

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

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

**ВЕСТНИК II МЕЖВУЗОВСКОЙ
КОНФЕРЕНЦИИ МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ**

Сборник научных трудов

Том 3



**САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2005**

Выпуск содержит материалы II межвузовской конференции молодых учёных, посвященной 100-летию первого выпуска механико-оптического и часового отделения Ремесленного училища цесаревича Николая – предшественника Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики.

Конференция была проведена 28–31 марта 2005 г. Санкт-Петербургским государственным университетом информационных технологий, механики и оптики.

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ

Председатель

Ректор СПбГУ ИТМО, д.т.н., профессор **В.Н. Васильев**

Сопредседатели

Проректор по развитию, д.т.н., проф. **В.О. Никифоров**
Проректор по УО и АР, д.ф.-м.н., проф. **Ю.Л. Колесников**
Декан факультета ППО, д.т.н., проф. **В.Л. Ткалич**

Члены программного комитета

Д.ф.-м.н., проф. **Л.Н. Андреев**, д.т.н., проф. **В.А. Зверев**, д.т.н., проф. **В.А. Иванов**, д.т.н., проф. **В.К. Кирилловский**, д.т.н., проф. **А.Г. Коробейников**, д.т.н., проф. **Д.Д. Куликов**, д.т.н., проф. **С.М. Латыев**, д.т.н., проф. **В.М. Мусалимов**, д.ф.-м.н., проф. **Н.В. Никоноров**, д.т.н., проф. **Э.Д. Панков**, д.т.н., проф. **Э.С. Путилин**, д.ф.-м.н., проф. **В.С. Сизиков**, д.т.н., проф. **А.М. Скворцов**, д.т.н., проф. **С.Б. Смирнов**, д.т.н., проф. **С.К. Стафеев**, д.т.н., проф. **В.А. Тарлыков**, д.т.н., проф. **А.А. Шалыто**, д.т.н., проф. **А.В. Шарков**, д.т.н., проф. **Е.Б. Яковлев**, к.т.н., доц. **В.М. Домненко**, к.т.н., доц. **М.Я. Марусина**, к.т.н., проф. **Б.С. Падун**, к.т.н., проф. **М.И. Потеев**, к.ф.н., доц. **В.Н. Садовников**, к.т.н., доц. **И.Н. Тимошук**, к.т.н., доц. **Б.Д. Тимченко**, к.т.н. **Т.В. Точилина**, к.т.н., доц. **Е.Ф. Чуфаров**, к.т.н., доц. **Е.В. Шалобаев**

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ

Председатель

Зам. проректора по НР **Л.М. Студеникин**

Зам. председателя

К.т.н. **Т.В. Точилина**

Члены организационного комитета

К.В. Богданов, **П.А. Борисов**, **Н.Н. Валентик**, **Н.Ф. Гусарова**, **И.Н. Жданов**, **С.Ю. Кerpелева**, **Н.В. Когай**, **Д.В. Лукичев**, **А.Г. Метляков**, **Н.Б. Нечаева**, **М.В. Никитина**, **А.В. Перепелкин**, **Т.А. Прудентова**

ISBN 5-7577-0259-1

© Санкт-Петербургский государственный университет
информационных технологий, механики и оптики,
2005

РАСПОЗНАВАНИЕ ОРИЕНТАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ПО ОТРАЖЕННОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ И ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

А.В. Пасяда

Научный руководитель – д.т.н., доцент С.А. Алексеев

В работе рассмотрен метод определения формы поверхностей по изменению отраженной интенсивности и поляризации света. Метод ориентирован на техническое зрение роботов. Для заданного материала предварительно экспериментально получаем зависимость отраженной интенсивности и поляризации от ориентации поверхности. На основе зависимости для восстановления формы объекта из этого материала применяется комбинация метода Хорна и нейросетевого подхода.

Введение

Проблема машинного зрения и адекватной обработки трехмерной визуальной информации, в частности, определение формы объектов – одна из важных проблем при создании интеллектуальных роботов. Изменение поляризации при отражении содержит определенную дополнительную информацию об ориентации поверхности и поверхностном слое отражающего объекта. Рассмотрим метод определения наклона поверхности по затенению и поляризации отраженного излучения.

1. Отражательная способность поверхности и яркость изображения

Определение ориентации поверхности по данным об отраженной интенсивности является сложной задачей, так как яркость изображения (интенсивность излучения) зависит от характера освещения поверхности, ее функции отражения и ориентации поверхности.

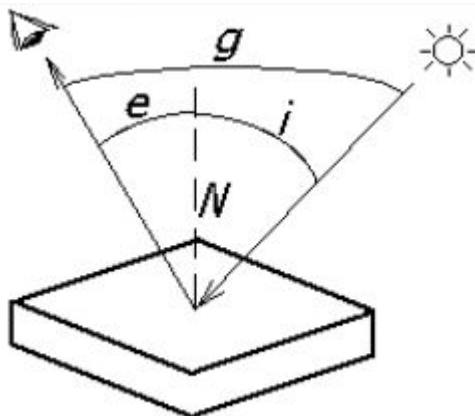


Рис. 1. Угол падения i , наблюдения e и фазовый g

На определение формы объектов по затенению сильно влияет функция отражательной способности [1]. Отраженная в сторону наблюдателя доля света зависит от структуры поверхности. Эту зависимость описывают функцией трех углов (рис. 1): угла падения i , угла наблюдения e и фазового угла g , образованного падающим и рассеиваемым лучами.

Функция отражательной способности $\phi(i, e, g)$ – это отражаемая с единицы площади поверхности в направлении наблюдателя доля падающего света, приходя-

щаяся на единицу телесного угла. Количество отраженного в направлении наблюдателя света с участка поверхности зависит от площади освещенного участка, значения функции $\phi(i, e, g)$ и угловых размеров датчика. Для примера, функция отражательной способности идеальной матовой поверхности

$$\phi(i, e, g) = \cos i. \quad (1)$$

2. Задание ориентации поверхностей

Для определения формы введем задание ориентации на поверхности, например, на гауссовой сфере [2]. Это видимая наблюдателем часть сферы (полусфера) в системе координат наблюдателя, где он находится над полусферой (рис. 2). Наклон в точке поверхности описывается наклоном касательной к гауссовой сфере плоскости. Ориентацию поверхности однозначно определит точка касания $P(\Xi, \Psi)$ с угловыми координатами: Ψ – угол наклона поверхности (азимутальный угол) и Ξ – угол направления наклона (полярный угол) (см. рис. 2).

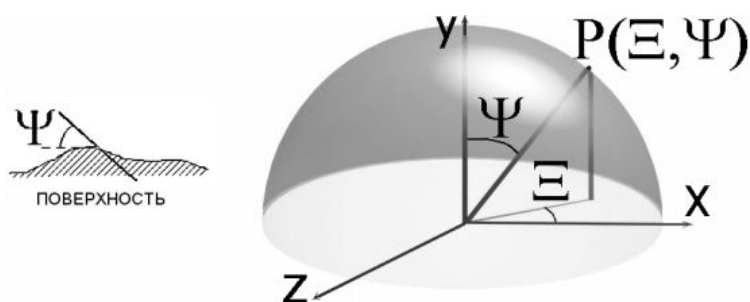


Рис. 2. Задание наклона поверхности на гауссовой сфере

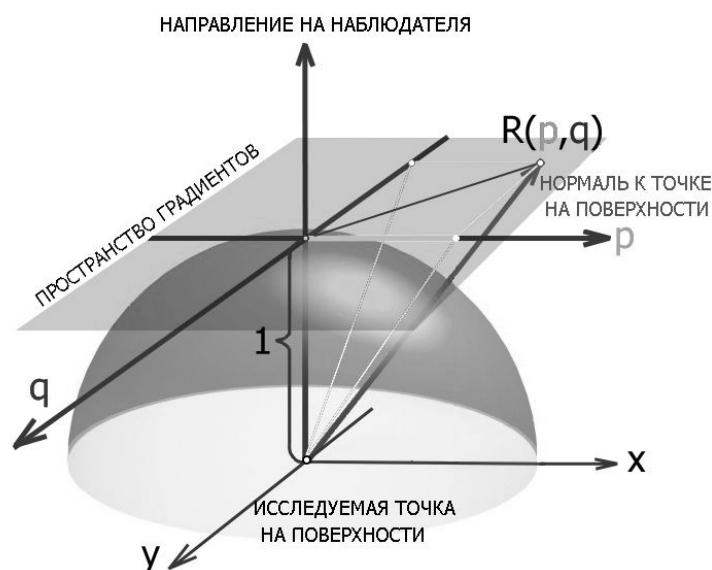


Рис. 3. Задание наклона в пространстве градиентов

Рассмотрим и второй вариант задания. Направим нормаль в исследуемой точке поверхности к наблюдателю. Введем координатную плоскость на единичный интервал ближе к наблюдателю от точки (рис. 3). Нормаль пересечет плоскость в точке $R(p, q)$. Компоненты p и q (в безразмерных единицах, как и тот единичный интервал) характеризуют наклон поверхности в направлениях x и y , соответственно. Поэтому вектор (p, q) назван градиентом поверхности, а такая координатная плоскость – пространством градиентов.

3. Карта отражательной способности

Рассмотрим карту отражательной способности. Она устанавливает связь яркостей изображения и ориентации поверхности.

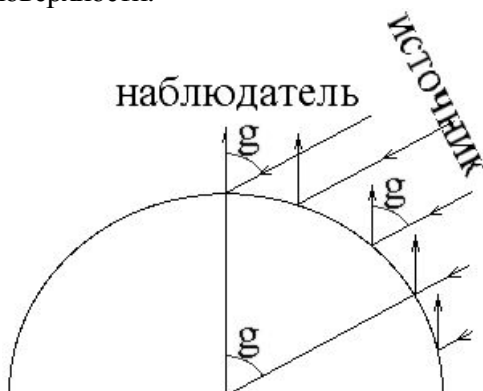


Рис. 4. Физический смысл карты отражательной способности на гауссовой сфере (g – фазовый угол)

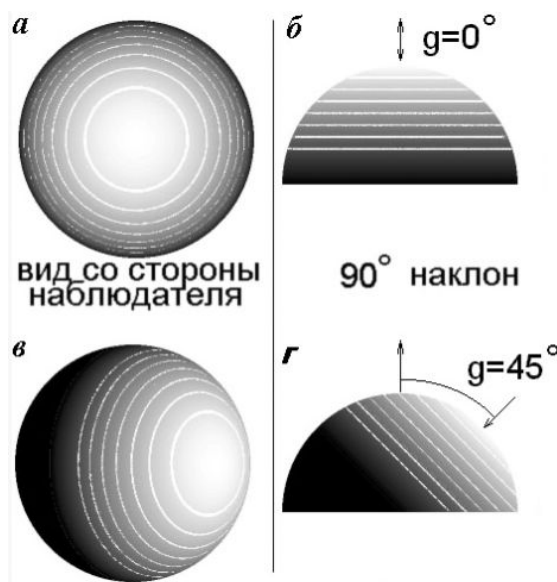


Рис. 5. Карта отражательной способности матовой поверхности на гауссовой сфере с изолиниями яркости: а, б – при фазовом угле $g=0^\circ$; в, г – при фазовом угле $g=45^\circ$. Белый цвет означает максимальное значение $\phi(i, e, g)$, черный – $\phi(i, e, g)=0$

Допустим, мы работаем с конкретным типом поверхности, и его функция отражательной способности ϕ известна. Возьмем источник света и позицию наблюдения удаленными. Каждая ориентация поверхности будет порождать конкретную картину значений яркости изображения, и ее можно представить соответствующей картой на гауссовой сфере (Ξ, Ψ) или в пространстве градиентов. На гауссовой сфере строятся значения функции ϕ при постоянном фазовом угле g (рис. 4) (для простоты вычертим изолинии яркости, нормированной с помощью некоторого масштабного коэффициента, принимающего значения от 0 – нулевая освещенность – до 1 – максимальная яркость на изображении). Если в некоторой точке измеренная яркость составляет 0,8, это значит, что данной ориентации поверхности (Ξ, Ψ) на карте отражательной способности соответствует точка на изолинии 0,8, но еще не известно, где именно на ней. На рис. 5 приведен пример карты, полученной в [3] для матовой поверхности.

4. Метод Хорна – восстановление формы поверхности по единственному изображению

В работе [2] Хорн рассмотрел глобальный метод восстановления формы поверхности по единственному изображению в предположении гладкости поверхности. Измерение яркости в одной точке дает одно соотношение, хотя ориентация зависит от двух параметров. Чтобы восстановить ориентацию площадки поверхности по уравнению освещенности изображения $E(x, y) = R(p, q)$, нужно привлечь дополнительную информацию.

Человек воспринимает черты лица (как геометрическую форму) по одной фотографии в журнале. Видимо, или такой информации достаточно, или мы неявно вводим дополнительные предположения. Большинство поверхностей – гладкие, не имеющие разрывов по дальности. Частные производные также обычно непрерывны. Более широкий класс объектов имеет кусочно-гладкие поверхности с нарушением гладкости вдоль ребер.

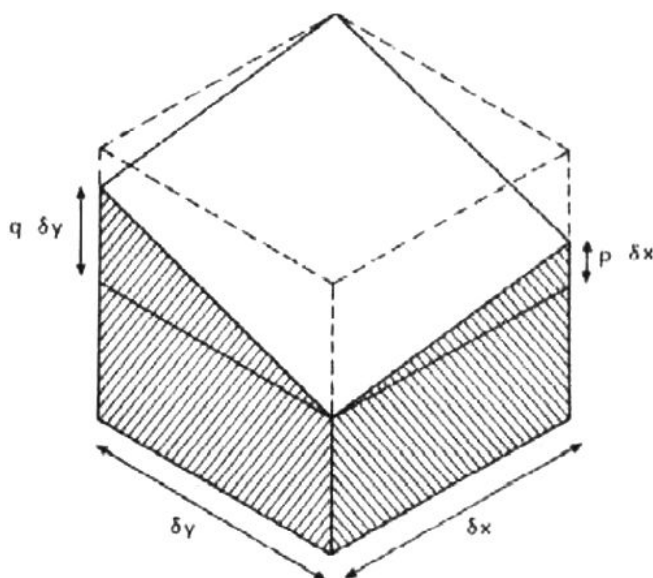


Рис. 6. Изменение высоты δz как сумма изменений высот $p \delta x$ и $q \delta y$, обусловленных малым шагом по x и y , соответственно

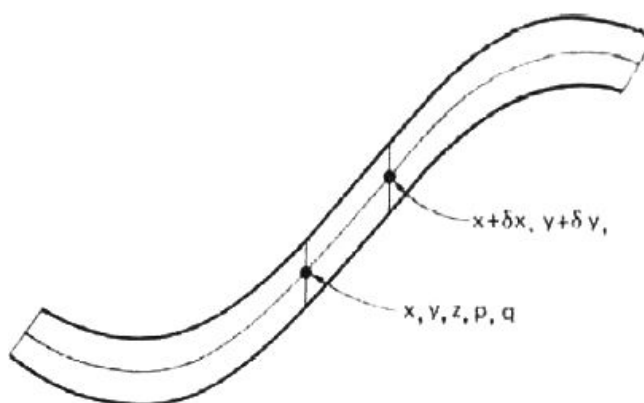


Рис. 7. Решение задачи восстановления формы по распределению полутонов, определяемое решением пяти дифференциальных уравнений относительно x, y, z, p и q

Предположение гладкости является сильным ограничением. Соседние площадки поверхности должны образовывать непрерывную гладкую поверхность. Предположим, есть координаты некоторой точки поверхности (x, y) , и нужно продолжить решение из этой точки. Используя малое приращение $(\delta x, \delta y)$, мы заметим, что изменение даль-

ности задается выражением $\delta z = p\delta x + q\delta y$, где p и q – первые частные производные z по x и y (рис. 6).

Допустим, мы узнали p и q в данной точке. Чтобы продолжить решение из точки (x, y) в точку $(x+\delta x, y+\delta y)$, необходимы новые значения p и q в этой точке (рис. 7). Результатом является характеристическая полоса, т. е. кривая в пространстве, вдоль которой известна ориентация поверхности

Ключевая идея подхода Хорна состоит в том, что нужно продолжать решение в некотором специально выбранном направлении – направлении наклона в рассматриваемой точке. Хорн вводит параметр ξ – меру длины на выбранном направлении.

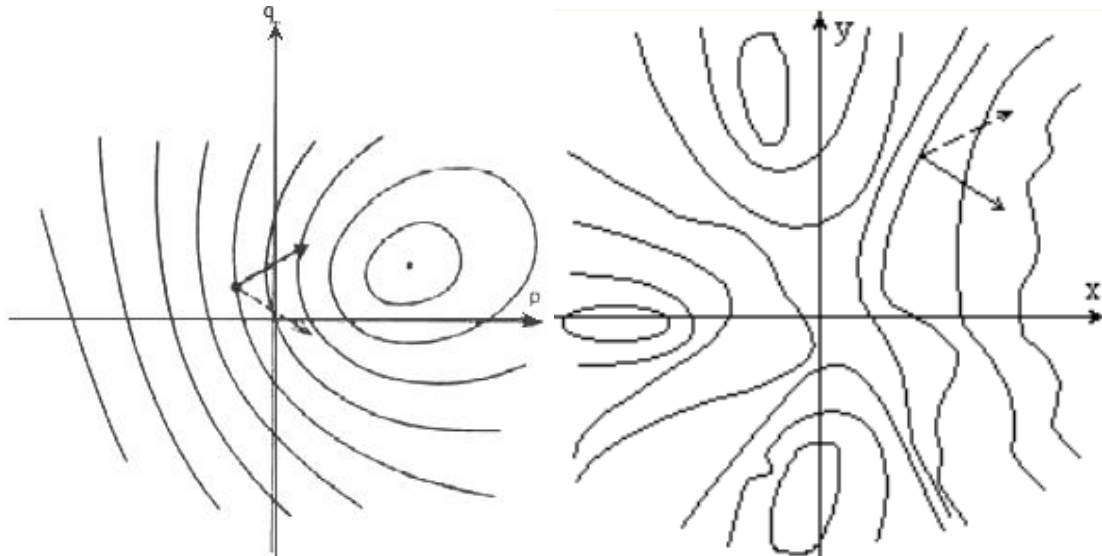


Рис. 8. Шаги, взятые в пространстве pq и xu , параллельны градиентам $E(x, y)$ и $R(p, q)$, соответственно

Получается, что направление смещения на плоскости изображения параллельно градиенту на карте отражательной способности, и можно вычислить изменения (p, q) . В свою очередь, направление смещения в градиентном пространстве параллельно градиенту на изображении (рис. 8). Не приводя промежуточных вычислений, подытожим метод в виде пяти дифференциальных уравнений:

$$\dot{x} = R_p, \quad (2 \text{ а})$$

$$\dot{y} = R_q, \quad (2 \text{ б})$$

$$\dot{z} = pR_p + qR_q, \quad (2 \text{ в})$$

$$\dot{p} = E_x, \quad (2 \text{ г})$$

$$\dot{q} = E_y, \quad (2 \text{ д})$$

где точки означают дифференцирование по ξ . Решение этих дифференциальных уравнений является кривой на поверхности. Вдоль нее будет изменяться параметр ξ . Масштабированием этих уравнений мы можем сделать параметр ξ любой функцией длины кривой.

Решая систему, приходится интегрировать численно. Мы не можем определить абсолютное расстояние до поверхности (константу интегрирования). Форму можно восстановить без этой информации, а если нам требуется абсолютное расстояние, необходимо узнать величину z_0 в одной точке.

Представляющие решения этих пяти обыкновенных дифференциальных уравнений кривые называются характеристическими линиями, а их проекции на изображение — базовыми характеристиками. Точнее, решения для x , y , z , p и q образуют *характеристическую полосу*, так как определяют не только кривую в пространстве, но и ориентацию поверхности вдоль этой кривой (рис. 7).

Далее Хорн подчеркивает, что для получения полной поверхности мы должны «шить» характеристические полосы. Каждая из них должна иметь точку, в которой заданы начальные значения; из нее начинается решение. Если нам задана начальная линия на поверхности, то решение для поверхности можно получить, если эта линия нигде не касается ни одной из характеристик. На этой линии начальные величины p и q можно получить с помощью уравнения освещенности изображения $E(x, y) = R(p, q)$ и известных производных z вдоль кривой. Предположим, например, что начальная линия задана через параметр η в виде $x(\eta)$, $y(\eta)$ и $z(\eta)$. Тогда вдоль этой кривой $\partial z / \partial \eta = p(\partial x / \partial \eta) + q(\partial y / \partial \eta)$.

Так вводится метод распространения характеристической полосы при решении дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка. В нашем случае релевантным уравнением является уравнение освещенности изображения, т. е. (возможно, нелинейное) уравнение в частных производных первого порядка. На рис. 9 представлены изображение лица, преобразованное в цифровую форму, то же лицо с наложенными на него базовыми характеристиками и то же лицо с линиями уровня восстановленной поверхности.

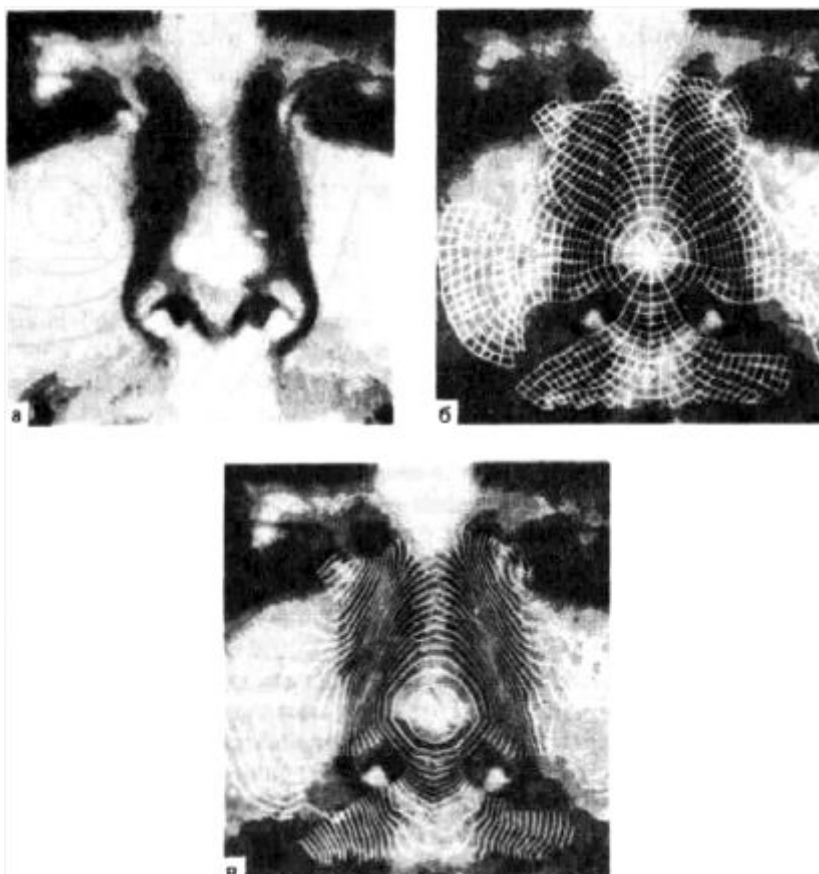


Рис. 9. Метод восстановления формы по распределению полутонов, используемый для восстановления формы носа: а – дискретизированное изображение в градациях серого; б – базовые характеристики, наложенные на первое изображение; в – линии уровня, вычисленные по оценкам, найденным вдоль характеристических кривых

К сожалению, метод Хорна требует соблюдения двух условий, которые усложняют вычисления. Во-первых, метод, основан на предположении гладкости. Во-вторых, начальная кривая редко задается вместе с изображением объекта. Предполагая, что дополнительная информация отсутствует, Хорн определяет форму с помощью особых точек, если на карте отражательной способности есть единственный изолированный экстремум (например, максимум – центр блика) и эта яркость встречается на исследуемом изображении. Но в такой точке производные \dot{x} и \dot{y} равны нулю, и не удастся продолжить решение. Чтобы построить начальный «колпачок» в окрестности особой точки, он использует степенные ряды и получает систему дифференциальных уравнений. После решения системы уравнений края «колпачка» дают начальную полосу для метода распространения характеристической полосы.

Добавим, что, если объект имеет гладкую поверхность, то его граница (силуэт) тоже дает ценную информацию. Ориентация на ограничивающем контуре – перпендикулярно направлению наблюдения. Но при таком наклоне поверхность перестает быть видима наблюдателю, поэтому трудно рассматривать эту информацию как «начальную кривую».

Тем не менее, можно показать, утверждает Хорн, что если карта отражательной способности является строго монотонной функцией от квадратичной функции p и q , силуэт изображения представляет собой простую замкнутую кривую, то существует единственное решение. Если же карта отражательной способности является линейной функцией p и q , то бесконечное число поверхностей порождает одну и ту же полутоновую картину. Во многих случаях распределение полутонов вместе с дополнительной информацией однозначно определяет поверхность. Иногда это не так: например, полутоновая картинка небольшого участка поверхности объекта (без дополнительной информации) локальной формы объекта не определяет.

5. Привлечение поляризации к определению формы поверхности

Упростить предложенный Хорном метод, в частности, найти на изолинии конкретную точку, поможет изменение поляризации при отражении. Рассматривая зеркальное отражение световой волны, целесообразно определять амплитуды отраженной волны только через амплитуды p - и s -компонент падающей волны, которые являются линейными колебаниями, параллельными (p) и перпендикулярными (s) плоскости падения (рис. 5). Коэффициент отражения s -волны R_s всегда больше коэффициента отражения p -волны R_p (или равен последнему). В отраженном свете преобладают колебания s -типа вектора напряженности электрического поля E [4]. Подавление колебаний p -типа (рис. 10) при отражении способно показывать направление наклона поверхности, и коэффициенты отражения R_p и R_s зависят от углов падения и отражения.

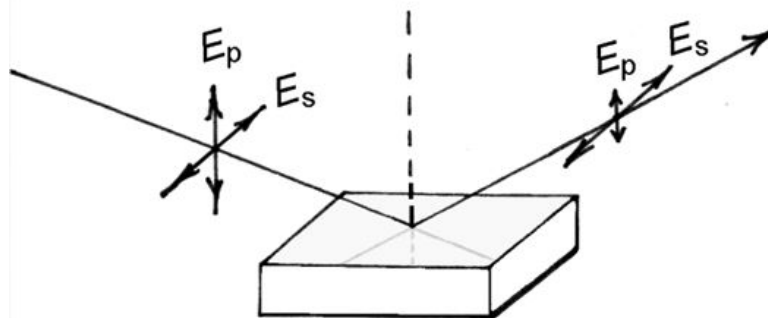


Рис. 10. В отраженном от идеально гладкой поверхности свете преобладают колебания s -типа вектора напряженности

Чтобы использовать зависимость $R_s(\phi)$ и $R_p(\phi)$ для изучения формы поверхностей из некоторого однородного материала, зависимость предварительно получим экспериментально. Так как R_s больше R_p (кроме нормального падения), то, даже если падающий свет естественно поляризован, отраженный и преломленный лучи частично поляризованы. С внешними источниками в сцене сложно обработать информацию. В схеме необходим осветитель, равномерно освещающий поле зрения поляризованным светом, а для большей поляризации отраженной волны фазовый угол должен быть малым и постоянным, т.е. осветитель следует закрепить рядом с фотоприемником.

При освещении поверхности циркулярно поляризованным светом от идеально гладкой поверхности отразится эллиптически поляризованный свет из-за подавления p -составляющей. Подчеркнем, что азимут эллипса поляризации будет ортогонален направлению наклона поверхности. Можно предположить, что при диффузном отражении на шероховатой поверхности будет проявляться та же тенденция, а эллиптичность будет зависеть от наклона поверхности.

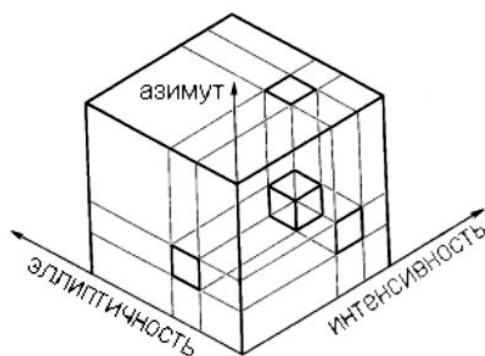


Рис. 11. Наклон поверхности и его направление можно закодировать в виде таблицы, построенной для дискретных значений измерения яркости (интенсивности), азимута и эллиптичности поляризации

Сформулируем определение формы объектов системой технического зрения. Пусть на сцене определяется форма объектов из одного непрозрачного материала. Вначале для материала экспериментально получаем функцию отражательной способности и поляризации. С помощью калибровочного объекта мы сопоставим наклон поверхности с отраженной яркостью и поляризацией. Преимущества шара в качестве такого объекта в том, что на нем располагаются все наклоны поверхности, его легко описать геометрически, распознать на изображении и смоделировать.

Сцена освещается светом с заданной поляризацией и интенсивностью. Видеокамера фиксирует картину поляризации на калибровочном объекте, распознаются его границы, находится положение каждой точки относительно этих границ, а затем наклон поверхности в точке. Далее экспериментальные значения интенсивности и поляризации сглаживаются и сопоставляются с наклоном. Составляется индексированная таблица по калибровочному объекту – таблица ориентации поверхности (или ориентации через пространство градиентов) от яркости и поляризации (рис. 11).

На основе таблицы проводится обучение нейроразличных сетей [5]. Задача сводится к построению отображения X (интенсивность, азимут, эллиптичность) $\rightarrow Y$ (наклон поверхности Ψ , направление наклона Ξ), чтобы на каждый возможный входной сигнал X формировался правильный выходной сигнал Y .

На участках с резкими изменениями, не превышающими некоторого заданного нами порога, параллельно стоит использовать метод Хорна и, комбинируя эти два метода, уточнять результаты.

6. Определение поляризации фотометрическим методом

Поляризация и интенсивность измеряются фотометрическим методом. Перед фотоприемником установлен вращающийся анализатор. Мы ищем интенсивность падающего света I_0 и его поляризацию χ_0 . Интенсивность, прошедшую анализатор, обозначим за $I_{\text{ФП}}$, а поляризацию за χ_A (рис. 12).

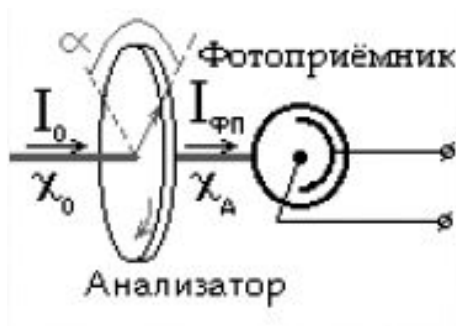


Рис. 12. Прохождение волны сквозь анализатор

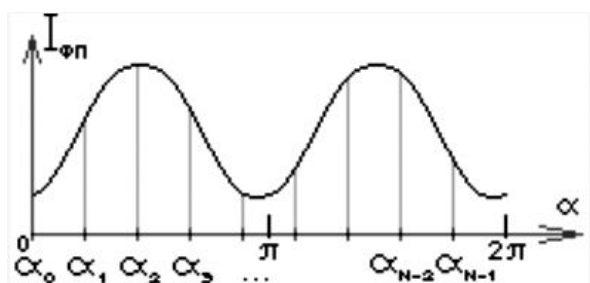


Рис. 13. Прошедшая интенсивность измеряется при ориентациях анализатора α_k через регулярные промежутки

Пусть зависимость интенсивности $I_{\text{ФП}}(\alpha)$, проходящей линейный анализатор и достигающей фотоприемник (видеокамеру), измерена на интервале $0 \leq \alpha < 2\pi$ в N точках $\alpha_k = k \cdot 2\pi / N$, где $k = 0, 1, 2, \dots, N-1$ (см. рис. 13).

Если при начальном положении линейного анализатора ось пропускания совпадает с x -поляризацией исследуемой оптической системы, то такая зависимость описывается формулой [4]

$$I_{\text{ФП}} = K I_0 \tau_{\text{макс}} / 2 + K I_0 \tau_{\text{макс}} / 2 \cdot \frac{1 - |\chi_0|^2}{1 + |\chi_0|^2} \cdot \cos(2\alpha) + K I_0 \tau_{\text{макс}} / 2 \cdot \frac{2 \cdot \text{Re}(\chi_0)}{1 + |\chi_0|^2} \cdot \sin(2\alpha), \quad (3)$$

где K – собственное поглощение анализатора, $\tau_{\text{макс}}$ – максимальное пропускание анализатора по интенсивности. Множители в (3) обозначим как

$$a_0 = K \cdot I_0 \cdot \tau_{\text{макс}}, \quad (4a)$$

$$a_2 = K \cdot I_0 \cdot \tau_{\text{макс}} / 2 \cdot \frac{1 - |\chi_0|^2}{1 + |\chi_0|^2}, \quad (4б)$$

$$b_2 = K \cdot I_0 \cdot \tau_{\text{макс}} / 2 \cdot \frac{2 \cdot \text{Re}(\chi_0)}{1 + |\chi_0|^2}. \quad (4в)$$

Чтобы определить I_0 и χ_0 , достаточно вычислить коэффициенты Фурье a_0 , a_2 и b_2 на основе численного гармонического анализа [6]:

$$a_0 = \frac{2}{N} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} I_{\text{ФП}}(\alpha_k), \quad (5a)$$

$$a_2 = \frac{2}{N} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} I_{\phi\Pi}(\alpha_k) \cdot \cos \frac{4\pi \cdot k}{N}, \quad (56)$$

$$b_2 = \frac{2}{N} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} I_{\phi\Pi}(\alpha_k) \cdot \sin \frac{4\pi \cdot k}{N}. \quad (5B)$$

Опуская преобразования, приведем получение двух поляризационных параметров. Угол эллиптичности

$$\varepsilon = \pm \arcsin \sqrt{1 - 4 \cdot (a_2^2 + b_2^2) / a_0^2} / 2. \quad (6)$$

Азимут эллипса поляризации

$$\theta = \arctg(b_2 / a_2) / 2. \quad (7)$$

Строго говоря, ε и θ – эллиптичность и азимут результирующего эллипса отраженного частично поляризованного света, так как вся площадь неровной поверхности, отображаемая на 1 пикселе изображения, отражает лучи с разной поляризацией.

При расчете поляризации фотометрическим методом невозможно определить только знак эллиптичности, т.е. направление обхода поляризационного эллипса. Интенсивность будет равна

$$I_0 = a_0 / (K \cdot \tau_{\max}). \quad (8)$$

Так как величины K и τ_{\max} – постоянные анализатора, вместо интенсивности можно использовать нормированную интенсивность

$$I_0 \cdot K \cdot \tau_{\max} = a_0. \quad (9)$$

7. Определение ориентации поверхности на калибровочном объекте

Для эксперимента было выбрано освещение горизонтальным линейно поляризованным светом (хотя можно выбрать и круговую поляризацию, так как это два крайних значения эллиптичности – линейная $\varepsilon = 0$ и круговая $\varepsilon = \pm \pi/4$; остальные значения проще сравнивать с крайними случаями).

Чтобы снизить шумы на изображении, видеозахват проводился с усреднением изображения по 10 кадрам. Определение поляризации проводилось фотометрическим методом по четырем угловым положениям анализатора: $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = \pi/4$, $\alpha_3 = \pi/2$, $\alpha_4 = 3/4 \cdot \pi$. Для точности эксперимента для каждого из четырех кадров получаем кадр при выключенном осветителе (освещают только внешние источники). Такой кадр вычитается из кадра с освещенной сценой, и из результирующей четверки кадров получаем картину поляризации и интенсивности.

Определим зависимость между ориентацией поверхности и отраженной интенсивностью и поляризацией. Из данных строится индексированная таблица. В качестве калибровочного объекта взят шар из исследуемого материала. Получая изображение с данными об изменении поляризации, распознаем границы шара. В программном обеспечении [7] для выделения границ был использован метод Собела [8]. Первая точка на границе изображения шара задается вручную. Затем выбираются точки с максимальным значением оператора контрастирования Собела $g_{\text{Соб.}}(x_i; y_j)$. С третьей точки дополнительно вводятся ограничения на кривизну контура.

Алгоритм в [7] показывает хорошие результаты на изображениях калибровочных шаров при контрастном фоне; на рис. 14 показан пример выделения границы.

Чтобы определить наиболее близкие к вычисленной границе центр и радиус, предложим поиск на полученном периметре от каждой точки другой точки, наиболее удаленной от нее. Считая это пробным диаметром, середина которого дает пробный центр, находим координаты его середины и длину:

$$x_{\text{проб. центра}} = (x - x_{\text{самой дальней от } x}), \quad (10)$$

$$y_{\text{проб. центра}} = (y - y_{\text{самой дальней от } y}), \quad (11)$$

$$D_{\text{проб.}} = \sqrt{(x_{\text{проб.центра}} - x)^2 + (y_{\text{проб.центра}} - y)^2}. \quad (12)$$

От пробного центра замерим расстояния S до всех остальных точек на периметре и отличие расстояния ΔS от половины этого пробного диаметра:

$$\Delta S = |S - D_{\text{проб.}} / 2|. \quad (13)$$

Введем предельный разброс $\Delta S_{\text{пред.}}$. Пробный диаметр, у которого максимальное число отличий ΔS оказалось меньше предельного разброса, $\Delta S < \Delta S_{\text{пред.}}$, считается действительным диаметром:

$$D_{\text{действ.}} = D_{\text{проб.}}, \quad (14)$$

$$x_{\text{действ.}} = x_{\text{проб. центра}}, \quad (15)$$

$$y_{\text{действ.}} = y_{\text{проб. центра}}. \quad (16)$$

В эксперименте в [7] был взят $\Delta S_{\text{пред.}}=0,5$ (пикселя). В результате мы рассматриваем область на кадре с центром в $(x_{\text{действ.}}, y_{\text{действ.}})$ и радиусом $D_{\text{действ.}}/2$ как изображение калибровочного шара. На рис. 14 она обозначена черной окружностью.

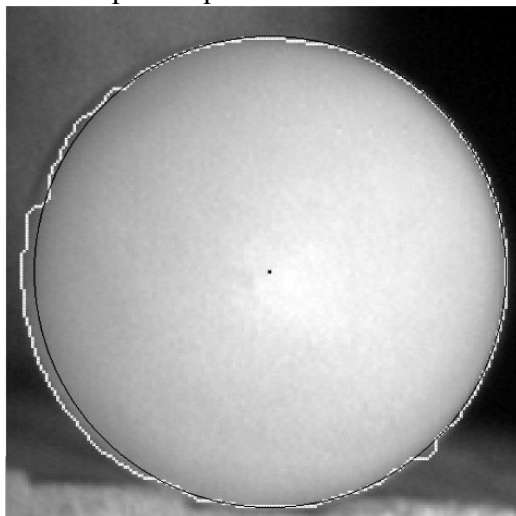


Рис. 14. Распознанная граница (белым), вероятный центр и окружность (черным), выбранная алгоритмом как наиболее близкая к границе. В качестве первой точки выбрана крайняя нижняя

Зададимся полярной системой координат на изображении в области шара: полюс в центре окружности, радиус R и угол Ξ . Наклон в точке на поверхности шара определяется углом

$$\Psi = \arcsin(R / (D_{\text{действ.}}/2)), \quad (17)$$

а направление наклона – углом Ξ (как на гауссовой сфере).

8. Описание экспериментальной установки

Общая схема установки показана на рис. 15. Используется одномодовый He-Ne лазер непрерывного действия ЛГН-208Б с горизонтальным линейно поляризованным излучением. Излучение из лазерного источника преобразуется осветительной схемой в пучок параллельных лучей, обеспечивая равномерное освещение.

Получение изображения производится видеокамерой VSC-541 с разрешающей способностью 380 ТВ линий. На вращающейся основе в качестве анализатора установлен линейный поляризатор ПФ-52. Недостаток такой схемы в том, что освещается слишком узкое поле зрения (рис. 15).

Для определения поляризации по 4 кадрам ориентаций анализатора была разработана программа «Поляризация на калибровочном шаре» [7]. Она обрабатывает предварительно оцифрованные кадры с 256 градациями серого, распознавая границы

калибровочного шара и рассчитывая ориентацию поверхности в каждой точке. Результаты выводятся в виде индексированных таблиц в Microsoft Excel-е (под ОС Windows) в формате (ячейки в строке): интенсивность; эллиптичность; азимут; сглаженная интенсивность; сглаженная эллиптичность; сглаженный азимут; угол наклона; угол направления наклона.

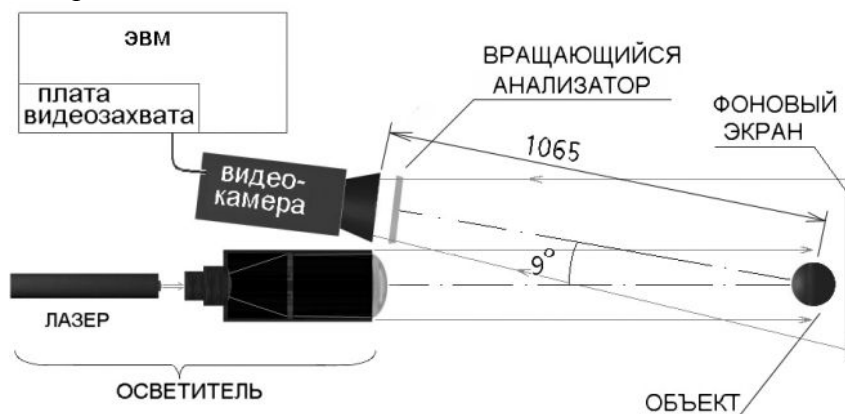
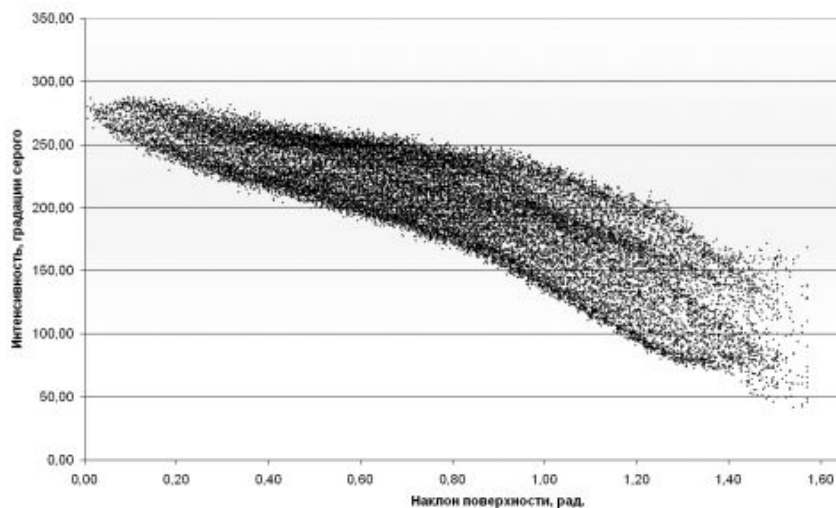


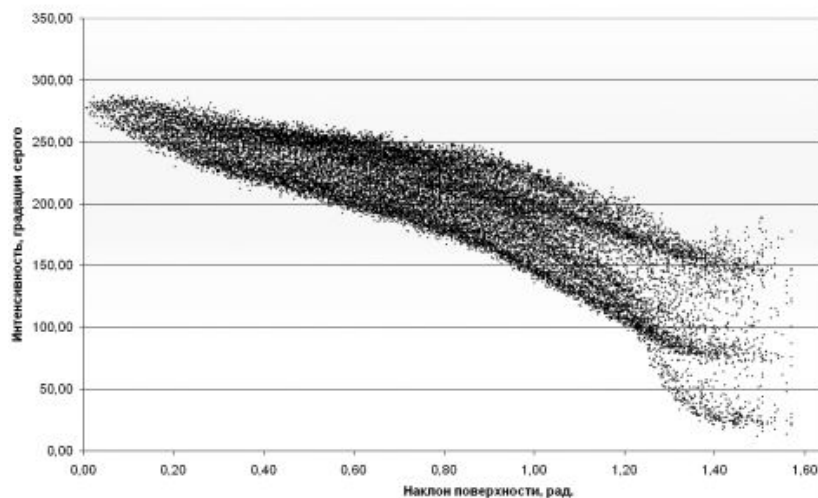
Рис. 15. Общая схема экспериментальной установки

Зависимость отражённой интенсивности от наклона



а

Зависимость отражённой интенсивности от наклона поверхности после сглаживания



б

Рис. 16. а) Зависимость интенсивности от наклона поверхности из полиэтилена высокого давления, б) то же при сглаживании

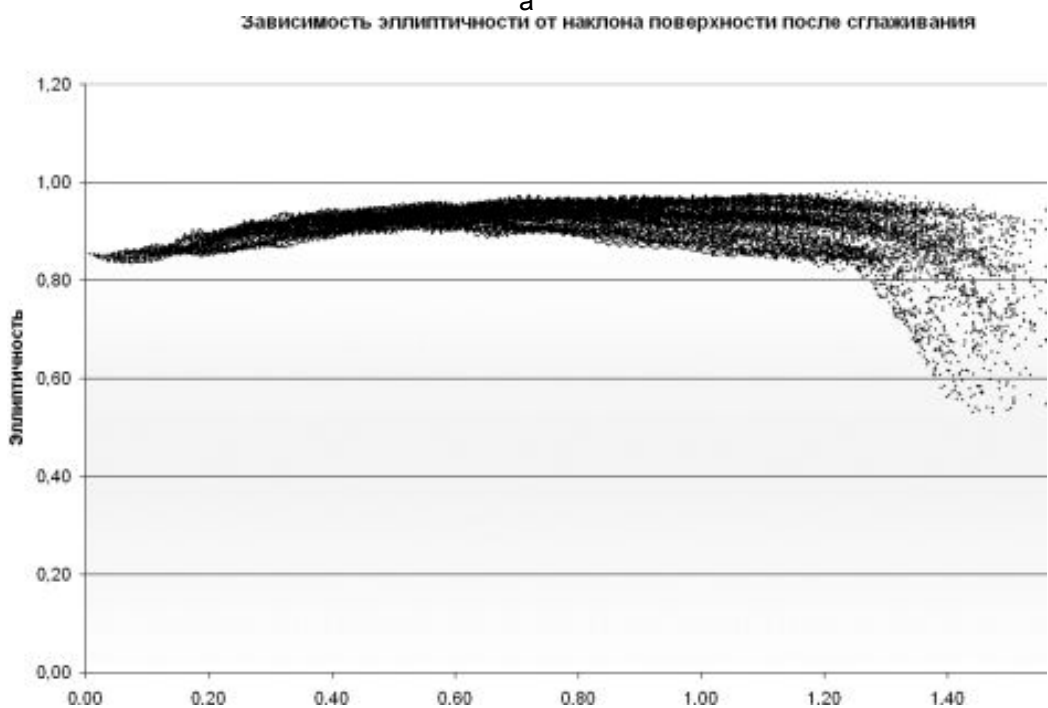
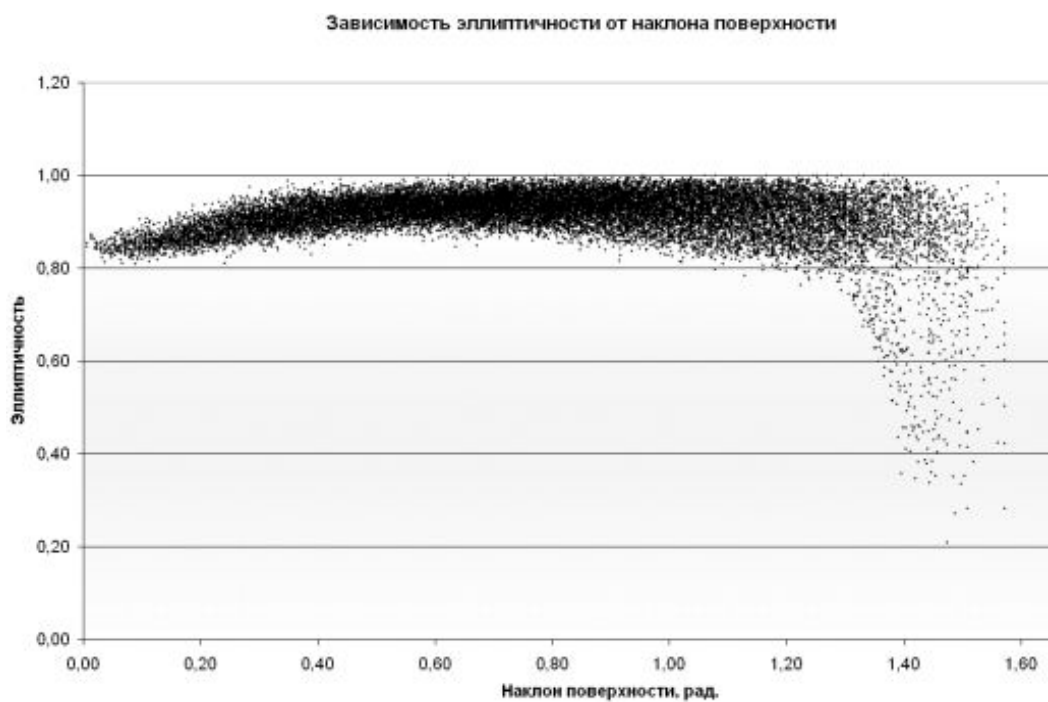


Рис. 17. а) Зависимость эллиптичности от наклона поверхности из полиэтилена высокого давления, б) то же при сглаживании

Для подавления возмущений на микронеровностях шара и усиления общей тенденции зависимости интенсивности и поляризации от ориентации поверхности проводилось гауссово сглаживание.

К сожалению, в этой работе еще не приводятся результаты применения нейросетевого метода и метода Хорна.

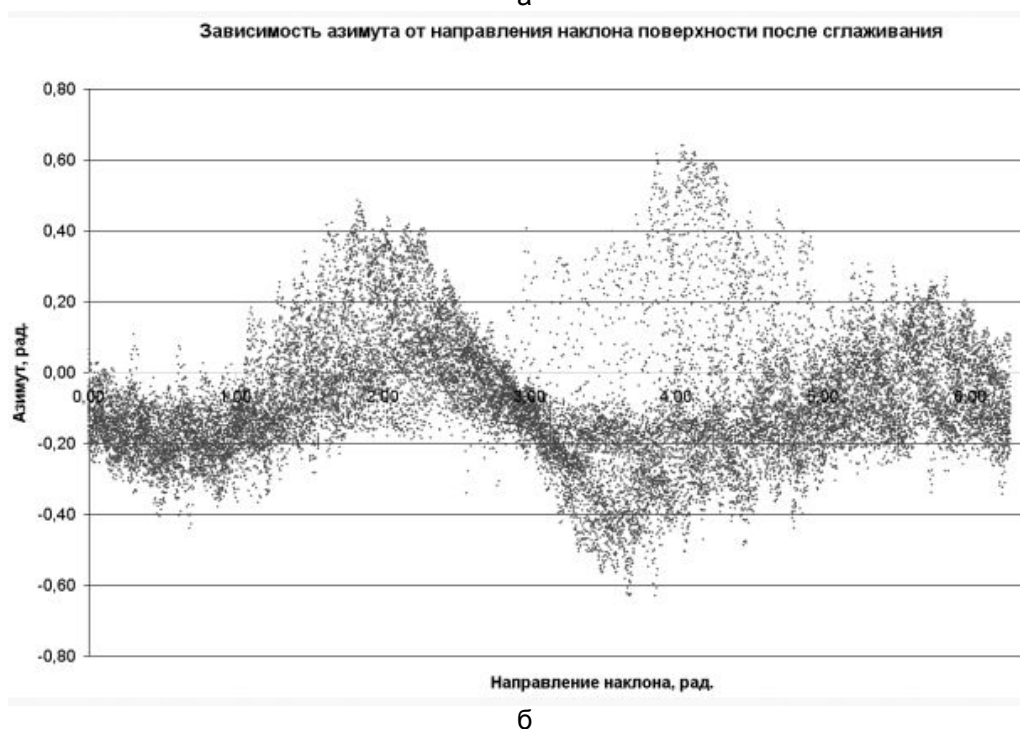
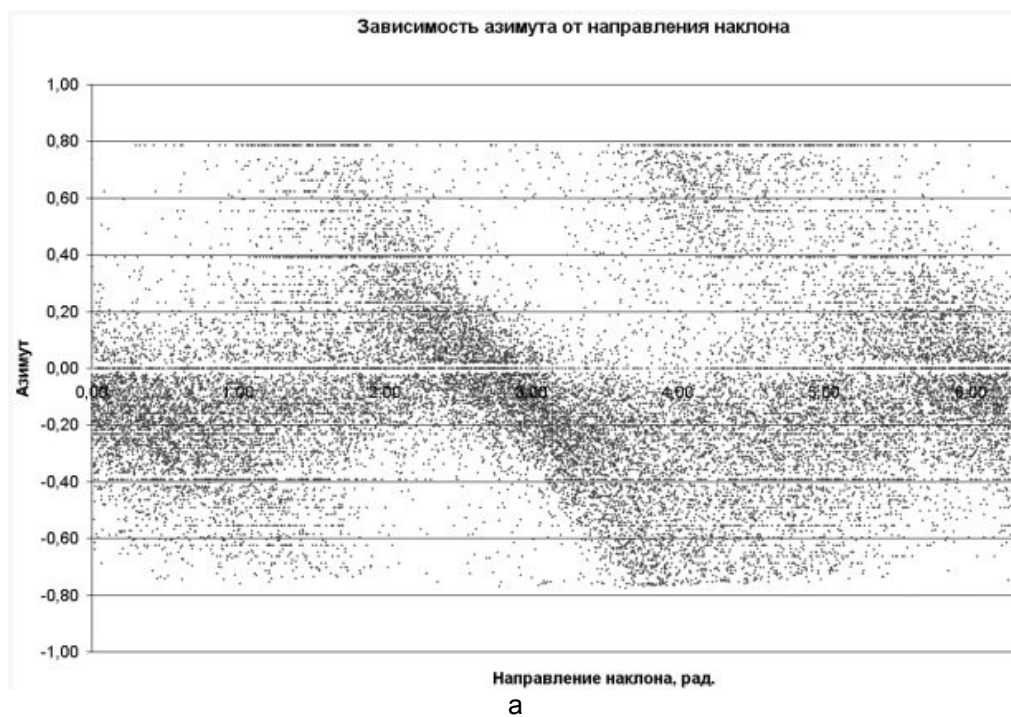


Рис. 18. а) Зависимость азимута поляризации от направления наклона поверхности из полиэтилена высокого давления, б) то же при сглаживании

Заключение

Разработана основа метода определения ориентации поверхностей по калибровочным объектам на основе получения зависимостей интенсивности и параметров поляризации от наклона. Хотя метод требует увеличения степени автоматизации измерений и точности, результаты показывают существование зависимостей между ориентацией поверхности и изменением интенсивности и параметров поляризации отраженного света. По полученным выборкам предстоит обучать нейронные сети для определения наклона поверхности из известного

материала (покрытия). Создано программное обеспечение [8], выполняющее построение индексированной таблицы в Microsoft Excel.

Подытожим: не прибегая к стереоскопическому зрению, можно определять наклон поверхности. В дополнении к этому обработка поляризации расширит возможности сегментации изображения в системах технического зрения, что может быть использовано для различения материалов и определения не обнаруживаемых по другим параметрам излучения изменений в объектах. Как пример среди таких механизмов можно назвать явление фотоупругости.

Литература

1. Марр Д. Зрение. Информационный подход к изучению представления и обработки зрительных образов / Под ред. И.Б. Гуревича. М.: Радио и связь, 1987.
2. Хорн Б.К.П. Зрение роботов / Пер. с англ. М.: Мир, 1989.
3. Пасяда А.В., ПО «Карта отражательной способности на гауссовой сфере» – <http://www.zhbi.h1.ru>
4. Аззам Р. Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М., Мир, 1981.
5. Нейрокомпьютеры и интеллектуальные роботы / Под ред. Н.М. Амосова. Киев: Наукова думка, 1991. С. 49–51.
6. Бронштейн И.Н, Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся вузов, М.: Наука, 1980.
7. Пасяда А.В. ПО «Поляризация на калибровочном шаре» – <http://www.zhbi.h1.ru>
8. Цифровая обработка изображений – <http://ktf.krk.ru/courses/fulleren/g3.htm>

ПРОБЛЕМА СОХРАНЕНИЯ МАСШТАБА ИЗОБРАЖЕНИЯ В РЕПРОДУКЦИОННЫХ СИСТЕМАХ ПРИ СМЕЩЕНИИ ПРЕДМЕТА

А.Р. Арутюнян

Научный руководитель – к.т.н., доцент Л.И. Пржевалинский

В работе исследуется влияние смещения предмета на изменение масштаба изображения в репродукционных системах. Для решения этой задачи используется телецентрический ход главного луча в пространстве предметов. Исследовано влияние сферической аберрации на сохранение масштаба изображения для предложенных конструкций оптических систем. Показано, что усложнением конструкции оптической системы можно добиться снижения величины сферической аберрации и незначительности изменения масштаба изображения по полю зрения.

Введение

Проблема сохранения масштаба изображения при смещении предмета актуальна для репродукционных оптических систем, используемых, например, для идентификации личности по каким-либо уникальным особенностям, в частности, по биометрическим признакам (отпечатки пальцев, рисунок радужной или сетчатой оболочек глаза и другие) или в измерительных системах различного назначения.

В оптических системах с входным зрачком, расположенным не на бесконечности, при смещении предмета вдоль оптической оси по ходу или против хода лучей происходит соответственно уменьшение или увеличение линейного поля предмета. При этом масштаб изображения также изменяется. В случае репродукционных систем вышеуказанного назначения данный факт носит отрицательный характер.

Для решения проблемы сохранения постоянства масштаба предлагается использовать телецентрический ход главных лучей в пространстве предметов.

В работе предложено две конструкции оптических систем, обеспечивающих постоянство масштаба изображения в пределах заданного допуска при вариации переднего отрезка в определенном диапазоне, и произведены их расчеты. Выбрана оптимальная конструкция оптической системы, имеющая минимальную сферическую аберрацию и обеспечивающая постоянство изменения масштаба изображения в пределах допуска по всему полю зрения.

Формулировка проблемы

В оптических системах со сходящимися или расходящимися пучками лучей в пространстве предметов [1] при увеличении или уменьшении переднего отрезка на $\pm \Delta$ масштаб изображения меняется вследствие изменения линейного поля предмета, что иллюстрируется рис. 1.

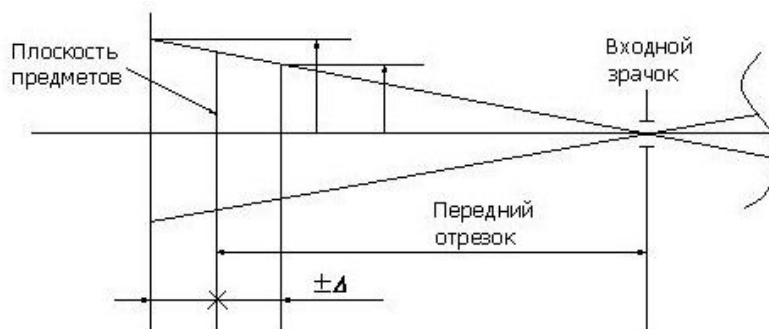


Рис. 1. Ход лучей, не обеспечивающий постоянство масштаба изображения

Для обеспечения постоянства масштаба при перемещении предмета следует расположить задний фокус компонента так, чтобы он совпадал с центром выходного зрачка.

ка. При этом входной зрачок оптической системы будет располагаться в бесконечности, лучи за оптическим компонентом попадут в ее задний фокус, а лучи перед компонентом будут параллельны оптической оси [2]. Следовательно, в пространстве предметов будет наблюдаться телецентрический ход главных лучей по всему полю (рис. 2). Таким образом, при вариации переднего отрезка оптической системы размер предмета остается неизменным и изменения масштаба изображения не произойдет.

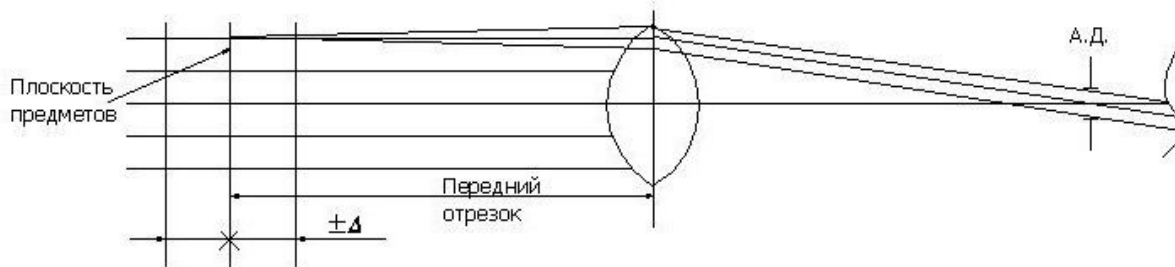


Рис. 2. Телецентрический ход главных лучей в пространстве предметов

Однако идеальная телецентрика главных лучей в пространстве предметов может быть достигнута только теоретически при условии идеальности линз. На практике из-за наличия aberrаций линз телецентрический ход главных лучей может быть достигнут лишь приближенно. Поэтому для обеспечения постоянства масштаба в пределах заданного допуска изменение величины переднего отрезка можно производить только в некоторых пределах.

Выбор конструкции оптической системы

Пусть требуется разработать оптическую систему с дифракционным качеством изображения, формирующую изображение на ПЗС-приемнике.

В качестве приемника будем использовать цветную ПЗС-матрицу с размерами 1280×936 пикселей, размер одного пикселя 3,3 мкм. Средний размер контролируемой зоны объекта примем равным 25 мм. В качестве источника света используем светодиод с длиной волны излучения 0,88 мкм и шириной спектрального интервала ± 50 нм. Примем передний отрезок оптической системы равным 40 мм.

На первом этапе проектирования решалась задача габаритного расчета схемы, т.е. определения числа компонентов системы, их фокусных расстояний и взаимного расположения.

Как уже говорилось выше, в оптической системе должен быть создан телецентрический или близкий к нему ход главных лучей в пространстве предметов. В противном случае нельзя обеспечить условие постоянства масштаба в пределах определенного диапазона изменения переднего отрезка.

Практически требуемый ход главных лучей может быть реализован при расположении входного зрачка оптической системы не на бесконечности (как описывается теорией [2]), а на конечном расстоянии от плоскости предметов. Анализ показал, что телецентрический ход главных лучей или близкий к нему может быть получен при размещении входного зрачка системы не ближе 500 мм от поверхности предметов. Это означает, что апертурная диафрагма должна быть расположена вблизи заднего фокуса первого компонента.

Предполагая, что в пространстве диафрагмы крайний апертурный луч примерно параллелен оптической оси, можно заключить, что предметная плоскость должна располагаться вблизи передней фокальной плоскости первого компонента [3]. Так как вблизи диафрагмы существует телескопический ход главных лучей (изображение предметной точки достаточно далеко), то для обеспечения формирования изображения на поверхности приемника за апертурной диафрагмой должен стоять второй компонент, задняя фокальная плоскость которого является плоскостью изображения. Эта сис-

тема должна преобразовывать телескопический ход лучей в пространстве диафрагмы в телецентрический ход лучей в пространстве изображений. На основании вышесказанного мы приходим к двухкомпонентной оптической системе.

Габаритный расчет оптической системы

Предположим, что компоненты являются тонкими, а задний фокус первого компонента совпадает с передним фокусом второго компонента. Принимая расстояние от предмета до приемника изображения равным 100 мм, можно приблизительно оценить значения фокусных расстояний каждого из компонентов посредством следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} 2 \cdot f_1' + 2 \cdot f_2' \approx 100, \\ f_2' / f_1' \approx V, \end{cases}$$

где V – увеличение оптической системы. Как видно из компоновки системы (рис. 3), оба компонента можно рассматривать как объективы с вынесенными зрачками, имеющие телецентрический ход в пространстве изображений, причем первый объектив работает в обратном ходе лучей, а второй – в прямом.

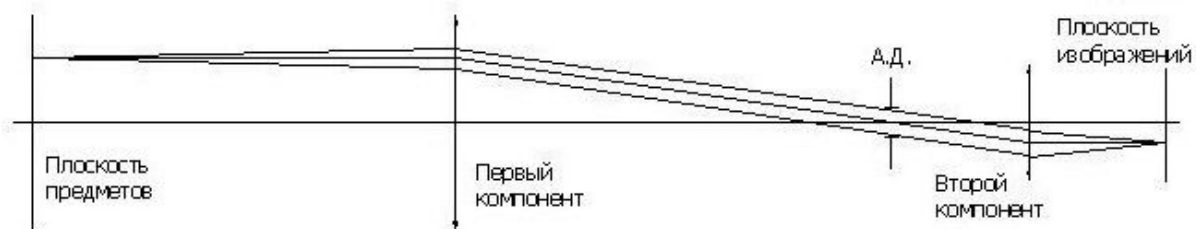


Рис. 3. Габаритная схема оптической системы

Поскольку габариты системы сравнительно небольшие, то при наличии телескопического хода лучей в пространстве диафрагмы угловое поле оказывается достаточно большим. Поэтому в качестве компонентов оптической системы следует выбирать компоненты, устраняющие полевые аберрации.

Выбор конструкции оптической системы был обусловлен необходимостью исправления астигматизма и кривизны изображения [3–5]. На основании этого в качестве начальной конструкции была взята следующая: первый компонент – плоско-выпуклая линза, а второй – две плоско-выпуклые линзы, за которыми поставлена отрицательная линза.

Оптимизация оптической системы. Полученные результаты

При оптимизации оптической системы контролировались следующие ее параметры: увеличение, телецентрический ход главных лучей в пространстве предметов, общая длина системы, а также допустимая дисторсия. Таким образом, была получена оптическая система (рис. 4).

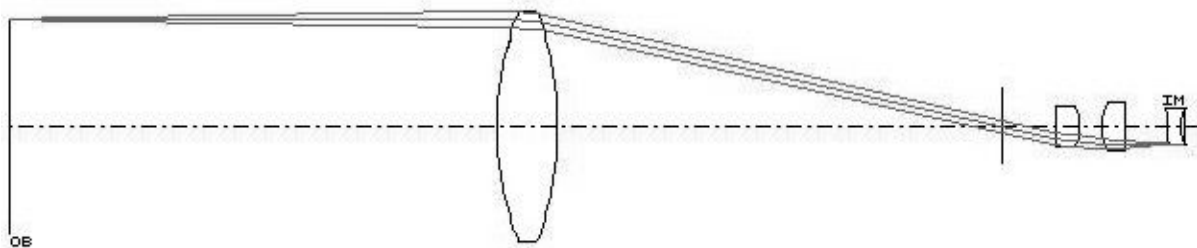


Рис. 4. Оптическая система начальной конструкции после оптимизации

В табл. 1–3 и на рис. 5 представлены характеристики этой системы.

N	Длина волны, мкм					
	0.8800		0.8300		0.9300	
	Положение зрачков					
	S_p (дптр)	S'_p (дптр)	S_p (дптр)	S'_p (дптр)	S_p (дптр)	S'_p (дптр)
1	.290	-182.851	.234	-182.933	.339	-182.774
2	1.525	-166.175	1.484	-166.245	1.562	-166.111
3	2.234	-157.370	2.199	-157.444	2.265	-157.304
0	2.963	-148.826	2.934	-148.908	2.990	-148.755

Таблица 1. Положение зрачков для начальной оптической системы

N	Дисторсия		Астигматические отрезки	
	%	мм	Z'_m	Z'_s
1	.6002	-.012656	.0251	.0224
2	.2840	-.004790	.0165	.0257
3	.1302	-.001647	.0261	.0349
0	.0000	.000000	.0522	.0522

Таблица 2. Значения дисторсии и астигматических отрезков для начальной оптической системы

Относительные зрачковые координаты	Неизопланазия, %
10.160	.0197
8.763	.0149
7.127	.0101
5.020	.0051
.000	.0000

Таблица 3. Значения неизопланазии для начальной оптической системы

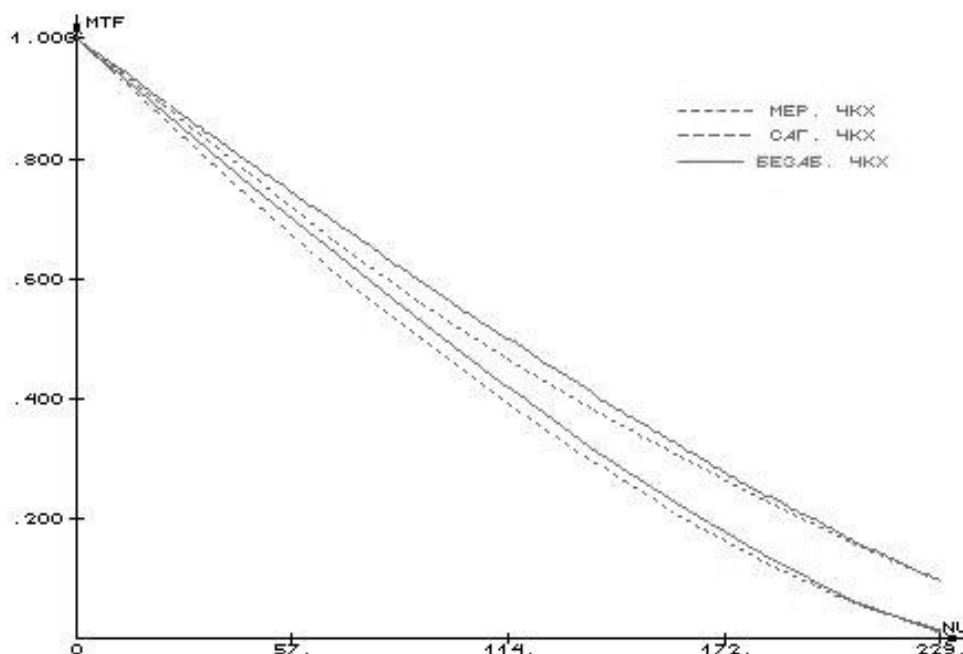


Рис. 5. Частотно-контрастная характеристика оптической системы начальной конструкции для края поля зрения

Рис. 5 иллюстрирует наличие дифракционного качества изображения оптической системы, что также подтверждается числом Штреля, равным 0,94 на краю поля.

Первичной aberrацией, влияющей на телецентрический ход лучей в пространстве предметов, является сферическая aberrация, оценка которой производилась по величине неизопланазии. Из табл. 3 можно видеть, что значение неизопланазии велико.

Для оценки изменения масштаба изображения был произведен анализ оптической системы в обратном ходе лучей при фиксированном размере матрицы ПЗС-приемника. Полученные результаты показали, что положения входного зрачка (см. табл. 1) в достаточной степени обеспечивают условия постоянства масштаба (допуск $\delta u < 1\%$) при изменении переднего отрезка на ± 5 мм. Однако характер изменения масштаба изображения по полю зрения не может быть признан удовлетворительным (см. табл. 4).

Смещение плоскости предметов, мм	у, мм		Изменение масштаба δu , %	
	Относительная величина предмета		Относительная величина предмета	
	1,0	0,8	1,0	0,8
-5	-12,5058	-9,9742	0,137	0,753
0	-12,5299	-10,0499	0	0
5	-12,5401	-10,1257	0,137	0,754

Таблица 4. Изменение масштаба изображения для начальной оптической системы

Для уменьшения сферической aberrации и, следовательно, получения более плавного характера изменения масштаба изображения по полю следует усложнить конструкцию оптической системы. Это было достигнуто за счет введения в первый компонент еще одной плоско-выпуклой линзы. В результате расчетов была получена система (рис. 6).

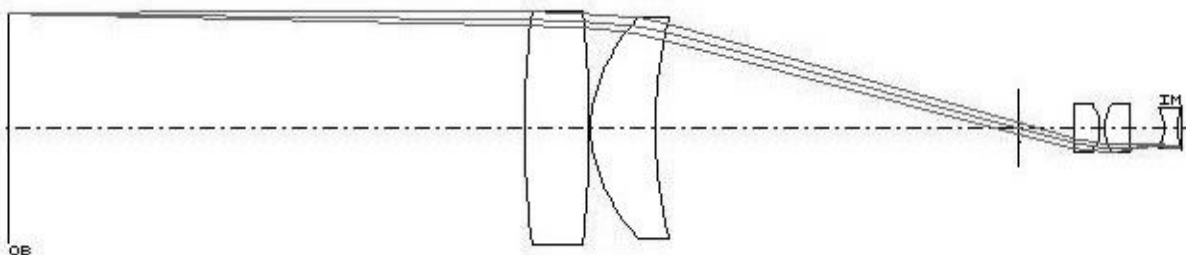


Рис. 6. Улучшенная оптическая система

Характеристики этой системы представлены в табл. 5–7 и на рис. 7.

N	Длина волны, мкм					
	0.8800		0.8300		0.9300	
	Положение зрачков					
	S_p (дптр)	S'_p (дптр)	S_p (дптр)	S'_p (дптр)	S_p (дптр)	S'_p (дптр)
1	1.148	-190.271	1.097	-190.247	1.192	-190.285
2	1.500	-177.880	1.455	-177.865	1.540	-177.890
3	1.734	-171.042	1.692	171.041	1.772	-171.041
0	2.000	-164.262	1.960	-164.278	2.035	-164.246

Таблица 5. Характеристики улучшенной оптической системы

N	Дисторсия		Астигматические отрезки	
	%	мм	Z'_m	Z'_s
1	.6010	-.012673	.0311	.0172
2	.3499	-.005902	.0113	.0187
3	.1819	-.002301	.0172	.0280
0	.0000	.000000	.0469	.0469

Таблица 6. Значения дисторсии и астигматических отрезков для улучшенной оптической системы

Относительные зрачковые координаты	Неизопланазия, %
10.148	-.0179
8.756	-.0129
7.123	-.0082
5.018	-.0039
.000	.0000

Таблица 7. Значения неизопланазии для улучшенной оптической системы

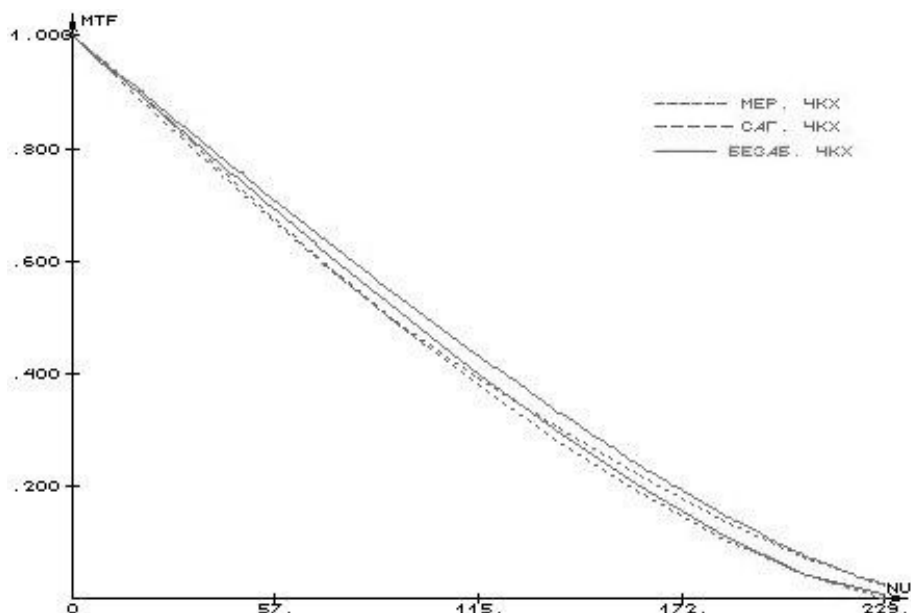


Рис. 7. Частотно-контрастная характеристика улучшенной системы для края поля зрения

Число Штреля для этой системы на краю поля составило 0,92.

Смещение плоскости предметов, мм	у, мм		Изменение масштаба δu , %	
	Относительная величина предмета		Относительная величина предмета	
	1,0	0,8	1,0	0,8
-5	-12,4507	-9,9677	0,572	0,748
0	-12,5223	-10,0428	0	0
5	-12,5939	-10,1179	0,572	0,748

Таблица 8. Изменение масштаба изображения для начальной оптической системы

Для этой системы удалось снизить сферическую aberrацию (см. табл. 7), а также обеспечить более плавное изменение масштаба изображения по полю зрения, что иллюстрируется табл. 8.

Следует заметить, что использование системы из трех линз в качестве первого компонента, вероятно, приведет к дальнейшему уменьшению разброса масштаба по полю зрения. Однако это связано со значительным усложнением конструкции оптической системы.

Заключение

Для репродукционных систем, используемых для идентификационных и измерительных целей, исследовано влияние смещения предмета на изменение масштаба изображения. Предложено использовать телецентрический ход главного луча в простран-

стве предметов. Проведены расчеты двух конструкций оптических систем. Показано, что путем усложнения оптической системы можно добиться снижения величины сферической аберрации и тем самым незначительности изменения масштаба изображения по полю зрения.

Литература

1. Справочник конструктора оптико-механических приборов. Под общ. ред. В.А. Панова. Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние. 1980. 742 с.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука. 1973. 720 с.
3. Русинов М.М. Композиция оптических систем. Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние. 1989. 383 с.
4. Вычислительная оптика: справочник. / М.М. Русинов. Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние. 1984. 423 с.
5. Грамматин А.П. Методы синтеза оптических систем. Учебное пособие. СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2002.

РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ В ИНФОРМАЦИОННОЙ СИСТЕМЕ УПРАВЛЕНИЯ ДАННЫМИ ОБ ИЗДЕЛИИ

О.А. Гаврилина

Научный руководитель – к.т.н., доцент В.М. Домненко

В работе рассматривается информационная модель оптической системы на первых этапах жизненного цикла. Модель строится на принципе ассоциативности, что позволяет обеспечить целостность информации и избежать ее дублирования. Кроме идентификационных данных, информации о составе и структуре изделия, геометрического описания и данных об используемых материалах, в модели предусматривается связь любой ее части с произвольным количеством сопроводительной документации.

Введение

Основным способом повышения конкурентоспособности изделия является повышение эффективности управления ресурсами, используемыми в процессе его жизненного цикла. В настоящее время наиболее распространенной концепцией повышения эффективности управления информационными ресурсами является концепция CALS (от англ. Continuous Acquisition and Lifecycle Support – непрерывный сбор информации и поддержка жизненного цикла) [1], которая превратилась в целое направление информационных технологий.

Так как системы автоматизированного проектирования (САПР) выступают при проектировании только в роли инструментальных сред по эффективной подготовке документации, то даже простое сопровождение небольших проектов с отслеживанием всех изменений без автоматизации этого процесса становится тяжелой задачей. Поэтому проблема контроля процесса перемещения информации и управления документами на производстве (PDM-технология, от англ. Product Data Management – управление данными о продукте) в условиях современного промышленного предприятия сегодня приобретает особую важность. Основной идеей PDM-технологии является повышение эффективности управления информацией за счет повышения доступности данных об изделии, требующихся для информационных процессов жизненного цикла, что достигается за счет интеграции всех данных об изделии в единую информационную модель [2].

Обычно для информационной поддержки используется документно-ориентированная модель изделия, которая представляет собой древовидную структуру документов. Такая модель обладает следующими достоинствами:

- повышение эффективности работы с документацией (поиск, копирование, архивирование);
- создание электронного архива чертежей и прочей технической документации.

К недостаткам документно-ориентированной модели изделия можно отнести:

- взаимодействие с набором документов;
- неизбежное повторение информации об одной и той же части создаваемого изделия;
- трудности реализации принципа ассоциативности (изменения в одном документе влекут изменения в других документах, связанных с этой информацией).

Другим вариантом организации информационной поддержки является использование объектно-ориентированного подхода [3]. В данной работе рассматривается объектно-ориентированная модель такого изделия, как оптическая система, выявляются основные объекты модели, описывающие их атрибуты и взаимосвязи между объектами.

Информационная модель изделия на этапе концептуализации

Разработка изделия осуществляется в рамках проекта, который составляют организационные мероприятия, проектные операции и процедуры, сопроводительная доку-

ментация. Построение информационной модели начинается с создания объекта Project, атрибутами которого являются: имя проекта, автор-создатель проекта в системе, комментарии (пояснения, дополнительная информация), описание оптической системы. Модель должна быть интегрирована в единое информационное пространство (ЕИП) [1], поэтому атрибут author необходимо реализовать как ссылку на базу данных о работниках предприятия.

Согласно концепции CALS, первым этапом жизненного цикла (ЖЦ) изделия [4] является концептуализация, на котором формулируются основные параметры изделия. Итогом данного этапа является техническое задание (ТЗ). Оно представляет собой набор требований к изделию, у каждого из которых есть название (строка) и значение, которое может быть любого типа (строка, вещественное, целое). ТЗ в данной информационной модели описывается объектом ListRequirements, который хранит список объектов Requirement (требования к проектируемому изделию). Например, при разработке широкоугольного объектива такими требованиями будут: поле зрения $\omega = 120^\circ$, рабочая область спектра $\lambda = 0,5 - 0,8 \text{ мкм}$, относительное отверстие $1:2 - 1:2,5$, расстояние от последней линзы до плоскости изображения $d \geq 5 \text{ мм}$ и другие.

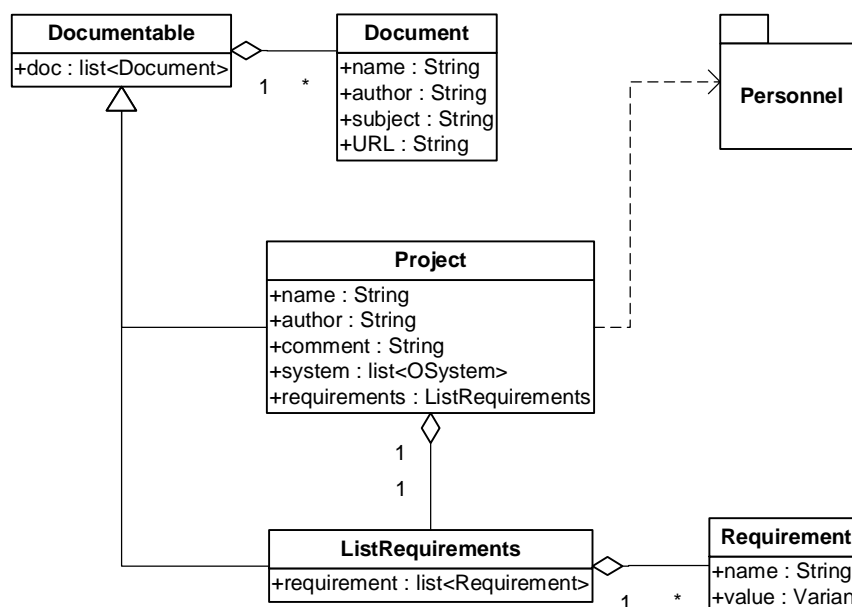


Рис. 1. Информационная модель изделия на этапе концептуализации

UML-диаграмма [5] информационной модели изделия на этапе концептуализации представлена на рис. 1.

