его откачке.

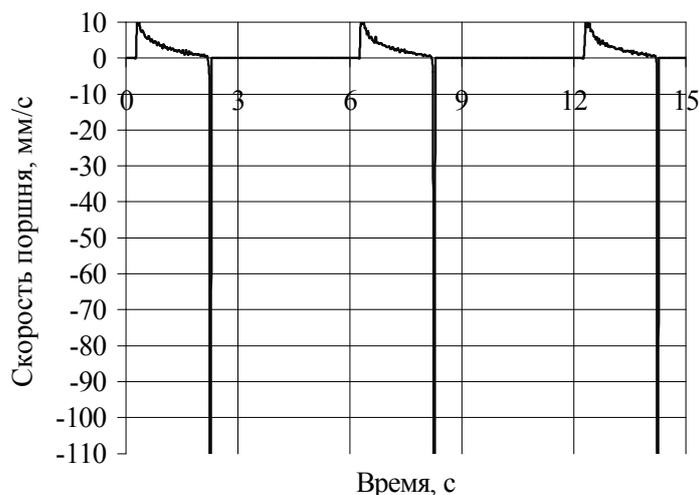


Рис. 4. График скорости поршня клапана

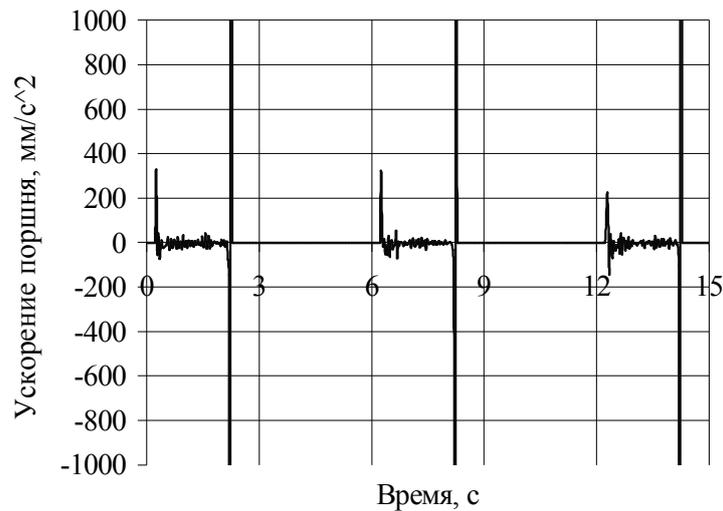


Рис. 5. График ускорения поршня клапана

### Заключение

Оптико-электронные системы широко применяются в измерительной технике, хотя создание таких систем является сложной конструкторской задачей.

Из двух меток предпочтение было отдано пассивной из-за простоты ее конструкции и крепления на поршень клапана.

Использование ПОИ на КМОП-структуре позволяет создавать системы на основе анализа совокупности изображений.

Экспериментальные данные показывают, что при эксплуатации клапанов следует учитывать режим функционирования во избежание их скорейшего выхода из строя.

### Литература

1. Ямбаев Х.К. Специальные приборы для инженерно-геодезических работ. — М.: Недра. — 1990. — 267 с.
2. Соломатин В.А. Системы контроля и измерения с многоэлементными приемниками. — М.: Машиностроение. — 1992. — 128 с.
3. Цифровая обработка изображений в информационных системах: Учеб. пособие / И.С. Грузман, В.С. Киричук и др. — Новосибирск: Изд-во НГТУ. — 2002. — 352 с.
4. Претт У. Цифровая обработка изображений: Пер. с англ. — М.: Мир. — 1982.
5. Афанасьев В.А., Усов В.С. Оптические приборы и методы контроля прямолинейности в инженерной геодезии. — М.: Недра. — 1973. — 152 с.

## РАСЧЕТ ФОРМЫ ОТРАЖЕННОГО СИГНАЛА ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ЛОКАЦИИ

А.А. Рыжов

Научный руководитель – д.т.н., профессор Е.Г. Лебедько

Форма и длительность оптического сигнала при отражении изменяются в соответствии с формой и размерами объекта локации, на основании чего можно осуществлять распознавание объектов. В настоящей статье рассмотрен вопрос расчета отраженного сигнала в общем случае, т.е. для любого объекта при любом зондирующем импульсе, без учета влияния среды распространения. Описана математическая модель, в рамках которой программно реализован предлагаемый численный метод; представлены несколько графиков рассчитанных отраженных сигналов.

Ключевые слова: локация, распознавание

### Введение

Преобразование импульса при отражении линейно, поэтому отражательные свойства объекта при данном ракурсе можно описать импульсной характеристикой, представляющей собой отраженный сигнал при зондировании импульсом в виде  $\delta$ -функции [1].

При облучении и наблюдении вдоль оси  $OZ$  с расстояния, много большего размеров объекта, импульсная характеристика

$$g(t) = \iint_S \rho(\gamma) \cdot \cos^2 \gamma \cdot \delta\left(t - \frac{2z}{c}\right) \cdot dS,$$

где  $\gamma$  – угол между нормалью к элементу поверхности  $dS$  и осью  $OZ$ ;  $\rho(\gamma)$  – коэффициент отражения, учитывающий индикатрису рассеяния;  $z$  – координата по оси  $OZ$ ;  $c$  – скорость света в среде.

На практике может осуществляться только анализ принятого сигнала, являющегося искаженной импульсной характеристикой. Искажения обусловлены в первую очередь конечной длительностью зондирующего импульса, а также распространением излучения в среде и преобразованиями в приемно-усилительном тракте. Чем меньше длительность зондирующего импульса, тем меньше отраженный сигнал отличается от импульсной характеристики и тем больше информации об объекте он содержит.

Сила излучения, отраженного в направлении локатора, определяется интегральной сверткой импульсной характеристики объекта  $g(t)$  и создаваемой лоцирующим импульсом облученности в картинной (нормальной к падающему потоку) плоскости объекта  $E(t)$ :

$$I_{ref}(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^t g(x) \cdot E(t-x) \cdot dx.$$

Аналитический расчет отраженного сигнала весьма трудоемок даже для самых простых идеализированных объектов, поэтому встает вопрос разработки и программной реализации универсального метода, позволяющего вычислять отраженный сигнал для любых объектов и при любом зондирующем импульсе посредством компьютера.

### Численный метод

Если временная протяженность отражающей поверхности, т.е. отношение ее размера вдоль направления облучения (радиальной протяженности) к скорости света,

много больше длительности зондирующего импульса, то его форма практически не влияет на форму отраженного сигнала. В этом случае отраженный сигнал почти совпадает с импульсной характеристикой поверхности. Если же временная протяженность поверхности, наоборот, много меньше длительности импульса, то отражение не вносит существенного изменения в сигнал, и отраженный сигнал почти совпадает с зондирующим. Такой случай, конечно, не представляет интереса для распознавания объектов, однако играет ключевую роль в предлагаемом методе.

Облучаемую поверхность всегда можно разбить на элементы, временная протяженность которых много меньше длительности зондирующего импульса (их, конечно, может быть очень много, если объект большой, а импульс очень короткий, но вычислительные мощности современных компьютеров позволяют не особенно беспокоиться об этом). Зондирующий импульс будет по мере своего распространения отражаться от каждого из элементов, практически не меняя своей формы и длительности. При этом отраженный сигнал представляется суммой многих элементарных импульсов, различающихся только величиной и временным положением. Такой метод расчета программно реализован автором на языке MatLab в рамках следующей математической модели.

### Математическая модель

Прямоугольная система координат  $OXYZ$ . Оси поля излучения и приёма локационной системы совпадают друг с другом и с осью  $OZ$ . Зондирующий импульс распространяется в направлении, противоположном  $OZ$ . Облучаемая поверхность объекта задается дискретной функцией вида

$$z_{ij} = f(x_i, y_j).$$

Чем больше точек  $(i, j)$ , тем меньше размеры элементов поверхности, поэтому необходимое их количество определяется длительностью зондирующего импульса.

Зондирующий импульс задается как непрерывная или кусочно-непрерывная функция времени.

Расчет возможен при любой осесимметричной индиктриссе рассеяния элементов поверхности, а также при любых полях излучения и приема; нужно описать их соответствующими непрерывными или кусочно-непрерывными функциями.

### Примеры рассчитанных сигналов

Во всех примерах

- поле излучения – равномерное, полностью покрывающее объект;
- поверхности объектов – ламбертовы.

#### 1. Локация сферы

Радиус облучаемой сферы: 1 м.

1.1. Облучение прямоугольными импульсами разных длительностей (1, 2, 4 и 10 нс), но одинаковой величины (мощности). Нормированные по общему максимуму графики отраженных сигналов представлены на рис. 1.

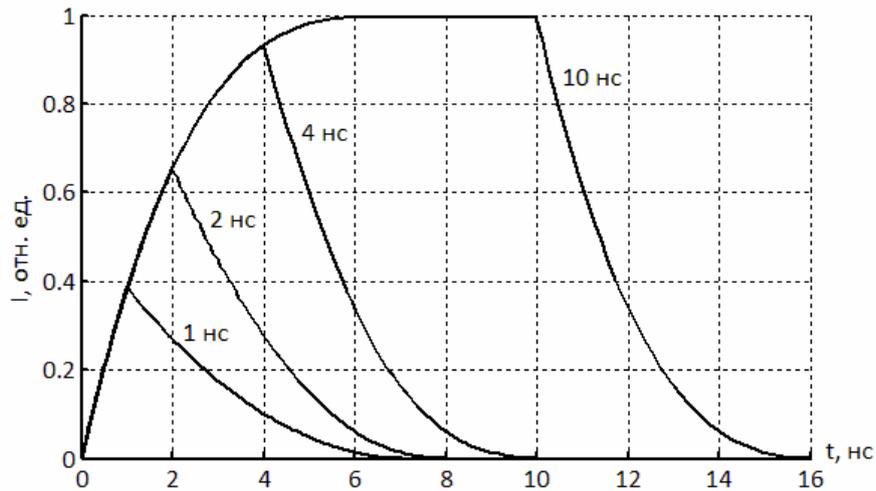


Рис. 1. Отраженные сигналы при облучении сферы прямоугольными импульсами разных длительностей

1.2. Облучение импульсами гауссовой формы разных длительностей (1, 2, 4 и 10 нс по уровню  $\approx 0.46$ ), усеченными по уровню  $\approx 0.04$ , одинаковой величины. Уравнение, описывающее зондирующий импульс длительностью  $\tau$ :

$$E(t) = \begin{cases} \exp\left(-\pi \cdot (t - \tau)^2 / \tau^2\right), & t \in [0, 2\tau] \\ 0, & t \notin [0, 2\tau] \end{cases}$$

Графики отраженных сигналов (рис. 2) также нормированы по общему максимуму.

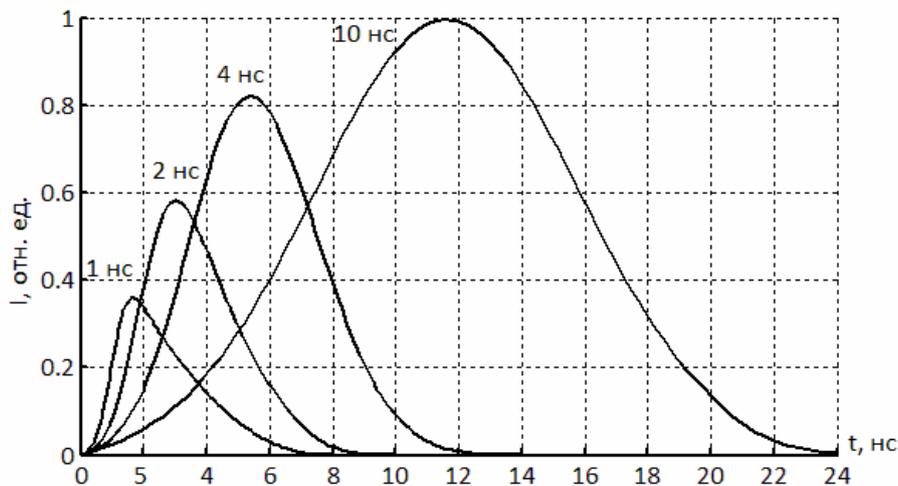


Рис. 2. Отраженные сигналы при облучении сферы гауссовыми импульсами разных длительностей

## 2. Локация конуса

Радиус основания лоцируемого конуса: 1 м, высота: 2.5 м. Конус облучается вдоль его оси с внешней стороны.

2.1. Облучение прямоугольными импульсами длительностей 1, 2, 10 и 20 нс одинаковой величины. Графики отраженных сигналов (рис. 3) нормированы по общему максимуму.

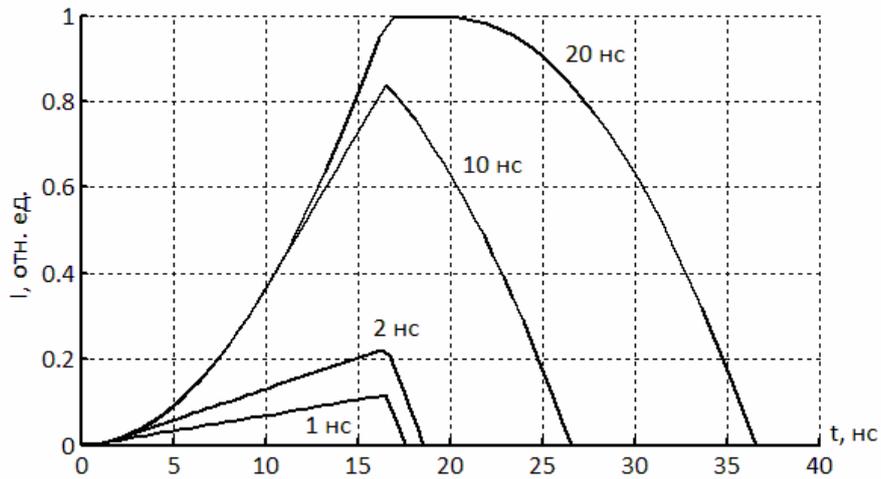


Рис. 3. Отраженные сигналы при облучении конуса прямоугольными импульсами разных длительностей

2.2. Облучение импульсами гауссовой формы длительностей 1, 2, 4 и 10 нс одинаковой величины. Графики отраженных сигналов (рис. 4) нормированы по общему максимуму.

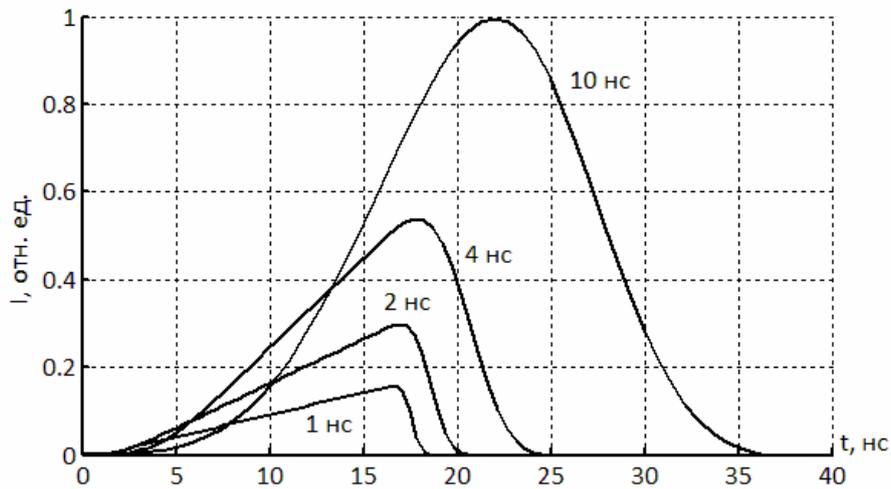


Рис. 4. Отраженные сигналы при облучении конуса гауссовыми импульсами разных длительностей

### 3. Локация сложного объекта «сфера-сфера-конус»

Сферы и конус – те же, что в примерах пп. 1 и 2. Их взаимное расположение показано на рис. 5. Фигуры не затевают друг друга.