Любой объект может потребовать дополнительной информации различной формы (текст, графика, анимация и т.д.). Поэтому при построении модели необходимо учесть возможность присоединения к любому объекту набор документов (файлов). Для описания документов и их атрибутов (имя, автор, URL (адрес хранения)) используется объект Document. Любой документируемый объект должен быть наследником от объекта Documentable, который и позволяет обеспечить связь набора документов с объектом-наследником.

Информационная модель изделия на этапе функционального проектирования

На этапе функционального проектирования все объекты, составляющие модель, описывают физическую структуру и функционирование оптической системы (рис. 2).

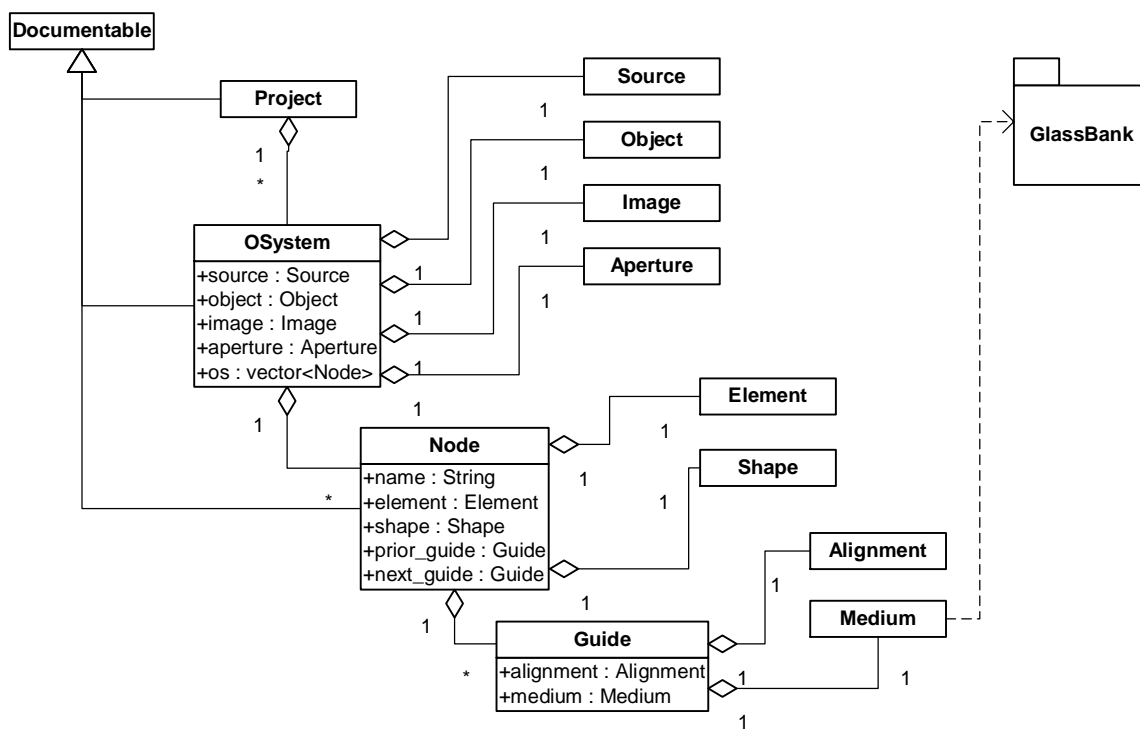


Рис. 2. Информационная модель изделия на этапе функционального проектирования

Атрибутами оптической системы являются: спектральные характеристики (объект Source), характеристики пространства предметов (объект Object) и изображений (объект Image), характеристики ограничения пучков (объект Aperture).

На этапе функционального проектирования одним из наиболее удобных способов описания конструкторских параметров является такая модель системы, в которой за базовый класс принимается оптический преобразователь [6]. В такой модели оптическая система представляется в виде структуры данных преобразователей 2-х типов – узлы и направляющие (рис. 2). Узлы (объект Node) описывают преобразование света оптическими элементами (объект Element), ограничения пучков оправками и диафрагмами (объект Shape). Направляющие (объект Guide) описывают взаимное расположение оптических элементов (объект Alignment), перенос света между ними через различные оптические среды (объект Medium). Поскольку модель должна быть интегрирована в ЕИП, то объект Medium необходимо реализовать как ссылку на стекло в каталоге оптических сред «GlassBank» [7].

Объекты OSystem и Node планируется сделать документируемыми, что позволит снабдить их сопроводительной документацией.

Информационная модель изделия на этапе конструирования

На этапе конструирования для упрощения восприятия оптического прибора удобно воспользоваться системно-иерархическим подходом [8]. При таком подходе прибор рассматривается как сложная система связанных и взаимодействующих между собой частей, которая представляется в виде блочно-иерархической структуры, состоящей из уровней и ветвей. Эта структура имеет вид опрокинутого дерева (рис. 3). На каждом иерархическом уровне и на каждой ветви рассматривается сравнительно небольшое количество связанных между собой элементов. При этом каждый элемент какой-либо ветви и какого-либо уровня представляется как система элементов, расположенных на той же ветви, но на последующем уровне.

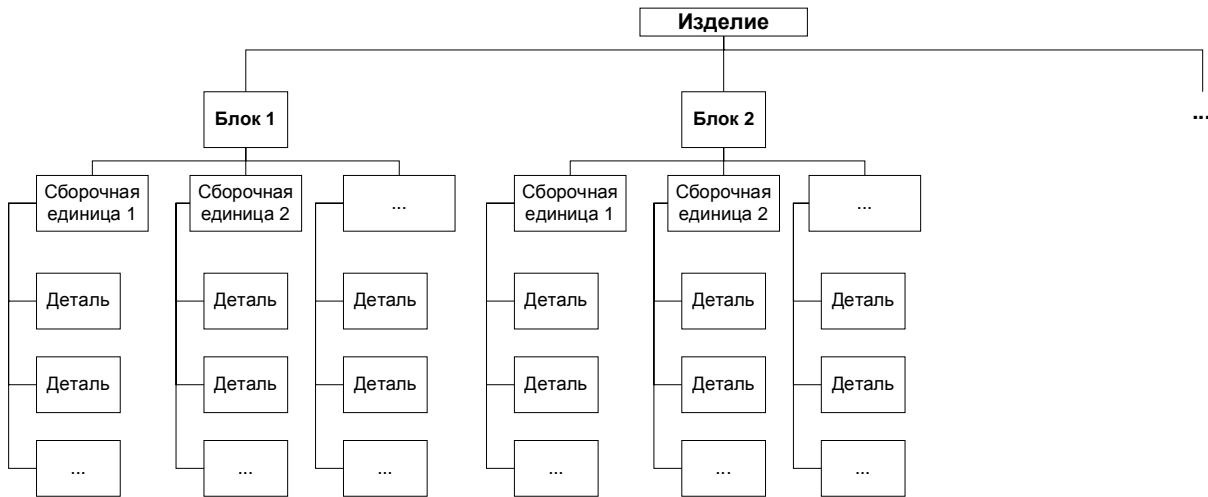


Рис. 3. Блочнo-иерархическая структура изделия

На конструкторском уровне проектирования оптический прибор приобретает «материальную» реализацию. Оптическая система представляется состоящей из оптических деталей (линз, призм, зеркал и других), определенным образом расположенных в пространстве (рис. 4).

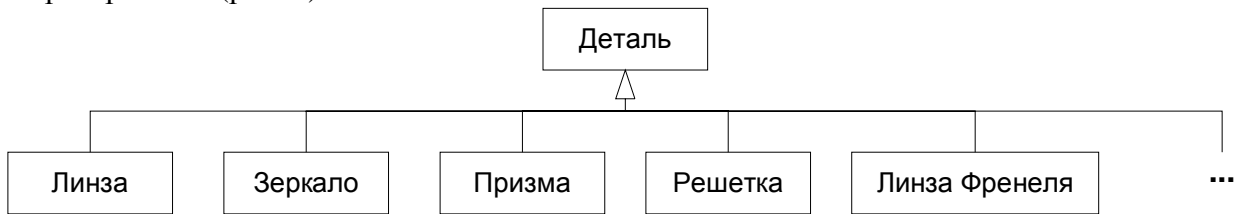


Рис. 4. Диаграмма наследования от базового объекта типа «Деталь»

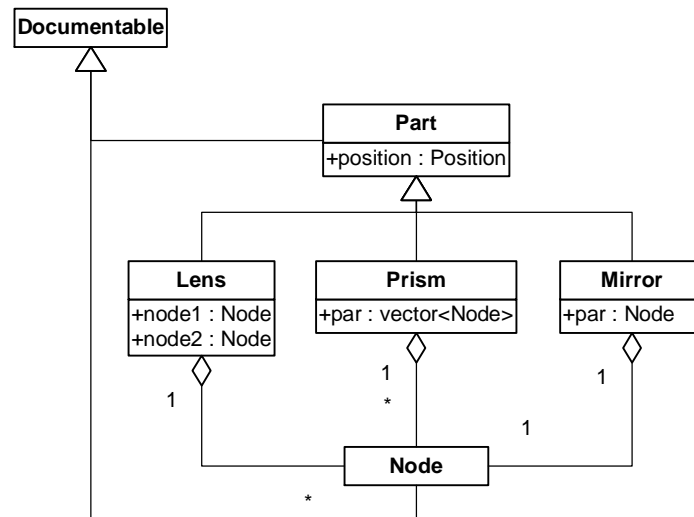


Рис. 5. Прямая связь между объектами функциональной модели и реальными деталями

Можно рассмотреть два варианта перехода от функциональной модели к конструкционной с обеспечением целостности данных на основе принципа ассоциативности. Первый вариант основан на прямой связи между объектами функциональной модели (объект Node) и объектами, описывающими материальные детали (рис. 5). Например, линза представляет собой набор из узлов, которые описывают первую и вторую по-

верхности. Различные призмы требуют разного количества узлов, поэтому для их индексированного хранения предусмотрен контейнер типа вектор. Для описания зеркала достаточно одного узла.

Второй вариант основан на описании связи между функциональными элементами (объект Node) и конструктивными элементами (объект Part) с использованием объекта-посредника (объект Mediator). Отметим, что для каждого типа детали необходим свой элемент-посредник. Например, посредник, описывающий связь между линзой и объектом Node, называется LensMediator (рис. 6).

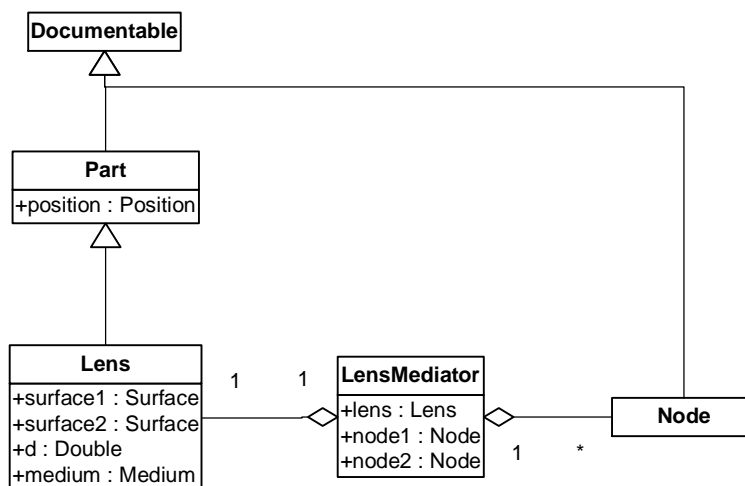


Рис. 6. Связь между объектами функциональной модели и реальными деталями через объект-посредник

При реализации первого варианта используется меньше памяти, участвует меньшее количество объектов. Следовательно, он является более экономичным, а прямая связь объектов обеспечивает «жесткость». Второй вариант – более «гибкий» благодаря объекту-посреднику. Модернизация функциональной и конструкционной моделей может осуществляться независимо друг от друга. Их согласование будет обеспечивать посредник (объект Mediator).

Заключение

Представленная объектно-ориентированная модель оптической системы позволяет объединить функциональную и конструкционную модели. Единство данной модели обеспечивает ассоциативность при выполнении различных проектных процедур и операций и исключает повторяемость данных. Принцип наследования позволяет описывать разнородные наборы оптических элементов и сред, наследовать свойства базовых объектов (например, наследование свойства документируемости – объект Documentable). Разработанная информационная модель расширяема, т.е. возможно увеличение количества атрибутов и иерархии наследования. Также сохраняется возможность присоединять любое количество документации к любым объектам модели.

Для использования на следующих этапах ЖЦ оптического прибора информационная модель оптической системы должна быть расширена. Для оптических деталей (положения, геометрическая форма, и др.) необходимо предусмотреть в модели хранение информации о технологических и конструктивных допусках. Добавление механических объектов (оправ, диафрагм и др.) необходимо осуществлять также на основе принципа ассоциативности, что будет выражаться в связях с объектами Shape, Source, Field.

Литература

1. Судов Е.В., Левин А.И., Давыдов А.Н., Барабанов В. В. Концепция развития CALS-технологий в промышленности России. М.: НИЦ CALS-технологий «Прикладная логистика», 2002.
2. Дубова Н. Системы управления производственной информацией // Открытые системы. 1996. №03.
3. Буч Г. Объектно-ориентированный анализ и проектирование с примерами приложений на C++. М: Издательство Бином, СПб: Невский диалект, 1998.
4. Р 50.1.031-2001. Информационные технологии поддержки жизненного цикла продукции. Информационные технологии поддержки жизненного цикла изделия. Терминологический словарь. Часть 1. Терминология, относящаяся к стадиям жизненного цикла продукции.
5. Фаулер М., Скотт К. UML. Основы. / Пер. с англ. СПб: Символ-Плюс, 2002.
6. Домненко В.М., Шехонин А.А. Подходы к организации структуры данных для хранения конструктивных параметров оптических систем в программах автоматизированного проектирования // Известия вузов. Приборостроение. 2003. Том 46. №3. С. 66–69.
7. Ширков Д.С., Домненко В.М. Интернет-каталог оптических стекол «GlassBank». Международный оптический конгресс «Оптика-XXI век». Конференция «Прикладная оптика-2002», 15–17 октября 2002 года, Санкт-Петербург, Россия.
8. Родионов С.А., Шехонин А.А. Методология проектирования оптических приборов. Учебное пособие. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 1996.

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ СИНТЕЗА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭКСПЕРТНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

В.И. Барановский

Научный руководитель – к.т.н., доцент В.М. Домненко

В докладе рассматриваются способы применения экспертных технологий к синтезу оптических систем. Обсуждаются два подхода: управление процессом формирования классической композиции системы и интеллектуальный поиск в базе данных ОС. Приводится пример интеллектуального поиска оптической системы в базе данных.

Введение

Начальным этапом проектирования оптических систем является процедура синтеза, основная цель которой состоит в получении исходной композиции системы. Синтез включает в себя любые детерминированные методы генерирования первоначальных значений конструктивных параметров оптической системы по заданным характеристикам. Операцию синтеза можно разделить на два уровня: структурный и параметрический. В результате структурного синтеза определяется количество и вид компонентов, составляющих оптическую систему [3, 4]. Эта операция является в большой степени эвристической, а, значит, трудно автоматизируемой. В процессе параметрического синтеза определяются конкретные числовые значения конструктивных параметров уже заданной структуры.

С развитием информационных технологий появилась возможность автоматизировать решение эвристических задач. В частности, это возможно благодаря применению технологии экспертных систем. В данной работе предлагается использовать экспертную систему для решения задач синтеза оптических систем. Рассматривается решение задачи структурного синтеза оптических систем.

Экспертные системы и синтез оптических систем

Основной задачей структурного синтеза является формирование исходной композиции оптической системы по предъявляемым к ней требованиям. Для быстрого и успешного решения этой задачи требуется опыт оптиков-расчетчиков и оптиков-конструкторов – экспертов в создании подобных оптических систем. Современные компьютерные технологии предоставляют возможности по накоплению экспертных знаний и дальнейшему их использованию при решении аналогичных задач. Это технологии систем, основанных на знаниях, или экспертных систем.

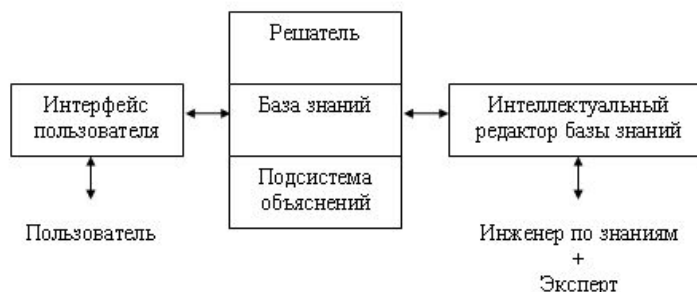


Рис. 1. Структура экспертной системы

Экспертная система (ЭС) – это программа, которая заменяет эксперта в той или иной области. Обобщенная структура экспертной системы представлена на рис. 1.

В целом процесс функционирования экспертной системы можно представить следующим образом: пользователь, желающий получить необходимую информацию, через пользовательский интерфейс посылает запрос к ЭС. Решатель, пользуясь базой знаний, генерирует и выдает пользователю подходящую рекомендацию, объясняя ход своих рассуждений при помощи подсистемы объяснений [5].

В экспертных системах знания представляются в виде структур данных, которые хранятся в базе знаний. Существуют различные модели представления знаний: продукционные, семантические сети, фреймы и т.д. В более чем 80% экспертных систем используется модель, основанная на правилах – продукционная модель представления знаний. Согласно этой модели, знания на специализированном языке представляются в виде предложений типа «Если (условие), то (действие)». Под «условием» понимается некоторое предложение-образец, по которому осуществляется поиск в базе знаний, а под «действием» – действия, выполняемые при успешном исходе поиска (они могут быть как промежуточными, выступающими далее как условия, так и целевыми, завершающими работу системы) [1, 2]. Таким образом, совокупность экспертных знаний легко представить в виде графа.

На сегодняшний день оболочки для создания экспертных систем достаточно распространены. Среди них нужно выделить CLIPS (C Language Integrated Production System) [5] – инструмент, удобный для разработки баз знаний и макетов экспертных систем. CLIPS состоит из интерактивной среды – экспертной оболочки – со своим способом представления знаний, гибкого и мощного языка и некоторых вспомогательных инструментов. Для решения поставленных задач предлагается использовать именно эту экспертную оболочку.

Таким образом, основной задачей является формирование, наполнение и развитие базы знаний.

Формирование исходной композиции системы

Для решения задачи структурного синтеза в работе предлагаются два пути. Во-первых, это формирование исходной композиции оптической системы под управлением экспертной системы. Во-вторых, это интеллектуальный поиск оптической системы в базе данных.

В первом случае в процессе диалога экспертной системы с пользователем формируется классическая композиция оптической системы. Принципиальная схема этого подхода приведена на рис. 2.

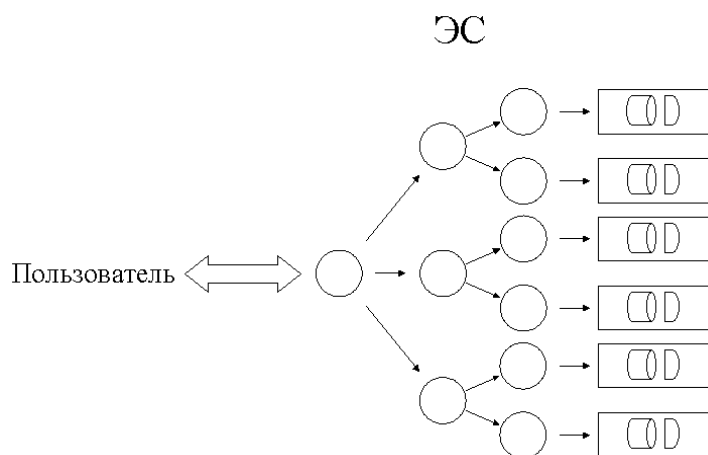


Рис. 2. Принципиальная схема формирования классической композиции оптической системы

База знаний экспертной системы содержит классификацию оптических систем. Согласно этой классификации, все оптические системы разделены по назначению (в частности, по типу), назначение определяет оптические характеристики, а для оптических характеристик предлагаются различные конструктивные решения. Таким образом, при движении по графу происходит постепенное уточнение типа, назначения и композиции оптической системы. Преимущество такого подхода в том, что в результате пользователь гарантированно получит типовую схему оптической системы. Типичный сценарий работы приведен на рис. 3.

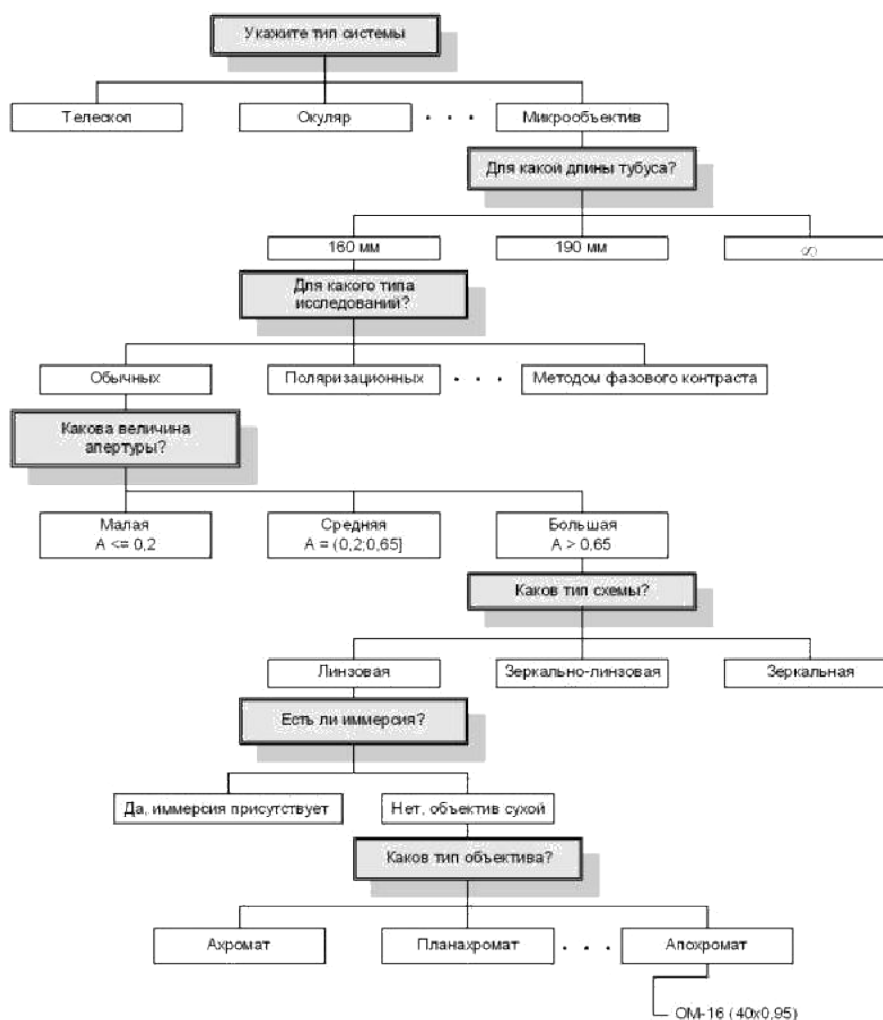


Рис. 3. Сценарий работы пользователя с ЭС

Поиск исходной композиции в базе данных

Во втором случае в результате диалога экспертной системы с пользователем составляется набор параметров, на основании которых в программе формируется запрос к базе данных оптических систем. На рис. 4 приведена принципиальная схема подобного подхода.

Концептуально набор правил для поиска оптической системы основывается на рассмотренной выше классификации оптических систем. Отличие состоит в том, что эта классификация расширена дополнительными критериями качества и конструктивными особенностями (особенностями реализации). Найденная в результате поиска система будет удовлетворять предъявленным требованиям, если ее признаки окажутся не хуже заданных разработчиком. Например, относительное отверстие, угловое поле и пространственная частота при определенном значении коэффициента передачи моду-

ляции не должны быть меньше заданных. Особенностью этой схемы является то, что пользователь может и не получить искомой оптической системы, если ее не окажется в базе данных. Возможный сценарий интеллектуального поиска оптической системы приведен на рис. 5.

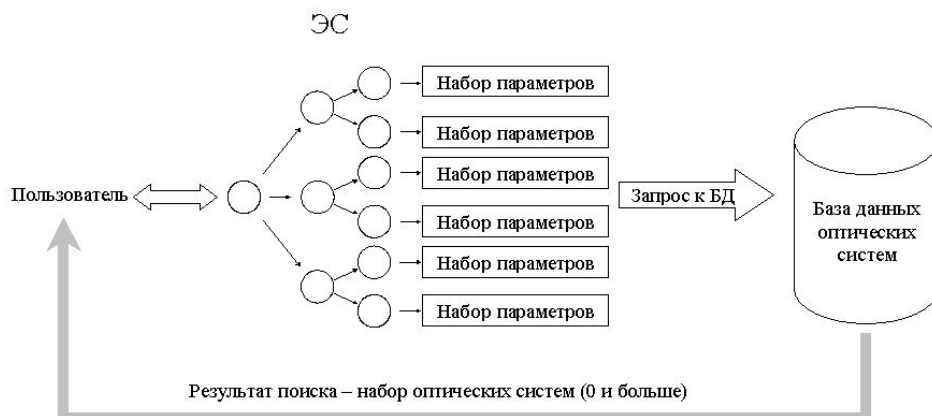


Рис. 4. Принципиальная схема интеллектуального поиска оптической системы в базе данных

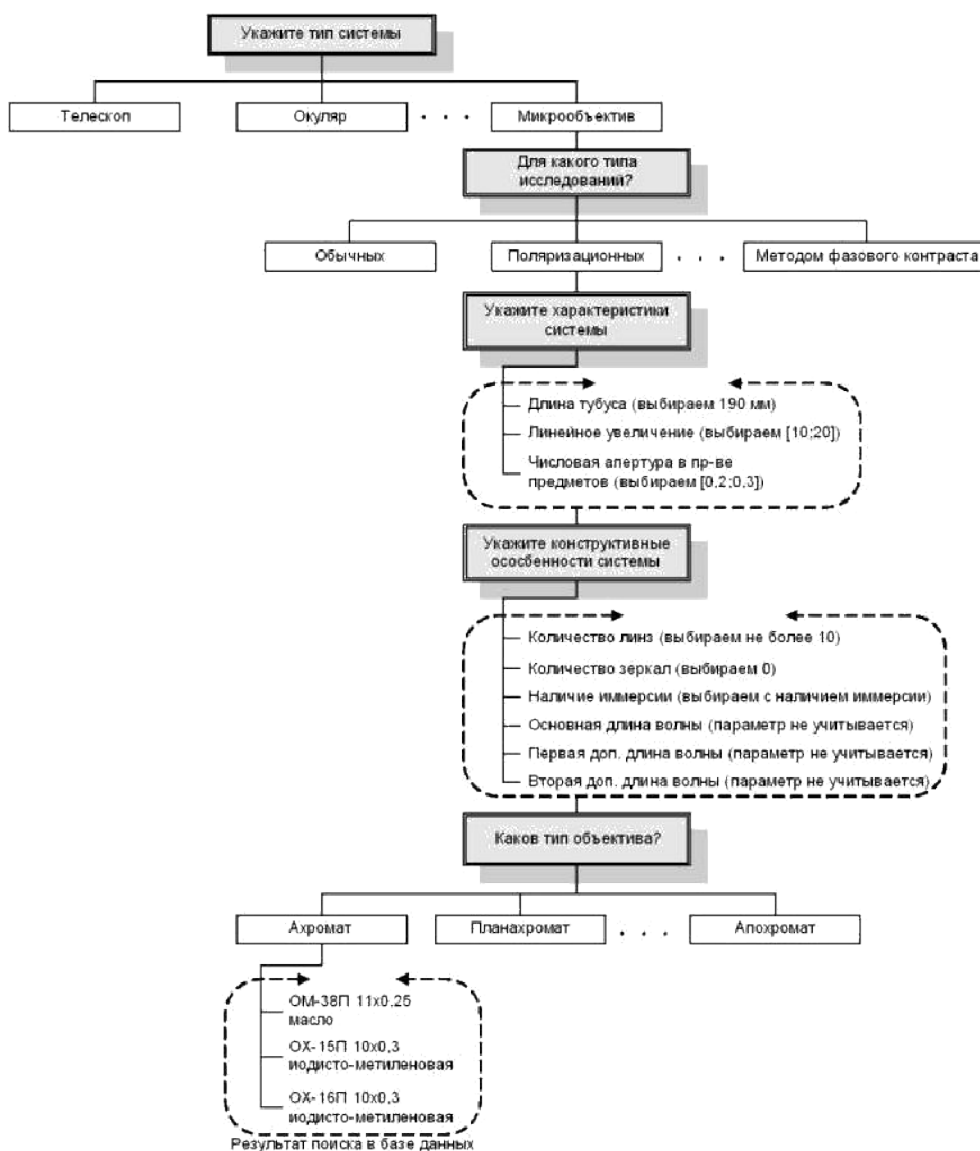


Рис. 5. Сценарий интеллектуального поиска оптической системы в базе данных

Заключение

Анализ представленных подходов показывает, что процесс решения задач структурного синтеза может быть автоматизирован с использованием технологии экспертных систем. Благодаря использованию этой технологии выбранный подход приобретает ряд преимуществ.

- Расширяемость. Поскольку любая экспертная система может работать не только в режиме консультирования, но и в режиме наполнения базы знаний, постольку возможно дополнять и расширять уже существующую классификацию оптических систем в процессе эксплуатации.
- Возможность работы пользователей низкой и средней квалификации (в режиме консультирования).
- Ускорение процедуры синтеза по сравнению с поиском в каталогах и базах данных оптических систем.

Кроме того, ускорение процедуры синтеза может проявляться и по сравнению с методами прямого и генетического поиска. Это связано с тем, что в современных задачах синтеза часто наблюдается крайне нелинейная связь между переменными. Вследствие этого пространство поиска, во-первых, может существенно разрастаться, а во-вторых, может иметь множество субоптимальных решений, большинство из которых являются локальными оптимумами, соответствующими неудовлетворительному значению оценочной функции.

К недостаткам рассматриваемого подхода следует отнести невозможность создания качественно новых решений. Для решения этой проблемы в дальнейшем предполагается комбинировать эти подходы с методами прямого и генетического поиска и оптимизации.

Литература

1. Гаврилова Т.А., Хорошевский В.Ф. Базы знаний интеллектуальных систем. СПб: Питер, 2001.
2. Джексон П. Введение в экспертные системы. М.: Издательский дом «Вильямс», 2001.
3. Родионов С.А. Автоматизация и проектирование оптических систем: Учебное пособие для приборостроительных вузов. Л.: Машиностроение, Ленинградское отделение, 1982.
4. Родионов С.А. Об автоматизации проектирования оптических систем. // Известия вузов. Приборостроение. 1983. Том XXVI. №2. С.67–75.
5. Частиков А.П., Гаврилова Т.А., Белов Д.Л. Разработка экспертных систем. Среда CLIPS. СПб: БХВ-Петербург, 2003.

МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ДОПУСКОВ НА ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ПОДВОДНЫХ СВЕТОЛОКАЦИОННЫХ СИСТЕМ С УЧЕТОМ ИХ ЮСТИРОВКИ

Д.М. Гаврилов, И.В. Глотов

Научный руководитель – к.т.н., доцент В.Н. Назаров

Целью работы является рассмотрение специфических вопросов юстировки отдельных компонентов оптических систем подводной светолокации. Материал представлен в виде математического алгоритма удобного для последующего составления компьютерных программ.

Введение

Широкий интерес к исследованиям по оптике моря выдвинул в последнее время ряд конкретных задач по созданию специальной аппаратуры. Работа оптической системы под водой имеет существенные особенности. Можно отметить две существенные тенденции в разработке таких оптических систем: проектирование широкопольных оптических приборов, одной из основных областей применения которых является подводная фотография, и создание систем подводного видения, прежде всего – систем подводной светолокации, характеризующихся узконаправленными полями излучения и приема.

Следует отметить, что до настоящего времени вопросы юстировки подобных систем чрезвычайно слабо освещены в литературе. Лишь в книге [1] впервые излагаются теоретические основы построения изображения при фотографировании через воду с учетом юстировочных задач отдельных компонентов оптической схемы прибора. Что же касается узкопольных подводных светолокационных систем, то вопросы юстировки их компонентов не получили в литературе освещения.

Основная часть

Представим типовую оптическую схему подводной светолокационной системы (рис. 1).

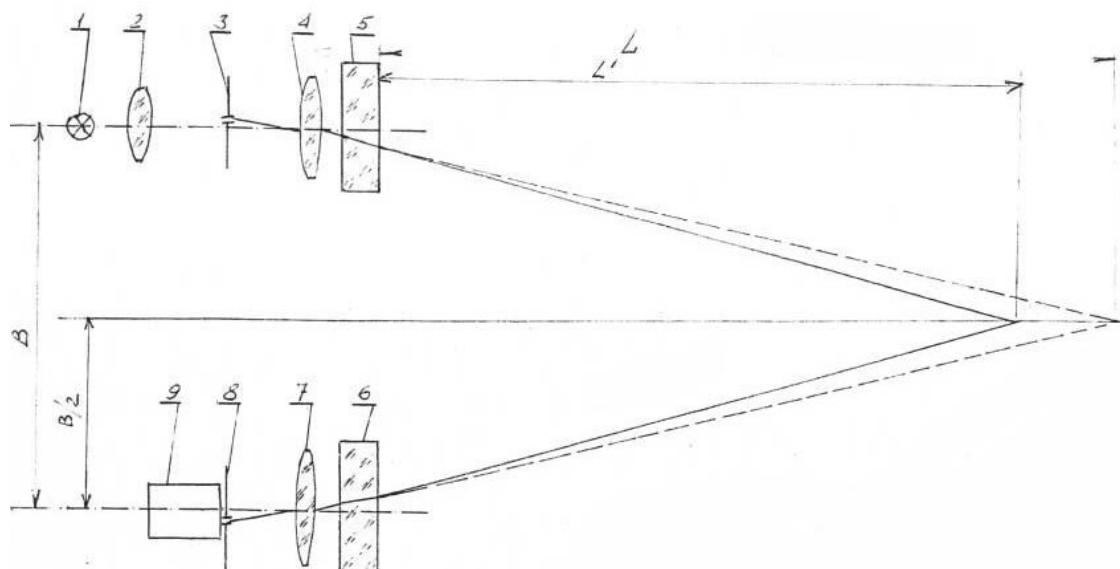


Рис. 1. Оптическая схема подводной светолокационной системы: 1 – источник излучения; 2 – конденсор; 3 – диафрагма датчика; 4 – объектив датчика; 5,6 – защитные стекла датчика и приемника излучения; 7 – объектив приемной части; 8 – диафрагма приемника излучения; 9 – фотоэлектрический приемник излучения

Конденсор (2) строит изображение источника (1) в плоскости диафрагмы датчика (3), расположенной вблизи передней фокальной плоскости объектива (4), так что защитное стекло датчика (5) можно считать расположенным в параллельном пучке лучей. Расстояние от объективов (4) и (7) до положения совмещенных изображений диафрагм датчика и приемника в пространстве предметов

$$L \gg f',$$

где f' – фокусное расстояние объективов (4) и (7) датчика и приемника светолокационной системы.

Рассмотрим работу защитных стекол (5) и (6) в параллельном пучке лучей, когда с одной их стороны расположена среда с показателем преломления n , отличным от 1. Вследствие клиновидности σ защитных стекол, образующейся в процессе изготовления и предусмотренной допуском, а также различной ориентации их относительно оптических осей датчика и приемника, при погружении светолокатора в воду происходит смещение поля излучения датчика и приемника. Это смещение можно рассмотреть в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. На рис. 1 оно показано в плоскостях чертежа и приводит лишь к удалению точки пересечения полей датчика и приемника от светолокатора. Смещение, показанное на рис. 2 для наиболее неблагоприятного расположения клиновидных защитных стекол, приводит к расхождению полей зрения датчика и приемника в плоскости XOY , следствием чего является уменьшение объема взаимного пересечения.

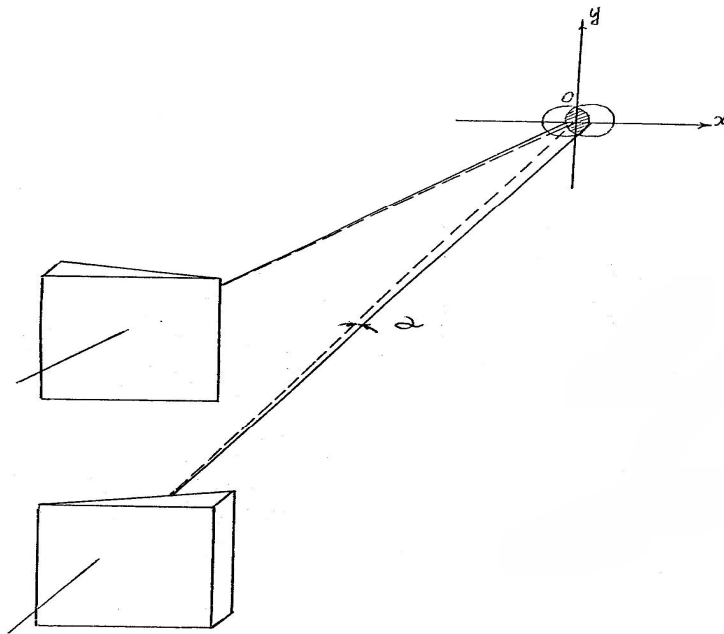


Рис. 2. Расхождение поля зрения датчика и приемника

Соответственно смещаются изображения диафрагм датчика и приемника, совмещенные при юстировке светолокатора на воздухе. Последнее обстоятельство приводит к уменьшению отраженного светового потока от предмета, находящегося в поле зрения светолокационной системы. Уменьшается по сравнению с расчетным и сигнал от части светового излучения датчика, рассеянного в направлении объектива приемника светолокатора. Это приводит к уменьшению уровня фона, на котором происходит выделение полезного сигнала и, следовательно, изменению расчетных вероятностных параметров всей светолокационной системы в целом.

На рис. 3 в системе прямоугольных осей XYZ и в сферических координатах изображен ход луча вне главного сечения клиновидной пластинки с преломляющим углом σ (в формуле угол s) для двух случаев – когда клин находится в воздухе и когда с одной

из его сторон находится вода. В работах [2–5] рассмотрено влияние клиновидности пластинок, находящихся в воздухе, на процесс юстировки оптических приборов. Для определения угла вращения луча ψ_v в плоскости главного сечения клина, находящегося в воздухе, можно воспользоваться методами сферической тригонометрии, векторными или матричными способами, предложенными Г.В. Погаревым [2, 3].

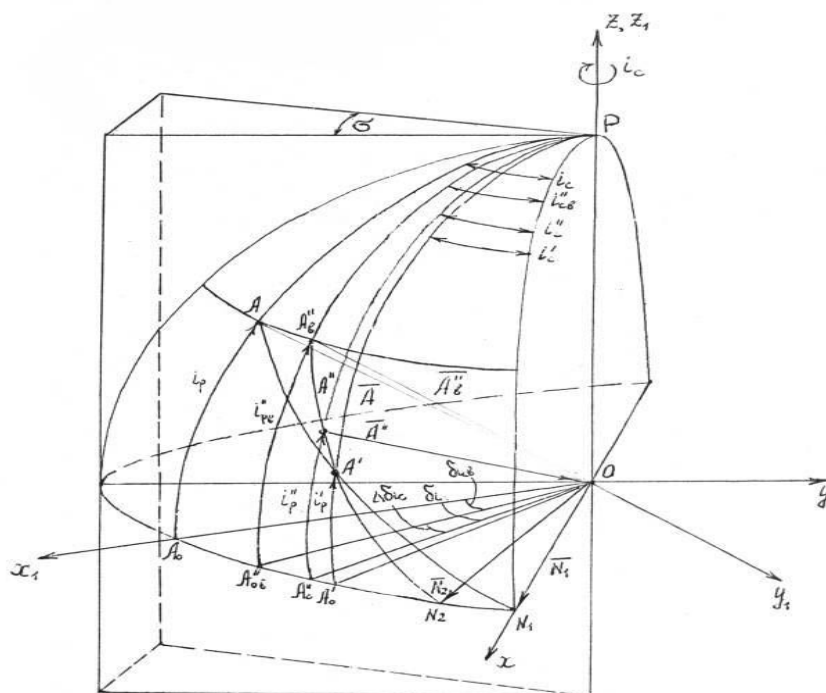


Рис. 3. Оптический клин в сферических координатах

Ребро клина совпадает с осью z , входная грань параллельна плоскости YZ , а нормаль N_1 направлена по оси x , так что $N_1 = \vec{i}$. Нормаль N_2 выходной грани лежит в плоскости XY и с первой нормалью N_1 составляет угол σ , поэтому $N_2 = \cos(\sigma)\vec{i} - \sin(\sigma)\vec{j}$. Направление падающего луча задано ортом A , который образует угол i_p с главным сечением клина, а его проекция на это сечение составляет угол i_c с нормалью N_1 входной грани, вследствие чего

$$\vec{A} = (-\cos(i_p) \cdot \cos(i_c))\vec{i} + (\cos(i_p) * \sin(i_c))\vec{j} - (\sin(i_p))\vec{k}.$$

Было получено точное выражение для угла отклонения луча в плоскости, перпендикулярной ребру клина. В простейшем виде, когда мы рассматриваем ряд допущений, такие как малость угла клина и равенство нулю горизонтальной составляющей угла падения на входную грань клина, формула для отклонения луча упрощается:

$$\sin(\delta_{ic}) = \sigma \cdot \left(\sqrt{\frac{(n_2)^2 - \sin^2(i_p)}{(n_3)^2 - \sin^2(i_p)} - 1} \right).$$

Заключение

Пользуясь выведенными ранее формулами и предъявляя определенные требования к качеству изготовления, сборке и юстировке оптической системы, мы можем сделать вывод, что уменьшение допуска на клиновидность защитных стекол приводит к улучшению рабочих характеристик прибора лишь для случая статических нагрузок, возникающих при погружении прибора в воду. Следовательно, необходимо уделить внимание жесткости крепления защитных стекол, до минимума сокращая пределы воз-

можного их смещения под воздействием этих нагрузок. В этом смысле желательно для датчика и приемника делать по возможности одно общее защитное стекло.

Литература

1. Бабак.Э.В. Подводная фотография. М.: Машиностроение, 1969.
2. Погарев Г.В. Юстировка оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1982.
3. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1966.
4. Тудоровский А.Н. Теория оптических приборов. Ч.1.М. Л.: Издательство АН СССР, 1948.
5. Деревенко Н.К. Расчет ошибок угловых зеркал / Сб.: Оптико-механическое приборостроение. МВТУ им. Баумана, М. 1955.

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ УСТАНОВКИ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ МЕТОДОМ ИЗОФОТОМЕТРИИ ПОГРАНИЧНОЙ ФУНКЦИИ

В.И. Барановский, Ю.В. Беляев, А.А. Старовойтов
Научные руководители – д.т.н., профессор В.К. Кирилловский,
к.т.н., доцент В.М. Домненко

В статье рассматриваются методы изофотометрического исследования качества оптических систем. Обсуждается компьютеризация метода изофотометрии пограничной функции для определения частотно-контрастной характеристики. Приводится алгоритм взаимодействия пользователя с программой.

Экспериментальное исследование и измерение характеристик качества изображения имеет большое значение для разработки и производства оптических систем высокого качества. С другой стороны, на сегодняшний день все более широкое распространение получают методы оптических измерений, основывающиеся на цифровой обработке изображений. Таким образом, создание компьютеризированного изофотометрического метода для контроля качества оптических систем является актуальным.

Данная работа выполнялась в рамках создания лабораторного комплекса «Современные оптические измерения», включающего также ранее выполненные работы, посвященные компьютеризации методов изофотометрии функций рассеяния точки и линии [1, 2].

Первичными характеристиками качества изображения, сформированного оптической системой, являются:

- функция рассеяния точки (ФРТ) $h(\eta'_x, \eta'_y)$;
- функция рассеяния линии (ФРЛ) $s(\eta'_x)$.

ФРТ – это двумерная функция, которая описывает распределение интенсивности в изображении тест-объекта типа «светящаяся точка».

ФРЛ – это одномерная функция, описывающая распределение интенсивности в двумерном изображении тест-объекта типа «светящаяся линия» (по нормали к оси направления линии) [3].

Кроме того, для более глубокого анализа качества изображения используются и другие характеристики, например оптическая передаточная функция (ОПФ). Однако характеристики могут быть определены посредством математической обработки функций рассеяния. Так, оптическая передаточная функция представляет собой двумерное преобразование Фурье от ФРТ:

$$D(v_x, v_y) = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int h(\eta'_x, \eta'_y) \cdot e^{-2\pi i(v_x \eta'_x + v_y \eta'_y)} \cdot d\eta'_x d\eta'_y = F[h(\eta'_x, \eta'_y)]$$

где F – двумерное преобразование Фурье;

Таким образом, ФРТ и ФРЛ являются основными характеристиками качества изображения, а для более полного анализа качества оптических систем необходимо использование цифровой обработки этих функций.

Традиционные методы исследования ФРТ и ФРЛ [4] можно разделить на две группы:

1. методы фотографической фотометрии;
2. методы фотоэлектрического сканирования.

У таких методов имеются следующие недостатки:

- диапазон сканируемых освещенностей превышает динамический диапазон приемника на 1,5–2,0 порядка, что приводит к частичной потере информации о функции рассеяния;
- отношение сигнала к шуму при сканировании постоянно ухудшается при уменьшении величины измеряемой освещенности, что снижает точность и надежность измерений;
- требуется сложная и дорогостоящая аппаратура;

С целью устранения указанных недостатков ведется разработка изофотометрических методов экспериментальной оценки качества изображения.

Метод изофотометрии пограничной функции

Одним из наиболее эффективных направлений разработки оптико-измерительных систем является применение средств телевизионной техники [5]. При обработке оптико-измерительных изображений эти системы обладают рядом преимуществ:

- диапазон измеряемого перепада освещенности в исследуемом изображении достигает 3–5 порядков и не зависит от динамического диапазона приемника;
- отношение сигнала к шуму остается максимальным на всем диапазоне измеряемых освещенностей;
- метод может быть реализован на основе серийно выпускаемой аппаратуры невысокой стоимости.

Метод изофотометрии пограничной функции состоит в следующем.

Посредством исследуемой оптической системы формируется изображение тест-объекта типа «полуплоскость переменной яркости» (рис. 1) [6].



Рис. 1. Тест-объект «полуплоскость переменной яркости»

Изображение тест-объекта «полуплоскость» есть пятно рассеяния в форме более или менее размытого изображения края. Функция, описывающая распределение освещенности в изображении тест-объекта «полуплоскость», есть двумерная функция края или «краевая (переходная) функция» (рис. 2); ее график называется «пограничная кривая». Резкость изображения характеризуется степенью наклона пограничной кривой. В то же время наклон пограничной кривой зависит от структуры пятна рассеяния. Чем более размыто пятно рассеяния, тем больше наклон пограничной кривой и хуже резкость изображения.



Рис. 2. Изображение тест-объекта «полуплоскость переменной яркости» – функция края

Для реализации такого тест-объекта перед исследуемой оптической системой установлена спектральная щель 4 с линейным фотометрическим клином 5, ось которого совпадает с расположением щели (рис. 3). Каждая створка этой щели используется как тест-объект полуплоскость. Использование двух створок разделенных широкой щелью выбрано для устранения избыточного светорассеяния в исследуемой системе при контроле.

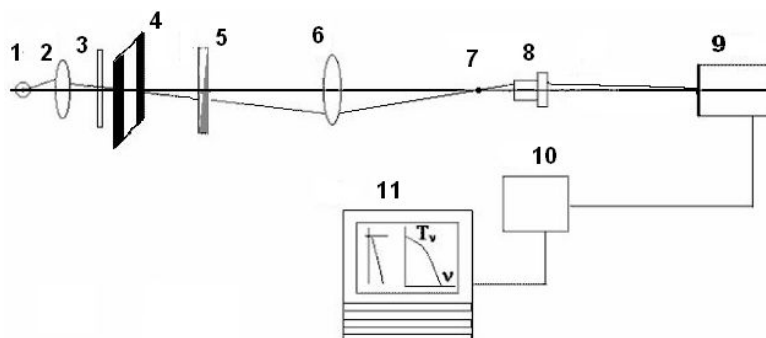


Рис. 3. Схема установки для исследования характеристик качества изображения методом изофотометрии пограничной функции

Далее, построенное исследуемой оптической системой 6 изображение тест-объекта посредством вспомогательного микрообъектива 8 с увеличением переносится на чувствительную площадку передающей телевизионной камеры 9, включенной в замкнутую телевизионную систему (ТВС). Видеосистема работает в режиме выделения контура при постоянных световых характеристиках приемника изображения. Для этого в составе ТВС используется блок приемника телевизионного сигнала 10 (ТВ-тюнер) с функцией захвата кадра. Выделение контура (изофоты) изображения тест-объекта выполняется посредством разработанной компьютерной программы (EDGE). Полученная изофота имеет вид графика пограничной функции, характеризующей качество изображения исследуемой оптической системы, построенный в логарифмическом масштабе по оси интенсивностей. График пограничной функции $E_{OTN} = f(y')$ формируется на экране монитора компьютера 11.

Общий вид установки приведен на рис. 4.

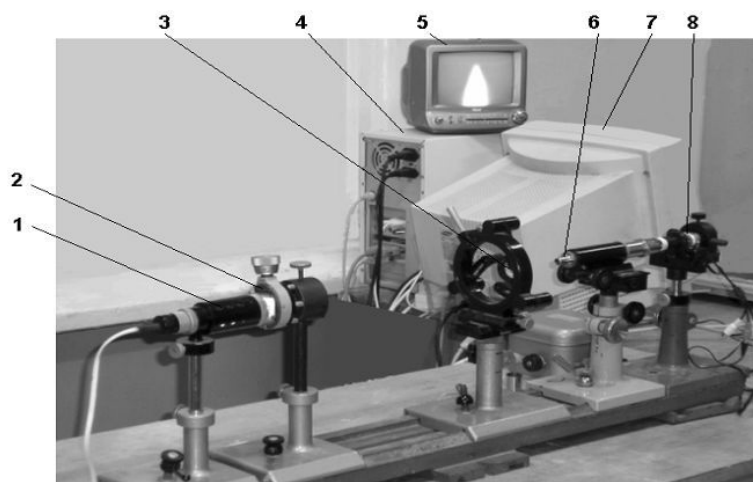


Рис. 4. Изофотометр для исследования характеристик качества изображения оптической системы по пограничной функции: 1 – осветитель, 2 – тест-объект, 3 – исследуемая система компьютер 4 – компьютер, 5 – телевизионный монитор, 6 – проекционный микрообъектив, 7 – монитор компьютера, 8 – телевизионная камера

Приведем основные характеристики установки.

Источник света – лампа накаливания СЦ-80.

Ширина щели – 0,4 мм.

Объектив – склейка \varnothing 25мм, $f'=70$ мм.

Тип камеры – камера охранного типа Model 210B.

Микрообъектив 3,7×0,11.

Увеличение в телевизионном канале – 35[×].

Методика компьютерной обработки данных изофотометрии пограничной функции

Функция рассеяния линии вычисляется посредством численного дифференцирования пограничной функции при помощи разработанной программы в соответствии с выражениями

$$g(x) = \frac{dE_e(x)}{dx};$$
$$E_e(x) = \frac{E_e(x) - E_{\min}}{E_{\max} - E_{\min}},$$

где $E_e(x)$ – нормированная пограничная функция; E_{\min} , E_{\max} – минимальное и максимальное значения освещенности в изображении скачка интенсивности, соответственно.

На базе найденной ФРЛ производится вычисление спектра ее амплитуд (пространственных частот) или функция передачи модуляции (ФПМ), которая является частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ) для исследуемой оптической системы.

Градуировка оси относительной освещенностей выполняется на основе характеристик применяемого в данной установке фотометрического клина, наложенного на щель, применяемую в качестве тест-объекта:

- диапазон перепада оптических плотностей клина от 0 до 3;
- линейный характер распределения плотностей клина;
- протяженность клина.

Массив значений модуляционной передаточной функции определяется путем применения к выборке значений линейной ФРЛ одномерного дискретного сдвигового Фурье-преобразования, алгоритм которого реализован в библиотеке интегральных преобразований FFTW [7].

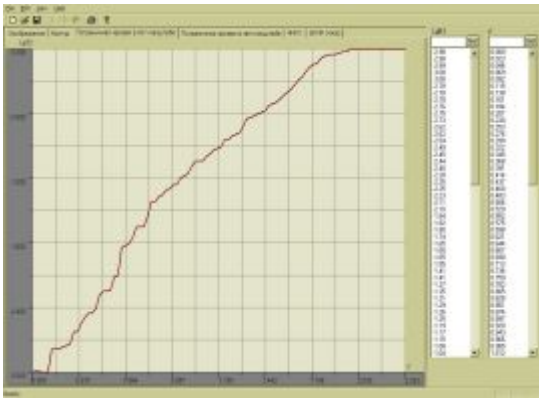
Работа программы

Сформированное на изофотометре изображение тест-объекта «полуплоскость переменной яркости» при помощи кнопки «Открыть» вводится в разработанную программу. Открытый графический файл отображается в левой части экрана.

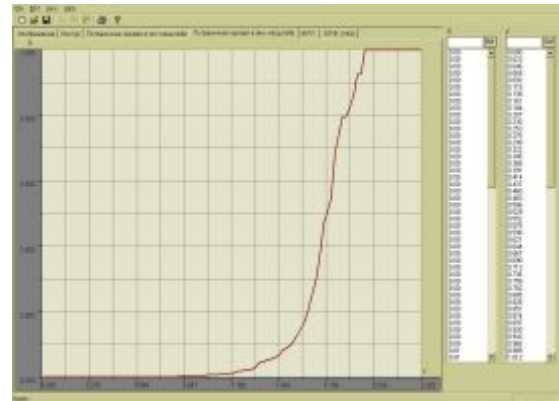
Далее выбирается вкладка «Контур» (рис. 5), после чего происходит запуск процесса оконтуривания. Методика позволяет выбрать левую или правую часть контура, которая будет использоваться для дальнейшей обработки (на панели настроек справа).

Кроме того, на этой же панели необходимо задать коэффициент масштабирования (вычисляющийся при калибровке установки), выражающий соответствие размера пиксела представленного на экране изображения значению в миллиметрах в плоскости оптического изображения. Это необходимо для точной градуировки пространственных осей в реальных единицах. Для градуировки оси относительной освещенности нужно ввести диапазон фотометрического клина.

Для вычисления пограничной кривой, после задания параметров оконтуривания, надо перейти на вкладку «Пограничная кривая в логарифмическом масштабе». Для приведения этой кривой к стандартному виду используется вкладка «Пограничная кривая в линейном масштабе» (рис. 6).

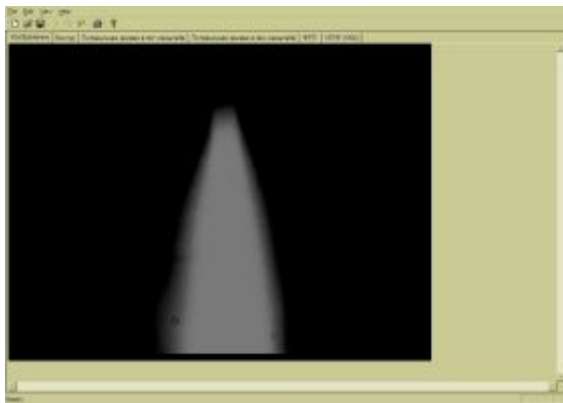


а

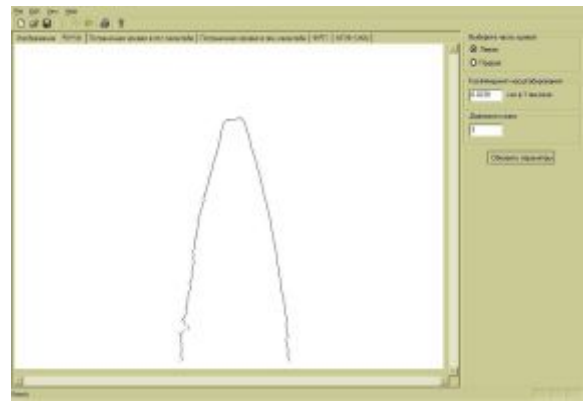


б

Рис. 5. а – исходное изображение тест-объекта, б – изофота изображения тест-объекта

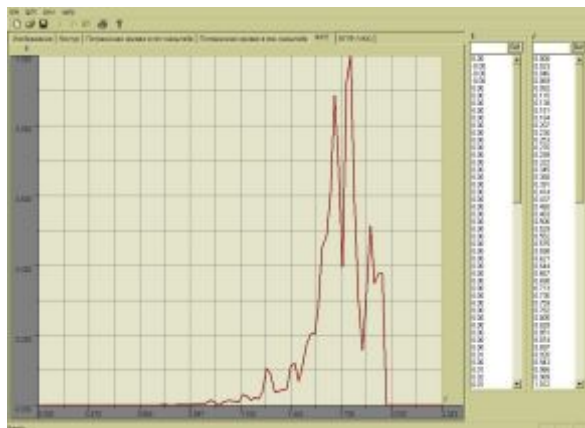


а

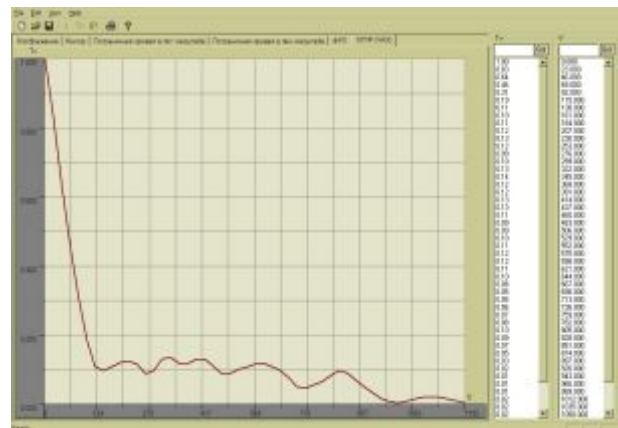


б

Рис. 6. а – график пограничной функции в логарифмическом масштабе, б – график пограничной функции в линейном масштабе



а



б

Рис. 7. а – график функции рассеяния линии, б – график частотно-контрастной характеристики

При переходе на следующую вкладку производится вычисление и отображение графика ФРЛ. Кроме того, на панели справа можно видеть численные значения координат точек графика.

На последней вкладке представлен окончательный результат работы программы – график частотно-контрастной характеристики, по которому определяется пространственная частота исследуемой оптической системы (рис. 7).

Заключение

Методы изофотометрического исследования качества оптических систем являются перспективным направлением развития технологий для контроля качества оптических систем. С другой стороны, в свете бурного развития компьютерных технологий применение цифровой обработки полученных данных становится неотъемлемой частью измерительного процесса.

Разработанное и реализованное программное обеспечение будет использовано в учебной лаборатории кафедры ПиКО СПбГУ ИТМО по направлению «Современные оптические измерения», а также в дисциплинах «Приборы для научных исследований» и «Исследования оптических систем» для студентов 5 курса и магистерской подготовки.

Литература

1. Беляев Ю.В., Домненко В.М., Кирилловский В.К. Разработка программного обеспечения для компьютерной изофотометрии ФРЛ и ЧКХ оптической системы. // Вестник конференции молодых ученых СПбГУ ИТМО. Сборник научных трудов, т.1. – СПб.: ИТМО, 2004. С. 74–79.
2. Кирилловский В.К., Домненко В.М., Беляев Ю.В. Метод компьютерной изофотометрии ФРЛ и определения функции передачи модуляции (ЧКХ) оптической системы. / Диагностика и функциональный контроль качества оптических материалов. Сборник научных статей. СПб.: СПбГУ ИТМО, 2004. С. 25–37.
3. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем. Учебное пособие для приборостроительных вузов. Л.: Машиностроение, Ленинградское отделение, 1982.
4. Кирилловский В.К. Контроль качества объективов. Учебное пособие. Л.: ЛИТМО, 1984.
5. Кирилловский В.К. Применение телевидения при контроле и аттестации оптических систем. Учебное пособие. Л.: ЛИТМО, 1983.
6. Кирилловский В.К. Оптические измерения. Учебное пособие. Часть 2. Теория чувствительности оптических измерительных наводок. Роль оптического изображения. СПб.: СПб ГИТМО (ТУ), 2003.
7. <http://www.fft.w.org>

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ АППРОКСИМАЦИИ ПРОИЗВОДНЫХ ПРИ ОПТИМИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

М.А. Калинин

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

В работе рассматриваются вопросы повышения точности вычисления производных оценочных функций при оптимизации оптических систем с использованием конечно-разностной аппроксимации. В рамках построения универсальной оптимизационной модели оптической системы описывается метод автоматической оценки конечно-разностных приращений варьируемых параметров.

Введение

В процессе проектирования оптических систем особое место занимает процедура оптимизации, позволяющая получить оптимально-компромиссные значения конструктивных параметров. Успех процедуры оптимизации определяется множеством факторов, среди которых особо можно выделить построение модели оптической системы как объекта оптимизации. Одним из компонентов оптимизационной модели, непосредственно влияющим на ход процесса оптимизации, является процедура «проба производных» [1], которая выполняет вычисление матрицы J_f первых частных производных (матрицы Якоби) вектора оптимизируемых функций $\mathbf{f} = (f_1, f_2, \dots, f_m)$ по всем параметрам вектора $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ модели:

$$J_f = \left[\frac{\partial f_i}{\partial x_j} \right], \quad i = 1, \dots, m; \quad j = 1, \dots, n. \quad (1)$$

Оптимизируемыми функциями могут быть различные характеристики качества оптической системы (параксиальные характеристики, aberrации Зейделя, геометрические и волновые aberrации и т.д.). Параметрами оптимизации выступают величины, однозначно определяющие значения тех конструктивных параметров оптической системы, которые разрешено варьировать при оптимизации (радиусы кривизны поверхностей, расстояния между их вершинами, параметры оптических сред, коэффициенты асферических поверхностей, наклоны и децентрировки и т.д.). В общем случае аналитические зависимости между варьируемыми параметрами и оптимизируемыми характеристиками представить в явном виде не удастся [2]. Поэтому при построении универсальной оптимизационной модели оптической системы для вычисления компонентов матрицы Якоби используют методы численного дифференцирования [1, 2]. В данной работе рассматривается метод повышения точности аппроксимации производной функции f по скалярному аргументу x с использованием правой конечно-разностной формулы:

$$f'(x) \approx \varphi(x) = \frac{f(x+h) - f(x)}{h}. \quad (2)$$

Эффективность методов оптимизации оптических систем во многом определяется точностью вычисления частных производных оптимизируемых функций. При оптимизации нередко возникают случаи, когда получение решения сильно затруднено вследствие ошибок их вычисления. Как будет показано ниже, точность аппроксимации производных зависит от выбора величины приращения параметра h , которую также принято называть конечно-разностным интервалом [3, 4]. В работе рассматривается метод автоматического вычисления оптимальных приращений варьируемых параметров, который обеспечивает повышение сходимости численных методов оптимизации, используемых при проектировании оптических систем. На примере тестовой функции приводятся результаты работы программы, разработанной на основе предлагаемого метода.

Анализ ошибок формулы правой конечно-разностной аппроксимации производных

Аналитическая формула (2) правой конечно-разностной аппроксимации производной функции $f(x)$ легко может быть получена из теоремы Тейлора [4]:

$$\frac{f(x+h) - f(x)}{h} = f'(x) + \frac{f''(\xi)}{2} \cdot h, \quad \xi \in (x, x+h). \quad (3)$$

Используя в качестве приближения величины $f'(x)$ левую часть этого равенства, получим значение ошибки отбрасывания $O_\varphi(h)$ в (2), которая прямо пропорциональна величине конечно-разностного интервала h [4]:

$$O_\varphi(h) = \frac{h}{2} \cdot f''(\xi). \quad (4)$$

Как известно, при реализации формулы (2) с использованием арифметики с плавающей точкой [5] функция f будет вычисляться с погрешностью [3, 4]. Это значит, что вместо $f(x)$ и $f(x+h)$ в левую часть выражения войдут величины $\tilde{f}(x)$ и $\tilde{f}(x+h)$, связанные с истинными значениями f следующим образом:

$$\tilde{f}(x) = f(x) + \sigma, \quad \tilde{f}(x+h) = f(x+h) + \sigma_h. \quad (5)$$

Здесь $|\sigma|$ и $|\sigma_h|$ – абсолютные погрешности вычисления функции в точках x и $x+h$, соответственно. Таким образом, численная оценка производной будет равна

$$\frac{\tilde{f}(x+h) - \tilde{f}(x)}{h} = \frac{f(x+h) - f(x)}{h} + \frac{\sigma_h - \sigma}{h}. \quad (6)$$

Отклонение численной оценки от аналитической определяет величину так называемой ошибки условий $C_\varphi(h)$, которая обратно пропорциональна h [4]:

$$C_\varphi(h) = \frac{\tilde{f}(x+h) - \tilde{f}(x)}{h} - \frac{f(x+h) - f(x)}{h} = \frac{\sigma_h - \sigma}{h}. \quad (7)$$

Справедливо следующее равенство для ошибки условий:

$$C_\varphi(h) = \frac{2 \cdot \psi \cdot \max\{|\sigma|, |\sigma_h|\}}{h}, \quad |\psi| \leq 1. \quad (8)$$

Окончательно выражение для ошибки условий может быть преобразовано к виду

$$C_\varphi(h) = \frac{2}{h} \cdot \varepsilon_A, \quad (9)$$

где ε_A – верхняя граница погрешностей вычисления f в x и $x+h$.

Таким образом, суммарная ошибка $E_\varphi(h)$ численной аппроксимации производной по формуле (2) складывается из ошибок отбрасывания (6) и условий (11):

$$E_\varphi(h) = \frac{h}{2} \cdot f''(\xi) + \frac{2}{h} \cdot \varepsilon_A. \quad (10)$$

Минимальное значение ошибки достигается при выборе оптимального значения конечно-разностного интервала – h_φ по формуле [3, 4]:

$$h_\varphi = 2 \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_A}{|f''(\xi)|}}, \quad (11)$$

при этом минимальной верхней границей ошибки аппроксимации будет величина

$$2 \cdot \sqrt{\varepsilon_A |f''(\xi)|}. \quad (12)$$

Точные значения второй производной f'' и точки ξ неизвестны, поэтому для построения метода автоматической оценки оптимального интервала h_Φ требуются дополнительные предположения.

Алгоритм оценки конечно-разностных приращений варьируемых параметров

Предлагаемый алгоритм основан на оценке (11) оптимального значения конечно-разностного интервала h_Φ . Поскольку значения f'' и ξ неизвестны, используется аппроксимация второй производной $f(x)$ [3, 4]:

$$f'' \approx \Phi(x) = \frac{f(x+h) - 2 \cdot f(x) + f(x-h)}{h^2}. \quad (13)$$

Использование формулы (13) подразумевает необходимость поиска оптимального интервала h_Φ , позволяющего получить разумную оценку величине Φ . Формально поиск h_Φ выглядит как перебор пробных значений h_{Φ_i} , начиная с некоторого начального приближения h_{Φ_0} . При этом качество соответствующих приближений определяется по вычисляемым оценкам относительных ошибок условий $\hat{C}_\Phi(h)$ [4]:

$$\hat{C}_\Phi(h) = \frac{4\varepsilon_A}{h^2|\Phi|}, \quad (14)$$

где $\varepsilon_A = \varepsilon_M \cdot (1 + |f(x)|)$ – оценка верхней границы абсолютной погрешности вычисления функции f , ε_M – точность вычислений с плавающей точкой [3, 5].

Значение начального приближения интервала h_{Φ_0} находится по формуле

$$h_{\Phi_0} = 2 \cdot (1 + |x|) \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_A}{1 + |f|}}, \quad (15)$$

которая получена из предположения, что модули значений x , $f(x)$ и $f''(x)$ связаны следующей зависимостью:

$$|f''(x)| = \frac{1 + |f(x)|}{(1 + |x|)^2}. \quad (16)$$

Следует отметить, что при поиске h_Φ достаточно добиться совпадения у величин Φ и f'' лишь старшего разряда. Критерием приемлемости Φ считается принадлежность $\hat{C}_\Phi(h_{\Phi_i})$ отрезку $[0.001, 0.1]$. Если оценка погрешности, отвечающая очередному интервалу h_{Φ_i} , оказывается неудовлетворительной, следующий пробный интервал увеличивается или уменьшается в 10 раз, в зависимости от того, какая граница нарушена:

$$\begin{aligned} h_{\Phi_i} &= h_{\Phi_i} \cdot 10, \text{ если } \hat{C}_\Phi(h_{\Phi_i}) > 0.1; \\ h_{\Phi_i} &= \frac{h_{\Phi_i}}{10}, \text{ если } \hat{C}_\Phi(h_{\Phi_i}) < 0.001. \end{aligned} \quad (17)$$

Полученная величина значения второй производной используется в качестве искомого оптимального интервала h_Φ для правой конечно-разностной формулы:

$$h_\Phi = 2 \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_A}{|\Phi|}}. \quad (18)$$

Схема алгоритма представлена на рис. 1.

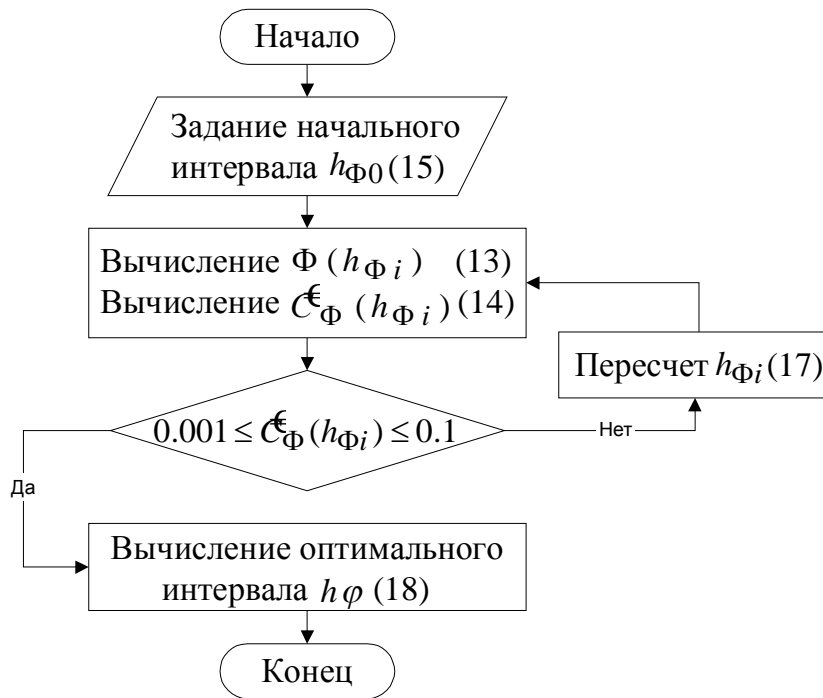


Рис. 1. Алгоритм поиска оптимального конечно-разностного интервала

Данный алгоритм будет давать оптимальные оценки приращений параметров, если выполняются следующие требования:

- вторая производная функции $f(x)$ меняется в окрестности точки x не слишком быстро;
- Φ достаточно хорошо приближает $f''(x)$.

Поскольку количество варьируемых параметров при оптимизации оптических систем, как правило, больше одного, предполагается определять оптимальные интервалы приращений независимо для каждого параметра.

Результат работы алгоритма на примере тестовой функции

Результаты работы описанного алгоритма рассмотрим на примере следующей тестовой функции:

$$f(x) = 0.5 \cdot (e^x - 1)^2. \quad (19)$$

В табл. 1 представлены аппроксимированные значения второй производной $\varphi(x) \approx f''(x)$ этой функции, вычисленные по формуле (2) в точке $x = 1$ для разных величин конечно-разностного интервала h . В третьем столбце таблицы приводится величина суммарной относительной ошибки аппроксимации $\hat{E}_{\varphi}(h)$. Все арифметические вычисления проводились с двойной точностью, при которой $\varepsilon_M = 2.220446 \cdot 10^{-16}$.

Как видно из табл. 1, оптимальным значением интервала h_{φ} , при котором суммарная относительная ошибка аппроксимации производной минимальна, является величина $h_{\varphi} \approx 2.22 \cdot 10^{-8}$.

Применительно к тестовой функции разработанная программа на основе предложенного метода автоматического поиска нашла необходимый оптимальный конечно-разностный интервал за две итерации. Результаты работы программы представлены в табл. 2.

h	$\varphi(h)$	$\hat{E}\varphi(h),\%$
$\varepsilon_M \cdot 10^2$	4.640000000000000	$0.2 \cdot 10^1$
$\varepsilon_M \cdot 10^4$	4.670600000000000	$0.4 \cdot 10^{-2}$
$\varepsilon_M \cdot 10^6$	4.670772000000000	$0.5 \cdot 10^{-6}$
$\varepsilon_M \cdot 10^8$	4.670774400000000	$0.3 \cdot 10^{-7}$
$\varepsilon_M \cdot 10^{10}$	4.670787659500000	$0.3 \cdot 10^{-3}$
$\varepsilon_M \cdot 10^{12}$	4.672113401166000	$0.3 \cdot 10^{-1}$
$\varepsilon_M \cdot 10^{14}$	4.80689659856306	$0.3 \cdot 10^1$

Таблица 1. Изменение точности вычисления производной тестовой функции в зависимости от величины конечно-разностного интервала

h_φ	$\varphi(h_\varphi)$	$\hat{E}\varphi(h_\varphi),\%$	Кол-во итераций
$1.35 \cdot 10^{-8}$	4.67077435752724	$0.2 \cdot 10^{-7}$	2

Таблица 2. Результаты работы программы поиска оптимального конечно-разностного интервала для тестовой функции

Найденное значение интервала h_φ согласуется с данными таблицы 1 и можно утверждать, что достигнута максимальная точность, на которую можно рассчитывать при использовании арифметики с плавающей точкой.

Заключение

Предложенный метод вычисления оптимальных конечно-разностных интервалов предназначен для оптимизационных методов с оцениванием f' по правой конечно-разностной формуле. Метод основан на учете ошибок формулы аппроксимации производных и не зависит от типов оптимизируемых функций и параметров. Анализ результатов тестирования различных функций показал, что при построении универсальной оптимизационной модели оптической системы его использование позволяет получать удовлетворительные оценки производных в разных точках, получающихся по ходу оптимизации.

Литература

1. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем. Учебное пособие для приборостроительных вузов. Л.: Машиностроение, 1982.
2. Вычислительная оптика: Справочник. Под ред. М.М. Русинова. Л.: Машиностроение, 1984.
3. M. T. Heath, Scientific Computing: An Introductory Survey, Second Edition, McGraw-Hill, 2002.
4. Гилл Ф., Мюррей У., Райт М. Практическая оптимизация. М.: Мир, 1985.
5. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980.

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМОВ ДЛЯ КОМПЕНСАЦИИ ДЕЦЕНТРИРОВОК ПОВЕРХНОСТЕЙ В ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ НА ОСНОВЕ МЕТОДОВ ГАУССОВОЙ ОПТИКИ

К.В. Ежова

Научный руководитель – д.т.н., профессор Н.Б. Вознесенский

Рассматривается разработка алгоритмов для анализа децентрировок и наклонов поверхностей элементов оптической системы в процессе сборки и юстировки и методика определения реального положения оптической оси системы, расчета фактических децентрировок системы.

Введение

Одна из основных проблем, возникающих в процессе сборки прецизионных оптических систем – контроль допустимых значений децентрировок поверхностей и компонентов [1, 2]. Для корректного математического моделирования децентрированной оптической системы необходимо решить следующие задачи:

- произвести расчет фактического положения оптической оси, учитывая децентрировки всех поверхностей системы;
- выбрать компоненты для компенсационных подвижек;
- вычислить реальные децентрировки.

При разработке алгоритмов использовалась трассировка луча через децентрированную оптическую систему по законам хода параксиальных лучей. Для решения поставленных задач разработан математический аппарат, учитывающий децентрировки поверхностей оптической системы в двух взаимно перпендикулярных сечениях.

1. Особенности изменения высот

И при децентрировке оптической поверхности, и при ее наклоне изображение осевой точки в плоскости анализа оказывается смещенным с оси. Это происходит из-за изменения хода параксиального луча в такой системе по сравнению с расчетной [3].

В процессе расчета прохождения параксиального луча через децентрированные поверхности оптической системы необходимо учитывать изменение высоты параксиального луча на децентрированной поверхности относительно номинальной оптической оси системы, а не относительно предыдущей поверхности. Процесс прохождения параксиального луча через поверхности децентрированной системы можно схематично представить рис. 1.1.

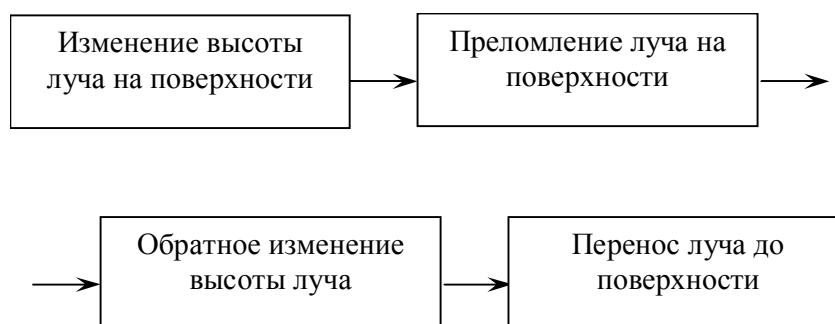


Рис. 1.1. Схема учета децентрировки оптической поверхности

Под изменением высоты луча на поверхности понимается не что иное, как переход от системы координат оптической системы к системе координат децентрированной поверхности, центр которой смещен на величину децентрировки [4]. Более детально прохождение параксиального луча через децентрированную оптическую систему мож-

но представить в виде алгоритма расчета хода параксиального луча через децентрированную оптическую систему с учетом особенностей изменения высоты параксиального луча, который приведен на рис. 1.2.



Рис. 1.2. Алгоритм расчета хода параксиального луча через децентрированную оптическую систему

2. Определение положения автоколлимационных точек

Для корректного решения задачи – определения влияния децентрировок на положение параксиального луча, имеющего нулевые входные координаты – необходимо математически описать нахождение положения автоколлимационных точек от каждой поверхности [5]. При этом процесс определения положения автоколлимационной точки от каждой поверхности можно записать в виде следующей последовательности:

1. определение положения автоколлимационной точки по оси z ;
2. определение отклонения координат (x', y') точки от нуля;
3. решение обратной задачи – получение значений децентрировок поверхностей по измеренным отклонениям автоколлимационных точек децентрированных поверхностей оптической системы.

Если учесть, что все лучи, выходящие из центра кривизны поверхности, собираются в автоколлимационном изображении центра кривизны, то задача определения положения автоколлимационной точки значительно упрощается, так как возникает воз-

возможность использования параксиального луча, проходящего через центр кривизны поверхности параллельно номинальной оптической оси системы.

Для расчета положения автоколлимационной точки децентрированной поверхности необходимо сформировать новую оптическую систему, состоящую из части системы после данной поверхности (рис. 2.1), и определить выходные координаты параксиального луча, проходящего через центр кривизны поверхности, без учета децентрировок системы.

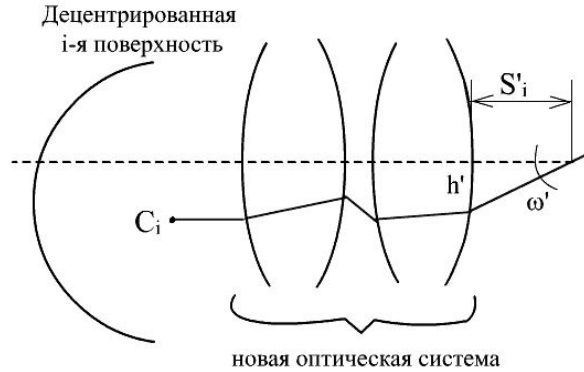


Рис. 2.1. Схема определения положения автоколлимационной точки

Высота параксиального луча на первой поверхности новой системы описывается выражением

$$h_1 = -dc_y. \quad (1)$$

Положение точки определяется соотношением

$$s_i' = h' / \omega'. \quad (2)$$

Для нахождения изображения автоколлимационной точки (рис. 2.2) вычисляются координаты параксиального луча, проходящего через центр кривизны поверхности, в плоскости расположения автоколлимационной точки, с учетом децентрировок всех поверхностей системы.

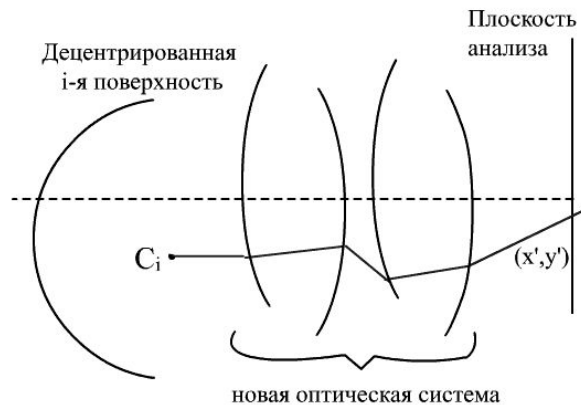


Рис. 2.2. Схема определения отклонения автоколлимационной точки

Если изображения автоколлимационных точек измерены, то можно вычислить реальные децентрировки поверхностей, решив обратную задачу (рис. 2.3).

Для этого оборачиваем оптическую систему, принимаем входные координаты параксиального луча равными отклонению автоколлимационной точки, а угол падения луча на первую поверхность равным нулю. Затем определяем положение параксиального луча в плоскости анализа, совпадающей с исследуемой поверхностью. Расчет луча производим с учетом децентрировок поверхностей. После этого, используя простые геометрические соотношения (3) и (4), можно определить реальное положение центра кривизны исследуемой поверхности оптической системы:

$$d_c = h' - y, \quad (3)$$

где

$$y = -R \cdot \omega'. \quad (4)$$

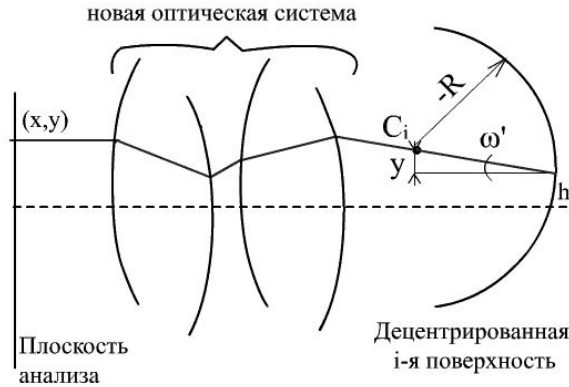


Рис. 2.3. Схема определения положения центра кривизны поверхности

3. Определение фактического положения оптической оси системы

В работе предложен метод определения фактического положения оптической оси системы на основе использования метода наименьших квадратов для решения уравнения (рис. 3.1), учитывающего параметры положения оптической оси и децентровки поверхностей оптической системы в двух взаимно перпендикулярных плоскостях.

Для этого формируется система уравнений в матричном виде:

$$\mathbf{D} \cdot \mathbf{p} = \mathbf{f}. \quad (5)$$

Неизвестными в этой системе являются 4 параметра положения оптической оси, формирующие вектор (6):

$$\mathbf{p}^T = (\Delta x \quad \Delta y \quad \Delta x' \quad \Delta y'). \quad (6)$$

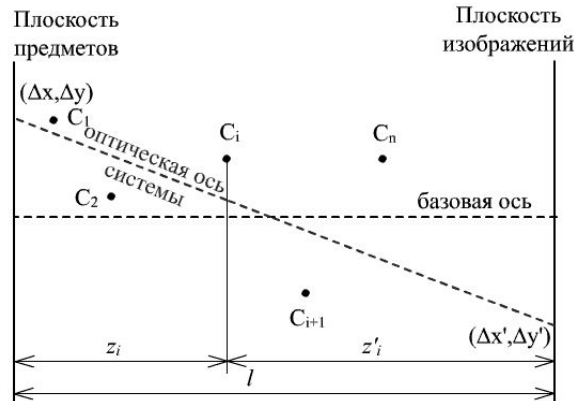


Рис. 3.1. Схема определения положения оптической оси системы

В качестве конструкционной матрицы используется матрица производных этих параметров по децентровкам, структура которой определяется соотношением

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} \frac{\partial^3 \Delta x_i}{\partial \Delta x_0} & \frac{\partial^3 \Delta x_i}{\partial \Delta y_0} & \frac{\partial^3 \Delta x_i}{\partial \Delta x'_0} & \frac{\partial^3 \Delta x_i}{\partial \Delta y'_0} \\ \frac{\partial \Delta x_0}{\partial \Delta y_i} & \frac{\partial \Delta y_0}{\partial \Delta y_i} & \frac{\partial \Delta x'_0}{\partial \Delta y_i} & \frac{\partial \Delta y'_0}{\partial \Delta y_i} \\ \frac{\partial \Delta x_0}{\partial \Delta x_0} & \frac{\partial \Delta y_0}{\partial \Delta y_0} & \frac{\partial \Delta x'_0}{\partial \Delta x'_0} & \frac{\partial \Delta y'_0}{\partial \Delta y'_0} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Элементы матрицы производных вычисляются по формулам

$$\frac{\partial \Delta x_i}{\partial \Delta x_0} = \frac{\partial \Delta y_i}{\partial \Delta y_0} = \frac{-z'_i}{l}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Delta x_i}{\partial \Delta x'_0} = \frac{\partial \Delta y_i}{\partial \Delta y'_0} = \frac{-z_i}{l}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \Delta x_i}{\partial \Delta y_0} = \frac{\partial \Delta x_i}{\partial \Delta y'_0} = \frac{\partial \Delta y_i}{\partial \Delta x_0} = \frac{\partial \Delta y_i}{\partial \Delta x'_0} = 0. \quad (10)$$

Правые части системы уравнений – это вектор децентрировок поверхностей, определяемый соотношением

$$\mathbf{f}^T = (\dots \quad dc_{x_i} \quad dc_{y_i} \quad \dots). \quad (11)$$

В результате решения системы методом наименьших квадратов получаем отклонения оптической оси системы в плоскости предметов и изображений.

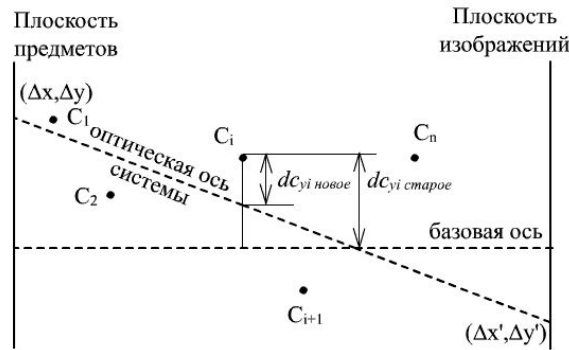


Рис. 3.2. Схема уменьшения децентрировок поверхностей

Относительно нового положения оптической оси системы (рис. 2.5) децентрировки поверхностей системы пересчитываются в соответствии с выражениями (12) и (13):

$$dc_{x_i} = dc_{x_i} - \left(\frac{\Delta x - \Delta x'}{l} \cdot z'_i \right) - \Delta x', \quad (12)$$

$$dc_{y_i} = dc_{y_i} - \left(\frac{\Delta y - \Delta y'}{l} \cdot z'_i \right) - \Delta y'. \quad (13)$$

4. Компенсация децентрировок системы

Компенсация децентрировок поверхностей оптической системы представляет собой нахождение такого отклонения заранее заданной поверхности или компонента, которое бы скомпенсировало имеющиеся децентрировки системы и приблизило выходные координаты параксиального луча, имеющего нулевые входные координаты, к нулю в плоскости анализа.

Для решения этой задачи можно использовать любой метод оптимизации, например, метод половинного деления.

Схематично нахождение компенсационных децентрировок можно изобразить алгоритмом, приведенным на рис. 4.1.

Как видно из алгоритма, происходит поиск такой децентрировки заданной поверхности, которая давала бы такое же отклонение параксиального луча в плоскости анализа, как и учет всех заданных децентрировок поверхностей оптической системы. Необходимо помнить, что при вычислении пробы функции, т.е. при расчете параксиального луча через систему с учетом децентрировки заданной поверхности, децентрируется не отдельная поверхность, а весь компонент.

После нахождения значения компенсационной децентрировки необходимо просуммировать ее с уже существующими децентрировками заданной поверхности или компонента, изменив при этом знак компенсационной децентрировки на обратный.

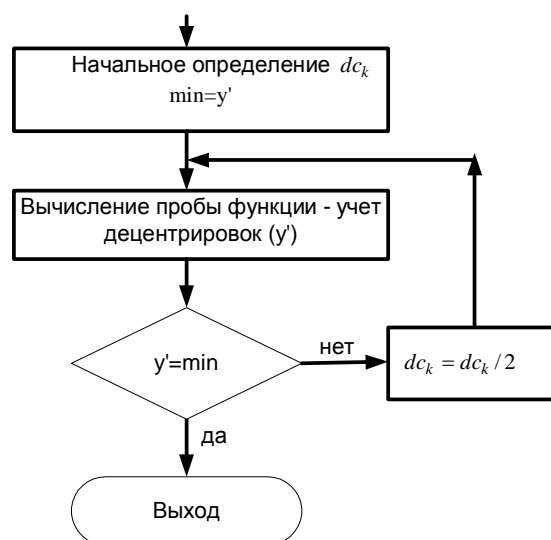


Рис. 4.1. Нахождение компенсационной децентрировки

После выполнения компенсации децентрировок поверхностей оптической системы параксиальный луч, имеющий на входе нулевые координаты, на выходе оптической системы будет близок к номинальной оптической оси системы.

5. Анализ результатов

Рассчитанные децентрировки поверхностей оптической системы по отклонениям автоколлимационных изображений от базовой оси по разработанным алгоритмам отличаются от децентрировок, рассчитанных вручную через параксиальное увеличение (табл. 5.1).

№	Расчет по алгоритмам с учетом децентрировок		Ручной расчет без учета децентрировок	
	Децентрировка по оси x , dcx , мкм	Децентрировка по оси y , dcy , мкм	Децентрировка по оси x , dcx , мкм	Децентрировка по оси y , dcy , мкм
1.	30.0002	-10.0005	37.9862	-72.5368
2.	6.0000	21.0002	-0.859326	27.3544
3.	-3.0002	-10.0001	-14.7019	-6.09935
4.	15.0001	-16.0000	12.5098	-15.1699
5.	30.0000	-10.0000	30.0000	-10.0000

Таблица 5.1. Сравнение результатов расчета

Традиционные расчеты децентрировок по автоколлимационным точкам менее корректны, так как не учитывают децентрировки поверхностей системы, находящихся между исследуемой поверхностью и плоскостью анализа.

Заключение

Разработанная математическая модель предназначена для использования на предварительных этапах юстировки оптических систем для определения положения оптиче-

ской оси системы, выбора наиболее подходящего компонента для компенсации децентрировок системы и вычисления компенсационных подвижек, а также определения по измеренным отклонениям автоколлимационных изображений фактических децентрировок системы.

Работа выполнена в рамках сотрудничества с НПО «Планар» (г. Минск, Республика Беларусь) и «Carl Zeiss» (г.Оберкохен, Германия).

Литература

1. Donis Flagello et al. // Proceedings of SPIE. 1997. Vol. 3051. P. 672–686.
2. Zhishan Gao et al., Computer-aided alignment for a reference transmission sphere of an interferometer // Optical Engineering. 2004. Vol. 43. P. 69–72.
3. Ежова К.В., Толсто́ба Н.Д., Анализ децентрировок поверхностей в оптической системе на основе методов гауссовой оптики. / В сб. Вестник конференции молодых ученых СПбГУ ИТМО. СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. С. 98–101.
4. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем. Л.: Машиностр. 1982.
5. Погарев Г.В. Юстировка оптических приборов. Л.: Машиностр. 1982.

РАСЧЕТ ХОДА ЛУЧА ЧЕРЕЗ АСФЕРИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТИ ВЫСШЕГО ПОРЯДКА С ДЕФОРМАЦИЯМИ

О.Ю. Сидоренкова

Научный руководитель – к.т.н., доцент Т.В. Иванова

В работе разрабатывается структура данных для расчета хода луча через асферические поверхности с деформациями, причем предусматривается возможность описания поверхности способами, принятыми в различных программах для автоматизированного расчета оптических систем.

1. Введение

Одним из основных модулей любой программы автоматизированного проектирования оптических систем на ПК является расчет луча через оптическую поверхность, причем эффективность этой процедуры существенно зависит от принятого описания оптической поверхности.

Одними из самых сложных являются асферические поверхности. Теория и полезность асферических линз были известны с первых дней изготовления линз, однако из-за исключительной сложности практической обработки и точного измерения асферических поверхностей методы производства асферических линз не были внедрены в практику до недавнего времени [1, 7].

Очень важно еще на этапе проектирования рассмотреть влияние погрешностей, которые неминуемо появятся при изготовлении и обработке поверхности, и учесть их в случае невозможности их исправления. Для этого в описании оптической поверхности должна присутствовать возможность описания дополнительных деформаций.

Целью работы является разработка программы для расчета хода луча через асферические поверхности с деформациями, причем эта программа должна предусматривать возможность описания поверхности способами, принятыми в различных программах для автоматизированного расчета оптических систем.

2. Описание асферической поверхности и деформации

Описание асферической поверхности возможно различными способами [2,4]:

- 1) «международное» уравнение асферики

$$z = \left(\frac{ru}{1 + \sqrt{1 - r^2u(1 - e^2)}} \right) + g_2u^2 + g_4u^4 \dots, \quad (1)$$

- 2) «полиномиальные» уравнения асферики

$$x^2 + y^2 = c_1z + c_2z^2 + c_3z^3 + \dots, \quad (2)$$

$$z = d_2(x^2 + y^2) + d_4(x^2 + y^2)^2 + \dots, \quad (3)$$

- 3) «универсальное» уравнение

$$f(x, y, z) = z - \frac{r_0 \cdot (u + (1 - e^2) \cdot z^2)}{2} - Q = 0. \quad (4)$$

Деформация Q задается в виде полинома от $u = x^2 + y^2$ или от z.

$$Q = a_2w^2 + a_3w^3 + \dots, \quad w = \frac{u}{hy^2}; \quad (5)$$

$$Q = b_3w^3 + b_4w^4 + \dots, \quad w = \frac{z}{hz}. \quad (6)$$

На любую поверхность могут быть нанесены дополнительные деформации [2, 8, 9], в этом случае уравнение поверхности имеет вид

$$f(x, y, z) - P(x, y) = 0, \quad (7)$$

где $f(x, y, z)$ – одно из уравнений, описанных выше, а $P(x, y)$ – член дополнительных деформаций, которые представлены в виде разложения по полиномам Цернике:

$$W(\rho, \varphi) = \sum_n \sum_m c_{nm} R_n^m(\rho) \cos(m\varphi), \quad (8)$$

где ρ и φ – полярные координаты, m – степень φ , n – степень ρ , причем $n \geq m$, $(n-m)$ – четное число, $R_n^m(\rho)$ – радиальные полиномы Цернике, зависящие только от ρ .

3. Описание математических моделей и алгоритмов

Расчет действительного луча [2,3] происходит в несколько этапов:

- преобразование координат,
- нахождение длины луча между поверхностями,
- перенос,
- преломление.

Для поверхностей высших порядков [2] при решении уравнения встречи луча с поверхностью применяется метод касательной или метод Ньютона-Рафсона. В качестве начального приближения берется решение уравнения встречи с поверхностью второго порядка, а затем производится уточнение найденной точки встречи для поверхности высшего порядка.

Для расчета луча через деформированную поверхность [8] добавочные деформации учитываются в уравнении поверхности, после чего модифицируется решаемое уравнение луча и используется стандартный алгоритм, применяемый для нахождения асферик высшего порядка.

При разработке программы за основу был выбран математический аппарат программы OPAL-PC, алгоритм которого основан на том, что любое описание поверхности преобразуется к универсальному уравнению [2, 4, 8].

Выражения для перевода полиномиального уравнения в универсальное:

$$\begin{aligned} r_0 &= c_1/2; e^2 = 1 + c_2; b_k = -c_1^{-1} c_k h_z^k, k = 3, 4, \dots, \\ r_0 &= 1/(2d_2); e^2 = 1; a_k = d_{2k} h_y^{2k}, k = 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь r_0 – радиус кривизны, e^2 – квадрат эксцентриситета.

Выражения для перевода международного уравнения в универсальное:

$$\sum_{k=2} q_k u^k = \sum_{k=2} p_k u^k - \sum_{k=2} \sum_{m=2} p_k r_m \rho^{2m} c^m u^{k+m} - \sum_{i=2} \sum_{j=2} p_i p_j u^{i+j} \frac{\rho}{2} c, \quad (11)$$

где r_k – коэффициенты ряда Тейлора для радикала $\sqrt{1-\alpha}$; $c = (1-e^2)$; $P = \sum_{k=2} p_k u^k$ – полином деформаций высшего порядка в международном уравнении; $Q = \sum_{k=2} q_k u^k$ – полином деформаций высшего порядка в универсальном уравнении.

В отличие от OPAL, где данные сразу приводятся к виду универсального и хранятся в измененном виде, в разработанной программе данные сохраняются в виде, задаваемым пользователем, что позволяет контролировать возможные потери точности при переходе от одного описания к другому, которые могут возникнуть, например, в процессе оптимизации.

4. Описание реализации

На основе рассмотренных в данной работе алгоритмов и математических моделей был разработан и реализован программный модуль для расчета хода луча через асферические поверхности высшего порядка. Программная реализация проводилась на язы-

ке C++. В процессе дальнейшей работы будет реализована возможность описания добавочных деформаций поверхности путем их разложения по круговым полиномам Цернике и по степенным полиномам.

Программный модуль вычисления хода луча через асферику можно использовать в программных продуктах для расчета оптических систем. Сама программа может использоваться в обучающих целях для иллюстрации изменения хода лучей для различных типов поверхностей.

5. Заключение

Таким образом, в результате выполнения данной работы был реализован программный модуль для расчета хода луча через асферические поверхности высшего порядка. Он создан на основе алгоритмов и математических моделей оптических систем, которые были разработаны на кафедре прикладной и компьютерной оптики.

В данный момент работа над программным модулем продолжается. Будет реализована возможность описания произвольных деформаций путем ее разложения по круговым полиномам Цернике и по степенным полиномам.

Литература

1. Бегунов Н.П., Заказнов Н.Н. Теория оптических систем. Л.: Машиностроение, 1980.
2. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем. Л.: Машиностроение, 1982.
3. Родионов С.А., Шехонин А.А. Математические модели оптических поверхностей при автоматизированном проектировании. // Изв. вузов. Приборостроение. 1996. Том 39. №2.
4. Родионов. Об описании оптических поверхностей в программах расчета оптических систем на ЭВМ. // Изв. вузов. Приборостроение. 1978. Т. XXI. №5.
5. Родионов С.А., Еськова Л.М. Методические указания по использованию программ ОПАЛ-ЕС при расчете оптических систем с асферическими поверхностями. Л.: ЛИТМО, 1979.
6. Родионов С.А., Шехонин А.А. Методология проектирования оптических приборов. Учебное пособие / Под общ. ред. проф. М.И. Потеева. СПб: СПбГУ ИТМО, 1996. 84 с.
7. Русинов М.М. Техническая оптика. Л.: Машиностроение, 1979.
8. Система автоматизированного проектирования оптических систем OPAL-PC. Руководство для пользователей.
9. Zemax. Optical Design Program. User's Guide.

РАСЧЕТ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ МИКРООБЪЕКТИВА И ЕГО ФРЛ ПО ПОГРАНИЧНОЙ КРИВОЙ, ПОЛУЧЕННОЙ ТЕЛЕВИЗИОННЫМ МЕТОДОМ

М.А. Волкова, Н.Л. Фрейдберг (ОАО «ЛОМО»), С.Г. Фролова (ОАО «ЛОМО»)
 Научный руководитель – к.т.н., доцент С.Н. Натаровский (ОАО «ЛОМО»)

Рассмотрена возможность использования методики профессора М.М. Русинова оценки качества изображения по градиентной кривой в микроскопии. Показано простота и перспективность рассмотренной методики.

Введение

Метод определения функции передачи контраста в изображении шпальной миры по пограничной (градиентной) кривой основан на способе профессора М.М. Русинова [1]. Суть способа заключается в сдвиге градиентной кривой на ширину шпалы a миры Фуко. Меняя значения величины сдвига, можно, не имея реальных шпальных мир, построить их изображения с последующим вычислением контраста в их изображении и построением кривой, определяющей передачу контраста в полосе частот в соответствии с шагом указанных мир.

Теоретическая часть

Этот метод по сравнению с использованием дифракционных изображений точки (ФРТ) или линии (ФРЛ) с энергетической точки зрения более выгоден. Энергетическое преимущество позволяет в телеканале иметь более высокое отношение сигнал/шум и, следовательно, обеспечивает более высокие метрологические характеристики.

Наиболее проблемным моментом в излагаемой методике является получение суммарного после сдвига граничной кривой светораспределения в изображении миры, так как просто суммирование предусматривает некогерентное освещение объекта (НО), тогда как мы здесь имеем дело с частично-когерентным освещением (ЧКО). Однако при достаточном заполнении зрачка объектива светом вполне можно считать, что имеем дело с некогерентным освещением предмета [2].

Практическая часть

Исследование системы проводилось на установке, представленной на рис.1.

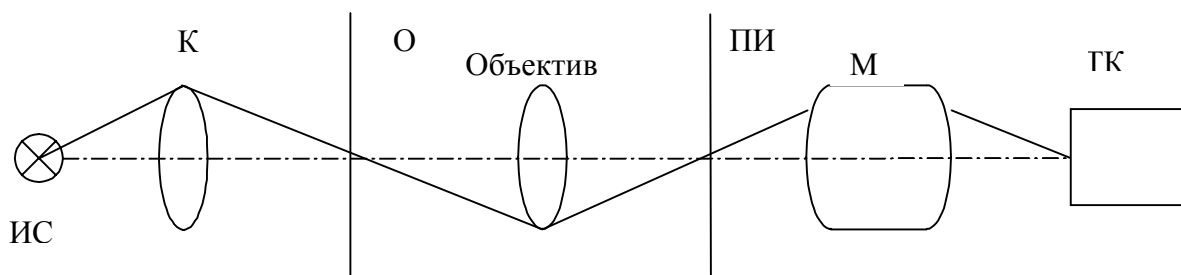


Рис. 1. Схема измерения: ИС – источник света, К – конденсор, О – объект, ПИ – плоскость изображения объекта, М – вспомогательный микроскоп, ТК – телекамера

Установка включала в себя осветительное устройство (источник света – лампа накаливания), испытуемый объектив и дополнительный микроскоп для передачи изображения края полуплоскости (нож спектральной щели) в плоскость матрицы телекамеры VNC-743. На рис. 2а приведен фрагмент изображения полуплоскости и на рис. 2б – изображение тест-объекта, необходимого для определения цены деления, контроля увеличения и других характеристик измеряемой установки.

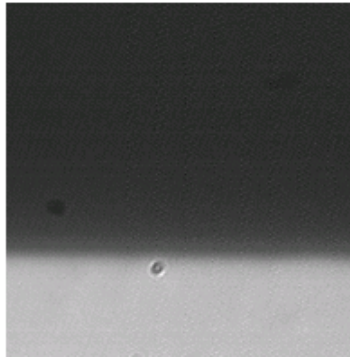


Рис. 2а. Изображение края полуплоскости

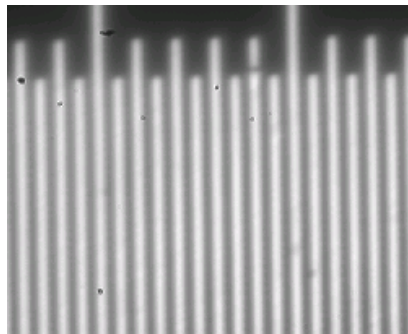


Рис.2б. Изображения тест объекта (цена деления 5 мкм)

На рис. 3 приведена пограничная кривая, полученная телевизионным способом, на кривой явно просматривается шумовая компонента, для устранения которой проводится фильтрация с использованием, например, прямоугольного окна. На рис. 4 приведены две сглаженные кривые со сдвигом на ширину шпалы, а на рис. 5 приведено светораспределение в изображении этой шпалы конечной ширины.

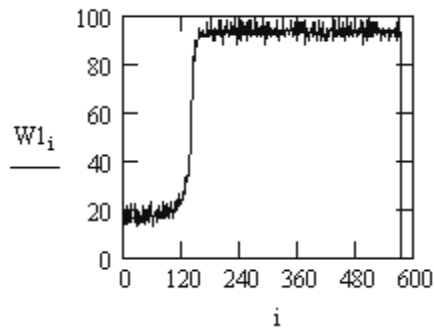


Рис.3. График (осциллограмма) пограничной кривой

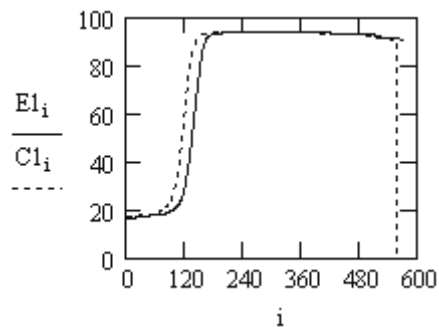


Рис. 4. Сдвинутые пограничные кривые

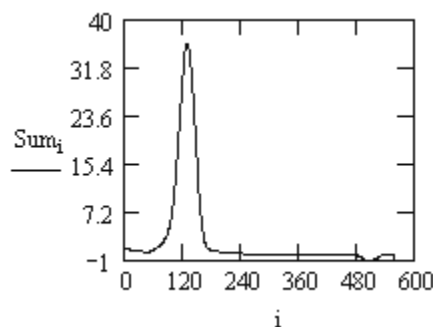


Рис.5. Изображение шпалы

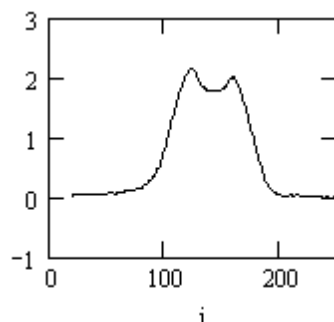


Рис. 6. Суммарное светораспределение в изображении двух бесконечно тонких линий

Предельная пространственная частота $N=1/b$ ($b=2a$ – шаг миры) определялась автоматически по суммарному светораспределению в изображении двух ФРЛ (рис. 6) при задании значения величины провала в этом светораспределении. Сами ФРЛ определялись через производную от пограничной кривой. Если мы работаем, используя критерий Вадсворта, то указанный провал составит 0,19 в относительных единицах. Укажем, что имеются и другие критерии разрешения для тест-объектов в виде двух линий, например, Классена (провал 0,05), Спарроу-Мурашкинского (провал 0,00).

После определения предельной пространственной частоты весь частотный интервал делится на несколько интервалов, для которых мы можем вычислить светораспределение изображения шпальной миры, имеющей шаг в соответствии с пространственной частотой этого интервала, а именно – $1/b$, $1/2b$, $1/3b$ и т.д., до нулевой частоты (10 точек). На рис. 7 приведены изображения указанных шпальных мир. Контраст K изображения шпальной миры определим по формуле

$$K = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}}.$$

В результате расчета получен график, приведенный на рис. 8.

Обычно при НО ход ЧКХ безабберационной системы описывается функцией, близкой к треугольной, и все кривые ЧКХ реальных оптических систем (с абберациями) лежат ниже идеализированной кривой. В нашем случае кривая идет выше, что подтверждает наличие ЧКО и вполне согласуется с результатами Н.М. Мальцева, И.В. Пейсахсона [3], которые в своей работе для учета ЧКО использовали формулу Гопкинса и множитель некогерентности Рождественского, через который определялись пределы интегрирования в формуле Гопкинса. Значение множителя некогерентности ими задавалось, т.е. необходимость решения фазовой задачи в нашем случае имеется.

Предполагая, что мы имеем дело с НО, передаточные функции всех элементов измерительной схемы по рис.1 перемножаются, т.е.

$$K = T \cdot T1 \cdot V,$$

где T , $T1$, V – передаточные функции испытуемой системы, вспомогательного микроскопа и ПЗС матрицы телекамеры соответственно.

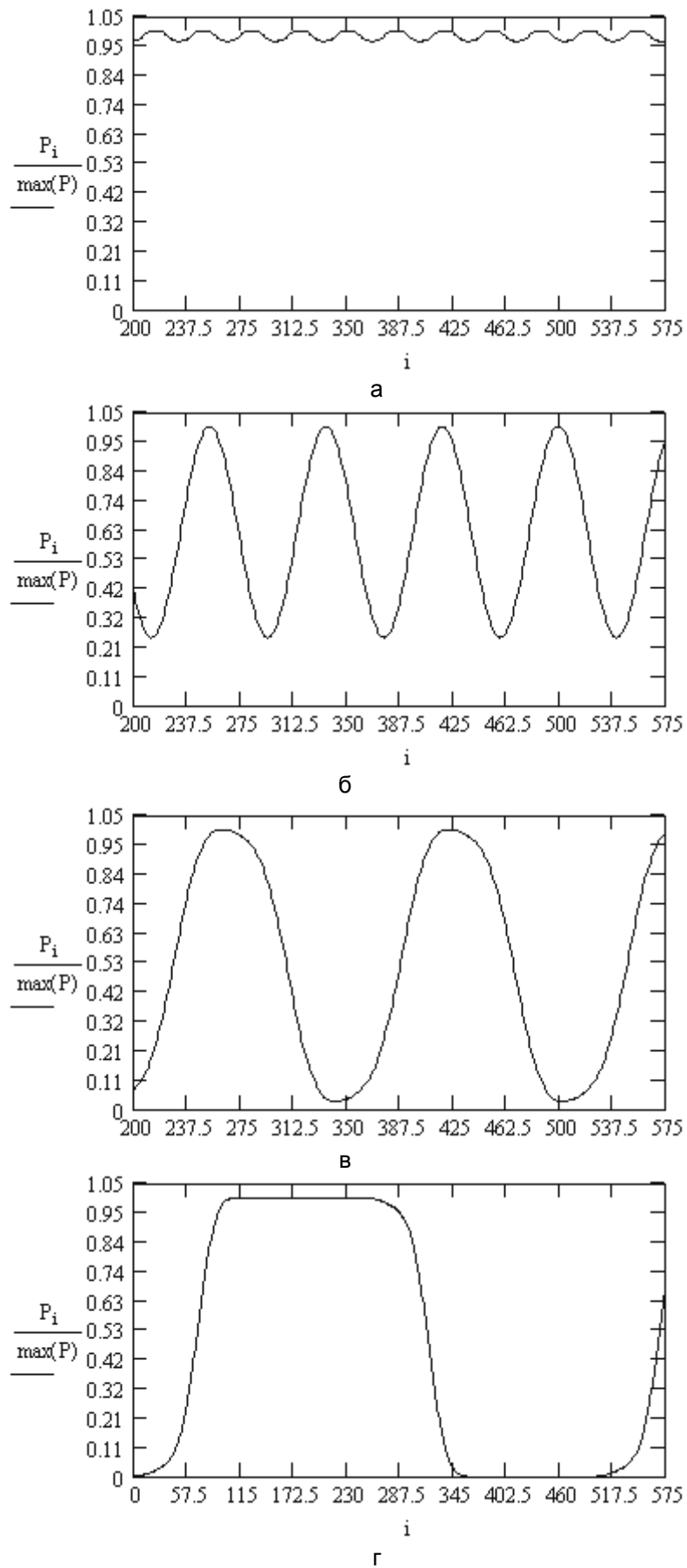


Рис. 7. Изображение шпальных мир при различных значениях шага b : а – $b=17$, б – $b=41$, в – $b=80$, г – $b=250$

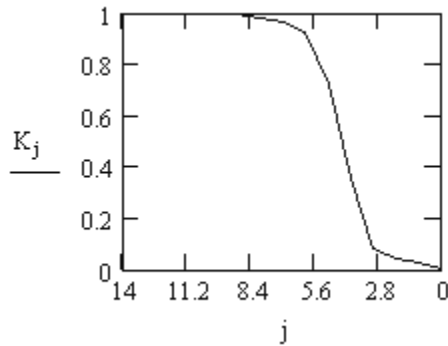


Рис. 8. График передаточной функции (контраст шпальной миры от частоты)

Для $T1$ примем треугольное приближение:

$$T1 = 1 - \frac{N}{|N_0|},$$

а для ПЗС-матрицы, учитывая только геометрический фактор, будем иметь:

$$V = \frac{\sin(\pi \cdot N \cdot X)}{\pi \cdot N \cdot X},$$

где X – размер пикселя. Значение T определим алгебраически:

$$T = \frac{K}{T1 \cdot V}.$$

На рис. 9 приведены кривые передаточных функций.

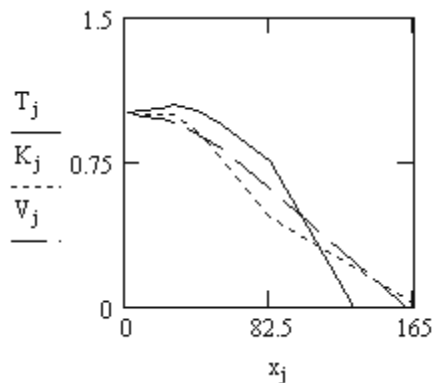


Рис. 9. Графики передаточных функций: T – испытуемой системы, V – ПЗС матрицы, K – всей измерительной установки

Мы получили три критерия качества даваемого оптической системой изображения – пограничная кривая, функция передачи контраста в изображении миры Фуко и ФРЛ. Последняя позволила получить четвертую качественную характеристику – разрешающую способность $R=1/b$. Приводимые кривые – плоские, т.е. характеризуют систему в меридиональной или сагиттальной плоскостях, чего часто достаточно, но не существует проблемы в получении результата в трехмерном пространстве.

Вопросы оценки точности измерения передаточной функции в зависимости от параметров элементов измерительной схемы подробно рассмотрены в [4].

Заключение

Таким образом, методика профессора М.М. Русинова вполне пригодна для оценки качества микроизображения, и при доработке учета степени когерентности и освещения она вполне может быть использована при цеховом контроле качества микрооптики – микрообъективов, тубусных линз и пр.

Литература

1. Русинов М.М. Техническая оптика. Л.: Машгиз, 1961.
2. Обратные задачи в оптике / Под ред. Г.П. Болтса. М.: Машиностроение, 1984. 199 с.
3. Мальцев Н.М. и Пейсахсон И.В. Влияние малых дефокусировок на контраст в изображении мира Фую при частично когерентном освещении // ОМП. 1983. №10. С.26–27.
4. Великотный М.А, Петрас С.В. Принципиальные аспекты измерения оптической передаточной функции с помощью дискретного самосканирующего фотоприемника // ОЖ. 1994. №9. С.50–53.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНТРОЛИРУЕМЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ АДАПТИВНО-СЕЛЕКТИВНОЙ СБОРКИ МИКРООБЪЕКТИВОВ ПОД КОМПЛЕКСНЫЙ АСПЕКТ «РАЗРАБОТКА – РАСЧЕТ – КОНСТРУКЦИЯ – ТЕХНОЛОГИЯ»

**О.А. Виноградова, Д.Н. Фролов (ОАО «ЛОМО»)
Научный руководитель – д.т.н., профессор В.А. Зверев**

Проведен анализ параметров, влияющих на качество изображения микрообъективов. Выявлены параметры, наиболее сильно влияющие на качество изображения микрообъективов. Предложен метод контроля оптических элементов объективов, предшествующий контролю качества изображения собранного объектива.

Цель работы заключается в применении метода адаптивно-селективной сборки (АСС) при сборке микрообъективов. Главным достоинством селективной сборки является возможность обеспечения высокой точности сборки при невысокой точности изготовления отдельных деталей [1].

Технология АСС использует модель допуска, основанную на функциональной взаимосвязи характеристик узла или прибора и его составляющих и учете степени влияния каждой из характеристик.

Линзовые микрообъективы наиболее широко используются для комплектации световых микроскопов различного назначения. К настоящему времени принципиальная оптическая система микроскопа не претерпела качественных изменений и отличается от классической лишь наличием и широким разнообразием вспомогательных элементов. Основным элементом остается микрообъектив, строящий увеличенное конгруэнтное изображение исследуемого объекта с дифракционным качеством изображения [2].

Инженерами-оптотехниками ведутся работы по оптимизации схемных решений микрообъективов на основе комплексного подхода с использованием модульного принципа построения оптических схем из базовых элементов с заранее известными габаритными и абберационными свойствами. Ведутся расчеты различных по сложности оптических схем микрообъективов с некоторыми унифицированными для оптики любого класса характеристиками. На практике при расчете микрообъективов часто применяется метод проб и ошибок [3], что ставит конечный результат в зависимость от успешности эксперимента и опыта разработчика.

Ниже сформулированы основные принципы построения оптических схем микрообъективов [2], которые используются оптотехниками при проектировании.

Оптическую схему объектива можно получить, выбрав известную исходную и добавив отдельные компоненты с заранее известными свойствами. Инвариантность системы предполагает, что наилучшая абберационная коррекция достигается при использовании симметричных систем или близких к ним. Разделение микрообъектива (в процессе расчета) на отдельные составляющие части, объединяющие группы компонентов, удобно для оптимизации схемного решения. Каждая из частей, располагаясь в определенном месте оптической схемы, имеет вполне конкретную габаритную и абберационную нагрузку, выполняя свою задачу. Теория апланатических поверхностей используется как инструмент получения максимальной числовой апертуры. Менисковые линзы с поверхностями, близкими к апланатическим, применяются в большинстве микрообъективов.

В микрообъективах с плоским полем изображения часто применяется конструкция Богехольда, использующая в качестве коррекционного элемента «толстый» мениск, который работает по принципу реверсивного телеобъектива.

Выбор и сочетание используемых оптических материалов должны обеспечивать минимальную кривизну поверхностей линз при требуемом относительном отверстии.

Геометрия формы линз микрообъектива должна обеспечивать минимальную расчетную освещенность паразитным светом. В иммерсионных микрообъективах использование полусферической линзы позволяет достигнуть максимальных апертур. Эта конструкция получила развитие: применяются двусклеенные и трехсклеенные фронтальные линзы.

В данной работе основным аспектом в построении системы АСС при разработке микрообъективов является расчет оптических систем. Под расчетом понимается систематизация оптических элементов объектива по некоторым признакам. Для этой работы выбраны 4 микрообъектива (табл. 1) увеличением 5, 10, 40 и 100, имеющие достаточно простые оптические схемы и серийно изготавливающиеся в производстве.

5/0,10 $f'_{об}=32$ мм	
10/0,25 $f'_{об}=16$ мм	
40/0,65 $f'_{об}=4$ мм	
100/1,25 $f'_{об}=1,6$ мм	

Таблица 1. Оптические схемы микрообъективов

Проведение измерений всех (100%) поступающих на сборку деталей является достаточно длительным и трудоемким процессом. Вместе с тем эти измерения можно заменить исследованием компонентов в плоскости наилучшей установки, что позволяет в процессе одной технологической операции оценивать, соответствуют ли допустимым значениям отклонения линз по толщине, точности центрировки и наличию деформаций на поверхностях. Каждая из перечисленных ошибок, а также все они вместе искажают структуру изображения точечного тест-объекта. Характер этих искажений позволяет провести первичную отбраковку деталей по отклонениям конструктивных параметров и отклонениям формы поверхности (табл. 2). Процесс измерения подлежит формализации с помощью вычислительной техники.

Объективы микроскопов, особенно высокоапертурные, относятся к классу оптических систем, обладающих исключительно высокой чувствительностью к погрешностям изготовления. Для обеспечения возможности их серийного выпуска в настоящее время применяется технология сборки и юстировки, основные положения которой были сформулированы еще Аббе применительно к изготовлению ахроматических и апохроматических объективов.

Проведен анализ параметров, влияющих на качество изображения микрообъективов. Из практического и теоретического анализа выявлены параметры, наиболее влияющие на качество изображения микрообъективов:

- отклонение от расчетных толщин линз d (мм) и воздушных промежутков;
- децентрировка C (мм) поверхностей и компонентов;
- астигматизм, вызванный погрешностью изготовления радиусов кривизны поверхностей R (мм) и наличием местных ошибок на поверхностях ΔN .

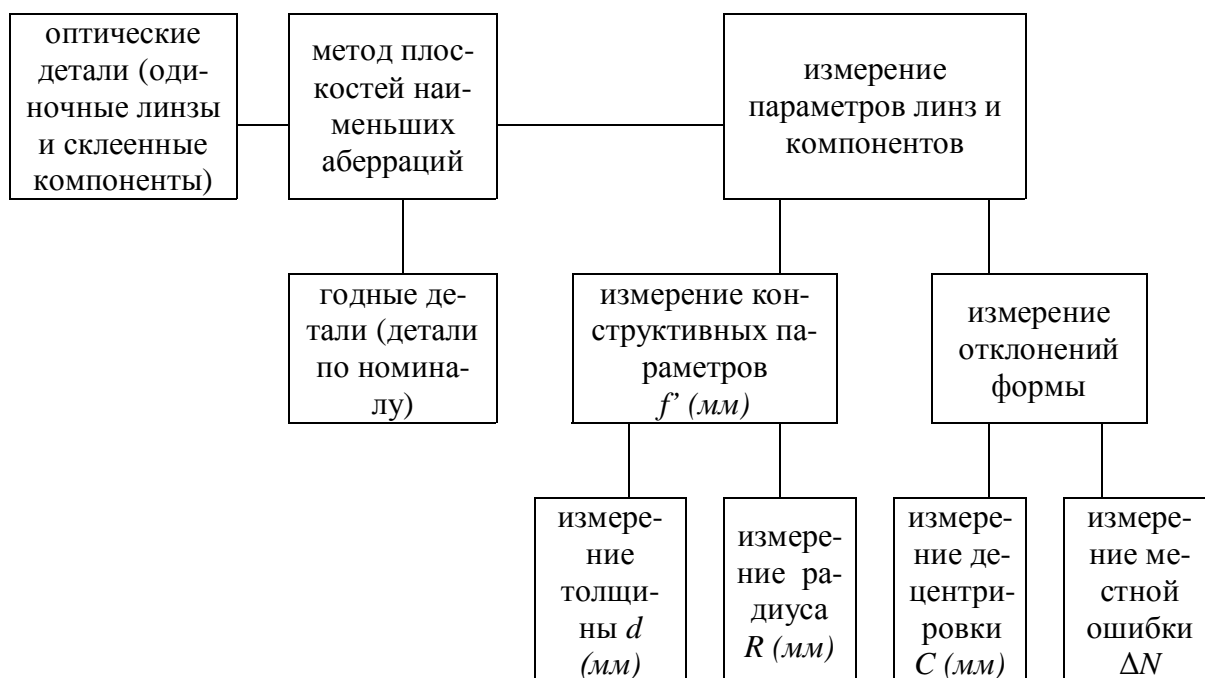


Таблица 2. Структурная схема контроля линз для подготовки к АСС

Выбран метод контроля, предшествующий контролю качества изображения уже собранного объектива, – это контроль оптических элементов объективов по виду изображения дифракционной точки в плоскости наименьших aberrаций. Метод основан на изучении распределения освещенности в дифракционном изображении бесконечно удаленной светящейся точки (рис. 1).

Идеальное изображение дифракционной точки имеет резко очерченный яркий центральный кружок и одно или два слабо освещенных кольца, чередующихся с темными концентрическими кольцами (рис. 1).

По дифракционной картине изображения точки можно установить наличие остаточных aberrаций компонентов (рис. 1):

- сферической;
- комы, вызванной децентрировкой;
- астигматизма;
- натяжений от пережатия линз в оправках;
- присутствие неоднородностей в стекле линз.

Анализ конструкций отечественных и зарубежных объективов показал, что основные принципы, в соответствии с которыми строятся конструкции объективов, достаточно просты и могут быть сведены к следующим двум. Первый заключается в креплении линз в оправках с последующей автоколлимационной центрировкой в «плавающих» патронах с помощью автоколлимационного микроскопа. После проведения центрировки оправы с линзами устанавливаются в корпус объектива. Второй связан с установкой «неоправленных» линз в корпус объектива. Часто первый принцип называют автоколлимационным, а второй — насыпным. Встречаются случаи, когда оба принципа одновременно закладываются в конструкцию объектива.

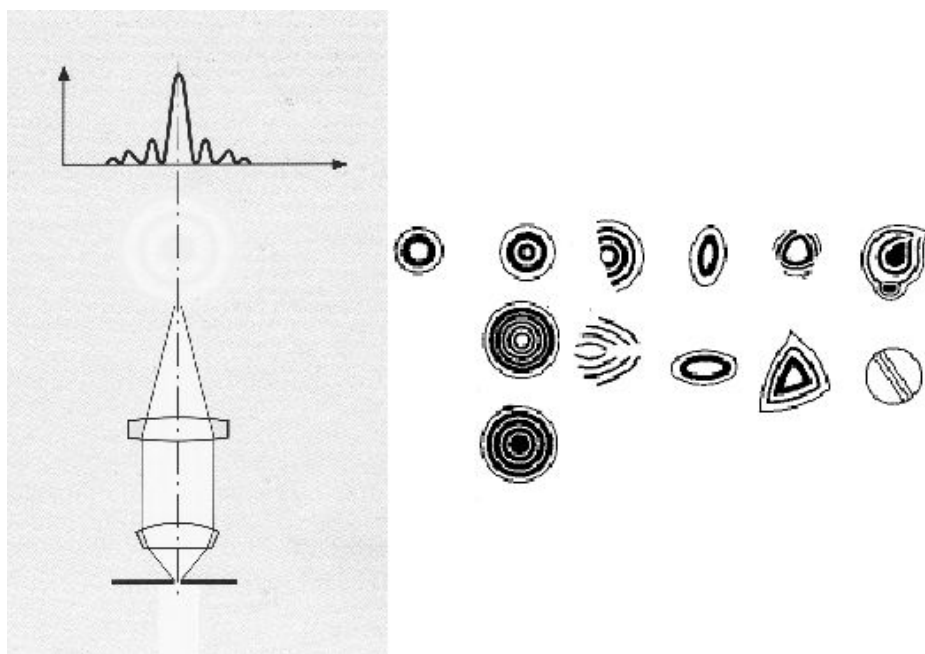


Рис.1. Примеры изображения дифракционной точки

По виду искажения дифракционной точки отдельных компонентов микрообъективов можно судить, какие конкретно конструктивные параметры компонента оказались за пределами заданных допусков. Например, если присутствует остаточная сферическая aberrация, то это говорит об отступлении от номинального значения фокусного расстояния компонентов. В этом случае необходимо произвести сортировку компонентов по отклонениям толщин и радиусов от заданных допусков.

Для компенсации волновой сферической aberrации необходима регулировка одного (или двух) воздушных промежутков во фронтальной части объектива. Для компенсации комы на оси применяется юстировочная операция – поперечное смещение одного из компонентов системы. Предпочтительно выбирать компонент, имеющий одну влияющую поверхность. Для компенсации астигматизма применяется юстировочная операция – разворот одного или нескольких компонентов системы относительно оптической оси.

Наиболее влияющими параметрами, подлежащими безусловной аттестации при изготовлении линз и сборке микрообъективов, являются отклонение толщин, децентрировка и местные ошибки поверхностей.

Для реализации АСС в процессе измерения параметров линз и оправ можно использовать простейшие приспособления. На рис. 2 представлены накопители для сортировки линз, оправ и готовых объективов. Эти приспособления предназначены для транспортирования деталей и узлов к непосредственному месту осуществления сборки. Кроме того, конструкция данного накопителя предусматривает возможность хранения и передачи данных с помощью запоминающего устройства. Специальное программное обеспечение позволяет провести комплектацию узлов в соответствии с принципами АСС.

В работе проведен анализ параметров, влияющих на качество изображения микрообъективов. Выявлены параметры, наиболее влияющие на качество изображения микрообъективов. Предложен метод контроля оптических элементов объективов, предшествующий контролю качества изображения собранного объектива. Выбраны параметры, необходимые для контроля для АСС микрообъективов.

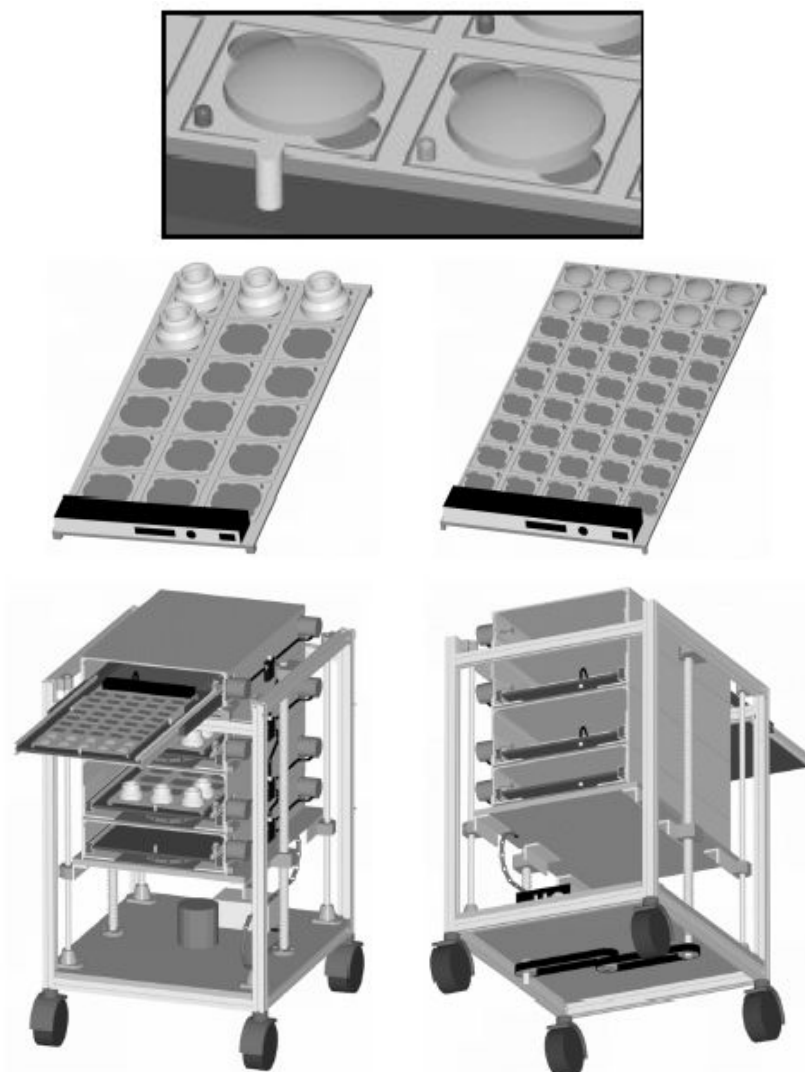


Рис. 2. Простейшие приспособления для организации АСС

Литература

1. Орлова А.А. Исследование и оптимизация адаптивно-селективной сборки приборов. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Санкт-Петербург, 2003.
2. Фролов Д.Н. Синтез оптических систем линзовых микрообъективов. // Оптический журнал. 2002. Том 69. № 9. С. 16–20.
3. Панов В.А., Андреев Л.Н. Оптика микроскопов. Расчет и проектирование. Л.: Машиностроение, 1976.

ДИФРАКЦИЯ НА «ЗЕРКАЛЬНОЙ ЩЕЛИ»

А.Н. Иванов

Научный руководитель – к.т.н., доцент В.Н. Назаров

Рассмотрено прохождение излучения через «зеркальную щель» образованную опорным ребром и отражающей поверхностью. Предложены возможные области практического применения данной схемы.

Введение

Одним из перспективных методов контроля геометрических параметров объектов являются дифракционные методы. Дифракционные измерители позволяют производить измерения размеров в диапазоне от единиц до сотен микрометров с точностью до нескольких сотых микрометра. При этом удовлетворяются следующие требования: бесконтактность измерения, высокая точность, малое время и высокая локальность измерений, широкий диапазон измеряемых размеров, автоматизация процесса измерения и обеспечение сигнала обратной связи для влияния на технологический процесс.

Дифракционные задачи достаточно трудны, поэтому большое применение находит приближенный метод решения – теория Гюйгенса–Френеля. Наибольший интерес ввиду более простого расчета представляют объекты, функция пропускания которых описывается униполярным прямоугольным импульсом, т.е. соответствует функции пропускания щелевой апертуры

$$T(x) = a \prod_{\frac{a}{2}}(x) \begin{cases} 1 & \text{при } \frac{-a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2} \\ 0 & \text{при } x < \frac{-a}{2} \quad x > \frac{a}{2}. \end{cases} \quad (1)$$

Поэтому наиболее рационально применять дифракционные методы для контроля диаметра и локальных погрешностей тонких проволок, нитей, оптических волокон, зазоров [1, 2].

Дифракционная картина Фраунгофера от объектов с такой функцией пропускания формируется либо в фокальной плоскости линзы установленной за объектом, либо на

расстоянии $L \gg \frac{a^2}{\lambda}$, где a – контролируемый размер объекта. Большим преимуществом в этом случае является инвариантность дифракционного распределения относительно пространственного смещения объектов. При этом распределение амплитуды в дифракционной картине с точностью до комплексного множителя является преобразованием Фурье, а распределение интенсивности – его спектром Винера W_T [3].

Исходя из вышесказанного, представляет интерес исследование возможностей дифракционной картины, полученной при прохождении излучения через апертуру, образованную опорным ребром и отражающей поверхностью, для контроля поверхности зеркала.

Расчет дифракционной картины от «зеркальной щели»

Рассмотрим изображенную на рис. 1 схему дифракции «опорное ребро – отражающая поверхность». Она имеет интересную особенность: если на апертуру шириной a падает под углом φ плоский волновой фронт большой ширины, то через нее пройдут два пучка. Пучок 1 отражается от зеркала 4 и потом дифрагирует, а пучок 2 сначала дифрагирует и потом отражается. Можно представить изображенную на рис. 1 схему состоящей из двух частей (рис. 2).

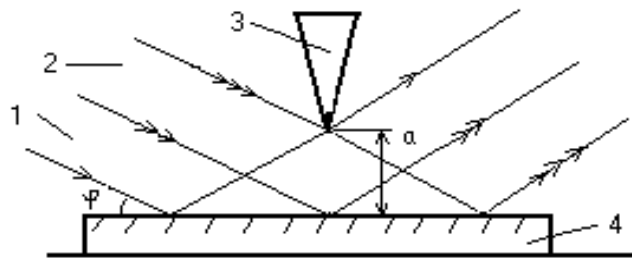


Рис. 1. Схема прохождения излучения через аперттуру, образованную опорным ребром и зеркалом

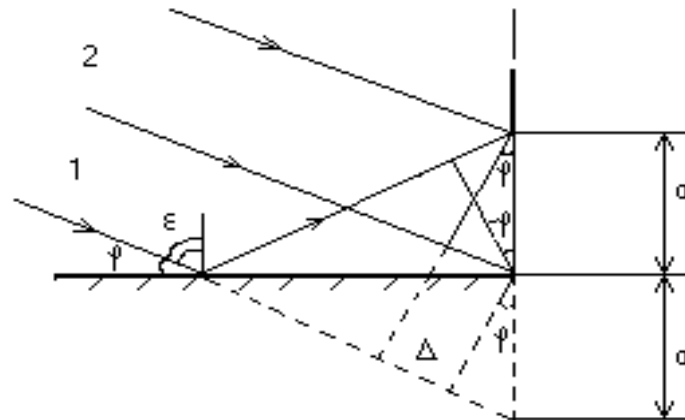


Рис. 2. Схема падения волновых фронтов на аперттуру

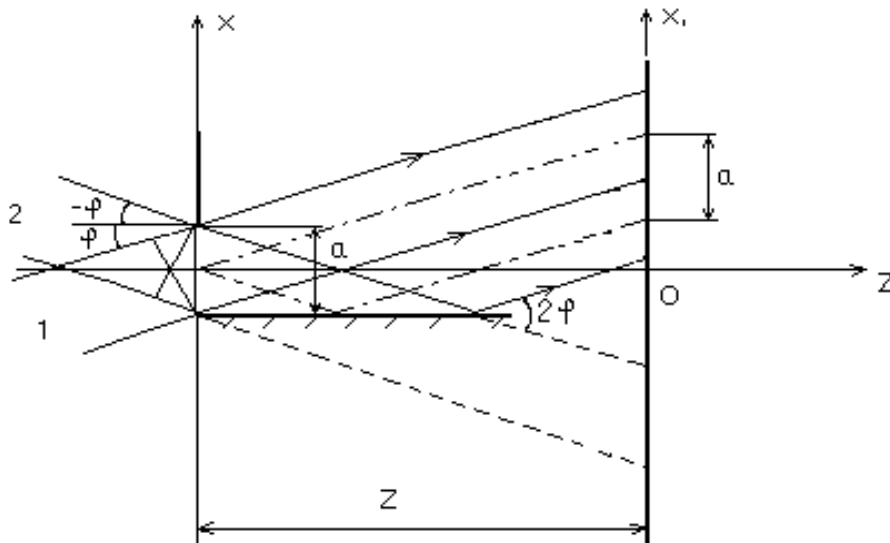


Рис. 3. Схема распространения волновых фронтов за аперттурой

Первая (до опорного ребра 3) действует как зеркало Ллойда. Часть плоского волнового фронта 1, отраженного от зеркала, будет проходить через аперттуру шириной a под углом $\varphi = \frac{\pi}{2} - \varepsilon$ к нему, где ε – угол падения волнового фронта на зеркало. За счет отражения плоский волновой фронт 1 имеет относительно плоского волнового фронта 2 отставание $\Delta = a\varphi$. Тогда на аперттуре шириной a будут дифрагировать два пучка, падающих на нее под углами $-\varphi$ и φ с разностью хода Δ . Предположим, что z – расстояние от зазора до плоскости наблюдения дифракционной картины – велико по сравнению с шириной зазора, тогда мы имеем дело с приближением Фраунгофера (рис. 3).

Сделаем допущение, что коэффициент отражения от зеркала $\rho = 1$, и не будем учитывать скачок фазы на π при отражении от зеркала, так как его испытывают оба волновых фронта. Распределение интенсивности в плоскости X_1 для первого волнового фронта будет описываться тогда следующим выражением:

$$U1(x_1) = \frac{\exp(ikz) \exp(i \frac{k x_1^2}{2z})}{i \lambda z} \int_{-a/2}^{a/2} U(x) \exp(ika\varphi) \exp(ikx(\frac{x_1}{z} + \varphi)) dx, \quad (2)$$

где x_1 / z – пространственная частота, φ – угол падения волнового фронта на апертуру, множитель $\exp(ika\varphi)$ учитывает дополнительную разность хода при отражении от зеркала, $U(x)$ – распределение амплитуды на апертуре.

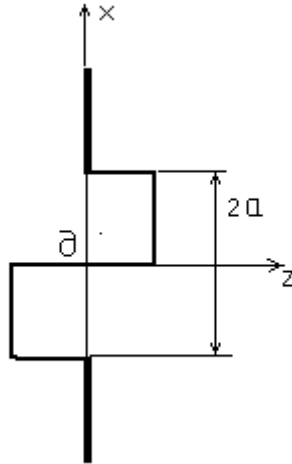


Рис. 4. Распределение фазы на «зеркальной щели» шириной $2a$

Второй волновой фронт после дифракции испытывает отражение от зеркала. Это приводит к развороту волнового фронта на угол 2φ и смещению его вдоль оси X на ширину апертуры a . Чтобы учесть эти явления, следует воспользоваться теоремами запаздывания и смещения для преобразования Фурье, которое описывает распределение амплитуды при дифракции Фраунгофера. Разворот волнового фронта на угол 2φ ведет к угловому смещению спектра пространственных частот на тот же угол, а линейное смещение – к линейному смещению спектра пространственных частот на величину a [4]. Поэтому можно записать для распределения амплитуды по оси OX_1 :

$$U2(x_1) = \frac{\exp(ikz) \exp(i \frac{k x_1^2}{2z})}{i \lambda z} \int_{-a/2}^{a/2} U(x-a) \exp(ik(x-a)(\frac{x_1}{z} - \varphi + 2\varphi)) dx. \quad (3)$$

Сделаем в (3) замену переменной $x - a = x'$, тогда

$$U2(x_1) = \frac{\exp(ikz) \exp(i \frac{k x_1^2}{2z})}{i \lambda z} \int_{-a/2-a}^{a/2-a} U(x') \exp(ikx'(\frac{x_1}{z} + \varphi)) dx'. \quad (4)$$

Выражение (3) отличается от (2) отсутствием экспоненциального множителя $\exp(ika\varphi)$, учитывающего разность хода волновых фронтов до апертуры. Линейное смещение спектра пространственных частот на ширину апертуры a в выражении (3) приводит к линейному фазовому сдвигу $-ka(\frac{x_1}{z} + \varphi)$ в области пространственных частот. Это соответствует дифракции на апертуре, смещенной вниз по оси x на расстояние

a . Тогда суммарное распределение амплитуды $U(x_1) = U1(x_1) + U2(x_1)$ будет соответствовать дифракционной картине от щели шириной $2a$ с фазовым сдвигом падающего на нее волнового фронта $\delta = ka\varphi$ в ее центре (рис. 4). Если ширина апертуры a меняется, то меняется и величина фазового сдвига δ . Когда $a\varphi = \lambda/2$, в центре дифракционной картины будет минимум, что соответствует фазовому сдвигу на π . При наклоне опорного ребра к поверхности зеркала на угол α апертура будет иметь переменную ширину. Тогда δ будет меняться с изменением ширины апертуры, и дифракционная картина будет иметь поперечные полосы нулевой интенсивности. Условие возникновения их можно записать как

$$\Delta a = \frac{\lambda}{\varphi}, \quad (5)$$

где Δa – изменение ширины апертуры. Так, для $\lambda = 0.6 \times 10^{-3}$ мм и $\varphi = 3^\circ$ получим $\Delta a = 12$ мкм, т.е. при изменении ширины зазора на 12 мкм появится первая поперечная полоса. Дифракционная картина от апертуры длиной 20 мм переменной ширины, образованной при наклоне опорного ребра на угол $\alpha = 8'$ к плоскости зеркала, показана на рис. 5.

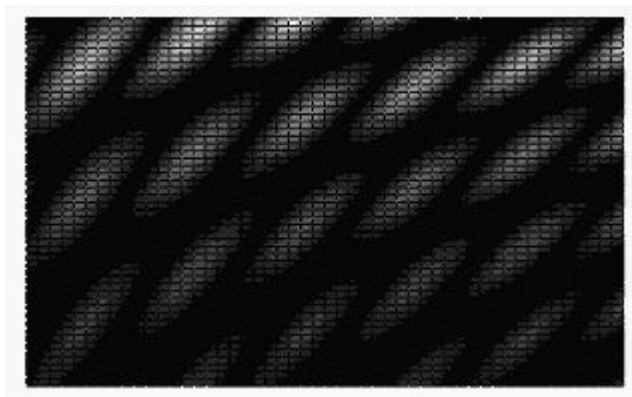


Рис. 5. Дифракционная картина от апертуры переменной ширины

Заключение

Дифракционная картина от апертуры, образованной отражающей поверхностью и опорным ребром, соответствует дифракционной картине от обычной щели удвоенной ширины. Поэтому по ней вполне можно судить о наличии каких-либо дефектов поверхности зеркала. При этом дефект зеркала σ , лежащий в плоскости опорного ребра, приводит к изменению ширины апертуры на 2σ . Изменение дифракционной картины от искажения волновых фронтов при их отражении от поверхности зеркала мало, так как очень велики углы падения света на зеркало. При увеличении ширины щели наблюдается падение чувствительности. Если контроль ведется по измерению расстояний между минимумами дифракционной картины, то чувствительность будет определяться по формуле

$$V = \frac{dl_{m,n}}{da} = -\frac{(m-n)\lambda z}{a^2}, \quad (6)$$

где m, n – порядки минимумов, расстояние между которыми измеряется. Выражение (6) показывает, что чувствительность обратно пропорциональна квадрату апертуры a .

Кроме того, подобная схема может быть использована для контроля толщины покрытий (в том числе и прозрачных), наносимых на зеркала, плоско-параллельные пластины и другие оптические детали. Особый интерес для контроля геометрических

параметров представляет использование поперечных полос. Как следует из выражения (5), чувствительность этого метода можно увеличить правильным подбором λ и φ .

Литература

1. Крылов К.И., Прокопенко В.Т., Митрофанов А.С. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении. Л: Машиностроение, 1978.
2. Назаров В.Н. Исследование оптической системы обработки информации $[\hat{F} - \hat{\Phi}]$ для дифракционных измерений. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. ЛИТМО, Ленинград, 1978.
3. Юу Ф.Т.С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию. М: Советское радио, 1979.
4. Литвиненко О. Н. Основы радиооптики. К: Техника, 1974.

ДИФРАКЦИОННЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕКТОВ И ИХ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПОЛОЖЕНИЯ

А.Н. Иванов

Научный руководитель – к.т.н., доцент В.Н. Назаров

Описаны области применения дифракционных методов. Дан обзор способов формирования сигналов измерительной информации в системах дифракционного контроля. Рассмотрены возможности повышения точности дифракционных методов.

Введение

Дифракционные методы контроля (ДМК) геометрических параметров и пространственного положения объектов наиболее часто используют в измерительной технике, когда требуется высокая точность, бесконтактность и автоматизация измерительного процесса. Они позволяют производить измерения размеров в диапазоне от единиц до сотен микрометров с точностью до нескольких микрометров. В реализующих методы приборах контролируемый объект освещают когерентным излучением лазера и получают в дальней зоне дифракционную картину Фраунгофера. Расстояние L , соответствующее дальней зоне, может быть оценено из выражения $L \gg a^2 / \lambda$, где a – размер объекта, на котором происходит дифракция. Лазерное излучение позволяет получить высококонтрастную дифракционную картину с большим числом дифракционных порядков и избавиться от погрешностей, связанных с некогерентностью излучения. По интенсивности в ее характерных точках или расстоянию между ними судят о размерах, пространственном положении или физических свойствах объекта.

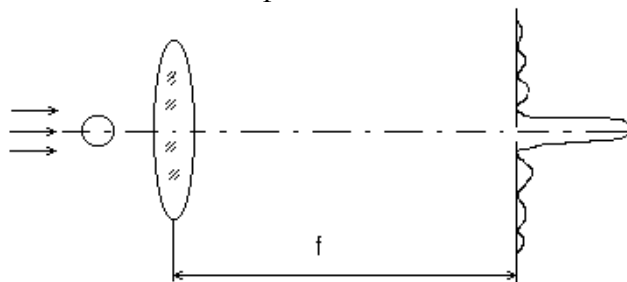


Рис. 1. Схема наблюдения дифракции Фраунгофера

Аналитические выражения, описывающие распределение интенсивности при дифракции Фраунгофера, наиболее просты для объектов функция амплитудного пропускания (ФАП), которых описывается униполярным прямоугольным импульсом:

$$T(x) = a \prod_{\frac{a}{2}} \begin{cases} 1 & \text{при } \frac{-a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}, \\ 0 & \text{при } x < \frac{-a}{2} \quad x > \frac{a}{2}. \end{cases} \quad (1)$$

Поэтому наиболее выгодно применять ДМК для измерения зазоров, волокон, проволок, нитей. Хорошими объектами для контроля также являются изделия, обладающие периодикой в геометрической структуре – крученые нити, ткани. Возможен также контроль двумерных и пространственных объектов.

Наибольшее практическое применение в измерительных системах находит дифракция Фраунгофера, наблюдаемая в фокальной области объектива (рис. 1). Большим преимуществом при этом являются инвариантность дифракционного распределения относительно пространственного смещения измеряемого объекта. Распределение амплитуды поля в дифракционной картине с точностью до комплексного множителя яв-

ляется преобразованием Фурье (частотным спектром) ФАП объекта $\tilde{T} = \widehat{F}\{T\}$, а распределение интенсивности – его спектром мощности, или спектром Винера $W_T = |\widehat{F}\{T\}|^2$. Для объектов с функцией амплитудного пропускания (1) они связаны с шириной апертуры соотношениями

$$\tilde{T} \sim \text{sinc}\left(\frac{k x a}{2 f}\right), W_T \sim \text{sinc}^2\left(\frac{k x a}{2 f}\right). \quad (2)$$

Контроль геометрических параметров объекта по спектру Винера

Возможности ДМК сильно зависят от выбора регистрируемых параметров дифракционного распределения, по которому судят об измеряемом размере. В зависимости от вида регистрируемых параметров дифракционные способы измерения можно разделить на две группы:

1. на основе регистрации интенсивности дифракционного распределения в фиксированных точках;
2. на основе регистрации характеристических размеров распределения интенсивности (например, расстояния l между его экстремальными точками).

Эти методы контроля обладают рядом недостатков. Чувствительность при регистрации по интенсивности в фиксированных точках спектра Винера (рис. 2) будет определяться выражением:

$$V = \frac{dI}{da} = C \text{sinc}\left(\frac{k x a}{f}\right), \quad (3)$$

где коэффициент C зависит от мощности источника излучения. Анализ выражения (3) показывает, что чувствительность максимальна в точках, где крутизна распределения интенсивности максимальна. Чувствительность падает с уменьшением измеряемого размера a , поэтому измерение малых размеров сильно затруднено. Кроме того, ограничен диапазон измерения, не больше $\pm 20\%$ от размера объекта, а сигнал сильно зависит от мощности источника и положения объекта в пределах пучка. Даже при стабилизации излучения лазера точность метода не превышает 0.5% от измеряемого размера.

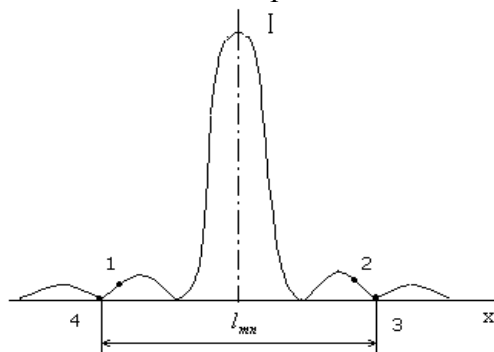


Рис. 2. ДМК с регистрацией интенсивности в фиксированных точках (точки 1 и 2) и регистрацией масштаба спектра Винера (точки 3 и 4)

Более совершенным является метод, основанный на регистрации масштаба спектра Винера (рис. 2), в котором используется его характерная особенность для объектов с ФАП (1) – наличие минимумов, по расстоянию между которыми определяется линейный размер объекта:

$$l_{m,n} = \frac{(m-n)\lambda f}{a}, \quad (4)$$

где m, n – порядки минимумов, расстояние между которыми измеряется. Тогда чувствительность метода будет определяться выражением:

$$V = \frac{dl_{mn}}{da} = -\frac{(m-n)\lambda f}{a^2}. \quad (5)$$

Анализ выражения (5) позволяет сделать вывод, что чувствительность растет с уменьшением измеряемого размера и с увеличением числа регистрируемых максимумов. Данный метод выгодно отличается от предыдущего более высокой точностью. Его недостатком является сложность наведения на центры минимумов, так как в их окрестности чувствительность принимает близкие к 0 значения из-за малой крутизны сигнала. Поэтому погрешность определения расстояния между минимумами Δl_{mn} достигает 20–30 мкм. По этой причине погрешность измерения размера объекта Δa может достигать нескольких процентов

Контроль геометрических параметров объекта по частотному спектру

Для повышения точности наведения на точки минимумов требуется или применять более совершенную цифровую схему обработки сигнала, или использовать оптическую обработку дифракционной картины. Последняя использует преимущества наведения на совпадающие с точками минимумов спектра Винера точки инверсии фазы частотного спектра, которым соответствует максимальная чувствительность. В точке инверсии происходит изменение фазы волны на π .

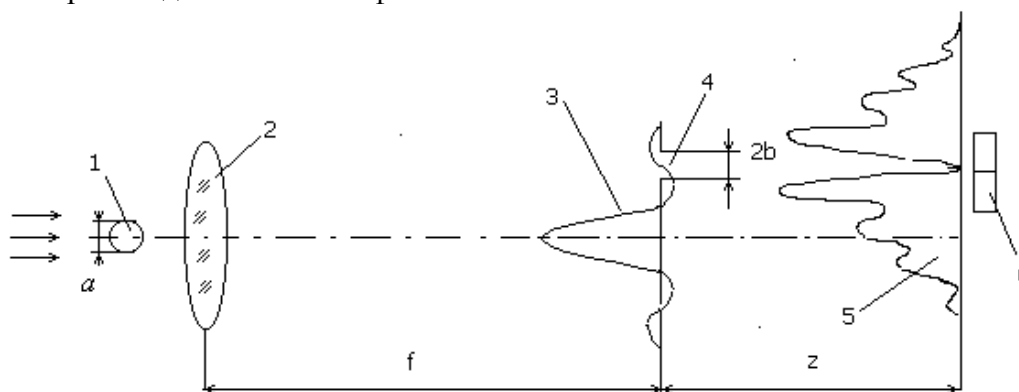


Рис. 3. ДМК с использованием фазовой информации: 1 – контролируемый объект; 2 – объектив; 3 – распределение амплитуды в плоскости частотного фильтра; 4 – щелевая апертура; 5 – распределение интенсивности в плоскости приемников; 6 – координатный приемник

Функция светового возмущения в окрестности точек инверсии фазы порядка n может быть описана линейной зависимостью:

$$U_n(x) = \frac{iU_0 s (-1)^{n+1}}{\lambda f n} \left(\frac{x a}{\lambda f} - n \right), \quad (6)$$

где s – площадь апертуры частотного фильтра, установленного в фокальной плоскости объектива, U_0 – амплитуда волны в плоскости объекта. Границу участков волны с разными фазами можно зарегистрировать с помощью апертуры, совмещая ее центр с границей раздела фаз (рис. 3).

Световое распределение за апертурой несет информацию о ее положении относительно границы раздела фаз. Оно определяется преобразованием Френеля функции светового возмущения (6):

$$I = \left(\frac{i \exp(ikz)}{2\pi} (U_n P) \otimes F_r \right), \quad (7)$$

где P – функция пропускания частотного фильтра, F_r – функция Френеля. При изменении размера объекта происходит смещение точек инверсии дифракционной картины в плоскости частотного фильтра (рис. 4), что приводит к перераспределению интенсивности света в плоскости регистрации (рис. 5). Относительный перепад интенсивностей в максимумах порядка k зависит от размера объекта, порядка n точки инверсии его частотного спектра и номера максимума. Чувствительность измерения смещения частотного спектра

$$\Psi = d(\Delta I)/d \varepsilon_0, \quad (8)$$

где $\varepsilon_0 = \varepsilon/b$ будет зависеть от числа зон Френеля, укладываемых на апертуре частотного фильтра, т.е. от z , b и λ . Она будет максимальна, если на апертуру укладывается одна зона Френеля. Если приемник может разрешить максимумы с перепадом интенсивности $\Delta I=0.01$, то погрешность наведения на точку инверсии составляет $\Delta \varepsilon \approx 0.2$ мкм. Разрешающая способность для поперечных измерений может быть оценена по формуле

$$\Delta a_{\min} = \frac{a^2 b}{(m-n)M\Psi\lambda f}, \quad (9)$$

где M – разрешающая способность координатного приемника.

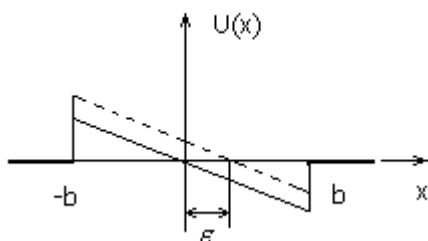


Рис. 4. Смещение частотного спектра с нулевым значением амплитуды

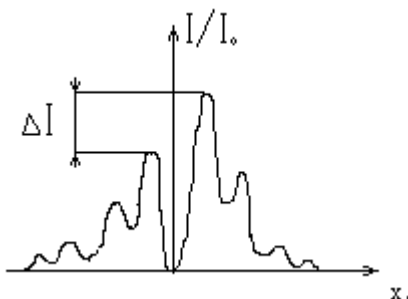


Рис. 5. Распределение интенсивности в плоскости приемников при смещении частотного спектра

Для определения линейного размера объекта требуется выполнить последовательно два наведения на точки инверсии и определить расстояние между ними. Моменту совмещения центра апертуры и точки инверсии спектра соответствует $\Delta I=0$. Погрешность определения расстояния между ними l_{mn} приблизительно в 5–10 раз больше погрешности наведения, тогда $\delta l_{mn} \approx 10^{-3}$ мм, т.е., благодаря уменьшению погрешности наведения, точность возрастает на порядок по сравнению с методом, основанным на регистрации точек минимумов в спектре Винера.

Дифракционный метод фазирования сегментных зеркал

ДМК могут быть использованы для фазирования сегментных зеркал. Они позволяют с очень высокой точностью измерить ошибку положения соседних элементов такого зеркала. Для этого перед ним устанавливают диафрагму с квадратными апертура-

ми, число которых соответствует числу границ между сегментами зеркала. Апертуры расположены так, что центр каждой из них совпадает с границей (рис. 6).

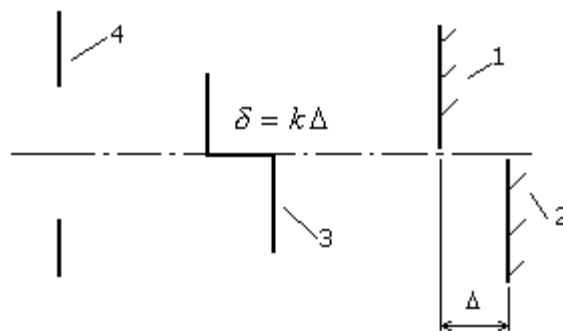


Рис. 6. Схема контроля сегментного зеркала: 1, 2 – элементы зеркала, смещенные относительно друг друга; 3 – деформированный волновой фронт; 4 – квадратная апертура

Если зеркала смещены относительно друг друга на Δ , то волновой фронт получает фазовый скачок $\delta = k\Delta$. По распределению интенсивности света за апертурой можно судить о величине Δ , которая может быть измерена с точностью до 3 нм. Недостатком этого метода является малый диапазон измерения смещений Δ , который равен $\pm\lambda/2$. Это связано с тем, что дифракционные картины для фазовых сдвигов с $\delta = nk\Delta$, где n – целое число, идентичны. Для увеличения диапазона измерений предлагается использовать две длины волны. Контроль тогда ведется по двум независимым дифракционным картинам. Эквивалентная длина волны определяется по формуле:

$$\lambda_{\text{экв}} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|}, \quad (10)$$

где λ_1 и λ_2 – используемые длины волн. Диапазон измерений увеличится до $\pm\lambda_{\text{экв}}/2$. Если $\lambda_1 = 632.8$ нм и $\lambda_2 = 532$ нм, то $\lambda_{\text{экв}} = 3340$ нм. Недостатком двухволнового метода является падение точности до 53 нм, что обусловлено трудностью одновременного контроля двух дифракционных картин. Поэтому рекомендуется использовать оба метода. Сначала выполняется предварительное фазирование двухволновым методом, а потом точное фазирование одноволновым.

Заключение

Из описанных методов дифракционного контроля наиболее перспективен метод, основанный на регистрации частотного спектра в точках инверсии фазы. Использование фазовой информации, содержащейся в частотном спектре, позволяет, не усложняя электронные схемы регистрации, значительно повысить чувствительность и точность метода, применяя только оптические средства.

Литература

1. Крылов К.И., Прокопенко В.Т., Митрофанов А.С. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении. Л: Машиностроение, 1978.
2. Назаров В.Н. Исследование оптической системы обработки информации $[\hat{F} - \hat{\Phi}]$ для дифракционных измерений. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. ЛИТМО, Ленинград, 1978.
3. Шляхтенко П.Г., Труевцев Н.Н. Использование дифракционного метода для контроля геометрических параметров структуры трикотажного полотна. // Оптический журнал. 2002. Том 69. №5.
4. Diaz – Uribe R., Jimenez – Hernandez A. Phase measurement for segmented optics with 1D diffraction patterns. // Optics Express. 2004. Vol.12. №7. P.1192–1204.

ПРИМЕНЕНИЕ КОМПЕНСАТОРА ЧУРИЛОВСКОГО В ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫХ ОБЪЕКТИВАХ С ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНОЙ

Г.Э. Романова

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.А. Зверев

Рассмотрены зеркально-линзовые объективы из двух сферических зеркал, в которых для компенсации сферической аберрации применяется плоскопараллельная пластина. Рассмотрена возможность применения компенсатора В.Н. Чуриловского для исправления комы таких систем.

Введение

Существуют различного типа компенсаторы аберраций для зеркальных систем: двухлинзовый афокальный в сходящемся и в параллельном пучке лучей, пластина Шмидта [1]. Для исправления сферической аберрации сферического зеркала можно применить и плоскопараллельную пластину, устанавливаемую в сходящемся пучке лучей [2].

Использование плоскопараллельной пластины в афокальной системе из двух сферических зеркал позволяет добиться апланатической коррекции аберраций [3]. Аналогично можно использовать плоскопараллельную пластину в объективе типа Кассегрена из двух сферических зеркал, при этом лучи будут проходить пластину дважды: после отражения от первого зеркала и после отражения от второго.

Теоретическая часть

Рассмотрим системы такого типа в области аберраций третьего порядка.

Коэффициенты аберраций третьего порядка определим выражениями [4]

$$S_I^* = B_0; \quad (1)$$

$$S_{II}^* = K_0 + qB_0; \quad (2)$$

$$S_{III}^* = C_0 + 2qK_0 + q^2B_0; \quad (3)$$

$$S_{IV}^* = D_0, \quad (4)$$

где

$$B_0 = \sum_{i=1}^n h_i P_i, \quad K_0 = -\sum_{i=1}^n W_i + \sum_{i=1}^n h_i S_i P_i, \quad C_0 = \sum_{i=1}^n \frac{v_{i+1} \alpha_{i+1} - v_i \alpha_i}{h_i} - 2 \sum_{i=1}^n S_i W_i + \sum_{i=1}^n h_i S_i^2 P_i,$$

$$D_0 = \sum_{i=1}^n \frac{v_i \alpha_{i+1} - v_{i+1} \alpha_i}{h_i}, \quad W_i = \frac{\alpha_{i+1} - \alpha_i}{v_{i+1} - v_i} (v_{i+1} \alpha_{i+1} - v_i \alpha_i), \quad P_i = \frac{\alpha_{i+1} - \alpha_i}{v_{i+1} - v_i} W_i, \quad v_i = \frac{1}{n_i},$$

$$S_i = \sum_{k=2}^i \frac{d_{k-1}}{n_k h_k h_{k-1}}, \quad q = \frac{v_1}{h_1^2 (1/s_1 - 1/s_{p1})}.$$

При $v_1 = 1$, $s_1 = \infty$ (предмет на бесконечно большом расстоянии в воздухе) $q = -s_{p1}$, где s_{p1} – расстояние от первой поверхности системы до входного зрачка.

На рис. 1 представлена система типа Кассегрена из двух сферических отражающих поверхностей с плоскопараллельной пластиной, расположенной в воздушном промежутке между зеркалами.