Рассмотрены случаи облучения прямоугольными импульсами длительностей 1, 4 и 7 нс. Графики отраженных сигналов (рис. 6–8) нормированы каждый сам по себе.

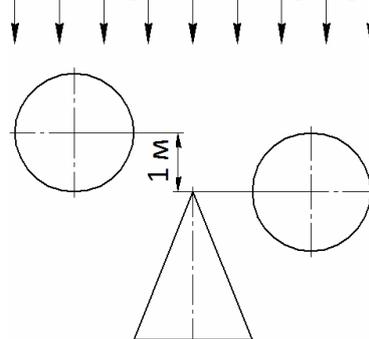


Рис. 5. Облучение сложного объекта «сфера-сфера-конус»

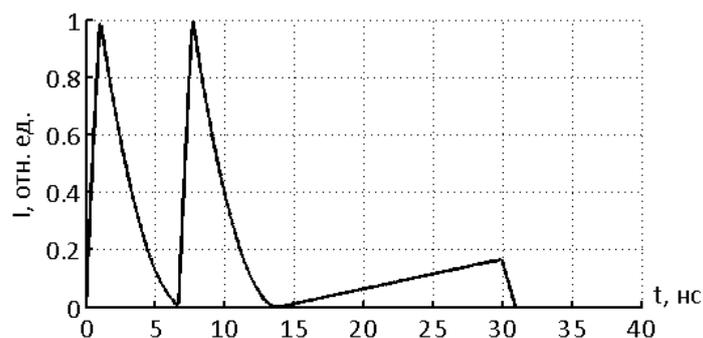


Рис. 6. Отраженный сигнал при облучении объекта прямоугольным импульсом длительностью 1 нс

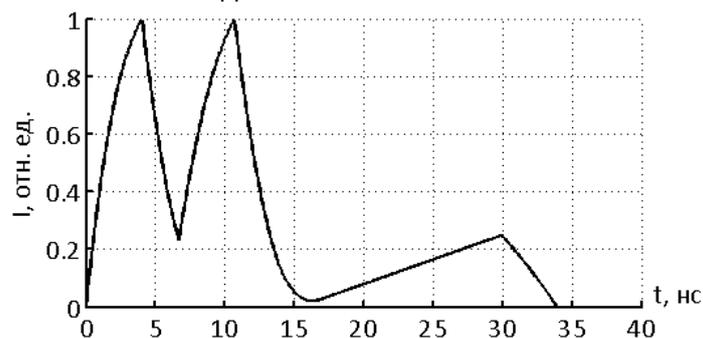


Рис. 7. Отраженный сигнал при облучении объекта прямоугольным импульсом длительностью 4 нс

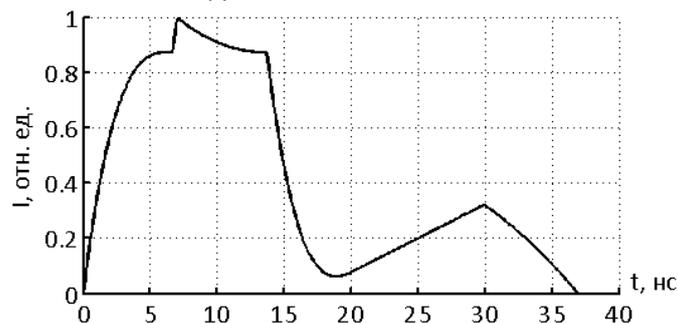


Рис. 8. Отраженный сигнал при облучении объекта прямоугольным импульсом длительностью 7 нс

### Заключение

При оптической локации форма и длительность отраженного сигнала зависят от формы, размеров и отражательных свойств поверхности облучаемого объекта. Определить все эти характеристики объекта по отраженному сигналу в отсутствие априорных сведений об этом объекте невозможно, однако можно, рассчитав отраженные сигналы для моделей объектов, требующих распознавания, установить затем соответствие или несоответствие принятого сигнала какому-либо из рассчитанных.

На представленных графиках видно, как теряется информация о форме объекта с увеличением длительности зондирующего импульса. Анализ рассчитанных сигналов позволит сформулировать требования к параметрам излучаемого локатором сигнала для обеспечения надежного распознавания заданных объектов в заданных условиях.

### Литература

1. Лебедько Е.Г., Порфирьев Л.Ф., Хайтун Ф.И. Теория и расчет импульсных и цифровых оптико-электронных систем: Учебное пособие для вузов по оптико-электронным специальностям. – Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ие. – 1984.

## **ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО МОНТАЖА В ЦИФРОВОМ ТЕЛЕВИДЕНИИ**

**А.М. Медведев**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент С.Н. Ярышев**

Данная статья ориентирована на освещение темы использования нелинейного монтажа в телевизионных и видеосистемах. В статье отражены основные особенности, недостатки и преимущества технологии монтажного производства. Сделан акцент на актуальность развития технических и программных средств нелинейного монтажа в связи с широким применением именно этого вида подготовки видеоданных для эфирной трансляции. Отмечены также инновационные технологии цифрового телевидения и приоритет использования в них нелинейного монтажа.

В рамках данной статьи авторы также посчитали необходимым отметить и популярные программные решения для видеомонтажа, и, как следствие, привели небольшой сравнительный анализ рассмотренных пакетов.

Ключевые слова: нелинейный монтаж, телевидение, видео, высокая четкость

### **Введение**

На сегодняшний день существует три основных вида подготовки видеoinформации к открытому эфиру: линейный, нелинейный и гибридный (использует элементы первого и второго).

Все эти виды монтажа активно используются в сфере телевидения, в кинематографе и в Интернет-вещании.

Однако с активным ростом производства и широким распространением различных медиа-систем для частного использования такой сегмент теле-кино-продукции как монтажное оборудование стал активно вымещаться из закрыто-профессионального класса в широкодоступный. Как показала практика продвижение различного технического оборудования для монтажных нужд сделало акцент именно на системе нелинейного монтажа. Это же обстоятельство определило и тенденцию развития рынка специального программного обеспечения в виде многофункциональных пакетов нелинейной обработки изображения.

Учитывая то обстоятельство, что теле-кино-видео-производство все больше смещается в область цифровых технологий, в данной статье рассматриваются обстоятельства обуславливающие приоритет нелинейного монтажа для широкого применения и некоторые его особенности применения в цифровом телевидении.

### **Сравнительный анализ монтажных систем**

Проведем краткий сравнительный анализ известных видов монтажа.

Линейный монтаж характеризуется потоковой обработкой изображения и звука в режиме реального времени. Для данного способа работы с видеoinформацией характерны прямые эфирные трансляции, экстренное освещение событий и эфир прямого контакта с аудиторией. Такой монтаж подразумевает перезапись видеоматериала с нескольких видеоисточников на видеоприемник (видеозаписывающее устройство) с одновременной обработкой получаемого видеоизображения: фильтрацией и чисткой сигнала, выделением и группировкой видеосцен, добавлением эффектов, компрессией.

На телевидении в качестве такого приемника чаще всего используется мастер-кассета или мастер-диск.

Нелинейный монтаж осуществляется на базе специализированных компьютерных систем. При этом необработанные видеоматериалы сначала записываются на цифровые носители, а затем производятся монтажные процедуры.

Проведем сравнение этих видов работы с видеоданными по разным категориям.

С точки зрения надежности на сегодняшний день безусловное первенство принадлежит линейным системам. Это связано, прежде всего, с их ориентированием на высокую оперативность в работе и высокую скоростную работоспособность при потоковой обработке видео-сигнала. Однако образцы нелинейных систем, как в аппаратном, так и в программном отношении становятся все более надежными и оптимизируются для более быстрой, но в то же время стабильной работы с большим потоком данных (например, формат телевидения высокой четкости).

Сравнение двух видов монтажа по экономике производства, очевидно, показывает лидерство нелинейных систем. Это обусловлено популяризацией недорогого видеооборудования и активным продвижением на массовый рынок сопровождающего программного обеспечения для цифровой обработки изображения. В отличие от эфирного профессионального оборудования с высокими степенями быстродействия и надежности, к данному сегменту рынка требования значительно ниже. Оборудование для частного и тем более некоммерческого использования чаще всего не ориентировано на получение высококачественного результата в реальном времени. В данном случае производственный процесс планируется с учетом пошаговой и продолжительной по времени работы с видеоматериалом, начиная со съемки и захвата видеоданных и заканчивая записью собранного и отформатированного видеоконтента на мастер-копиях [1].

Рассматривая системы по критерию максимальной универсальности и функциональности в рамках задачи производства для цифрового телевидения (DTV) нелинейный монтаж тоже выходит на передний план.

У читателя могут возникнуть вопросы относительно задач решаемых в рамках прямого эфира. Ведь, как уже отмечалось выше, именно линейная схема монтажа наиболее предпочтительна для такой задачи. Это верное замечание. Но в рассматриваемом случае необходимо заметить, что речь идет о цифровом сигнале и использовании цифровых носителей для оперативного и постоянного хранения данных. А нелинейные алгоритмы обработки телеизображения в большей степени ориентированы на работу с цифровым представлением сигнала.

Стоит также отметить, что на сегодняшний день линейный монтаж на телевидении все интенсивнее заменяется гибридный, то есть в нем появляются элементы нелинейного. Это обусловлено временной задержкой между поступившим сигналом на телецентр и его пропуском в прямой эфир. Также с учетом того, что цифровое вещание позволяет сокращать объем информационного потока, у операторов монтажа появляется возможность проведения нелинейных преобразований за время задержки со значительным объемом данных.

С другой стороны большая часть телеэфира сегодня готовится заранее, до публикации. И естественно, что приоритет в данном случае отдается нелинейному монтажу, благодаря его удобству и большой палитре возможностей по цифровой обработке изображения (просчет спецэффектов, сортировка фрагментов, наложение переходов).

Таким образом, широко развивающиеся технологии цифрового телевидения все чаще при подготовке эфирного контента берет за основу нелинейный способ обработки изображения и звука.

Все чаще в практике по работе с видеоданными встречается стандарт телевидения высокой четкости. Стандарт абсолютно цифровой (трансляция сигнала осуществляется в формате MPEG2) и требующий соответствующего мощного оборудования для

контроля над потоком данных [2]. В условиях увеличения битрейта видеосигнала ТВЧ относительно прежнего телестандарта значительно выгоднее и целесообразнее готовить телевизионную картинку на базе рабочей станции нелинейного монтажа. Это внесет некоторые потери в процесс производства по времени просчета видео, но позволит значительно сэкономить на аппаратной базе. Стоит отметить также, что все заставки и фрагменты эфира насыщенные компьютерной графикой в обязательном порядке формируются в режиме свободного просчета видеопотока, то есть в нелинейной рабочей станции с помощью специального программного обеспечения.

Теперь обратимся к рассмотрению некоторых популярных программных решений для нелинейного монтажа.

На сегодняшний день лидирующие позиции по производству программного монтажного обеспечения занимают такие компании как Apple (FinalCut), Avid (Avid Liquid, Media Composer), Adobe (Premiere, After Effect), Sony (Vegas), Canopus (EDIUS), Pinnacle (Studio).

Необходимо сделать оговорку о том, что вышеперечисленные образцы программных решений имеют существенное отличие от других аппаратно-программных монтажных комплексов в универсальности работы и совместимости с теле-видео-техникой разных производителей. Из перечисленных наименований программных пакетов для профессионального монтажа можно выделить FinalCut, Avid Liquid, Premiere – все они имеют оригинальную структуру для решения разного типа задач от первоначальной нарезки материала и последующей фильтрации до сведения полного видео-аудио потока с учетом необходимой компрессии.

Другие пакеты тоже могут применяться для производственных нужд в телестудии, но их функциональная визуализация указывает на принадлежность к группе программ ориентированных на более широкую аудиторию.

В своей работе «Анализ современного состояния систем цифровой обработки видеoinформации» [3] мы рассматривали наиболее популярные монтажные пакеты, опираясь на их доступность. Таким образом, был проведен сравнительный анализ пакетов Adobe Premiere 2.0 Pro, Sony Vegas 8.0 Pro, Pinnacle Studio 11.0 Pro. С учетом проведенных оценок стабильности работы, функциональных возможностей и их оптимизации для решения монтажных задач цифрового телевидения наилучшим образом показал себя продукт компании Adobe. К достоинствам пакета можно отнести оригинальную архитектуру интерфейса, знакомую профессионалам по другим часто востребованным приложениям (например Photoshop, After Effect, Encore), стабильность просчета многослойного контента, быстрый плагин для разноформатной компрессии. Другие участники сравнения проигрывают прежде всего в излишней визуализации (хотя в Vegas она реализована на приемлемом уровне), что бесполезно нагружает ресурсы аппаратной базы.

В целом же развитие и усовершенствование программного оборудования для нелинейного монтажа очевидно опережает разработку и продвижение линейных комплексов.

### **Заключение**

Подводя итоги рассмотрения особенностей нелинейного монтажа в цифровом телевидении и сравнения его с линейным, были тезисно сформулированы объективные недостатки.

- Для нелинейного телевизионного монтажа характерны:
- невозможность трансляции в реальном времени;
  - большое время обработки видеоматериала;
  - высокая трудоемкость;
  - ограничения объема записываемого видеоматериала.

Первый и, как нам кажется, главный недостаток далеко не всегда удается компенсировать. С другой стороны стоит заметить, что современное телевидение, переходя полностью на цифровое вещание в стандарте HDTV (ТВЧ) все больше ориентируется на плановую систему подготовки эфира, что во многих случаях снимает необходимость использования линейных систем.

Другие недостатки интенсивно компенсируются стремительным развитием аппаратной архитектуры и, соответственно, нарастанием производственной мощности монтажного оборудования.

И наконец, для более полной картины сравнения аналогичным образом сформулируем основные недостатки линейного монтажного оборудования:

- наличие дорогостоящего оборудования и высокая стоимость их обслуживания, особенно после длительной эксплуатации;
- снижение качества видео и звукового сигнала с увеличением количества перезаписей (данный недостаток характерен в большей степени для аналогового оборудования);
- невозможность оперативного изменения хронометража смонтированной передачи;
- ограничение числа используемых звуковых дорожек (как правило, их имеется не больше четырех);
- значительные габариты оборудования и потребляемая мощность.

Теперь становится очевидным приоритет в выборе того или иного вида монтажного оборудования для решения различных задач формирования цифрового телевизионного эфира. И по итогам сравнения не сложно определить производственный вес нелинейного монтажа в современной теле-кино-видео-индустрии.