Систему можно описать углами нулевого луча с осью:

$$\begin{array}{lll} \alpha_1 = 0 & & n_1 = 1 \\ \alpha_2 = \alpha & d_1 & n_2 = -1 \\ \alpha_3 = \alpha v & d_2 & n_3 = -n. \end{array}$$

$$\begin{array}{lll}
\alpha_4 = \alpha & d_3 & n_4 = -1 \\
\alpha_5 = 1 & d_4 = -d_3 & n_5 = 1 \\
\alpha_6 = v & d_5 = -d_2 & n_6 = n \\
\alpha_7 = 1 & & n_7 = 1.
\end{array}$$

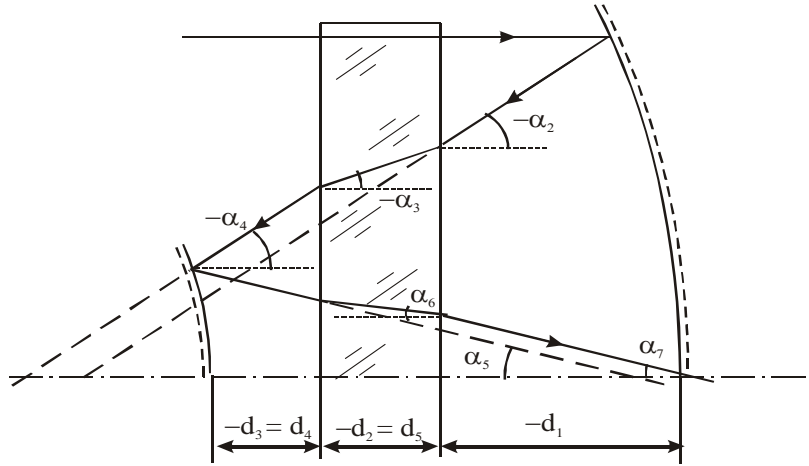


Рис. 1. Система из двух сферических зеркал с плоскопараллельной пластиной

Угол $\alpha = -V_2$, где V_2 – увеличение изображения второй зеркальной поверхностью. Параметры P_i , W_i :

$$\begin{aligned}
P_1 &= -\frac{\alpha^3}{4}, & P_2 &= -\alpha^3 \frac{1-n^2}{n^2} = -\alpha^3(v^2-1), & P_3 &= \alpha^3 \frac{1-n^2}{n^2} = \alpha^3(v^2-1), \\
P_4 &= \frac{(1-\alpha)^2}{4}(1+\alpha), & P_5 &= \frac{1-n^2}{n^2} = (v^2-1), & P_6 &= -\frac{1-n^2}{n^2} = -(v^2-1), & W_1 &= \frac{\alpha^2}{2}, \\
W_2 &= \alpha^2 \frac{1-n^2}{n^2} = \alpha^2(v^2-1), & W_3 &= -\alpha^2 \frac{1-n^2}{n^2} = -\alpha^2(v^2-1), & W_4 &= \frac{1-\alpha^2}{2}, \\
W_5 &= \frac{1-n^2}{n^2} = (v^2-1), & W_6 &= -\frac{1-n^2}{n^2} = -(v^2-1).
\end{aligned}$$

Высоты луча на поверхностях:

$$\begin{aligned}
h_1 &= 1, & h_2 &= h_1 - \alpha_2 d_1 = 1 - \alpha d_1, & h_3 &= h_2 - \alpha_3 d_2 = h_2 - \alpha d_2 v, \\
h_4 &= \eta = h_3 - \alpha_4 d_3 = h_3 - \alpha d_3, & h_5 &= h_4 - \alpha_5 d_4 = \eta + d_3, & h_6 &= h_5 - \alpha_6 d_5 = h_5 + d_2 v.
\end{aligned}$$

Вспомогательные величины S_i :

$$\begin{aligned}
S_1 &= 0, & S_2 &= \frac{v_2 d_1}{h_1 h_2} = -\frac{d_1}{h_2}, & S_3 &= \frac{v_2 d_1}{h_1 h_2} + \frac{v_3 d_2}{h_3 h_2} = -\frac{d_1 + d_2 v}{h_3}, \\
S_4 &= -\frac{d_1}{h_2} - \frac{d_2 v}{h_2 h_3} - \frac{d_3}{h_3 h_4} = -\frac{1-\eta}{\alpha \eta}, & S_5 &= -\frac{1-\eta}{\alpha \eta} + \frac{d_4}{n_5 h_5 h_4} = -\frac{1-\eta}{\alpha \eta} - \frac{1}{\eta} + \frac{1}{h_5}, \\
S_6 &= -\frac{1-\eta}{\alpha \eta} - \frac{1}{\eta} + \frac{1}{h_5} + \frac{d_5}{n_6 h_6 h_5} = -\frac{1-\eta}{\alpha \eta} - \frac{1}{\eta} + \frac{1}{h_6}.
\end{aligned}$$

Величина сферической аберрации определяется коэффициентом B_0 :

$$B_0 = \sum h_i P_i = -\frac{\alpha^3}{4} - (v^2-1)d_2 v (\alpha^4 + 1) + \eta \frac{(1-\alpha)^2(1+\alpha)}{4}.$$

При исправленной сферической аберрации третьего порядка ($B_0 = 0$)

$$d_2 v = \frac{\eta(1-\alpha)^2(1+\alpha) - \alpha^3}{4(\alpha^4 + 1)(v^2 - 1)}$$

или

$$d_2 = -\frac{n^3}{n^2 - 1} \frac{\eta(1-\alpha)^2(1+\alpha) - \alpha^3}{4(\alpha^4 + 1)}. \quad (5)$$

При этом кома системы определяется коэффициентом K_0 .

$$K_0 = -\sum_{i=1}^6 W_i + \sum_{i=1}^6 h_i S_i P_i, \text{ где } \sum W_i = \frac{1}{2}, \sum h_i S_i P_i = \frac{\eta(1-\alpha + \alpha^4 + \alpha^5) - \alpha^2(1+\alpha)}{4\eta(1+\alpha^4)}.$$

Тогда коэффициент комы третьего порядка в объективе из двух сферических зеркал и плоскопараллельной пластины равен

$$K_0 = -\frac{1}{2} + \frac{\eta(1-\alpha + \alpha^4 + \alpha^5) - \alpha^2(1+\alpha)}{4\eta(1+\alpha^4)}. \quad (6)$$

Как видно из полученной формулы, кома в системе не зависит от материала, из которого изготовлена пластина. При небольших значениях коэффициента η ($\eta < 0.1$) найдется значение угла α , при котором система становится апланатической, но реализовать такую систему не удастся, так как небольшие значения α и коэффициента экранирования η приведут к большой толщине пластины, и изображение окажется внутри пластины.

Коэффициент кривизны поля третьего порядка D_0 :

$$D_0 = -\frac{1 + \alpha(1 - \eta)}{\eta}. \quad (7)$$

Величина $D_0 = 0$ при

$$\alpha = -\frac{1}{1 - \eta}. \quad (8)$$

Кривизна поля системы определяется зеркальными поверхностями системы, т.е. в системе, где радиусы зеркальных поверхностей равны, можно также исправить кривизну поля.

Возможен вариант объектива, когда вторая зеркальная поверхность наносится на поверхность пластины (рис. 2). Такая система описывается углами нулевого луча в виде

$$\begin{array}{lll} \alpha_1 = 0 & & n_1 = 1 \\ \alpha_2 = \alpha & d_1 & n_2 = -1 \\ \alpha_3 = \alpha v & d_2 & n_3 = -n \\ \alpha_4 = v & d_3 = -d_2 & n_4 = n \\ \alpha_5 = 1 & & n_5 = 1. \end{array}$$

Угол $\alpha = -V_2$, где V_2 – увеличение изображения второй зеркальной поверхностью. Параметры P_i, W_i :

$$\begin{aligned} P_1 &= -\frac{\alpha^3}{4}, & P_2 &= -\alpha^3 \frac{1-n^2}{n^2} = -\alpha^3(v^2 - 1), & P_3 &= \frac{(1-\alpha)^2}{4}(1+\alpha)v^2, \\ P_4 &= -\frac{1-n^2}{n^2} = -(v^2 - 1), & W_1 &= \frac{\alpha^2}{2}, & W_2 &= \alpha^2 \frac{1-n^2}{n^2} = \alpha^2(v^2 - 1), & W_3 &= \frac{1-\alpha^2}{2}v^2, \\ W_4 &= -\frac{1-n^2}{n^2} = -(v^2 - 1). \end{aligned}$$

Высоты луча на поверхностях:

$$h_1 = 1, h_2 = h_1 - \alpha_2 d_1 = 1 - \alpha d_1, h_3 = \eta = h_2 - \alpha d_2 v, h_4 = h_3 - \alpha_4 d_3 = h_3 + d_2 v.$$

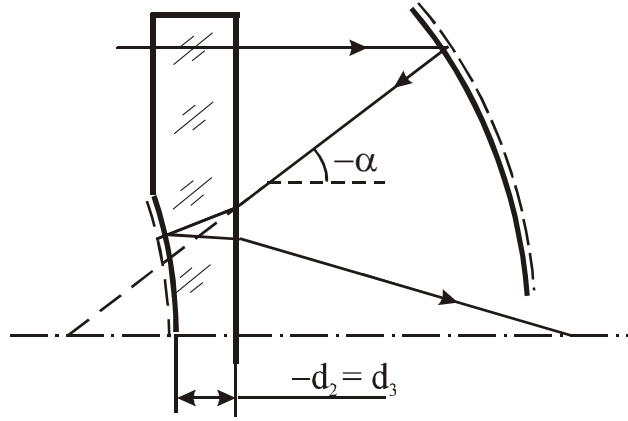


Рис. 2. Вариант объектива с плоскопараллельной пластиной

Вспомогательные величины S_i :

$$S_1 = 0, \quad S_2 = \frac{v_2 d_1}{h_1 h_2} = -\frac{d_1}{h_2}, \quad S_3 = \frac{v_2 d_1}{h_1 h_2} + \frac{v_3 d_2}{h_3 h_2} = -\frac{d_1 + d_2 v}{\eta},$$

$$S_4 = -\frac{d_1}{h_2} - \frac{d_2 v}{h_2 h_3} - \frac{d_3}{h_3 h_4} = -\frac{1 - \eta}{\alpha \eta}.$$

Величина сферической аберрации определяется коэффициентом B_0 :

$$B_0 = \sum h_i P_i = -\frac{\alpha^3}{4} + \eta \frac{(1 - \alpha)^2 (1 + \alpha)}{4} v^2 - \eta (v^2 - 1) [1 + \alpha^3] - v d_2 (1 + \alpha^4) (v^2 - 1),$$

откуда при $B_0 = 0$ толщина пластины равна

$$v d_2 = \frac{\eta (1 - \alpha)^2 (1 + \alpha) v^2 - \alpha^3}{4(1 + \alpha^4)(v^2 - 1)} - \eta \frac{[1 + \alpha^3]}{(1 + \alpha^4)}$$

или

$$d_2 = n \frac{\eta (1 - \alpha)^2 (1 + \alpha) v^2 - \alpha^3}{4(1 + \alpha^4)(v^2 - 1)} - m \eta \frac{[1 + \alpha^3]}{(1 + \alpha^4)}. \quad (9)$$

При этом величина комы в системе определяется коэффициентом K_0 :

$$K_0 = -\sum_{i=1}^4 W_i + \sum_{i=1}^4 h_i S_i P_i, \quad \text{где } \sum W_i = \frac{1 - (v^2 - 1)(1 - \alpha^2)}{2},$$

$$\sum h_i S_i P_i = \frac{1}{4\eta(1 + \alpha^4)} [\eta v^2 (1 - \alpha)^2 (1 + \alpha)(1 - \alpha^3) - 4\eta (v^2 - 1)(1 - \alpha^6) - \alpha^2 (1 + \alpha) + \alpha^2 \eta (1 + \alpha^4)]$$

Тогда

$$K_0 = -\frac{1}{2} + \frac{1}{4\eta(1 + \alpha^4)} [\eta(2 - v^2)(1 - \alpha^6) + \eta \alpha^2 (2 - 3v^2)(1 - \alpha^2) - \eta v^2 \alpha (1 - \alpha^4) + \eta \alpha^2 (1 + \alpha^4) - \alpha^2 (1 + \alpha)]. \quad (10)$$

Кривизна поля системы определяется коэффициентом D_0 :

$$D_0 = \frac{\alpha(n^2 \eta - 1) - 1}{n^2 \eta}. \quad (11)$$

Кривизна поля исправлена при условии, что угол α определяется выражением

$$\alpha = \frac{1}{n^2 \eta - 1}. \quad (12)$$

Рассмотренные типы систем в общем случае свободны только от сферической аберрации третьего порядка. Для исправления комы можно применить компенсатор, предложенный В.Н. Чуриловским [1] для параболических зеркал – плосковогнутую и плосковыпуклую линзы, обращенные друг к другу плоскими сторонами, разделенные воздушным промежутком, с параллельным ходом луча между ними. Если воздушный промежуток оказывается малым, то эти две линзы можно объединить в одну – мениск с параллельным ходом луча в стекле (рис. 3).

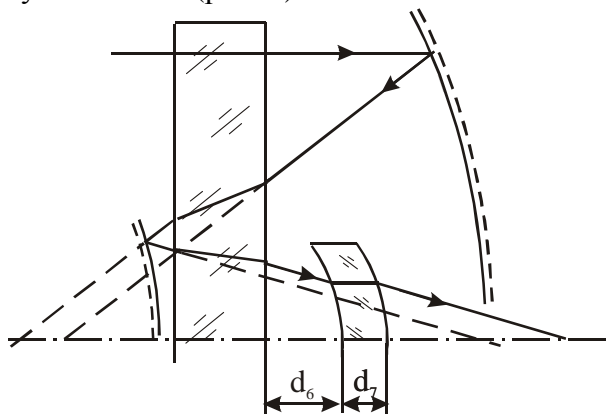


Рис. 3. Система с плоскопараллельной пластиной и компенсатором комы

Система описывается углами нулевого луча с осью:

$$\begin{array}{lll}
 \alpha_1 = 0 & & n_1 = 1 \\
 \alpha_2 = \alpha & d_1 & n_2 = -1 \\
 \alpha_3 = \alpha v & d_2 & n_3 = -n \\
 \alpha_4 = \alpha & d_3 & n_4 = -1 \\
 \alpha_5 = 1 & d_4 = -d_3 & n_5 = 1 \\
 \alpha_6 = v & d_5 = -d_2 & n_6 = n \\
 \alpha_7 = 1 & d_6 & n_7 = 1 \\
 \alpha_8 = 0 & d_7 & n_8 = n \\
 \alpha_9 = 1 & & n_9 = 1.
 \end{array}$$

Параметры P_i , W_i для поверхностей мениска:

$$P_7 = -\frac{1}{(v-1)^2}, P_8 = \frac{1}{(v-1)^2}, W_7 = \frac{1}{v-1}, W_8 = -\frac{1}{v-1}.$$

Высоты параксиального луча на поверхностях мениска:

$$h_7 = h_6 - d_6 = \eta + \frac{1-\eta}{\alpha} - d_1 - d_6, h_8 = h_7.$$

Сферическая аберрация в объективе типа Кассегрена с плоскопараллельной пластиной исправлена, поэтому коэффициент B_0 равен

$$B_0 = h_7(P_7 + P_8) = h_7 \left(-\frac{1}{(v-1)^2} + \frac{1}{(v-1)^2} \right) = 0.$$

Таким образом, такой мениск не вносит сферической аберрации в систему.

Вспомогательные величины:

$$S_7 = -\frac{1-\eta}{\alpha\eta} - \frac{1}{\eta} + \frac{1}{h_7}, S_8 = -\frac{1-\eta}{\alpha\eta} - \frac{1}{\eta} + \frac{1}{h_7} + \frac{d_7 v}{h_7^2}.$$

Обозначим коэффициент комы для объектива с плоскопараллельной пластиной без мениска K_0 , а для объектива с мениском $K_{0\Sigma}$. Тогда:

$$K_{0\Sigma} = K_0 - (W_7 + W_8) + h_7 S_7 P_7 + h_8 S_8 P_8 = K_0 + \frac{d_7 \nu}{h_7 (1 - \nu)^2},$$

где

$$K_0 = -\frac{1}{2} + \frac{\eta(1 - \alpha + \alpha^4 + \alpha^5) - \alpha^2(1 + \alpha)}{4\eta(1 + \alpha^4)}.$$

Тогда при $K_{0\Sigma} = 0$

$$d_7 = -\frac{(1 - \nu)^2}{\nu} h_7 K_0. \quad (13)$$

Высота $h_7 = \eta + \frac{1 - \eta}{\alpha} - d_1 - d_6$, поэтому толщина мениска зависит не только от положения мениска относительно поверхности пластины, но и от положения пластины относительно первого зеркала.

Использование такого компенсатора возможно и в случае второго типа системы (рис. 4).

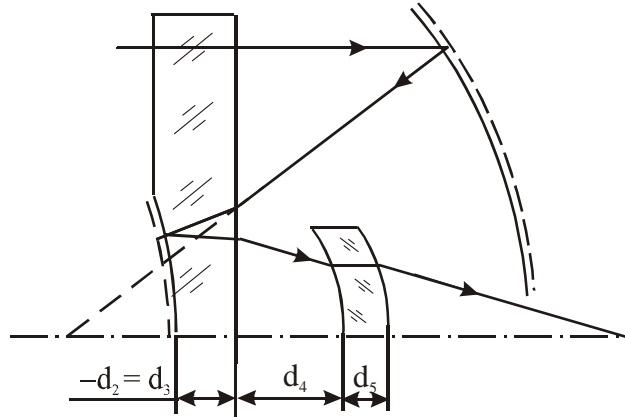


Рис. 4. Вариант зеркально-линзового объектива с компенсатором комы

Такая система описывается следующим образом:

$\alpha_1 = 0$		$n_1 = 1$
$\alpha_2 = \alpha$	d_1	$n_2 = -1$
$\alpha_3 = \alpha\nu$	d_2	$n_3 = -n$
$\alpha_4 = \nu$	$d_3 = -d_2$	$n_4 = n$
$\alpha_5 = 1$	d_4	$n_5 = 1$
$\alpha_6 = 0$	d_5	$n_6 = n$
$\alpha_7 = 1$		$n_7 = 1$.

Параметры P_i , W_i для поверхностей мениска:

$$P_5 = -\frac{1}{(\nu - 1)^2}, P_6 = \frac{1}{(\nu - 1)^2}, W_5 = \frac{1}{\nu - 1}, W_6 = -\frac{1}{\nu - 1}.$$

Высоты параксиального луча на поверхностях мениска:

$$h_5 = h_4 - d_4 = \eta + d_2 \nu - d_4, h_6 = h_5.$$

Коэффициент B_0 :

$$B_0 = h_7(P_7 + P_8) = h_7 \left(-\frac{1}{(v-1)^2} + \frac{1}{(v-1)^2} \right) = 0.$$

Вспомогательные величины:

$$S_5 = -\frac{1-\eta}{\alpha\eta} - \frac{1}{\eta} + \frac{1}{h_5}, \quad S_6 = -\frac{1-\eta}{\alpha\eta} - \frac{1}{\eta} + \frac{1}{h_5} + \frac{d_5 v}{h_5^2}.$$

Обозначим коэффициент комы для объектива с плоскопараллельной пластиной без мениска K_0 , а для объектива с мениском $K_{0\Sigma}$. Тогда:

$$K_{0\Sigma} = K_0 - (W_5 + W_6) + h_5 S_5 P_5 + h_6 S_6 P_6 = K_0 + \frac{d_5 v}{h_5 (1-v)^2}, \text{ где}$$

$$K_0 = -\frac{1}{2} + \frac{1}{4\eta(1+\alpha^4)} [\eta(2-v^2)(1-\alpha^6) + \eta\alpha^2(2-3v^2)(1-\alpha^2) - \eta v^2 \alpha(1-\alpha^4) + \eta\alpha^2(1+\alpha^4) - \alpha^2(1+\alpha)].$$

Тогда при $K_{0\Sigma} = 0$:

$$d_5 = -\frac{(1-v)^2}{v} h_5 K_0. \quad (14)$$

Толщина мениска в этом случае получается значительной, поэтому удобно разбить его на две линзы – плосковогнутую и плосковыпуклую, а в качестве коррекционного параметра использовать воздушный промежуток между ними.

Примеры схем

На рис. 5 приведена схема зеркально-линзового объектива с плоскопараллельной пластиной, построенного по первой схеме, $f' = 500$, 1:5, $2\omega = 3.5^\circ$, волновая сферическая aberrация не превышает 0.212λ , неизопланатизм 0.034%.

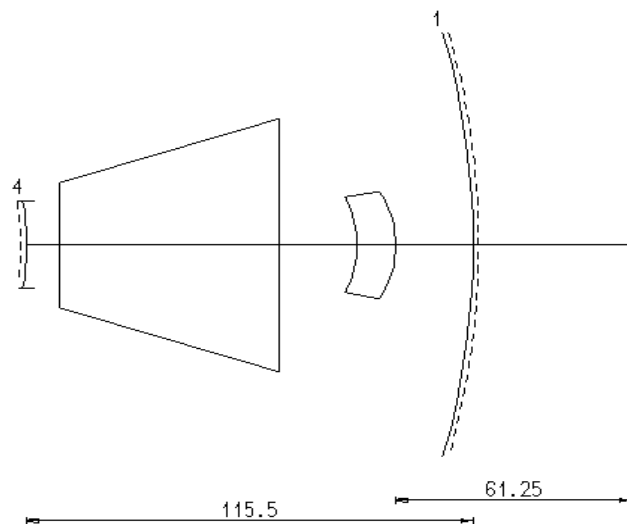


Рис. 5. Зеркально-линзовый объектив $f' = 500$, 1:5, $2\omega = 3.5^\circ$

На рис. 6 приведена схема объектива, построенного по второй схеме, $f' = 500$, 1:5, $2\omega = 2^\circ$, волновая сферическая aberrация 0.013λ , неизопланатизм 0.0213%.

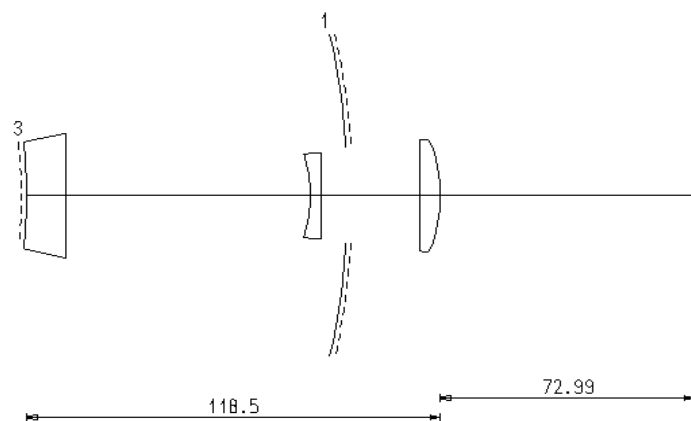


Рис. 6. Зеркально-линзовый объектив $f' = 500$, $1:5$, $2\omega = 2^\circ$

Хроматические aberrации в обоих объективах не исправлены, но можно изготовить пластину из двух марок стекол с близкими показателями преломления и различной величиной дисперсии, тогда радиус склеенной поверхности можно использовать для исправления хроматизма.

Заключение

Рассмотрена возможность применения плоскопараллельной пластины для исправления сферической aberrации объектива из двух сферических зеркал, причем проанализированы объективы двух типов: с плоскопараллельной пластиной, находящейся в воздушном промежутке между зеркалами, и вариант, когда вторая зеркальная поверхность наносится на поверхность пластины. Показана возможность применения компенсатора В.Н. Чуриловского для исправления комы таких систем.

Литература

1. Чуриловский В.Н. Теория хроматизма и aberrаций третьего порядка. Л.: Машиностроение, 1968.
2. Зверев В.А., Хлусова Н.И. Применение плоскопараллельной пластинки для исправления сферической aberrации // ОМП, ОНТИ ГОИ. 1972. № 9. С. 24–25.
3. Романова Г.Э. Композиция зеркально-линзового объектива, основанная на применении коррекционных свойств плоскопараллельной пластинки // Материалы I конференции молодых ученых ИТМО
4. Зверев В.А. Основы геометрической оптики. Санкт-Петербург, ИТМО, 2002.

ТРЕХКОМПОНЕНТНАЯ СИСТЕМА ПЕРЕМЕННОГО УВЕЛИЧЕНИЯ В ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЕ ЗРИТЕЛЬНОЙ ТРУБЫ

Т.В. Точилина

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.А. Зверев

Получены основные соотношения, определяющие параметры трехкомпонентной системы переменного увеличения с дискретной компенсацией расфокусировки изображения. Рассмотрен вариант компоновки схемы зрительной трубы с применением названной системы переменного увеличения и представлен возможный метод ее расчета. Применение метода показано на конкретном примере.

Предположим, что оптическая система состоит из двух тонких компонентов, расстояние между которыми равно $d \neq 0$. Пусть расстояние между осевыми точками предмета и изображения, образованного двухкомпонентной системой, равно L . При этом расстояние от первого компонента до осевой точки предмета определяется выражением [1]:

$$a_1 = \frac{d-L}{2} \pm \frac{1}{2\varphi} \sqrt{(\varphi_1^2 d^2 + \varphi L)(\varphi_1^2 d^2 + \varphi L - 4)}, \quad (1)$$

где φ – оптическая сила двухкомпонентной системы, причём

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2 d. \quad (2)$$

Вариант принципиальной схемы двухкомпонентной оптической системы, когда оптические силы компонентов $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_0$, получает развитие при $L = d_{HH'}$, где расстояние между главными плоскостями $d_{HH'}$ равно [2]:

$$d_{HH'} = -\frac{\varphi_1 \varphi_2}{\varphi} d^2. \quad (3)$$

Подставив соотношения (2) и (3) в выражение (1), при $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_0$ и $L = d_{HH'}$ получаем

$$a_1 = \frac{d}{2 - \varphi_1 d}. \quad (4)$$

Используя формулу отрезков в виде $\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f'}$, находим, что

$$a'_1 = \frac{a_1}{1 + a_1 \varphi_1} = \frac{1}{2} d. \quad (5)$$

$$\text{При этом } a_2 = a'_1 - d = -\frac{1}{2} d \quad (6)$$

и, соответственно, $a'_2 = -\frac{d}{2 - \varphi_1 d} = -a_1$.

Одновременное смещение компонентов в направлении оптической оси на некоторую величину Δ приведёт к изменению величины поперечного увеличения изображения и к расфокусировке изображения, характерным при смещении однокомпонентной оптической системы. Однако, из соотношений (5) и (6) следует, что первый оптический компонент образует промежуточное изображение, расположенное внутри воздушного промежутка между компонентами на равном расстоянии от каждого из них. Вполне очевидно, что положение изображения не изменится, если совместить его с третьим оптическим компонентом, при этом не изменится и ход осевого пучка лучей. Тогда расфокусировку изображения, возникающую при смещении крайних компонентов на расстояние Δ , можно компенсировать подбором оптической силы среднего (третьего) компонента. Такую систему в начальном положении можно записать в виде

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= \varphi_0 & d_{01} &= d_0 \\ \varphi_2 &= \varphi_K & & \\ \varphi_3 &= \varphi_0 & d_{02} &= d_0.\end{aligned}$$

Здесь $d_0 = \frac{1}{2}d$. При этом $a_{01} = -a'_{03} = \frac{d_0}{1 - \varphi_0 d_0}$; $a_{02} = a'_{02}$; $a'_{01} = -a_{03} = d_0$.

При расчёте трёхкомпонентной оптической системы переменного увеличения в качестве исходного параметра удобно использовать поперечное увеличение V_0 изображения, образованного первым компонентом в начальном положении системы [3], величина которого определяется соотношением:

$$V_0 = \frac{a'_{01}}{a_{01}} = 1 - \varphi_0 d_0,$$

при этом $a_{01} = -a'_{03} = \frac{d_0}{V_0}$, а оптическая сила крайних компонентов в масштабе расстоя-

ния d_0 равна

$$\tilde{\varphi}_0 = \varphi_0 d_0 = 1 - V_0. \quad (7)$$

Учитывая соотношение (7), выражение (2) можно представить в виде:

$$\tilde{\varphi} = \varphi d_0 = 2\tilde{\varphi}_0(1 - \tilde{\varphi}_0) = 2V_0(1 - V_0). \quad (8)$$

При $L = d_{HH}$ получаем

$$\tilde{L}_0 = \frac{L_0}{d_0} = -2 \frac{1 - V_0}{V_0}. \quad (9)$$

При одновременном смещении крайних компонентов вдоль оптической оси на расстояние Δ принципиальную схему оптической системы можно записать в виде:

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= \varphi_0 & d_1 &= d_{01} - \Delta = d_0 - \Delta \\ \varphi_2 &= \varphi_K & d_2 &= d_{02} + \Delta = d_0 + \Delta. \\ \varphi_3 &= \varphi_0 & &\end{aligned}$$

В этом случае $a_1 = a_{01} - \Delta = d_0 \frac{1 - V_0 \tilde{\Delta}}{V_0}$, где $\tilde{\Delta} = \frac{\Delta}{d_0}$;

$$L = -a_1 + d_1 + d_2 + a'_3 = 2d_0 - d_0 \frac{1 - V_0 \tilde{\Delta}}{V_0} + a'_3.$$

Пусть при некотором значении расстояния $\Delta = \Delta_0$ выполняется условие: $L = L_0$.

При этом находим, что $a'_3 = -d_0 \frac{1 + V_0 \tilde{\Delta}}{V_0}$. Тогда, используя формулу отрезков и полагая,

что при $\Delta = \Delta_0$ отрезки $a_2 = a_{20}$, а $a'_2 = a'_{20}$, получаем выражение, определяющее оптическую силу среднего (третьего) компонента, в виде:

$$\varphi_K = -\frac{2}{d_0} \frac{1}{1 - V_0} \frac{V_0^3}{(1 + V_0)^2 - V_0^2 \tilde{\Delta}_0^2}. \quad (10)$$

При $\tilde{\Delta}_0 = \pm 1$ имеем

$$\tilde{\varphi}_K = -\frac{2}{1 - V_0} \frac{V_0^3}{1 + 2V_0}. \quad (11)$$

Используя формулы (7)–(9) и (11), для достаточно представительного ряда значений из общего диапазона изменения величины V_0 , определяющих характер изменения параметров рассматриваемой схемы, вычислены значения величин $\tilde{\varphi}_0$, $\tilde{\varphi}_K$, $\tilde{\varphi}$ и \tilde{L}_0 . Ре-

зультаты вычислений приведены в табл.1. По данным таблицы построены кривые зависимостей $\tilde{\varphi}_0 = \tilde{\varphi}_0(V_0)$, $\tilde{L}_0 = \tilde{L}_0(V_0)$ и $\tilde{\varphi}_K = \tilde{\varphi}_K(V_0)$, приведённые на рис.1.

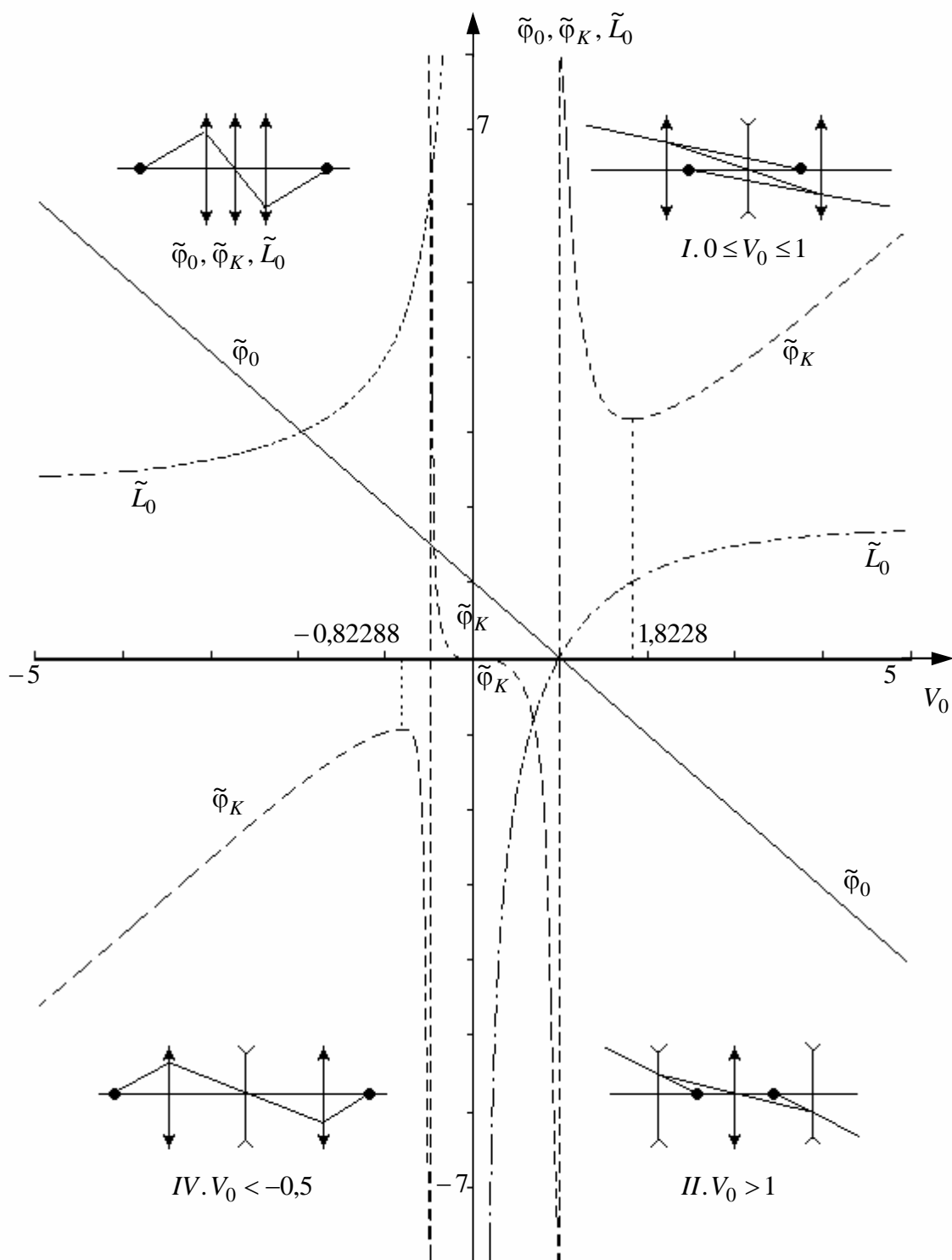


Рис.1. Графики функций $\tilde{\varphi}_0 = \tilde{\varphi}_0(V_0)$, $\tilde{L}_0 = \tilde{L}_0(V_0)$, $\tilde{\varphi}_K = \tilde{\varphi}_K(V_0)$

V_0	$\tilde{\varphi}_0$	$\tilde{\varphi}_K$	\tilde{s}_{011}	\tilde{L}_{01}	\tilde{s}_{012}	\tilde{L}_{02}
5,0000	-4,0000	5,6818	0,2000	1,6000	-0,7959	3,5918
4,0000	-3,0000	4,7407	0,2500	1,5000	-0,7419	3,4839
3,0000	-2,0000	3,8571	0,3333	1,3333	-0,6471	3,2941
2,0000	-1,0000	3,2000	0,5000	1,0000	-0,4286	2,8571
1,8229	-0,8229	3,1689	0,5486	0,9028	-0,3543	2,7085
1,7500	-0,7500	3,1759	0,5714	0,8571	-0,3171	2,6341
1,5000	-0,5000	3,3750	0,6667	0,6667	-0,1429	2,2857
1,2500	-0,2500	4,4643	0,8000	0,4000	0,1765	1,6471
1,0500	-0,0500	14,9371	0,9524	0,0952	0,7427	0,5145
1,0000	0,0000	—	1,0000	0,0000	1,0000	0,0000
0,9500	0,0500	-11,8259	1,0526	-0,1053	1,3603	-0,7205
0,7500	0,2500	-1,3500	1,3333	-0,6667	11,0000	-20,0000
0,5000	0,5000	-0,2500	2,0000	-2,0000	-3,0000	8,0000
0,2500	0,7500	-0,0278	4,0000	-6,0000	-1,5714	5,1429
0,1000	0,9000	-0,0019	10,0000	-18,0000	-1,2041	4,4082
0,0000	1,0000	0,0000	—	$\pm\infty$	1,0000	4,0000
-0,1000	1,1000	0,0023	-10,0000	22,0000	-0,7959	3,5918
-0,2500	1,2500	0,0500	-4,0000	10,0000	-0,4286	2,8571
-0,3000	1,3000	0,1038	-3,3333	8,6667	-0,2683	2,5366
-0,3500	1,3500	0,2117	-2,8571	7,7143	-0,0729	2,1457
-0,4000	1,4000	0,4571	-2,5000	7,0000	0,1765	1,6471
-0,4500	1,4500	1,2569	-2,2222	6,4444	0,5126	0,9748
-0,4900	1,4900	7,8959	-2,0408	6,0816	0,8853	0,2293
-0,5000	1,5000	—	-2,0000	6,0000	1,0000	0,0000
-0,5100	1,5100	-8,7848	-1,9608	5,9216	1,1259	-0,2518
-0,8229	1,8229	-0,9467	-1,2152	4,4305	-5,6453	13,2912
-1,0000	2,0000	-1,0000	-1,0000	4,0000	-3,0000	8,0000
-2,0000	3,0000	-1,7778	-0,5000	3,0000	-1,5714	5,1429
-3,0000	4,0000	-2,7000	-0,3333	2,6667	-1,3529	4,7059
-4,0000	5,0000	-3,6571	-0,2500	2,5000	-1,2581	4,5161
-5,0000	6,0000	-4,6296	-0,2000	2,4000	-1,2041	4,4082

Таблица 1. Результаты вычислений величин $\tilde{\varphi}_0$, $\tilde{\varphi}_K$, $\tilde{\varphi}$, \tilde{L}_0

Из вида кривой $\tilde{\varphi}_K = \tilde{\varphi}_K(V_0)$ следует, что существуют четыре интервала значений величины V_0 , в которых чередуются знаки соответствующих величин оптической силы φ_K . Сочетание знаков величин $\tilde{\varphi}_0, \tilde{\varphi}_K, \tilde{\varphi}$ и \tilde{L}_0 в каждом из интервалов значений поперечного увеличения V_0 определяет тип схемного решения трёхкомпонентной панкратической системы. Интервалы изменения параметров $\tilde{\varphi}_0, \tilde{\varphi}_K, \tilde{\varphi}$ и \tilde{L}_0 для каждого типа принципиальной схемы представлены в табл.2.

Тип	V_0	$\tilde{\varphi}_0$	$\tilde{\varphi}_K$	$\tilde{\varphi}$	\tilde{L}_0
I	$0 < V_0 < 1$	$0 < \tilde{\varphi}_0 < 1$	$-\infty < \tilde{\varphi}_K < 0$	$0 < \tilde{\varphi} < 0,5$	$-\infty < \tilde{L}_0 < 0$
II	$1 < V_0 < \infty$	$-\infty < \tilde{\varphi}_0 < 0$	$3,17 < \tilde{\varphi}_K < \infty$	$-\infty < \tilde{\varphi} < 0$	$0 < \tilde{L}_0 < 2$
III	$-0,5 < V_0 < 1$	$1 < \tilde{\varphi}_0 < 1,5$	$0 < \tilde{\varphi}_K < \infty$	$-1,5 < \tilde{\varphi} < 0$	$6 < \tilde{L}_0 < \infty$
IV	$-\infty < V_0 < -0,5$	$1,5 < \tilde{\varphi}_0 < \infty$	$-\infty < \tilde{\varphi}_K < -0,95$	$-\infty < \tilde{\varphi} < -1,5$	$2 < \tilde{L}_0 < 6$

Таблица 2. Интервалы изменения параметров $\tilde{\varphi}_0, \tilde{\varphi}_K, \tilde{\varphi}$ и \tilde{L}_0

При исходном положении крайних компонентов системы расстояние между осевыми точками предмета и изображения равно $L_0 = -a_{01} + 2d_0 + a'_{03}$. При одновременном смещении крайних компонентов вдоль оптической оси на расстояние Δ произвольной величины расстояние между осевыми точками предмета и изображения становится равным $L = -a_1 + d_1 + d_2 + a'_3 = -a_{01} + \Delta + 2d_0 + a'_3$. Возникающая при этом остаточная расфокусировка изображения определяется разностью:

$$\delta L = L - L_0 = a'_3 + \Delta - a'_{03}. \quad (12)$$

Используя формулу отрезков, рекуррентную формулу $a_{i+1} = a'_i - d_i$, а также формулы (7) и (10), в результате преобразований получаем

$$a'_3 = -d_0 \frac{Aa_1 + 2Bd_0}{2V_0Ca_1 - Dd_0}, \quad (13)$$

где $A = (1 - V_0)(1 - V_0^2) - 2V_0^2 - 2V_0^3\tilde{\Delta} - (1 - V_0)V_0^2\tilde{\Delta}_0^2 + 2(1 - V_0)V_0^3(\tilde{\Delta}_0^2 - \tilde{\Delta}^2)$,

$$B = 1 + V_0(1 - V_0) - V_0^2\tilde{\Delta}_0^2 + V_0^3(\tilde{\Delta}_0^2 - \tilde{\Delta}^2),$$

$$C = 1 - 2V_0^2 - (1 - V_0)^2V_0^2(\tilde{\Delta}_0^2 - \tilde{\Delta}^2),$$

$$D = A + 4V_0^3\tilde{\Delta}.$$

Используя выражение (13), при $a_{01} = -a'_{03} = \frac{d_0}{V_0}$ выражение (12) преобразуем к виду:

$$\delta L = d_0 \frac{2(1 - V_0)V_0^3(\tilde{\Delta}_0^2 - \tilde{\Delta}^2)\tilde{\Delta}^2}{1 + V_0^2(1 - \tilde{\Delta}_0^2) + 2V_0(1 - \tilde{\Delta})(1 - V_0\tilde{\Delta}) + 2(1 - V_0)V_0^3(\tilde{\Delta}_0^2 - \tilde{\Delta}^2)\tilde{\Delta}}. \quad (14)$$

Вполне очевидно, что при $\tilde{\Delta}_0 = 0$ и при $\tilde{\Delta} = \tilde{\Delta}_0$ величина $\delta L = 0$. При $\tilde{\Delta} = \tilde{\Delta}_0$ из выражения (12) следует, что $a'_{03} = a'_3 + d_0\tilde{\Delta}_0$. Используя соотношение (13), это выражение можно преобразовать к виду:

$$a'_{03} = -d_0 \frac{A_0a_{01} + 2B_0d_0}{2C_0a_{01} - D_0d_0}, \quad (15)$$

где $A_0 = (1 - V_0)(1 - V_0^2) - 2V_0^2 - (1 - V_0)V_0^2\tilde{\Delta}_0^2 - 2V_0(1 - V_0^2)\tilde{\Delta}_0$,

$$\begin{aligned} B_0 &= 1 + V_0(1 - V_0)(1 + \tilde{\Delta}_0^2), \\ C_0 &= V_0(1 - 2V_0^2), \\ D_0 &= A_0 + 4V_0(1 - V_0^2)\tilde{\Delta}_0. \end{aligned}$$

Пусть q – некоторое положительное число, при этом $0 \leq q \leq 1$. Из равенства правых частей выражений, полученных в результате подстановки в выражение (15) величины $\tilde{\Delta}_0 = \pm q$, получаем уравнение

$$a_{01}^2 - \frac{\tilde{A}_0}{C_0} d_0 a_{01} - \frac{B_0}{C_0} d_0^2 = 0,$$

где $\tilde{A}_0 = A_0 + 2V_0(1 - V_0^2)\tilde{\Delta}_0$. Решив это уравнение, получаем

$$a_{011} = \frac{d_0}{V_0}, \quad (16)$$

$$a_{012} = \frac{1 + V_0(1 - V_0)(1 - \tilde{\Delta}_0^2)}{2V_0^2 - 1} d_0. \quad (17)$$

Выражения (16) и (17) определяют положение двух пар оптически сопряжённых осевых точек, расстояние между которыми не изменяется при смещении крайних компонентов системы на предельную величину $\tilde{\Delta} = \tilde{\Delta}_0$. Если принять, что выражение (16) определяет положение осевой точки предмета, то осевую точку, положение которой определяется выражением (17), можно использовать в качестве центра входного зрачка. При $a_{011} = -a'_{031}$ расстояние L_{01} между оптически сопряжёнными точками равно

$$L_{01} = -a_{011} + 2d_0 + a'_{031} = -2\frac{1 - V_0}{V_0} d_0. \quad (18)$$

Подставив выражение (17) в выражение (15), получаем, что $a'_{032} = -a_{012}$. При этом

$$L_{02} = -a_{012} + 2d_0 + a'_{032} = 2\frac{2(1 + V_0) + V_0(1 + \tilde{\Delta}_0^2)}{1 - 2V_0^2} (1 - V_0) d_0. \quad (19)$$

Поперечное увеличение изображения, образованного рассматриваемой системой, можно определить выражением:

$$V^{-1} = \frac{a_1 a_2 a_3}{a'_1 a'_2 a'_3} = (1 + a_1 \varphi_0)(1 + a_2 \varphi_K)(1 + a_3 \varphi_0).$$

Выполнив очевидные подстановки и необходимые преобразования, при $\tilde{\Delta} = \tilde{\Delta}_0$ получаем

$$V = \frac{(1 - V_0)[(1 + V_0)^2 - V_0^2 \tilde{\Delta}_0^2]}{(1 - V_0)(1 + V_0 - V_0 \tilde{\Delta}_0)^2 - 2(1 - 2V_0^2)(1 - V_0 \tilde{a}_{01})}. \quad (20)$$

При этом при $\tilde{\Delta}_0 = \pm q$ кратность увеличения равна:

$$\mu(V_0, q) = \frac{V(q)}{V(-q)} = 1 + \frac{4V_0(1 - V_0^2)q}{(1 - V_0)(1 + V_0 - V_0 q)^2 - 2(1 - 2V_0^2)(1 - V_0 \tilde{a}_{01})}.$$

Пусть $\tilde{a}_{01} = \tilde{a}_{011} = \frac{1}{V_0}$. При этом

$$\mu_1(V_0, q) = \left(\frac{1 + V_0 + V_0 q}{1 + V_0 - V_0 q} \right)^2. \quad (21)$$

При $q = 1$:

$$\mu_1(V_0) = (1 + 2V_0)^2.$$

Легко убедиться, что при $\tilde{a}_{01} = \tilde{a}_{012} = \frac{1 + V_0(1 - V_0)(1 + \tilde{\Delta}_0^2)}{2V_0^2 - 1}$ при $\tilde{\Delta}_0 = \pm q$ имеем

$$\mu_2(V_0, q) = \left(\frac{1 + V_0 - V_0q}{1 + V_0 + V_0q} \right)^2. \text{ Таким образом,}$$

$$\mu_1(V_0, q) \cdot \mu_2(V_0, q) = 1.$$

Из выражения (20) следует, что при $\tilde{a}_{01} = \frac{1}{V_0}$ и $\tilde{\Delta}_0 = 0$ величина $V = 1^X$, т.е. до-

полнение двухкомпонентной системы при $L = d_{HH'}$ третьим компонентом φ_K не изменило линейного увеличения изображения, образованного двухкомпонентной системой. Построенная таким образом трёхкомпонентная система может быть названа панкратическим коллективом.

Итак, исходной величиной, определяющей тип схемного решения и параметры схемы, является величина V_0 . Более других изучен и нашёл применение первый тип схемного решения трёхкомпонентной панкратики [4]. Рассмотрим применение трёхкомпонентной системы переменного увеличения и возможный вариант её расчёта.

Вполне очевидно, что расстояние от выходного зрачка объектива зрительной трубы до осевой точки образованного им изображения должно быть равно расстоянию от входного зрачка до осевой точки предмета системы переменного увеличения. В рассматриваемом случае это расстояние равно: $\tilde{L}_P = \tilde{a}_{011} - \tilde{a}_{012}$. Применяв формулы (16) и (17), получаем

$$\tilde{L}_P = \frac{1 - V_0(1 + V_0)^2 + V_0^2 \tilde{\Delta}_0^2}{V_0(1 - 2V_0^2)}. \quad (22)$$

Для анализа взаимосвязи величин V_0 и $\tilde{\Delta}_0$ обратимся к формуле (21), которую удобно представить в виде:

$$\mu = \left(\frac{1 + V_0(1 + q)}{1 + V_0(1 - q)} \right)^2. \quad (23)$$

Величина V_0 для рассматриваемого типа системы переменного увеличения может принимать значения в диапазоне $0 \leq V_0 \leq 1^X$. При этом, как следует из формулы (23), при $q = 1$ величина μ может принимать значения в пределах: $1 \leq \mu \leq 9$, при $q = 0,8$: $1 \leq \mu \leq 5,44$, а при $q = 0,6$: $1 \leq \mu \leq 3,45$. В основу выбора величины поперечного увеличения V_0 может быть положено условие отсутствия пецвалеовой кривизны поверхности изображения, образованного панкратической системой. В первом приближении это условие можно записать в виде: $2\varphi_0 + \varphi_K = 0$. Выражения (7) и (10) позволяют преобразовать это условие к виду:

$$(1 - \tilde{\Delta}_0^4)V_0^4 - (1 - 2\tilde{\Delta}_0^2)V_0^3 - (2 + \tilde{\Delta}_0^2)V_0^2 + 1 = 0. \quad (24)$$

Пусть $\tilde{\Delta}_0^2 = 1$. Подставив эту величину в выражение (24), получаем

$$V_0^3 - 3V_0^2 + 1 = 0.$$

Решив это уравнение, имеем $V_{01} = 0,6527^X$ (система первого типа), $V_{02} = 2,8794^X$ (система второго типа), $V_{03} = -0,5321^X$ (система четвёртого типа). Если $\tilde{\Delta}_0^2 = 0,5$, то условие (24) принимает вид: $V_0^4 - \frac{10}{3}V_0^2 + \frac{4}{3} = 0$. Решениями этого уравнения будут $V_{01} = -V_{02} = 0,6818^X$ (системы первого и четвёртого типов соответственно), $V_{03} = -V_{04} = 1,6937^X$ (системы второго и четвёртого типов соответственно). Заметим, что величина $V_0 = \frac{1}{n}$, где n – показатель преломления материала линз, лежит в пределах интервала значений V_0 , соответствующего первому типу схемы. Положив $V_0 = \frac{1}{n}$, получаем, что при $V_{01} = 0,6527^X$ величина $n = 1,5321$, а при $V_{01} = 0,6818^X$ величина $n = 1,4667$. Условию $V_0 = \frac{1}{n}$ естественным образом удовлетворяют крайние компоненты трёхкомпонентной оптической системы в форме апланатических менисков. Компенсацию хроматической aberrации можно осуществить введением в апланатический мениск хроматического радиуса. Для этого удобно применить пару стёкол марок ТК16 и Ф1 при $n_d = 1,6127 \div 1,6129$.

Обратимся вновь к формуле (21) и представим её в виде:

$$q = \frac{1+V_0}{V_0} \frac{\sqrt{\mu}-1}{\sqrt{\mu}+1} = \frac{1+V_0}{V_0} \left(1 - \frac{2}{1+\sqrt{\mu}} \right). \quad (25)$$

При $V_0 = \frac{1}{n}$ эта формула принимает вид:

$$q = (n-1) \left(1 - \frac{2}{1+\sqrt{\mu}} \right). \quad (26)$$

Пусть кратность увеличения зрительной трубы $\mu = 3$. Положив $n = 1,6128$, получаем $q = 0,700$. Используя при этом формулы (7) и (10), получаем

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}_0 &= 0,3800 \\ \tilde{\varphi}_K &= -0,5150 & \tilde{d}_1 &= 1 \\ \tilde{\varphi}_0 &= 0,3800 & \tilde{d}_2 &= 1. \end{aligned}$$

$$\tilde{a}_{011} = 1,6128, \quad \tilde{a}_{012} = -5,8460 \text{ и, соответственно,}$$

$$\tilde{L}_P = \tilde{a}_{011} - \tilde{a}_{012} = 7,4588.$$

Принципиальная схема зрительной трубы состоит из объектива, оборачивающей системы и окуляра. Применение рассматриваемой системы переменного увеличения, образующей мнимое изображение, предопределяет линзовый вариант оборачивающей системы. Сочетание же объектива с панкратической системой образует объектив переменного фокусного расстояния и кратностью, равной μ . Оптическая система объектива зрительной трубы, как правило, состоит из двух склеенных линз.

Пусть входной зрачок зрительной трубы совмещён с передней главной плоскостью объектива. Тогда естественно совместить входной зрачок системы переменного увеличения с задней главной плоскостью объектива. При этом фокусное расстояние

объектива $f'_{06} = \tilde{L}_P d_0$. Отсюда следует, что $d_0 = \frac{f'_{06}}{\tilde{L}_P}$. Пусть в рассматриваемом примере $f'_{06} = 250$ мм. Тогда $d_0 = 33,5$ мм. При этом $f'_0 = 88,16$ мм, а $f'_K = -65,05$ мм.

Для первого компонента в виде апланатического мениска при $f'_0 = 88,2$ мм найдем

$$\begin{array}{rcl} r_1 = 17,15 & & 1,0000 \\ r_2 = 21,78 & d = 6 & 1,6128 \quad (\text{ТК16}). \\ & & 1,0000 \end{array}$$

При этом $a'_0 = 21,78$ мм, что составляет $0,65d_0$. Для этого мениска $f'_0 = 88,2$ мм, $s'_{F'} = 76,5$ мм, т.е. задняя главная плоскость мениска расположена перед ним на расстоянии $t' = -11,7$ мм от его последней поверхности. Заметим, что условию $V_0 = \frac{1}{n}$ удовлетворяет плосковыпуклая линза, первая поверхность которой концентрична осевой точке предмета, а вторая поверхность – плоская. Для такого варианта линзы при $f'_0 = 88,16$ мм находим

$$\begin{array}{rcl} r_1 = 54,0 & & 1,0000 \\ r_2 = \infty & d = 6 & 1,6128 \quad (\text{ТК16}). \\ & & 1,0000 \end{array}$$

При этом $a'_0 = 29,764$ мм, что составляет $0,8885d_0$. Для этой линзы $f'_0 = 88,16$ мм, $s'_{0F'} = 84,41$ мм.

В качестве среднего компонента естественно выбрать двояковогнутый мениск одинаковой кривизны каждой поверхности. Для такого варианта линзы при $f'_K = -65,05$ мм находим

$$\begin{array}{rcl} r_1 = -80,26 & & 1,0000 \\ r_2 = 80,26 & d = 3 & 1,6128 \quad (\Phi 1). \\ & & 1,0000 \end{array}$$

При этом $f'_K = -65,04$ мм, $s'_{KF'} = -65,96$ мм. Расстояние между компонентами φ_0 и φ_K в рассчитываемой системе определим из очевидного равенства

$$-t'_0 + d + t_K = d_0.$$

$$\text{Здесь } t'_0 = s'_{0F'} - f'_0, \quad t_K = s_{KF'} - f_K.$$

Отсюда

$$\begin{aligned} d &= d_0 + t'_0 - t_K = d_0 + s'_{0F'} - f'_0 - s_{KF'} + f_K = \\ &= 33,5 + 84,41 - 88,16 - 65,96 + 65,04 = 28,83 \text{ мм.} \end{aligned}$$

Итак, оптическую систему переменного увеличения можем записать в виде:

54,0		Воздух
∞	6	ТК16
-80,26	28,83	Воздух
80,26	3	Φ1
∞	28,83	Воздух
-54,0	6	ТК16
		Воздух

$$a_{011} = 54 \text{ мм.}$$

Объектив выбираем в виде двух склеенных линз из стекла марок БФ7 и ТФ5. В результате расчёта получаем

$r_1 = 159,0$		Воздух
$r_2 = -126,1$	$d_1 = 5$	БФ7
$r_3 = -429,7$	$d_2 = 2,5$	ТФ5
		Воздух.

При этом $f' = 250$ мм, $s'_{F'} = 246,30$ мм, $s_F = -249,08$ мм. В сочетании объектива с системой переменного увеличения получаем

159,0		Воздух
-126,1	5	БФ7
-429,7	2,5	ТФ5
54,0	192,4	Воздух
∞	6	ТК16
-80,26	28,83	Воздух
80,26	3	Ф1
∞	28,83	Воздух
-54,0	6	ТК16
		Воздух.

В результате применения трёхкомпонентной системы переменного увеличения получили объектив переменного фокусного расстояния. Остаточные aberrации в исходном положении системы приведены в табл.3. Данные таблицы свидетельствуют о том, что полученная система обладает вполне удовлетворительной коррекцией aberrаций. Остаточная величина положительного астигматизма позволит более успешно решить задачу расчёта оборачивающей системы.

Фокусное расстояние в мм	250.139
Диафрагменное число	10.0056
Угловое поле (2 омега)	4°35'10"
Положение предмета относительно первой поверхности	бесконечность
Положение изображения относительно последней поверхности	-54.0443
Диаметр входного зрачка	25.0000
Положение входного зрачка относительно первой поверхности	0
Положение выходного зрачка относительно последней поверхности	185.688
Основная длина волны в нм	587.560
Диапазон ахроматизации	486.130 656.280

КОНСТРУКТИВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

#	РАДИУСЫ	D	МАРКИ СТЕКОЛ	ПОКАЗАТ. ПРЕЛОМЛ.	СВЕТОВЫЕ ДИАМЕТРЫ	СТРЕЛКИ
				1.000000		
1	159.000	5.00	БФ7	1.579597	25.05	.49
2	-126.100	2.50	ТФ5	1.755236	25.02	-.62
3	-429.700	192.40		1.000000	25.06	-.18
4	54.000	6.00	ТК16	1.612690	21.06	1.04
5	.000	28.83		1.000000	20.25	.00
6	-80.260	3.00	Ф1	1.612946	12.73	-.25
7	80.260	28.83		1.000000	12.70	.25
8	.000	6.00	ТК16	1.612690	19.96	.00
9	-54.000			1.000000	20.75	-1.01

S0	Z0	Z'0(0)	S'0(0)	F'(0)	VЗР(0)	S'A	S'0(1-0)	S'0(2-0)
	0	185.7	-54.04	250.14	-.9584	-54.04	0.40832	-0.55749
MU=0	H	ДС'(0)	TGC'	Y'(0)	W(0)	ЭТА %	Y'(1-0)	Y'(2-0)
	12.5	-0.298	0.0500	-.0149	-0.319	-.0064	0.0197	-0.0257
	10.8	-0.225	0.0433	-.0097	-0.180	-.0046	0.0172	-0.0227
	8.84	-0.151	0.0353	-.0053	-.0804	-.0029	0.0142	-0.0189
	6.25	-.0759	0.0250	-.0019	-.0202	-.0014	0.0101	-0.0136
MU	Z	Z'	TGC'	Y'(0)	ДИС	Z'M	Z'S	Z'M-Z'S
-.0283	0	182.4	-.0299	-7.08	-.68-3	0.454	0.0267	0.428
-.0400	0	179.1	-.0430	-10.0	-.0024	0.920	0.0547	0.865
MU	H	TGC'	ДТGC'	ДY'	W(0)		Y'(1-0)	Y'(2-0)
-.0400	12.5	.00727	0.0502	0.0335	1.71		0.0187	-0.0234
	10.8	.530-3	0.0435	0.0318	1.34		0.0164	-0.0208
	8.84	-.0075	0.0355	0.0283	0.925		0.0136	-0.0174
	6.25	-.0179	0.0251	0.0217	0.479		0.00969	-0.0125
	-6.25	-.0680	-.0251	-.0206	0.461		-0.0106	0.0147
	-8.84	-.0784	-.0354	-.0261	0.873		-0.0148	0.0204
	-10.8	-.0863	-.0434	-.0282	1.24		-0.0180	0.0246
	-12.5	-.0930	-.0501	-.0284	1.56		-0.0207	0.0279
MU	M	TGC'	TGD'	ДX'	W(0)	ДY'	X'(1-0)	X'(2-0)
-.0400	12.5	-.0430	0.0499	-.0121	-0.201	.842-3	0.0197	-0.0257
	10.8	-.0430	0.0432	-.0073	-.0921	.605-3	0.0172	-0.0227
	8.84	-.0430	0.0353	-.0034	-.0220	.385-3	0.0142	-0.0189
	6.25	-.0430	0.0250	-.52-3	.00894	.184-3	0.0101	-0.0136

Таблица 3. Остаточные aberrации в исходном положении системы

Заключение

В результате выполнения расчета и анализа полученных результатов можно сделать вывод о том, что трехкомпонентная система с дискретной (оптической) компенсацией расфокусировки изображения вполне может найти применение при разработке зрительных труб переменного увеличения.

Литература

1. Журова С.А., Зверев В.А. Основы композиции принципиальных схем оптических систем переменного увеличения // Оптический журнал. 1999. №10. С. 68–85.
2. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. М.–Л.: Машиностроение, 1966. 564 с.
3. Иванова Т.А., Кирилловский В.К. Проектирование и контроль оптики микроскопов. Л.: Машиностроение, 1984. 231 с.
4. Зверев В.А., Иванова Т.А. Некоторые вопросы проектирования оптики приборов из базовых элементов // Оптико-механическая промышленность. 1976. №10. С.14–17.

АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК КАЧЕСТВА ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ПО ФУНКЦИИ РАССЕЯНИЯ ТОЧКИ

К.С. Федоров

Научный руководитель – к.т.н. Д.А. Гаврилин

В работе представлена программа для обработки изображения функции рассеяния точки, регистрируемого на экспериментальной установке. Программа может служить как для обработки реальных изображений, так и выполнять обучающую роль, позволяя моделировать влияние аберраций на вид функции рассеяния точки.

Введение

Одной из основных задач современного оптического приборостроения является повышение качества оптических приборов различного назначения [4].

Современные требования к качеству изображения, создаваемого объективом, привели к тому, что для контроля их оптических характеристик требуется применение компьютеризированных методов [1].

Целью представляемой работы являлась разработка программного модуля, который, на основе лабораторно полученного распределения освещенности в изображении светящейся точки, должен проводить анализ характеристик качества оптической системы. В рамках данной работы были поставлены следующие задачи:

- 1) анализ и программная реализация алгоритма моделирования функции рассеяния точки в зависимости от функции волновой аберрации оптической системы;
- 2) анализ и программная реализация алгоритма вычисления модуляционной передаточной функции и функции концентрации энергии по функции рассеяния точки.

Расчет ФРТ по известной волновой аберрации

Качество оптической системы может быть однозначно охарактеризовано функцией рассеяния точки (ФРТ) [5].

Волновая аберрация непосредственно связана с видом ФРТ. Она может быть описана в виде коэффициентов разложения по ортогональному базису полиномов Цернике:

$$W(\rho, \varphi) = \sum_{n=0}^p \sum_{m=0}^n c_{nm} R_n^m(\rho) \cos(m\varphi) + \sum_{n=1}^p \sum_{m=1}^n s_{nm} R_n^m(\rho) \sin(m\varphi), \quad (1)$$

где $W(\rho, \varphi)$ – описываемая функция, ρ и φ – полярные координаты точки, c_{nm} и s_{nm} коэффициенты разложения, $R_n^m(\rho)$ – радиальные полиномы Цернике.

Расчет ФРТ происходит следующим образом.

Вычисляется зрачковая функция по известной волновой аберрации

$$f(\rho_x, \rho_y) = \begin{cases} \tau^{1/2}(\rho_x, \rho_y) \exp[-2\pi i W(\rho_x, \rho_y)], & (\rho_x^2 + \rho_y^2) \leq 1 \\ 0, & (\rho_x^2 + \rho_y^2) > 1 \end{cases}, \quad (2)$$

где (ρ_x, ρ_y) – канонические зрачковые координаты, $\tau(\rho_x, \rho_y)$ – функция пропускания по зрачку, i – комплексная составляющая; рассчитывается ФРТ. Затем при помощи обратного двумерного Фурье-преобразования производится пересчет зрачковой функции в ФРТ.

$$h(x, y) = \left| F^{-1}[f(x, y)] \right|^2, \quad (3)$$

где F^{-1} – обозначение обратного Фурье-преобразования.

Схема лабораторной установки для контроля функции рассеяния точки

Так как основной задачей данной работы являлась разработка алгоритмов обработки реальной ФРТ, рассмотрим схему оптической установки (см. рис. 1), которая позволяет выполнить контроль оптической системы по виду ФРТ.

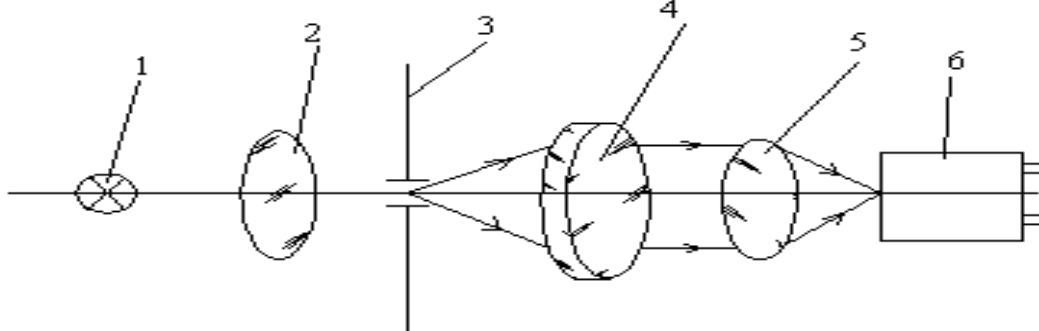


Рис. 1. Схема установки для контроля ФРТ

Измерение происходит по следующей схеме: источник света 1 через конденсор 2 освещает точечную диафрагму 3, расположенную в фокальной плоскости коллиматорного объектива 4. Испытуемый объектив 5 дает изображение точечной диафрагмы в виде функции рассеяния точки, которое фиксируется на ПЗС-матрице 6 [5].

Расчет характеристик качества оптической системы

При расчете характеристик качества оптической системы задача сводится к решению прямого Фурье-преобразования с последующим нахождением модуля оптической передаточной функции (ОПФ):

$$D(v_x, v_y) = F|h(x, y)|, \quad (4)$$

где F – обозначение прямого Фурье-преобразования.

Оптическая передаточная функция – это комплексная функция

$$D(v_x, v_y) = T(v_x, v_y)e^{i\varphi(v_x, v_y)}, \quad (5)$$

модуль которой

$$T(v_x, v_y) = |D(v_x, v_y)| \quad (6)$$

называется модуляционной передаточной функцией или частотно-контрастной характеристикой. Аргумент (фаза) $D(v_x, v_y)$ обозначается $\varphi(v_x, v_y) = \arg[D(v_x, v_y)]$ и называется фазовой передаточной функцией или частотно-фазовой характеристикой. Для нахождения функции концентрации энергии необходимо произвести интегрирование энергии ФРТ, содержащейся в круге определенного диаметра, по величине этого диаметра с известными координатами центра:

$$E(D') = \iint_{D'} h(x', y') dx' dy', \quad (7)$$

где интегрирование производится по кругу диаметром D' [1].

Анализ результатов

Оценка качества полученных результатов производилась тестированием программы с использованием реальных изображений ФРТ (рис. 2). В качестве примера представлены графики ФРТ (рис. 3), ЧКХ (рис. 4) и ФКЭ (рис. 5).

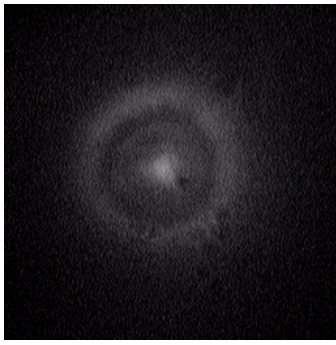


Рис. 2. Экспериментально полученное изображение

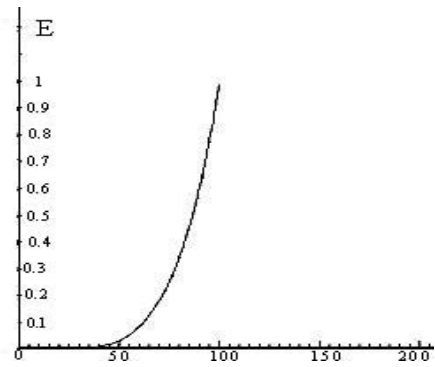


Рис. 3. Функция концентрации энергии (при сферической aberrации и коме)

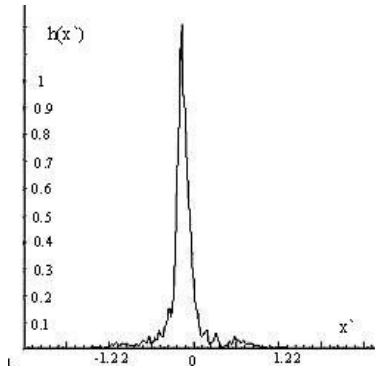


Рис. 4. График ФРТ в сагиттальном сечении (при сферической aberrации и коме), где $h(x')$ – значение ФРТ

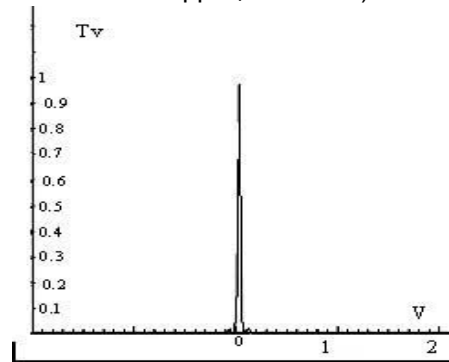


Рис. 5. График ЧКХ в сагиттальном сечении (при сферической aberrации и коме), где Tv – значение ЧКХ

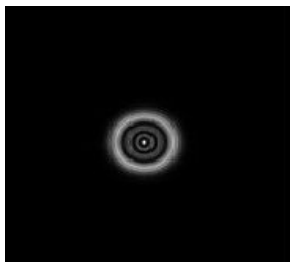


Рис. 6. Смоделированная сферическая aberrация 3-го порядка

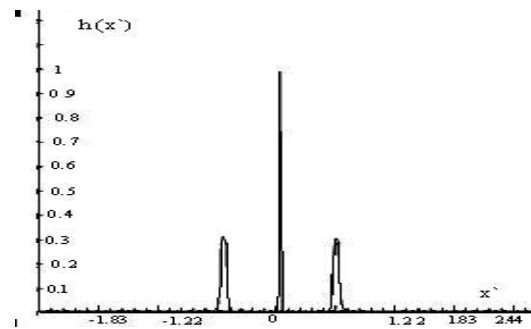


Рис. 7. Вид ФРТ в сагиттальном сечении, где $h(x')$ – значение ФРТ

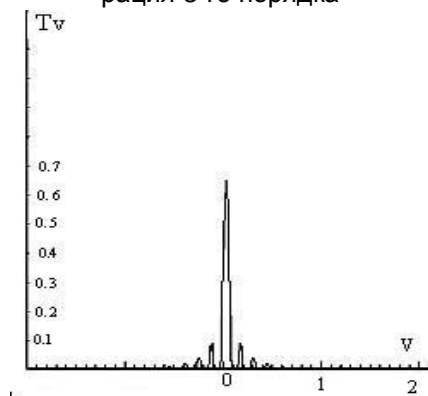


Рис. 8. Вид ЧКХ в сагиттальном сечении, где Tv – значение ЧКХ

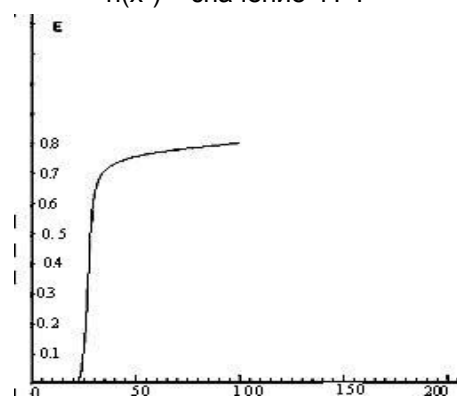


Рис. 9. Вид функции концентрации энергии, где E – значение энергии

По виду графиков ФРТ и ЧКХ можно провести аналитическую оценку полученного изображения. Программа также позволяет производить моделирование aberrаций

(рис. 6) для возможности оценки степени их влияния на ФРТ, ЧКХ и ФКЭ. В качестве примера приведены вид ФРТ (рис. 7), ЧКХ (рис. 8) и ФКЭ (рис. 9) при моделировании сферической аберрации.

Заключение

В результате проведенной работы была разработана программный модуль, позволяющая обрабатывать проводимые на лабораторной установке измерения и производить аналитическое сравнение и оценку полученных результатов. В ходе проектирования были решены следующие задачи:

- 1) разработан алгоритм расчета основных характеристик для оценки качества исследуемой оптической системы;
- 2) на основе этого алгоритма разработаны универсальные функции расчета отдельных характеристик оптической системы и создан интерфейс для отображения графического материала.

Литература

1. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем. Л.: Машиностроение.1982.
2. Креопалова Г.В., Пуряев Д.Т. Исследование и контроль оптических систем. М.: Машиностроение, 1978.
3. Родионов С.А. Основы оптики. Конспект лекций. СПб: ИТМО, 2000.
4. Кирилловский В.К. Контроль качества объективов. Учебное пособие. Л.: ИТМО, 1984.
5. Оптический производственный контроль. / Под ред. Д. Малакары. М.: Машиностроение, 1985.

О ПЕРСПЕКТИВАХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ CD-ПРИВОДА В КАЧЕСТВЕ УСТРОЙСТВА ОТОБРАЖЕНИЯ СИНТЕЗИРОВАННЫХ ГОЛОГРАММ

Д.В. Соловьев

Научные руководители – д.т.н. С.Н. Корешев (ГОИ им. С.И. Вавилова),
К.О. Ткачев

Рассмотрены проблемы отображения синтезированных голограмм на оптических дисках CD-R. Основное внимание уделено неравномерности вращения диска, растровому характеру представления изображения, наличию служебной информации на диске. Даны рекомендации о направлении дальнейших исследований.

Введение

Современная фотолитография базируется на использовании экстремально коротковолновых источников УФ излучения с длинами волн 193 нм и 157 нм. Дальнейшее уменьшение рабочей длины волны, необходимое для производства микрочипов с характеристическим размером менее 0,1 мкм, неизбежно приводит к необходимости использования лишь чисто отражательных оптических систем, характеризующихся чрезвычайной сложностью реализации требуемого поля зрения. В этой связи особую актуальность приобретает задача поиска альтернативных, например основанных на принципах оптической голографии, методов формирования изображения в коротковолновой фотолитографии [1, 2].

Уникальность голографии состоит в том, что она позволяет не только регистрировать сформированные физическим методом волновые фронты, но и допускает использование виртуального пространства компьютера для синтеза голографических структур несуществующих объектов с последующим восстановлением соответствующих этим объектам волновых фронтов.

Полученные таким образом голограммы называют синтезированными голограммами. В основном их используют для создания изображений труднодоступных или несуществующих в реальности объектов. К настоящему времени синтезированные голограммы нашли широкое применение в качестве формирователей волновых фронтов сложной формы, так называемых дифракционных компенсаторов аберраций нормалей для контроля точных асферических поверхностей оптических деталей, а также в качестве меток идентификации, подтверждающих подлинность каких-либо изделий или документов. Отображение на носителях синтезированных голограмм осуществляется методами литографии, электронной или оптической, методами нарезки структуры на поверхности металлической пленки [3] или методом лазерной абляции с использованием лазерного пера [4].

Перечисленные методы отображения голограмм сложны в реализации, поэтому довольно дороги. В связи с этим в последнее время наблюдается интерес к разработке новых методов отображения синтезированных голограмм. Среди них наиболее просто реализуемым, по нашему мнению, является метод, основанный на использовании CD-технологий. Его суть заключается в использовании серийного CD-RW или DVD-RW привода для отображения на оптических дисках амплитудных голограмм различных объектов [5, 6]. В частности, в работе [5] сообщается об использовании для этой цели привода Yamaha CRW-f1, поддерживающего технологию маркировки дисков Disk@2. С помощью модифицированного варианта указанной технологии авторами были получены голографические структуры, представляющие собой амплитудные решетки с максимальным разрешением 1.5 мкм. В работе [6] сообщается об использовании для отображения голограмм серийного привода для записи дисков, не поддерживающего технологию Disk@2. Решетки, полученные авторами этой работы, характеризовались

меньшей, чем указывалось в [5], пространственной частотой. Достигнутая ими разрешающая способность составила 100 мкм, что в значительной степени было обусловлено пропускной способностью шины ISA, использованной ими для создания устройства синхронизации [6].

Бесспорная перспективность результатов работ [5, 6] и практически полное отсутствие в литературе данных об использованном при их выполнении программном обеспечении, обусловили необходимость постановки в ГОИ им. С.И. Вавилова настоящей работы, направленной на создание собственного программно-аппаратного комплекса для отображения высокоразрешающих синтезированных голограмм на оптических дисках.

Содержание работы

На первоначальном этапе этой работы было принято целесообразным проводить синтез голограмм с помощью стандартной технологии Disk@2. Достигнутое с ее помощью разрешение в голограммных структурах не превысило 100 мкм, что соответствовало заявленным разработчиками характеристикам Disk@2. В то же время сам привод для записи голограмм позволяет отображать структуры с разрешением 1.5 мкм, как это указано в работе [5]. Следовательно, в дальнейшем необходимо либо отказаться от использования указанной технологии, либо провести ее существенную модернизацию.

Анализ голографических структур, записанных на Yamaha CFW-f1, показал, что основные трудности использования этих устройств для отображения голограмм на CD-дисках заключены:

- в растровом способе отображения элементов рисунка в стандартных программах;
- в существенной неравномерности угловой скорости вращения оптического диска;
- в наличии служебной информации, внедряемой в каждой сектор;
- в несовершенстве свойств оптического диска как носителя голограммы, обусловленном неоднородностью материала диска и ошибками формы его поверхности.

Исследования растровости изображения решеток, полученных с помощью технологии Disk@2, показали что она (растровость) выражается в неравномерности заполнения темных периодов решетки питами, а так же наличием остаточных пиков в светлых периодах. В качестве примера на рис. 1 представлены полученные с помощью микроскопа изображения одной из синтезированных и отображенных по технологии Disk@2 на CD-R диске решеток. Слева изображены несколько периодов решетки, а справа, при большем увеличении, показана заполненность темной линии решетки питами.

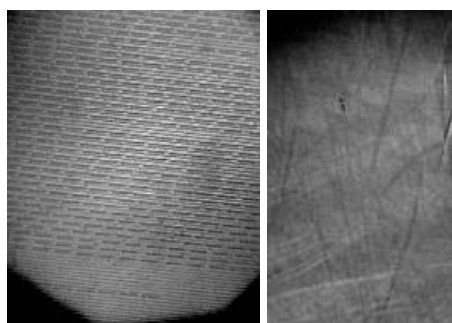


Рис. 1. Изображения решетки, синтезированной и отображенной по технологии Disk@2 на CD-R диске

Неравномерность скорости вращения диска оказывает существенное влияние на качество отображаемых структур. Для измерения ее вариаций нами была собрана установка, изображенная на рис. 2. Установка состоит из компьютера с приводом для запи-

си оптических дисков Yamaha и осциллографа, соединенного с приводом коаксиальным кабелем. Она позволяла визуализировать время, затрачиваемое приводом на один оборот диска. Сигнал, свидетельствующий об окончании очередного оборота диска, снимался с 21-ой ножки микросхемы управления двигателями привода bd7905 производства ОТИ [7].

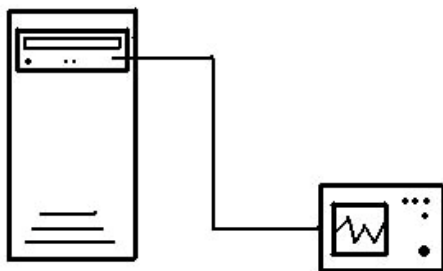


Рис. 2. Схема установки для оценки неравномерности скорости вращения диска

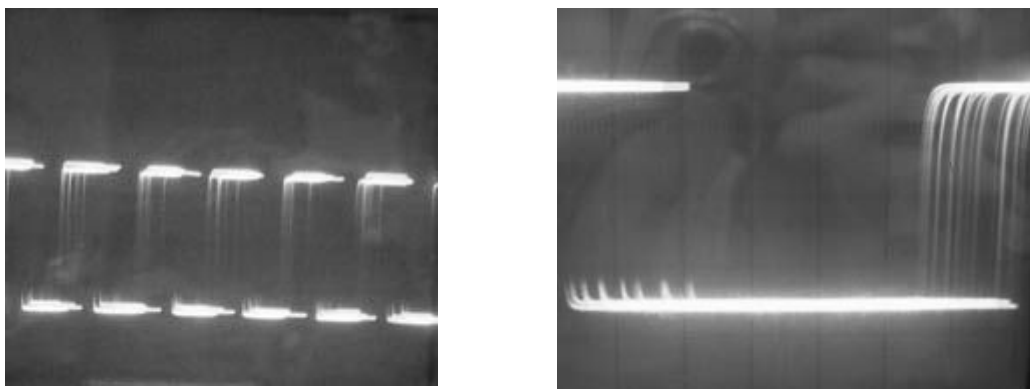


Рис. 3. Фотографии полученных осциллограмм

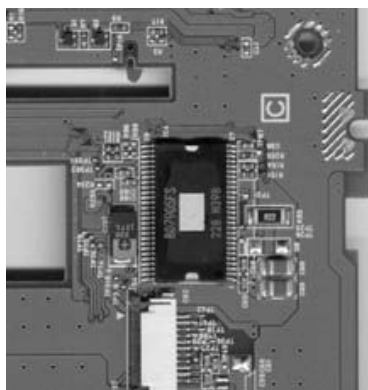


Рис. 4. Узел управления

В качестве примеров на рис. 3 приведены фотографии ряда полученных осциллограмм. Из приведенных фотографий следует, что угловая скорость вращения диска меняется не только от оборота к обороту, но и несколько раз за один период вращения. Средняя частота вращения диска составила около 2кГц. Несмотря на полученные результаты, мы надеемся существенно повысить стабильность скорости вращения диска. Наш оптимизм основывается на том, что привод (Yamaha) имеет фазово-амплитудную частотную подстройку (ФАЧП), которая реализуется отдельной микросхемой-контроллером двигателей bd7905 производства ОТИ. При этом функции управления

обоими двигателями (головки и шпинделя) вынесены из основной микросхемы программируемой логической матрицы (ПЛИМ) в отдельную микросхему. Это позволяет в дальнейшем осуществлять прецизионное управление скоростью вращения диска во время одного оборота, добиваясь как можно более равномерного распределения питов.

Использование в настоящей работе встроенных программных средств, а именно Disk@2, позволило получить решетки с пространственной частотой 100 мкм. Это, конечно, очень малое разрешение, по сравнению с предельно реализуемым разрешением на CD-приводах, поэтому параллельно шли разработки программного обеспечения, необходимого для реализации всех возможностей привода. Результаты этой работы иллюстрирует рис. 5, на котором представлен фрагмент поверхности диска с чередованием «прожженных» и «непрожженных» питов. Как видно из рисунка, нам удалось получить желаемое чередование. Реализовывалось оно за счет работы с данными, которые в двоичном представлении имели последовательности «.....010101010.....» В результате мы пришли к выводу, что в ходе дальнейшей доработки программного обеспечения мы сможем получать изображения с предельным разрешением в один пит.

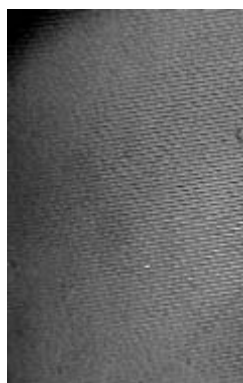


Рис. 5. Фрагмент поверхности диска с чередованием «прожженных» и «непрожженных» питов

Помимо изображения отображаемой структуры, CD-приводы наносят на диск еще и дополнительную, мешающую нам, служебную информацию. Как известно, ее количество зависит от формата записи на компакт диск. Например, для формата Data-CD производится разбиение на сектора по 2 килобайта полезной информации, которые, в свою очередь, состоят из преобразовываемых 8-битных в 14-битные последовательности (EFM-преобразование). Это производится для повышения надежности считывания информации с диска, коррекции ошибок. Ко всему этому еще добавляются по 3 бита для разделения самих последовательностей. В качестве одного из возможных путей минимизации влияния служебной информации на отображаемые голограммные структуры можно назвать разработку собственной программы – драйвера записи диска.

О несовершенстве оптических свойств CD-диска как носителя информации о голограмме, мы в настоящей статье говорить не будем, так как эта является темой самостоятельных дальнейших исследований.

Заключение

Исходя из вышеизложенного, можно заключить, что применение CD-R дисков как носителей информации о голограмме вполне оправдано. Это обусловливается возможностью использования привода для записи оптических дисков. Данный метод отображения голограмм двумерных объектов относительно прост и недорог. Нами мы были получены изображения решеток с предельным для Disk@2-технологии разрешением в 100 мкм, были проведены замеры неравномерности скорости вращения диска. Нами ведутся активные исследования поиска путей повторения и развития результатов япон-

ских ученых, а также создание собственного программно-аппаратного комплекса для синтеза и отображения амплитудных голограмм. В дальнейшем предполагается перейти на стандарты DVD-R и, возможно, BLUE-RAY. Эти технологии отличаются от CD-технологии принципиально только длиной волны лазера и, соответственно, шириной «питов». Чем ширина питов будет меньше, тем эффективность голограммы будет выше.

Литература

1. F.Clube, S.Gray, and others. Holographic microlithography // Opt. Eng. 34(9), p. 2724–2730, 1995.
2. Корешев С.Н., Ратушный В.П. Использование метода голографии для получения изображения двумерных объектов при решении задач коротковолновой фотолитографии // Оптический журнал. 2004. №10. С. 32–39.
3. Бедж Дж., Коронкевич В.П., Корольков В.П. и др. Синтез голограмм для контроля оптических систем / Материалы конференции стран СНГ и Прибалтики «Голография 96», СПб, 1996. С.49.
4. Лукин А.В. Голография в оптической технологии и приборостроении / Тезисы докладов 6 Всесоюзной конференции по голографии, 18–20 сентября 1990, с.12.
5. Y.Sakamoto, M.Morishima, A.Usui. Computer generated holograms on a CD-R disk // SPIE, Vol. 5290, p. 42–29.
6. A.Cable, P.Mash, T.Wilkinson. Production of computer-generated holograms on recordable compact disk media using a compact disk writer // Opt. Eng. 42(9) p. 2514–2520, September 2003.
7. 6ch power driver for CD-ROM, DVD-ROM, optical disk ICs, datasheet.

КОНТРОЛЬ ПАРАМЕТРОВ БЛИЖНЕПОЛЬНОГО ТУННЕЛЬНОГО ОПТИЧЕСКОГО МИКРОСКОПА С ПОМОЩЬЮ БЛИЖНЕПОЛЬНЫХ СТОЯЧИХ ВОЛН

Н.С. Горелов

Научный руководитель – к.т.н. Ю.М. Воронин (ГОИ им. С.М. Вавилова)

Получена непосредственная запись распределения интенсивности света в стоячей эванесцентной волне в условиях ближнепольного туннельного микроскопа. Показана возможность использования картины стоячих волн для обнаружения дрейфа и нелинейности сканатора, контроля калибровки увеличения. Рассмотрено влияние дефектов на поверхности полного внутреннего отражения на вид интерференционных полос.

Введение

В последнее время бурно развивающиеся нанотехнологии усиливают интерес к методам изучения наноразмерных структур. Ближнепольная микроскопия – направление оптической микроскопии, которое позволяет получать изображения с пространственным разрешением, не ограниченным дифракционным пределом. Высокое разрешение достигается тем, что распределение интенсивности света регистрируется непосредственно у поверхности образца с помощью наноразмерного зонда, находящегося от нее на расстоянии много меньшем, чем длина волны используемого излучения λ , т.е. в ближнем поле. При двухкоординатном сканировании поверхности формируется изображение, пространственное разрешение которого определяется радиусом закругления зонда и его расстоянием от образца, но не зависит от дифракционного предела разрешения Рэлея, равного $0,61\lambda$ [1].

Туннельный растровый оптический микроскоп (ТРОМ) [2] – одна из разновидностей ближнепольного микроскопа. Принцип работы ТРОМ основан на регистрации распределения интенсивности света в эванесцентном (затухающем) поле, возникающем у поверхности прозрачного образца при освещении ее в условиях полного внутреннего отражения [3, 4].

Контроль параметров ТРОМ является достаточно сложной, но актуальной задачей. Обычно для этого используют специальные прозрачные тест-объекты с известной периодической структурой [2, 5].

Ввиду неоднозначности связи между регистрируемым световым полем и микрорельефом поверхности представляется целесообразным использовать для этих целей чисто оптический объект, например, стоячие ближнепольные волны.

Согласно физическим принципам формирования стоячих волн, их период может быть заранее строго установлен, что позволит надежно, в рабочем режиме, провести калибровку увеличения. В свою очередь, искажение интерференционных полос позволит оценить качество работы сканатора и системы регистрации изображения.

Формирование эванесцентного поля при полном внутреннем отражении.

При падении электромагнитной волны на границу раздела двух сред ($n_1 > n_2$) под углом большим, чем угол полного внутреннего отражения в оптически менее плотной среде, возникает волна, распространяющаяся вдоль границы раздела с амплитудой, быстро убывающей в направлении, перпендикулярном этой границе:

$$E(x, z, t) = E_0 \exp(-z/d) \exp[-i(\omega t - kx)]. \quad (1)$$

Значения амплитуды E_0 затухающей (эванесцентной) волны на границе раздела двух сред и коэффициента затухания эванесцентного поля (d) определяются выражениями [2]

$$|E_0|^2 = \frac{2n_1^2 \cos^2 \theta}{n_1^2 - n_2^2} |E_i|^2, \quad (2)$$

$$d = \frac{\lambda_0}{2\pi \sqrt{(n_1 \sin \theta_i)^2 - n_2^2}},$$

где E_i , θ , λ_0 – амплитуда падающей волны, угол падения и длина волны излучения в вакууме, соответственно; n_1 и n_2 – показатели преломления оптически плотной и оптически менее плотной среды, соответственно.

Стоячие ближнеполюсные волны возникают при наложении двух эванесцентных волн, распространяющихся вдоль границы раздела сред навстречу друг другу (рис. 1), с одинаковой частотой и поляризацией. Интенсивность результирующего эванесцентного поля дается выражением [6]

$$I(x, z) = I_0 \exp(-2z/d) \left[1 + r^2 + 2r \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x\right) \right], \quad (3)$$

где $r = E_2/E_1$ – отношение амплитуд интерферирующих волн, $I_0 = \frac{c\epsilon_0}{2} |E_0|^2$ – интенсивность светового поля на границе раздела сред.

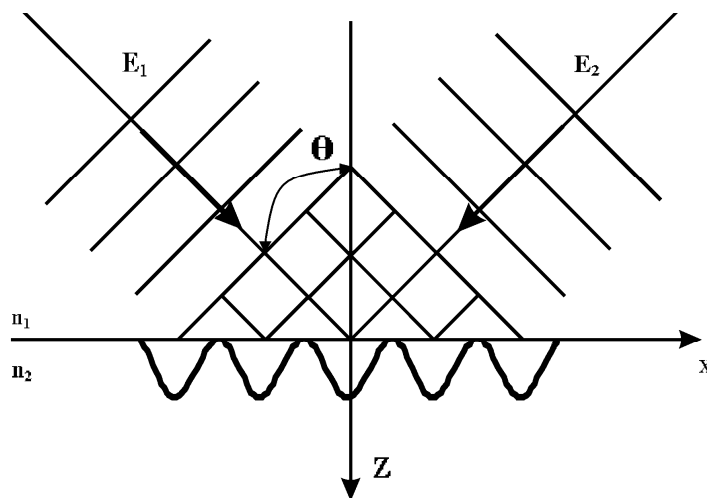


Рис. 1. Образование стоячих ближнеполюсных волн

Период стоячей волны Λ определяется выражением [7, 8]

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n_1 \sin \theta}, \quad (4)$$

где θ – угол падения освещающего луча ($\theta > \theta_{кр}$).

Описание эксперимента

На рис. 2 приведена принципиальная схема получения ближнеполюсных стоячих волн у грани призмы при полном внутреннем отражении. Узел осветителя микроскопа состоит из гелий-неонового лазера ЛГ-37А 1, поляризатора 2 и зеркала 3. Выходящий из лазера луч света проходит через поляризационный регулятор интенсивности 2 и направляется на призму 7 зеркалом 3 с наружным покрытием. Осветитель установлен на юстировочном столике, который позволяет перемещать его в трех взаимно перпендикулярных направлениях на 10 мм и изменять угол падения лазерного луча в пределах от 30° до 50° с точностью $0,5^\circ$ по отношению к подошве призмы.

Эванесцентное поле у подошвы призмы преобразуется в распространяющееся излучение с помощью вводимого в него острия 9, сформированного на конце волоконного световода 12 [9]. Использование острия с малым радиусом закругления позволяет избежать существенного влияния его материала на распределение эванесцентного поля. Для приближения острия к образцу при сканировании в микроскопе используется трехкоординатный пьезоманипулятор 10 и прецизионный механический столик 11. Механический столик предназначен для грубого приближения острия к образцу и позволяет перемещать острие на 7 мм с шагом 0,06 мкм. Для контроля процесса грубого подвода острия к образцу используется вспомогательный мик-

роскоп 5, осветитель 4, зеркала 6 и 13. Двухкоординатное сканирование острия вдоль поверхности образца осуществляется блоком электронного управления 15.

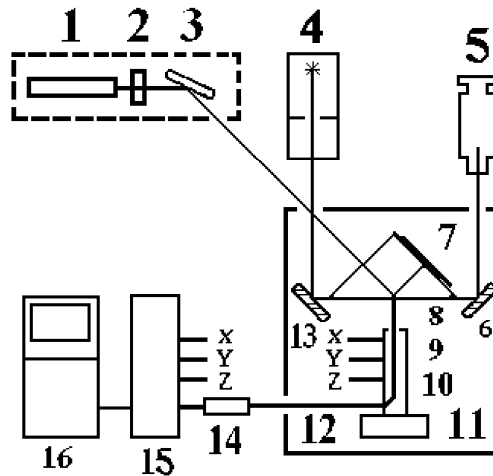


Рис. 2. Схема регистрации ближнепольных стоячих волн

Выходящее из оптического волокна 12 излучение регистрируется фотоэлектронным умножителем 14. С выхода ФЭУ сигнал поступает в блок управления 15 и используется для выработки напряжения обратной связи, которое поддерживает неизменным расстояние между образцом и вершиной острия в процессе сканирования, а также формирования изображения с помощью ПЭВМ 16. В микроскопе используются два крестообразных пьезоманипулятора, обеспечивающие сканирование участка поверхности образца с максимальным размером 200×200 мкм и 15×15 мкм. Максимальная величина перемещения острия в перпендикулярном к поверхности направлении равна соответственно 10 мкм и 1 мкм. Блок электронного управления обеспечивает сканирование участка с минимальными размерами 100×100 нм, произвольно выбранного из максимальной площади сканирования. Минимальный шаг перемещения острия равен 1 мкм при максимальном поле сканирования и 0,5 нм – при минимальном.

Электронный блок ТРОМ позволяет осуществлять управление микроскопом и регистрировать топографический рельеф исследуемой поверхности в аналоговом режиме с записью на двухкоординатном самописце или подключать ПЭВМ через плату сопряжения. Управляющая программа микроскопа обеспечивает оперативное управление процессом измерения, математическую обработку и отображение полученных данных. Программное обеспечение позволяет проводить коррекцию нелинейности пьезоманипулятора, калибровку увеличения, запись изображения любого произвольного участка из максимальной площади сканирования с числом элементов разложения до 200×200 , производить двадцатикратное изменение масштаба изображения, строить сетку сечений и изолиний, сохранять созданное изображение в графическом формате, строить двух- и трехмерные изображения поверхности образца, производить преобразование координатных осей; проводить предварительную обработку изображения и др.

Для получения стоячих эванесцентных волн на выходную грань призмы наносился отражающий зеркальный слой алюминия толщиной 0.1 мкм. Освещающий луч направлялся на нее под прямым углом. Возникающий в этих условиях отраженный луч проходит навстречу падающему, и в ближнем поле, у подошвы призмы, возникают стоячие волны.

Результаты эксперимента и обсуждение

В соответствии с (4) при $\lambda_0=630$ нм, $\theta=45^\circ$, $n_1=1.520$, $n_2=1.000$ и $r^2=0.9$ у подошвы призмы возникают стоячие ближнепольные волны с периодом $\Lambda=293.1 \pm 0.2$ нм. Коэффициент затухания эванесцентного поля по (2) равен $d/2=127.3 \pm 0.3$ нм, а амплитуда световой волны на границе стекло-воздух равна $|E_0|^2=(3.526 \pm 0.007)|E_i|^2$.



Рис. 3. Смещение максимумов интерференционных полос вследствие дрейфа сканатора

Чтобы выявить дрейф сканатора с помощью ближнепольных стоячих волн, при записи изображения развертка по координате Y была выключена, и сканирование велось по одной и той же строке. Каждый последующий скан записывался над предыдущим. Запись велась в течение 1 мин. Наклон интерференционных полос в нижней части кадра указывает на то, что начало каждой последующей строки смещается за счет остаточной деформации сканатора. По истечении некоторого времени наклон полос исчезает (верхняя часть кадра), что свидетельствует о прекращении дрейфа.

На рис. 4 показано полутоновое изображение картины интерференции эванесцентных волн у подошвы призмы полного внутреннего отражения. На изображении видны интерференционные полосы с периодом ~ 293 нм.

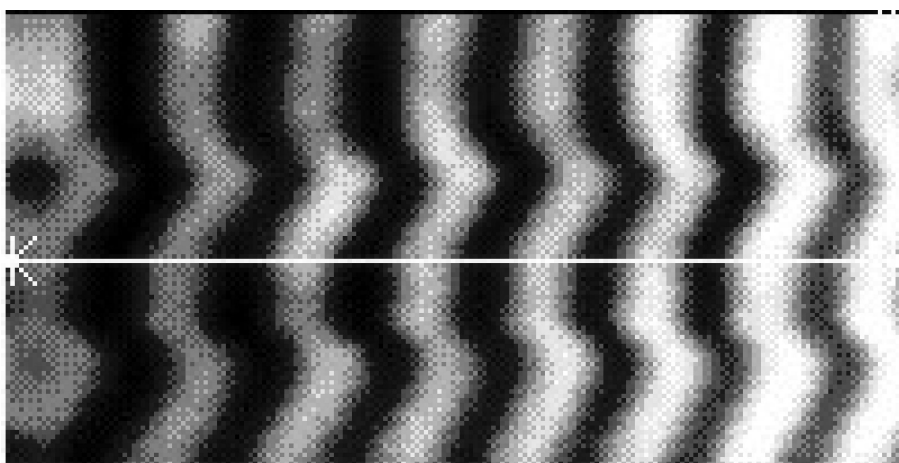


Рис. 4. Интерференционные полосы у подошвы призмы ПВО

Хорошо заметно, что расстояние между полосами постепенно уменьшается вдоль строки сканирования. Это обусловлено нелинейностью сканатора, возникающей из-за того, что в начале строки к пьезоэлектрическому сканатору прикладывается небольшое напряжение, и его чувствительность выше, чем в конце строки. Искривление интерференционных полос обусловлено наличием на этом участке подошвы призмы царапин глубиной ~ 0.1 мкм.

Для контроля градуировки масштаба, выполненной ранее по тест-объекту на основе канавок в компакт-диске, мы воспользовались записью распределения интенсивности вдоль строки (рис. 5), выделенной на рис. 4. Из рис. 5 видно, что период интерференционных полос, измеренный по координатной сетке прибора, равен 500 нм при истинном значении, в соответствии с выражением (4) равном 293 нм. Таким образом, использование стоячих волн позволяет с высокой точностью осуществить калибровку прибора в процессе исследования реальных образцов. Кроме того, использование стоячей волны, являющейся чисто оптичес-

ским тест-объектом, для контроля качества работы микроскопа, используемого для исследования пространственного распределения интенсивности светового поля, является более предпочтительным, чем использование материального тест-объекта.

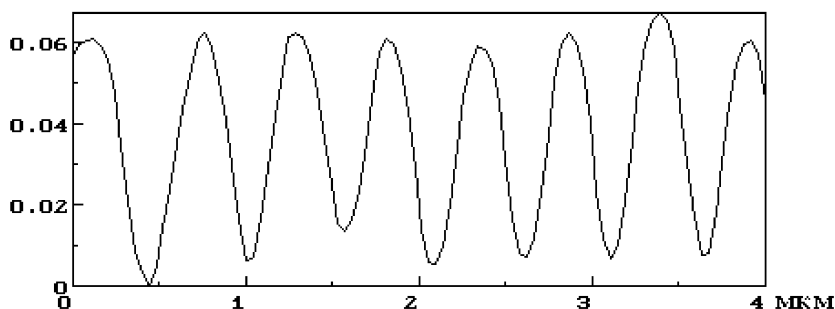


Рис. 5. Распределение интенсивности в интерференционной картине вдоль строки

Заключение

Методом ближнепольной туннельной микроскопии зарегистрировано распределение интенсивности света в стоячей эванесцентной волне у подошвы призмы полного внутреннего отражения.

Показана возможность использования распределения интенсивности в интерференционной картине для обнаружения и контроля дрейфа пьезоэлектрического сканатора.

Показана возможность объективной калибровки и устранения нелинейности сканатора туннельного растрового оптического микроскопа при помощи стоячих ближнепольных волн.

Литература

1. Pohl D.W., Denk W. Optical stethoscopy: image recording with resolution $\lambda/20$ //Applied Physical Letters. 1984. Vol. 44. № 7. P. 651–653.
2. Папаян Г.В., Воронин Ю.М., Щетнев Ю.Ф., Киченко Е.В. Ближнепольный туннельный растровый оптический микроскоп. //Оптический журнал. 1997. Том 64. № 12. С. 81–84.
3. Reddick R.C., Warmack R.J., Ferrell T.L. New form of scanning optical microscopy // Phys. Rev., 1989, Vol. B 39, № 1. P. 767–770.
4. Courjon D., Sarayeddine K., Spajer M. Scanning tunneling optical microscopy //Optics commun., 1989, Vol. 71, № 1, 2. P. 23–28.
5. Воронин Ю.М. Принципиальные схемы и основные элементы ближнепольных растровых оптических микроскопов // Оптический журнал. 1995. № 6. С. 4–13.
6. Alfred J. Meixner, Martin A. Bopp, Guido Tarrach Direct measurement of standing evanescent waves with a photon-scanning tunneling microscope //Applied optics, 1994. Vol. 33, № 34. P. 7995–8000.
7. Antonello Nesci, Rene Dändliker, Hans Peter Herzig Quantitative amplitude and phase measurement by use of a heterodyne scanning near-field optical microscope //Optics letters. 2001, Vol. 26, № 4, p. 208–300.
8. Н. Pagnia, J. Radojewski and N. Sotnik, Operation conditions of an optical STM // Optik (Stuttgart), vol.86, №3, 1990, p.87–90.
9. Вейко В.П., Вознесенский Н.Б., Воронин Ю.М., Дряхлушин В.Ф. Ближнепольные оптические зонды: методы изготовления, основные характеристики и контроль аппаратуры //Проблемы когерентной и нелинейной оптики: Сборник статей. СПбГУ ИТМО, 2004. С. 31–57.

РЕШЕТКИ МИКРОЛИНЗ НА ОСНОВЕ УФ-ОТВЕРЖДАЕМЫХ ОПТИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ С ВЫСОКОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПРОЧНОСТЬЮ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИИ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ МОЩНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ

М.И. Фокина

Научный руководитель – д.ф.-м.н. И.Ю. Денисюк (ГОИ им. С.М. Вавилова)

Исследованы способы создания решеток микролинз на основе УФ-отверждаемых полимерных композиций. Разработаны и экспериментально проверены два новых способа формообразования микроструктур, основанные на дозированном отверждении композиции, а также на эффекте усадки композиции при отверждении. Разработанные способы просты, технологичны, матрицы микролинз имеют высокие оптические параметры, а также высокую термостойкость (до 200°C) и лазерную прочность (до 3 Дж/см² при длительности импульса 10 нс).

Введение

В последнее время широко исследуются новые растровые оптические элементы, такие как решетки микролинз, растровая отражательная оптика, решетки френелевских микролинз [1, 2]. Это связано как с развитием оптоэлектроники, интегральной оптики и оптических линий связи, миниатюризацией оптических элементов, так и с развитием технологии оптических полимерных сред, которые позволили изготавливать достаточно дешевые оптические микроэлементы высокого качества.

Микролинзы и решетки микролинз применяются во многих областях техники: в фотолитографии для копирования матриц микроэлементов; для улучшения параметров фотоприемных матриц, для связи оптических волноводов, в том числе и разных диаметров [2–4].

Миниатюризация элементов оптоэлектроники сделала необходимой миниатюризацию и их оптических систем. Однако оптические структуры с размерами элементов не только десятков нанометров, но и сотен микрон не могут быть получены классическими методами производства оптических деталей (механической обработкой поверхности стекла). Одним из выходов в данной ситуации является использование альтернативных материалов (например, полимеров) и методов формообразования оптических деталей, исключающих операции шлифовки и полировки. На сегодняшний день известно несколько технологий изготовления полимерных микрооптических элементов: микроштамповка [5, 6], электроосаждение [7], метод, основанный на деформации под действием импульса лазера [1], метод ультрафиолетового отверждения [8, 9]. Все рассмотренные методы основаны на использовании некоторого физического процесса, приводящего к самопроизвольному образованию сферической поверхности.

Поясним это на примере: один из широко используемых методов основан на оплавлении «столбиков» вещества [6, 10]. Поскольку минимум поверхностной энергии имеет тело сферической формы, плавление частицы вещества приводит к образованию сферической капли. Конечно, здесь сферическая форма будет искажена за счет гравитационных сил, однако для малых объектов, порядка 100–500 мкм, гравитационные силы становятся ничтожно малыми, поскольку с уменьшением размера они убывают пропорционально 3-ей степени, напротив, силы поверхностного натяжения убывает медленнее, пропорционально 2-й степени. Поэтому чем меньше частица, тем больше влияние сил поверхностного натяжения и ее форма ближе к сферической.

К недостаткам рассмотренных методов можно отнести сложность в реализации, невозможность целенаправленной коррекции оптической формы микролинз и использование термопластичных полимеров, которые имеют невысокие температуры плавления и поэтому не могут быть использованы в лазерных системах управления излучением большой мощности.

Условия эксперимента

В настоящей работе предложен новый метод получения матриц микролинз, основанный на обнаруженном нами эффекте образования сферической поверхности при дозированном отверждении ультрафиолетово-отверждаемого мономера под действием УФ-излучения. Отвержденный полимер и оптические элементы на его основе имеют высокую термостойкость, высокую лазерную прочность и могут быть успешно использованы в мощных источниках излучения.

В экспериментах использована смесь многофункциональных акриловых мономеров, которая полимеризовалась под действием УФ-света длиной волны 365 нм, в соответствии со спектром введенного фотоинициатора. В отвержденном состоянии полимер имеет хорошие оптические свойства (отсутствие окраски, изменяемый в широком диапазоне показатель преломления, незначительное светорассеяние), что позволяет использовать его как альтернативу стекла. При этом чрезвычайно высокая термостойкость (200°C), определяемая образованием поперечных связей при УФ-отверждении полимера, не позволяет использовать процесс плавления (LIGA процесс), т.е. требуется иная технология производства сферических микролинз, чем описанная в [10].

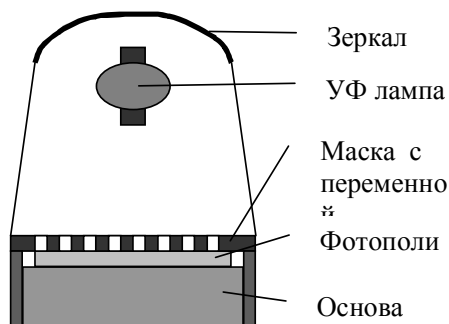


Рис. 1. Схема экспериментальной установки, используемой для получения микролинз

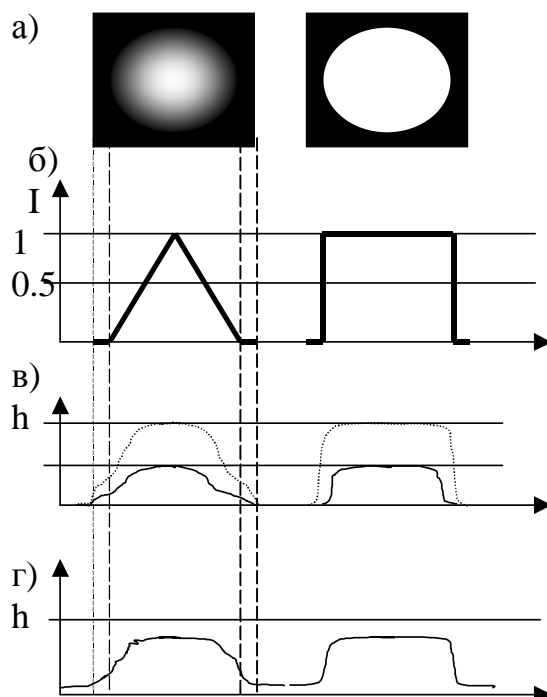


Рис. 2. Формообразование линз на основе дозирования интенсивности излучения: а – маска; б – распределение интенсивности; в – среднее (пунктиром) и малое (сплошной линией) время экспозиции; г – наибольшее время экспозиции

Исследование процессов отверждения композиции показывает, что в зависимости от времени экспозиции могут быть реализованы два различных процесса, приводящих к образованию сферической поверхности.

Так, при небольшом времени экспозиции форма образующейся поверхности определяется распределением интенсивности УФ-излучения по площади материала. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Поскольку количество прореагировавшего полимера пропорционально интенсивности падающего излучения, то для получения сферической формы поверхности образующихся микролинз использована маска с переменной оптической плотностью. За время экспозиции (порядка 15 мин) происходит неравномерное отверждение полимера (в зависимости от пропускания маски). Далее оставшийся жидким полимер смывается изопропиловым спиртом. Изменяя время экспозиции и форму распределения плотности в маске, мы можем управлять размерами и формой микроэлементов (рис. 2).

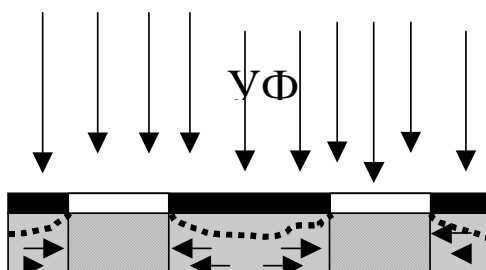


Рис. 3. Формообразование микролинз за счет явления усадки (пунктиром показан профиль образующейся поверхности)

Второй рассмотренный процесс основан на усадке вещества. При отверждении вещества в освещенной области за счет образования дополнительных химических связей его объем уменьшается на 5–15%. Вследствие диффузии окружающий жидкий полимер перетекает в зону освещения, где также отверждается (рис. 3). Поскольку «темные» области маски пропускают некоторую долю света, при значительном увеличении времени экспозиции происходит отверждение полимера находящегося и под темными областями маски. При этом объем вещества в этих областях уменьшается в результате усадки, однако часть вещества уже раньше перетекла из них при отверждении «прозрачных» областей, поэтому толщина слоя вещества становится меньше начальной толщины. Величина полученной модуляции поверхности пропорциональна усадке и для толщины слоя 100 мкм составляет 5–15 мкм. В итоге мы получим систему микроструктур (например, микролинз) на подложке из того же вещества. Изменяя закон распределения интенсивности света, проходящего через маску, можно управлять формой поверхности микрообъектов (рис. 2г).

Обсуждение результатов

С использованием вышеописанных методов были получены единичные микролинзы на стеклянной подложке и полимерные матрицы микролинз с формой элементов, близкой к сферической (рис. 4а). Линзы имеют хорошие оптические свойства и могут строить изображение (рис. 4 б). В данном эксперименте размер линз составлял для одиночных структур – диаметр 500 мкм при высоте порядка 90 мкм, высота линз в матрице примерно 20 мкм. Измеренная лазерная прочность твердого вещества (порядка 3 Дж/см² при длительности 10 нс) и высокая эксплуатационная температура (до 200°С) позволяют применять полученные микроэлементы в мощных лазерных системах.

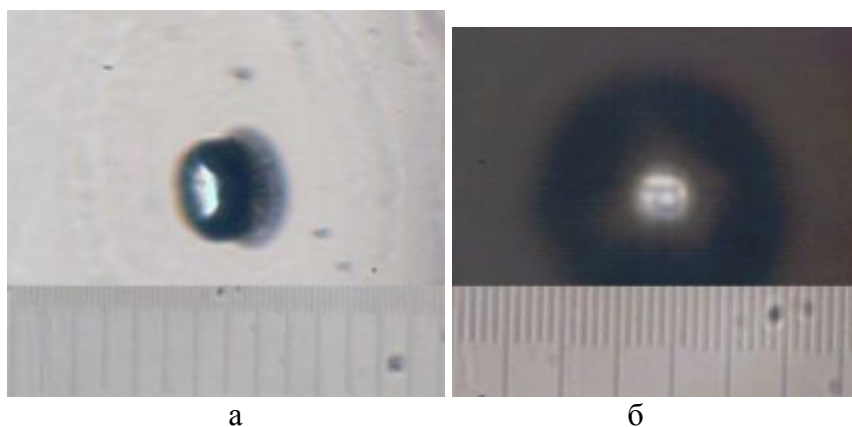


Рис. 4. а – фотография микролинзы, под углом 45° (объект-микромметр, деление – 10 мкм); б – изображение буквы «Р», спроектированной через микролинзу

Заключение

Предложены и исследованы два процесса формообразования оптической поверхности микролинз, основанные на дозированном отверждении материала под действием УФ-излучения и его перетекании материала под действием сил, образующихся при усадке.

Проведенные исследования показывают, что оба процесса приводят к образованию квазисферических поверхностей, форму которых можно корректировать выбором закона распределения УФ-излучения по площади образца.

Практическая реализация исследованных методов позволила создать образцы решеток микролинз с высокой термостойкостью, лазерной прочностью и оптическими характеристиками, обеспечивающими разрешение миры в диапазоне 10–200 штр./мм.

Литература

1. Hessler Th., Rossi M., Pedersen J., Gale M. T., Wegner M., Steudle D. and Tiziani H. J. 1997 Microlens arrays with spatial variation of the optical function // *Pure Appl. Opt.* 6, 673–681.
2. Ming-Hsien Wu and George M Whitesides 2002 Fabrication of two – dimensional arrays of microlenses and their applications in photolithography // *J. Micromech. Microeng.* 12, 747–758.
3. Cees van Berkel, Brain P McGarvey and John A Clarke 1994 Microlens arrays for 2D large area image sensors // *Pure Appl. Opt.* 3, 177–182.
4. Richard R. A. Syms, 2000 Refractive Collimating Microlens Arrays by Surface Tension Self-Assembly // *IEEE Photonics Technology Lett.* 12, 1507–1509.
5. Seok-min Kim and Shinill Kang 2003 Replication qualities and optical properties of UV – moulded microlens arrays // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 36, 2451–2456.
6. Su-dong Moon, Namsuk Lee and Shinill Kang 2002 Fabrication of a microlens array using micro-compression molding with an electroformed mold insert 2002 // *J. Micromech. Microeng.* 13, 98–103.
7. Y. Sakurai, S. Okuda, H. Nishiguchi, N. Nagayama and M. Yokoyama 2003 Microlens array fabrication based on polymer electrodeposition // *J. Mater. Chem.*, 13, 1862–1864.
8. Madanagopal V. Kunnnavakkam, Houlihan F. M., Schlax M., Liddle J. A., Kolodner P., Nalamasu O. and Rogers J. A. 2003 Low-cost, low-loss microlens arrays fabricated by soft – litography replication process // *Appl. Phys. Lett.* 8, 1152–1154.
9. Chan-Park M. B., Neo W. K. 2003 Ultraviolet embossing for patterning high aspect ratio polymeric microstructures // *Microsystem Technologies.* 9, 501–506.
10. P. Ruther, B. Gerlach, J. Göttert, M. Ilie, J. Mohr, A. Müller and C. Oßmann 1997 Fabrication and characterization of microlenses realized by a modified LIGA process // *Pure Appl. Opt.* 6, 643–653.

ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КООРДИНАТ ЦВЕТНОСТИ СВЕТОВОЗВРАЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ

А.И. Стороженко

Научный руководитель – к.т.н. Э.В. Кувалдин (ГОИ им. С.И. Вавилова)

В работе рассматриваются особенности измерения координат цветности световозвращающих пленок в зависимости от геометрии измерения. Результаты исследования приведены в виде таблиц. Сделаны выводы о сильной зависимости при различной геометрии. Произведен анализ причин этой зависимости.

Введение

В колориметрии существуют три метода измерения цвета [4]:

- визуальный,
- расчетный (спектрофотометрический),
- объективный.

Особенности методов таковы, что, хотя они и принципиально взаимозаменяемы, но каждому из них соответствуют некоторые условия, в которых применение одного метода предпочтительнее перед другим. Любой из методов можно использовать для определения координат цветности световозвращающих материалов (далее – световозвращающие пленки как наиболее распространенный материал). Расчетный метод используется, как правило, для аттестации стандартных образцов цвета и при единичном контроле, так как он свободен от индивидуальных особенностей зрения наблюдателя. Этот метод требует измерения спектральных коэффициентов отражения ρ_λ (пропускания τ_λ) образца и знания функций сложения цветов в совокупности со спектральным распределением энергии в источнике освещения.

Координаты цвета находят по формулам:

$$X = \frac{\int_{360}^{780} \rho(\lambda) \cdot \bar{x}(\lambda) \cdot d\lambda}{\int_{360}^{780} \bar{x}(\lambda) \cdot d\lambda}, \quad Y = \frac{\int_{360}^{780} \rho(\lambda) \cdot \bar{y}(\lambda) \cdot d\lambda}{\int_{360}^{780} \bar{y}(\lambda) \cdot d\lambda}, \quad Z = \frac{\int_{360}^{780} \rho(\lambda) \cdot \bar{z}(\lambda) \cdot d\lambda}{\int_{360}^{780} \bar{z}(\lambda) \cdot d\lambda}, \quad (1)$$

где $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ – ординаты кривых сложения.

Координаты цветности получают делением каждой координаты на сумму координат:

$$x = \frac{X}{X + Y + Z}, \quad y = \frac{Y}{X + Y + Z}, \quad z = \frac{Z}{X + Y + Z}. \quad (2)$$

Содержание работы

Среди всех видов приборов измерения спектральных коэффициентов отражения (пропускания) наиболее широко распространены спектрофотометры. Их схемы были разработаны много лет назад, и впоследствии эти приборы только улучшали свои характеристики. Источник излучения на них – лампа накаливания. Большинство спектрофотометров являются двухлучевыми, т.е. работают по принципу сравнения двух каналов – образцового и рабочего. Спектр отражения (пропускания) в таком приборе получается для равноэнергетического источника излучения (Е). Геометрия измерения почти всех спектрофотометров – $0^\circ/\text{Д}$, где 0° – угол освещения, а Д – измерение коэффициента диффузного отражения.

На спектрофотометре, например СФ-18 или аналогичном приборе, можно измерить спектр отражения испытуемого образца и рассчитать координаты цветности, которые будут иметь место при геометрии измерения $0^\circ/\text{Д}$.

Практическая реализация

В настоящее время широкое распространение световозвращающих материалов требует все более и более часто контролировать их качество по ряду параметров, в числе которых есть и контроль координат цветности [3]. Применение световозвращающих материалов в области дорожных знаков обязало производителей определять координаты цветности при геометрии измерения $45^\circ/0^\circ$ в колориметрической системе МКО 1931 г. при источниках света С и Д65 [1, 2]. При попытке расчета координат цветности образцов световозвращающей пленки по спектру отражения, измеренному на спектрофотометре, было получено очень сильное отклонение результатов от предельно допустимых значений [1]. Еще в работе 1980 года [5] отмечалось небольшое некоторое изменение координат цветности образцов дорожных знаков разных цветов при изменении угла наблюдения от $12'$ до 5° . Возникло предположение, что полученное различие есть следствие различной геометрии измерения – возникает дополнительная погрешность измерения. Для проверки этого были проведены измерения одних и тех же образцов при геометрии измерения $45^\circ/0^\circ$. Для оценки погрешности требуется снять спектры отражения испытуемых образцов на спектрофотометре и на специально собранной установке (рис. 1), соответствующей геометрии измерения $45^\circ/0^\circ$.

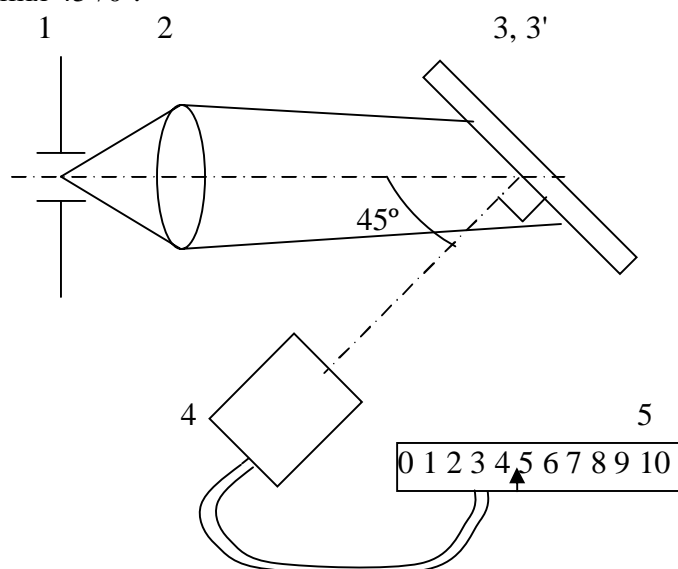


Рис. 1. Схема установки: 1 – выходная щель монохроматора, 2 – линза, 3 – испытуемый образец, 3' – стекло МС-20, 4 – приемник излучения, 5 – отсчетное устройство (милливольтметр)

Здесь в качестве источника излучения используется лампа накаливания марки ПЖ мощностью 100 Вт. Призмный кварцевый монохроматор (1) перекрывает область спектра $\Delta\lambda = 200\text{--}2500$ нм. Приемником оптического излучения (4) служит образцовое средство измерений спектральной чувствительности – кремниевый фотодиод типа «Квант», работающий в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 200\text{--}1100$ нм, поверенный в Госстандарте (ВНИИОФИ). Изменяя ширину выходной щели монохроматора, подбирают наибольший сигнал, соответствующий линейному режиму работы приемника. Если изменение ширины щели не приводит к требуемому результату, то подбирается общее оптимальное положение испытуемых объектов при сохранении геометрии измерения $45^\circ/0^\circ$.

Для измерения был использован метод сравнения с неселективным по коэффициенту отражения образцом стекла МС-20 [4]. По нему можно рассчитать спектральный коэффициент отражения световозвращающей пленки

$$R'_{ПЛ} = \frac{R_{ПЛ}}{R_{МС20}} \cdot R'_{МС20}, [\%],$$

где $R_{ПЛ}$ – спектральный коэффициент отражения световозвращающей пленки, В; $R_{МС20}$ – спектральный коэффициент отражения стекла МС-20, В; $R'_{МС20}$ – спектральный коэффициент диффузного отражения стекла МС-20, %.

Результаты работы

В качестве испытуемых образцов были выбраны два образца красного цвета световозвращающей пленки разных производителей. По результатам измерений световозвращающих пленок по схеме на рис. 1 было получено большое расхождение координат цветности от координат цветности, рассчитанных по спектру отражения, снятому на спектрофотометре. Особенно сильное расхождение было получено для образцов красного цвета. Для проверки установки был выбран эталонный образец красного цвета. Образец аттестован в институте Госстандарта (ВНИИМ), его стабильность проверялась в ВЦ ГОИ в течение последних 20-ти лет. На рис. 2–4 приведены спектры отражения испытуемых образцов, полученные при разной геометрии измерения $0^\circ/\text{Д}$ (СФ-18) и $45^\circ/0^\circ$.

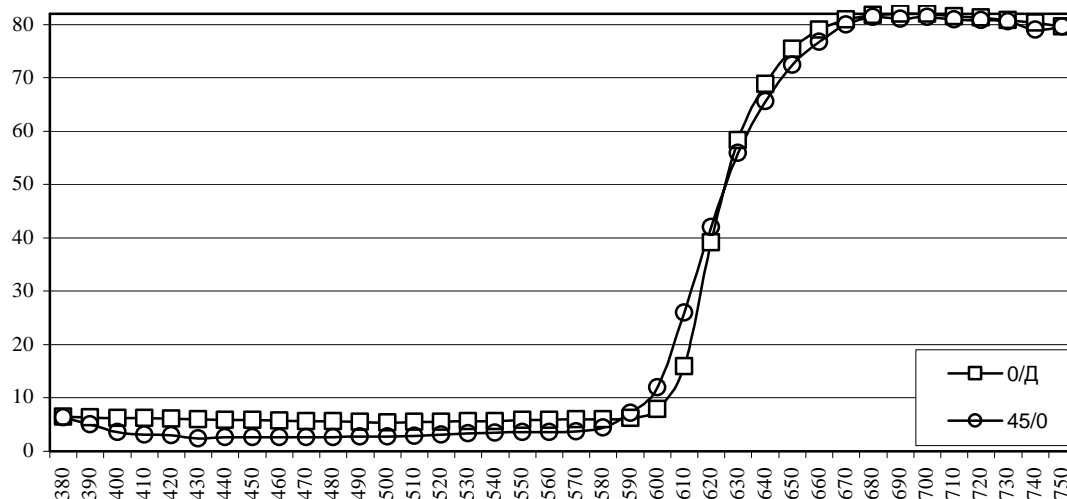


Рис. 2. Спектральный коэффициент диффузного отражения эталонного образца красного цвета при разной геометрии измерения

Графики для эталонного образца красного цвета (рис. 2) почти повторяют друг друга. Есть небольшое различие – спектр, снятый при геометрии измерения $45^\circ/0^\circ$, на 2–3 процента ниже в сине-зеленой области.

Спектры отражения световозвращающих пленок имеют значительно большее расхождение (рис. 3, 4).

Как видно из рисунков, спектры похожи. Их основное отличие – в сдвиге одного спектра относительно другого по оси коэффициента отражения. Из формул (1) следует, что смещение перепада коэффициента отражения влево или вправо по шкале длин волн приведет к изменению спектрально чистого цвета пленки, а подъем или опускание спектра по фотометрической шкале приведет к изменению насыщенности в цвете пленки.

Координаты цветности для источника С [2] испытуемых образцов приведены в табл. 1.

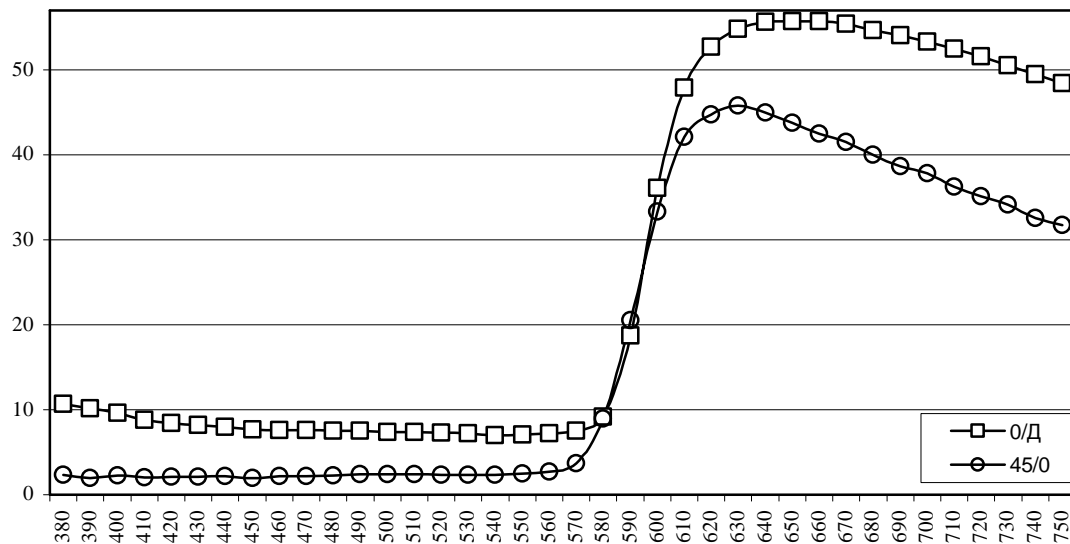


Рис. 3. Спектральный коэффициент диффузного отражения световозвращающей пленки ООО «Микросфера» при разной геометрии измерения

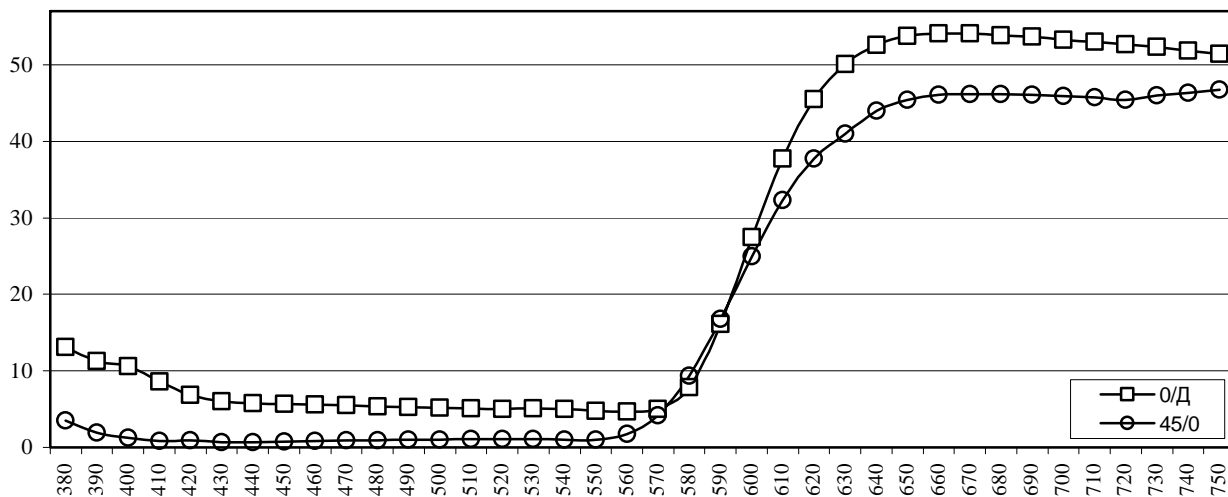


Рис. 4. Спектральный коэффициент диффузного отражения световозвращающей пленки 3М при разной геометрии измерения

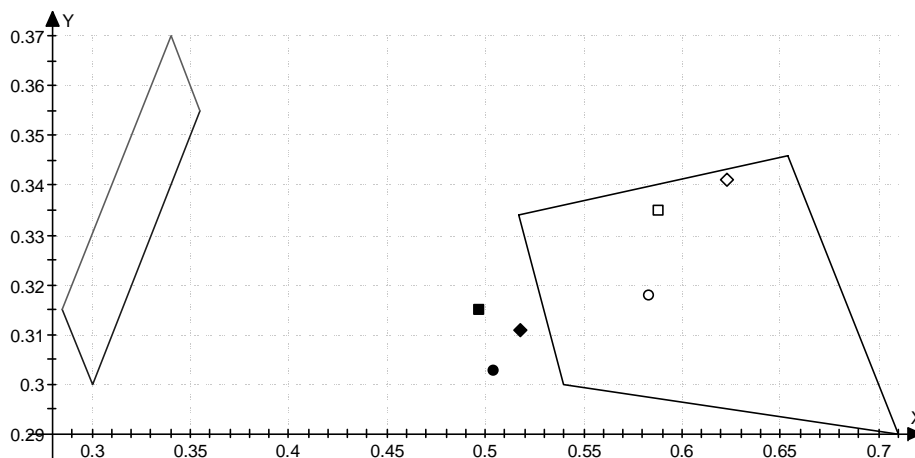


Рис. 5. Отображение координат цветности (табл.1) в пространстве "xy" (слева выделена область белого цвета, справа – красного)

Геометрия измерения	0°/Д		45°/0°	
Координаты цветности	<i>x</i>	<i>y</i>	<i>x</i>	<i>y</i>
эталонный образец красного цвета	0.504	0.303	0.583	0.318
Микросфера	0.497	0.315	0.588	0.335
3М	0.518	0.311	0.623	0.341

Таблица 1. Координаты цветности для источника С

Из табл. 1 видно, что расхождение координат цветности составляет примерно 0,1 для координаты *x* и около 0,02 для координаты *y*. Эти значения расхождения значительно превышают допустимые величины погрешности измерения координат цветности для рабочих средств измерения – $\leq 0,01$ [3].

Расхождение в координатах цветности есть результат сдвига спектра по фотометрической шкале. На рис. 2–4 в области спектра 380–570 нм спектры при разной геометрии измерения отличаются на 3–6 %. При наложении спектра отражения образца на кривые смещения источника С (рис. 6) этого отличия достаточно, чтобы появился значительный вклад в координату цветности *z*, а, следовательно, и в другие две координаты – *x* и *y*.

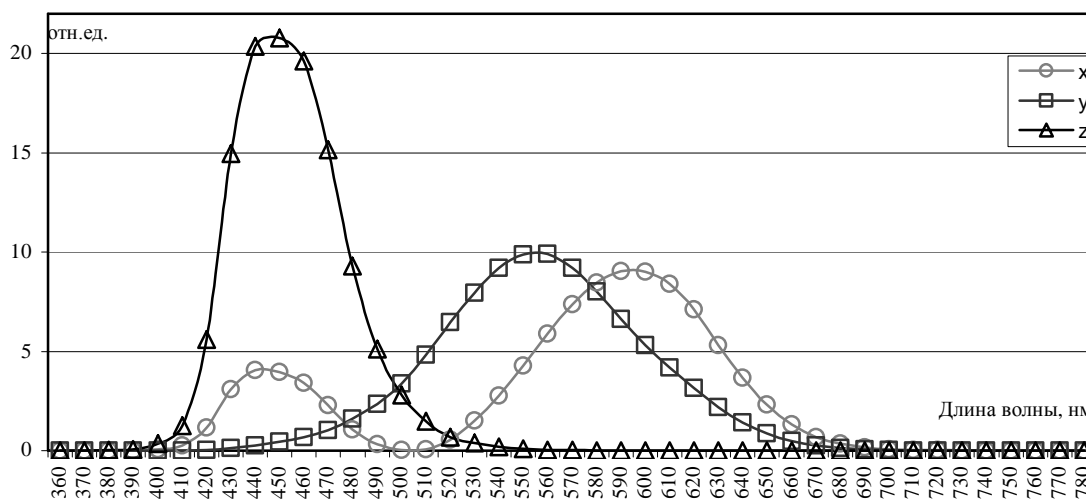


Рис. 6. Кривые смещения для источника С

Причины сдвига спектров по фотометрической шкале еще до конца не выяснены. Возможно, это следствие неселективной фоновой засветки, а некоторое различие спектров – в неравномерности индикатрисы коэффициента отражения световозвращающей пленки. Для проверки этого были измерены индикатрисы коэффициента отражения на длине волны 480 нм. Как говорилось ранее, именно в этой области спектра небольшое увеличение фона сильно сказывается на изменении насыщенности.

Для измерения индикатрисы коэффициента отражения использовалась специальная установка, габаритные размеры которой не позволяют измерять на углах менее 10°. Все результаты в табл. 2 нормированы к углу в 10°. Из табл. 2 видно, что даже у МС-20 есть слабая зависимость коэффициента отражения от угла. У эталонного образца красного цвета, при угле наблюдения в 45°, коэффициент отражения уменьшается в 1,4 раза относительно наблюдению под углом 10°. Для световозвращающей пленки 3М коэффициент отражения уменьшается почти в 2 раза. Для пленки ООО «Микросфера» индикатриса коэффициента отражения значительно более быстро спадает – коэффициент отражения уменьшается более чем в 5 раз.

Угол наблюдения	МС-20	эталон красного цвета	ЗМ	Микросфера
10	100	100	100	100
15	98.4	84.8	73.0	69.8
20	97.9	82.1	63.8	50.7
25	94.9	79.1	58.0	37.8
30	93.8	76.7	54.9	30.6
35	93.1	75.0	54.3	24.4
40	91.7	73.9	54.1	21.2
45	89.8	73.8	53.6	18.5

Таблица 2. Измерения индикатрисы коэффициента отражения

Заключение

В данном спектральном интервале при изменении угла наблюдения изменяется доля излучения, попадающая на приемник. Также в общую долю добавляется неопределенная часть зеркальной составляющей. Доля зеркальной составляющей уменьшается при увеличении угла наблюдения. Это в значительной мере влияет на снижение фона в данной области спектра. В результате получаем резкое изменение координат цветности по насыщенности.

Хотя изменение в спектральных кривых для эталонного образца красного цвета (рис. 2) значительно меньше, чем в спектрах отражения пленок, однако в координатах цветности (табл. 2) это изменение оказывается весьма значительным. Пока остается невыясненным столь сильное расхождение. Возможно, есть другие, еще не выясненные причины.

Исследование показало, что спектры отражения световозвращающих пленок и, следовательно, координаты цветности сильно зависят от геометрии измерения. Даже для эталонного образца координат цветности существует такая же сильная зависимость от геометрии измерения.

Литература

1. ГОСТ 10807-78 (с изм. №3). Дорожные знаки.
2. ГОСТ 7721-89. Источники света для измерений цвета. Типы. Технические требования. Маркировка.
3. ГОСТ 8.205-76. Государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерения цвета.
4. Юстова Е.Н. Цветовые измерения (Колориметрия). СПб: Издательство СПбГУ, 2000.
5. Rennilson J.J. Chromaticity measurements of retroreflective material under nighttime geometry // Applied Optics, vol.19, №8, 1980.

СИСТЕМНЫЙ ПОДХОД К СОЗДАНИЮ МОДУЛЬНОЙ СИСТЕМЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ СИНТЕЗА И АНАЛИЗА ОПТИКО- ЭЛЕКТРОННОГО ТРАКТА

И.А. Чиванов

Научный руководитель – Л.Н. Архипова (ГОИ им. С.И. Вавилова)

В работе рассматривается проблема создания универсальной компьютерной среды моделирования оптико-электронного тракта и модель матричного ПЗС-приемника, учитывающая не только геометрические, но и энергетические параметры, как отдельный блок всей системы моделирования.

Введение

Конечной целью данной работы является создание программного пакета для моделирования работы оптико-электронных приборов (ОЭП), таких как цифровые видеокамеры, ИК-системы и другие системы, использующие оптическую систему для построения изображения на цифровых приемниках лучистой энергии. В настоящий момент существует множество методик для синтеза и анализа отдельных узлов оптико-электронных приборов, расчета влияния атмосферы на качество изображения и др. Но ни одна из них не описывает весь оптико-электронный тракт, либо ограничивается рассмотрением только одной стороны проблемы. Например, программный пакет Windemos в состоянии промоделировать, помимо работы оптической части ОЭП, работу ПЗС-матрицы, но с учетом только геометрических параметров. При этом такие параметры, как чувствительность, время засветки, абсолютная освещенность приемника, а также шумовая составляющая остаются неучтенными. Вместе с этим, наличие системы, способной промоделировать работу ОЭП, учитывающей при этом как геометрические и энергетические ее параметры, так и условия наблюдения, не только значительно ускорило бы, но и удешевило бы процесс проектирования. Методом проб, пусть и с предварительным теоретическим расчетом, далеко не всегда удастся достаточно быстро найти подходящее решение поставленной задачи, и такой способ не всегда в состоянии окупить себя.

Кроме того, на данный момент проектирование оптических и оптико-электронных приборов заключается в том, что по известному «узкому месту» (чаще всего это как раз матричный приемник) определяются характеристики остальных узлов. При этом не всегда удается легко определить, какой узел вносит максимальные ограничения на качество изображения. Рассматриваемая система могла бы автоматизировать такой поиск и послужить инструментом оптимизации критического узла.

Поскольку создание всей системы моделирования – это масштабный и долгосрочный проект, мы рассмотрим принципы ее создания в целом и рассмотрим более подробно блок для моделирования работы ПЗС-матриц.

Принципы создания модели

Модель разрабатывается так, чтобы она была как можно более универсальной, т.е. была в состоянии описать как можно более широкий спектр оптико-электронных систем. С этой целью данная система моделирования разрабатывается как набор модулей для синтеза и анализа работы отдельных узлов. Таким образом, например, она одновременно позволит смоделировать работу как систем, использующих в качестве приемников матричные приемники, так и систем, работающих по принципу сканирования и использующих линейки приемников (или одиночный приемник). Этого предполагается достичь заменой модуля матрицы приемников на модуль сканирующей системы.

Для передачи информации между модулями предполагается использовать промежуточные изображения (распределение интенсивности излучения в плоскости проме-

жutoчного изображения либо сигнала на выходе в случае электронной части ОЭП). Например, изображение, полученное на выходе оптической системы, подается на вход системы моделирования приемного устройства. Сами модули представляют собой преобразователи изображения на входе в изображение на выходе.

Один из вариантов структуры системы, моделируемой в разрабатываемой системе и включающей все основные узлы тракта, показан на рис. 1.



Рис. 1. Структура оптико-электронного тракта

Анализ результатов моделирования

Оценку качества системы в целом либо ее отдельных модулей предполагается производить по частотно-контрастной характеристике (ЧКХ), а на ее основе, а также на основе конструктивных параметров оптической системы рассчитывать дальность работы системы при различных условиях наблюдения и/или другие критичные для работы ОЭП параметры. Кроме того, задавшись конкретными характеристиками ОЭП, можно рассчитать требуемое значение ЧКХ и на ее основе, а также на основе полученных ЧКХ отдельных узлов прибора произвести оптимизацию того или иного узла для достижения необходимого качества изображения.

Рассмотрим более подробно блок моделирования регистрирующего устройства на примере модели ПЗС-матрицы. Поиск каких-либо САПР, моделирующих ПЗС-матрицы с учетом и геометрических, и энергетических параметров не дал результатов. По этой

причине, а также из-за того, что матричные приемники зачастую являются «узким местом» оптико-электронных приборов, ограничивающим качество всей системы, было решено создавать блок моделирования ПЗС-матрицы с учетом и геометрии, и энергетики матрицы, для более полной оценки влияния регистрирующего устройства на качество изображения.

Ниже приведен список тех внутренних параметров матричных ПЗС-фотоприемников, которые являются наиболее используемыми при разработке новых оптико-электронных приборов и которые понадобятся при моделировании.

1. Размеры элемента по вертикали и горизонтали A_v, A_z .
2. Период (расстояние между центрами) элементов по вертикали и горизонтали B_v, B_z .
3. Количество строк и элементов в строке N_v, N_z .
4. Время накопления t .
5. Коэффициент спектральной чувствительности k – отношение количества фотонов данной длины волны, генерирующих пары электрон-дырка в элементе матрицы к количеству фотонов данной длины волны попавших на элемент.
6. Среднее значение количества термогенерируемых пар электрон-дырка (темнового шума) за единицу времени. Данный параметр необходимо рассчитывать, исходя из свойств ПЗС-матрицы (размеры элементов, сопротивление, температура и др.), но на момент написания этой статьи это значение задается вручную.
7. Емкость потенциальной ямы $C_{эл}$ – максимальное число носителей заряда, которое может удержаться в потенциальной яме.
8. Коэффициент эффективности передачи пакетов зарядов $k_{л}$ – отношение числа зарядов передаваемых при передаче пакета к числу зарядов накопленных в элементе.
9. Напряжение насыщения на выходе матрицы U_{max} – предельно большое напряжение выходного видеосигнала, которое можно получить для конкретной матрицы. Данный параметр зависит от глубины потенциальной ямы используемых МДП-структур и соответствует состоянию, когда яма заполнена. Дальнейшая генерация носителей не приводит к увеличению накапливаемого заряда и, соответственно, к возрастанию выходного видеосигнала.

Математический аппарат

На основе параметров 1–4, а также с учетом выборки распределения интенсивности излучения в изображении на входе модели (она берется с выхода предыдущего модуля – например, выборка, полученная на выходе модели оптической системы¹) рассчитывается освещенность каждого элемента ПЗС-матрицы. Это вычисление производится с помощью дискретного сдвигового Фурье-преобразования:

$$E(x, y) = \frac{S_M}{S_{эл}} \{ (comb(B_z, B_v) \cdot [I(x, y) \otimes rect(A_z, A_v)]) \otimes rect(A_z, A_v) \} \cdot t, \quad (1)$$

где $S_{эл} = B_v \cdot B_z$ – площадь приходящаяся на один элемент; S_M – рабочая площадь матрицы.

Поскольку для дальнейших расчетов нужны только значения освещенности элементов, а не распределение интенсивности излучения в изображении, после данного вычисления осуществляется переход от выборки с размерами изображения к выборке с размерами, равными количеству элементов матрицы.

С учетом пункта 5 вычисляется эффективное число носителей заряда

$$n_{эфф} = E \cdot k + n_T, \quad (2)$$

¹ За неимением этой модели для разработки модели ПЗС-матрицы использовалась выборка, полученная прототипом модели предмета – идеальная радиальная мира с единичным контрастом

где n_T – число термогенерированных носителей, вычисляющееся как случайная величина с распределением плотности по закону Гаусса со средним значением, равным параметру δ . Число зарядов n в пакете, пришедшем в считывающее устройство от некоторого элемента, вычисляется итерационно по формуле

$$n = k_{II} n_i + n_{i+1} (1 - k_{II}), \quad (3)$$

где n_i – число зарядов накопленных в i -ом элементе непосредственно перед передачей пакета в $(i+1)$ -й элемент; $n_{i+1}(1-k)$ – число зарядов, оставшееся в $(i+1)$ -м элементе после предыдущей передачи пакета. Далее i -ый элемент принимается за $(i+1)$ -ый, и так далее по цепочке. Напряжение на выходе считывающего устройства вычисляется по формуле

$$U_{\text{ВЫХ}} = U_{\text{max}} \frac{n}{C_{\text{ЭЛ}}}. \quad (4)$$

Таким образом, поэлементно получаем выборку распределения выходного сигнала по ПЗС-матрице. Ее можно проанализировать аналогично любой другой выборке, она же является связующим звеном между модулем системы регистрации изображения и модулем, подключенным к нему далее.

Сравнительный анализ полученной модели (CCD Modeler) и существующего аналога (на примере пакета Windemos)

В результате разработки была получена модель матричных ПЗС-приемников с учетом энергетических и геометрических параметров матрицы. Ниже приведена сравнительная таблица учитываемых параметров в разработанной модели и в модели ПЗС-матрицы программного пакета Windemos.

Параметр	CCD Modeler	Windemos
Размеры элементов (δ, δ)	Есть	Есть
Период матрицы (δ, δ)	Есть	Есть
Количество элементов (δ, δ)	Есть	Есть
Освещенность элементов	Есть	Нет
Спектральная чувствительность	Есть	Нет
Время засветки	Есть	Нет
Темновой шум	Есть ²	Нет
Емкость потенциальной ямы	Есть	Нет
Коэффициент эффективности передачи пакетов	Есть	Нет

Таблица 1. Сравнение учитываемых параметров в разработанной модели и ее существующего аналога (Windemos)

Как видно из таблицы, в полученной модели учитываются основные энергетические характеристики ПЗС-матрицы. Геометрические параметры, безусловно, вносят львиную долю ограничений на качество изображения. Это влияние выражается *пределом Найквиста* – теория выборки гласит, что для передачи данной частоты необходимо, по крайней мере, 2 элемента выборки на период. Эта частота и называется частотой Найквиста. Но, помимо геометрии, на качестве сказывается и энергетика фотоприемно-

² На момент написания статьи – в упрощенном виде

го устройства. Действительно, если при прочих равных условиях взять две ПЗС-матрицы с разной спектральной чувствительностью, то, в зависимости от длины волны излучения, контраст на одних и тех же частотах изображения у них будет различаться, и у той матрицы, у которой для данной длины волны спектральная чувствительность выше, контраст будет ближе к единице. Это вызвано тем, что, помимо полезного сигнала, присутствует и темновой «паразитный». Минимальный сигнал, соответствующий черному фону, у этих матриц будет равным, в то время как максимальный, вследствие различной спектральной чувствительности, у каждой матрицы будет свой.

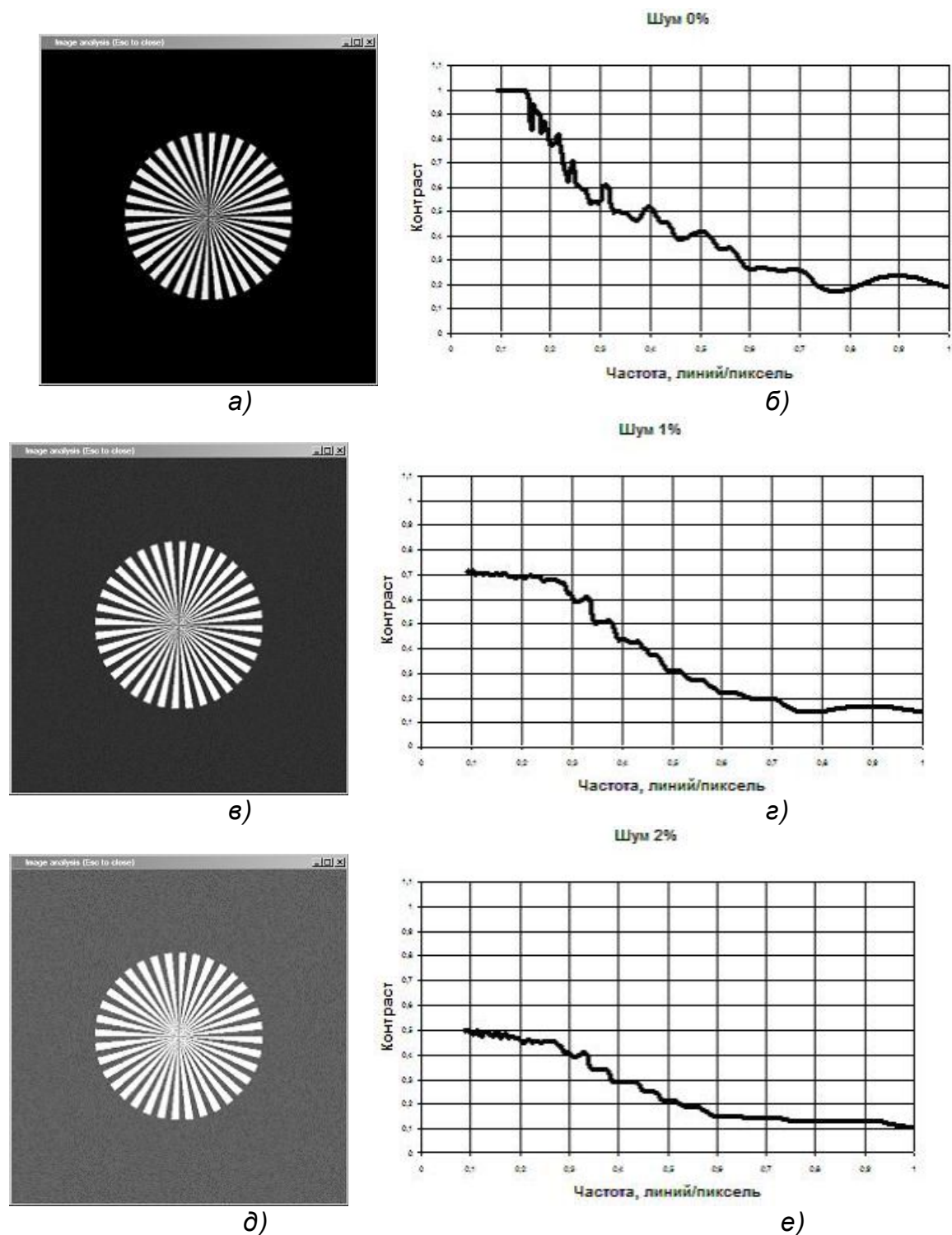


Рис. 2. Изображение на выходе и его ЧКХ для трех идентичных матриц с различными шумовыми составляющими (а, б – 0%/мсек; в,г – 1%/мсек; в,г – 2%/мсек)

На рис. 2 показаны полученные результаты для трех матриц размером 256×256 элементов (элементы 9×9 мкм), идентичных по всем параметрам, кроме скорости термогенерации носителей заряда – 0, 1 и 2 % от емкости потенциальной ямы в миллисекунду соответственно, при времени засветки 10 мсек, спектральной чувствительности к данной длине волны – 85% и освещенности в максимумах радиальной миры, равной номинальной для этих матриц освещенности.

Как видно из графиков ЧКХ, в первых двух случаях при частоте Найквиста контраст составляет около 0,3–0,4. При дальнейшем увеличении шумовой составляющей, контраст падает до этого значения уже на частоте 0,4 линии/пиксель. Кроме того, если при отсутствии шума на низких частотах контраст равнялся единице, то при появлении шума со скоростью прироста в 1%/мсек, контраст на низких частотах упал до 0,7, а при 2%/мсек – до 0,5. Таким образом, на примере темнового шума видно, что энергетические параметры матрицы вносят значительное влияние на качество изображения, и если их не учитывать при проектировании оптико-электронного прибора, расчет всех остальных узлов может либо вовсе оказаться бесполезным, либо давать параметры, слишком дорогостоящие при выполнении реального прибора по сравнению с необходимыми.

Заключение

В статье был рассмотрен системный подход к моделированию всего оптико-электронного тракта, учитывающий геометрические и энергетические параметры ОЭП и условия наблюдения. Основной идеей подхода является создание системы с модульной архитектурой. Ее суть заключается в описании отдельных блоков тракта отдельными взаимозаменяемыми (частично) модулями, подключаемыми друг к другу последовательно. Такая система моделирования позволит уменьшить затраты на проектирование и существенно его ускорить.

В рамках разработки системы моделирования всего оптико-электронного тракта была рассмотрена модель матричного ПЗС-приемника и проведен анализ полученных результатов моделирования. По результатам анализа видно, что энергетические параметры, не учитывавшиеся ранее, требуют учета при создании модели ПЗС-матрицы, поскольку оказывают значительное влияние на качество изображения.

Литература

1. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем. Л.: Машиностроение, 1982.
2. Госсорг Ж. Инфракрасная термография. М.: Мир, 1988.
3. Малинин В.В. Моделирование ФПМ ПЗС – http://www.ssga.ru/metodich/matmod_ep/contents.htm
4. Проектирование оптических систем / Под ред. Р. Шеннона, Дж. Вайанта. М.: Мир, 1983.
5. Малинин М.М. Теоретические основы оптико-электронных приборов. Л.: Машиностроение, 1983.
6. Материалы фирмы Kodak – <http://www.kodak.com/global/en/digital/digital/ccd/sensorsMain.jhtml>
7. Материалы фирмы Sony – <http://www.sel.sony.com/semi/>

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМОВ РАСЧЕТА ХОДА ЛУЧА ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНОСТИ, ОПИСЫВАЕМЫЕ СПЛАЙНАМИ

Н.В. Архипова

Научный руководитель – к.т.н. Д.А. Гаврилин

В работе рассматривается подход к описанию оптических поверхностей на основе математического аппарата сплайн-функций, а также эффективный алгоритм поиска точки встречи луча со сплайн-поверхностью.

Введение

Классический способ описания оптических поверхностей заключается в использовании степенного базиса [1]. Чем сложнее форма поверхности, тем более высокая степень базиса необходима для ее описания. Аналитическое описание поверхностей сложной формы в рамках классического подхода не гарантирует, что поверхность будет описана точно. В то же время основным требованием к современному программному обеспечению для проектирования и расчета оптических элементов является универсальность, которая должна заключаться, в том числе, и в возможности определения оптических поверхностей произвольной формы.

Для описания сложных оптических элементов могут использоваться два подхода. Первый подход, сходный с классическим, основан на точном аналитическом описании кривых и поверхностей, ограничивающих тело. Второй подход опирается на приближенные методы интерполяции и аппроксимации, среди которых наибольшей универсальностью обладают кусочные модели, основанные на аппарате сплайн-функций. Ограничивающие конструируемый объект кривые и поверхности в этом случае рассматриваются как множество соединенных между собой элементарных дуг кривых и элементарных сегментов поверхностей.

Использование точного аналитического описания поверхностей лишено универсальности, так как для описания каждой поверхности может использоваться уникальный набор базисных функций. В то же время аппарат сплайн-функций позволяет сколь угодно точно приблизить любую поверхность, поэтому его использование является предпочтительным.

Существует большое количество различных типов сплайнов [2–5]. Для описания оптической поверхности необходимо выбрать тип сплайна, обеспечивающий удобство аппроксимации поверхности, простой способ расчета точки встречи луча с поверхностью, а также вычисление нормали к поверхности в точке встречи.

Выбор типа сплайна для описания оптических элементов

Понятие сплайна заключается в кусочном представлении поверхностей, реализуемом с использованием аппарата сплайн-функций. Отдельные типы сплайнов предназначены для решения различных задач. Так, например, кривые Безье, кривые Чайкина и кривые разбиения строят кривую из последовательности точек на основе введенного контрольного полигона. Эти методы позволяют только примерно получить желаемую форму исследуемой поверхности, они в основном хороши лишь для визуализации оптических объектов. Другая группа сплайн функций, например, В-сплайны, позволяют точно описать форму и сформировать ее математическую модель.

Крупные программы расчета оптических систем обычно позволяют задавать оптические поверхности в виде сплайна. Например, программы OSLO и ZEMAX используют бикубические сплайн поверхности. Обе программы для входных данных требуют ввести точки, принадлежащие поверхности [6, 7].

Использование бикубических сплайнов привлекательно с той точки зрения, что на каждом участке поверхность описывается в виде разложения по степенному базису, и задача вычисления точки встречи с лучом решается легко. Однако этот тип сплайнов требует для обеспечения гладкого описания функции наложения дополнительных условий, что приводит к значительному увеличению вычислительной трудоемкости. В результате проведенного анализа для описания оптических поверхностей были выбраны В-сплайны, позволяющие точно описать форму поверхности и сформировать ее математическую модель.

Аппроксимация поверхности

Поверхность, представляемая в виде В-сплайна, может быть описана уравнением вида

$$S(u, v) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m N_i^k(u) N_j^l(v) P_{i,j}. \quad (1)$$

Здесь $N_{i,p_S}(u)$ – базисные функции В-сплайна порядка p_S на i -ом интервале параметра u ; $N_{j,p_S}(v)$ – базисные функции В-сплайна порядка p_S на j -ом интервале параметра v ; P_{ij} – опорные точки сплайна; u_i – узловые точки параметра u , определяющие i -ый интервал $[u_i, u_{i+1})$; v_j – узловые точки параметра v , определяющие j -ый интервал $[v_j, v_{j+1})$ [5].

Для аппроксимации поверхности В-сплайнами следует сформировать систему линейных уравнений $\mathbf{A}\mathbf{c} = \mathbf{b}$, структурная матрица \mathbf{A} которой составляется из произведений значений базисных функций В-сплайна в точках данных (u'_l, v'_l) , $l = 0, \dots, k$:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} N_{0,p_S}(u'_0)N_{0,p_S}(v'_0) & \dots & N_{i,p_S}(u'_0)N_{j,p_S}(v'_0) & \dots & N_{n,p_S}(u'_0)N_{n,p_S}(v'_0) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ N_{0,p_S}(u'_k)N_{0,p_S}(v'_k) & \dots & N_{i,p_S}(u'_k)N_{j,p_S}(v'_k) & \dots & N_{n,p_S}(u'_k)N_{n,p_S}(v'_k) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Вектор правых частей заполняется значениями поверхности в точке данных:

$$\mathbf{b}^T = \{S(u'_0, v'_0) \dots S(u'_k, v'_k)\}. \quad (3)$$

Вектор неизвестных при этом состоит из значений опорных точек В-сплайна:

$$\mathbf{c}^T = \{P_{00} \dots P_{ij} \dots P_{nn}\}. \quad (4)$$

После решения представленной системы уравнений вектор \mathbf{c} содержит значения опорных точек В-сплайна.

Построение алгоритма расчета хода луча через оптическую поверхность, описанную сплайнами

Расчет хода луча через поверхность заключается в вычислении точки встречи луча с поверхностью и расчете преломленного луча [1]. Для реализации этой процедуры в применении к описанию поверхностей в виде сплайнов необходимо разработать эффективный алгоритм поиска точки встречи луча с поверхностью.

При прохождении луча через сплайн-поверхность неизвестно, на какой из ее участков $[u_i, u_{i+1})$ и $[v_j, v_{j+1})$ попадает луч, поэтому нужно получить начальное приближение. Для этого необходимо построить быстрый и эффективный алгоритм вычисления начального приближения для точки встречи луча с поверхностью. Для этого можно аппроксимировать поверхность уравнением второго порядка, которое обеспечивает простое аналитическое решение данной проблемы.

Алгоритм поиска точки встречи луча с поверхностью можно представить в следующем виде:

1. аппроксимация сплайн-функции поверхностью второго порядка,
2. вычисление точки встречи луча и поверхности второго порядка,
3. вычисление точки встречи со сплайном,
4. расчет преломленного луча.

Для аппроксимации сплайн-функции поверхностью второго порядка необходимо сформировать набор точек, принадлежащих поверхности, и аппроксимировать его уравнением поверхности второго порядка.

Для упрощения определения точки встречи луча с поверхностью действительный луч описывается в системе координат поверхности [1]:

- тремя линейными координатами x, y, z – проекциями радиус-вектора $\mathbf{s}^T = (x \ y \ z)$ какой-либо точки на луче;
- тремя угловыми координатами – направляющими косинусами луча, т.е. проекциями орта $\mathbf{q}^T = (X \ Y \ Z)$ направления луча.

Уравнение действительного луча, описывающее передвижение от точки s к точке s' вдоль луча на расстояние l , имеет вид

$$s' = s + ql. \quad (5)$$

Задача нахождения точки встречи луча с поверхностью второго порядка сводится к решению уравнения, составленного из уравнения луча (5) и уравнения поверхности.

$$f(s + ql, a) = 0. \quad (6)$$

Решив это уравнение и найдя l , подставляем найденное значение в первое уравнение и находим вектор встречи s' .

Методы решения уравнения встречи определяются видом поверхности. Уравнение встречи для поверхности второго порядка:

$$\begin{aligned} al^2 - 2bl + p &= 0 \\ a &= \rho(1 - e^2 Z^2) \\ b &= Z - \rho(xX + yY + (1 - e^2)zZ) \\ p &= \rho(x^2 + y^2 + (1 - e^2)z^2) - 2z, \end{aligned} \quad (7)$$

где ρ – кривизна поверхности при вершине, e^2 – квадрат эксцентриситета образующей поверхности второго порядка. Решение этого уравнения l можно найти по формуле

ле $l = \frac{b - c}{a}$ или $l = \frac{p}{b + c}$ (для поверхностей большего радиуса), где

$c = \pm\sqrt{c^2}$, $c^2 = b^2 - ap$ – дискриминант, при этом используется положительный знак у корня. Если дискриминант уравнения меньше нуля, то решения не существует. Этот случай соответствует непопаданию луча на поверхность.

Далее проводится уточнение точки встречи луча со сплайн-функцией. Начальным приближением при этом является вычисленная точка встречи луча и поверхности второго порядка. Алгоритм уточнения точки встречи луча представлен в виде блок-схемы на рис. 1.



Рис. 1. Блок-схема уточнения точки встречи луча со сплайн-функцией с начальным приближением

На этапе расчета преломленного луча определяется его вектор q' по вектору q падающего луча, вектору нормали в точке падения и показателям преломления n и n' сред до и после поверхности. Вектор линейных координат при этом не изменяется. Выражения для нахождения преломленного луча выводятся из векторной записи закона преломления:

$$q' = \mu q + \Gamma g, \quad (8)$$

где $\mu = \frac{n}{n'}$ – относительный показатель преломления; проекции вектора нормали определяются частными производными уравнения поверхности по соответствующим координатам:

$$g^T = \nabla S = (\partial S / \partial x \quad \partial S / \partial y), \quad (9)$$

где частные производные функции поверхности, задаваемой В-сплайнами, по координате u_x определяется следующим выражением:

$$\frac{\partial}{\partial u_x} S(u_x, u_y) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m N_{i+1, p_s-1}(u_x) N_{j, p_s}(u_y) O_{ij}^x, \quad (10)$$

где $O_{ij}^x = \frac{P_s}{u_{x_i+p_s+1} - u_{x_{i+1}}}(P_{i+1j} - P_{ij})$, а частная производная по координате u_y – выражением

$$\frac{\partial}{\partial u_y} S(u_x, u_y) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m N_{i, p_s}(u_x) N_{j+1, p_s-1}(u_y) O_{ij}^y, \quad (11)$$

где $O_{ij}^y = \frac{P_s}{u_{y_{i+p_s+1}} - u_{y_{i+1}}}(P_{ij+1} - P_{ij})$; $\Gamma = \frac{c' - \mu c}{\|g\|^2}$ – скалярный множитель, $c' = \sqrt{c'^2}$ и

$c'^2 = \|g\|^2 - \mu^2 (\|g\|^2 - c^2)$ равны соответственно косинусам углов падения и преломления, умноженным на длину нормали [1].

Величина c была получена в процессе нахождения точки встречи луча с поверхностью. Вариант, при котором $c'^2 < 0$, не позволяет найти преломленный луч и соответствует полному внутреннему отражению.

Заключение

Метод, используемый для описания сложных оптических поверхностей, должен обеспечивать выполнение ряда условий: удобство аппроксимации, простота расчета точки встречи луча и нормали к поверхности, математическая модель поверхности должна быть гладкой функцией, имеющей непрерывные производные.

Этим условиям удовлетворяет большое количество сплайн-функций. Рассмотренные в работе алгоритмы аппроксимации, поиска точки встречи луча с поверхностью, описанной с использованием В-сплайнов, и вычисления преломленного луча, показывают, что наиболее эффективная реализация возможна для В-сплайнов.