### Литература

1. Ричардсон Я. Витдеокодирование. H.264 и MPEG-4 - стандарты нового поколения. – М.: Техносфера. – 2005. – 133 с.
2. Журнал 625-net [электронный ресурс] / Федотов С., статья «Нелинейные и гибридные системы видеомонтажа», 2007. – Режим доступа: [http://rus.625-net.ru/625/1997/03/nonlinear/nonlinear\\_main.htm](http://rus.625-net.ru/625/1997/03/nonlinear/nonlinear_main.htm), свободный. – Загл. С экрана. – Яз. Рус., англ.
3. Сравнительная таблица: Медведев А.М. Анализ современного состояния систем цифровой обработки видеоинформации: дип. пр. ... бакалавр. – СПб. – 2008. – С. 29

# **РАЗРАБОТКА СТРУКТУРЫ КОМПЛЕКСНОЙ МОДЕЛИ, ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ ОПТИКО– ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ НАБЛЮДЕНИЯ ЗА ТОЧЕЧНЫМИ ОБЪЕКТАМИ, РАБОТАЮЩИХ В РАЗЛИЧНЫХ ФОНОВО– ЦЕЛЕВЫХ ОБСТАНОВКАХ**

**Т.П. Лбова**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент А.Л. Андреев**

Дается описание структуры модели, используемой для синтеза, анализа и прогнозирования работы оптико-электронной системы (ОЭС) наблюдения за подвижными объектами. В качестве исходных данных задаются параметры входных воздействий объектов и фоновых помех, параметры оптической системы, фотоприемника, дестабилизирующих факторов, алгоритмов и др.

Ключевые слова: компьютерное имитационное моделирование систем, оптико-электронные системы наблюдения, обнаружение точечных объектов

## **Введение**

При проектировании оптико-электронных видеоинформационных систем с телевизионными анализаторами изображения приходится учитывать большое число факторов, связанных с физическими процессами, протекающими в различных звеньях. К таким процессам относятся: входные оптические воздействия от наблюдаемых объектов и фоновых помех; формирование изображения оптической системой; процессы, связанные с формированием зарядового рельефа в фотоприемном устройстве (ФПУ) с учетом внутренних нестационарных шумов; искажения, возникающие в результате преобразования и квантования сигналов в блоке аналого–цифрового преобразователя (АЦП) при ограниченной разрядности, а также возможные алгоритмы цифровой обработки, включая предварительную фильтрацию исходных массивов цифрового изображения, процедуры обнаружения, распознавания и оценки параметров объектов наблюдения. Таким образом, речь идет о необходимости учёта множества взаимосвязанных детерминированных и случайных процессов, описываемых, к тому же, различными законами распределения.

На начальном этапе разработки самым доступным, но вместе с тем достаточно гибким и эффективным средством представляется математическое (имитационное) компьютерное моделирование. В качестве непосредственного объекта исследования оно предполагает использование некоторой программы, представляющей собой комплексную математическую модель.

Целью настоящей работы является разработка комплексной математической модели, используемой для синтеза, анализа и прогнозирования работы оптико-электронной системы наблюдения за малоразмерными подвижными объектами, а также для определения наиболее эффективных и экономически обоснованных методов достижения требуемых эксплуатационных параметров и характеристик проектируемых систем.

Достижение поставленной цели связано с решением ряда промежуточных задач.

1. Исследование особенностей физических процессов, протекающих в многоэлементных структурах фотоприемных устройств, работающих в различных спектральных диапазонах (дальняя, средняя, ближняя инфракрасная, ультрафиолетовая области спектра) с учетом физических свойств различных фоточувствительных материалов.

2. Исследование физической природы источников помех, действующих в различных звеньях оптико-электронной системы и др.

Универсальность модели предполагает возможность ее использования для различных условий функционирования подобных систем: на наземном, космическом или ином базировании, при использовании различных спектральных диапазонов, дистанций наблюдения, при различных энергетических и динамических параметрах объектов и др.

### Структура модели

Структура математической модели ОЭС представлена на рисунке.

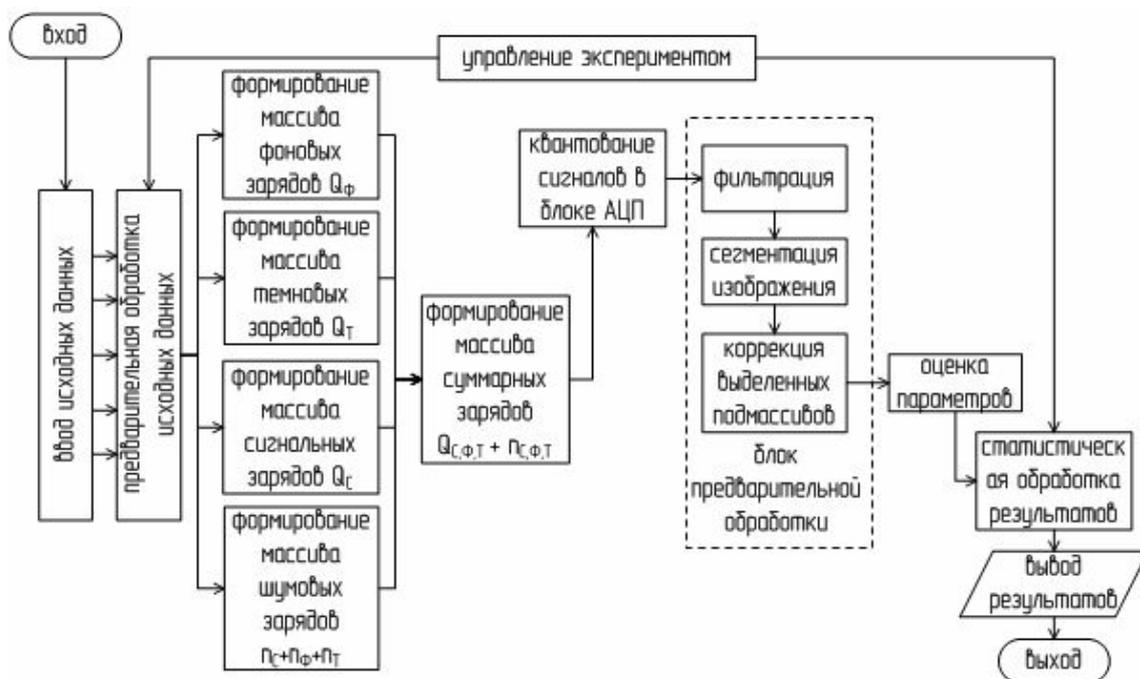


Рисунок. Структурная схема модели

Задача моделирования ОЭС разбивается на следующие этапы: моделирование сигнально-фоновой ситуации; моделирование различных видов помех (с учетом выбранного спектрального диапазона); моделирование процедур предварительной обработки сигнала (с учетом искажений, связанных с квантованием сигналов при аналого-цифровом преобразовании); моделирование различных алгоритмов целевой обработки сигналов (связанных в общем случае с решением задач обнаружения, распознавания и оценки параметров исследуемых объектов, а также оценки метрологических параметров проектируемой системы с учетом заданных доверительных интервалов).

Ввод исходных данных осуществляется в интерактивном режиме. При этом вводимые переменные можно подразделить на следующие группы:

- параметры оптической системы;
- параметры фотоприемного устройства;
- параметры алгоритма первичной обработки сигнала;
- условия наблюдения;
- параметры, определяющие режим статистической обработки полученных реализаций.

Динамику перемещения наблюдаемых объектов можно задать в параметрическом виде с помощью коэффициентов А, В, С (первой, второй и третьей степени) полинома, аппроксимирующего изменение во времени модуля угловых перемещений объектов

$$S(t) = A \cdot t + B \cdot t^2 + C \cdot t^3. \quad (1)$$

Направление перемещения задается посредством угла  $\alpha$  между направлением оси  $X$  и проекцией вектора скорости в плоскости анализа изображения.

Для учета возможности работы системы в различных спектральных диапазонах одним из параметров ФПУ является зависимость квантовой эффективности ФПУ от длины волны принимаемого излучения.

Формирование массива сигнальных зарядов осуществляется с учетом случайного распределения темновых токов и чувствительности по кристаллу ПЗС с заданным интервалом корреляции «геометрического шума». Если, например, распределение освещенности от точечного объекта по фоточувствительной площадке аппроксимируется гауссоидой вращения, распределение сигнальных зарядов определяется в соответствии с выражением:

$$E(x_i, y_j) = \frac{\Phi}{2\pi R^2} \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2R^2}\right], \quad (2)$$

где  $\Phi$  – поток оптического излучения, создающего изображение точечного объекта;  $R$  – радиус кружка рассеяния объектива, определяемый на уровне  $0,606 E_{max}$ ;  $x_0, y_0$  – координаты центра пятна рассеяния.

В общем случае фоновая составляющая сигнала представляет собой случайное поле яркости. Исходным материалом для компьютерного моделирования случайного поля яркости являются независимые числа, генерируемые датчиком случайных чисел ЭВМ. Их совокупность можно рассматривать как случайное  $\delta$ -поле — обобщение понятия дискретного белого шума на случай нескольких переменных. Моделирование  $\delta$ -поля осуществляется следующим образом: пространственно-временной координате  $(x_i, y_j, t_k)$  ставятся в соответствие выборочные значения из датчика нормальных случайных чисел с параметрами  $(0,1)$ .

Для моделирования дискретных реализаций однородного стационарного случайного поля, заданного в конечном пространстве и времени, можно использовать метод канонического разложения поля в пространственно-временной ряд Фурье [1].

Неограниченные дискретные реализации однородного стационарного случайного поля можно получить с помощью алгоритма пространственно-временного скользящего суммирования  $\delta$ -поля [1].

При формировании массива темновых зарядов учитывается аддитивная составляющая «геометрического» шума. Среднее значение темнового заряда, накапливаемого в ячейке, определяется выражением

$$\bar{Q}_T = \bar{i}_T A_{эл} T_n, \quad (3)$$

где  $\bar{i}_T$  – средняя плотность темнового тока накопления заряда, характерная для данного полупроводникового материала при рабочей температуре кристалла;  $A_{эл}$  – площадь электрода, под которым осуществляется накопление.

При моделировании массива шумовых составляющих в ячейках ПЗС учитывается совокупность сигнальной, фоновой и темновой составляющих зарядов в каждой ячейке. При этом шумовая составляющая заряда в каждой ячейке определяется путем разыгрывания флуктуаций заряда с учетом влияния всех перечисленных составляющих.

Флуктуация числа зарядов подчиняется закону Пуассона. Однако поскольку число накапливаемых зарядов достаточно велико ( $n_q > 100$ ), распределение Пуассона можно аппроксимировать нормальным законом распределения с дисперсией, равной среднему значению. Тогда среднеквадратическое значение шума на выходе ФПУ:

$$\sigma_{ш} = \sqrt{\sigma_{ш.т}^2 + \sigma_{ш.ф}^2 + \sigma_{ш.с}^2 + \sigma_{ш.г}^2 + \sigma_{ш.п}^2 + \sigma_{ш.в.у.}^2}, \quad (4)$$

где  $\sigma_{ш.т}$  – среднеквадратическое число зарядов в  $i$ -ой ячейке ФПУ, характеризующее флуктуацию числа темновых зарядов;  $\sigma_{ш.ф}$  – среднеквадратическое значение флуктуации числа зарядов, обусловленных фоновым излучением;  $\sigma_{ш.с}$  – среднеквадратическое значение флуктуации числа сигнальных зарядов, накапливаемых в ячейках ФПЗС, характеризующее фотонный шум;  $\sigma_{ш.г}$  – среднеквадратическое отклонение среднего числа темновых зарядов в различных ячейках ФПУ, характеризующее геометрический шум;  $\sigma_{ш.п}$  – среднеквадратическое значение флуктуаций заряда при переносе (для ФПЗС);  $\sigma_{ш.в.у.}$  – среднеквадратическое значение шума выходного устройства, пересчитанное к числу зарядов.

В результате выполнения описанных выше процедур формируется массив суммарных зарядов, представляющий собой реализацию 2-х мерного нестационарного случайного процесса.

Квантование сигнала в блоке АЦП осуществляется с учетом заданной разрядности и необходимости согласования динамического диапазона входных уровней АЦП с реальным динамическим диапазоном изменения сигнала на выходе ПЗС. При этом принимается во внимание возможность «привязки» нижнего уровня динамического диапазона АЦП к уровню сигнала, соответствующего минимальному темновому заряду.

Максимальный сигнал  $Q_{max}$ , поступающий на АЦП, должен соответствовать  $(2^N - 1)$  уровням квантования, где  $N$  – разрядность АЦП.

Тогда произвольному сигналу  $Q$  соответствует  $k$  уровней квантования:

$$k = INT\left(\frac{Q \cdot (2^N - 1)}{Q_{max}}\right). \quad (5)$$

На этапе предварительной обработки сигнала из исходной последовательности чисел, поступающих с выхода АЦП, выделяются и запоминаются подмассивы чисел, соответствующих областям полезного сигнала. В выделенных подмассивах осуществляется компенсации сигнала от фона, который в общем случае может быть неоднородным. Возможные алгоритмы, используемые на стадии предварительной обработки сигнала, подробно описаны в [2].

Оценка координат объектов заключается в вычислении координат характерных точек, связанных с наблюдаемыми объектами, например, энергетических центров их изображений или координат точек, соответствующих максимумам освещенности в изображениях объектов [2]. Пересчет координат изображения точечного объекта  $x$  и  $y$  (выраженных в числе пространственных периодов матричной структуры) в измеряемые угловые координаты объекта  $\psi$  и  $\chi$  (выраженные в радианах) осуществляется с учетом следующих соотношений:

$$tg\psi = x \cdot d/f, \quad tg\chi = y \cdot d'/f, \quad (6)$$

где  $d$  и  $d'$  – пространственный шаг элементов матричной структуры по горизонтали и вертикали соответственно;  $f$  – расстояние от объектива до плоскости фокусировки изображения. Очевидно, что подобное соотношение устанавливает связь между среднеквадратическими погрешностями измерения координат  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$ .

Статистическая обработка результатов моделирования включает в себя подсчет числа ложных выбросов, числа пропусков объектов, оценку вероятности пропусков и среднеквадратических погрешностей измерения их координат.

Определение вероятности выделения ложного выброса  $P_{л.в.}$  методом статистических испытаний.

В режиме «поиск» расчетно-прогнозируемая вероятность выделения ложного выброса в кадре может быть рассчитана по формуле

$$P_{л.к.} = 1 - \prod_{i=1}^N [1 - P_{л.в.}(i)], \quad (7)$$

где  $P_{л.в.}(i)$  – вероятность ложного выброса в  $i$ -том элементе кадра. Поскольку (как указывалось ранее) число зарядов, накапливаемых в ячейках значительно больше 10, то флуктуации зарядов в ячейках можно приблизительно описывать нормальным законом распределения с дисперсией, равной среднему значению накопленных зарядов. При этом вычитание постоянной составляющей, соответствующей среднему числу зарядов, обеспечивается в результате выполнения процедуры «селекция» на этапе предварительной обработки сигнала. Таким образом,

$$P_{л.в.}(i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\xi'}^{\infty} \exp[-x^2/2] dx,$$

где  $\xi'$  – относительный порог в разностном сигнале.

Учитывая также, что величина относительного порога  $\xi'$  для каждого элемента устанавливается одинаковой (благодаря учету «карты» распределения темновых токов и чувствительности по кристаллу на этапе калибровки) можно считать, что  $P_{л.в.}(i)$  не зависит от  $i$ . Тогда

$$P_{л.к.} = 1 - [1 - P_{л.в.}(i)]^N. \quad (8)$$

В режиме «слежение» при вычислении  $P_{л.к.}$  в выражения (7) или (8) следует вместо числа элементов в кадре  $N$  подставлять число элементов  $N'$  в стробируемых окнах.