В работе были решены следующие задачи:

- 1) выбран тип сплайна, наиболее подходящий для точного описания формы поверхности и удовлетворяющий условию простого расчета точки встречи луча со сплайн-функцией;
- 2) разработан алгоритм расчета хода луча через поверхность, описанную сплайн-функцией.

Литература

1. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем. Л.: Машиностроение, 1982. 55 с.
2. Де Бор К. Практическое руководство по сплайнам. М.: Радио и связь, 1985. 305 с.
3. Завьялов Ю.С., Квасов Б.И., Мирошниченко В.Л. Методы сплайн-функций. М.: Наука, 1980. 350 с.
4. Шикин Е.В., Плис А.И. Кривые и поверхности на экране компьютера. М.: Диалог – МИФИ, 1996. 235 с.
5. Farin, G.E. Curves and Surfaces for Computer-Aided Geometric Design. A Practical Guide. Academic Press, 1990.
6. <http://www.lambdares.com>
7. <http://www.zemax.com>

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО КОНТРАСТА

Е.В. Брянчиков, Е.А. Одинцов

Научный руководитель – к.т.н., доцент В.А. Трофимов

В статье рассматривается возможность анализа поляризации частично поляризованного света, отраженного естественными и искусственными объектами, с целью определения возможности построения систем обнаружения, основанных на поляризационном контрасте.

Введение

В настоящее время можно выделить ряд задач, требующих выделения объекта на фоне подстилающей среды. Такого рода проблемы могут возникать в системах неразрушающего контроля качества выделения неоднородности физико-технических параметров изделия, в системах обнаружения и локации предназначенных для распознавания искомым объектов (цели) на фоне естественной среды, например пашни, подлеска, травы и т.д. В подавляющем большинстве известных устройств, решающих эту задачу, в основу положен принцип измерения мощности сигнала, определяемой свойствами отражающей поверхности объекта и фона, на котором этот объект находится. Вследствие возможного сходства отражательной способности искусственных и естественных объектов выделение цели (неоднородности) на фоне подстилающей среды (на общем фоне) или соизмеримых с ней естественных образований может быть затруднено. Такого рода ситуация определяет необходимость поиска дополнительных отличительных признаков, одним из которых может служить поляризация отраженного излучения.

Методы измерения

Известно, что полное описание света, отраженного шероховатой поверхностью, определяется матрицей рассеяния. Элементы этой матрицы являются функцией длины волны падающего излучения, углов падения и отражения, состояния поляризации падающей волны и физических характеристик отражающей поверхности. Различающиеся между собой матрицы рассеяния объекта и подстилающей среды могут определять различие состояний поляризации в отраженных ими лучах при одинаковой поляризации в падающих. При локации диффузно-отражающей поверхности линейно полностью поляризованным излучением отраженный сигнал частично поляризован. Степень поляризации сигналов отраженных фоном и объектом может быть различна. Этот факт может быть использован при построении оптических систем выделения изображения объектов на фоне подстилающей среды на основе поляризационного контраста. Кроме того, полезная информация об отражающих поверхностях содержится и в полностью поляризованной составляющей отраженного излучения, которая может быть использована дополнительно для повышения достоверности рассматриваемой информации.

Техника анализа состояния поляризации света разработана весьма подробно. Раздел технической оптики, изучающий границы раздела сред посредством полностью поляризованного излучения – эллипсометрия – насчитывает более двухсот лет. Не менее разработан раздел, использующий частично поляризованное излучение – поляриметрия. Различие между этими разделами заключается лишь в том, что поляриметрия, кроме параметров эллипса поляризации, позволяет измерить степень поляризации света, отраженного объектом.

Известны случаи измерения поляризации с использованием техники оптического гетеродинамирования при освещении объекта когерентным излучением. Эти методы отличаются высокой чувствительностью в присутствии высоких фоновых засветок и сложностью реализации.

Вышеприведенные примеры анализа поляризации света предполагают механическое сканирование луча по исследуемой поверхности. В отличие от этого, известны

примеры использования для этих целей телевизионной техники, позволяющей формировать изображение объекта в реальном масштабе времени, построенное на различии поляризационного отношения в соответствующих точках объекта и фона. Известны и другие пути при реализации этой задачи – например, цифровая обработка сигнала с последующим формированием изображения на экране дисплея либо формирование псевдоцветного изображения на основе вычисления азимута эллипса поляризации для каждой точки формируемого изображения. Описана также эволюция эффективности поляризационных наблюдений и влияния на видимый контраст процессов рассеяния Релея и Ми.

В случае отражения света от шероховатой поверхности преобразование поляризации характеризуется матрицей рассеяния, элементы которой являются функцией микрофизических параметров рассеивающей поверхности (объема) и зависят от направлений падающего и рассеянного пучков при постоянной длине этого излучения. Матрица рассеяния является одной из важнейших и наиболее полных характеристик объекта, однако конкретный вид ее известен лишь в немногих случаях.

Существенным свойством матрицы рассеяния является ее взаимность, т.е. замена падающего луча на отраженный и наоборот влечет за собой транспонирование матрицы при одноэкспозиционной локации. Матрицы обратного рассеяния симметричны, т.е. $m_{12}=m_{21}$.

Вид матрицы рассеяния зависит от базиса, по которому происходит разложение световой волны. Известно, что всегда можно выбрать такой ортонормированный базис, в котором матрица принимает диагональный вид,

$$\widehat{M} = \begin{vmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{vmatrix}. \quad (1)$$

Такой базис называется собственным базисом объекта, а отражающие этот базис ортогональные составляющие падающей волны – собственными поляризациями объекта.

Матрица рассеяния объекта определяет обе ортогональные компоненты отраженной волны, а, следовательно, и амплитуду волны в целом. Это значит, что матрица рассеяния определяет полную эффективную площадь рассеяния объекта для любой поляризации падающей световой волны. Эффективная площадь рассеяния объекта при фиксированных поляризаторах в падающем и отраженном пучках света определяется следующим образом:

$$\sigma = \lim 4\pi R^2 \frac{E^2_{x(omp)}(\theta_x; \varphi_x)}{E^2_{x(nad)}(\theta; \varphi)}. \quad (2)$$

При исследовании полной эффективной площади рассеяния объекта удобно пользоваться энергетической матрицей рассеяния Грейвса

$$P = P * P, \quad (3)$$

$$P = \begin{vmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} P_{11} * P_{11} + P_{12} * P_{12} & P_{11} * P_{12} + P_{12} * P_{22} \\ P_{12} * P_{11} + P_{21} * P_{12} & P_{12} * P_{12} + P_{22} * P_{22} \end{vmatrix}. \quad (4)$$

В этом случае для определения величины полной эффективной площади рассеяния необходим отдельный прием любых двух ортогональных компонент отраженной волны с последующим сложением их интенсивностей.

Задача обнаружения характерна тем, что мощность сигнала, равная разности мощностей излучений, отраженных объектом и фоном, $\Delta P = P_o - P_\phi$, достигает такого порогового значения, когда на индикаторе с заданной вероятностью фиксируется лишь наличие в области обзора объекта без различия его формы и деталей. На практике же пользуются не абсолютным, а ее относительным значением, называемым пороговым контрастом при нулевой пространственной частоте:

$$k = \frac{(P_o - P_\phi)}{P_\phi}, \quad (5)$$

где P_o – мощность сигнала объекта, P_ϕ – мощность сигнала фона.

Подобное определение контраста может быть применено не только для интенсивности света, но и для каждого параметра поляризации отдельно, так что

$$k = \frac{(P_{io} - P_{i\phi})}{P_{i\phi}}, \quad (6)$$

где P_i – параметры вектора Стокса.

Одной из основных причин ухудшения обнаружения минимального ΔP является наличие дробового фототока. С учетом этого необходимо, чтобы величина $\Delta i = i_o - i_\phi$ в q раз превосходила среднеквадратичную функцию его шумовой составляющей. Параметр q является статистическим критерием видимости оптических систем при учете шумов приемника и определяется отношением сигнал/шум в изображении тест-объекта с периодическим распределением коэффициента отражения

$$q = \Delta i \sqrt{\bar{i}_{op}^2}, \quad (7)$$

где \bar{i}_{op}^2 – среднеквадратическое значение дробового тока.

Задаваясь допустимым значением вероятности ложной тревоги F , можно рассчитать минимально допустимое значение отношения сигнал/шум для конкретных значений вероятности правильного обнаружения D

$$q_{nop}(F, D) = \arg \phi(1 - 2F) + \arg \phi(2D - 1). \quad (8)$$

С учетом линейности световой характеристики фотоприемника

$$q_{nop} = \frac{\Delta i}{\sqrt{\bar{i}_{op}^2}} = \sqrt{\frac{\zeta}{5hf\Delta f}} \frac{\Delta P}{\sqrt{P_\phi}}. \quad (9)$$

Совместное решение этих уравнений позволяет определить предельную дальность обнаружения при $k = 1$.

Анализ поляризации световой волны сводится к количественной оценке группы параметров, определяемых способом ее описания. Наиболее тщательно техника таких измерений разработана применительно к эллипсометрическим исследованиям. В подавляющем большинстве при этом определяется азимут и эллиптичность эллипса поляризации в отраженном пучке посредством определенной ориентации поляризаторов и компенсаторов. Эти операции могут производиться вручную либо автоматически. В соответствии с общепринятым правилом схемы измерения удобно разделить на две группы: нулевую и ненулевую. Под нулевыми подразумевают схемы, в которых азимуты поляризующих элементов измеряются в тот момент, когда регистрируемая величина проходит через нуль. В ненулевых схемах параметры эллипса поляризации определяются не по азимутам поляризующих элементов, а по величине интенсивности света при нескольких их ориентациях либо по изменению интенсивности и фазы светового сигнала. Ненулевые методы измерения поляризации света более удобны для автоматизации измерений.

При обнаружении объектов оптическими системами удобно воспользоваться автоматическими методами, которые по характеру приема излучения можно разделить на методы прямого фотодетектирования и оптического гетеродинамирования.

Основное достоинство прямого фотодетектирования – простота приемного устройства. Структурные схемы локаторов мало зависят от их рабочих частот. Рассмотрим методику анализа поляризации электромагнитных волн, разработанную для радиолокационных систем. При этом рассмотрим наиболее просто поддающийся автоматизации метод, с учетом особенностей, определяемых спектральным диапазоном работы опти-

ческой системы. Сущность этого метода заключается в непосредственном детектировании приходящей энергии в пределах спектральной области чувствительности фотоприемника, т.е. ток на выходе фотоприемника воспроизводит изменение мощности регистрируемого светового потока. При этом вся информация о частоте и фазе оптического излучения теряется, и для определения состояния поляризации необходима его периодическая модуляция по азимуту и фазе.

Рассмотрим оптическую схему, позволяющую реализовать рассмотренную методику. Пусть световая волна распространяется в положительном направлении оси Z . Обозначим Φ_1 неподвижную фазосдвигающую пластинку, с которой связана координатная система X_1, Y_1 ; при этом ось X_1 совпадает с плоскостью пластинки. Под Φ_2 будем понимать один из возможных вариантов поляризационных элементов, например: фазосдвигающая пластинка, вращающаяся с частотой Ω ; модулятор Фарадея, периодически изменяющий азимут линейно поляризованного света; модулятор, обеспечивающий изменение фазового сдвига между ортогональными компонентами по определенному закону. Координатные оси XU связаны с неподвижным линейным поляризатором Φ_3 . Пусть на входе элемента Φ_1 имеет место эллиптически поляризованная волна с компонентами

$$\begin{aligned} E_x &= E_{x0} \exp(i\omega t), \\ E_y &= E_{y0} \exp(i\omega t + \Phi_{xy}). \end{aligned} \quad (10)$$

После прохождения фазовой пластинки Φ_1 комплексная амплитуда поля волны будет иметь вид

$$\begin{aligned} E_{x1} &= (E_{x0} \cos \alpha - E_{y0} \sin \alpha \exp i\Phi_{xy}) \exp(i\Phi_1), \\ E_{y1} &= E_{y0} \cos \alpha \exp(i\Phi_{xy}) + E_{x0} \sin \alpha. \end{aligned} \quad (11)$$

Переходя к системе координат XU , волну, проходящую модулятор Φ_2 , можно представить в виде

$$\begin{aligned} E'_x &= E_{x0} (\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \exp i\Phi_1) + E_{y0} \sin \alpha \cos \alpha \exp \{i\Phi_{xy} [1 - \exp(i\Phi_1)]\}, \\ E'_y &= E_{x0} [1 - \exp(i\Phi_1) \cos \alpha \sin \alpha] + E_{y0} [\exp(i\Phi_1) \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha] \exp(i\Phi_{xy}). \end{aligned} \quad (12)$$

Рассмотрим некоторые способы реализации модулятора Φ_2 .

- Четвертьволновая пластинка, вращающаяся с частотой Ω . При отсутствии в схеме элемента Φ_1 и $\gamma = \Omega t$ компоненты поля на выходе Φ_2 будут равны

$$\begin{aligned} E''_x &= E'_x [\sin^2 \Omega t + \exp(i\frac{\pi}{2}) \cos^2 \Omega t] + E'_y [1 - \exp(i\frac{\pi}{2}) \cos \Omega t \sin \Omega t], \\ E''_y &= E'_x [1 - \exp(i\frac{\pi}{2})] \cos \Omega t \sin \Omega t + E'_y \left[\exp(i\frac{\pi}{2}) \sin^2 \Omega t + \cos^2 \Omega t \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Мощность сигнала, регистрируемого приемником Φ_4 , установленным за поляризатором Φ_3 , будет определяться следующим уравнением:

$$P = 0,5(P_0 + \frac{P_1}{2} + 0,5P_1 \cos 4\Omega t - 0,5P_2 \sin 4\Omega t + P_3 \sin 2\Omega t). \quad (14)$$

Из последнего уравнения следует, что таким образом могут быть одновременно зарегистрированы все четыре параметра Стокса.

- Фазовая пластинка, вращающаяся с частотой Ω . При условии $\alpha = 0$ и $\Phi_1 = \pi/2$ мощность, регистрируемая фотоприемником Φ_4 , может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} P &= 0,5(E_{x0}^2 + E_{y0}^2) + 0,5(E_{x0}^2 - E_{y0}^2) \cos 4\Omega t - E_{x0} E_{y0} \sin \Phi_{xy} \sin 4\Omega t = \\ &= 0,5(P_0 + P_1 \cos 4\Omega t - P_3 \sin 4\Omega t). \end{aligned} \quad (15)$$

Из этого следует, что таким образом могут быть одновременно зарегистрированы лишь три параметра Стокса.

- Модулятор Фарадея, качающий плоскость поляризации на $t = 45^\circ$. При отсутствии элемента Φ_1 мощность, регистрируемая Φ_4 , может быть представлена следующим образом:

$$P = 0,5P_0 + 0,23P_1 + 0,57P_1 \sin \Omega t + 0,25 \cos \Omega t + \dots \quad (16)$$

В этом случае одновременно могут быть зарегистрированы три параметра Стокса.

- Электрооптический модулятор. При отсутствии Φ_1 , $\gamma = 0$ и $\Phi_2 = \Omega t$.

$$P = 0,5(P_0 + P_2 \sin \Omega t + P_3 \sin \Omega t). \quad (17)$$

Такого рода фазовая модуляция позволяет одновременно определить лишь три параметра Стокса.

Заключение

Изображение анализируемого объекта действительно может быть построено на основе векторных характеристик световой волны, отраженной этим объектом. Для подавляющего большинства рассматриваемых объектов характерна деполяризация света при его отражении. По этой причине при решении рассматриваемой задачи описания поляризации света представляется целесообразным использовать вектор Стокса, позволяющий дать полную характеристику световой волны, включая степень ее поляризации. Использование этого описания позволяет использовать простую и доступную технику, обеспечивающую измерения в реальном масштабе времени.

Литература

1. Аззам Р. Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.
2. Волохатюк В.А. и др. Вопросы оптической локации. М.: Советское радио, 1971.
3. Орлов В.М. и др. Элементы теории светорассеивания и оптическая локация. / Под ред. Орлова В.М. Новосибирск: Наука, 1982.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПО ПЛОЩАДКЕ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ

К.Г. Араканцев, Р.А. Похильный, А.Н. Чертов
 Научный руководитель – к.т.н., с.н.с. А.Н. Тимофеев

В статье рассматриваются результаты экспериментальных исследований неравномерности фоточувствительности по площадке фотоэлектронного умножителя фирмы Hamamatsu, а также методика измерений и структура установки.

При разработке фотометрического блока рентгенолюминесцентного сепаратора ЛС-20-04-3Н, который предназначен для регистрации сигналов от люминесцирующих зерен алмаза из потока сепарируемого материала, была поставлена задача максимально снизить падение сигнала в зоне регистрации. В качестве фоточувствительного элемента использовался фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) фирмы Hamamatsu. Фотоэлектронные умножители обладают некоторой неравномерностью чувствительности по фоточувствительной площадке. Это оказывает существенное влияние на эффективность работы сепаратора в целом [1]. Поэтому исследование неравномерности чувствительности серийных ФЭУ по площадке является актуальной и практически важной задачей. Целями исследований являлись разработка методики определения характеристик чувствительности ФЭУ, проведение экспериментов и поиск путей уменьшения влияния неравномерности чувствительности ФЭУ по площадке на качество обнаружения алмазов.

Для серийных ФЭУ при среднем коэффициенте вторичной эмиссии $\sigma=4$ и числе каскадов 12 коэффициент усиления (отношение числа электронов, попавших на анод к числу электронов, эмитированных катодом) $M=10^7$, что достаточно для регистрации сигнала на выходе от одного упавшего на фотокатод кванта [2].

Возможность работы с малыми сигналами ограничивают различного рода шумы. ФЭУ присущи все виды шумов приемников на основе внешнего фотоэффекта, однако превалирует дробовый шум, обусловленный флуктуациями во времени носителей тока. [2]. Существуют и другие явления, в том числе неравномерность чувствительности по площадке, снижающие диапазон работы ФЭУ.

При разработке фотометрического канала сепаратора алмазосодержащего сырья был использован ФЭУ модели R6094 с торцевым входом и линейным расположением динодов, изготовленный фирмой Hamamatsu. Этот ФЭУ имеет сурьмяно-цезиевый фотокатод диаметром $d = 25$ мм [3].

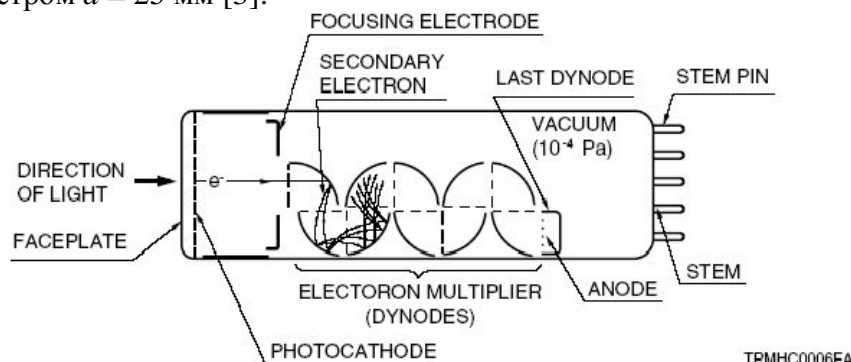


Рис. 1. Устройство ФЭУ с торцевым входом

В документации фирмы Hamamatsu на данный ФЭУ не оговаривается неравномерность фоточувствительности по площадке. Только в приложении «Конструкции и рабочие характеристики» [3], в котором изложены особенности работы ФЭУ разных типов, отмечается зависимость анодной чувствительности ФЭУ от неравномерности нанесения светочувствительного слоя фотокатода. Также отмечается, что зависимость эта несильная [3], и ФЭУ с торцевым входом, по сравнению с ФЭУ с боковым входом, демонстрируют лучшие показатели, что обусловлено геометрией катодной камеры ФЭУ с торцевым входом, позволяющей осуществить больший сбор электронов.

При испытаниях фотометрического канала сепаратора алмазосодержащего сырья была обнаружена сильная неравномерность анодной чувствительности ФЭУ по площадке. Происходило значительное ограничение эффективной площадки фотокатода. Эффективный диаметр чувствительной площадки, т.е. размер площадки фотокатода, на котором падение чувствительности не превышает 30%, определяет параметры оптической системы фотометрического канала, а именно увеличение, с которым оптическая система будет изображать зону регистрации на площадку фотокатода. Поэтому было проведено дополнительное исследование с целью более детально изучить характер неравномерности чувствительности ФЭУ по площадке, выявить зависимость чувствительности от конструктивных особенностей и внешних воздействий.

Методика исследования заключалась в поэтапном сканировании фоточувствительной площадки ФЭУ точечным излучателем – сначала при постоянных смещениях излучателя от центра путем поворота площадки на равные углы, а затем, при постоянных углах поворота площадки – путем радиального перемещения излучателя на равные расстояния. Для реализации указанной методики предложена установка, реализующая схему определения чувствительности ФЭУ и представленная на рис. 2.

В этой схеме излучатель – светодиод 3 – питается от блока 1 регламентированным током, контролируемым микроамперметром 2. Светодиод 3 установлен на подвижной каретке 9, положение которой, в свою очередь, определяется индикатором ее координаты 10. На ФЭУ 4 подается рабочее напряжение от блока питания 7. Величина общего коэффициента усиления электрического сигнала регистрируется вольтметром 5 и может регулироваться резистором 8. Выходной электрический сигнал с ФЭУ 4 регистрируется милливольтметром 6. Для снятия характеристики чувствительности фотокатода ФЭУ устанавливается как можно ближе к светодиоду 3. Таким образом, расстояние z при эксперименте составляло 0,2–0,5 мм.

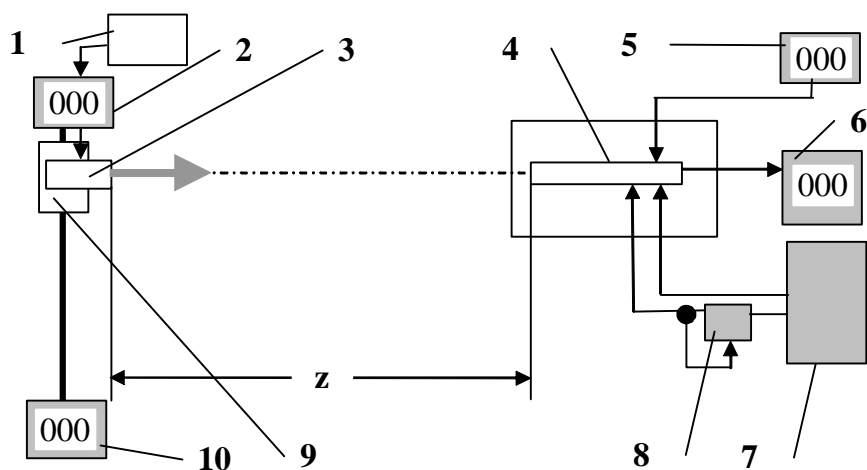


Рис. 2. Схема измерения чувствительности

Измерения проводились в лабораторном помещении при температуре окружающей среды $+(20 \pm 5)^\circ \text{C}$.

ФЭУ монтировался на оптической скамье ОСК-2 в стандартных устройствах. В качестве источника оптического излучения использовался полупроводниковый излучающий диод (ПИД) марки NSPG510(S) фирмы Nichia, максимум потока излучения которого приходится на длину волны 520 нм. ПИД помещался в оправу, диаметр выходного отверстия (диафрагмы) которой составлял менее 0,3 мм. Чтобы обеспечить ламбертовский характер диаграммы излучения ПИД, между ним и диафрагмой помещался матовый рассеивающий элемент. Ток питания ПИД составлял 0,5 мА.

Оправа с ПИД закреплялась на горизонтальной подвижке с максимальным диапазоном перемещения 350 мм и ценой деления шкалы отсчета 0,1 мм.

Напряжение управления ФЭУ устанавливалось равным 0,6 В. Сигнал с фотоприемного блока поступал на цифровые вольтметры В7-16А, показания которых заносились в протокол измерений.

Первый этап. ПИД крепился в горизонтальной подвижке и устанавливался по центру фоточувствительной площадки. Для начального угла поворота 0° по милливольтметру б (рис. 2) снималось значение сигнала с ФЭУ. Далее площадка поворачивалась на равные углы с шагом 45° (до полного поворота на 360°). После каждого поворота показания милливольтметра заносились в протокол измерений. Затем ПИД последовательно смещался в радиальном направлении с шагом 2 миллиметра. Для каждого смещения проводилась аналогичная серия измерений (поворот площадки на 360° с шагом 45°). Заключительная серия измерений проводилась при радиальном смещении ПИД равном 12 миллиметрам. Результаты измерений представлены на рис. 3 (графики 0, 2, 4, 6, 8, 10, 12 – для смещений 0, 2, 4, 6, 8, 10, 12 миллиметров соответственно).

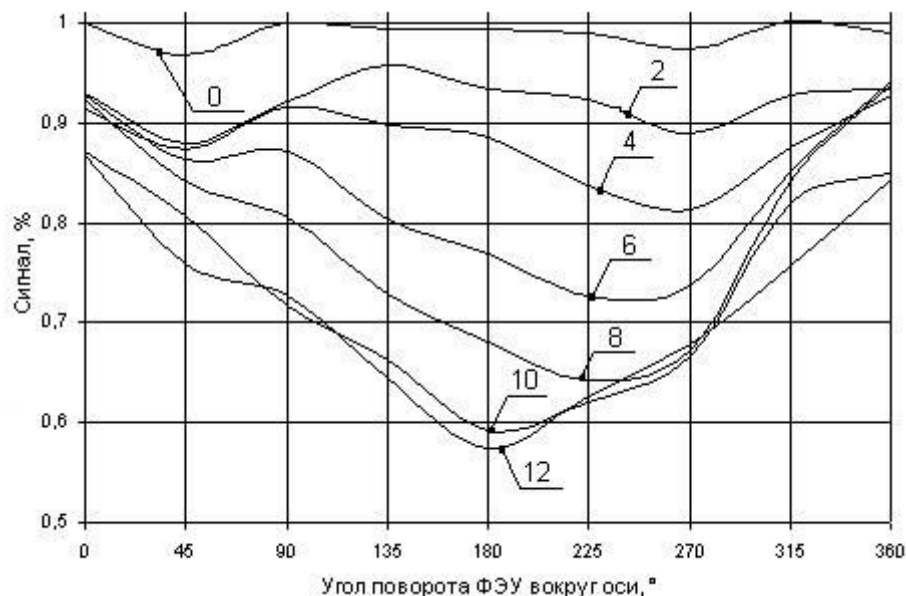


Рис. 3. Зависимость сигнала от угла поворота ФЭУ для различных смещений светодиода от центра чувствительной площадки к ее краю

Второй этап. При помощи горизонтальной подвижки ПИД устанавливался в геометрический центр фоточувствительной площадки. Для начального смещения по милливольтметру б (рис. 2) снималось значение сигнала с ФЭУ. Далее ПИД смещался в радиальном направлении с шагом 2 миллиметра (до смещения, равного 12 миллиметрам). После каждого значения смещения показания милливольтметра заносились в протокол измерений. Затем фоточувствительная площадка поворачивалась на 45° , ПИД устанавливался в геометрический центр площадки, и проводилась аналогичная серия измерений. Заключительная серия измерений проводилась при полном повороте площадки на 360° . Результаты измерений представлены на рис. 4 (графики 0, 45, 90, 135, 180, 225,

270, 315, 360 – для углов поворота 0, 45, 90, 135, 180, 225, 270, 315, 360 градусов соответственно).

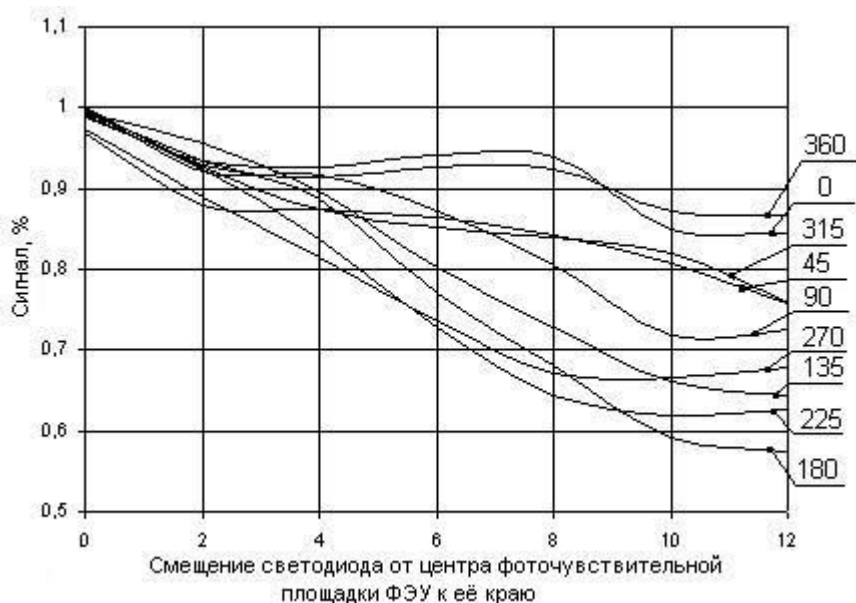


Рис. 4. Зависимость сигнала от смещения светодиода от центра чувствительной площадки к её краю для различных углов поворота ФЭУ

Измерения по данной методике были проведены 5 раз. При построении графиков в качестве достоверного значения показаний милливольтметра принималось среднее арифметическое из всех результатов измерений.

При расчете суммарной погрешности учитывались: случайная погрешность, которая могла быть обусловлена флуктуациями температуры, вибрациями установки, спонтанными изменениями характеристик ПИД и источников питания в процессе измерений; приборная систематическая погрешность, которая была рассчитана исходя из известных классов точности измерительных приборов. Для повышения точности измерений ФЭУ был предварительно выдержан под напряжением в течение часа и надежно защищен от засветок в процессе измерений [2]. Характер зависимостей, полученных при неоднократном повторении эксперимента, устойчиво повторялся. Это подтвердило расчетное значение погрешности измерений, которое составило 5%.

Обработка результатов измерений (корректировка показаний приборов с учетом расчетного значения погрешности, перевод данных в относительные единицы, построение графических зависимостей) велась на компьютере с помощью программы MS Excel.

Анализируя полученные зависимости (рис. 3, 4), наглядно отражающие распределение неравномерности чувствительности ФЭУ по площадке, можно отметить следующее.

1. Чувствительность ФЭУ максимальна в центре площадки.
2. При удалении от центра площадки чувствительность ФЭУ снижается по всем радиальным направлениям. В зависимости от радиального направления она падает на 13–42% от максимальной (рис. 4).
3. В направлении, которое составляло угол 180° с первоначальным вертикальным, происходил наиболее сильный спад. Это объясняет провал чувствительности при сканировании площадки по окружностям при прохождении отметки 180° (рис. 3).
4. Эффективная площадь фотокатода ФЭУ ограничена кругом диаметром 12 мм, так как при смещении от центра чувствительной площадки к её краю более чем на 6 мм наблюдается падение уровня сигнала, превышающее допустимое (30%).

5. Можно предположить, что на фоточувствительность ФЭУ по площадке повлияли: неравномерность нанесения фоточувствительного слоя катодной сетки, особенно в одном из радиальных направлений; форма входного окна ФЭУ; расположение и форма динодов в усилительном каскаде ФЭУ.

Заключение

В работе был исследован характер неравномерности чувствительности по площадке фотоэлектронного умножителя R6094, произведенного фирмой Hamamatsu. Эксперимент показал, что эффективная площадь фотокатода ФЭУ ограничена кругом с диаметром 12 мм (при диаметре фотокатода 25 мм).

Чтобы оценить истинные причины рассматриваемого явления, необходимо в дальнейшем провести детальные исследования апертурных характеристик [3] указанных фотоприемников.

Для уменьшения влияния неравномерности чувствительности ФЭУ по площадке на работу фотометрического канала сепаратора алмазосодержащего сырья целесообразно применение конденсорной схемы [4].

Литература

1. Бубырь Е.В., Казаков Л.В., Кортаев В.В., Левитин А.И., Местер Ю.А., Мусяков В.Л., Тимофеев А.Н. Повышение технологической эффективности рентгенолюминесцентных сепараторов алмазосодержащего сырья. //VI Международная конференция «Прикладная оптика» 18–21 октября 2004 г., СПб, Россия. Сборник трудов. Том 1 «Оптическое приборостроение». СПб, 2004. С. 97–101.
2. Ишанин Г.Г., Панков Э.Д., Челибанов В.П. Приемники излучения. СПб: Правда, 2003. С.230–238.
3. Internet-сайт фирмы Hamamatsu <http://www.hamamatsu.com>
4. Якушенков Ю.Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. М.: Машиностроение, 1989.

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ДЕФОРМАЦИЙ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ ПОЛНОПОВОРОТНОГО РАДИОТЕЛЕСКОПА

А.Т. Бузян

Научный руководитель – д.т.н., профессор И.А. Коняхин

Рассматриваются оптико-электронные системы контроля положения элементов конструкции радиотелескопа РТ-70 на основе метода триангуляции. Приводится общий алгоритм моделирования на системном уровне и пример результатов моделирования.

Введение

Метрологическое обеспечение многих измерительных задач производственной и научной деятельности предусматривает измерение пространственного положения некоторых объектов контроля относительно единой жесткой базы в процессе их перемещения. Совершенствование технологии изготовления современных средств производства, самолетов и кораблей, установок для научных исследований требует точного контроля положения деталей при их сборке, юстировке и последующей эксплуатации. Например, такие измерения обязательны при заключительных операциях сборки и юстировки авиационных и корабельных стапелей, координатных стендов, наземных радиотелескопов, блоков ускорителей заряженных частиц.

В частности, задача создания радиотелескопа для миллиметрового диапазона длин волн требует высокоточного контроля формы поверхности зеркала. Главное зеркало нового радиотелескопа с открытой апертурой имеет большой размер отражающего зеркала диаметр 50–100 метров, форма зеркала – трехмерная парабола. Поверхность зеркала состоит из 1000–2000 плоских металлических секций. Работа в миллиметровом диапазоне длин волн требует минимального (не больше чем 0,1 мм) отклонения поверхности от теоретической трехмерной параболы.

Вес и температурная деформация элементов конструкции приводит к изменению позиции и линейному сдвигу каждой плоской секции отражающей поверхности относительно теоретической параболы. Поэтому необходимо реализовать специальную систему для измерения отклонения отражающей поверхности относительно теоретической трехмерной параболы.

Для решения поставленной задачи выбран метод «прямой» угловой засечки. Метод (рис. 1) предусматривает две ПЗС-камеры, расположенные на фиксированном расстоянии друг от друга на базовом объекте. На объекте контроля расположены элементы, определяющие его пространственное положение.

Каждый из измерительных каналов состоит из одной видеокамеры (1 или 2), первая закреплена на контррефлекторе, вторая расположена на специальном элементе конструкции радиотелескопа – базовом кольце. Жесткое базовое кольцо расположено в вершине главного зеркала радиотелескопа и является неподвижной базой измерительной системы.

Измерительный канал использует триангуляционный метод.

В соответствии с методом, каждая видеокамера измеряет углы визирования светодиода, расположенного в контрольной точке. Соответственно, измеряются углы визирования в горизонтальной φ_1 , φ_2 и вертикальной μ_1 , μ_2 плоскостях. Для этого ПЗС матрицы, расположенные в фокальных плоскостях объективов видеокамер измеряют координаты изображений x_1 , y_1 , x_2 и y_2 изображений светодиода соответственно (рис. 2).

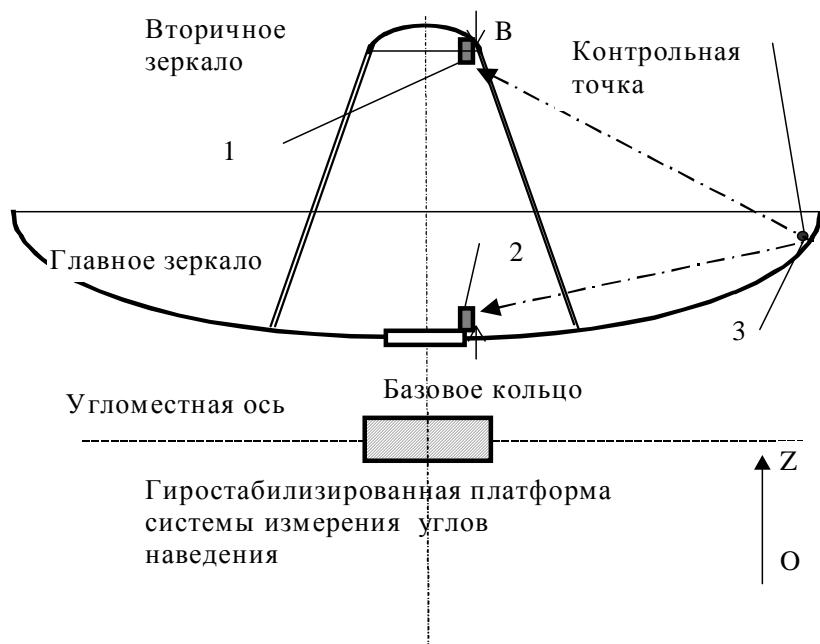


Рис. 1. Схема расположения видеокамер на радиотелескопе

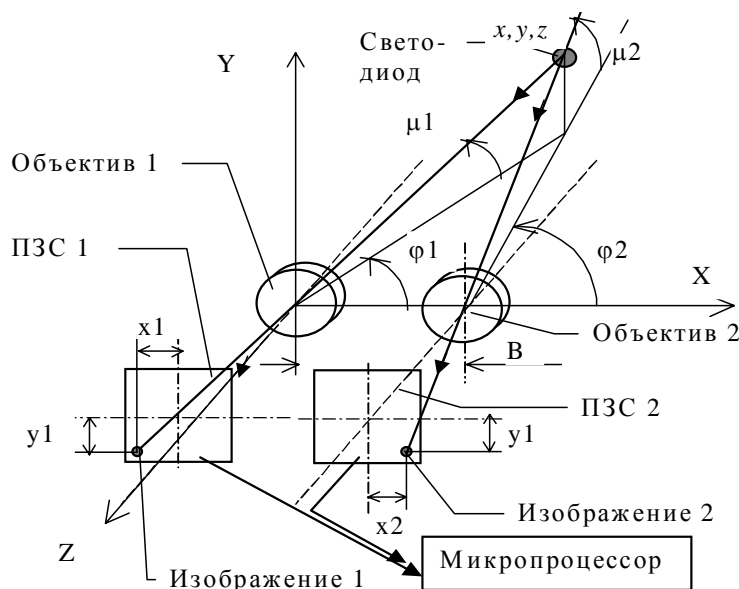


Рис. 2. Реализация прибора по методу «прямой» линейной засечки

Углы визирования и координаты контрольной точки определяются по следующим соотношениям [1]:

$$\varphi_1 = \frac{\pi}{2} - \arctg\left(\frac{x_1}{f}\right), \quad \varphi_2 = \frac{\pi}{2} + \arctg\left(\frac{x_2}{f}\right), \quad \mu_1 = \arctg\left(\frac{-y_1}{f}\right), \quad \mu_2 = \arctg\left(\frac{-y_2}{f}\right),$$

$$z = \frac{B \cdot \operatorname{tg}(-\varphi_1) \cdot \operatorname{tg}(\pi - \varphi_2)}{\operatorname{tg}(-\varphi_1) + \operatorname{tg}(\pi - \varphi_2)}, \quad x = \frac{B \cdot \operatorname{tg}(\pi - \varphi_2)}{\operatorname{tg}(-\varphi_1) + \operatorname{tg}(\pi - \varphi_2)}. \quad (1)$$

где $y = 0.5 \cdot \sqrt{x^2 + z^2} \cdot \operatorname{tg}(\mu_1) + 0.5 \cdot \sqrt{z^2 + (B - x)^2} \cdot \operatorname{tg}(\mu_2)$, f – фокусное расстояние объективов, B – базовое расстояние между осями видеокамер.

Для исследования составляющих погрешности измерения эффективно компьютерное моделирование. С помощью реализованной компьютерной модели выполнялись

экспериментальные исследования влияния различных составляющих погрешности измерения на точность измерения.

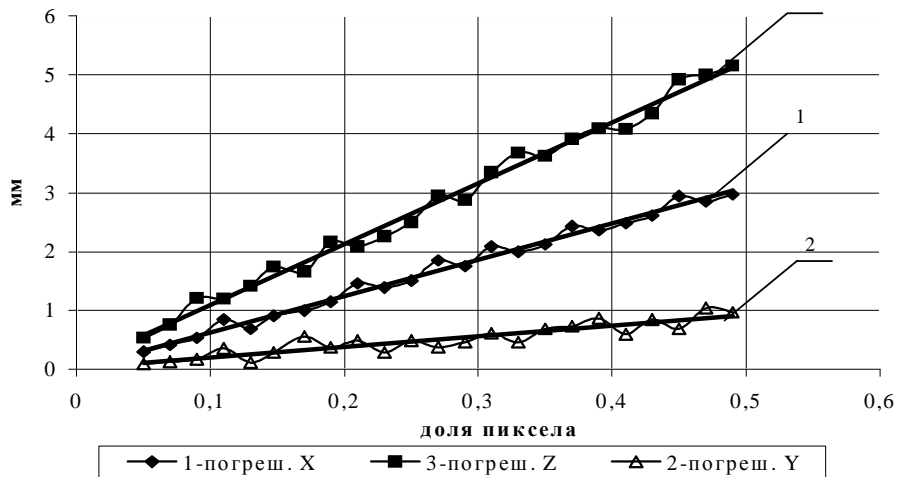


Рис. 4. Погрешности измерения координат от погрешности определения координат изображений на ПЗС

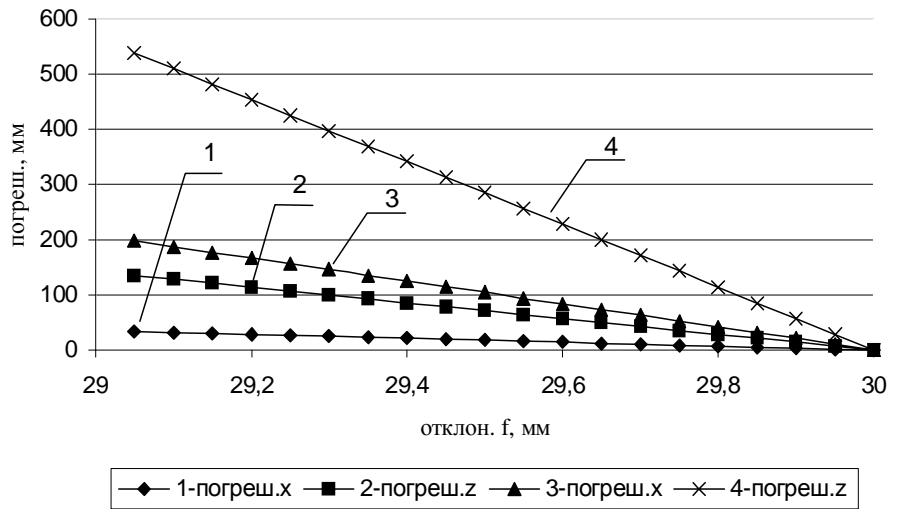


Рис. 5. Погрешности измерения координат от отклонения фокусного расстояния

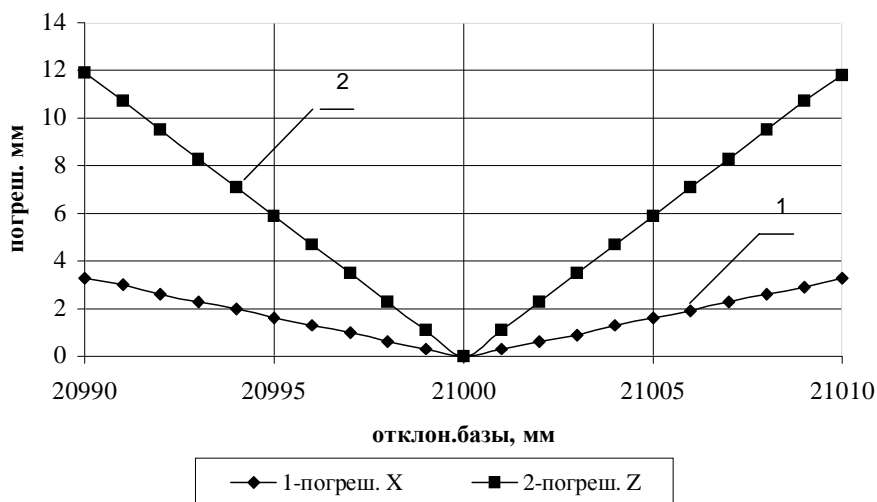


Рис. 6. Погрешности измерения координат от отклонения базового расстояния

В результате проведенного анализа выявлены следующие первичные погрешности, определяющие точность измерения линейных и угловых координат контролируемого объекта.

1. Погрешность измерения координат центра изображения измерительной марки на ПЗС-матрице ИОЭП, обусловленная шумами и дискретностью приемной площадки;
2. Погрешность измерения, определяемая отклонением величины фокусного расстояния объективов от номинального значения;
3. Погрешность вследствие погрешности определения базовых расстояний – В между центрами объективов ИОЭП в ОЭС

Полученные результаты представлены на рис. 4–6.

В частности, выявлено, что наиболее значимым фактором является отклонение фокусного расстояния объективов. Возможная причина столь больших погрешностей заключается в том, что ОЭС, работающие по методу «прямой» засечки, включает два ИОЭП и, следовательно, фактически действуют две составляющие погрешности для двух фокусных расстояний.

Результаты исследований подтвердили эффективность компьютерного моделирования для исследования влияния частичных погрешностей звеньев измерительной цепи системы контроля координат поверхности главного зеркала.

Литература

1. Высокоточные угловые измерения /Д.А. Аникст, К.М. Константинович, И.В. Меськин, Э.Д. Панков. Под ред. Ю.Г. Якушенкова, М.: Машиностроение, 1987. 480 с.

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОГО ПРИБОРА ИЗМЕРЕНИЯ ДЕФОРМАЦИЙ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ИНЖЕНЕРНЫХ СООРУЖЕНИЙ

Д.В. Бородулин, А.А. Горбачев

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.В. Коротаев

Рассматривается работа оптического-электронного прибора контроля деформаций крупногабаритных инженерных сооружений и оценивается погрешность измерения прибора без учета рефракции и турбулентности.

Необходимой частью единой системы экологического контроля окружающей среды является мониторинговые наблюдения за состоянием объектов энергетики, промышленности и строительной индустрии. Важным фактором, позволяющим оценить состояние таких объектов, является определение угловых и линейных деформаций соответствующих нагруженных элементов: фундаментов реакторов, пролетов мостов, опор дамб, стенок доков, резервуаров и т.д.

Высокая эффективность применения оптического-электронных приборов (ОЭП) обусловливается возможностями измерения или управления положением объектов в статическом и динамическом режимах, полной автоматизацией процесса измерения, выработки решения, корректировки результатов с учетом воздействия условий эксплуатации [1].

Одним из таких приборов является оптический-электронный прибор с использованием метода створных измерений (рис. 1), состоящий из двух измерительных каналов. Каждый такой канал имеет базовый блок с матричным приемником излучения и контрольный элемент (КЭ). Контрольный элемент может быть активного и пассивного типа. В качестве КЭ активного типа можно использовать пару полупроводниковых излучающих диодов (ПВД), а в качестве КЭ пассивного типа – отражатель (световозвращатель) в виде пентапризмы или тройного зеркала. Использование матричных приемников с зарядовой связью (ПЗС) позволяет получить требуемую точность линейных измерений благодаря высоким геометрическим характеристикам раstra таких приемников. Несмотря на дискретный характер ПЗС-структуры в плоскости анализа изображения, существует возможность регистрировать линейные смещения изображения с погрешностью до десятых и сотых долей пространственного периода элементов [2].

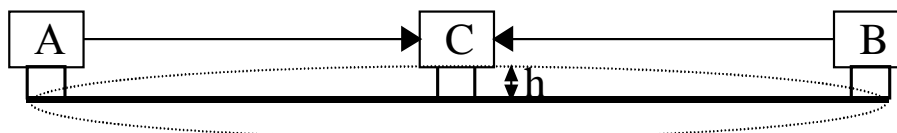


Рис. 1. Схема створного измерения смещений: А – контрольный элемент 1, В – контрольный элемент 2, С – базовый блок

В оптическом-электронном приборе реализуется метод створных измерений, сущность которого заключается в определении величины деформации конструкции в средней точке относительно прямой, проходящей через крайние точки (рис. 1). Обобщенная структурная схема оптического-электронного прибора контроля деформаций крупногабаритных инженерных сооружений представлена на рис. 2.

Излучение от визирных целей (излучатели 5 и 5' на рис. 2), установленных в контролируемых точках, собирается призмным блоком 4 и фокусируется объективом 3 телевизионной камеры 1 на приемнике. В предварительном блоке 2 определяются координаты изображений излучателей. Компьютер 6 определяет относительную величину деформации, учитывая температурную составляющую от системы датчиков температуры 8, и сравнивает ее с пороговым значением. При превышении пороговой величины включается аварийная сигнализация и автоматика выравнивания.

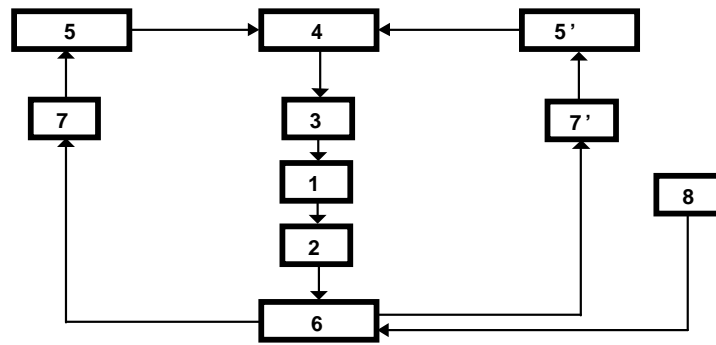


Рис. 2. Структурная схема опико-электронного прибора контроля деформаций крупногабаритных инженерных сооружений: 1 – телевизионная камера, 2 – предварительный блок, 3 – объектив, 4 – призмный блок, 5 и 5' – излучатели, 6 – компьютер, 7 и 7' – устройство управления излучателями, 8 – система датчиков температуры

На работу опико-электронного прибора контроля деформаций крупногабаритных инженерных сооружений наиболее сильное влияние оказывает регулярная рефракция, турбулентность и погрешность определения механической деформации.

Рассмотрим коллимационный вариант реализации оптической части одного из измерительных каналов, представленный на рис. 3. В таком варианте КЭ используется с парой ПИД 1, жестко закрепленных на объекте, а в качестве приемника оптического излучения используется телевизионный датчик (ТВД) с объективом 2 на базе матричного ПЗС 3.

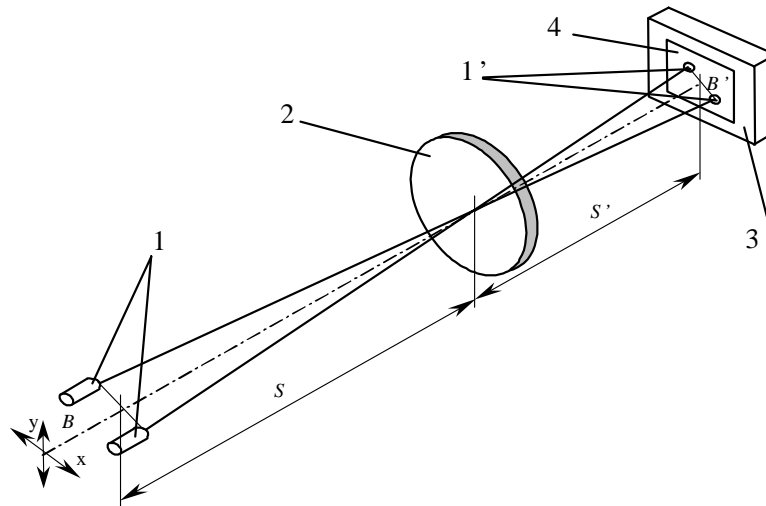


Рис. 3. Коллимационный вариант схемы оптической части измерительного канала: 1 и 1' – ПИД и изображение ПИД, 2 – объектив ТД, 3 – матрица ФПЗС, 4 – чувствительная область матрицы ФПЗС

Определение координат изображения ПИД на фоточувствительной площадке ПЗС 4 (рис. 3) производится по алгоритму энергетического центра («центра тяжести») [3]. Из формул тонкой линзы и линейного увеличения получаем следующее выражение для смещений в пространстве изображений (на матрице ПЗС) [4]:

$$h = h' \cdot (S/f' - 1), \quad (1)$$

где f' – заднее фокусное расстояние объектива 2 (рис. 3), h и h' – смещения ПИД в пространстве предметов и пространстве изображений, S – расстояние до точки контроля.

После дифференцирования выражения (1) по смещению получаем:

$$\frac{\partial h}{\partial h'} = S/f' - 1, \quad (2)$$

где ∂h и $\partial h'$ – погрешности смещения ПИД в пространстве предметов и пространстве изображений (в плоскости приемника оптического излучения).

Результаты экспериментов показали, что погрешность $\partial h'$ составляет 0,56 мкм (0,07 элемента ПЗС-матрицы). Это позволяет ожидать погрешность измерения в описанной выше схеме 0,11 мм (без учета рефракции и турбулентности) для дистанции до излучателей 50 м и фокусном расстоянии объектива телевизионной камеры 250 мм.

Оценим погрешность прибора, принимая во внимание также погрешности от заднего фокусного расстояния объектива f' и расстояния S . В общем виде погрешность будет определяться следующим выражением [5]:

$$\Delta h = \sum_{i=1}^k \Delta a_i \cdot \left| g'_{h_i}(a_1, \dots, a_k) \right|, \quad (3)$$

где Δh – абсолютная погрешность измерения смещения системы без учета влияния рефракции и турбулентности воздушной среды, Δa_i – абсолютная погрешность i -той переменной, $g'_{h_i}(a_1, \dots, a_k)$ – производная функции $g_{hi}(a_1, \dots, a_k)$. После дифференцирования выражения (1) по входящим в него параметрам и с учетом формулы (3) получаем следующее выражение для абсолютной погрешности системы Δh :

$$\Delta h = \Delta h' \cdot \left| \frac{\partial h}{\partial h'} \right| + \Delta f' \cdot \left| \frac{\partial h}{\partial f'} \right| + \Delta S \cdot \left| \frac{\partial h}{\partial S} \right|. \quad (4)$$

С учетом того, что погрешности составляют соответственно $\Delta h' = 0,56 \cdot 10^{-3}$ мм, $\Delta f' = 0,5$ мм, $\Delta S = 100$ мм, а производные равны

$$\frac{\partial h}{\partial h'} = S/f' - 1 = 199, \quad \frac{\partial h}{\partial f'} = -h' \cdot S/f'^2 = -0.1664, \quad \frac{\partial h}{\partial S} = h'/f' = 8.32 \cdot 10^{-4},$$

где $h' = 208$ мкм, получаем для абсолютной погрешности измерения прибора Δh значение 0,28 мм.

Таким образом, на погрешность измерения прибора большое влияние оказывает ошибка определения координат энергетического центра. Поэтому для уменьшения погрешности измерения прибора следует подобрать наиболее оптимальный (по точности и времени его реализации) алгоритм определения координат ПИД.

Литература

1. Высокоточные угловые измерения / Д.А. Аникст, К.М. Константинович, И.В. Меськин и др.; Под ред. Ю.Г. Якушенкова, М.: Машиностроение, 1987. 480 с.
2. Андреев А.Л., Ярышев С.Н., Стрелков А.Р. Аппаратные и программные средства опико-электронных приборов с телевизионными датчиками на ФПЗС: Методическое указание. СПб.: ИТМО, 1995. 49 с.
3. Андреев А.Л., Ярышев С.Н., Стрелков А.Р. Аппаратные и программные средства опико-электронных приборов с телевизионными датчиками на ФПЗС: Методическое указание. СПб.: ИТМО, 1995. 49 с.
4. Справочник конструктора опико-механических приборов / Под ред. В.А. Панова. Л.: Машиностроение, Ленинград. отд-ние, 1980. 742 с., ил.
5. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. М.: Наука, 1964. 608 с., ил.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТОЧНОСТИ ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ПРИЕМНИКА ФИРМЫ «НАМАМАТСУ»

С.А. Воронина

Научный руководитель – д.т.н., профессор С.М. Латыев

Рассмотрена возможность применения нового позиционно-чувствительного приемника фирмы «Hamamatsu» (функционального аналога ПЗС-линейки и позиционно-чувствительного приемника «Мультискан») для чего исследованы некоторые его точностные характеристики: стабильность, нелинейность, воспроизводимость.

Введение

На кафедре компьютеризации и проектирования оптических приборов СПбГУ ИТМО были проведены исследования нового однокоординатного позиционно-чувствительного приемника (positional sensitivity detector – PSD) фирмы «Hamamatsu», позволяющего регистрировать положение падающего на него светового пятна. Данный приемник является функциональным аналогом ПЗС-линейки и фотоприемника «Мультискан», разработанного РАН [1]. Как известно, фоточувствительными элементами «Мультискана» являются кремниевые фотодиодные структуры, опрос которых производится за счет перемещения вдоль структуры эквипотенциальной линии электрического поля. Структура позиционно-чувствительный приемника PSD фирмы «Hamamatsu» напоминает структуру pin-фотодиодов (рис. 1). На пластинку из высокоомного кремния n-типа нанесены два более проводящих слоя. Верхний слой – резистивный слой p-типа, который образует p-n переход с базовой пластинкой. На противоположных краях этого слоя нанесены омические контакты (сигнальные электроды), служащие для снятия сигналов.

На задней стороне базовой пластинки нанесен резистивный слой n-типа с относительно большой проводимостью. Этот слой является общим электродом и обеспечивает равномерность электрического поля в структуре приемника излучения.

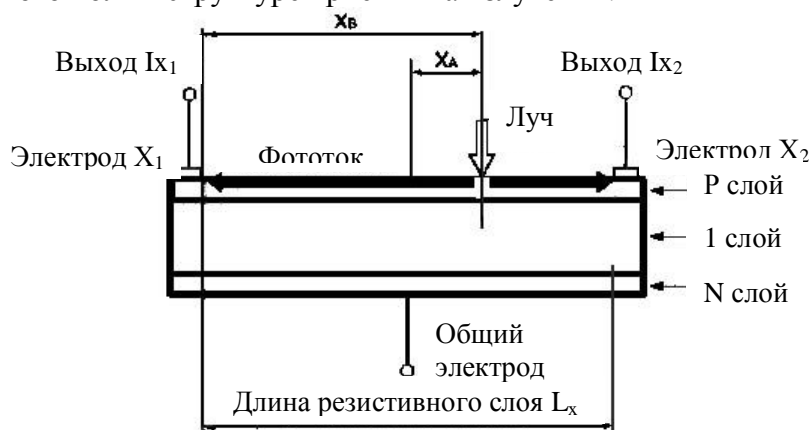


Рис.1. Разрез позиционно-чувствительного приемника PSD

Основной режим работы приемника – фотодиодный, когда к структуре приемника приложено внешнее электрическое напряжение. Когда световой пучок излучения падает на переднюю поверхность, он проходит p-слой и поглощается в высокоомной кремниевой пластинке. Сгенерированные носители заряда ускоряются однородным полем i-пластинки и попадают на передний и задний проводящий слои. Поток носителей, приходящий на передний резистивный слой, растекается по нему в направлениях к сигнальным электродам. Относительное распределение этих токов обратно пропорционально расстоянию от входа носителей в слой до соответствующего электрода [2].

Для использования PSD в измерительных приборах необходимо знать его характеристики: линейность, стабильность, быстродействие, воспроизводимость, зависимость от фоновых засветок и т.д.

Стенд для проведения исследований

Для проведения исследований указанных характеристик была разработана установка, принципиальная схема которой приведена на рис.2.

На исследуемый позиционно-чувствительный приемник S5629 проецировался световой штрих шириной 300 мкм. В качестве осветителя 2 использовалась лампа накаливания с линзовой проецирующей системой. Перемещение приемника задавалось вручную с помощью микрометрического винта 4 и регистрировалось образцовым прецизионным фотоэлектрическим преобразователем линейных перемещений на дифракционных решетках ПИЛП1-05, имеющим предельную погрешность не более 0,5 мкм. Перемещения производились на всем рабочем диапазоне приемника и фиксировались прецизионным цифровым вольтметром G – 0.1DGT1202.010 предприятия VEB «Mikroelektronik».

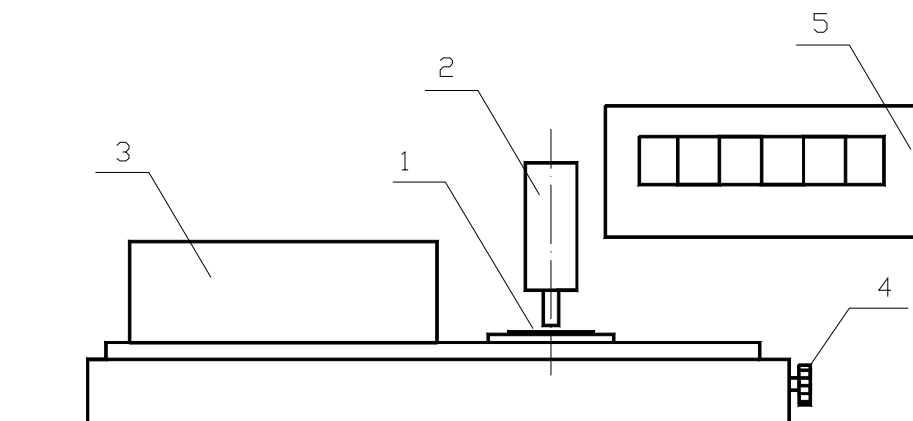


Рис. 2. Принципиальная схема лабораторной установки: 1 – исследуемый позиционно-чувствительный приемник; 2 – осветительная система; 3 – образцовый прецизионный фотоэлектрический преобразователь на дифракционных решетках; 4 – микрометрический винт; 5 – прецизионный цифровой вольтметр

Результаты исследований

В ходе работы были исследованы некоторые характеристики приемника: нелинейность выходной характеристики преобразования, стабильность, воспроизводимость.

В технической документации производителем не отмечено влияние фоновых засветок на функционирование приемника, однако в ходе работы было обнаружено, что даже небольшие засветки приводят к значительному изменению выходных показаний приемника. Для адекватного функционирования его необходимо поместить в непрозрачный кожух.

Паспортная длина активной площадки должна составлять 6000 мкм, однако в ходе работы было выяснено, что это расстояние значительно меньше и равно 5200 мкм. Также наблюдалась значительная асимметрия приемника, что видно из рис. 3.

Нелинейность выходной характеристики преобразования «перемещение–напряжение» приемника исследовалась следующим образом. На всем диапазоне активной площади исследуемого приемника с шагом 5 мкм была снята зависимость выходного напряжения от положения светового пятна. График зависимости выходного напряжения от перемещения представлен на рис.3. Полученные значения нелинейности Δ на всем рабочем диапазоне представлены на рис. 4. Максимальное отклонение показаний PSD от значений, соответствующих линейному закону функционирования, составило 15%.

Кроме того, из закона функционирования логично предположить, что на всем рабочем диапазоне фиксированному значению перемещения (например, 5 мкм) должно соответствовать фиксированное постоянное одинаковое значение изменения выходного напряжения (например, 0.6 мВ). Однако в реальности это условие не выполнялось: фиксированному значе-

нию перемещения соответствовали различные значения изменения выходного напряжения (от 0.2 до 0.8 мВ), т.е. локальная нелинейность составила 75%.

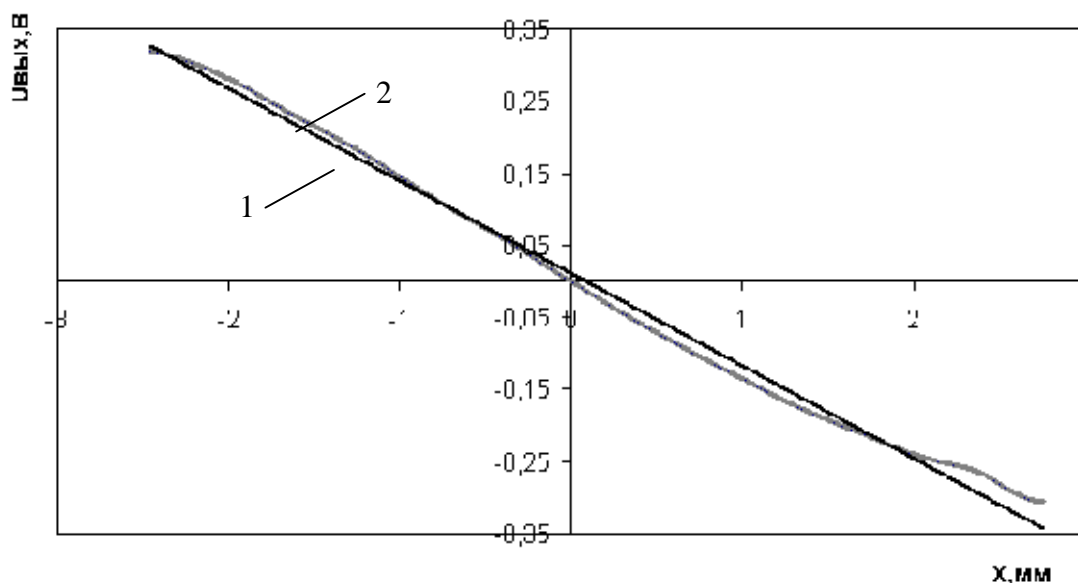


Рис. 3. Зависимости выходного напряжения от перемещения: 1 – образцовый, 2 – результат эксперимента

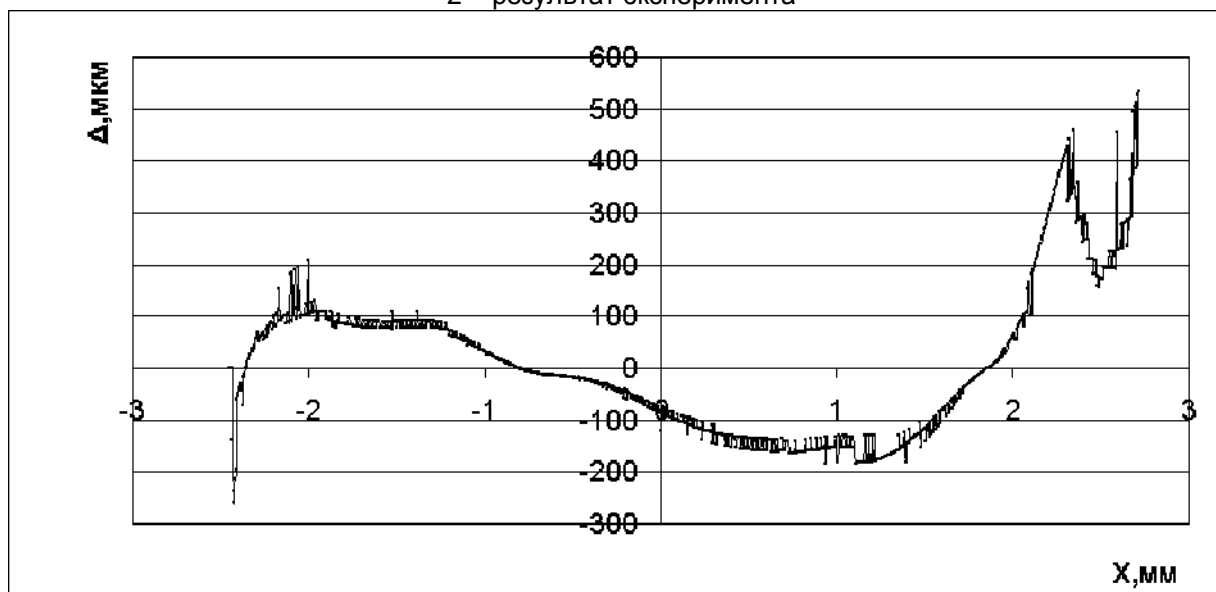


Рис. 4. Нелинейность позиционно-чувствительного приемника на всем рабочем диапазоне

Важнейшее значение для любых измерительных приборов имеют параметры, определяющие воспроизводимость результатов. С целью определения этой характеристики на рабочей площади приемника справа и слева от центра были выбраны по 3 точки, находящиеся на равном расстоянии друг от друга. Также осуществлялся контроль «нуля». Далее производилось перемещение приемника справа налево и в каждой точке снималось выходное напряжение. Количество наведений на каждую точку составило 100 раз. СКО для каждой из точек составило 0.19; 0.19; 0.21; 0.16; 0.38; 0.42 мкм соответственно. На рис. 5 представлены характерные гистограммы разности показаний вольтметра.

Также была исследована стабильность приемника, для чего на выбранную точку в правой и левой части рабочей площади приемника производились многократные наведения. Всего было произведено по 100 наблюдений в каждой точке в течение 2-ух часов. СКО составило 0,1 мкм и 0,09 мкм соответственно. Соответствующие гистограммы приведены на рис. 6.

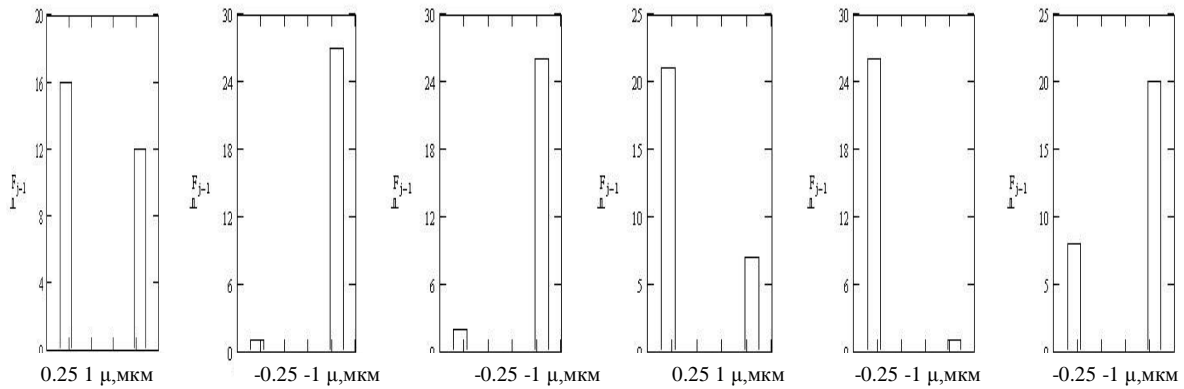


Рис. 5. Гистограммы распределений показаний, снимаемых с вольтметра для 7-ми точек активной площади приемника

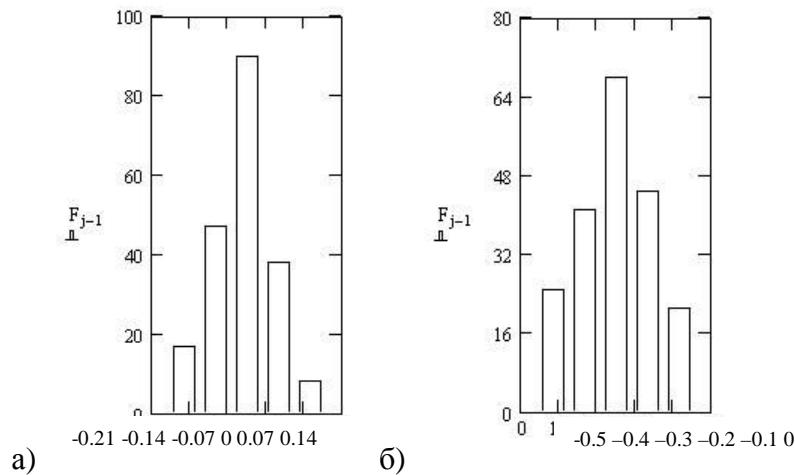


Рис. 6. Гистограммы распределений показаний, снимаемых с вольтметра, определяющие стабильность приемника: а) – для точки, расположенной в левой части активной площадки приемника; б) – для точки, расположенной в правой части приемника

Заключение

По результатам исследований было определено, что нелинейность принимает максимальное значение на концах светочувствительного слоя и достигает 15%. Для повышения точности функционирования приемника PSD фирмы «Hamamatsu» необходимо исключить крайние участки рабочей площади. Для центральной зоны нелинейность не превышает 6%. Отмечена локальная нелинейность, которая составила 75%. Приемник обладает хорошей воспроизводимостью и стабильностью.

Планируется проведение дополнительных исследований характеристик приемника.

Литература

1. Берковская К.Ф., Кириллова Н.В., Подласкин Б.Г., Столовицкий В.М., Суханов В.Л., Тучкевич В.В. Многофункциональный приемник «Мультискан» // Журнал технической физики. 1983. Т.53. №10. С.2015–2024.
2. www.hamamatsu.com

ПРОБЛЕМА ЗАСВЕТОК В ИНФРАКРАСНЫХ ПРИБОРАХ С ВНУТРЕННИМ СКАНИРОВАНИЕМ

С.Е. Иванов

Научный руководитель – к.т.н., доцент Л.И. Пржевалинский

Статья раскрывает основные принципы паразитного отражения от оптических поверхностей в инфракрасных приборах с внутренним сканированием. Приводится ряд методов устранения этого эффекта.

Введение

В настоящее время одним из наиболее актуальных и быстро развивающихся направлений оптико-электронного приборостроения являются системы, работающие в инфракрасном диапазоне спектра и решающие задачи наблюдения, обнаружения, распознавания, измерения координат в режиме круглосуточного функционирования.

Одной из проблем приборов построенных с использованием охлаждаемого приемника и внутреннего сканирования являются нежелательные засветки, рассмотренные в данной статье.

В настоящее время существуют достаточно эффективные методы борьбы с этой проблемой, связанные с изменением конструктивных параметров оптической системы. Но что делать, если необходимые изменения недопустимы? Проведенные исследования показывают возможность устранения нежелательного эффекта при помощи введения светофильтров [1].

Описание проблемы

В системах тепловидения с линзовой оптикой и охлаждаемыми приемниками излучения при наличии внутреннего сканирования (рис. 1) возможны дефекты изображения из-за обратного отражения от холодных поверхностей на приемник.

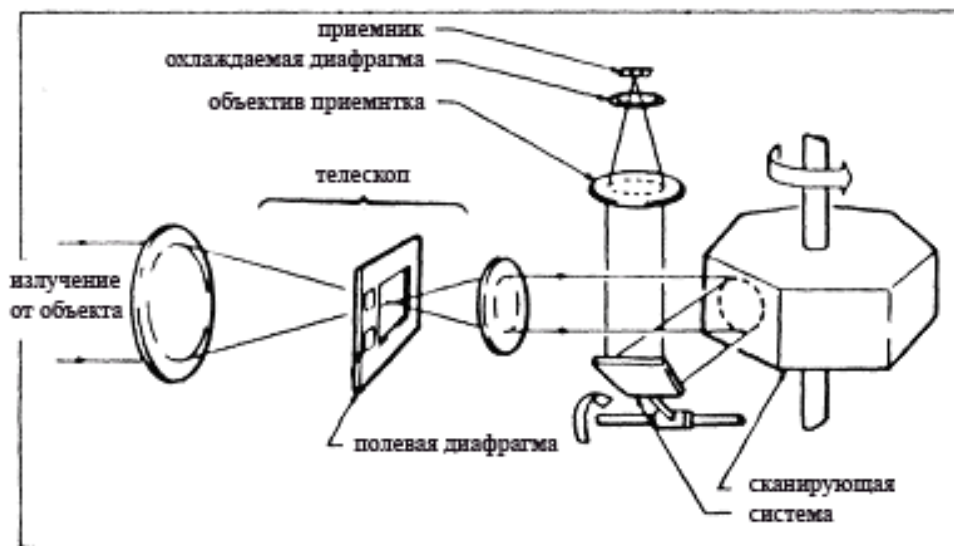


Рис. 1. Схема системы тепловидения

Явление, заключающееся в том, что элементы приемника «чувствуют» собственные холодные поверхности на фоне более теплого окружения, называется эффектом Нарцисса. Эффект возникает при сканировании всякий раз, когда часть холодной чувствительной поверхности приемника, находящаяся в фокальной плоскости, отражается от какого-нибудь оптического элемента, так что отраженное изображение вновь попадает в фокальную плоскость на линейку чувствительных элементов приемника, в то время как в других точках по линии сканирования на приемник попадает более теплый фон.

Если отражение происходит от оптических компонентов, находящихся между сканером и приемником, то величина этого эффекта остается постоянной на протяжении всего процесса сканирования. При этом эффект можно удалить как постоянную составляющую. Следовательно, нас интересует та часть оптической системы, которая находится перед сканером – телескоп. Именно в поле зрения этой оптической системы сканер выхватывает мгновенные углы, после чего посредством фокусирующего объектива мгновенное поле зрения попадает на линейку приемника. В какой-то момент времени сканер занимает положение, при котором приемник «видит сам себя» (рис. 2). Это возможно в том случае, когда главный луч проходит близко от перпендикулярного положения к этой поверхности.

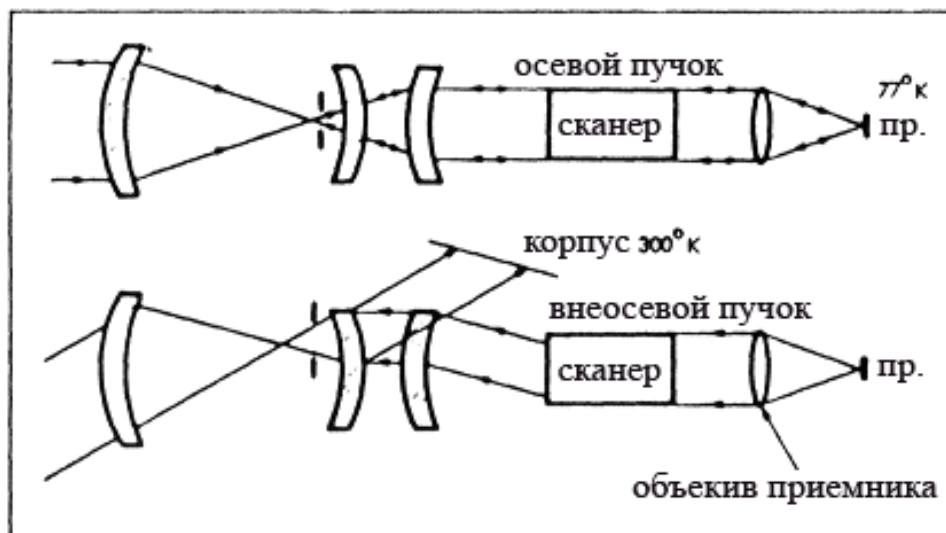


Рис. 2. Положение, при котором приемник «видит сам себя»

На приемник приходит тепловой сигнал, излучаемый объектом, и тепловой фон, излучаемый элементами оптического прибора. Тепловой фон имеет температуру окружающей среды и, накладываясь на изображение, уменьшает его контраст. В момент времени, когда охлаждаемый приемник воспринимает только собственное отражение, разница температур между объектом и фоном резко возрастает, это и приводит к увеличению контраста, фон «проваливается», объект изображается без фоновых засветок. Так как это происходит только при некоторых положениях сканера, то фон исчезает только в некоторой области общего изображения (в основном в центре). Величина холодного пятна и его контраст зависят от температуры, размеров приемника, а также степени расфокусировки холодного отражения.

Для каждого инфракрасного прибора допустимая интенсивность темного пятна определяется его назначением. В приборах для стационарного исследования объектов (например, в медицинских целях) эффект Нарцисса не столь важен, так как возможно его многократное проведение с последующей коррекцией результатов. Но в приборах для обнаружения удаленных мелких объектов (пеленгаторах) наличие дефекта изображения может ввести в заблуждение исследователя.

Учесть все возможные факторы влияния невозможно, поэтому рассмотрим примерный расчет интенсивности темного пятна получаемого из-за эффекта Нарцисса [2].

Расчет эффекта Нарцисса

В качестве простого примера рассмотрим случай, изображенный на рис. 3, когда в сканирующем устройстве в сходящемся пучке используется собирающий мениск. На

нижней части фигуры показано эквивалентное сканированию перемещение приемника, когда расфокусировка за счет сканирования пренебрежимо мала. Хотя проблемы, возникающие в связи с эффектом Нарцисса, далеко не просты, мы рассмотрим эту систему в качестве примера, иллюстрирующего существенные стороны проблемы. Пусть f – фокусное расстояние объектива, a и b – линейные размеры чувствительной поверхности приемника, находящейся в фокальной плоскости, причем низкую температуру приемника обозначим T_c , а более высокую температуру окружения T_w .

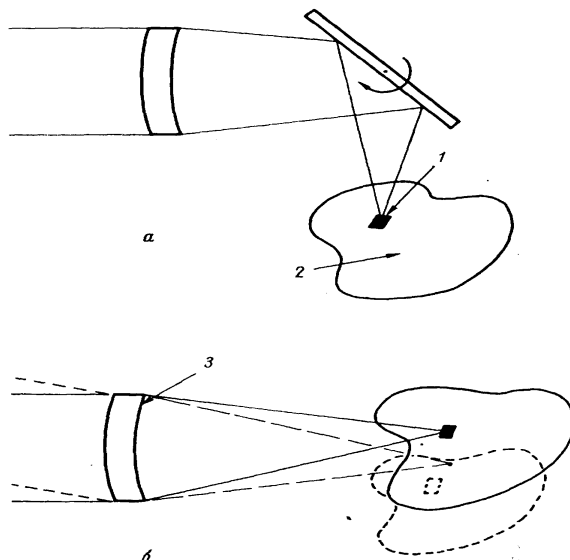


Рис. 3. Зеркальная сканирующая система в сходящемся пучке лучей (а) и эквивалентное сканированию перемещение приемника (б): 1 – приемник излучения; 2 – холодный участок фокальной плоскости; 3 – частично отражающая поверхность

Рассмотрим наихудший возможный случай, когда радиус кривизны внутренней поверхности линзы R_2 равен ее фокусному расстоянию f . Тогда, если тыльная поверхность линзы имеет коэффициент отражения r , она действует как зеркало с фокусным расстоянием $R_2/2$. В этом случае по законам геометрической оптики некоторая точка в фокальной плоскости изображается за счет отражения в другой точке фокальной плоскости, как показано на рис. 4. Это нереальный случай, однако его полезно рассмотреть, прежде чем приступить к изучению практических примеров.

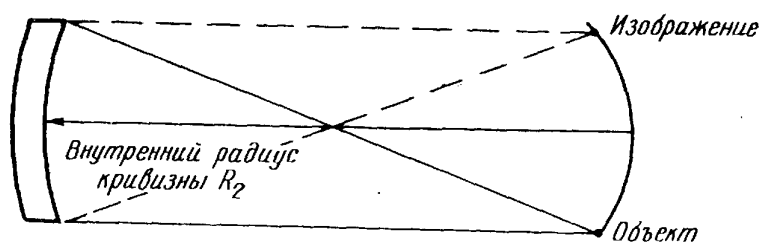


Рис. 4. Схема, иллюстрирующая эффект Нарцисса

Схема перемещения приемника, эквивалентного сканированию, на рис. 3 показывает, что приемник будет визировать более теплое окружение на краях линии сканирования и собственное холодное отражение в центральной части этой линии. Отражения от поверхности линзы приводят к тому, что приемник воспринимает не только излучение картины, но и меняющееся при сканировании излучение фокальной плоскости.

Поскольку усиливается переменная составляющая сигналов приемника излучения, большая разность между излучением холодной фокальной плоскости и более теплым окружением будет накладываться на видеосигнал картины, так что на экране ин-

дикатора будут видны картина и темное изображение фокальной плоскости. Типичный вид этого явления показан на рис. 5, причем форма пятна, обусловленного эффектом Нарцисса, зависит от формы охлажденной поверхности в фокальной плоскости и степени расфокусировки.

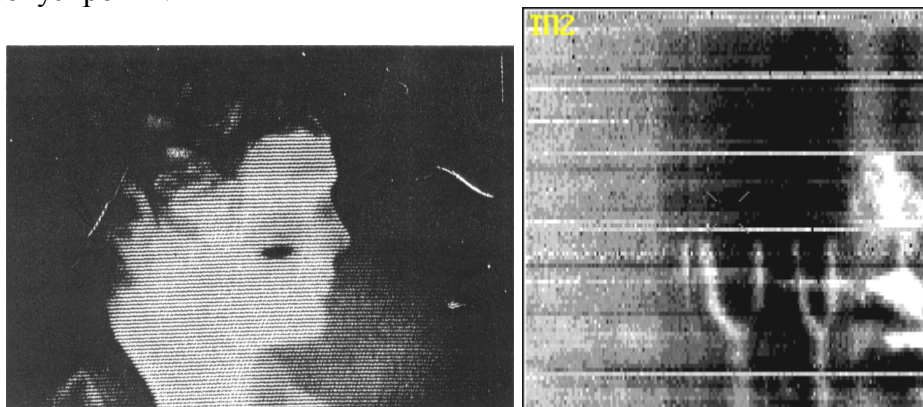


Рис. 5. Эффект Нарцисса на экране монитора

Величину этого отрицательного сигнала можно определить следующим образом. Поверхностная плотность потока излучения холодной поверхности с температурой T_c и теплой поверхности с температурой T_w определяется формулами

$$W_\lambda(T_c) = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_c} - 1)},$$

$$W_\lambda(T_w) = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_w} - 1)},$$

где λ – длина волны, c_1 и c_2 – первая и вторая постоянные формулы Планка. Если предположить, что эти поверхности излучают по закону Ламберта, спектральный поток, который попадет на приемник от холодной и теплой поверхностей соответственно, составит

$$P_\lambda(T_c) = r \frac{W_\lambda(T_c)}{\pi} \frac{\pi D^2}{4R_2^2} \frac{ab}{R_2^2} R_2^2 = r \left(\frac{W_\lambda(T_c) D^2 ab}{4R_2^2} \right),$$

$$P_\lambda(T_w) = r \left(\frac{W_\lambda(T_w) D^2 ab}{4R_2^2} \right),$$

где r – коэффициент отражения поверхности, D – диаметр поверхности, R_2 – радиус кривизны поверхности, a и b – линейные размеры чувствительной поверхности приемника. Разность этих величин ΔP_λ равна

$$\Delta P_\lambda = r \frac{abD^2}{4R_2^2} [W_\lambda(T_w) - W_\lambda(T_c)].$$

Полная интегральная разность ΔP в пределах диапазона длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$ в предположении, что отражательная способность в пределах этого диапазона постоянна, равна

$$\Delta P = \frac{rabD^2}{4R_2^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left[\frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_w} - 1)} - \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_c} - 1)} \right] d\lambda.$$

Чтобы определить, насколько допустим такой сигнал, нужно сравнить его с разностью плотностей потока, соответствующей типичной воспринимаемой картине.

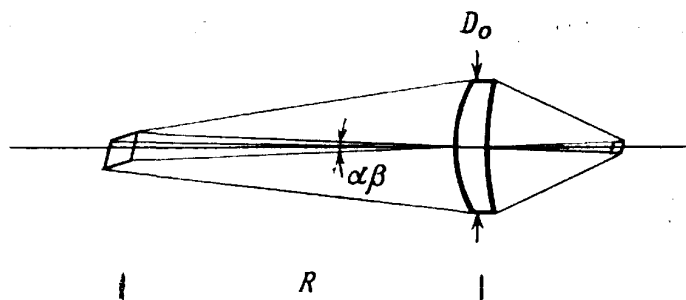


Рис. 6. Телесный угол, в пределах которого приемник воспринимает излучение объекта

Согласно рис. 6, где показан телесный угол, в пределах которого приемник воспринимает излучение объекта, изменения в получаемом потоке с изменением температуры картины T_s будут описываться выражением

$$\frac{\partial P_s}{\partial T_s} = \alpha\beta \frac{1}{\pi} \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_\lambda(T_s)}{\partial T_s} d\lambda \right] \frac{\pi D_0^2}{4R^2} R^2 \tau_0 = \frac{1}{4} \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_\lambda(T_s)}{\partial T_s} d\lambda \right] D_0^2 \tau_0 \alpha\beta,$$

где t_0 – коэффициент пропускания.

В случае малых разностей температур ΔT_s изменение в воспринимаемой плотности потока будет равно

$$\Delta P_s = \frac{1}{4} \Delta T_s \alpha\beta \tau_0 D_0^2 \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_\lambda(T_s)}{\partial T_s} d\lambda \right].$$

Наконец, можно взять отношение ΔP к ΔP_s

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_s} = \frac{r}{\Delta T_s} \frac{(ab/R_2^2) D^2}{\alpha\beta \tau_0 D_0^2} \times \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left[\frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_w} - 1)} - \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_c} - 1)} \right] d\lambda}{\left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_\lambda(T_s)}{\partial T_s} d\lambda \right]}.$$

Для случая простой линзы $R_2^2 = f_2$, $ab/R_2^2 = \alpha\beta$ и $D = D_0$. Чтобы привести пример расчета, примем, что $T_w = T_s = 300$ К, $T_c = 77$ К и что рабочий диапазон длин волн 8–14 мкм. Тогда второй член в квадратных скобках в числителе становится пренебрежимо малым по сравнению с первым, и, следовательно,

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_s} = \frac{r}{\Delta T_s \tau_0} \times \frac{\int_8^{14} \left[\frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_s} - 1)} \right] d\lambda}{\left[\int_8^{14} \frac{\partial W_\lambda(T_s)}{\partial T_s} d\lambda \right]}.$$

Интегралы в числителе и знаменателе равны $1,72 \cdot 10^{-2}$ и $2,62 \cdot 10^{-4}$ Вт/см² соответственно. Таким образом, принимая коэффициент пропускания линзы равным единице, получаем

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_s} = 66 \left(\frac{r}{\Delta T_s} \right).$$

Если $\Delta T_{\text{пор}}$ и $\Delta T_{\text{обн}}$ системы таковы, что с ее помощью можно обнаружить протяженный объект с $\Delta T_s \sim 0,01$ °С и более, и если минимально возможный коэффициент отражения с учетом просветления поверхности линзы равен 0,01, то блик от холодной поверхности будет превышать $\Delta T_{\text{пор}}$ в 66 раз.

Проведенный выше расчет соответствует наихудшему случаю, когда центр кривизны поверхности линзы расположен в фокальной плоскости. На практике, однако,

поверхности линз обычно таковы, что обратное отражение расфокусировано. В общем случае для вогнутой поверхности одиночной линзы приемника

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_S} = 66 \left(\frac{fD}{RD_0} \right)^2 \frac{r}{\tau_0 \Delta T_S},$$

где R – радиус кривизны, а D – диаметр поверхности линзы. Для случая рассматриваемой в примере линзы приемника $R = R_2 = 85,01$ мм, $D = D_0 = 20$ мм и $f = 50$ мм. Тогда

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_S} = 66 \left(\frac{50 \cdot 20}{85.01 \cdot 20} \right)^2 \frac{r}{\tau_0 \Delta T_S} = \frac{23r}{\tau_0 \Delta T_S}.$$

Если $r = 0,01$ и $\tau_0 = 1$, то

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_S} = \frac{0.23}{\Delta T_S},$$

что дает неприемлемый уровень эффекта Нарцисса.

Методы борьбы

1. Уменьшать эффективную излучающую площадь холодной фокальной поверхности с помощью теплых экранов.
2. Уменьшать отражение поверхностей линз, применяя высокоэффективные просветляющие покрытия.
3. Расфокусировать отраженное по направлению к приемнику излучение холодных поверхностей, проектируя оптическую систему, не содержащую конфокальных поверхностей.
4. Наклонять все плоские окна.
5. Исследования показали, что спектральный состав темного пятна отличается от общего спектра тепловой картины объекта, как показано на рис. 7. Следовательно, для его устранения могут быть введены специальные фильтры.

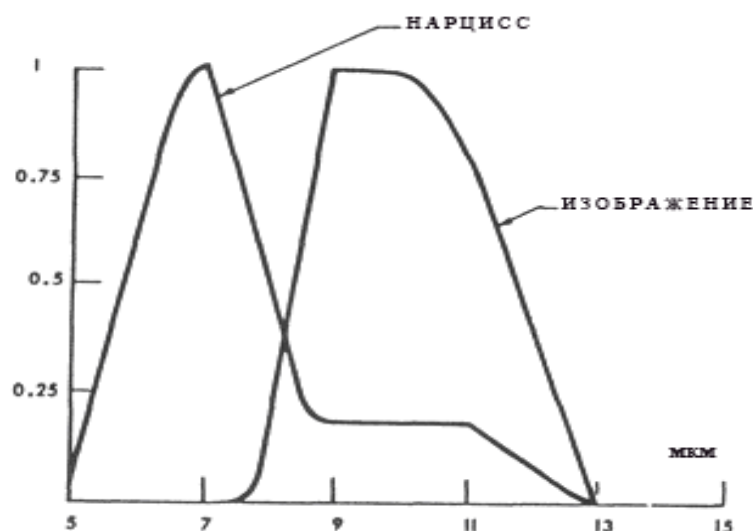


Рис. 7. Спектральное распределение сигнала Нарцисса и изображение, обусловленное основной разрешающей способностью

6. Если этих мер недостаточно, рекомендуется компенсировать сигнал с помощью нагретого источника. Электронная обработка видеосигнала также является хорошим методом устранения нежелательных засветок. Но оба эти способа требуют введения дополнительных блоков в общую конструкцию, что ведет к увеличению габаритов прибора.

Однако первых пять способов обычно бывает достаточно для устранения эффекта Нарцисса.

Заключение

Так как холодный сигнал отрицателен по отношению к среднему уровню сигнала картины и так как этот средний уровень соответствует низкому уровню яркости на индикаторе, холодный сигнал на индикаторе обычно выглядит черным. В практических случаях эффект Нарцисса может возникать вследствие отражения от входных окон, от деталей корпуса приемника излучения, от элементов сканирующей системы и от поверхностей линз, расположенных в различных частях системы. В целом приведенный выше вывод дает удовлетворительные результаты при оценке эффекта Нарцисса, если правильно принимается в расчет величина и геометрия отражения и пропускания излучения в системе.

Литература

1. Applied Optics. Vol. 21, №18. 15 September 1982. P. 3393.
2. Ллойд Дж. М. Системы тепловидения: Пер. с англ./Под ред. А.И. Горячева. М.: Мир, 1978. С.252–257.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ КООРДИНАТ ОБЪЕКТА МЕТОДОМ ОБРАТНОЙ УГЛОВОЙ ЗАСЕЧКИ

С.В. Михеев

Научный руководитель – д.т.н., профессор И.А. Коняхин

Рассматривается возможность построения оптико-электронных систем контроля положения с матричным приемником на основе метода обратной угловой засечки.

Направление в измерительной технике, связанное с определением угловых поворотов 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, построенные с применением позиционно-чувствительных датчиков на основе фоточувствительных приборов с зарядовой связью (ФПЗС) и цифровой обработки изображений.

Используемые в настоящее время оптико-электронные системы реализуются как двухканальные системы и используют метод 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.

Исследуется более совершенная одноканальная система, построенная по триангуляционной схеме (рис. 1).

Системы такого типа (рис.1) состоят из активных визирных целей 1 на объекте контроля, объектива 2, матричного анализатора (ФПЗС) 3, устройств сопряжения 4 и компьютера 5, позволяющих измерять линейные и угловые перемещения объекта в трех пространственных координатах.

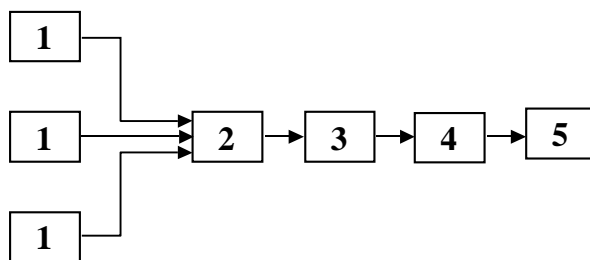


Рис. 1. Структурная схема ОЭС измерения координат объекта методом обратной угловой засечки

Визирных целей должно быть не менее трех, для работы такой системы, необходимо точно знать взаимное положение визирных целей. Объектив 2 строит на матричном анализаторе 3 изображение от трех визирных целей, изображение считывается в компьютер 5. Компьютером производится обработка видеокadra и вычисляются координаты объекта по специальным алгоритмам.

Матрица ПЗС видеокамеры измеряет координаты изображений x_{ai} , y_{ai} , z_{ai} ($i=1,2,3$) контрольных точек в собственной системе координат $XAYAZA$.

Известными величинами являются координаты x_i , y_i , z_i ($i=1,2,3$) трех контрольных точек объекта в системе координат $X1Y1Z1$ (рис. 2), фокусное расстояние f объектива. Угол Θ_1 поворота системы 3-х визирных целей (контрольных точек) относительно

но оси OX базовой системы, угол Θ_2 поворота относительно оси OY , угол Θ_3 поворота относительно оси OZ вычисляются микропроцессором, который решает систему уравнений.

Известны шесть соотношений для пересчета координат x_{ai}, y_{ai} ($i=1,2,3$) изображений контрольных точек в системе $XAYAZA$ ФПЗС к координатам x_{00i}, y_{00i} ($i=1,2,3$) контрольных точек в системе $XOYOZO$ базового объекта, при этом используется правило отрезков для оптической системы, а также учтено, что $x_{0i} = x_{00i}$ ($i=1,2,3$):

$$x_{0i} = x_{ai} \cdot z_{00i} / f, \quad y_{0i} = y_{ai} \cdot z_{00i} / f. \quad (1)$$

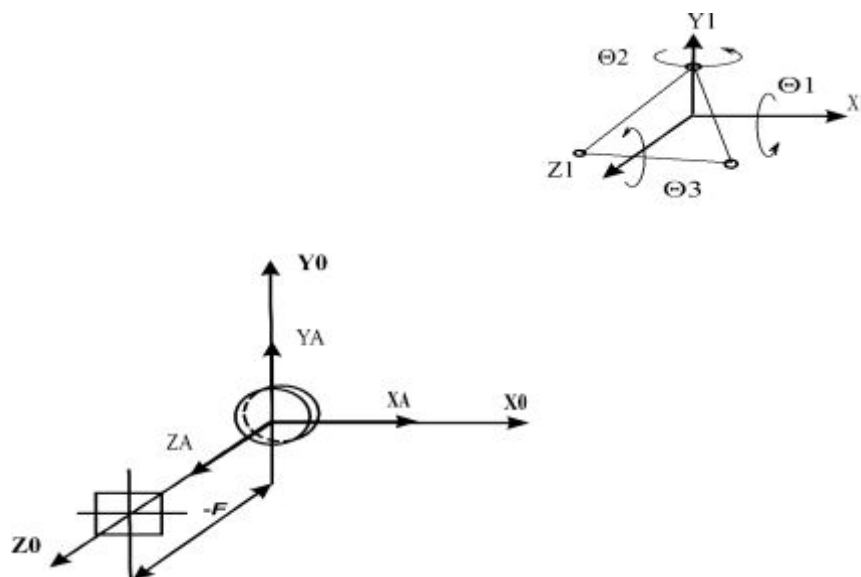


Рис. 2. Реализация прибора по методу «обратной линейной засечки»

Известны также девять соотношений для пересчета координат x_{0i}, y_{0i}, z_{0i} ($i=1,2,3$) контрольных точек в системе координат $XOYOZO$, к координатам x_i, y_i, z_i ($i=1,2,3$) контрольных точек в системе координат $X1Y1Z1$ объекта:

$$\begin{aligned} x_{0i} &= x_{00} + a_{11} \cdot x_i + a_{12} \cdot y_i + a_{13} \cdot z_i, \\ y_{0i} &= y_{00} + a_{21} \cdot x_i + a_{22} \cdot y_i + a_{23} \cdot z_i, \\ z_{0i} &= z_{00} + a_{31} \cdot x_i + a_{32} \cdot y_i + a_{33} \cdot z_i, \end{aligned} \quad (2)$$

где a_{ij} – коэффициенты угловых смещений.

Результатом решения системы будет значения x_i, y_i, z_i (координаты трех контрольных точек) и значения $\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3$ (углы поворота плоскости, образованной тремя визирными целями) [1].

Особенности оптической системы заключаются в том, что в результате работы такой системы получаем координаты X, Y, Z визирных целей и углы поворота ($\Theta_x, \Theta_y, \Theta_z$) плоскости, образованной визирными целями.

Системы уравнений (1)–(2) в общем случае не имеют аналитического решения и решаются численно итерационным методом.

Модель измерительной ОЭС, основанной на рассмотренных алгоритмах измерения, была реализована в математическом программном пакете MathCAD2001, погрешность определения координат визирных целей от уровня шума изображения, снимаемого с ПЗС, оценивалась в среде программирования DELPHI.

Моделирование проводилось при следующих начальных условиях: задний фокальный отрезок 200 мм, расстояние до контрольных точек 30 м, визирные цели располагались на радиусе 350 мм.

Была определена погрешность нахождения координат изображений визирных целей от значений шума ФПЗС (рис.3,4) и зависимость величины погрешности определения координат, контрольных точек, объекта, от погрешности установки визирных целей (рис. 5,6). Результаты представлены на рис. 3–6.

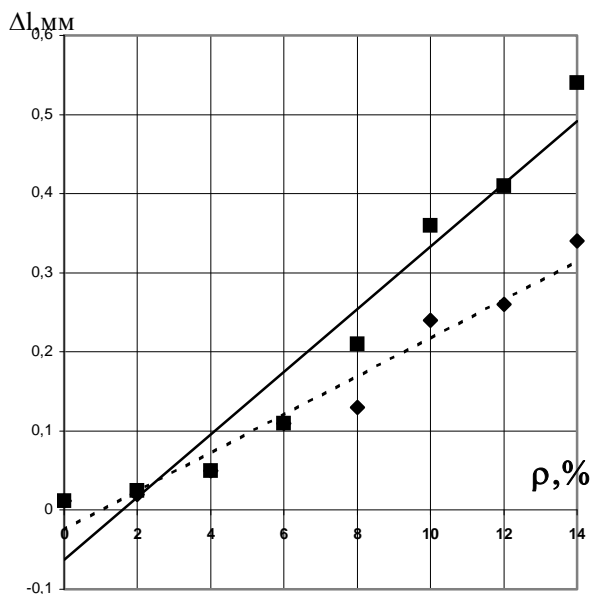


Рис. 3. Зависимость величины предельной погрешности измерения координат визирных целей от значений шума: 1 – для координаты X, 2 – для координаты Y

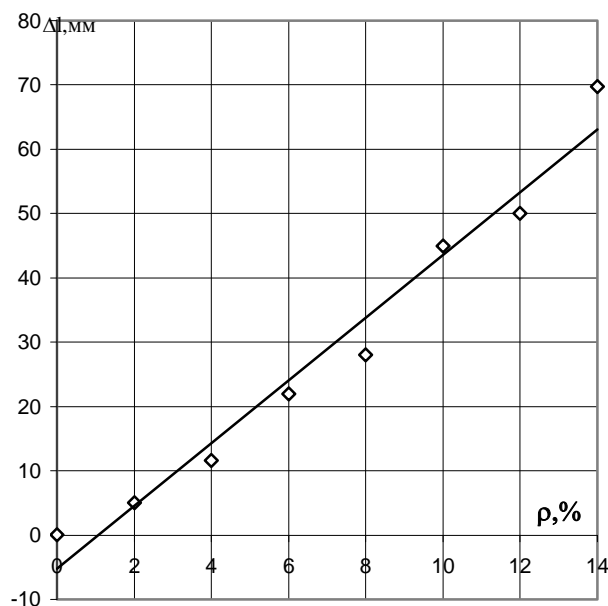


Рис. 4. Величины предельной погрешности измерения координат визирных целей от значений шума по координате Z

По результатам исследования можно сделать следующие выводы:

- угловые и линейные перемещения контрольных точек не оказывают влияния на точность определения координат визирных целей;
- погрешности имеют линейную зависимость;
- погрешность максимальна для координаты контрольных точек по оси Z.

Общая точность измерения увеличивается пропорционально геометрическому фактору – соотношению фокусного расстояния и базовых отрезков между контрольными точками.

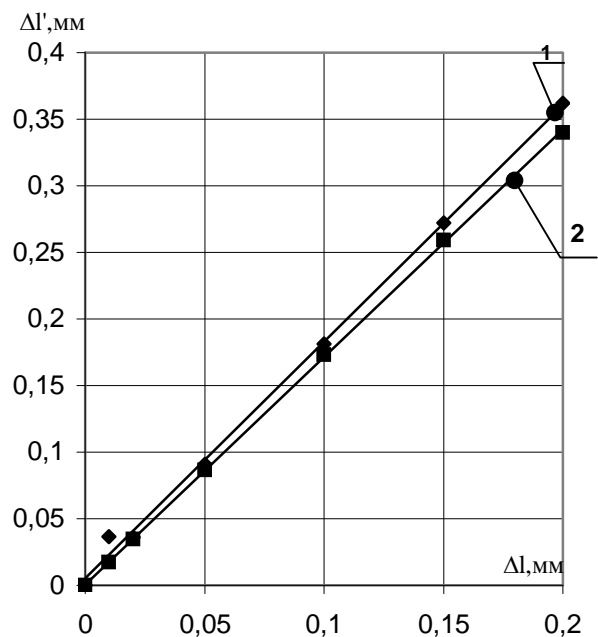


Рис. 5. Зависимость величины предельной погрешности определения координат, контрольных точек, объекта, от погрешности установки визирных целей:
1 – для координаты X, 2 – для координаты Y

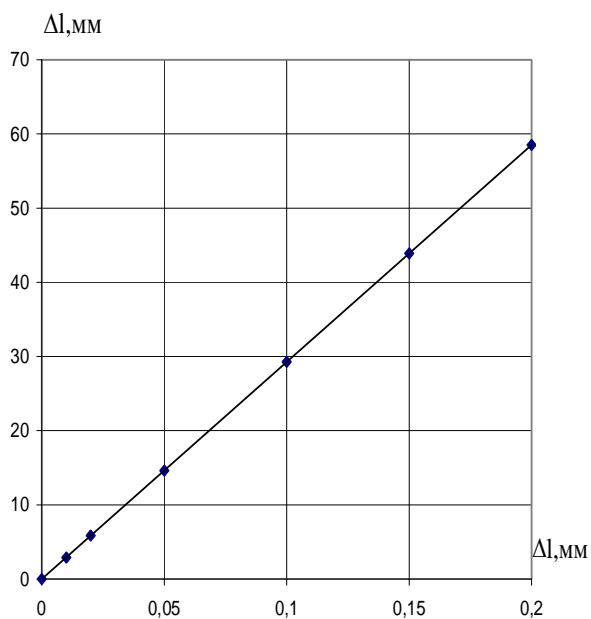


Рис. 6. Зависимость величины предельной погрешности определения координаты Z контрольных точек объекта от погрешности установки визирных целей

Литература

1. Высокоточные угловые измерения / Под редакцией Якушенкова Ю.Г. М: Недра, 1986. 355 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗЕРКАЛЬНОГО ТРИЭДРА ДЛЯ АВТОКОЛЛИМАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

М.В. Чугунова

Научный руководитель – д.т.н., профессор И.А. Коняхин

Рассматривается новый тип контрольного элемента для автоколлимационных измерений, позволяющий значительно увеличить диапазон измеряемых углов и дистанцию измерения.

Метрологические характеристики автоколлимационных средств измерения углов поворота объекта в значительной степени определяются контрольным элементом (КЭ) – пассивной отражающей зеркально-призменной системой, располагаемой на контролируемом объекте.

Важнейшей характеристикой КЭ является так называемый коэффициент передачи M [1] (или коэффициент оптической редукции [2]), определяющий величину угла поворота отраженного пучка как функцию угла поворота КЭ.

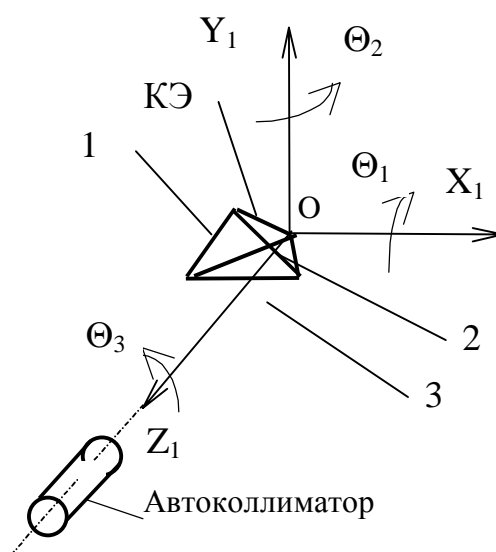


Рис. 1. Структура автоколлимационной системы

Используемый в настоящее время КЭ – плоское зеркало – имеет $M=2$, что обеспечивает высокую чувствительность автоколлимационных измерений. Вместе с тем столь значительная величина M ограничивает дистанцию измерений диапазоном 3–5 м. Ведутся исследования других типов КЭ, реализующих иную величину коэффициента M .

Рассмотрим КЭ в виде триэдрического косоугольного отражателя, двугранные углы между отражающими гранями которого на 30° отличны от прямого (рис. 1). Двугранные углы между отражающими гранями с номерами 1, 3 и 3, 2 равны 60° , между гранями 1,2 – 120° . Отражатель ориентируется относительно системы координат $OXYZ$ так, что фронтальная грань PQR лежит в плоскости XOY , а ребро двугранного угла, имеющего величину 120° , – в плоскости YOZ .

Исследуем отражающие свойства косоугольного отражателя при его произвольной ориентации относительно направления падающих лучей. В таком отражателе существуют лишь две последовательности отражения световых лучей от боковых граней: 132 и 231, которым соответствуют два отраженных луча. Выполнив необходимые вычисления для нахождения направления отраженных лучей, в плоскости анализа получим следующие выражения:

$$X_{1,2} = \pm(\Theta_1 - \Theta_2),$$
$$Y_{1,2} = \pm(\Theta_1 + \Theta_2),$$

из которых следует, что координаты отраженных лучей не зависят от угла скручивания Θ_3 и определяются только углами коллимации Θ_1 и Θ_2 . Недостатком такого отражателя как датчика углов коллимации является зависимость каждой из координат одновременно от обоих углов Θ_1 и Θ_2 . Ее можно устранить, если координаты отраженных пучков регистрировать не в системе координат XOY , а в системе $X'OY'$, развернутой относительно системы координат XOY на угол 45° . Конструктивно это осуществляется соответствующей ориентировкой нулевых осей чувствительности фотоприемного регистрирующего устройства. В новой системе координат X' и Y' будут иметь вид

$$X'_{1,2} = \sqrt{2\Theta_1},$$

$$Y'_{1,2} = \sqrt{2\Theta_2}.$$

Таким образом, косоугольный отражатель обеспечивает передачу углов коллимации с коэффициентом преобразования $M = \sqrt{2}$, что составляет примерно 70% от коэффициента преобразования плоского зеркала.

Таким образом, рассматриваемый тип контрольного элемента позволяет более чем на треть увеличить дистанцию или диапазон коллимационных измерений углов поворота в задачах контроля сборки крупногабаритных объектов или мониторинга деформаций массивных конструкций (платформы, фундаменты, стеновые панели)

Литература

1. Грейм И.А. Зеркально-призменные системы. М.: Машиностроение, 1981. 125 с.
2. Сухопаров С.А. Пространственно-инвариантные схемы оптических приборов // Изв. вузов. Приборостроение. 1982. №11. С. 58–66.
3. Коняхин И.А. Панков Э.Д. Трехкоординатные оптические и оптико-электронные угломеры. М.: Недра, 1991.
4. Klein A.G. Novel prism for use in scanning system. // Appl.Opt. 1973. V.12. №3. P. 616–617.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЛОКОННЫХ МИКРОЛИНЗ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ СОЕДИНЕНИЯ ТИПА ВОЛОКНО-ВОЛНОВОД

А.А. Петров

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.П. Вейко

В работе представлены результаты экспериментального исследования применения волоконных микролинз для повышения эффективности передачи оптической энергии между оптическим волокном и планарным волноводом. Микролинзы были изготовлены методом лазерного нагрева непосредственно на торцах волокон. Полученные результаты демонстрируют повышение эффективности контакта на 35% в оптимальном положении.

Введение

Проблема обеспечения эффективной передачи оптической мощности при стыковке различных типов волоконных световодов (как одномодовых, так и многомодовых) между собой, с оптическими волноводами, а также с источниками излучения (полупроводниковыми лазерами и лазерными диодами) является одной из важнейших в световодных системах передачи и обработки информации.

Для оптических межсоединений наибольшее применение находят два основных метода: метод непосредственной связи или физического контакта, в котором оптический волновод и волоконный световод стыкуются в торец, и метод распределенной связи, в котором мощность возбуждающей волны проходит через боковую поверхность волноводных структур на длине зоны связи, которая много больше их поперечных размеров. Волноводные структуры, имеющие различные размеры и форму поперечного сечения, не выгодно непосредственно стыковать друг с другом методом физического контакта из-за значительных потерь мощности в месте их соединения. Для повышения эффективности связи таких волноводных структур применяют, как правило, оптические согласующие элементы и плавные волноводные переходы, с помощью которых обеспечивается согласование распределений полей стыкуемых волноводных структур [1].

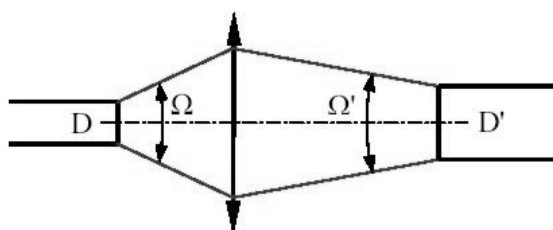


Рис. 1. Схема действия оптического согласующего элемента: иллюстрация инварианта Лагранжа-Гельмгольца. 1, 3 – функциональные компоненты, 2 – согласующий компонент

В общем случае оптимизированная оптическая цепь должна удовлетворять законам сохранения энергии и информации [2]. Оба они, в применении к оптическим пучкам, могут быть представлены в форме инварианта Лагранжа-Гельмгольца J :

$$D\Omega = D'\Omega' = J = \text{inv},$$

где D – диаметр пучка, Ω – полный угол расходимости.

Существует большое количество материалов для изготовления оптических волноводов, наиболее распространены волноводы на основе полупроводниковых структур. Однако существуют и другие, активно развиваемые технологии, например, использующие для изготовления волноводных структур полиметилметакрилат (ПММА). В настоящей работе использованы волноводы на основе ПММА.

В процессе изготовления волновода подложка из ПММА облучается излучением эксимерного лазера с $\lambda = 248$ нм через маску. В той области, где материал облучен,

происходит фотохимическая модификация структуры ПММА, показатель преломления облученной области повышается. Параметрами получаемого волновода можно управлять с высокой точностью, варьируя параметры лазерного излучения [3].

Волноводы, полученные таким образом, являются, как правило, канальными волноводами, поэтому для них необходимы согласующие системы, которые оптимизируют передачу излучения из такого волновода в оптическое волокно.

Изготовление микролинз

В настоящей работе был использован метод изготовления микролинз на торце волокна с помощью лазерного нагрева. Общая идея технологии формирования микролинз на торцах волокон заключается в комбинации лазерного нагрева торца волокна с механическими движениями (такими как подача, вращение, растягивание) и соответствующими силами – силой поверхностного натяжения и центробежной силой. Оптическое волокно, установленное в специальном креплении, вращается вокруг своей оси с определенной скоростью. Под действием лазерного излучения конец волокна нагревается до температуры выше температуры размягчения. Материал под действием силы поверхностного натяжения и центробежной силы принимает необходимую форму [4].

Использование разных технологических режимов и различных типов волокон позволяет изготовить микролинзы с различными геометрическими и оптическими параметрами. Схема экспериментальной установки показана на рис. 2.

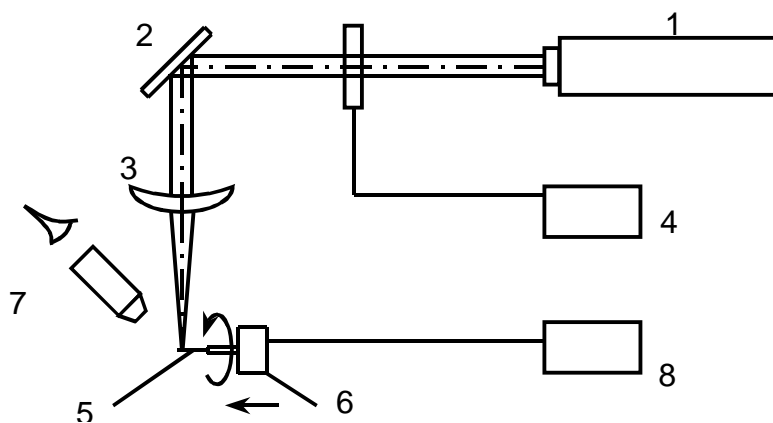


Рис. 2. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – CO₂-лазер, 2 – зеркало, 3 – линза, 4 – электромеханический модулятор, 5 – оптическое волокно, 6 – механизм вращения и продольной подачи, 7 – микроскоп, 8 – тахометр

В качестве источника излучения использован CO₂-лазер ИЛГН-801Б с длиной волны излучения $\lambda = 10,6$ мкм. Для ослабления излучения до необходимого уровня использован электромеханический модулятор 4. Излучение после отражения от зеркала 2 фокусируется германиевой линзой 3 с фокусным расстоянием 110 мм на конец оптического волокна 5. Оптическое волокно помещено в крепление 6, которое может вращаться вокруг оси волокна с различной частотой и совершать продольные перемещения. Частота вращения волокна контролируется частотомером. Процесс формирования микролинзы контролируется при помощи микроскопа 7.

Для изготовления оптических элементов были использованы стандартные оптические волокна, обычно применяемые в волоконно-оптических сетях. Это волокна фирм Alcoa Fujikura и Corning Optical Fiber. Основные параметры волокон приведены в табл. 1.

Образцы микролинз, полученных способом лазерного нагрева, приведены на рис. 3.

Параметр	SMF 8,3/125	Grad 62,5/125
Относительная разность показателей преломления, Δ %	0,36	2,1
Показатель преломления световедущей жилы, n_1	1,468	1,47
Числовая апертура, NA	0,13	0,28
Диаметр световедущей жилы, мкм	8,3	62,5
Внешний диаметр, мкм	125	125

Таблица 1. Основные параметры волокон

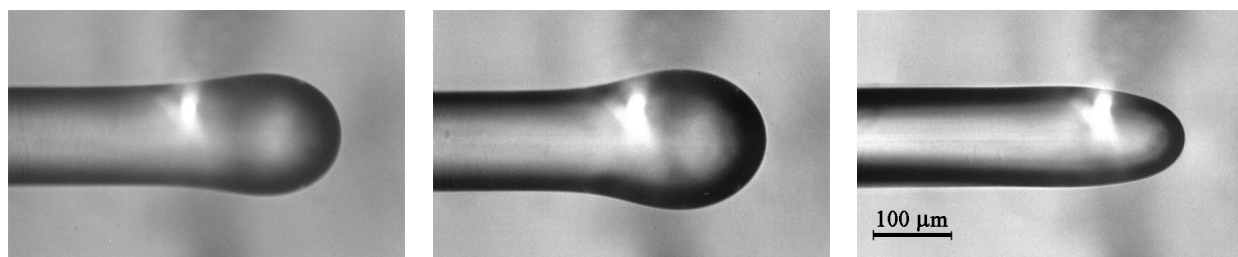


Рис. 3. Фотографии микролинз, получаемых способом лазерного нагрева

Применение микролинз для повышения эффективности оптического контакта

Были проведены экспериментальные исследования эффективности оптического согласования волноводов с волокнами с использованием микролинз на торцах волокон. Для этих целей была разработана следующая экспериментальная установка (рис. 4).

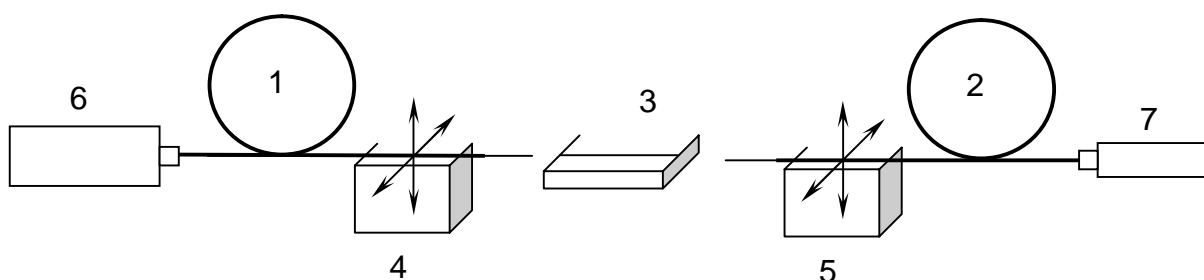


Рис. 4. Схема экспериментальной установки (1, 2 – оптические волокна, 3 – каналный оптический волновод в ПММА, 4, 5 – высокоточные шестикоординатные столы, 6 – полупроводниковый лазер, 7 – фотоприемник)

Оптическое волокно 1 (см. рис. 4) с микролинзой, сформированной на его торце, использовано для ввода излучения полупроводникового лазера 6 с длиной волны $\lambda = 650$ нм в каналный волновод 3 на основе ПММА. Волокно 5 с плоским торцом при диаметре световедущей части, превышающем размер волновода, использовано для вывода излучения из каналного волновода. Выходящее излучение регистрировалось фотоприемником 7, соединенным с компьютером.

Во время проведения измерений принимающее волокно 5 неподвижно, а подводящее волокно 1 с микролинзой перемещалось микропозиционером в плоскости параллельной торцу волновода с шагом 1 мкм в пределах области 90×50 мкм. Перемещение повторялось на дистанциях от 0 до 200 мкм от торца волновода. Полученный результат был обработан компьютером.

Был также проведен аналогичный эксперимент для подводящего волокна с плоским торцом. Полученные зависимости представлены на рис. 5–6.

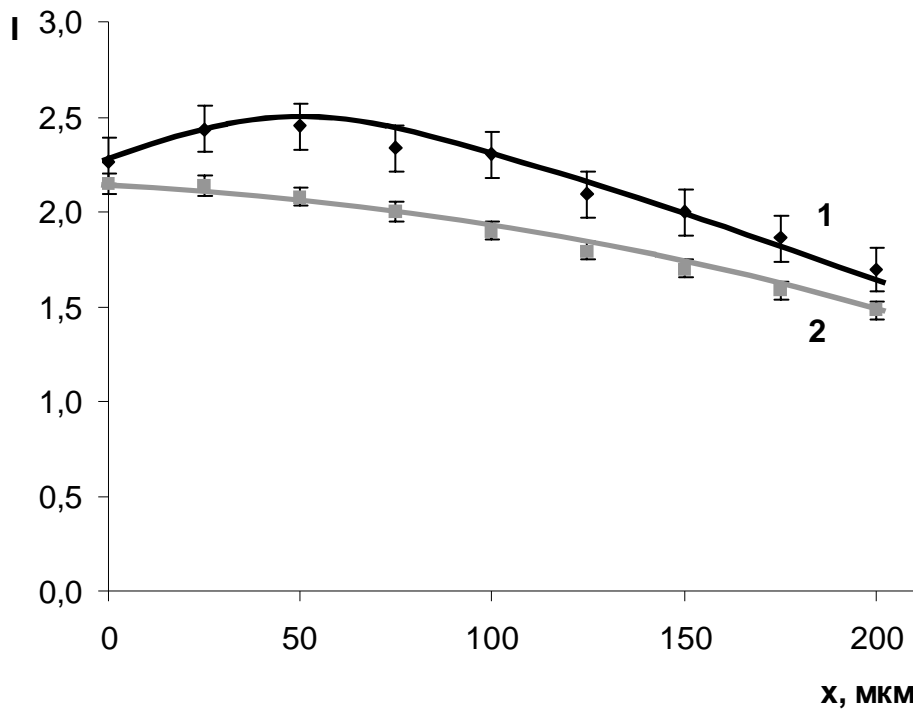


Рис. 5. Относительная эффективность соединения при продольном сдвиге оптического волокна относительно волновода (1 – волокно с линзой, 2 – волокно без линзы)

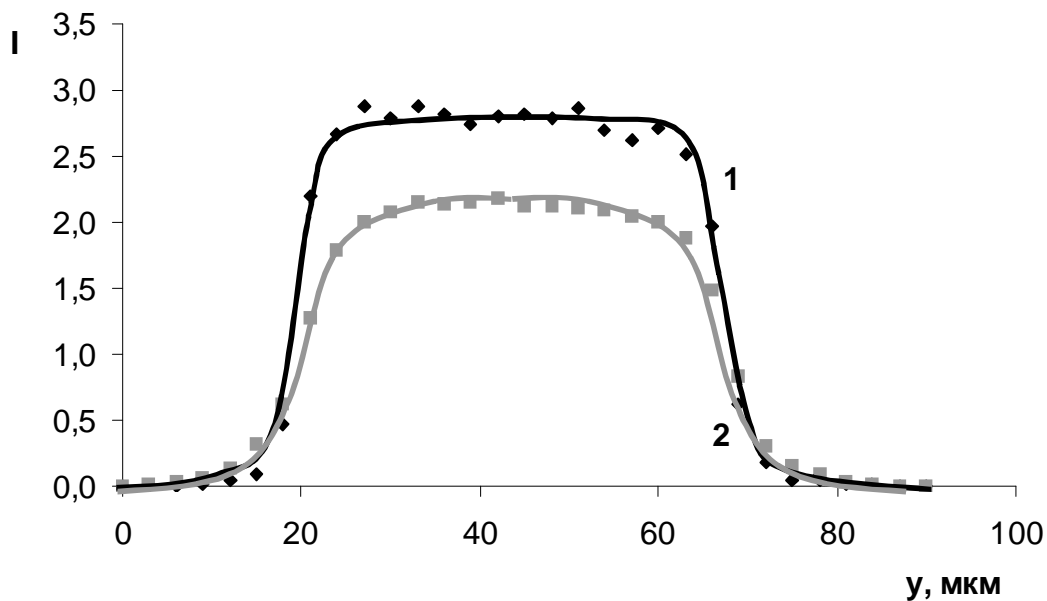


Рис. 6. Относительная эффективность соединения при поперечном сдвиге оптического волокна относительно волновода (1 – волокно с линзой, 2 – волокно без линзы)

Эксперименты проведены с каналным волноводом прямоугольного сечения с размерами световедущей области: ширина – 50 мкм, глубина – 20 мкм, изготовленном на основе ПММА, показатель преломления внутренней части $n_1 = 1.500$ и внешней среды $n_0 = 1,493$. Торцы волновода отполированы, длина волновода – 10 мм.

Для ввода излучения использовано оптическое волокно Corning Optical Fiber Grad 62,5/125, на торце которого изготовлена микролинза, ее фотография представлена на рис. 7. Параметры использованной микролинзы: расстояние от поверхности линзы до плоскости перетяжки $S_f = 60$ мкм, геометрические размеры $a = 75$ мкм, $b = 67$ мкм (a и b – большая и малая полуоси эллипса).

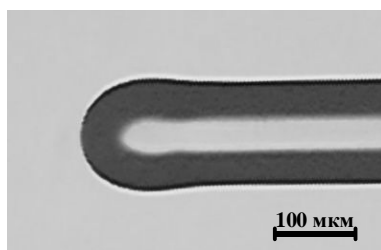


Рис. 7. Фотография микролинзы

Сопоставляя полученные результаты, можно сделать вывод, что при использовании микролинз данного типа эффективность соединения волокно-волновод может быть повышена на 25–35% по сравнению с использованием плоского торца и стыковки в торец. Такой результат был достигнут при размещении оптического волокна на оптимальной дистанции, по отношению к волноводу.

Заключение

Полученные результаты демонстрируют, что микролинзы, формируемые на торце волокна с помощью лазерного излучения, могут быть использованы при согласовании оптического волокна и канального волновода, что позволит уменьшить потери при передаче излучения и снизить мощность излучения подаваемого на вход системы. Теоретические исследования показывают, что при использовании микролинз данного типа может быть достигнуто более чем двукратное повышение эффективности соединения [2].

Описанный метод изготовления микролинз обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами:

- повышается управляемость процесса формирования оптического элемента;
- возможен контроль получаемого оптического элемента с помощью вводимых обратных связей;
- отсутствует химическое загрязнение поверхности оптического элемента;
- получаемые элементы не требуют дополнительной обработки;
- возможна работа с оптическим волокном различных размеров;
- полученные элементы обладают механической прочностью аналогичной прочности исходного волокна. Кроме того, по соотношению затрат на изготовление микрооптического элемента к его эффективности этот метод является одним из самых перспективных.

Настоящая работа была выполнена при поддержке гранта президента Российской Федерации на ведущую научную школу НШ–1370.2003.8.

Литература

1. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. М.: Радио и связь, 1990.
2. V.P. Veiko, N.B. Voznesensky, A.A. Petrov, V.F. Pashin, N.N. Voznesenskaya, S.M. Metev, C. Wochnowski Optical interconnection optimization based on a classical approach. // Proceedings SPIE, v.4977, Photon Processing in Microelectronics and Photonics II, p.569–577, 2003.
3. C.Wochnowski, S.M.Metev, G.Sepold. UV–laser modification of the optical properties of polymethylmethacrylate. // Applied Surface Science 154–155, p.706–711, 2000.
4. V.P.Veiko, S.V.Kukhtin, M.P.Tokarev, V.A.Chuiko. Microoptical fiber–tip components based on laser technology and its applications for medicine. // Proceedings SPIE, v.3573, ОПТИКА’98 International Conference, p.604–608, 1998.

КОМПЬЮТЕРИЗИРОВАННЫЙ СТЕНД ЮСТИРОВКИ УЗЛА СМЕНЫ УВЕЛИЧЕНИЯ СТЕРЕОМИКРОСКОПА

К.И. Бобровская

Научный руководитель – д.т.н., профессор С.М. Латыев

В работе рассматривается стенд для юстировки узла смены увеличения стереомикроскопа. Для повышения качества и производительности юстировки предложена модернизация стенда, которая заключается в использовании автоколлиматора с видеокамерой, регистрирующей юстировочное изображение марок. Использование автоколлимационного метода измерений повышает точность в 2 раза.

Введение

Возможность видеть предметы объемными (стереоскопическое зрение) во многом облегчает их исследование. Известно, что при рассматривании предмета двумя глазами каждый глаз видит этот предмет под разными углами, вследствие чего на сетчатке глаз формируется два отличных друг от друга изображений предмета. В совокупности эти изображения воспринимаются как одно объемное изображение предмета.

Для получения правильного стереоскопического восприятия наблюдаемого пространства микроскоп должен давать прямые изображения предмета. Несоблюдение этого приводит к ложному стереоэффекту, при котором более близкие объекты кажутся расположенными дальше, а дальние – ближе [1].

Микроскоп стереоскопический МССО по схеме Аббе предназначен для наблюдения объемного прямого изображения предметов в проходящем и отраженном свете, а также при смешанном освещении. Увеличение микроскопа до $200\times$. Микроскоп имеет систему смены увеличения, состоящую из двух пар галилеевских трубок с увеличением $1.6\times$ и $3\times$, смонтированных в цилиндрическом барабане. Этот узел необходимо юстировать. Необходимо регулировать телескопичность трубок, параллельность оптических осей и перпендикулярность их оси вращения.

Область применения данного микроскопа – биология, бактериология, океанология, металлообработка, криминалистика, микроэлектроника, геология.

Достоинства микроскопа – высокий контраст изображения по полю; плоское поле с хорошей цветопередачей без дополнительной хроматической окраски контуров; высокое качество стереоэффекта [2].

Компьютеризированный стенд юстировки узла смены увеличения стереомикроскопа

Юстировка узлов смены увеличения осуществляется обычно с помощью специального стенда, содержащего коллиматор и зрительную трубу (рис. 1). Здесь узел смены увеличения 1 устанавливается на контрольно-юстировочное приспособление 2, содержащее коллиматор 4 и зрительную трубу 3 [3].

Для повышения производительности юстировки, точности, упрощения конструкции стенда и сервисных возможностей проведена модернизация стенда. Структурная схема стенда показана на рис. 2.

Узел смены увеличения устанавливается между автоколлиматором и зеркалом. Вначале при увеличении $\Gamma=1$ выставляют зеркало перпендикулярно визирной оси автоколлиматора. Это достигается поворотами зеркала, совмещая автоколлимационное изображение марки автоколлиматора с центром ПЗС-матрицы, которое является началом системы координат. Затем изменяют увеличение узла, когда оно равно $3\times$, $1/3\times$, $1.6\times$, $1/1.6\times$ и юстируют телескопичность трубок подвижкой вдоль оси отрицательных компонентов, добываясь резкого изображения марки автоколлиматора.

Далее подвижкой этих компонентов перпендикулярно к оптической оси (в пределах зазора посадки) устанавливают оптические оси трубок параллельно друг другу и перпендикулярно оси вращения, контролируя отсутствие двоения изображения марки автоколлиматора и ее смещение с центра матрицы. Все действия контролируются по монитору компьютера, на который выводится изображение марки автоколлиматора, передаваемое видеокамерой. С использованием видеокамеры, передающей изображение на монитор компьютера, повышается производительность метода, уменьшается утомляемость оператора, а также возможна компьютерная обработка результатов. Использование автоколлимационного метода измерений повышает точность в 2 раза.

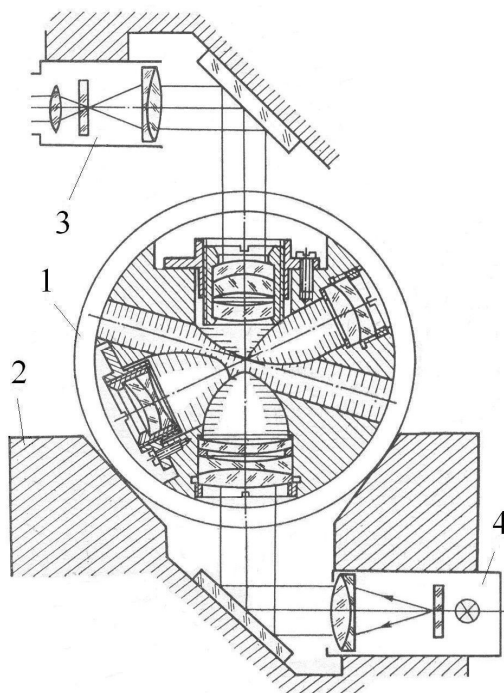


Рис. 1. Стенд юстировки узла смены увеличения стереомикроскопа

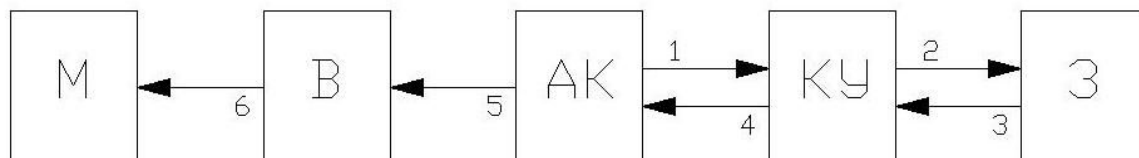


Рис. 2. Структурная схема стенда юстировки узла смены увеличения стереомикроскопа: АК – автоколлиматор; КУ – контролируемый узел; З – зеркало; В – видеокамера; М – монитор

Рассчитаем чувствительность подвижки перпендикулярно оси отрицательных компонентов. Она рассчитывается исходя из допуска на параллельность осей пучков лучей, исходящих из одной точки [4]. Для бинокулярной насадки он равен $15'$. Чувствительность рассчитывается по формуле:

$$\Delta C_{\min} = \frac{\Delta\alpha \cdot f'}{\Gamma},$$

где f' – фокусное расстояние смещаемого компонента системы смены увеличения; Γ – увеличение последующей системы бинокулярной насадки. При $\Gamma = 8^x$, $f' = 20\text{ мм}$: $\Delta C_{\min} \approx 0.012\text{ мм}$.

На этом стенде также можно проконтролировать разность увеличений трубок узла смены увеличения стереомикроскопа, которая вызывает двоение изображения в приборе. Для этого необходима марка автоколлиматора с двумя перекрестиями – центральным и боковым (рис. 3).

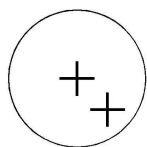


Рис. 3. Марка автоколлиматора для контроля разности увеличений трубок узла смены увеличения стереомикроскопа

Если увеличение в трубках будет различаться, то будет наблюдаться двоение бокового перекрестия. Оно может быть устранено изменением воздушных промежутков между элементами отрицательного или положительного компонентов, либо необходимо заранее подбирать (компоновать) компоненты по равенству их фокусных расстояний. В узле смены увеличения реализуется второй прием. Функциональная схема стенда изображена на рис. 4.

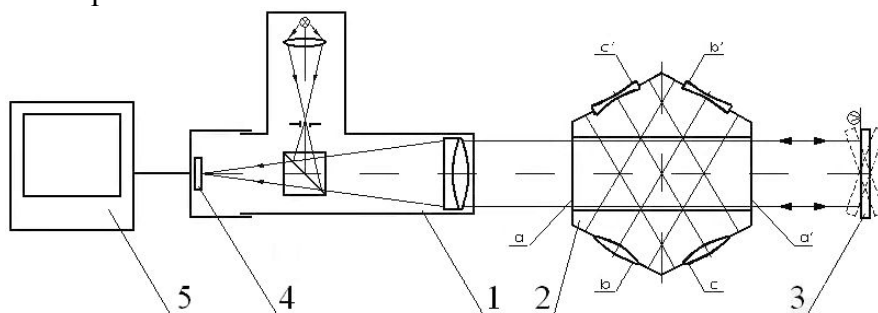


Рис. 4. Функциональная схема стенда юстировки узла смены увеличения:
1 – автоколлиматор; 2 – контролируемый узел (а-а' $\Gamma=1$; b-b' $\Gamma=1.6, 1/1.6$; c-c' $\Gamma=3; 1/3$); 3 – зеркало; 4 – ПЗС-матрица видеокамеры; 5 – монитор

Смещение изображения автоколлимационной марки с центра ПЗС-матрицы определяется по формуле:

$$Y = 2 \cdot f' \cdot \operatorname{tg} \alpha,$$

где f' – фокусное расстояние объектива АК, α – угол, под которым лучи, вышедшие из системы смены увеличения, падают на объектив АК (из-за непараллельности оптических осей трубок и неперпендикулярности оси вращения), Y – смещение изображения перекрестия марки АК.

Заключение

Компьютеризированный стенд юстировки узла смены увеличения позволяет юстировать телескопичность трубок, параллельность оптических осей и перпендикулярность оси вращения, а также на этом стенде можно контролировать разность увеличений трубок. Все результаты выводятся на монитор компьютера, что очень удобно с точки зрения обработки результатов и наглядности. Модернизация стенда позволила увеличить точность в 2 раза.

Литература

1. Микроскопы. / Под ред. Н.И. Полякова. Л.: Машиностроение, 1969.
2. <http://nauchpribor.narod.ru/mssso.htm>
3. Латыев С.М. Компенсация погрешностей в оптических приборах. Л.: Машиностроение, 1985.
4. Латыев С.М. Конструирование точных (оптических) приборов: Часть 2. Учебное пособие. СПб: СПб ГИТМО (ТУ), 1999.
5. Справочник конструктора оптико-механических приборов. / Под ред. В.А.Панова. Л: Машиностроение, 1980.
6. Автоколлимационные приборы. / Под ред. А.М. Жилкина. М.: Недра, 1982.
7. Автоколлиматоры унифицированные. Паспорт.

ПРИМЕНЕНИЕ WEB КАМЕРЫ В КАЧЕСТВЕ ЦИФРОВОГО МИКРОСКОПА

Н.А. Черненко

Научный руководитель – доцент Г.В. Егоров

В работе предложена оригинальная конструкция цифрового микроскопа на базе WEB камеры. Она не только решает проблему видеоконтроля в сканирующих зондовых микроскопах, но и выгодно отличается от предшествующих конструкций своими малыми габаритами и весом, экономичностью и простотой в эксплуатации.

Введение

Применение новейших высокоточных технологий в изготовлении приборов с зарядовой связью (ПЗС) существенно расширило их функциональные возможности и сделало доступными по себестоимости для широкого применения. Видеокамеры на основе ПЗС-матриц используются в разных областях производства, сферах услуг, системах охраны, микрохирургии и микробиологии. Применяются они и в сканирующих зондовых микроскопах (СЗМ), которые, являясь одним из основных инструментов нанотехнологий, широко используются в микроэлектронике, медицине, биологии.

В основе работы СЗМ лежит измерение межатомных сил, поэтому расстояние между микрозондом и объектом исследования находится в пределах нанометрового диапазона. Задача подвода зонда к образцу до расстояния порядка 50 нм достаточно сложна, так как может привести к поломке дорогостоящего зонда или к повреждению самого образца. До сих пор проблема эта решалась оснащением СЗМ оптической видеокамерой или WEB-камерой в сочетании с микроскопом [1]. В работе для этой цели разработан цифровой микроскоп на базе WEB-камеры, который позволит получать увеличенное изображение, что улучшит видеоконтроль и облегчит позиционирование иглы над нужным местом поверхности.

Выбор WEB-камеры для создания ЦМ

Для выбора наиболее подходящей камеры был проведен обзор существующих на сегодняшний день WEB-камер. Для сравнения были отобраны WEB-камеры с ПЗС-матрицами, максимальным графическим расширением 640×480 пикселей и USB-интерфейсом для подключения к компьютеру. Камеры сравнивались по следующим характеристикам: качество изображения при достаточном освещении, наличие геометрических искажений, удобство наведения резкости, удобство крепления камеры. Также учитывалось субъективное мнение экспертов (тестовой лаборатории «Компьютер-Пресс»).

Из десяти WEB-камер различных производителей по интегральному показателю качества лидерами стали камеры SONY CMR-PC1 и Creative WebCam Go Plus. По соотношению «качество/цена» лидером оказалась камера Creative WebCam Plus. Именно ее будем использовать в дальнейшем.

При всех своих достоинствах WEB-камеры уменьшают изображение. Цифровой микроскоп (ЦМ) должен его увеличивать. Чтобы объектив работал на увеличение, необходимо уменьшить расстояние между объективом и предметом, а расстояние до ПЗС-матрицы увеличить, т.е. необходимо «перевернуть» данный объектив. Структурная и функциональная схемы такого ЦМ показаны на рис. 1 и рис. 2.

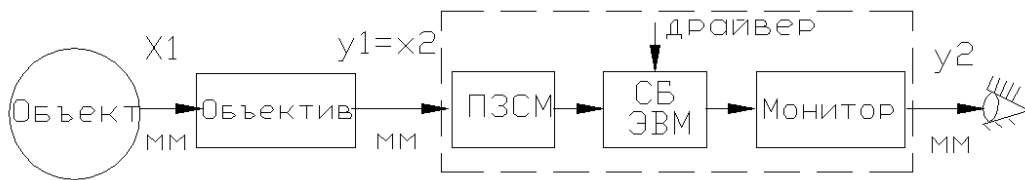


Рис.1. Структурная схема ЦМ: ЦМ – цифровой микроскоп; ПЗСМ – ПЗС матрица; СБ ЭВМ – системный блок ЭВМ

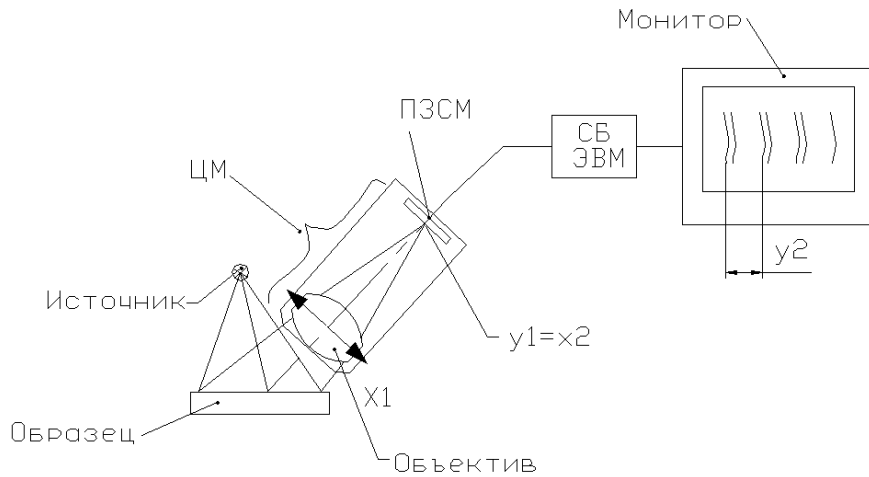


Рис. 2. Функциональная схема цифрового микроскопа: ЦМ – цифровой микроскоп; ПЗСМ – ПЗС матрица; СБ ЭВМ – системный блок ЭВМ; $y_1 = V_{об} \cdot x_1$, $y_2 = V_{цм} \cdot x_2 = V_{об} \cdot V_{цм} \cdot x_1$

Измерение фокусного расстояния

Основной характеристикой объектива является фокусное расстояние f' . Большинство известных методов измерения f' (метод увеличения, угловых измерений, автоколлимационный и др.) предполагают использование дорогостоящих средств измерения [2,3]. В работе предложен более простой, доступный и точный метод измерения f' – метод Бесселя (рис. 3).

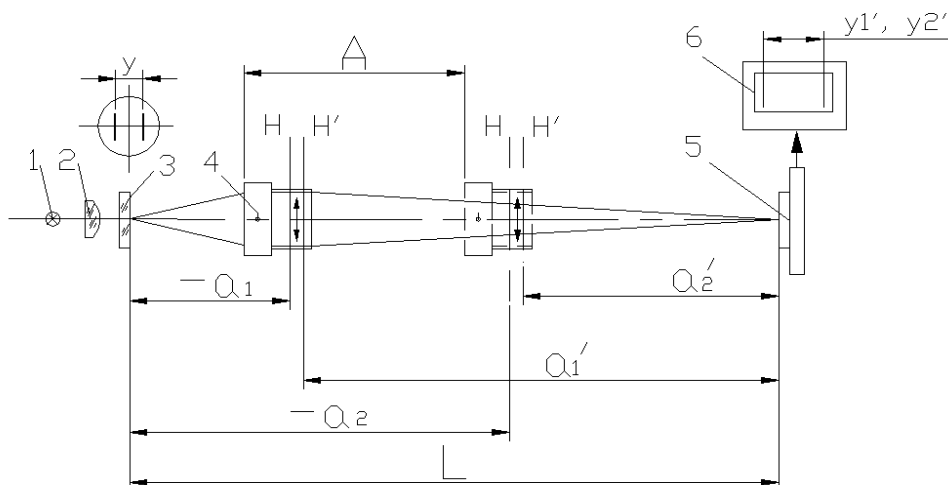


Рис. 3. Метод Бесселя: 1 – источник света; 2 – конденсор; 3 – сетка; 4 – исследуемый объектив; 5 – ПЗС-матрица; 6 – монитор; L – расстояние от предмета до экрана; A – расстояние между двумя положениями линзы

Если расстояние между предметом и экраном больше четырех фокусных расстояний, то существует два симметричных положения, при которых на экране образуются увеличенное (y'_1) и уменьшенное (y'_2) изображения предмета. Выражая отрезки a_1 , a'_1 , a_2 , a'_2 через L (расстояние от предмета до экрана) и A (расстояние между двумя положениями объектива) и подставляя их в формулу отрезков

$$1/f' = 1/a' - 1/a,$$

получаем

$$f' = (L^2 - A^2)/4L.$$

Главным достоинством метода Бесселя является то, что значения отрезков L и A никак не связаны с положением главных плоскостей линзы [5]. Измеренное таким способом фокусное расстояние составляет $f' = 4.6$ мм.

Оценка погрешности измерения фокусного расстояния объектива ЦМ методом квадратического суммирования

Практически предельное значение погрешности измерения расстояния между объектом и экраном (прогнозируемый закон рассеивания Гаусса):

$$\delta L := 0.02L, \delta A := 0.02A;$$

$$\delta L = 0.46, \delta A = 0.2.$$

Практически предельное значение частичной погрешности фокусного расстояния объектива из-за погрешности измерения расстояния между объектом и экраном:

$$\delta f \Delta L := \frac{d}{dL} f(L, A) \delta L, \delta f \Delta A := \frac{d}{dA} f(L, A) \delta A;$$

$$\delta f \Delta L = 0.136, \delta f \Delta A = -0.044.$$

Погрешность измерения фокусного расстояния объектива:

$$\delta f \Sigma := \sqrt{\delta f \Delta L^2 + \delta f \Delta A^2}, \delta f \Sigma = 0.143.$$

Относительная погрешность измерения фокусного расстояния объектива:

$$\frac{\delta f \Sigma}{f(L, A)} \cdot 100 = 3.1\% \text{ (доверительная вероятность 99.73 \%)}.$$

Рассчитанные значения погрешности не превышают значений, полученных другими классическими методами.

Определение увеличения WEB-камеры и выбранного объектива

Второй важной характеристикой является увеличение объектива. Используя цифровую фотографию миллиметрового деления шкалы штангенглубиномера, сделанную выбранной камерой, рассчитаем общее увеличение WEB-камеры ($V_{цм}$):

$$V_{цм} = Y' / Y = 85 \text{ крат,}$$

где Y' – расстояние между делениями шкалы штангенглубиномера на экране монитора; Y – реальное расстояние между делениями шкалы штангенглубиномера.

Зная вертикальный размер полученного изображения и размер вертикальной стороны матрицы (примерно 4 мм), можно найти увеличение электронного тракта ($V_{эл}$):

$$V_{эл} = Y_3 / Y_{пзс} = 160 / 4 = 40 \text{ крат,}$$

где Y_3 – вертикальный размер изображения на экране монитора; $Y_{пзс}$ – вертикальный размер ПЗС приемника.

Увеличение WEB-камеры определяется увеличением объектива и увеличением электронного тракта:

$$V_{цм} = V V_{эл},$$

отсюда определяем увеличение объектива:

$$V = V_{\text{цм}} / V_{\text{эл}} = 85 / 40 = - 2 \text{ крат.}$$

Определив фокусное расстояние и увеличение объектива, находим расстояние между предметом и изображением L :

$$L = -z + 2f' + z'; \quad z' = V \cdot f'; \quad z = f' / V;$$

$$V = Y' / Y = -z' / f' = f' / z;$$

$$L = f' / V + 2f' + f'V = 22.8 \text{ мм.}$$

На основе полученных данных находим монтажные параметры объектива (рис. 4, 5).

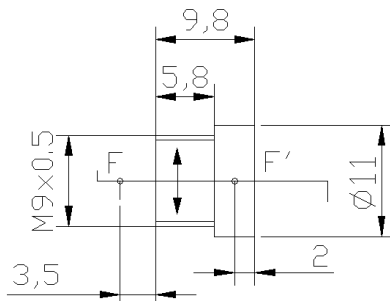


Рис. 4. Положение фокусов объектива относительно его габаритов

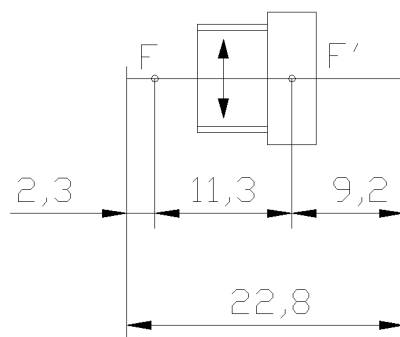


Рис. 5. Схема расположения объектива относительно предмета исследования и ПЗС матрицы

Исследование зависимости габаритных размеров от увеличения

В работе была исследована зависимость величины габаритного размера объектива ЦМ от его линейного увеличения,

$$L(V) := \frac{f'}{V} + FF' + f'V,$$

для $FF' := 4.6$ и $f' := 4.6$ при $V := 0.5, 0.6, \dots, 2.5$ (рис. 6). Очевидно, что при изменении увеличения от 0.5 до 2 крат габаритный размер (L) остается практически постоянным.

Также была рассчитана величина фокусирующего перемещения объектива в зависимости от линейного увеличения объектива ЦМ $z(V)$ (рис. 7). При возрастании увеличения фокусирующее перемещение уменьшается:

$$z(V) := \frac{f'}{V}; \quad z(1) - z(2) = 2.3.$$

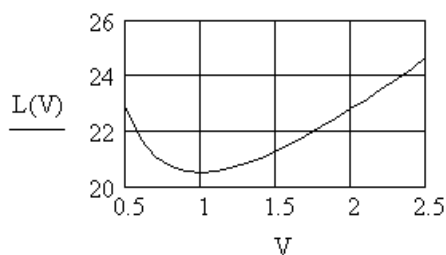


Рис. 6. Зависимость расстояния между предметом и изображением L от линейного увеличения V

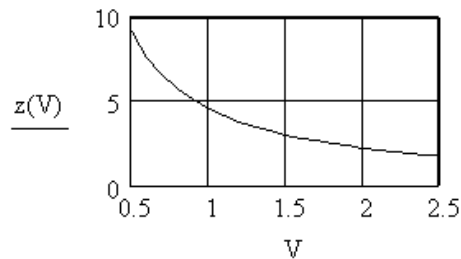


Рис. 7. Зависимость фокусирующего перемещения z от линейного увеличения микроскопа V

Требования к ориентированию объектива относительно матрицы:

- оптическая ось объектива должна быть перпендикулярна поверхности ПЗС-матрицы;
- ПЗС-матрица должна находиться в плоскости изображения объектива;
- объектив должен проектировать изображение в центр ПЗС-матрицы.

Конструкция разработанного ЦМ приведена на рис.8.

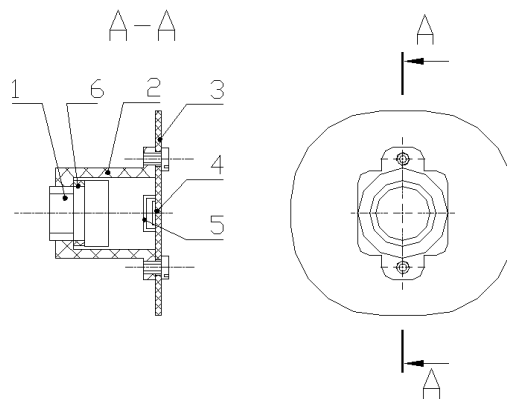


Рис. 8. Конструкция ЦМ: 1 – объектив; 2 – фланец; 3 – плата; 4 – ПЗС матрица; 5 – защитное стекло; 6 – промежуточное кольцо

Заключение

В работе была реализована идея создания ЦМ на базе WEB-камеры для видеоконтроля в СЗМ. Спроектированный ЦМ выполняет функции сразу двух приборов, применявшихся ранее для этих целей (микроскопа и WEB-камеры). Конструкция его позволяет визуально контролировать сближение зонда с образцом, она проста, компактна и удобна в эксплуатации. При разработке опробована методика косвенных измерений фокусных расстояний объективов. Показана роль увеличения на габаритный размер ЦМ. Предложена методика расчета, сборки и юстировки ЦМ. Надеемся, что предложенная идея и способ ее реализации найдет применение и в других областях.

Литература

1. Бухараев А.А., Овчинников Д.Б., Бухараева А.А. Диагностика поверхности с помощью сканирующей силовой микроскопии. // Заводская лаборатория. 1996. Т. 60. №10. С.10–27.
2. Афанасьев В.А. Оптические измерения. М.: Высшая школа, 1981.
3. Креопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. Оптические измерения. М: Машиностроение, 1987.
4. Кулагин С.В., Апарин Е.М. Проектирование фото- и киноприборов. М.: Машиностроение, 1986.
5. Лабораторный практикум по оптике. Л.: ЛИТМО, 1984.

**УМЕНЬШЕНИЕ ТЕРМООПТИЧЕСКИХ ИСКАЖЕНИЙ
В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРАХ С ПРОДОЛЬНОЙ
ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ НАКАЧКОЙ****А.Н. Степанов****Научный руководитель – к.ф.-м.н., доцент В.И. Устюгов**

Проанализирована возможность снижения искажений термонаведенной линзы в резонаторе твердотельных лазеров с продольной полупроводниковой накачкой путем формирования поперечного профиля пучка накачки с заданными свойствами. Показано, что для этой цели перспективно использование в системе накачки асферических оптических компонентов.

Введение

Термооптические искажения, возникающие в активных элементах (АЭ) твердотельных лазеров (ТТЛ), играют важную роль в формировании поперечной структуры излучения и являются основным фактором, препятствующим увеличению выходной мощности при одномодовой генерации (ТЕМ₀₀). Величина и влияние этих искажений зависят от ряда факторов, включающих термомеханические и термооптические свойства материала активной среды, геометрию АЭ и схему его охлаждения, а также свойства резонатора. При относительно малых значениях средней выходной мощности (порядка нескольких ватт) для реализации большей энергетической эффективности в одномодовом режиме конфигурации резонаторов с продольной накачкой являются более предпочтительными по сравнению с вариантом поперечной накачки. Увеличение выходной мощности при сохранении достоинств маломощных схем и высокого качества излучения (с точки зрения близости к дифракционному пределу угловой расходимости) затруднительно [1].

Главной проблемой является рост неоднородности тепловыделения в АЭ, приводящий к увеличению термооптических aberrаций и, как следствие, к резкому росту внутрирезонаторных потерь [2]. Тонкодисковые схемы лазеров (с квазипродольным охлаждением АЭ), а также изменение накачки на поперечную с зигзагообразным ходом лучей [2, 3] позволяют снизить внутрирезонаторные потери, тем не менее, в настоящее время существует много задач, когда предпочтительным является применение лазеров, построенных по традиционной схеме продольной лазерной диодной накачки.

В настоящей работе проанализирована возможность управления радиальным профилем накачки в АЭ при световолоконной (осесимметричной) доставке излучения лазерных диодных источников к АЭ и показан путь снижения aberrаций термонаведенной линзы при использовании в схеме накачки асферических оптических компонентов.

Тепловые процессы в схемах с продольной накачкой

При продольной накачке поперечный температурный профиль в АЭ является функцией профиля интенсивности излучения накачки и в общем случае имеет сложное распределение в пределах прокачанной области [4]. Вне прокачанной области температура затухает согласно логарифмическому закону от центральных областей к краю [1]. Вдоль оси АЭ температура уменьшается (при однородном теплоотводе) вследствие затухания излучения накачки при прохождении через среду [2].

Неоднородное температурное поле в АЭ приводит к возникновению полей механических напряжений и деформаций, что приводит к соответственному изменению показателя преломления активной среды в объеме элемента и к изменению его формы. В результате эти факторы ведут к изменению оптической длины пути в элементе, что для осесимметричного случая может быть записано следующим образом [5]:

$$\Delta\phi(r) = \int_0^l k\Delta n(r, z)dz, \quad (1)$$

где $\Delta n(r, z)$ – изменение показателя преломления среды; k – волновое число излучения генерации; интегрирование ведется вдоль траектории луча по всей длине l активного элемента [6].

Для наиболее распространенных конфигураций активных элементов лазеров характерно, что длина АЭ значительно превосходит его диаметр. Это обстоятельство, а также учет равномерного теплоотвода с боковой поверхности элемента позволяют свести трехмерную задачу теплопроводности к одномерной [5].

Для большинства лазерных кристаллов термооптические искажения связаны с температурной зависимостью показателя преломления внутренней зоны АЭ, наведенным двулучепреломлением и температурной деформацией его торцов, возникающей из-за неоднородного по сечению теплового расширения АЭ. Однако эффект тепловой деформации сводится к минимуму при применении элементов с неактивированными торцами, которые рассматриваются в настоящей работе. Вклад фотоупругого механизма, приводящего к двулучепреломлению, в данной работе также не учитывается, поскольку существуют методы минимизации при практически полной компенсации этого эффекта [2].

Принимая во внимание вышеизложенное, изменение оптической разности хода в активном элементе при продольной накачке могут быть приближенно охарактеризованы только температурной зависимостью показателя преломления [1, 5, 6]:

$$\Delta n(r, z)_T = \Delta T(r, z) \frac{dn}{dT}. \quad (2)$$

Зависимость искажений оптической разности хода в АЭ от параметров излучения накачки

На рис. 1 представлена схема накачки и контактного охлаждения АЭ, принятая в работе для компьютерного моделирования. Осесимметричный профиль пучка накачки обеспечивается применением лазерного диодного источника со световолоконным выводом излучения и осесимметричной оптической системой.

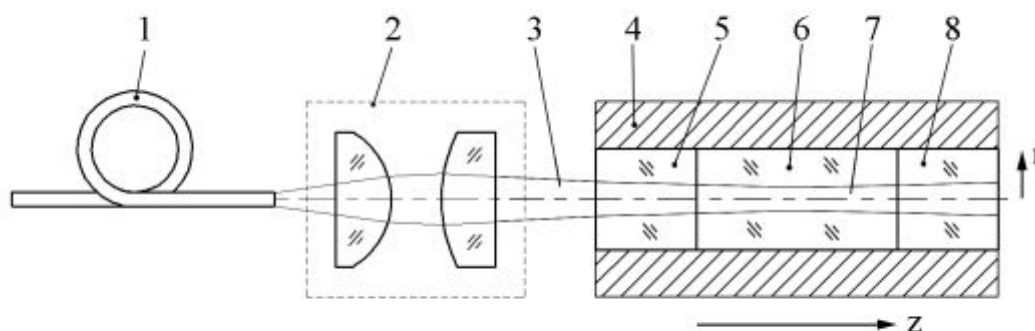


Рис. 1. Схема накачки и контактного охлаждения АЭ: 1 – волоконно-оптический кабель; 2 – оптическая система формирования пучка накачки; 3 – пучок излучения накачки; 4 – металлический корпус, обеспечивающий теплоотвод; 5, 8 – наконечники из неактивированного кристалла YAG; 6 – Nd:YAG; 7 – прокачанная зона в АЭ

Цилиндрический активный элемент Nd:YAG с наконечниками из неактивированного кристалла YAG с радиусом a и длиной l установлен в металлический корпус для обеспечения интенсивного и однородного теплоотвода с боковой поверхности элемента. Температура боковой поверхности АЭ считается в дальнейшем постоянной.

Тепловым источником в рассматриваемой схеме является пучок излучения накачки (3), формируемый оптической системой (2) и образующий в АЭ прокачанную зону, поперечный размер которой в общем случае зависит от координаты z . Заметим, что поглощение излучения накачки происходит только в активированной части АЭ (6), а неактивированные части (5, 8) служат для дополнительного теплоотвода на торцах и предотвращения их температурной деформации [2].

В стационарном режиме тепловой поток в АЭ $h(r, z)$ должен удовлетворять уравнению:

$$\nabla \cdot h(r, z) = Q(r, z), \quad (3)$$

где $Q(r, z) = dP(r, z) / dV$ – доля мощности накачки в единице объема, рассеянная в тепло. Тепловой поток $h(r, z)$ в пределах кристалла выражается через распределение температуры $T(r, z)$ следующим образом:

$$h(r, z) = -K_c \nabla T(r, z), \quad (4)$$

где K_c – коэффициент теплопроводности активного элемента.

Доля мощности накачки в единице объема, рассеянная в тепло, описывается следующим выражением [6]:

$$Q(r, z) = \alpha_p I(r, z), \quad (5)$$

где α_p – коэффициент поглощения на длине волны излучения накачки, $I(r, z)$ – интенсивность доли излучения накачки, которая преобразуется в тепло. Примем, что доля γ от поглощенной мощности накачки, которая преобразуется в тепло, постоянна (за счет стоков сдвига и дополнительных потерь). Кроме того, в качестве первого приближения при решении поставленной задачи будем считать, что профиль пучка накачки, при распространении в пределах поглощающей области кристалла, изменяется незначительно [1, 6] и уменьшается по экспоненциальному закону [1, 2, 6]. Тогда выражение для $Q(r, z)$ записывается в виде:

$$Q(r, z) = \alpha_p \gamma I_p(r) \exp(-\alpha_p z), \quad (6)$$

где $I_p(r)$ – интенсивность излучения накачки. Подставляя (6) в (3) и пренебрегая осевым потоком температуры (вдоль z), получаем следующее выражение для радиального теплового потока:

$$h(r, z) = \frac{\alpha_p \gamma \exp(-\alpha_p z)}{r} \int_0^r r' I_p(r') dr'. \quad (7)$$

Разность температур $\Delta T(r, z) = T(0, z) - T(r, z)$ может быть определена при подстановке (7) в (4), а разность оптической длины пути $\Delta \phi(r) = \phi(0) - \phi(r)$, которая получается вследствие температурной зависимости показателя преломления материала, может быть получена из выражения

$$\Delta \phi(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^l \Delta T(r, z) \frac{dn}{dT} dz. \quad (8)$$

Определим величину, описываемую выражением

$$s(r) = \frac{2\pi}{P_p} \int_0^r r' I_p(r') dr', \quad (9)$$

как долю полной падающей мощности накачки P_p , заключенной в пределах диска радиусом r . Тогда выражение (8) может быть записано в форме

$$\Delta \phi(r) = \frac{P_p \gamma n_{abc} (dn/dT)}{K_c \lambda} \int_0^r \frac{s(r')}{r'} dr', \quad (10)$$

где η_{abc} – доля излучения накачки, поглощенная активным элементом.