Обработка результатов серии косвенных измерений угловой координаты наблюдаемого объекта  $\psi$  сводится первоначально к нахождению результата измерения  $\tilde{x}$ , оценки СКО результата измерения  $S(\tilde{x})$ , доверительной границы случайной погрешности результата измерения  $\varepsilon_x$  и доверительной границы неисключенной систематической погрешности (НСП) результата измерения  $\theta_x$ , полученных при обработке прямых измерений [3].

Далее определяется оценка результата косвенного измерения  $\psi(x)$  и рассчитывается доверительная граница погрешности результата прямого измерения  $\Delta_x$  при доверительной вероятности 0,95:

$$\tilde{\psi} = \arctg(x \cdot d / f), \quad \Delta_x = \begin{cases} \varepsilon_x & \text{при } \frac{\theta_x}{S(\tilde{x})} < 0,8; \\ \theta_x & \text{при } \frac{\theta_x}{S(\tilde{x})} < 8; \\ KS_{\Sigma} & \text{при } 0,8 < \frac{\theta_x}{S(\tilde{x})} < 8; \end{cases}$$

вычисляются значения частной производной  $\frac{\partial \psi}{\partial x}$  при найденной величине  $\tilde{x}$ ; определяется доверительная граница погрешности результата измерения угловых координат при доверительной вероятности  $\alpha = 0,95$ :

$$\Delta_{\psi} = \frac{\partial \psi}{\partial x} \cdot \Delta_x.$$

Итог измерения угловой координаты записывается в виде:  $\psi = \tilde{\psi} \pm \Delta_{\psi}$ ;  $\alpha = 0,95$ . Аналогичные расчеты производятся для угловой координаты  $\chi$ .

### Заключение

На базе универсальной методики комплексного моделирования без существенных материальных затрат возможно на ранней стадии проектирования проводить анализ степени влияния каждого из физических факторов на обнаружительные, метрологические или иные характеристики ОЭС в целом. Модульная структура позволит проводить дальнейшее совершенствование модели путем дополнения ее необходимыми модулями (с учетом реальных потребностей и условий функционирования ОЭС) или путем замены отдельных модулей на альтернативные варианты без изменения остальных частей и структуры в целом.

### Литература

1. Андреев А.Л., Коняхин И.А. Методические указания к выполнению УИРС. – Л.: ЛИТМО. – 1986. – 32 с.
2. Андреев А.Л. Автоматизированные телевизионные системы наблюдения. Часть II. Арифметико-логические основы и алгоритмы. Учебное пособие для курсового и дипломного проектирования. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2005. – 88 с.
3. Андреев А.Л., Мусяков В.Л., Стрелков А.Р., Ярышев С.Н. Источники и приемники излучения / Методические указания к лабораторным работам. – СПб: ИТМО. – 1998. – 52 с.
4. Андреев А.Л. Автоматизированные телевизионные системы наблюдения. Часть I. Аппаратные средства и элементная база. Учебное пособие для курсового и дипломного проектирования. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2005. – 88 с.
5. Андреев А.Л., Ярышев С.Н. Методы моделирования ОЭС с многоэлементными анализаторами изображения. Методические указания к лабораторным работам. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2006. – 52 с.
6. Ишанин Г.Г., Панков Э.Д., Челибанов В.П. Приемники излучения. – СПб: Папирус. – 2003. – 528 с.

## ОЦЕНКА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

**В.И. Егорова**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент О.П. Тимофеев**

Статья написана с целью ознакомления с основными параметрами и характеристиками лазерных систем космической связи. Рассмотрены информационные, точностные и обнаружительные характеристики данных систем.

Ключевые слова: лазерная космическая связь, оценка, характеристики

### Введение

Задача любой системы связи – передача требуемой информации на требуемое расстояние с допустимыми или меньшими ошибками. Отличие лазерных систем от радиосвязи и телефонию только в частоте – она на несколько порядков выше.

Для проведения оценки любого канала связи необходимо знать характер передаваемой информации и иметь способ для ее изменения. Это позволит измерить информационную пропускную способность любого канала связи, определить элементы ее ограничивающие. По этому же принципу нужно оценить источник поступающей в канал связи информации. Из этого сравнения можно сделать выводы о соответствии скорости поступления информации в канал связи и его пропускной способности. Для лазерной системы связи важными параметрами являются информационные и обнаружительные характеристики.

Большая часть информации в ее первоначальном виде имеет некоторые физические параметры, которые изменяются во времени и могут занимать любой непрерывный диапазон величин – это аналоговый сигнал. Второй вид информации – дискретный. Информация может быть как изначально дискретной, так и принудительно дискретизирована для передачи по каналу связи, последующей обработке фильтрации или компрессии. Путем соответствующего кодирования информация может быть передана по каналу связи как дискретный элемент в дискретные моменты времени. Возможен и другой вариант, когда информация остается дискретной по форме, непрерывно меняется во времени или когда сигнал может иметь любое значение в непрерывном интервале, но только в дискретный момент времени. Из этих примеров видно, что информация может быть дискретной как по значению сигнала, так и во времени [1].

В любом случае можно определить количество информации, которую нужно преобразовать в дискретную последовательность двойного кода, полностью ее отображающего. Число бит, которое потребуется для последующего восстановления информации и будет являться мерой количества передаваемой информации.

### Основная часть

При дискретизации аналоговых сигналов необходимо соблюдать теорему Котельникова, которая заключается в выборе интервала дискретизации для полного представления аналогового сигнала дискретным:

$$\Delta t_0 \leq \frac{1}{2\Delta f_{\max}}, \quad (1)$$

где  $\Delta f_{\max}$  – наивысшая частота в спектре дискретизируемого сигнала.

Диапазон частот  $0 \dots f_{\max}$  представляет собой ширину спектра сигнала или  $\Delta f$ , следовательно  $\Delta f = f_{\max}$ . Таким образом, интервал дискретизации выбирается из условия:

$$\Delta t_0 \leq \frac{1}{2\Delta f}, \quad (2)$$

а частота дискретизации –  $f_0 \leq 2 \cdot \Delta f$ .

Практически в лазерных системах связи для передачи и воспроизведения информации с минимальными искажениями целесообразно длительность импульса выбрать из условия:

$$T_u \leq \frac{\Delta t_0}{B}, \quad (3)$$

где  $B$  – количество бит информации, требуемое для кодирования одного дискретного значения сигнала.

$$\tau_u < T_u.$$

Для определения пропускной способности канала, в котором шум и сигнал имеют нормальное распределение амплитуд и обладают свойствами «белого шума», применяют формулу Шеннона:

$$C = \Delta f \cdot \log_2(1 + \sigma^2), \text{ (бит/с)}, \quad (4)$$

где  $\Delta f$  – ширина полосы пропускания канала связи;  $\sigma^2 = \frac{A_s}{A_N}$  – дисперсия отношения

сигнал/шум в канале связи;  $A_s$  – мощность флуктуации сигнала;  $A_N$  – мощность флуктуации шума.

Пропускную способность канала передачи информации необходимо выбирать с некоторым запасом, это условие необходимо для передачи информации с минимальными искажениями и возможности расширения канала:

$$C_{к.мп.} \geq I_u(I + \Delta C_k), \quad (5)$$

где  $\Delta C_k$  – коэффициент запаса по пропускной способности канала передачи сообщения;  $I_u$  – скорость поступления информации в канал передачи сообщения, (бит/с).

Скорость поступления информации в канал передачи сообщения рассчитывается по формуле:

$$I_u = I_0 \cdot N, \text{ (бит/с)}, \quad (6)$$

где  $I_0 = \log_2 n - n$  – максимальное количество информации в одном отсчетном значении, (бит);  $n$  – количество равновероятных значений сообщения в одном значении в отсчетные моменты времени;  $N$  – количество отсчетов сообщения за одну секунду, (1/с).

Качество передачи и приема информации характеризуется средней вероятностью ошибки передачи и приема сообщения:

$$\overline{P}_{ош} = 2^{-\tau_0[\Delta C_k - I_u]}. \quad (7)$$

При заданном значении вероятности ошибки передачи информации:

$$\Delta C_k = \frac{-\log_2 \overline{P}_{ош}}{\tau_c I_u}. \quad (8)$$

Предельная информационная емкость системы связи оптического диапазона из-за влияния различных факторов значительно меньше той, которую можно ожидать, исходя из значения световой несущей. Лазеры занимают диапазон волн от 0,5 до 10 мкм, что соответствует полосе пропускания порядка  $6 \cdot 10^{14}$  Гц. Полоса частот, в которой передается сигнал, может быть ограничена почти в любой точке системы лазерной связи. Пропускная способность практически определяется параметрами наиболее инерционного устройства [2].

К информационным характеристикам лазерных систем связи относятся и шумы в приемном устройстве, так как они приводят к искажениям передаваемой информации.

Отношение сигнал шум определяется эффективным уровнем шума на входе усилителя приемника и полезной мощностью оптического сигнала на входе фотодетектора. Отличительная особенность оптических систем связи заключается в том, что шум приемника содержит составляющую, прямо пропорциональную мощности принимаемого оптического сигнала. Это дробовый шум характерный для процесса детектирования. Если применяется модуляция по мощности, то уровень шума зависти от величины сигнала. Обычно шум приемника минимизирован, но он увеличивается пропорционально ширине полосы частот, занимаемой каналом.

При проектировании лазерной системы связи необходимо, чтобы приемник надежно обнаруживал лазерное излучение, в параметрах которого содержится передаваемая информация.

Принимаемое лазерное излучение считается обнаруженным, если превышает порог срабатывания  $I_n$ . Этот сигнал является шумом или смесью сигнала с шумом. Вследствие стохастического характера шума и смеси сигнала с шумом возможны ошибки при принятии решения о наличии или отсутствии сигнала.

Этой ошибкой является ошибка ложной тревоги, обусловленная превышение шума порогового уровня  $I_n$  и характеризующаяся вероятностью ложной тревоги  $P_{л.тр}$  [3].

Ошибка пропуска сигнала возникает, когда смесь сигнала с шумов оказывается меньше порога срабатывания  $I_n$  порогового устройства и характеризуется вероятностью пропуска  $P_{проп.}$ .

Вероятность пропуска полезного сигнал связана с вероятностью правильного обнаружения  $P_{н.о.}$ .

$$P_{проп.} = 1 - P_{н.о.} \text{ или } P_{н.о.} = 1 - P_{проп.} \quad (9)$$

Вероятность ложной тревоги вычисляется по формуле

$$P_{л.тр} = 1 - \Phi(K_n),$$

где  $K_n$  – относительный порог срабатывания порогового устройства;  $\Phi(K_n)$  – интеграл

вероятности вида  $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-t^2/2} dt$ .

Вероятность правильного обнаружения вычисляется по формуле:

$$P_{н.о.} = 1 - \Phi(K_n - \rho), \quad (10)$$

где  $\rho$  – отношение сигнал/шум на выходе приемного устройства.

Требуемое отношение сигнал/шум при вероятности правильного обнаружения  $P_{н.о.} > 0.5$  можно вычислить по следующей формуле:

$$\rho_{обн.тр.} = K_n + (\rho - K_n) \cdot n. \quad (11)$$

### Заключение

Таким образом, приведенные формулы и соотношения в дальнейшем могут быть использованы для анализа как уже имеющихся систем, так и для синтеза новых.

### Литература

1. Гауэр Дж. Оптические системы связи. – М.: Радио и связь. – 1989.
2. Кацман М. Лазерная космическая связь. – М.: Радио и связь. – 1993.
3. Тимофеев О.П. Энергетический расчет ОЭП с лазерами. – Методические указания. – Л.: ЛИТМО. – 1986.

## **РАЗРАБОТКА ВИРТУАЛЬНОЙ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ**

**Т.Е. Васькова**

**Научный руководитель – к.т.н., доцент М.А. Кустикова**

Кратко рассмотрены основные принципы математического моделирования. Перечислены основные преимущества виртуальных лабораторных работ. Приведен пример возможного алгоритма измерительной процедуры для оптико-акустического газоанализатора.

Ключевые слова: математическое моделирование, виртуальная лабораторная работа

### **Введение**

Быстрое развитие методов и средств контроля загрязнения атмосферы в последние десятилетия вызвано возросшим пониманием их влияния на экологическое состояние окружающей среды. Охрана окружающей среды и рациональное использование ее ресурсов в условиях бурного роста промышленного производства стала одной из актуальнейших проблем современности. Отношение к природной среде является мерой социальных и технических достижений человеческого общества, характеристикой уровня цивилизации [1].

Экономическая проблема охраны окружающей среды заключается в оценке ущерба, нанесенного загрязнением атмосферы, водных ресурсов, разработкой и использованием недр.

В процессе подготовки специалистов в области охраны окружающей среды, разработчиков приборов, специалистов по обслуживанию и эксплуатации сложных экоаналитических приборов (например, в рамках специальности оптико-электронные приборы и системы, специализация оптико-электронные методы и средства для экологического мониторинга), возникает необходимость проведения лабораторного практикума дисциплины «Экологический мониторинг». Работы, выполняемые в лаборатории, безусловно, полезны с точки зрения формирования профессиональных навыков студента, однако, при выполнении этих работ требуется дополнительный штат обслуживающего персонала, поскольку работы проводятся на действующих приборах и установках, имеющих немалую материальную ценность, требуют приобретения дополнительного оборудования или комплектующих, особенно если предполагается еще и проведение исследовательских работ.

Решение некоторых из указанных проблем возможно путем применения в образовательном процессе компьютерных технологий.

Заменяя традиционные лабораторные методы на виртуальные, где в качестве объекта исследования выступает смоделированная система, можно добиться некоторого упрощения лабораторных занятий, уменьшения аудиторной нагрузки, снижения нагрузки на лабораторное оборудование, при одновременном повышении эффективности и качества обучения за счет индивидуального подхода к заданиям, выполняемым в рамках самостоятельной работы студента и использования системы удаленного доступа, благодаря которой становится возможным проведение лабораторной работы на компьютерах.

Данная работа посвящена разработке и созданию комплекса виртуальных лабораторных работ по разделу «Оптико-электронные методы и средства для экологического мониторинга».

Рассмотрена унифицированная система мониторинга атмосферного воздуха, изучению которой посвящено значительное количество часов.

Номенклатура приборов унифицированной системы определяется основными загрязняющими веществами, содержащимися в атмосфере данного города.

По данным Комитета по природопользованию, охране окружающей среды и обеспечению экологической безопасности уровень загрязнения атмосферного воздуха Санкт-Петербурга определяется выбросами загрязняющих веществ от стационарных источников и автотранспорта. Для Санкт-Петербурга наиболее актуальной является проблема загрязнения воздуха автотранспортом. Вклад автотранспорта в валовый выброс загрязняющих веществ по городу составляет около 80%.

Основные мероприятия по охране атмосферного воздуха на территории Санкт-Петербурга должны быть направлены на сокращение выбросов загрязняющих веществ от передвижных и стационарных источников загрязнения, а также на развитие системы мониторинга атмосферного воздуха.

Для определения загрязняющих веществ используют различные методы как показано в таблице. Как видно из таблицы, для определения количественных характеристик применяются оптические приборы и системы. Оптические системы используются также для сбора, передачи и обработки информации.

Таблица. Основные загрязняющие вещества и методы их идентификации

№	Загрязняющее вещество	Метод
1	Диоксид азота	Хемилюминесцентный / ДООС
2	Оксид азота	Хемилюминесцентный / ДООС
3	Оксид углерода	Электрохимический / ИК-спектрометрический
4	Диоксид серы	Хемилюминесцентный/ДООС /Флуоресцентный (УФ)
5	Взвешенные вещества	Электростатический/ Поглощение β-частиц
6	PM-10	Лазерной фотометрии / Поглощение β-частиц
7	Озон	Хемилюминесцентный/ДООС/Фотометрический (УФ)
8	Аммиак	Хемилюминесцентный
9	Бензол, толуол	ДООС (Дифференциальная оптическая абсорбционная спектроскопия – Система ОПСИС)
10	Сероводород	Флуоресцентный (УФ)
11	Хлористый водород	ИК-спектрометрия
12	Формальдегид	Фотоколориметрический

Использование электромагнитного излучения оптического диапазона обусловлено, прежде всего, следующим достоинствами:

- практически все процессы и явления, наблюдаемые в природе и производственной деятельности, сопровождаются электромагнитным излучением, которое либо генерируется в результате внутренних преобразований энергии в объекте, либо является следствием отражения, рассеяния и преобразования излучения, приходящего от посторонних источников;

- использование электромагнитного излучения оптического диапазона в качестве источника и носителя информации о протекающих процессах, как правило, не сопровождается либо сопровождается незначительным энергетическим вмешательством в ход самих процессов, что позволяет получить объективные данные;

- электромагнитное излучение оптического диапазона как источник и носитель информации обладает большой емкостью и пропускной способностью, позволяя реализовать многопараметрические и многоканальные системы для сбора, передачи и обработки информации;

- использование электромагнитного излучения оптического диапазона обеспечивает высокое быстродействие устройств;

- пространственная плотность электромагнитного излучения оптического диапазона спектра значительно выше, чем в радиодиапазоне, что позволяет делать

приемную часть оптических систем существенно меньших размеров, чем в радиосистемах, при одинаковых энергетических характеристиках;

– системы, в которых в качестве носителя первичной информации используется оптическое излучение, достаточно просто и при небольших затратах поддаются автоматизации.

Все перечисленные достоинства электромагнитного излучения оптического диапазона способствовали и способствуют тому, что автоматические оптические приборы строятся на преобразовании излучения в электрический сигнал с последующей его обработкой в электронном тракте, т.е., по сути, являются сложными оптико-электронными системами.

В настоящее время достаточно широкое распространение получили оптико-электронные газоаналитические приборы и системы, контролирующие содержание газообразных веществ в атмосфере. Одним из характерных качеств такой аппаратуры является возможность анализа газовых смесей, обладающих широким разбросом физико-химических параметров (температуры, влажности, состава, запыленности, давления, наличия вредных и агрессивных сред и др.). Это обстоятельство позволяет создавать большое число элементов пробоподготовки и газовых схем в целом, обладающих более совершенными показателями по надежности и характеру решаемых задач.

Весьма важным в газоаналитической технике также является повышение селективности анализа или уменьшение погрешностей от неинформативных компонентов газовой пробы, что позволит осуществлять надежный анализ многокомпонентных газовых смесей.

В ряде случаев наиболее полно удовлетворяют указанным выше требованиям газоаналитические приборы и системы, основанные на эмиссии (хемилюминесценция, флюоресценция и люминесценция в пламени) и поглощении оптического излучения компонентами исследуемых газов.

### **Основная часть**

Работа не с самим объектом (явлением, процессом), а с его моделью дает возможность относительно быстро и без существенных затрат исследовать его свойства и поведение в любых ситуациях (преимущества теории). В то же время вычислительные (компьютерные, имитационные) эксперименты с моделями объектов позволяют, опираясь на современные вычислительные методы, подробно и глубоко изучать объекты в достаточной полноте, недоступной чисто теоретическим подходам (преимущества эксперимента).

Математическое моделирование можно условно разделить на три этапа [2]. Первый – это выбор модели исследуемого объекта, отражающей важнейшие его свойства. Она исследуется аналитическими средствами прикладной математики для получения предварительных знаний об объекте.

Второй этап – разработка или выбор вычислительного алгоритма для реализации модели на компьютере. Эти алгоритмы должны обеспечивать получение заданной точности вычислений, и не должны искажать свойства исходного объекта. То есть необходимо проверить адекватность модели, и, при необходимости модифицировать ее. Изучение математических моделей проводится методами вычислительной математики.

Третий этап – создание программного обеспечения для реализации модели и алгоритма на компьютере. Оно должно учитывать специфику математического моделирования и специфику объекта.

Для успешного моделирования необходима тщательная проработка всех этапов.

Математическое моделирование объектов и процессов применяется при создании виртуальных лабораторных работ. Эти работы включаются в учебно-методический комплекс, наряду с реальными лабораторными работами и другими материалами.

Рассмотрим более подробно преимущества виртуальных лабораторных работ.

Виртуальная лабораторная работа (ВЛР) – информационная система, интерактивно моделирующая реальный технический объект и его существенные для изучения свойства с применением средств компьютерной визуализации. Слово «интерактивно» является ключевым в данном определении, указывая на динамический характер ВЛР. Компьютерная визуализация объекта – второе важнейшее условие, которое должно соблюдаться при разработке ВЛР.

К несомненным достоинствам ВЛР относятся:

- формирование и совершенствование профессиональных навыков и интуиции, а также развитие творческих способностей;
- создание единого учебно-методического комплекса, включающего в себя учебную программу дисциплины, курс мультимедийных лекций, практические задания, базу тестовых заданий, виртуальные лабораторные работы, а также учебные видеоматериалы (обучающие фильмы и презентации);
- пониженные требования к технике безопасности.

Методическая поддержка ВЛР заключается в создании методических указаний, изданных на бумаге, разработке вариантов заданий, определению часов, отводимых на выполнение ВЛР и др. Электронными указаниями при выполнении ВЛР пользоваться невозможно, постоянное переключение между текстом и ВЛР приводит к тому, что материал перестает усваиваться.

При этом следует помнить, что курс ВЛР должен идти в сочетании с курсом реальных лабораторных работ, способствуя более полному усвоению информации.

В настоящее время в СПбГУ ИТМО уделяется большое внимание созданию единого учебно-методического комплекса, включающего в себя курс виртуальных лабораторных работ по различным предметам, в том числе по экологическому мониторингу. В этот курс будут входить работы, посвященные различным типам газоанализаторов (хемилюминесцентный, инфракрасный, оптико-акустический и т.д.).

Приведем в качестве примера возможный алгоритм измерительной процедуры газоанализатора оптико-акустического типа [3] (см. рис. 1) Этот алгоритм может использоваться при создании виртуальной лабораторной работы «Измерение концентрации  $\text{CO}_2$  оптико-акустическим газоанализатором».

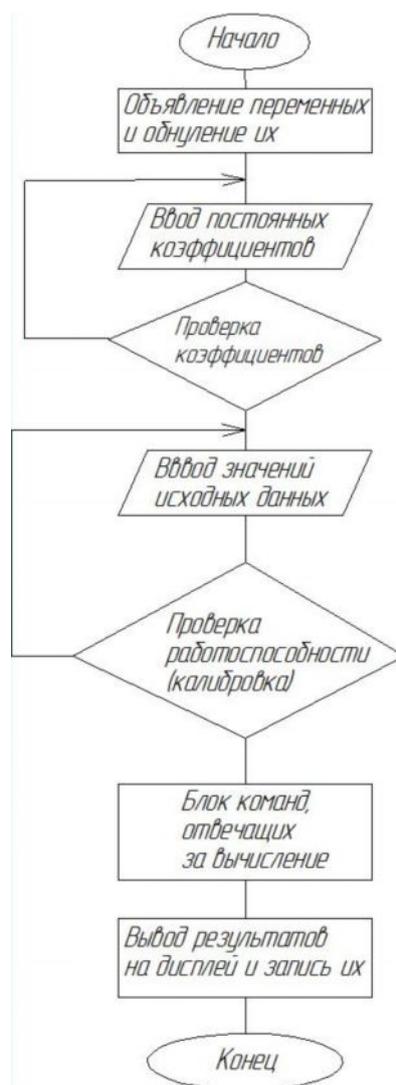


Рис. 1. Возможный алгоритм измерительной процедуры опто-акустического газоанализатора

### Заключение

Методы математического моделирования позволяют достаточно быстро и легко изучить как теоретические основы работы газоанализатора (основные законы и соотношения), так и научиться работать с самим прибором. К достоинствам таких моделей можно отнести простоту и сравнительную легкость реализации, возможность моделирования любых возможных ситуаций, получение метрологических характеристик в зависимости от интересующих параметров, а также изучение не конкретной модели, а определенного типа газоанализаторов в целом. Однако, следует помнить также о недостатках такого способа – из-за неточного задания исходных данных и принятых упрощений существует вероятность получения неверных результатов.

Вышеизложенный материал будет использован при создании виртуальной лабораторной работы «Измерение концентрации  $\text{CO}_2$  опто-акустическим газоанализатором», которая войдет в курс компьютерных лабораторных работ по курсу «Экологический мониторинг».

## Литература

1. Козинцев В.И, Орлов В.М., Белов М.Л. и др./ Под редакцией Рождествина В.Н. Оптико-электронные системы экологического мониторинга природной среды: Учебное пособие для вузов. – М.: Издательство МГТУ имени Н.Э. Баумана. – 2002. – 528 с.
2. Институт математического моделирования РАН [электронный ресурс]
3. <http://su01.kiam.ru/publications/?id=1&PHPSESSID=186f5bd759ae397d2e242b1cc7534995>
4. Кустикова М.А., Мешалкина М.Н., Мусяков В.Л., Тимофеев А.Н. Методические указания к лабораторным работам по разделу «Оптико-электронные газоанализаторы» курса «Экологический мониторинг» / Под общей редакцией д.т.н., профессора Г.Г. Ишанина. – СПб: СПбГИТМО (ТУ). – 2003. – 139 с.

# АЛГОРИТМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПОЛЯ ЗРЕНИЯ И ИСПРАВЛЕНИЯ ДИСТОРСИИ ДЛЯ НЕМЕХАНИЧЕСКОЙ ПОВОРОТНОЙ ТВ-КАМЕРЫ НА ОСНОВЕ ОБЪЕКТИВА «РЫБИЙ ГЛАЗ»

В.П. Лазаренко

Научный руководитель – к.т.н., доцент С.Н. Ярышев

В работе рассмотрен алгоритм преобразования поля зрения и исправления дисторсии для немеханической поворотной ТВ-камеры на основе объектива «Рыбий глаз». Данный алгоритм позволяет преобразовать сложное для восприятия круговое изображение, в изображение со стандартным полем зрения, а также реализует функции «виртуальной» поворотной ТВ-камеры. Представлены результаты экспериментов, демонстрирующие возможности предлагаемого алгоритма.

Ключевые слова: алгоритм исправления дисторсии, немеханические поворотные ТВ-камеры

## Введение

Развитие современных технологий, в том числе увеличение производительности сигнальных микропроцессоров и появление быстродействующих мегапиксельных КМОП фотоприемников, обусловило возможность *создания* немеханических поворотных видеокамер на основе сверхширокоугольных объективов типа «Рыбий глаз».

К преимуществам немеханических поворотных камер перед механическими камерами относятся отсутствие движущихся механических частей, требующих регулярного технического обслуживания, а также возможность записи всего обширного поля зрения.

Основой таких камер является алгоритм, преобразующий круговое изображение с угловым полем  $180^\circ \times 360^\circ$  и разрешением  $1920 \times 1920$  элементов в изображение с угловым полем  $60^\circ \times 45^\circ$  и стандартным разрешением  $640 \times 480$  элементов. Алгоритм должен реализовать зависимость от двух углов: первый задает направление обзора и принимает значения от 0 до 360 градусов, второй задает угол наклона «виртуальной» камеры и принимает значения от 0 до 90 градусов.

## Постановка задачи

Для создания немеханической поворотной камеры требуется решение следующих задач:

- выбор подходящего сверхширокоугольного объектива, способного работать с телевизионным фотоприемником высокого разрешения, а также самого фотоприемника;
- изучить характерные искажения сверхширокоугольных объективов и разработать алгоритм компенсации этих искажений;
- разработать алгоритм выделения поля зрения виртуальной поворотной камеры из поля зрения исходной сверхширокоугольной камеры высокого разрешения;
- разработать математическую модель поворотной камеры с учетом компенсации искажений в поле зрения;
- получить результаты математического моделирования работы виртуальной поворотной камеры.

## Исходные данные

Для камеры был выбран объектив FE185C046HA-1, производства фирмы «Fujinon» со следующими характеристиками: фокусное расстояние –  $f'=1,4$  мм, поле зрения –  $2\omega=180^\circ$ .

В качестве приемника изображения используется 1/2" пятимегапиксельный КМОП-фотоприемник, имеющий размеры  $6,4 \times 4,8$  мм, размер пиксела КМОП-фотоприемника  $\mu=2,5$  мкм [1].

Найдем диаметр изображения  $d$ , даваемого объективом, по функции передачи сверхширокоугольных объективов с большой дисторсией (рис. 1) [2]:

$$y' = -f' \omega,$$

$$y'_{\max} = f' \cdot \omega_{\max} = 1,4 \cdot \frac{3,14}{2} = 2,3 \text{ мм},$$

$$d = 2 \cdot y'_{\max} = 4,6 \text{ мм},$$

где  $y'$  – размер изображения;  $y'_{\max}$  – максимальный размер изображения.

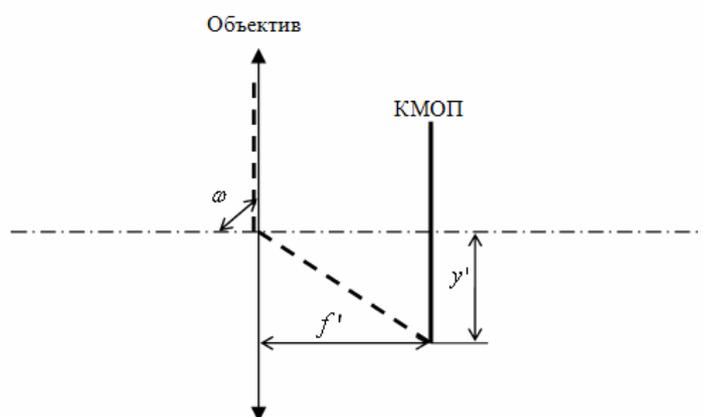


Рис. 1. Функция передачи особширокоугольных объективов

## Описание алгоритма

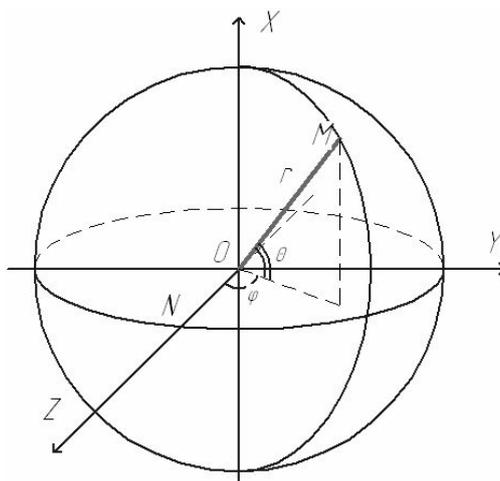


Рис. 2. Система координат в пространстве предметов

Зададим систему координат в пространстве предметов, как показано на рис. 2, ось OZ совпадает с оптической осью, где  $\varphi_i$  – угол между осью OZ и проекцией луча OM на плоскость ZOY,  $\varphi_i$  задает соответствие строке изображения;  $\theta_j$  – угол между проекцией луча OM на плоскость ZOY и лучом OM,  $\theta_j$  задает соответствие элементу

строки;  $i$  – номер строки,  $i \in [1..i_{\max}]$ ;  $j$  – номер элемента строки,  $j \in [1..j_{\max}]$ ;  
 $\varphi_i = \frac{\pi}{2} \cdot \left(1 - \frac{i}{2 \cdot i_{\max}}\right) - \gamma$ ;  $\theta_j = \frac{\pi}{6} \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{j}{j_{\max}}\right)$ , где  $\mu \cdot y'_{\max}$  – радиус изображения в пикселах;  $\gamma$  – угол наклона виртуальной камеры,  $\gamma \in [1.. \frac{\pi}{2}]$ ;  $i_{\max} = 480$  пикселей – размер искомого изображения по вертикали;  $j_{\max} = 640$  пикселей – размер искомого изображения по горизонтали.

Таким образом, каждому элементу искомого изображения с координатами  $(i, j)$  будет соответствовать точка в пространстве предметов с координатами  $(r, \varphi_i, \theta_j)$ .

Для осуществления дальнейших преобразований необходимо найти следующие углы:  $\alpha_{i,j}$  – угол между осью OZ и лучом OM;  $\beta_{i,j}$  – угол между осью OY и проекцией луча OM на плоскость XOY.

Путем тригонометрических преобразований, получим:

$$\cos \alpha_{i,j} = \cos \varphi_i \cdot \cos \theta_j,$$

$$\alpha_{i,j} = \arccos \alpha_{i,j},$$

$$\cos \beta_{i,j} = \sin \varphi_i \cdot \cos \theta_j,$$

$$\beta_{i,j} = \arccos \beta_{i,j}.$$

Системы координат в плоскости изображения изображены на рис. 3.

$$y'_{i,j} = \alpha_{i,j} \cdot f'.$$

Координаты  $(i,j)$  точки в полярной системе будут  $(y'_{i,j}, \beta_{i,j})$ .

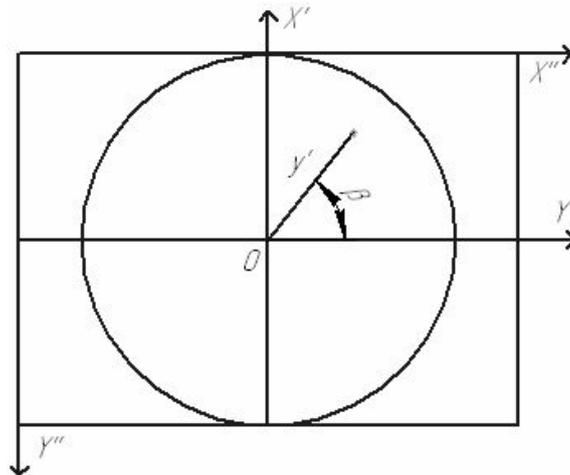


Рис. 3. Системы координат в плоскости изображения

Найдем координаты точки  $(i, j)$  относительно центра изображения:

$$X'_{i,j} = y'_{i,j} \cdot \sin \beta_{i,j},$$

$$Y'_{i,j} = y'_{i,j} \cdot \cos \beta_{i,j}.$$

Осуществим поворот относительно центра на угол  $\psi$ , задающий направление обзора виртуальной камеры, используя формулу поворота систем координат:

$$Y'_{i,j} = Y'_{i,j} \cdot \cos \psi + X'_{i,j} \cdot \sin \psi,$$

$$X'_{i,j} = -Y'_{i,j} \cdot \sin \psi + X'_{i,j} \cdot \cos \psi.$$

Переводим в систему координат КМОП-фотоприемника:

$$X''_{i,j} = X'_u + \frac{Y'_{i,j}}{\mu},$$

$$Y''_{i,j} = Y''_u - \frac{X'_{i,j}}{\mu}$$

где  $(X''_u, Y''_u)$  – координаты центра кругового изображения выраженные в пикселах.

### Результаты экспериментального моделирования

Вышеописанный алгоритм был реализован в математической модели работы виртуальной поворотной камеры в среде Matlab.

При проведении эксперимента с математической моделью камеры использовались реальные изображения, полученные с помощью сверхширокоугольной камеры высокого разрешения. В результате эксперимента из исходного изображения с размерами 1920×1920 пикселей, показанного на рис. 4, было получено изображение с виртуальной камеры форматом 640×480 пикселей с исправленной дисторсией, показанное на рис. 5.



Рис. 4. Исходное изображение



Рис. 5. Изображение, полученное с помощью математического моделирования

## **Заключение**

Таким образом, на основе анализа работы сверхширокоугольной камеры высокого разрешения разработан метод построения виртуальной поворотной камеры. Создан алгоритм компенсации искажений в поле зрения, алгоритм выделения поля зрения виртуальной камеры из поля зрения сверхширокоугольной камеры высокого разрешения и, а также разработана математическая модель работы поворотной камеры в среде MatLab. Приведены результаты математического моделирования виртуальной поворотной камеры.

## **Литература**

1. Дамьяновски В. CCTV. Библия видеонаблюдения. Цифровые и сетевые технологии. / Пер. с англ. – М.: ООО «Ай-Эс-Эс Пресс». – 2006. – 480 с.: ил.
2. Русинов М.М. Техническая оптика: Учебное пособие для вузов. – Л.: Машиностроение. Ленинградское отделение. – 1979. – 488 с.: ил.

## ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ФИКСАЦИИ ПРОХОЖДЕНИЯ КИЛОМЕТРОВЫХ СТОЛБОВ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫМ ДАТЧИКОМ ПОЛОЖЕНИЯ

М.Г. Базаров

Научный руководитель – к.т.н., доцент А.Н. Тимофеев

В статье рассмотрены факторы, влияющие на погрешность фиксации положения в продольном направлении реперных меток, которые расположены на опорных столбах контактной сети вдоль железнодорожного полотна и используются для привязки координат рельсового пути к положению вышеназванных столбов. Рассчитана суммарная погрешность, вызванная наиболее значимыми факторами.

Ключевые слова: оптико-электронная система, погрешность, реперная метка

### Введение

Для контроля параметров положения железнодорожного пути необходимо точно контролировать пройденную дистанцию. Одним из методов контроля пройденной дистанции является способ ее фиксации от километровых столбов [1]. Наиболее перспективно оптико-электронное устройство, которое регистрирует реперные марки на столбах при перемещениях по пути с различной скоростью.

Целью исследования является рассмотрение погрешностей фиксации положения реперных меток в продольном направлении.

Структурная схема исследуемого устройства состоит из модуля излучателя и базового блока. Реперная марка представляет собой МИ, который питается от батареи или аккумулятора напряжением от 1,5 до 4 В. ГИ создает импульсы необходимой частоты и формы, ЭК коммутирует питающее напряжение на СД в соответствии с этими импульсами.

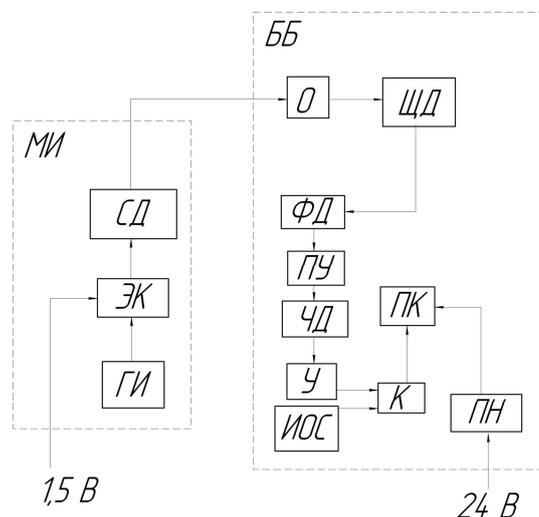


Рис. 1. Структурная схема устройства

Базовый блок включает в себя оптическую часть, состоящую из ОБ и ЩД, установленной в фокальной плоскости объектива для ограничения наклонных пучков. Далее следует электронная часть устройства. За фокальной плоскостью объектива стоит ФД, преобразующий световой поток в электрический сигнал, который вначале усиливается в ПУ, затем посредством ЧД выделяется сигнал нужной частоты и усиливается в У до необходимого уровня. Этот сигнал сравнивается с помощью К с опорным, поступающим на К от ИОС, и в случае их совпадения К выдает сигнал,

соответствующий обнаружению репера, на ПК, который вместе с усилителем питается от ПН. Возможное смещение репера относительно оптической оси приемного модуля +/-180 мм в вертикальном направлении и от 2000 мм до 7000 мм – в продольном относительно базового блока.

Погрешность определения положения репера складывается из составляющих, образуемых средой между МИ и ББ и искажением сигнала в цепи обработки.

### Смещение оси, вызванное турбулентностью атмосферы

Из факторов, влияющих на погрешность измерения (обнаружения реперной марки в направлении, перпендикулярном направлению движения) особо следует отметить влияние турбулентности атмосферы и регулярной рефракции, а также время задержки в цепи блока обработки сигнала, поскольку два первых фактора вызывают линейное смещение энергетической оси луча, а третий – временную задержку обнаружения репера, которая при движении измерительной машины также преобразуется в линейную.

Определяется следующим выражением:

$$\delta h = \delta h_T * \sqrt{\frac{1 + \alpha_T T}{1 + 2\alpha_T T + T^2 * (\alpha_T^2 + \beta_T^2)}} \quad (1)$$

где T – постоянная времени ОЭПИС;  $\alpha_T, \beta_T$  – коэффициенты корреляционной связи ( $\alpha_T=0,15, \beta_T=0,2$ );  $\delta h_T=0,142$  – для полевых условий.

В табл. 1 представлены рассчитанные по этой формуле значения смещений энергетического центра луча при разных значениях постоянной времени ОЭПИС.

Таблица 1. Зависимость смещения энергетической оси луча в условиях турбулентной атмосферы от частоты модуляции излучения

T, с	f, Гц	$\delta h, мм$	T, с	f, Гц	$\delta h, мм$	T, с	f, Гц	$\delta h, мм$
0,001	1000	0,124991	8,33E-05	12000	0,124999	4,35E-05	23000	0,125
0,0005	2000	0,124995	7,69E-05	13000	0,124999	4,17E-05	24000	0,125
0,000333	3000	0,124997	7,14E-05	14000	0,124999	0,00004	25000	0,125
0,00025	4000	0,124998	6,67E-05	15000	0,124999	3,85E-05	26000	0,125
0,0002	5000	0,124998	6,25E-05	16000	0,124999	3,7E-05	27000	0,125
0,000167	6000	0,124998	5,88E-05	17000	0,124999	3,57E-05	28000	0,125
0,000143	7000	0,124999	5,56E-05	18000	0,124999	3,45E-05	29000	0,125
0,000125	8000	0,124999	5,26E-05	19000	0,125	3,33E-05	30000	0,125
0,000111	9000	0,124999	0,00005	20000	0,125			
0,0001	10000	0,124999	4,76E-05	21000	0,125			
9,09E-05	11000	0,124999	4,55E-05	22000	0,125			

На рис. 2 показана зависимость погрешности определения положения ОРСЗ от частоты модуляции излучения. Видно, что чем больше частота модуляции (то есть чем меньше постоянная времени ОЭПИС), тем больше и смещение энергетической оси луча, которое в нашем случае, при частоте модуляции 30 кГц и дистанции 7000 мм, составляет 0,125 мм.

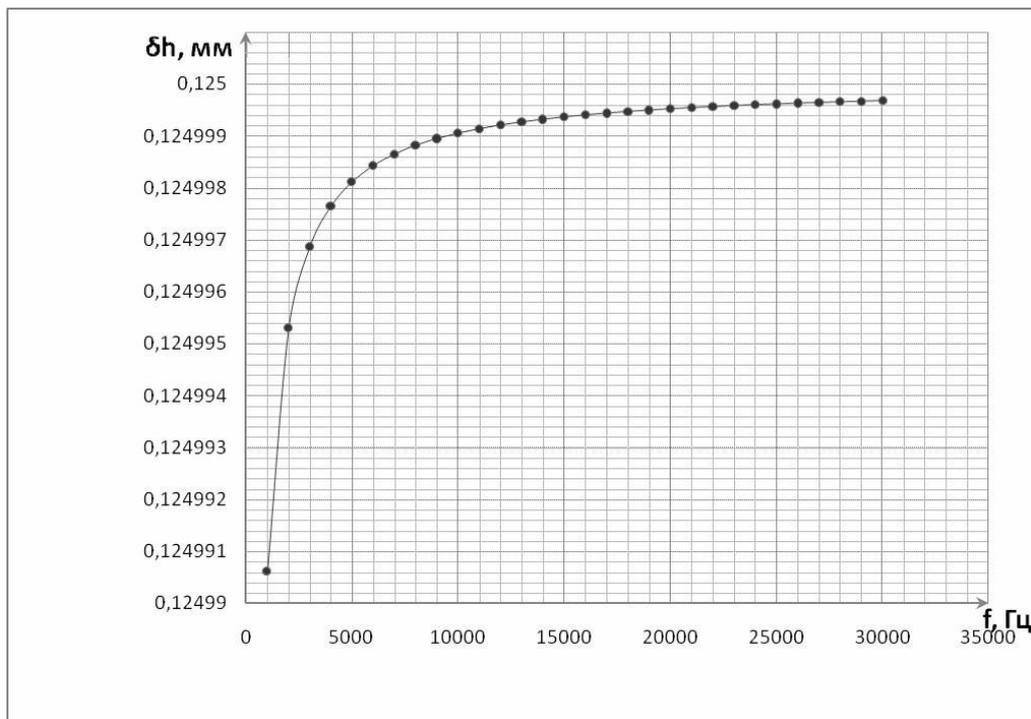


Рис. 2. Зависимость смещения энергетической оси луча в условиях турбулентной атмосферы от частоты модуляции излучения

### Погрешность вследствие задержки сигнала в цепи обработки

Время задержки сигнала в цепи усилителя рассчитывается из его фазочастотной характеристики (рис. 3).

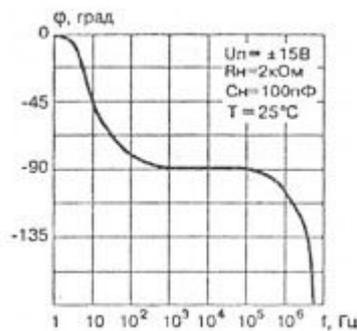


Рис. 3. Фазочастотная характеристика операционного усилителя

По графику определяем, что при частоте модуляции сигнала 30 кГц смещение фазы составляет  $-90^\circ$ , т.е. четверть периода. Период  $T=1/f=1/30000=3,33 \cdot 10^{-5}$  с, а время задержки сигнала в цепи усиления микросхемы –  $8,3 \cdot 10^{-6}$  с.

Поскольку в схеме использованы оба усилительных тракта операционного усилителя, суммарное время задержки сигнала в модуле будет равно  $1,6 \cdot 10^{-5}$  с. Поскольку зависимость пройденного расстояния от скорости линейная, то и зависимость погрешности от скорости движения также будет линейной (табл. 2, рис. 4).

Таблица 2. Зависимость погрешности определения положения репера от скорости вследствие задержки сигнала в цепи обработки

V, мм/с	0	277	555	833	1111	1389	1667	1945	2223	2501	2779
S, мм	0	0,0004	0,0008	0,0013	0,0017	0,0022	0,0026	0,0031	0,0035	0,004	0,0044

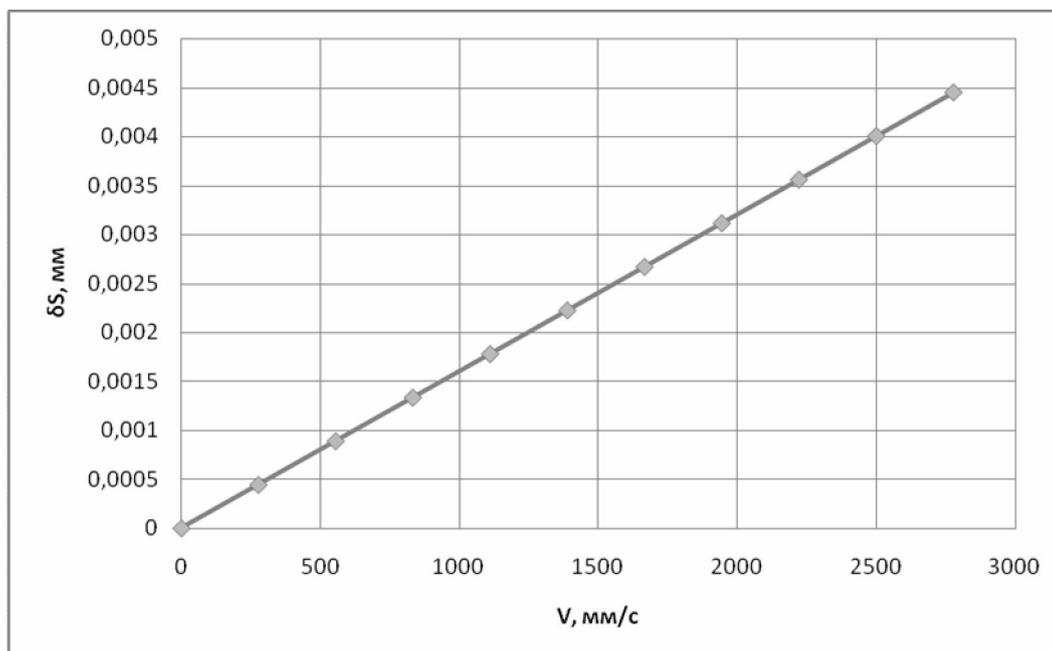


Рис.4. Зависимость погрешности определения положения репера от скорости из-за задержки сигнала в цепи его обработки

При скорости 2780 мм/с, что соответствует максимальной скорости 10 км/ч, погрешность из-за задержки сигнала в цепи будет составлять 0,05 мм. К тому же эта величина зависит только от скорости, поэтому, зная скорость движения измерительной машины, представляется возможным устранить влияние этой погрешности на измеряемую величину.

### Погрешность, вызванная регулярной рефракцией

Погрешность, вызванная регулярной рефракцией в горизонтальном направлении, может быть рассчитана по следующей формуле:

$$\delta y_p = -[(n - 1) / (nT)] grad_y T z_0^2 / 2, \quad (2)$$

где  $n$  – показатель преломления воздуха;  $T$  – температура воздуха;  $z_0$  – расстояние от входного зрачка объектива приемного модуля до реперной марки.

Однако учет влияния регулярной рефракции осложняется отсутствием точных сведений о вертикальных градиентах температуры в лабораторных, цеховых и полевых условиях. В литературе имеются данные о том, что суточный ход градиента температуры в приземных слоях свободной атмосферы меняется от +1 до -1 К/м. Тогда, например, пренебрегая влиянием давления и влажности, для  $l_{max} = 7$  м,  $n = 1,000271$ ,  $T = 298$  К, при постоянном градиенте температуры во время проведения измерений  $grad_z T = 1$  К/м получим границу неисключенной систематической погрешности (НСП):

$$\theta_p \approx |-(n - 1) grad_z T l_{max}^2 / (2T)| = 0,25 \text{ мм.}$$

Таким образом, суммарная погрешность, вызванная регулярной рефракцией в горизонтальном направлении, турбулентностью в атмосфере и задержкой сигнала в цепи усилителя и компаратора, составляет 0,26 мм.

### Заключение

В ходе проведенных исследований были рассмотрены и рассчитаны значения трех составляющих погрешности определения положения реперной марки: влияние турбулентности атмосферы, регулярной рефракции, и задержку сигнала в цепи блока обработки. Таким образом, суммарное значение погрешности, вызванной

рассмотренными факторами, составляет не более 0,26 мм, что соответствует требуемой точности определения положения реперной марки (+/-5мм).

Впоследствии намечается расширение ряда составляющих погрешностей, а также проведение более глубокого их анализа.

### **Литература**

1. Джабиев А.Н., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. «Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной», Монография / Под общ. ред. Э.Д. Панкова. – СПб: ИТМО. – 1998. – 238 с.

## ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ФИКСАЦИИ ПРОХОЖДЕНИЯ КИЛОМЕТРОВЫХ СТОЛБОВ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫМ ДАТЧИКОМ ПОЛОЖЕНИЯ

М.Г. Базаров

Научный руководитель – к.т.н., доцент А.Н. Тимофеев

В статье рассмотрены факторы, влияющие на погрешность фиксации положения в продольном направлении реперных меток, которые расположены на опорных столбах контактной сети вдоль железнодорожного полотна и используются для привязки координат рельсового пути к положению вышеназванных столбов. Рассчитана суммарная погрешность, вызванная наиболее значимыми факторами.

Ключевые слова: оптико-электронная система, погрешность, реперная метка

### Введение

Для контроля параметров положения железнодорожного пути необходимо точно контролировать пройденную дистанцию. Одним из методов контроля пройденной дистанции является способ ее фиксации от километровых столбов [1]. Наиболее перспективно оптико-электронное устройство, которое регистрирует реперные марки на столбах при перемещениях по пути с различной скоростью.

Целью исследования является рассмотрение погрешностей фиксации положения реперных меток в продольном направлении.

Структурная схема исследуемого устройства состоит из модуля излучателя и базового блока. Реперная марка представляет собой МИ, который питается от батареи или аккумулятора напряжением от 1,5 до 4 В. ГИ создает импульсы необходимой частоты и формы, ЭК коммутирует питающее напряжение на СД в соответствии с этими импульсами.

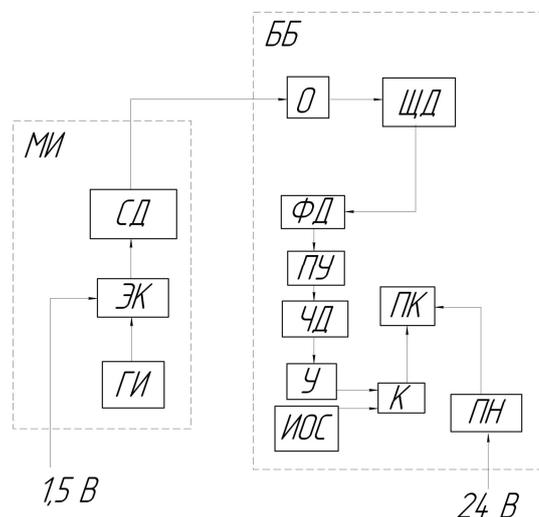


Рис. 1. Структурная схема устройства

Базовый блок включает в себя оптическую часть, состоящую из ОБ и ЩД, установленной в фокальной плоскости объектива для ограничения наклонных пучков. Далее следует электронная часть устройства. За фокальной плоскостью объектива стоит ФД, преобразующий световой поток в электрический сигнал, который вначале усиливается в ПУ, затем посредством ЧД выделяется сигнал нужной частоты и усиливается в У до необходимого уровня. Этот сигнал сравнивается с помощью К с опорным, поступающим на К от ИОС, и в случае их совпадения К выдает сигнал,

соответствующий обнаружению репера, на ПК, который вместе с усилителем питается от ПН. Возможное смещение репера относительно оптической оси приемного модуля +/-180 мм в вертикальном направлении и от 2000 мм до 7000 мм – в продольном относительно базового блока.

Погрешность определения положения репера складывается из составляющих, образуемых средой между МИ и ББ и искажением сигнала в цепи обработки.

### Смещение оси, вызванное турбулентностью атмосферы

Из факторов, влияющих на погрешность измерения (обнаружения реперной марки в направлении, перпендикулярном направлению движения) особо следует отметить влияние турбулентности атмосферы и регулярной рефракции, а также время задержки в цепи блока обработки сигнала, поскольку два первых фактора вызывают линейное смещение энергетической оси луча, а третий – временную задержку обнаружения репера, которая при движении измерительной машины также преобразуется в линейную.

Определяется следующим выражением:

$$\delta h = \delta h_T * \sqrt{\frac{1 + \alpha_T T}{1 + 2\alpha_T T + T^2 * (\alpha_T^2 + \beta_T^2)}} \quad (1)$$

где T – постоянная времени ОЭПИС;  $\alpha_T, \beta_T$  – коэффициенты корреляционной связи ( $\alpha_T=0,15, \beta_T=0,2$ );  $\delta h_T=0,142$  – для полевых условий.

В табл. 1 представлены рассчитанные по этой формуле значения смещений энергетического центра луча при разных значениях постоянной времени ОЭПИС.

Таблица 1. Зависимость смещения энергетической оси луча в условиях турбулентной атмосферы от частоты модуляции излучения

T, с	f, Гц	$\delta h, мм$	T, с	f, Гц	$\delta h, мм$	T, с	f, Гц	$\delta h, мм$
0,001	1000	0,124991	8,33E-05	12000	0,124999	4,35E-05	23000	0,125
0,0005	2000	0,124995	7,69E-05	13000	0,124999	4,17E-05	24000	0,125
0,000333	3000	0,124997	7,14E-05	14000	0,124999	0,00004	25000	0,125
0,00025	4000	0,124998	6,67E-05	15000	0,124999	3,85E-05	26000	0,125
0,0002	5000	0,124998	6,25E-05	16000	0,124999	3,7E-05	27000	0,125
0,000167	6000	0,124998	5,88E-05	17000	0,124999	3,57E-05	28000	0,125
0,000143	7000	0,124999	5,56E-05	18000	0,124999	3,45E-05	29000	0,125
0,000125	8000	0,124999	5,26E-05	19000	0,125	3,33E-05	30000	0,125
0,000111	9000	0,124999	0,00005	20000	0,125			
0,0001	10000	0,124999	4,76E-05	21000	0,125			
9,09E-05	11000	0,124999	4,55E-05	22000	0,125			

На рис. 2 показана зависимость погрешности определения положения ОРСЗ от частоты модуляции излучения. Видно, что чем больше частота модуляции (то есть чем меньше постоянная времени ОЭПИС), тем больше и смещение энергетической оси луча, которое в нашем случае, при частоте модуляции 30 кГц и дистанции 7000 мм, составляет 0,125 мм.

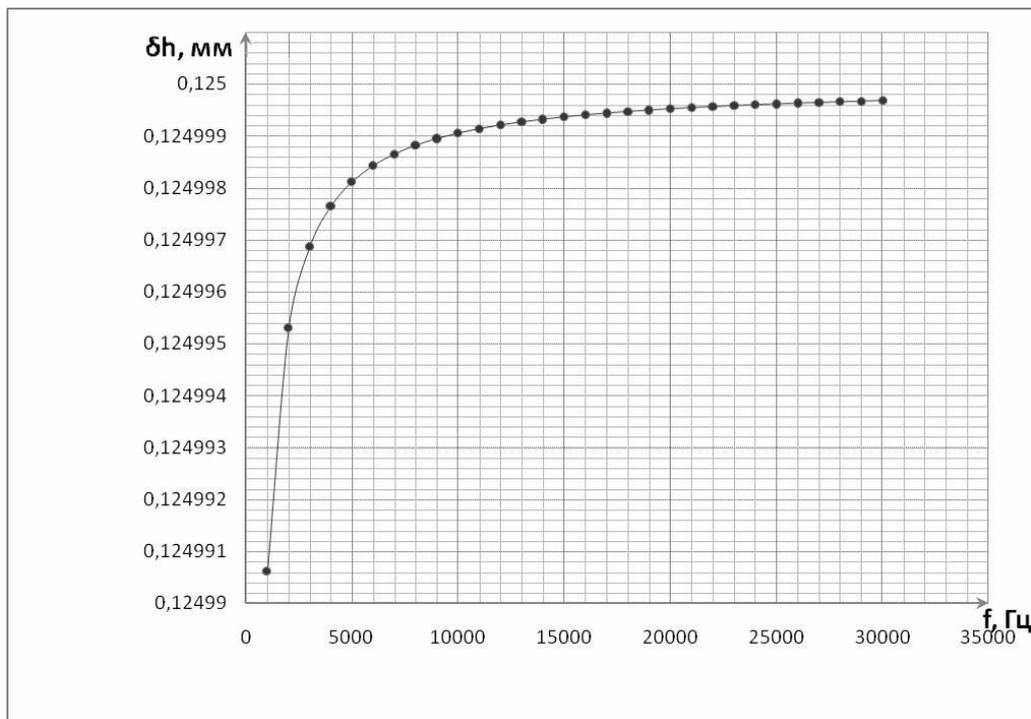


Рис. 2. Зависимость смещения энергетической оси луча в условиях турбулентной атмосферы от частоты модуляции излучения

### Погрешность вследствие задержки сигнала в цепи обработки

Время задержки сигнала в цепи усилителя рассчитывается из его фазочастотной характеристики (рис. 3).

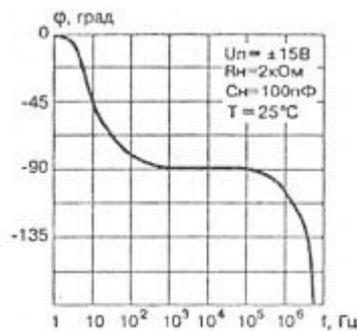


Рис. 3. Фазочастотная характеристика операционного усилителя

По графику определяем, что при частоте модуляции сигнала 30 кГц смещение фазы составляет  $-90^\circ$ , т.е. четверть периода. Период  $T=1/f=1/30000=3,33 \cdot 10^{-5}$  с, а время задержки сигнала в цепи усиления микросхемы –  $8,3 \cdot 10^{-6}$  с.

Поскольку в схеме использованы оба усилительных тракта операционного усилителя, суммарное время задержки сигнала в модуле будет равно  $1,6 \cdot 10^{-5}$  с. Поскольку зависимость пройденного расстояния от скорости линейная, то и зависимость погрешности от скорости движения также будет линейной (табл. 2, рис. 4).

Таблица 2. Зависимость погрешности определения положения репера от скорости вследствие задержки сигнала в цепи обработки

V, мм/с	0	277	555	833	1111	1389	1667	1945	2223	2501	2779
S, мм	0	0,0004	0,0008	0,0013	0,0017	0,0022	0,0026	0,0031	0,0035	0,004	0,0044

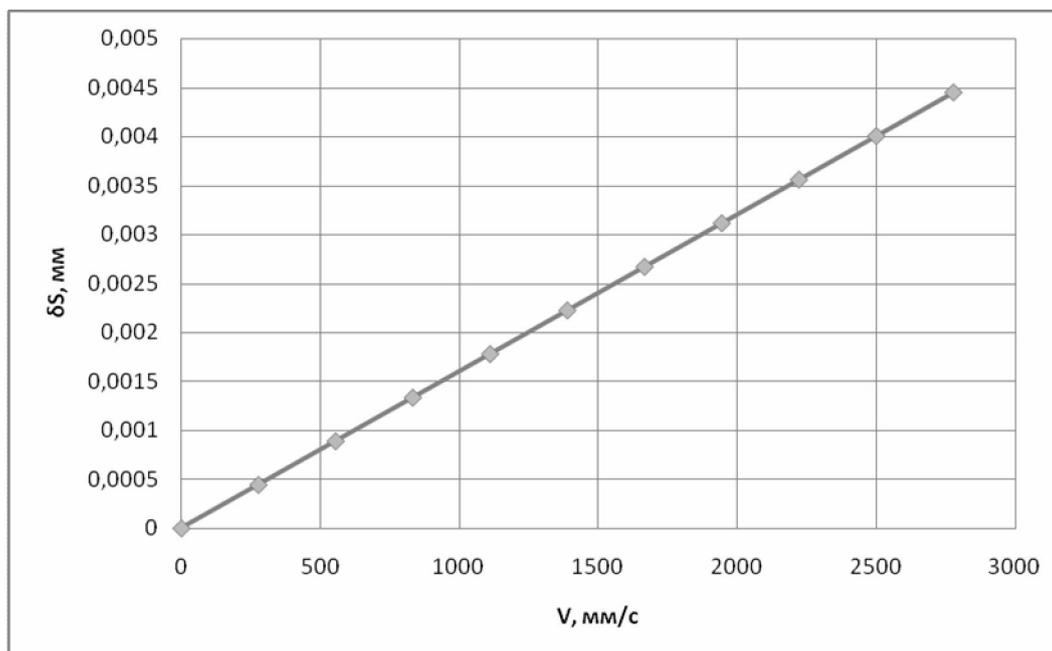


Рис.4. Зависимость погрешности определения положения репера от скорости из-за задержки сигнала в цепи его обработки

При скорости 2780 мм/с, что соответствует максимальной скорости 10 км/ч, погрешность из-за задержки сигнала в цепи будет составлять 0,05 мм. К тому же эта величина зависит только от скорости, поэтому, зная скорость движения измерительной машины, представляется возможным устранить влияние этой погрешности на измеряемую величину.

### Погрешность, вызванная регулярной рефракцией

Погрешность, вызванная регулярной рефракцией в горизонтальном направлении, может быть рассчитана по следующей формуле:

$$\delta y_p = -[(n - 1) / (nT)] grad_y T z_0^2 / 2, \quad (2)$$

где  $n$  – показатель преломления воздуха;  $T$  – температура воздуха;  $z_0$  – расстояние от входного зрачка объектива приемного модуля до реперной марки.

Однако учет влияния регулярной рефракции осложняется отсутствием точных сведений о вертикальных градиентах температуры в лабораторных, цеховых и полевых условиях. В литературе имеются данные о том, что суточный ход градиента температуры в приземных слоях свободной атмосферы меняется от +1 до -1 К/м. Тогда, например, пренебрегая влиянием давления и влажности, для  $l_{max} = 7$  м,  $n = 1,000271$ ,  $T = 298$  К, при постоянном градиенте температуры во время проведения измерений  $grad_z T = 1$  К/м получим границу неисключенной систематической погрешности (НСП):

$$\theta_p \approx |-(n - 1) grad_z T l_{max}^2 / (2T)| = 0,25 \text{ мм.}$$

Таким образом, суммарная погрешность, вызванная регулярной рефракцией в горизонтальном направлении, турбулентностью в атмосфере и задержкой сигнала в цепи усилителя и компаратора, составляет 0,26 мм.

### Заключение

В ходе проведенных исследований были рассмотрены и рассчитаны значения трех составляющих погрешности определения положения реперной марки: влияние турбулентности атмосферы, регулярной рефракции, и задержку сигнала в цепи блока обработки. Таким образом, суммарное значение погрешности, вызванной

рассмотренными факторами, составляет не более 0,26 мм, что соответствует требуемой точности определения положения реперной марки (+/-5мм).

Впоследствии намечается расширение ряда составляющих погрешностей, а также проведение более глубокого их анализа.

### **Литература**

1. Джабиев А.Н., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. «Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной», Монография / Под общ. ред. Э.Д. Панкова. – СПб: ИТМО. – 1998. – 238 с.

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>ОПТОТЕХНИКА И ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ .....</b>	<b>3</b>
<b>Мотовилов И.В.</b> (Сибирская государственная геодезическая академия, Новосибирск). Лазерный анализатор спектра.....	3
<b>Тропина Н.Э.</b> (Научно-исследовательский институт «ГИРИКОНД», Санкт-Петербург). Инфракрасные приемники на основе пленок селенида свинца для спектрально-аналитической аппаратуры.....	7
<b>Полуянов С.В.</b> Особенности коллимации рентгеновского излучения на основе явления полного внешнего отражения от стеклянных пластин .....	12
<b>Тропин А.Н.</b> (Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения). Анализ стабильности спектральных характеристик узкополосных интерференционных фильтров.....	18
<b>Васильев А.Е.</b> Вариационный подход к оценке связанного состояния для цилиндрического волновода с локальной неоднородностью.....	24
<b>Трифанов А.И.</b> Контролируемый набег фазы в пятиуровневой атомной системе со спонтанным излучением .....	30
<b>Герашенко М.Д.</b> (Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет). Лазерная очистка медных поверхностей .....	35
<b>Герашенко А.Н.</b> (Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет). Лазерное удаление микроскопических грибов.....	39
<b>Григорьева И.Д.</b> (Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет). Контроль результатов лазерной очистки с помощью рентген-флуоресцентного спектрометра .....	44
<b>Никулина Е.А.</b> (Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики), <b>Ган Я.М.</b> (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова). Математическое моделирование и анализ точности установки для измерения двулучепреломления крупногабаритных оптических кристаллов .....	49
<b>Заграничек А.Л., Огурцов К.А., Бахметьев В.В.</b> (Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет)). Цинк-сульфидные электролюминофоры переменного тока с различным содержанием магния .....	55
<b>Дяденко М.В.</b> (Белорусский государственный технологический университет). Влияние оксидов гадолиния, иттрия и вольфрама на свойства стекол для световодов .....	60
<b>Виноградов И.А., Рытова Е.С.</b> Применение спектроскопии лазерной искры для качественного исследования твердофазных объектов .....	66
<b>Михайлов В.М.</b> Когерентно-оптические методы контроля металлических цилиндров большого диаметра ....	70
<b>Зацепина И.Е.</b> Применение передаточных коэффициентов в точностном расчете .....	75
<b>Вилкова Е.Ю.</b> (Институт химии высокочистых веществ РАН, Нижний Новгород). Исследование влияния размера зерна полировальной суспензии на качество оптических поверхностей поликристаллических халькогенидов цинка.....	80
<b>Рыбникова А.Е.</b> Оптические характеристики жидкокристаллических модуляторов света на основе твист-эффекта ....	86
<b>Бурнякова К.А.</b> (Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет). Лазерная очистка исторических объектов из свинца и цинка .....	91

<b>Касаткин В.Ю., Петров А.А.</b> Исследование формирования оксидных слоев на поверхности кремния методом локального лазерного переноса.....	96
<b>Звягинцева П.А.</b> (Сибирская государственная геодезическая академия, Новосибирск). Оптимизация оптико-электронной системы измерения координат по аберрационному кружку рассеяния объектива .....	102
<b>Попова А.В.</b> (Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск). Длиннопериодные волоконные решетки, созданные гамма-излучением ...	106
<b>Лопатина П.С.</b> (Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск). Распределение индуцированного двулучепреломления в анизотропных кристаллах при различных конфигурациях электродов .....	112
<b>Каратун Н.М., Смеликова И.Н.</b> (Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск). Влияние деформации оптического волокна на спектральные характеристики излучения .....	117
<b>Парко В.Л.</b> (Сибирская государственная геодезическая академия, Новосибирск). Телескоп-рефлектор для Новосибирского астрофизического центра.....	121
<b>Немкова А.А.</b> Выбор просветляющего покрытия для задач солнечной энергетики при различных условиях освещенности .....	127
<b>Пруненко Е.К.</b> Исследование свойств красителей для поверхностного окрашивания полимерных линз .....	132
<b>Филиевских Р.И.</b> (Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики), <b>Ган Я.М.</b> (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова). Применение интерферометрического метода контроля углов при высокоточном измерении показателя преломления.....	136
<b>Абдршин А.Н.</b> Зависимость спектрально-люминесцентных свойств керамики на основе ВаF <sub>2</sub> от концентрации ионов неодима.....	142
<b>Некрасова Я.А.</b> Спектры люминесценции одновалентной меди.....	146
<b>Златов А.С.</b> Свойства объемных фазовых голограмм на основе силикатного фото-термо-рефрактивного стекла, активированного эрбием и лантаном .....	149
<b>Рыгова Е.С., Виноградов И.А.</b> Оценка коррекционных возможностей голограммы сфокусированного изображения при работе в паре: проекционный объектив - голограмма.....	152
<b>Никаноров О.В., Иванов Ю.А.</b> Программный комплекс для синтеза и цифрового восстановления голограмм-проекторов .....	158
<b>Цыганок Е.А.</b> Вторичный спектр в диапазоне длин волн 400-900 нм.....	164
<b>Рыгова Е.С.</b> Децентрировка поверхностей оптической системы и характер ее влияния на положение и качество изображения .....	167
<b>Пруненко Ю.К.</b> Применение анаморфотной оптики в современном оптическом приборостроении ....	170
<b>Ермолаева Е.В.</b> Геометрические свойства нормалей несферических поверхностей вращения второго порядка .....	179
<b>Ермолаева Е.В.</b> Анализ тепловых характеристик оптических элементов солнечного телескопа .....	183
<b>Острун А.Б.</b> (Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики), <b>Ган Я.М.</b> (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова). Анализ полевых ошибок при контроле фотолитографического проекционного объектива .....	187
<b>Евсеев А.Ю.</b> Моделирование фотограмметрической дисторсии с помощью полиномов Цернике... ..	193
<b>Сарваров С.А.</b> Исследование применения пространственной фильтрации для устранения муара на изображении .....	197

<b>Арина К.А., Ковалев Д.С., Александров А.И.</b> Оптимизация конструктивных параметров фотокаталитических очистителей воздуха с применением УФ СИД .....	202
<b>Казakov И.В.</b> Обзор и классификация вариантов конструкций трехмерных дисплеев .....	207
<b>Колпакov А.К.</b> Автоматизация построения чертежей линз .....	213
<b>Разумовская А.О., Карачинов Д.В., Ильин С.В.</b> (Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого). Визуализация и обработка теневых изображений в лазерно-телевизионных системах .....	219
<b>Шмакова А.П.</b> Создание заготовок спектральных приборов для квантовых стандартов частоты с помощью лазерных технологий.....	224
<b>Иванов В.Ю., Данилова Т.М.</b> Эллипсометрия элементов оптотехники выполненных из фторидов щелочноземельных кристаллов и фторсодержащих стекол	229
<b>Иванов В.Ю.</b> Физико-математическое моделирование структуры кремниевокислородных соединений в эллипсометрии неоднородных оптических систем ...	234
<b>Донцов А.А., Серебрякова В.С.</b> Создание учебно-лабораторного макета для исследования интегрально-оптических элементов .....	239
<b>Тараканов С.А.</b> Разработка волоконно-оптического датчика магнитного поля и тока .....	246
<b>Кузьмин Д.А.</b> Перспективы применения ультрафиолетовых светодиодов в медицинском приборостроении .....	250
<b>ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ.....</b>	<b>255</b>
<b>Рудометова П.Б.</b> Разработка схемы лазерного локационного прибора для обнаружения скрытого видеонаблюдения.....	255
<b>Круглов О.В.</b> Измерение полного светового потока светодиодов.....	263
<b>Богатинский Е.М.</b> Исследование особенностей формирования планарной оптической равносигнальной зоны .....	269
<b>Горбунова Е.В.</b> Исследование применения цветового пространства HLS для обработки изображений при цветовой идентификации движущихся объектов	273
<b>Антонов В.В.</b> Денситометр на основе спектрофотометра .....	278
<b>Доронин А.В.</b> Оценка влияния вертикального градиента температуры на погрешность оптико-электронных систем с полихроматической равносигнальной зоной ...	283
<b>Чертов А.Н.</b> О возможностях увеличения селективности регистрации в рентгенолюминесцентных сепараторах алмазосодержащего сырья .....	291
<b>Михеев С.В.</b> Исследование оптико-электронной системы контроля положения кооперируемых объектов методом триангуляции на физической модели .....	296
<b>Пантюшин А.В., Серикова М.Г.</b> Экспериментальная оценка вариации показаний при измерениях с помощью стереоскопической оптико-электронной системы контроля пространственного положения железнодорожного пути.....	299
<b>Шомрина М.А.</b> Оптико-электронная система контроля параллельности валов бумагоделательной машины ....	304
<b>Арефьева Е.А.</b> Оценка основных параметров и характеристик волоконно-оптических систем связи .....	309
<b>Копылова Т.В.</b> Импульсный релейный координатор цели с выдачей знака угла рассогласования..	313
<b>Калашников П.С.</b> Исследование методов регулировки чувствительности телевизионных камер ...	318

<b>Жуков Д.В., Пантюшин А.В.</b> Робастный алгоритм распознавания бидиодной активной метки в стереоскопической оптико-электронной системе с матричным полем анализа .	324
<b>Марасев А.А.</b> Повышение точности позиционирования с помощью оптико-электронной насадки на теодолит ПУЛ-Н.....	329
<b>Кулешова Е.Н.</b> Оптико-электронная система контроля линейного перемещения поршня клапана на основе анализа совокупности изображений .....	334
<b>Рыжов А.А.</b> Расчет формы отраженного сигнала при импульсной лазерной локации .	338
<b>Медведев А.М.</b> Особенности применения нелинейного монтажа в цифровом телевидении .	343
<b>Лбова Т.П.</b> Разработка структуры комплексной модели, используемой при проектировании оптико-электронных систем наблюдения за точечными объектами, работающих в различных фоновых-целевых обстановках .....	347
<b>Егорова В.И.</b> Оценка основных параметров и характеристик лазерных систем космической связи .....	353
<b>Васькова Т.Е.</b> Разработка виртуальной лабораторной работы .....	356
<b>Лазаренко В.П.</b> Алгоритм преобразования поля зрения и исправления дисторсии для немеханической поворотной ТВ-камеры на основе объектива «Рыбий глаз».....	362
<b>Базаров М.Г.</b> Оценка погрешности фиксации прохождения километровых столбов оптико-электронным датчиком положения.....	367
<b>Похитонов П.П.</b> Модернизация насадки ПУЛ-Н на теодолит .....	372

Сборник трудов конференции молодых ученых, Выпуск 1. ОПТОТЕХНИКА  
И ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ / Главный редактор д.т.н., проф.  
В.Л. Ткалич. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2009. – 382 с.

**СБОРНИК ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИИ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ**  
**Выпуск 1**

**ОПТОТЕХНИКА И ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ**

Главный редактор  
доктор технических наук, профессор  
В.Л. Ткалич  
Дизайн обложки Т.В. Точилина  
Редакционно-издательский отдел СПбГУ ИТМО  
Зав. РИО Н.Ф. Гусарова  
Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99.  
Подписано в печать 31.03.09.  
Заказ 2101. Тираж 100 экз.