Из выражений (9), (10) видно, что искажения оптической длины пути строго зависят от поперечного профиля интенсивности $I_p(r)$ излучения накачки.

Рассмотрим сначала идеальный случай однородного поперечного распределения накачки:

$$\begin{cases} I_p(r') = const, & r' < b, \\ I_p(r') = 0, & r' > b. \end{cases} \quad (11)$$

В этом случае получаем квадратичную зависимость изменения оптической разности хода от радиуса $\Delta\phi(r) \sim r^2$, что соответствует случаю параболического распределения температуры в АЭ, в формировании которого вносит вклад только температурная зависимость показателя преломления dn/dT . Лазерный кристалл с наведенной тепловой линзой будет представлять собой протяженную среду, которую можно охарактеризовать аналогично сферической линзе [7] эффективным фокусным расстоянием (при подстановке (11) в (9)):

$$f_{th}(r) = \frac{2\pi r}{\lambda d \Delta\phi(r) / dr} = \frac{2\pi K_c r^2}{P_p \gamma \eta_{abc} (dn/dT) s(r)}. \quad (12)$$

При произвольном распределении $I_p(r)$, не описываемым выражением (11), изменение оптической разности хода $\Delta\phi(r)$ не имеет простой квадратичной зависимости от r , а следовательно, наведенная тепловая линза в АЭ имеет абберации высокого порядка и ее оптическая сила не является одинаковой для различных значений r [1].

О возможности уменьшения термонаведенных искажений в АЭ

Перейдем к рассмотрению реальной ситуации, когда профиль интенсивности излучения накачки при распространении вдоль оптической оси в активном элементе изменяется. В этом случае искажения оптической разности хода луча при прохождении через АЭ являются суммой искажений в отдельных элементах его объема, которые характеризуются различным для каждого z распределением профиля $I(r, z)$. При этом характер изменения распределения $I(r, z)$ вдоль оси z определяется законами распространения излучения в веществе и структурой пучка накачки, формирование которой осуществляет оптическая система накачки.

Принимая во внимание вышеприведенный результат, полученный для идеального случая, рассмотрим, в качестве первого шага на пути снижения аббераций термолинзы, задачу формирования пучка накачки такой структуры, чтобы при прохождении через АЭ интегральное распределение его интенсивности $\langle I \rangle_r = \frac{1}{l} \int_l I(r, z) dz$ было постоянно для различных r , т.е. могло бы приближенно описываться выражением типа (11), но записанным для среднего значения:

$$\begin{cases} \langle I \rangle_r = const, & r' < b, \\ \langle I \rangle_r = 0, & r' > b. \end{cases} \quad (13)$$

В следующем разделе показана возможность формирования соответствующих пучков накачки.

Методика расчета и результаты

В настоящей работе моделировалось прохождение излучения накачки через оптическую систему и активный элемент методом Монте-Карло в приближении геометри-

ческой оптики и рассчитывалось распределение $I(r,z)$ по всей длине АЭ. Результатом расчета является среднее по длине распределение интенсивности $\langle I \rangle_r$.

Расчет был произведен для оптической системы типа линзового дублета, состоящего в простейшем и часто применяемом случае из двух сферических линз [2], а также осуществлен поиск решения, приближенного к оптимальному путем асферизации поверхностей этих линз.

Расчет выполнялся при помощи программного комплекса OptiChamber Pro, разработанного в НИИ лазерной физики (С.-Петербург). Результаты расчета представлены на рис. 2.

В случае использования сферических линз не удается получить желаемый П-образный профиль усредненной по длине АЭ интенсивности пучка накачки (рис. 2а). Как уже отмечалось, это приводит к возрастанию сферических aberrаций термонаведенной линзы, росту потерь резонатора и ухудшению энергетической эффективности одномодовых ТТЛ, часто наблюдаемому на практике.

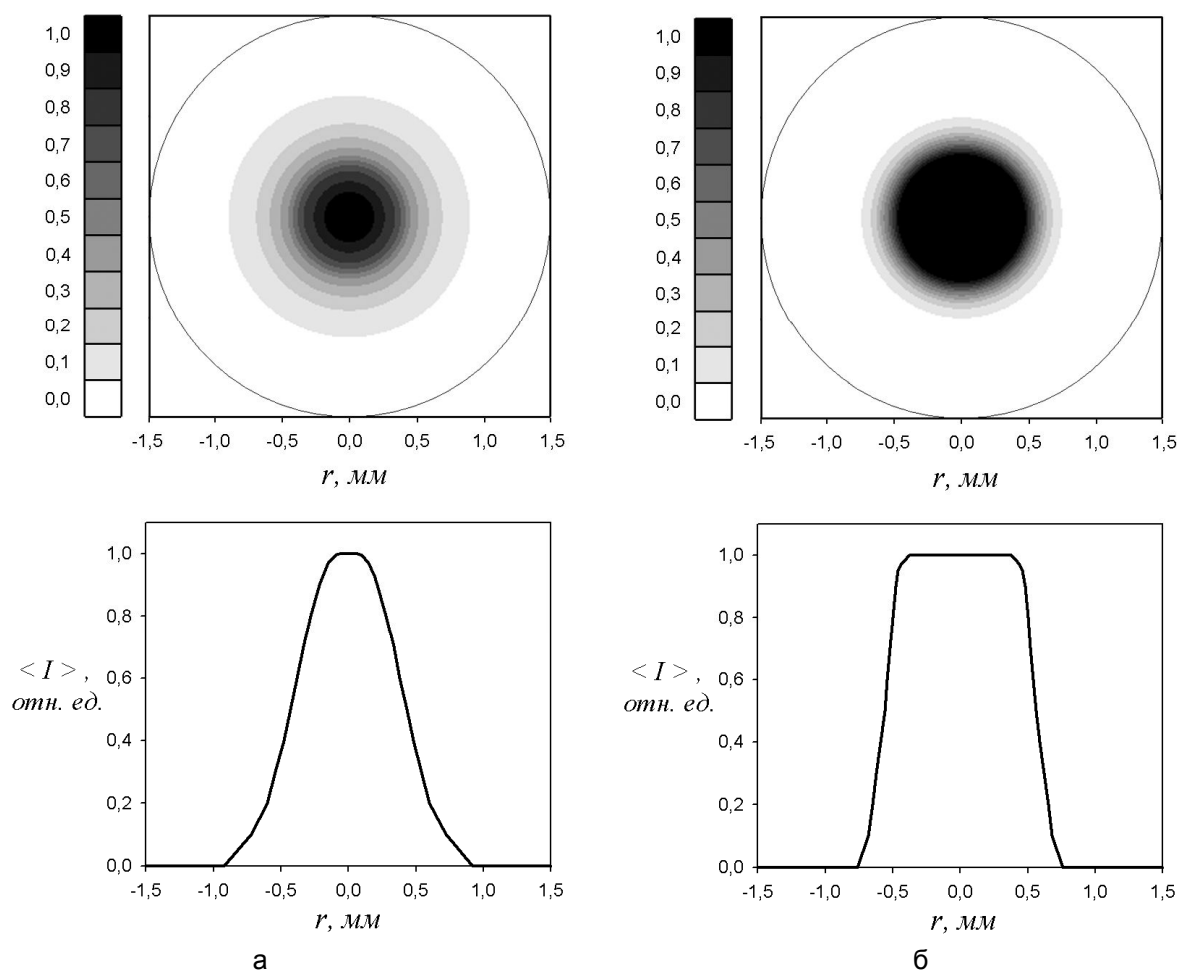


Рис. 2. Усредненное по длине АЭ поперечное распределение интенсивности накачки при формировании пучка накачки оптическими компонентами разных типов: а) сферическими; б) асферическими

Пример, представленный на рис.2б, показывает, что использование асферических компонентов системы накачки позволяет получить значительно более равномерное интегральное распределение интенсивности накачки, приближающееся к П-образному профилю (13). Этот результат показывает возможный путь преодоления вышеуказанной проблемы и улучшения эффективности генерации одномодовых лазеров с продольной лазерной диодной накачкой при увеличении средней мощности генерации.

Для окончательных рекомендаций по характеристикам системы накачки требуется решение уравнения теплопроводности и расчет температурных полей в АЭ, что будет являться предметом дальнейшей работы.

Заключение

В работе показано, что уменьшение термооптических искажений в твердотельных лазерах при повышении средней мощности продольной полупроводниковой накачки может быть достигнуто путем управления профилем пучка накачки. Задача формирования пучка накачки с требуемыми свойствами может быть решена применением специальных оптических компонентов в системе накачки. В частности, в качестве такой системы может использоваться асферический линзовый дублет.

Вопрос оптимизации оптической схемы накачки применительно к твердотельным лазерам с внутрирезонаторной генерацией второй гармоники представляет значительный интерес с точки зрения практического использования таких приборов и будет являться предметом дальнейшего рассмотрения.

Литература

1. W.A. Clarkson, Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers // Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 34, pp. 2381-2395, 2001.
2. W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, Springer-Verlag, New York, 1999.
3. W.S. Martin, J.P. Chernoch: US Patent No. 3, 633. 126 (January 1972).
4. S.C. Tidwell, J.F. Seamens, M.S. Bowers and A.Cousins, Scaling cw diode-end-pumped Nd:YAG lasers to high average powers // IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 28, pp. 997-1009, 1992.
5. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. Термооптика твердотельных лазеров. Л.: Машиностроение, 1986.
6. M.E. Innocenzi, H.T. Yura, C.L. Fincher and R.A. Fields, Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers // Applied Physics Letters, Vol. 56, pp. 1831-1833, 1990.
7. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. Лазеры на кристаллах и их применение. М.: Рикел, Радио и связь, 1994.

УСРЕДНЕНИЕ АМПЛИТУДНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПО ВРЕМЕНИ ЭКСПОЗИЦИИ В НЕПРЕРЫВНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРАХ С ВНУТРИРЕЗОНАТОРНЫМ УДВОЕНИЕМ ЧАСТОТЫ

В.В. Слугин

Научный руководитель – к.ф.-м.н., доцент В.И. Устюгов

Рассматриваются амплитудные флуктуации в непрерывных многочастотных Nd:YAG – лазерах с диодной накачкой и внутриврезонаторным удвоением частоты, а также возможность использования таких лазеров для применений, требующих постоянства энергии экспозиции.

Введение

Одним из перспективных способов получения лазерного излучения видимого диапазона является использование твердотельных инфракрасных лазеров с диодной накачкой и внутриврезонаторным удвоением частоты, которые обладают высоким КПД, длительным сроком службы и имеют сравнительно небольшие размеры. Подобные лазеры могут найти применение в метрологии, системах записи и воспроизведения информации, проекционных системах, а также медицинских установках для офтальмологии.

Разнообразие областей применения выдвигает различные требования к их характеристикам, однако для большинства из них важнейшим параметром является стабильность выходной мощности (амплитудная стабильность).

В данной работе приводятся результаты по экспериментальному исследованию амплитудной стабильности Nd:YAG лазеров непрерывного действия с внутриврезонаторным удвоением частоты и полупроводниковой накачкой. Получены осциллограммы и спектры оптических шумов при различных режимах работы, проверена возможность усреднения флуктуаций и получения последовательности экспозиций с низким уровнем энергетических флуктуаций.

Амплитудные флуктуации и стабильность излучения непрерывных неодимовых лазеров с внутриврезонаторным удвоением частоты

Флуктуационные процессы, приводящие к нестабильности параметров излучения лазеров, принято разделять на естественные и технические. В лазерах всегда присутствуют естественные временные и пространственные флуктуации комплексной амплитуды поля, обусловленные структурой активной среды, а также квантовым характером излучения [1]. Источниками естественных флуктуаций служат тепловые деформации резонатора, а также поляризационный шум активной среды. Наряду с характеристиками активной среды уровень естественных флуктуаций излучения определяется типами колебаний в резонаторе (стоячая волна, бегущая волна, встречные волны), модовым составом излучения, уровнем усиления, параметрами накачки. На флуктуации излучения в многомодовом режиме, в отличие от одномодового, оказывают влияние взаимодействие мод, а также эффекты их подавления («конкуренции»), синхронизации и т.д. Хотя уровень естественных флуктуаций суммарной мощности излучения в случае многомодовой генерации сравним с уровнем флуктуаций одномодовой генерации и отклонения отдельных мод взаимосвязаны (коррелированы), но отклонение отдельной моды может значительно превышать уровень флуктуации суммарной мощности. При генерации трех или более мод в отсутствие самосинхронизации модуляция амплитуд полей отдельных мод происходит попарно синфазно или противофазно в зависимости от их расположения относительно центра рабочего перехода и ширины частотного интервала между ними. При этом флуктуации интенсивности отдельных мод на 1–2 порядка превышают глубину модуляции суммарной интенсивности [2].

При внутриврезонаторной генерации второй гармоники (ВРГВГ) в многомодовых лазерах, кроме комбинационного взаимодействия, происходит также дополнительное межмодовое взаимодействие в нелинейном кристалле, в результате чего излучение приобретает вид хаотических флуктуаций относительно среднего значения. Данный эффект в англоязычной литературе получил название «green problem» [3].

Как показано в ряде работ (в частности, [4, 5]) флуктуации могут носить периодический характер. Однако чаще они абсолютно хаотичны. Анализ в рамках полуклассического приближения, проведенный в работах [6–10], показывает, что основной причиной перехода к хаотическим флуктуациям является межмодовое взаимодействие при частотной неэквидистантности продольных мод. При увеличении частотной неэквидистантности до 200 кГц регулярные режимы не наблюдаются, и спектр шумов становится сплошным.

Наиболее очевидным способом построения стабилизированных по амплитуде лазеров, является одночастотная генерация. В таком случае проблема межмодового взаимодействия («green problem») отпадает сама собой.

В литературе описано большое число таких лазеров (напр., [10, 11]), использующих схему линейного или кольцевого резонатора; они запатентованы и выпускаются такими известными фирмами, как Coherent inc., Lightwave Electronics и рядом других. Однако такие устройства довольно сложны и дороги.

В связи с этим интерес представляет исследование возможности использования в ряде случаев, допускающих усреднение по времени экспозиции, многочастотных лазеров, для которых значительно легче получить высокие значения выходной мощности и которые значительно дешевле.

Исследование характера флуктуаций выходной мощности

В качестве объекта исследования в работе использовались два непрерывных Nd:YAG-лазера с внутриврезонаторной генерацией второй гармоники, разработанных в НИИ лазерной физики (Санкт-Петербург). Лазеры работали на основной поперечной моде TEM₀₀, с выходной мощностью на длине волны 532 нм порядка десятков милливатт и единиц ватт.

Изучение флуктуаций выходной мощности проводилось следующим образом. Выходное излучение лазеров ослаблялось до мощности 2–3 мВт/см² и попадало на фотоприемник. Сигнал с фотоприемника регистрировался системой сбора данных, после чего обрабатывался ПК, который сохранял в памяти набор данных, соответствующий значениям мгновенной мощности излучения.

Для обоих лазеров были проведены измерения при различных значениях мощности накачки. При этом наблюдались колебания мощности различной частоты, носящие как выраженный периодический, так и хаотический характер. Для исследования были выбраны режимы с хаотическими флуктуациями максимальной амплитуды.

На рис. 2.1 и 2.2 изображены осциллограммы шумов исследуемых лазеров, на которых видны низкочастотные флуктуации. Для демонстрации высокочастотных флуктуаций даны фрагменты осциллограмм в растянутой шкале времени.

Первоначальная оценка уровня флуктуаций от пика до пика первого лазера – около 100 %, второго – около 20 %. На осциллограмме, полученной для второго лазера, видно, что среднее значение мощности уменьшается к концу записи почти на 5 %.

На спектрах флуктуаций выходной мощности лазеров (рис. 2.3а, б) просматривается хаотичность выбранных режимов в отличие от возможных периодических.

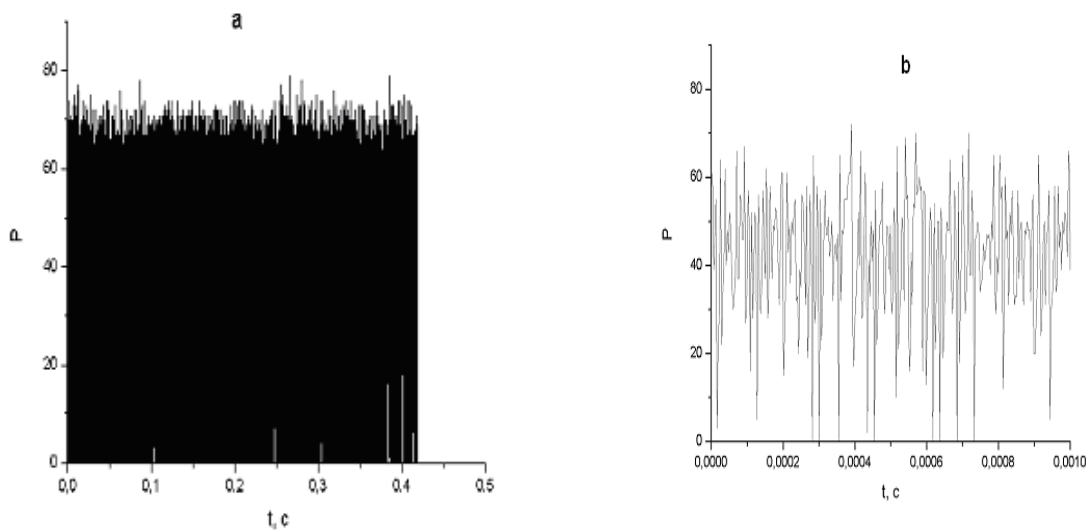


Рис. 2.1. а – осциллограмма шумов лазера мощностью порядка десятков милливатт, соответствующая максимально возможной длительности записи; б – увеличенный фрагмент осциллограммы а

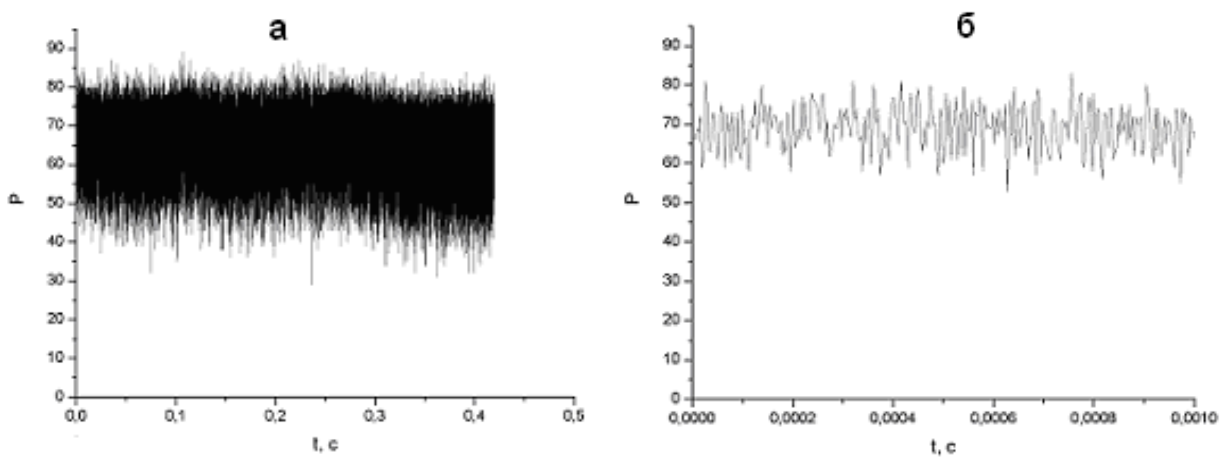


Рис. 2.2. а – осциллограмма шумов лазера выходной мощностью порядка единиц ватт, соответствующая максимально возможной длительности записи; б – увеличенный фрагмент осциллограммы а

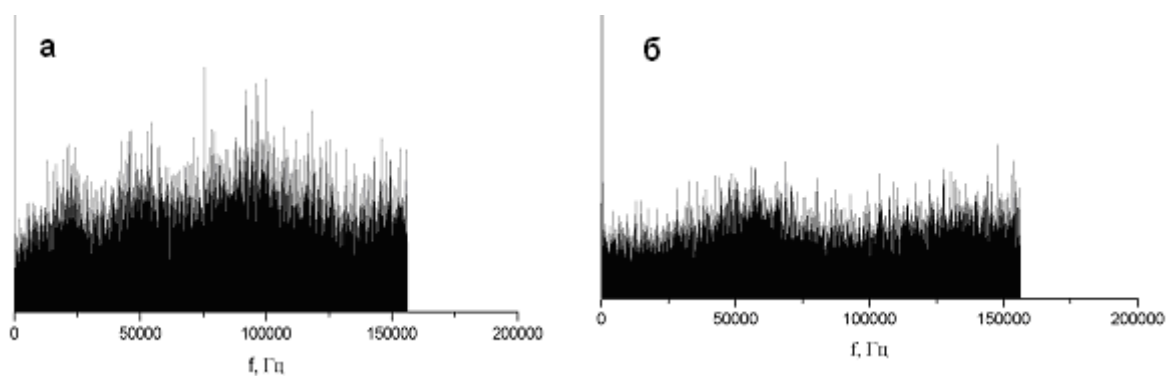


Рис. 2.3. Фурье-спектры флуктуаций выходной мощности двух исследуемых лазеров

Исследование энергетических флуктуаций

С целью проверки возможности усреднения флуктуаций и получения последовательности экспозиций с низким уровнем энергетических флуктуаций проведен анализ полученных данных. Каждый из исследуемых лазеров работал в многочастотном режиме с максимальной амплитудой флуктуаций хаотического вида.

Выбор для анализа именно хаотического режима не случаен. Если режим периодический, то для него вывод о возможности усреднения можно сделать на основе осциллограммы, которая может быть получена на экране аналогового осциллографа. При этом усреднение по энергии будет происходить при любой экспозиции, превышающей в несколько раз период флуктуаций. Для хаотического режима необходим более глубокий анализ.

Методика расчета

Если мгновенная мощность P задается в виде дискретных значений с частотой f , то энергия i -й экспозиции, выбранной случайным образом, определяется по формуле:

$$E = \sum_k P_k \Delta t = \Delta t \sum_k P_k, \quad (3.1)$$

где k – число дискретных значений мгновенной мощности, $\Delta t = 1/f$.

Поскольку значения энергий экспозиций абсолютно независимы друг от друга, среднестатистическое значение наиболее точно определяется как среднее арифметическое:

$$\langle E \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_i, \quad (3.2)$$

где N – число выборок.

Тогда под уровнем энергетических флуктуаций мы будем понимать величину

$$\delta = \frac{\max(\Delta E_i)}{\langle E \rangle}, \quad (3.3)$$

где $\Delta E_i = E_i - \langle E \rangle$ – отклонение энергии выборки от среднего значения. Такое определение ΔE_i наиболее достоверно определяет максимально возможный уровень энергетических флуктуаций.

Были исследованы уровни энергетических флуктуаций $\delta(\tau)$ при значениях экспозиции $\tau = 10^{-5} - 10^{-1}$ с.

Результаты и выводы

На рис. 3.1 и 3.2 приводятся полученные в соответствии с описанной методикой расчетные значения уровня флуктуаций $\delta(\tau)$ для лазера с выходной мощностью порядка десятков милливатт и лазера с выходной мощностью порядка единиц ватт.

Как было отмечено ранее, среднее значение мощности за время записи файла для второго лазера изменяется почти на 5%. Это сказывается на результатах расчета энергетических флуктуаций (рис. 3.2). Данный эффект уже относится к проблеме обеспечения долговременной стабильности выходной мощности, которая в настоящей работе не рассматривается, поскольку связана с поддержанием заданного режима работы путем стабилизации температуры резонатора с помощью обратной связи. Чтобы исключить указанную нестабильность из рассмотрения, была промоделирована ситуация использования обратной связи так, чтобы значение средней мощности за время записи файла оставалось постоянным. Из графиков видно, что уровень энергетических флуктуаций снижается с увеличением времени экспозиции пропорционально $\tau^{-1/2}$ и при $\tau = 1$ для обоих лазеров составляет около 2–3%.

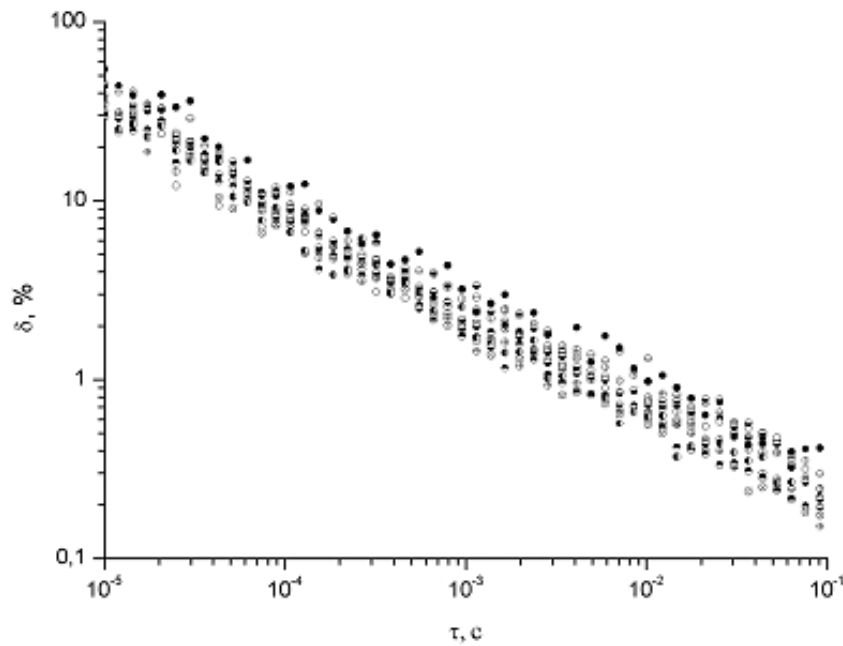


Рис. 3.1. Зависимость уровня энергетических флуктуаций от времени экспозиции для лазера с выходной мощностью порядка десятков милливольт

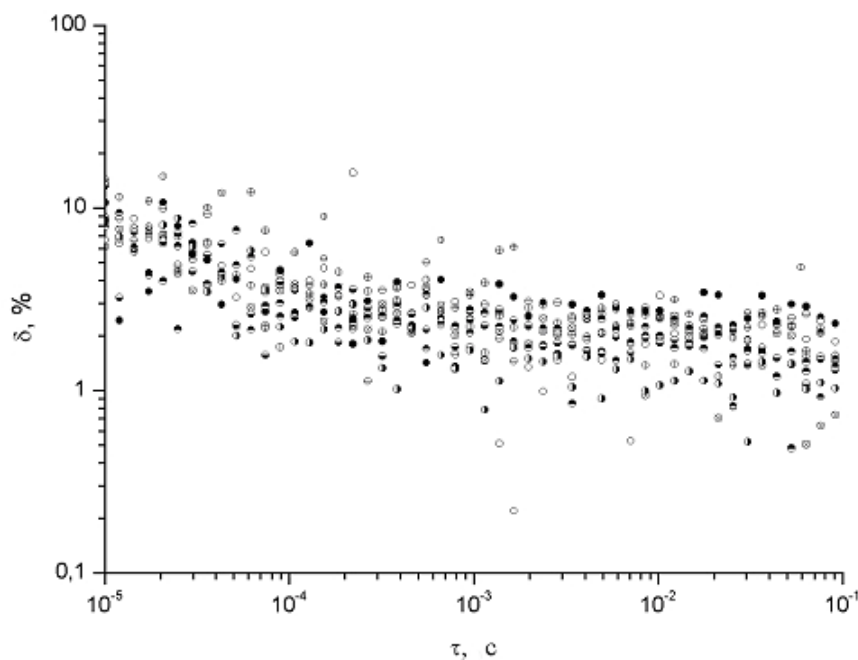


Рис. 3.2. Зависимость уровня энергетических флуктуаций от времени экспозиции для лазера с выходной мощностью порядка единиц ватт

Таким образом, в случае хаотических флуктуаций, как и в случае периодических, при временах экспозиции в несколько раз больших периода естественных флуктуаций происходит усреднение энергии экспозиции. Это позволяет использовать лазеры указанного типа для применений, не требующих коротких экспозиций и разрешающие усреднение по энергии на уровне стабильности порядка единиц и долей процентов.

Заключение

Изучена амплитудная стабильность излучения непрерывных Nd:YAG-лазеров с внутриврезонаторным удвоением частоты, работающих в многочастотном режиме с

максимальной амплитудой флуктуаций хаотического вида с одной модой TEM_{00} , получены осциллограммы шумов лазера с выходной мощностью порядка нескольких десятков милливольт и лазера с выходной мощностью порядка единиц ватт.

В результате математической обработки определен уровень энергетических флуктуаций порядка единиц и долей процента при разных временных экспозициях. Такое значительное улучшение стабильности энергетической экспозиции открывает возможность применения рассматриваемого типа лазеров в таких областях, как фотометрия, лазерная технология, а также лазерная медицина (например, офтальмология).

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность своему руководителю Устюгову В.А. за неизменно благожелательное отношение и помощь в работе, а также Новикову Г.Е., Терехову С.С. и Халееву М.М. за их помощь и поддержку.

Литература

1. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах / Зейгер С.Г., Климонтович Ю.Л., Ланда П.С. и др. М.: Наука, 1974.-415 с.
2. Естественные флуктуации в лазерах / Климонтович Ю.А., Зейгер С.Г., Ланда П.С. и др.//УФН. 1972. Т. 106. №2. С. 279-313.
3. Forrest G.T.// Laser Focus/ 1987.№11.Р. 62.
4. Baer T. // J. Opt. Soc. Amer. 1986. V. B 3. P 1175.
5. Wu X.-G., Mandel P. //JOSA B, Vol. 4, P. 1870 (1987).
6. Викторов Е.А., Витришчак И. Б., Новиков Г.Е., Орлов О.А., Поликарпов П.В., Устюгов В.И., Халеев М.М. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1990. Т. 54. №12. С. 2388.
7. Viktorov E.A., Vitrishchak I.B., Novikov G.E., Orlov O.A., Mak A.A., Ustyugov V.I., Khaleev M.M.//SPIE, V.7, P. 410. (1991).
8. Mak A.A, Orlov O.A., Ustyugov V.I., Victorov E.A., Vitrishchak I.B.//Proc. SPIE, V. 1839, P.1839 (1992).
9. Гусев А.А., Кружалов С.В., Львов Б.В., Пахомов Л.Н., Петрунькин В.Ю. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1981.Т. 45. С. 423.
10. Гусев А.А., Кружалов С.В., Львов Б.В., Пахомов Л.Н., Петрунькин В.Ю. // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. С.547.
11. Koechner W. Solid-State Laser Engineering. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СУБНАНОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Nd:YAG-ЛАЗЕРА С ОЛОВЯННОЙ МИШЕНЬЮ ПРИ ИНТЕНСИВНОСТЯХ 10^{11} – 10^{13} Вт/см²

А.В. Кулик

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор В.Е. Яшин

Теоретически и экспериментально определен коэффициент поглощения лазерной плазмы, образованной при фокусировке мощного лазерного импульса ($E=30$ мДж, $\tau=300$ пс) на поверхность плоской оловянной мишени при различных углах падения и поляризациях падающего излучения. Получена диаграмма разлета осколков мишени, подтверждающая наличие «flip-over» эффекта.

Введение

Данное исследование является частью работы по оптимизации лазерно-плазменного источника вакуумного ультрафиолетового излучения.

Источники оптического излучения в области вакуумного ультрафиолета (ВУФ) представляют большой интерес в различных областях науки и техники, таких как спектроскопия, метрология, микроскопия, фотолитография. Особенно сильным стимулом к разработке таких источников является бурное развитие электроники и вычислительной техники. Применение фотолитографических установок на основе ВУФ источников позволит в ближайшем будущем изготавливать интегральные схемы с характерным размером элементов порядка 40 нм.

Наибольший интерес представляют источники линейчатого излучения с длиной волны в окрестности 13,5 нм, где находится максимум коэффициента отражения многослойных зеркал, поскольку излучение от источника должно быть собрано и направлено на записывающую среду через соответствующую маску.

В лазерно-плазменных установках источником ВУФ излучения служит горячая плазма, образующаяся при взаимодействии высокоинтенсивного лазерного излучения с мишенью. Диапазону 10–15 нм соответствуют излучательные переходы в ионах с низкой степенью ионизации, которая достигается при относительно невысоких интенсивностях лазерного излучения на мишени (около 10^{11} – 10^{13} Вт/см²).

В данной работе в качестве мишени использовалось олово (Sn). Этот материал является одним из лучших с точки зрения энергетической эффективности преобразования лазерного излучения в ВУФ излучение. Теоретические [1] и экспериментальные [2, 3] исследования показывают, что энергетический КПД лазерно-плазменных источников на основе олова достигает в настоящее время 2,5–3%.

Задачей данной работы являлось исследование вопросов поглощения лазерного излучения в плазме при интенсивностях порядка 10^{11} – 10^{13} Вт/см². Подобные исследования [4, 5] проводились ранее, но для больших интенсивностей. Кроме того, был исследован характер разлета осколков плазменной мишени, что является важным для проектирования лазерно-плазменных установок.

Описание экспериментальной установки

Исследование поглощения лазерного излучения проводилось на установке, изображенной на рис. 1. Для создания необходимого уровня интенсивности излучения на мишени применялся импульсный Nd:YAG лазер, построенный по схеме «задающий генератор–усилитель с ВРМБ-компрессией импульса». Он обеспечивал следующие параметры выходного излучения:

длина волны	1,064 мкм,
энергия в импульсе	до 35 мДж,
длительность импульса	300 пс,
расходимость излучения	2,2 дифракционной,
модовый состав	TEM ₀₀ .

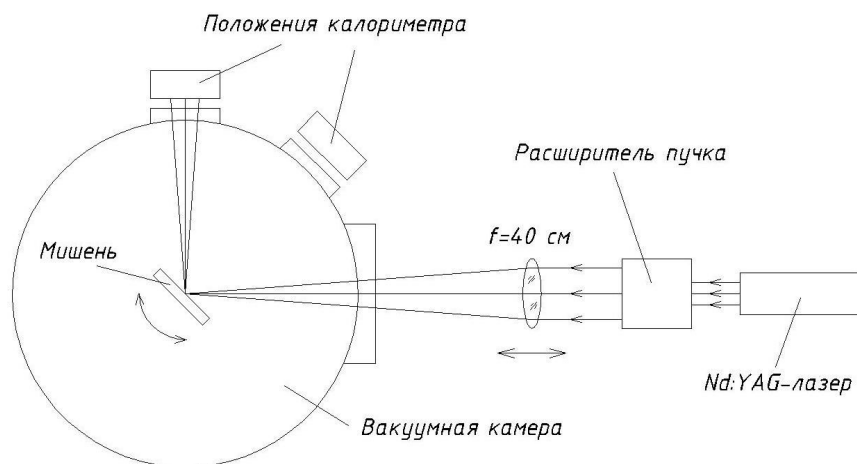


Рис.1. Схема экспериментальной установки

Предварительно расширенный лазерный пучок фокусировался линзой на поверхность мишени, расположенной в вакуумной камере. Механизм подвижки обеспечивал линейные перемещения мишени и изменение угла падения. Получаемая на поверхности мишени интенсивность могла варьироваться (10^{11} – 10^{13} Вт/см²) путем изменения размера фокального пятна. Давление в вакуумной камере составляло примерно 2×10^{-5} мм р.с.

Измерение коэффициента поглощения плазмы

В опыте измерялась энергия $E_{\text{гп}}$ на длине волны 1,064 мкм в зеркально отраженной компоненте.

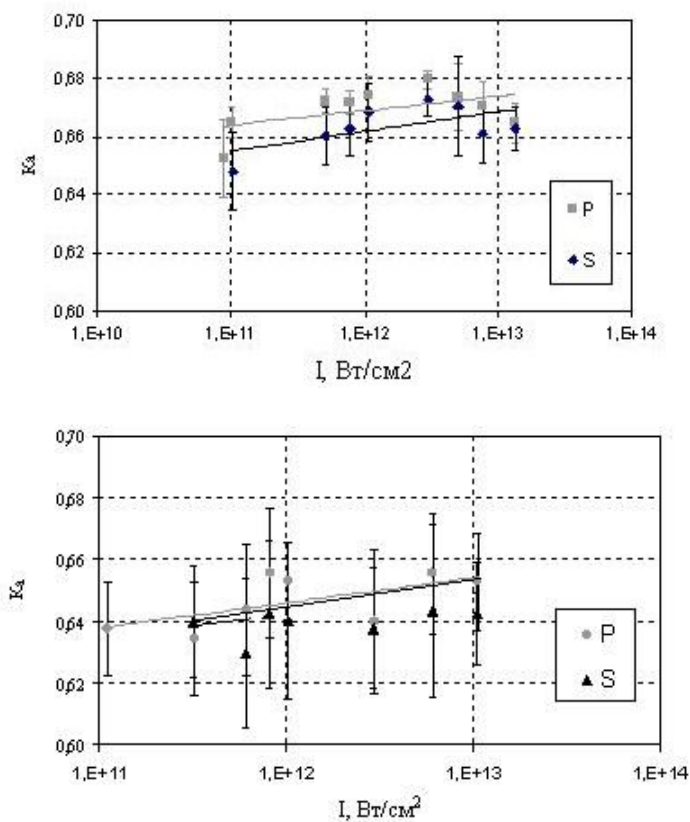


Рис. 2. Графики зависимости коэффициента поглощения плазмы κ_a от расчетной интенсивности I инициирующего лазерного излучения на поверхности мишени, для углов падения $22,5^\circ$ (вверху) и 45° (внизу) при различных состояниях поляризации

Калориметр устанавливался за окнами вакуумной камеры (см. рис. 1) в двух положениях: для углов падения $22,5^\circ$ и 45° . При этом телесный угол, в котором велись измерения, составлял 0,055 ср. С целью исключения влияния образовавшихся в результате лазерной абляции кратеров на результаты эксперимента каждый последующий лазерный импульс фокусировался в новое место мишени. Вследствие недостаточной чувствительности калориметра не удалось провести прямые измерения коэффициента диффузного отражения κ_{rd} , поэтому он определялся через отношение пороговой энергии чувствительности калориметра к падающей на мишень энергии E_0 . Значение κ_{rd} в опытах принималось равным 0,3. Коэффициент поглощения κ_a вычислялся по следующей формуле: $\kappa_a = 1 - (\kappa_{rd} + E_{tm} / E_0)$. Графики полученных зависимостей представлены на рис. 2.

Из графика на рис. 2 (вверху) видно, что в случае *P*-поляризации падающего излучения коэффициент поглощения плазмы несколько превышает тот же параметр в случае *S*-поляризации. Это объясняется действием резонансного механизма поглощения, отсутствующего при *S*-поляризации. Однако описанное превышение является крайне малым, и можно утверждать, что в исследуемом диапазоне интенсивностей преобладает тормозной механизм поглощения лазерного излучения в плазме.

Теоретическая оценка параметров плазмы

Коэффициент поглощения плазмы κ_a представим в виде [6]

$$\kappa_a = \kappa_{ap} + \kappa_{am},$$

где κ_{ap} – коэффициент резонансного поглощения; κ_{am} – коэффициент тормозного поглощения;

$$\kappa_{ap} = \frac{1}{2} \left(1,747 \cdot a \cdot \sin(\theta) \cdot \exp \left[\frac{-2 \cdot (a \cdot \sin(\theta))^3}{3} \right] \right)^2, \quad a = \sqrt[3]{\frac{2\pi \cdot L_n}{\lambda}} \quad (1)$$

$$\kappa_{am} = 1 - \exp \left(-\gamma \cdot \frac{L_n \cdot v_{ei} \cdot \cos^5 \theta}{c} \right), \quad (2)$$

$$\gamma = \frac{4}{3} \left(1 - \left(1 + \frac{\beta}{2} \right) \cdot (1 - \beta)^{0,5} \right), \quad n(x) = \beta \cdot n_{ec} \cdot \exp \left(\frac{x}{L_n} \right), \quad \beta < 1$$

где v_{ei} – частота электрон-ионных столкновений, c^{-1} ; L_n – характерный размер неоднородности, м; θ – угол падения излучения на мишень; c – скорость света в вакууме, м/с; λ – длина волны лазера, м; β – численный коэффициент, определяющий профиль электронной концентрации $n(x)$; x – координата по оси, перпендикулярной к поверхности мишени. В случае полностью ионизованной плазмы можно воспользоваться формулой [7]

$$v_{ei} = \left(2,4 \times 10^4 \frac{T_e^{3/2}}{n_{ec} \cdot z} \right)^{-1}, \quad (3)$$

где T_e – электронная температура, эВ; n_{ec} – критическая концентрация электронов, cm^{-3} ; z – средний заряд иона;

$$n_{ec} = \frac{m_e \cdot \omega^2}{4\pi \cdot e^2}, \quad (4)$$

где m_e – масса электрона, г; ω – круговая частота лазерного излучения, c^{-1} ; e – заряд электрона, ед. СГС

Для случая химических элементов с большим атомным номером удобно пользоваться формулой

$$z = 76 \cdot T_e^{5/6} \quad (T_e \text{ в кэВ}), \quad (5)$$

$$T_e [\text{В кэВ}] = \left(\frac{C_s^2 \cdot m_i}{76 \cdot 1,6 \times 10^{-16}} \right)^{6/11}, \quad (6)$$

где C_s – скорость ионного звука, м/с; m_i – масса иона, кг;

$$C_s = \frac{L_n}{\tau}, \quad (7)$$

где τ – длительность лазерного импульса, с.

Для получения теоретических значений коэффициента тормозного поглощения по графикам на рис. 2 определяем κ_{ap} . По формуле (1) вычисляем значение L_n . Затем, используя формулы (2)–(7), получаем основные параметры плазмы (см. таблицу).

	L_n , мкм	C_s , км/с	T_e , эВ	z	n_{ec} , см ⁻³	v_{ei} , с ⁻¹	β	κ_{am}	κ_{ap}
$\theta = 22,5^\circ$	13,6	45,3	156	16	$9,6 \times 10^{20}$	$3,3 \times 10^{14}$	0,42	0,65	0,01
$\theta = 45^\circ$	10	33,3	112	12	$9,6 \times 10^{20}$	$4,2 \times 10^{14}$	0,74	0,63	≈ 0

Таблица. Параметры лазерной плазмы

Исследование диаграммы направленности разлета осколков

Для проведения опыта на расстоянии около 2 см от мишени были установлены пластинки из оргстекла (поз. 1, 2, 3 на рис. 3).

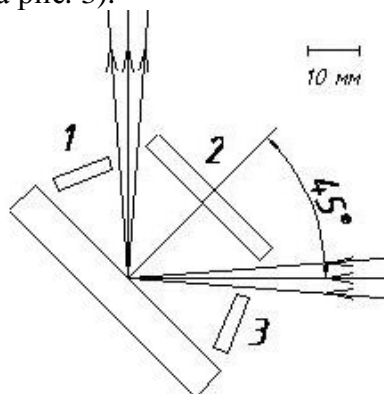


Рис. 3. Схема опыта по изучению характера разлета осколков мишени

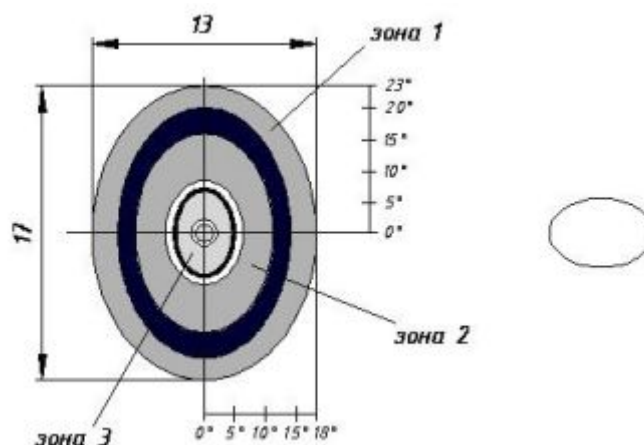


Рис. 4. Изображение пятен на поверхности пластинки 2 (слева). Также показаны форма и расположение фокального пятна (справа). Размер фокального пятна ~100 мкм

По мишени из олова было сделано 1200 «выстрелов». В результате обнаружались следы продуктов взаимодействия лазерного излучения с материалом мишени. Вид распределения этих следов по поверхности пластинки 2 с указанием линейных (в мм) и угловых размеров изображен на рис. 4. На пластинках 1 и 3 следы обнаружены не были.

Периферийные области (рис. 4, зоны 1 и 2) представляли собой сплошной, тонкий, полупрозрачный слой олова с хорошими зеркальными свойствами. К центру толщина осажденного слоя возрастала. В центральной области (рис. 4, зона 3) слой олова был непрозрачным, матовым с выраженными концентрическими кольцами.

Взаимная ориентация области осажденных осколков и пятна фокусировки лазерного излучения подтвердило наличие так называемого «flip-over» эффекта, описанного в [8].

Для измерения коэффициента отражения тонкого зеркального слоя излучение лазера фокусировалось на поверхность пластинки 2, расположенной под углом 45° к падающему пучку (см. рис. 1). Интенсивность излучения при этом составляла $\sim 10^{12}$ Вт/см². По результатам нескольких измерений коэффициент зеркального отражения зоны 2 составил примерно 3%. Важно отметить, что после воздействия одного лазерного импульса зеркальный слой полностью исчезал.

Заключение

В результате проведенной работы было установлено, что коэффициент поглощения лазерной Sn плазмы слабо зависит от интенсивности лазерного излучения и равен примерно 65% в диапазоне изменения интенсивности от 10^{11} до 10^{13} Вт/см². Обнаружилось значительное превышение доли тормозного поглощения над резонансным. Была исследована диаграмма направленности разлета продуктов взаимодействия лазерного излучения с материалом мишени. В результате были получены характерные эллипсовидные области осажденного вещества, причем максимум разлета осколков приходился на направление, нормальное к поверхности мишени. Был экспериментально обнаружен «flip-over» эффект.

Литература

1. O'Sullivan G., Cummings A., Duffy G., Dunne P., Fitzpatrick A., Hayden P. Optimising an EUV source for 13.5 nm. // Proc. SPIE, 2004, vol.5196, pp.273–281.
2. Jansson P.A.C., Hansson B.A.M., Hemberg O., Otendal M. Liquid-tin-jet laser-plasma extreme ultraviolet generation. // Appl. Phys. Lett., 2004, vol.84, № 13, pp. 2256–2258.
3. Shimada Y., Nishimura H., Hashimoto K., Yamaura M., Shigemori K., Nakai M., Fujioka S. Properties of EUV emissions from laser-produced tin plasmas. // Proc. SPIE, 2004, vol.5374, pp.912–917.
4. Milchberg H.M., Freeman R.R. Light absorption in ultrashort scale length plasmas. // J. Opt. Soc. Am. B, 1989, vol.6, № 7, pp.1351–1355.
5. Андреев А.А., Баянов В.И., Ваньков А.Б., Чижов С.А., Яшин В.Е. Поглощение лазерного УКИ, генерация рентгеновского излучения и быстрых частиц горячей плотной плазмой. // Квант. Электрон. 1996. 23. № 10. С. 907–910.
6. Дюдерштадт Д., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез / Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1984.
7. Мак А.А., Соловьев Н.А. Введение в физику высокотемпературной лазерной плазмы. Л.: Издательство Ленинградского университета, 1991.
8. Anisimov S.I., Luk'yanchuk B.S., Luches A. An analytical model for three-dimensional laser plume expansion into vacuum in hydrodynamic regime. // Applied Surface Science, 96-98, 1996, pp.24–32.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОПТИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ ПЕРЕСТРОЙКИ СТРУКТУРЫ МОЛЕКУЛЯРНОГО СЛОЯ

С.И. Герасимова

Научный руководитель – д.ф.-м.н., ст.н.с. Т.К. Разумова (ГОИ им. С.И. Вавилова)

Исследована перестройка структуры и изменение оптических параметров молекулярного слоя дикарбонининового красителя под действием импульсов излучения рубинового лазера наносекундной длительности. Показано, что степень изменения оптических свойств зависит от плотности энергии импульса. Результаты работы подтвердили возможность использования процесса фотостимулированной перестройки структуры молекулярного слоя в качестве оптического метода записи информации.

Введение

В настоящее время в процессе разработки и исследования находятся многие методы записи, обработки и хранения информации. Переход к оптическому диапазону и молекулярным системам с характерным размером чувствительного элемента $\sim(1-10)$ нм дает возможность получения высокого пространственного разрешения и плотности записи информации. Одним из разработанных методов является запись информации на молекулярных слоях, основанная на тепловом или оптическом разрушении элементов слоя [1, 2]. Целью данной работы является исследование возможностей применения для оптической записи и долговременного хранения информации процессов фотостимулированной необратимой перестройки структуры и пространственной ориентации органических молекул в слоях на твердых подложках.

Возможность записи информации связана с существенным изменением оптических характеристик молекулярного слоя в результате фотостимулированной перестройки. Эффект пространственной переориентации компонентов слоя вследствие оптического возбуждения был обнаружен в молекулярных слоях красителей [3, 4]. Было показано, что состав слоя, спектральные параметры и пространственная ориентация компонентов слоя определяются строением органической молекулы, ее концентрацией и параметрами подложки [4–7]. Однако закономерности изменения пространственной ориентации компонентов молекулярного слоя практически не изучены.

Задачей работы является выяснение закономерностей пространственной переориентации молекулярных компонентов слоев красителей под действием оптического излучения и выявление связи между степенью изменения угла ориентации и параметрами излучения.

Экспериментальные исследования

Экспериментальные исследования состояли из трех этапов. На первом этапе спектрально-поляризационным методом определен исходный состав слоя и ориентация отдельных компонентов. На втором этапе слой был подвергнут воздействию излучения монокристаллического лазера на рубине с разной плотностью мощности, которое стимулировало пространственную переориентацию молекул на поверхности подложки. На последнем этапе исследованы изменения спектра поглощения слоя и рассчитан угол, на который повернулась цепь сопряжения молекулы относительно нормали к подложке.

Объект исследования

В качестве объекта исследования были использованы полиметиновые красители (ПК). Такой выбор обусловлен рядом преимуществ, которые определяются строением этих молекул.

ПК – катионные красители, состоящие из положительно заряженного многоатомного органического катиона, определяющего оптические свойства ПК, и неорганического аниона (например, ClO_4^-) практически не влияющего на эти свойства [8, 9]. Катион ПК

состоит из двух гетероциклических концевых групп (КГ), связанных цепочкой из нечетного числа метиновых групп СН (рис. 1). Ориентация полиметиновой цепи определяет пространственную ориентацию дипольного момента перехода в длинноволновой полосе поглощения (переход $S_0 \rightarrow S_1$). Это дает возможность легко определять ориентацию молекулы относительно поверхности подложки спектрально-поляризационными методами.

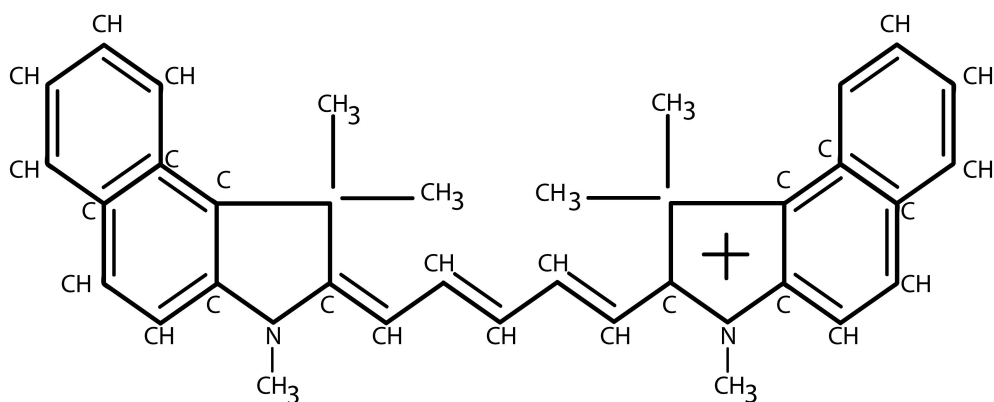


Рис. 1. Структурная формула катиона дикарбоцианинового ПК

Для полиметиновой цепи ПК характерны чередование зарядов и выровненные С–С связи. Такое строение обеспечивает большие сечения оптических переходов с поглощением (σ_0), что очень важно как для чувствительности спектральных исследований, так и для эффективного поглощения энергии падающего излучения. Из всех полиметинов наибольшие сечения поглощения ($\sigma_{\max} \sim 10^{-15} \text{ см}^{-2}$) имеют дикарбоцианиновые соединения, цепь сопряжения которых содержит 5 групп СН.

Положение длинноволновой полосы поглощения дикарбоцианиновых соединений обеспечивает эффективное возбуждение слоя излучением основной частоты рубинового лазера (694,3 нм), что дает возможность изменять плотность мощности возбуждения в широком диапазоне.

Предполагается, что одним из возможных этапов фотостимулированной переориентации ПК в слое является процесс фотоизомеризации [10]. Исследования дикарбоцианиновых слоев могут дать сведения, необходимые для выяснения роли этого механизма в процессе переориентации, так как фотоизомеризация этих соединений хорошо изучена.

Перечисленные параметры определили выбор дикарбоцианиновых ПК в качестве объектов исследования. Основные эксперименты были проведены на одном из наиболее устойчивых соединений – симметричном красителе 1,3,3,1',3',3'-гексаметил-4,5,4',5'-дибензо-индадикарбоцианин-перхлорате (рис. 1).

Материал подложки, на которую нанесен молекулярный слой, должен быть прозрачным в спектральных областях возбуждения и оптического зондирования и не разрушаться под действием лазерного излучения. В связи с этим в качестве материала было выбрано оптическое стекло – крон К8.

Исследуемые слои нанесены из раствора ПК в этиловом спирте на вращающуюся подложку (диаметр 26 мм, толщина 2 мм). Такая методика обеспечила круговую симметрию ориентации моментов перехода относительно нормали к поверхности образца.

В симметричном дикарбоцианине химическое строение концевых групп одинаково. В растворах таких ПК внутримолекулярное распределение электронной плотности симметрично [8]. Известно, что на поверхности стекла существуют отрицательные заряды [6]. В молекулах слоя под действием поверхностных зарядов подложки происходит смещение электронной плотности. Вследствие этого электронное строение химически симметричной молекулы становится асимметричным, и молекула ориентируется под определенным углом к подложке.

Концентрация красителя в значительной степени влияет на компонентный состав молекулярного слоя [11]. В слоях исследованных ПК могут присутствовать два мономерных стереоизомера (all-trans-изомер F_1 и β -cis-изомер F_2), димер (F_d) и J-агрегат (F_j). Строение мономера F_1 совпадает со строением молекулы, изображенной на рис. 1. Димеры образованы двумя мономерами, а J-агрегат представляет собой цепь из нескольких мономеров.

В работе [11] было выделено два типа устойчивой во времени пространственной ориентации компонентов слоя. Тонкие слои (количество монослоев $N_{mc} < 3$) преимущественно образованы молекулярными компонентами с пространственной ориентацией первого типа (табл. 1). Второй тип, все компоненты которого имеют другие углы ориентации, появляется с увеличением толщины слоя ($N_{mc} > 3$). Под действием лазерного излучения происходит пространственная перестройка компонентов второго типа в первый с соответствующим изменением углов ориентации θ_i ($\theta_1, \theta_2, \theta_j$ – увеличиваются, θ_d – уменьшается).

Тип ориентации слоя	Угол ориентации компонента F_i в градусах			
	θ_1	θ_2	θ_j	θ_d
1 тип	67.5 ± 0.6	63.8 ± 0.8	70.7 ± 2.0	33.2 ± 1.0
2 тип	58.7 ± 0.6	57.2 ± 0.7	63.4 ± 1.0	43.5 ± 1.1

Таблица 1. Углы пространственной ориентации компонентов в молекулярных слоях ПК 1-го и 2-го типов

Известно, что облучение слоев первого типа не приводит к изменению величины θ_1 [11]. Исходя из этих результатов в качестве объекта исследования были выбраны слои второго типа с концентрацией $\sim 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ($N_{mc} \sim 20$).

Методика измерения

Методика определения пространственной ориентации компонентов слоя основана на спектрально-поляризационных исследованиях, выполненных на спектрофотометре СФ56 в диапазоне длин волн 350–1100 нм с шагом 1 нм. Компонентный состав слоя определен по спектрам поглощения неполяризованного излучения, измеренным при нормальном падении (угол падения $\alpha = 0^\circ$). Для выделения спектра поглощения слоя из спектра экстинкции образца вычтена экстинкция подложки (поглощение, френелевское отражение и интерференционные потери). При выделении спектров отдельных молекулярных компонентов (F_1, F_2, F_j, F_d), спектр каждого из компонентов представлен в виде суммы трех гауссовых функций ($0 \rightarrow 0, 0 \rightarrow 1$ и $0 \rightarrow 2$ электронно-колебательные переходы):

$$Y = \sum_{q=0}^2 \frac{A_q}{\omega_q \sqrt{\pi/2}} \cdot e^{-\frac{2(\nu - \nu_{0q})^2}{\omega_q^2}}, \quad (1)$$

где A_q – амплитуда, ν_{0q} – частота перехода, ω_q – ширина гауссова контура.

На рис. 2 представлены спектры поглощения необлученного слоя и его молекулярных компонентов F_1 .

Для определения углов ориентации измерены поляризационные спектры образца при косом падении зондирующего излучения. На рис. 3 показана оптическая схема поляризационных измерений, проведенных с помощью призмы Глана. Зондирующий луч распространяется вдоль оси Y , ось X лежит в плоскости поверхности образца. Таким образом, экспериментально измерены спектры оптической плотности поглощения D_x и D_z с векторами линейно поляризованного излучения E_x и E_z соответственно. Для уменьшения по-

грешности измерения проведены для разных углов падения ($\alpha = 30^0; 45^0; 52,5^0; 60^0$). Результаты расчета угла θ усреднены для всех углов α .

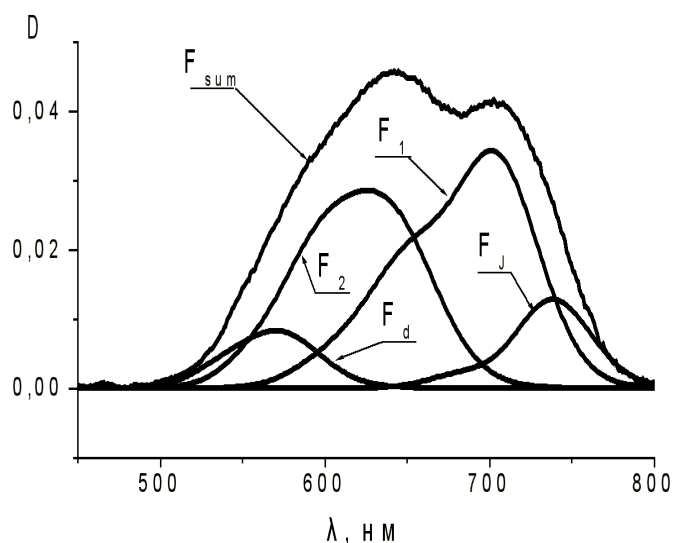


Рис. 2. Спектры необлученного слоя ПК (F_{sum}) и его молекулярных компонентов (F_i)

Для определения углов ориентации θ_i между дипольным моментом перехода $S_0 \rightarrow S_1$ компонентов слоя и нормалью к подложке использован спектр отношения оптических плотностей $D_z/D_x = R(\alpha)$. Это позволило избежать ошибок, связанных с неравномерностью нанесения слоя.

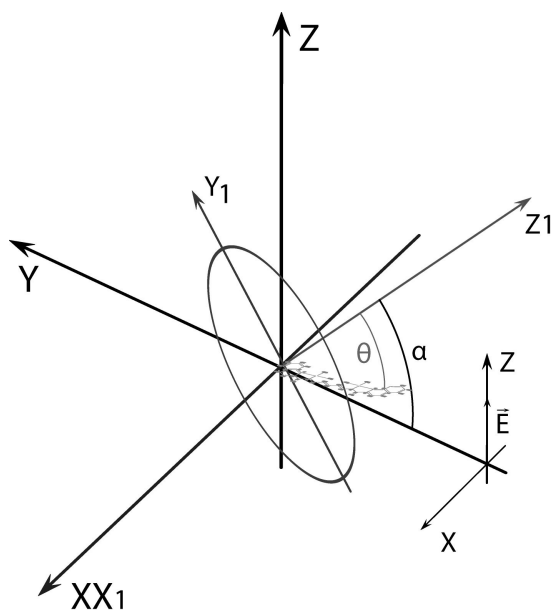


Рис. 3. Оптическая схема измерения поляризационных спектров

При оценке углов θ_1 формы F_1 значения $R(\alpha)$ взяты в области малых перекрытий спектра F_1 со спектрами других компонентов ($\lambda=693$ нм). Расчет проведен по формуле, полученной для круговой симметрии ориентации молекул относительно нормали к поверхности слоя:

$$\cos^2 \theta_1 = [R_\lambda(\alpha) - \cos^2 \alpha] / [R_\lambda(\alpha) + 2 - 3 \cos^2 \alpha], \quad (2)$$

где $R_\lambda(\alpha) = D_{Z\lambda} / D_{X\lambda}$.

Для определения углов θ_i других F_i величины $R_\lambda(\alpha)$ взяты в области перекрытия спектров двух компонентов, для одного из которых θ_k определен. Использовано следующее выражение:

$$\cos^2 \theta_i = (A_\lambda - D_{i\lambda} \cdot \cos^2 \alpha) / [A_\lambda + D_{i\lambda} \cdot (2 - 3 \cos^2 \alpha)],$$

$$A_\lambda = R_\lambda(\alpha) \cdot (D_{k\lambda} + D_{i\lambda}) - D_{k\lambda} [\cos^2 \alpha + \cos^2 \theta_k \cdot (2 - 3 \cos^2 \alpha)] / \sin^2 \theta_k. \quad (3)$$

Здесь $D_{i\lambda}$ и $D_{k\lambda}$ – оптические плотности компонентов F_i и F_k на длине волны λ в спектре, измеренном при нормальном падении.

Вначале определены значения θ_2 и θ_j по известному значению θ_1 ($k=1$), а затем по известному θ_2 ($k=2$) оценена величина θ_d .

Результаты экспериментов

В качестве источника возбуждения использован моноимпульсный рубиновый лазер ($\lambda=694,3$ нм, длительность импульса ~ 20 нс, энергия импульса до 0,7 Дж). Оптическая схема возбуждения (рис. 4) состоит из отрицательной и положительной цилиндрических линз, расположенных последовательно, и матовой пластины, примыкающей к образцу. Перед образцом помещена щель, размер которой (24×4 мм²) определен сечением зондирующего пучка в спектрофотометре СФ56 и диапазоном изменения углов падения α . Такая оптическая схема обеспечивает равномерное возбуждение образца в пределах площади, выделяемой щелью. Энергия излучения на поверхности образца измерена фотоэлементом Ф5, предварительно градуированным с помощью измерителя энергии ИКТ-1М. Максимальная плотность энергии на образце ~ 80 мДж/см². Изменение плотности мощности излучения на образце осуществлено с помощью нейтральных фильтров с известным пропусканием.

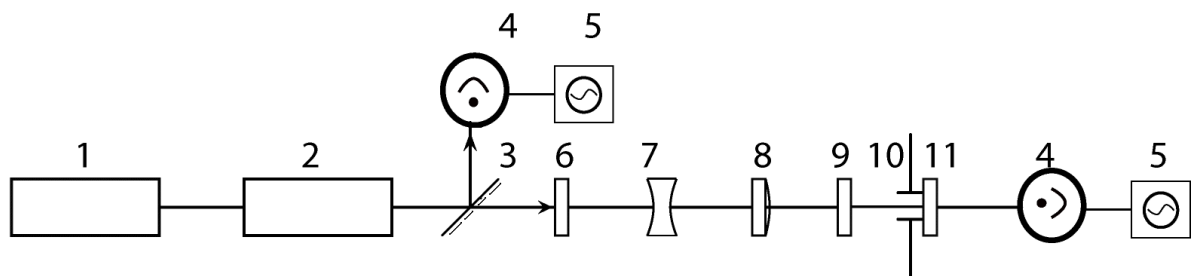


Рис. 4. Оптическая схема установки: 1 – рубиновый лазер, 2 – усилитель, 3 – светоделительная пластина, 4 – фотоэлемент Ф5, 5 – осциллограф С 8-3, 6 – нейтральные светофильтры, 7 – отрицательная цилиндрическая линза, 8 – положительная цилиндрическая линза, 9 – матовая пластина, 10 – щель, 11 – образец

Исследования показали, что под действием моноимпульсного лазерного излучения меняются как углы ориентации, так и концентрации каждого из компонентов. Из рис. 5 видно, что, по мере накопления суммарной плотности энергии возбуждения (E_Σ) при увеличении числа импульсов излучения, углы θ_i компонентов F_1 , F_2 и F_j увеличиваются, а θ_d – уменьшается. Разница между начальными и конечными величинами θ_i составляет $\sim 10^\circ$. Начиная с некоторого момента дальнейшее облучение с одной и той же плотностью энергии в импульсе (E_S) не приводит к изменениям углов ориентации, и величины θ_i выходят на насыщение.

На рис. 6 представлены зависимости $\theta_1 = f(E_\Sigma)$ для мономера F_1 при разной плотности энергии в импульсе, из которых видно, что увеличение E_S ведет к росту предельного угла насыщения. После облучения спектральный контур поглощения слоя оказывается деформированным в результате не только переориентации компонентов, но их структурной перестройки друг в друга (рис. 7). Перестройка приводит к увеличению относитель-

ной концентрации компонента F_1 и незначительному увеличению концентрации F_J , в то время как концентрации F_2 и F_d заметно уменьшаются.

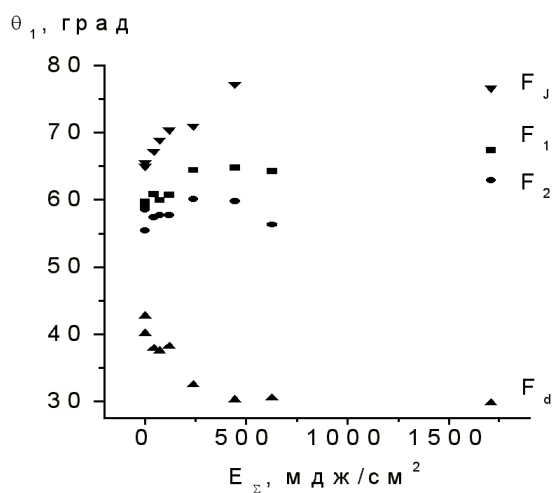


Рис. 5. Зависимости углов ориентации компонентов слоя от суммарной плотности энергии

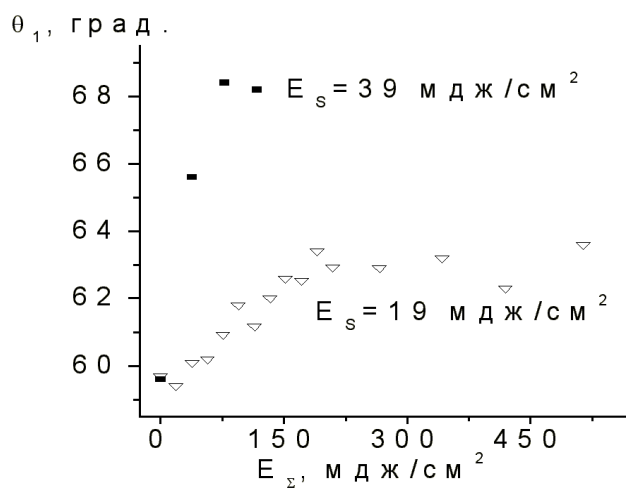


Рис. 6. Зависимости угла ориентации F_1 от суммарной плотности энергии при разной плотности энергии в импульсе

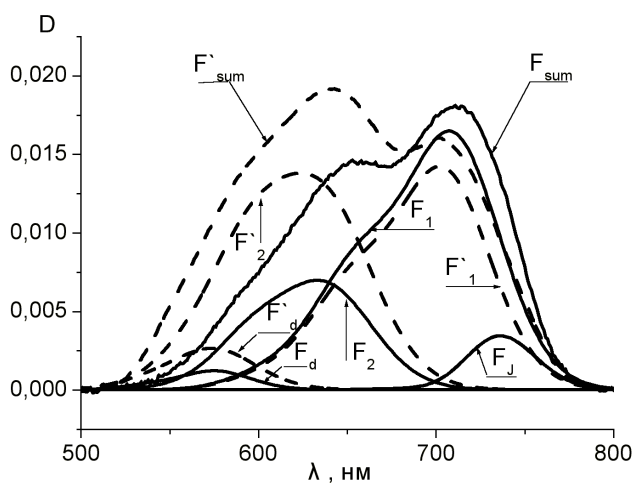


Рис. 7. Спектры поглощения слоя и отдельных компонентов до (F'_{sum}, F'_i) и после (F_{sum}, F_i) облучения

Вследствие переориентации компонентов и изменения их концентрации оптические параметры слоя необратимо меняются. Наиболее отчетливо изменение оптической плотности и спектров поглощения проявляется в случае зондирования образцов наклонными пучками с поляризацией E_Z .

Заключение

Проведенные исследования позволяют сделать ряд выводов.

1. Под воздействием излучения, резонансного по отношению к одному из компонентов молекулярного слоя (all-trans-изомер F_1), происходит как пространственная переориентации, так и взаимное преобразование всех компонентов слоя, приводящее к изменению относительной и абсолютной концентрации этих компонентов.
2. Необратимое изменение структуры приводит к изменению спектра и оптической плотности поглощения слоя для нормального падения и спектров поляризованного поглощения для наклонных пучков.
3. Скорость и предельно достижимые величины перестройки слоя зависят от плотности энергии в одиночном лазерном импульсе. Для достижения максимального изменения оптических свойств слоя необходима плотность энергии в моноимпульсе лазера не менее 40 мДж/см^2 .
4. Для метки, минимальный размер которой определяется дифракционной расходимостью пучка (диаметр $\sim 1.8 \text{ мкм}$), необходимая энергия перестройки $\sim 1.5 \cdot 10^9 \text{ Дж}$.

Результаты работы подтверждают возможность использования процесса фотостимулированной перестройки структуры молекулярного слоя в качестве оптического метода записи информации. Можно ожидать, что чувствительность такого метода будет выше при использовании для считывания наклонных пучков, поляризованных в плоскости падения.

Литература

1. Wang Yang, Gu. Donong, Gan Fuxi. Optical recording properties of a novel subphthalocyanine thin film // Phys. Stat.Sol., A, 2001, v.186, №1, p. 71–77.
2. Kravets V.G., Vinnichenko K.L., Prygun O.V. Characterization and optical properties of organic dye films as recording media // Semiconduct. Phys., Quant. Electr. and Optoelectronics, 2000, v.3, №4, p.520–522.
3. Z. Sekkat, G Kleideiter, W. Knoll. Optical orientation of azo dye in polymer films at high pressure // The Journal of the Optical Society of America B.,-2001, v.18, №12, p.1854–1857.
4. Бонч-Бруевич А.М., Калитеевская Е.Н., Крутякова В.П., Разумова Т.К. Изменение пространственной ориентации компонентов молекулярного слоя под действием лазерного излучения // Оптический журнал. 2004. Т.71. №6. С.46–51.
5. Inoue T., Moriguchi M., Ogawa T.. Molecular orientation of oxacyanine dye in LB film determined by second harmonic generation and polarized absorption techniques // Thin Solid Films., 1999, v.350, №1–2, p.238–244.
6. Naber A., Fischer U.C., Kirchner S., Dziomba T., Kollar G., Chi L.F., Fuchs H. Architecture and surface properties of monomolecular films of a cyanine dye and their light-induced modification // J. Phys. Chem., 1999, v.103, p.2709–2717.
7. Ohline Sh.M., Lee S., Williams S., Chang C. Quantification of methylene blue aggregation in a fused silica surface and resolution of individual absorbance spectra // Chem. Phys. Lett., 2001, v.346, №1, p.9–15.
8. Крачковский А.Д. Строение и цвет полиметиновых красителей. Киев: Наукова думка, 1989.
9. Ищенко А.А. Строение и спектрально-люминесцентные свойства полиметиновых красителей. Киев: Наукова думка, 1994.
10. Кузьмин В. А. Фотохимия полиметиновых красителей // Успехи научной фотографии. 1984. Т.22. С.90–102.
11. Калитеевская Е.Н., Крутякова В.П., Разумова Т.К. Исследования влияния толщины слоя дикарбоцианиновых красителей на конформационный состав и пространственную ориентацию компонентов слоя // Оптика и спектр. 2004. Т.97. №6. С.955–963.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМ: ИЗМЕРЕНИЕ УГЛА НАКЛОНА МОЛЕКУЛ ОТНОСИТЕЛЬНО ПОВЕРХНОСТИ ПОДЛОЖКИ

А.И. Денисюк

Научный руководитель – д.ф.-м.н. Н.В. Каманина (ГОИ им. С.И. Вавилова)

Исследованы нематические жидкокристаллические системы с планарной ориентацией молекул к поверхности подложки. Представлены результаты измерения угла наклона молекул с использованием классического метода Берремана. Проведено сравнение экспериментальных данных с теоретическим расчетом. Дискутируется возможность применения указанного метода для измерения угла наклона молекул диспергированного жидкого кристалла на основе системы органический донор – фуллерен.

Введение

Жидкокристаллические (ЖК) модуляторы света широко применяются в различных устройствах оптоэлектроники: для коррекции фазовых аберраций, записи динамических голограмм, в дисплейной технике, медицине, др. Обладая такими важными свойствами, как малое управляющее напряжение питания, малая толщина модулирующего слоя, а также высокий контраст, данный тип модуляторов имеет существенный недостаток – сравнительно большое время переключения из состояния с максимальным двулучепреломлением (Δn) в состояние с минимальным Δn . Так, фирмой Jenoptik Technologie GmbH (Германия) выпускаются модуляторы на основе нематических ЖК со следующими параметрами: чувствительность 10–100 мкВт·мм⁻², разрешающая способность 25–40 мм⁻¹ и времена переключения 20–50 мс при функционировании устройств в спектральной области 550–700 нм [1]. Указанные времена переключения являются стандартными для нематических ЖК модуляторов с толщиной электрооптического слоя 10–15 мкм. Для сокращения времен переключения можно использовать смектические составы, однако возникают трудности с ориентированием граничных слоев ЖК, поскольку нарушается слоистая упаковка молекул смектика по объему мезофазы. Немаловажна также проблема дороговизны смектиков: действительно, в настоящее время цена одинакового количества матричного вещества из класса смектиков на порядок выше, чем для нематиков. В связи с этим многие научные группы исследуют различные способы улучшения временных характеристик именно нематических ЖК-систем [2–7]. Эти способы сводятся как к оптимизации условий питания, засветки, геометрических параметров устройства, так и к поиску новых физических принципов, способствующих ускорению переходных процессов в ЖК. Предложенная Н.В. Каманиной фуллеренсодержащая нематическая ЖК-система обладает временами включения ~0,05 мс и временами выключения 0,2 мс, что является на сегодняшний день лучшими характеристиками для нематических ЖК модуляторов, по сравнению с работами [2–4]. Становление идеи ускорения разворота ЖК-диполей с применением фуллеренов, ее разработка и подробное описание дано в работах [8–11].

Несмотря на успехи, достигнутые в улучшении временных параметров фуллеренсодержащих ЖК модуляторов, требуется провести ряд экспериментов по определению взаимосвязи различных свойств ЖК со спектральными, временными, энергетическими, поляризационными характеристиками внешних полей, а также поверхностными эффектами. Дело в том, что введение фоточувствительных компонентов на основе комплекса с переносом заряда органический донор – фуллерен приводит к повышению чувствительности структуры к управляющему внешнему воздействию. Учитывая тот факт, что речь идет о тонкопленочных системах (толщиной в десятки микрометров), роль поверхностного взаимодействия в данном случае достаточно существенна.

Целью данной работы являлось изучение поверхностного взаимодействия на границе раздела ЖК – твердое тело, определение угла наклона молекул к поверхности подложки и сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами. Учитывая фоточувствительность сенсibilизирующих добавок на основе фуллеренов и/или фуллеренсодержащих комплексов, на первом этапе работы предполагалось определить угол наклона в классических нематических ЖК с использованием традиционного метода Берремана.

Экспериментальные условия

В интерпретации Рапини [12,13] поверхностные эффекты связаны с углом наклона молекул относительно поверхности подложки (ориентирующего слоя) (см. рис. 1) следующим соотношением:

$$F_s = \frac{1}{2} W_s \sin^2 \Theta, \quad (1)$$

где F_s – плотность свободной поверхностной энергии, W_s – энергия сцепления молекул с поверхностью; Θ – средний угол наклона молекул ЖК к плоскости поверхности. При этом различают случаи жесткого сцепления (*strong anchoring*), когда $W_s \rightarrow \infty$, и слабого сцепления (*weak anchoring*), когда W_s имеет конечное значение; в типичных случаях оно составляет 10^{-5} Дж·м⁻².

В свою очередь, угол наклона определяется целым рядом факторов: геометрическим рельефом, энергией взаимодействия ЖК-поверхность и т.д. Угол наклона влияет на временные и контрастные характеристики ЖК [14]. Определение данного параметра позволит не только изучить внутреннюю структуру сенсibilизированного ЖК, но и определить энергию сцепления молекул с поверхностью. Именно поэтому, прежде чем изучать фуллеренсодержащие диспергированные нематические ЖК-системы, эксперимент по измерению угла наклона молекул проводился на ячейке с чистым нематическим ЖК.

Исследовались сэндвич-структуры, представленные на рис. 2. В качестве электрооптического слоя использовались отечественные смеси из класса цианобифенилов: ЖК1282, ЖК1289 толщиной 50 мкм и $\Delta n = 0,168$.

Определение угла наклона проводилось по методу Берремана [15]. Схема установки представлена на рис. 3. Объект исследования – ЖК-ячейка – устанавливается между скрещенными поляризаторами нормально к падающему лучу, так чтобы угол между плоскостью первого поляризатора и направлением директора ЖК составлял 45° (при этом пропускание системы максимально).

Определение угла наклона ЖК-молекул производится по измеренной угловой зависимости пропускания ЖК-ячейки при ее повороте в плоскости директора. Измеренная кривая симметрична относительно некоторой точки – угла α , который является экспериментальным углом наклона.

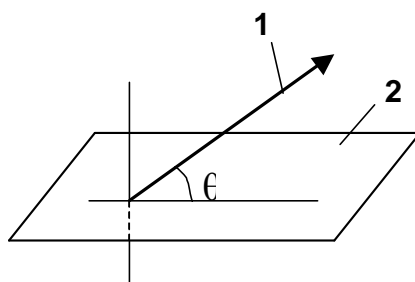


Рис. 1. Ориентация директора нематического жидкого кристалла (1) по отношению к плоскости подложки (2)

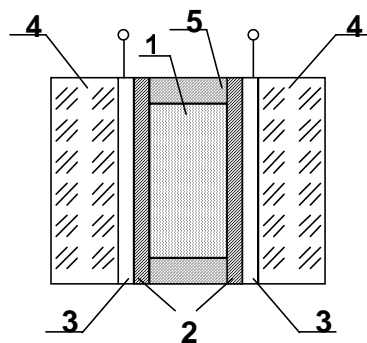


Рис. 2. Схематический вид ЖК-ячеек: 1 – нематический ЖК; 2 – ориентирующее покрытие; 3 – прозрачные электроды; 4 – стек-лянные подложки; 5 – диэлектрические прокладки

Для исключения систематических ошибок измерялись две кривые: одна соответствует положению ЖК-ячейки, показанному на рис. 3, другая – положению ячейки, повернутой на π вокруг оси луча лазера. Полученные результаты усреднялись.

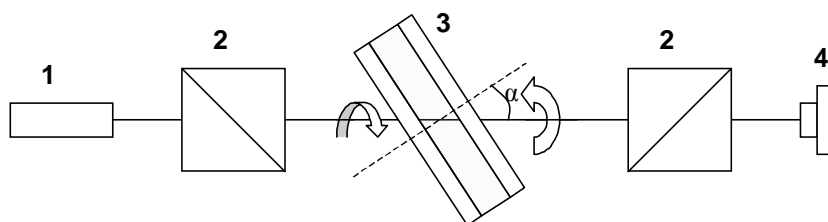


Рис. 3. Схема установки для измерения угла наклона молекул ЖК (1 – гелий-неоновый лазер; 2 – поляризаторы; 3 – измеряемая ЖК ячейка, расположенная на поворотном столике; 4 - фотоприемник)

Теоретически кривые должны быть симметричны относительно нуля градусов. Угол наклона молекул в ячейке Θ определяется по измеренному углу α , исходя из теоретического расчета, результаты которого приведены ниже.

Результаты и обсуждение

На рис. 4 представлены экспериментальные и теоретические угловые зависимости пропускания для ячейки с нематическим ЖК. При расчетах было сделано допущение, что молекулы ЖК по всей толщине слоя повернуты на один и тот же угол Θ . Таким образом, угол Θ , определенный из эксперимента, является некоторым средним углом по толщине ячейки и может отличаться от угла наклона молекул ЖК на поверхности.

Данный расчет выполнен для стационарного случая. Угловые зависимости пропускания вычислялись по следующей формуле (для случая скрещенных поляризаторов и угла между директором ЖК и плоскостями поляризаторов 45°):

$$T(\alpha, \Theta) = \sin^2 (\Delta\Phi(\alpha, \Theta)/2), \quad (2)$$

где α – угол поворота ЖК ячейки (рис. 3), Θ – угол наклона директора ЖК относительно поверхности (рис. 1), $\Delta\Phi(\alpha, \Theta)$ – разность фаз между необыкновенным и обыкновенным лучами после прохождения ЖК-слоя, определяемая по формуле

$$\Delta\Phi(\alpha, \Theta) = 2\pi/\lambda \cdot (L_e(\alpha, \Theta) - L_o(\alpha)), \quad (3)$$

где λ – длина волны лазера (0,633 мкм), $L_e(\alpha, \Theta)$ – оптический путь для необыкновенного луча, $L_o(\alpha)$ – оптический путь для обыкновенного луча. При расчете оптического пути для необыкновенного луча учитывалась угловая зависимость показателя преломления для необыкновенного луча $n_e(\alpha, \Theta)$.

Анализ рис. 4 показывает, что теоретические кривые хорошо соответствуют экспериментальным точкам при малых углах; положения максимумов и минимумов экспериментальных точек и теоретических кривых совпадают. По экспериментальным ре-

зультатам с учетом действующего теоретического представления определено, что в данной ячейке угол наклона молекул ЖК относительно поверхности $\Theta = 1,4^\circ$.

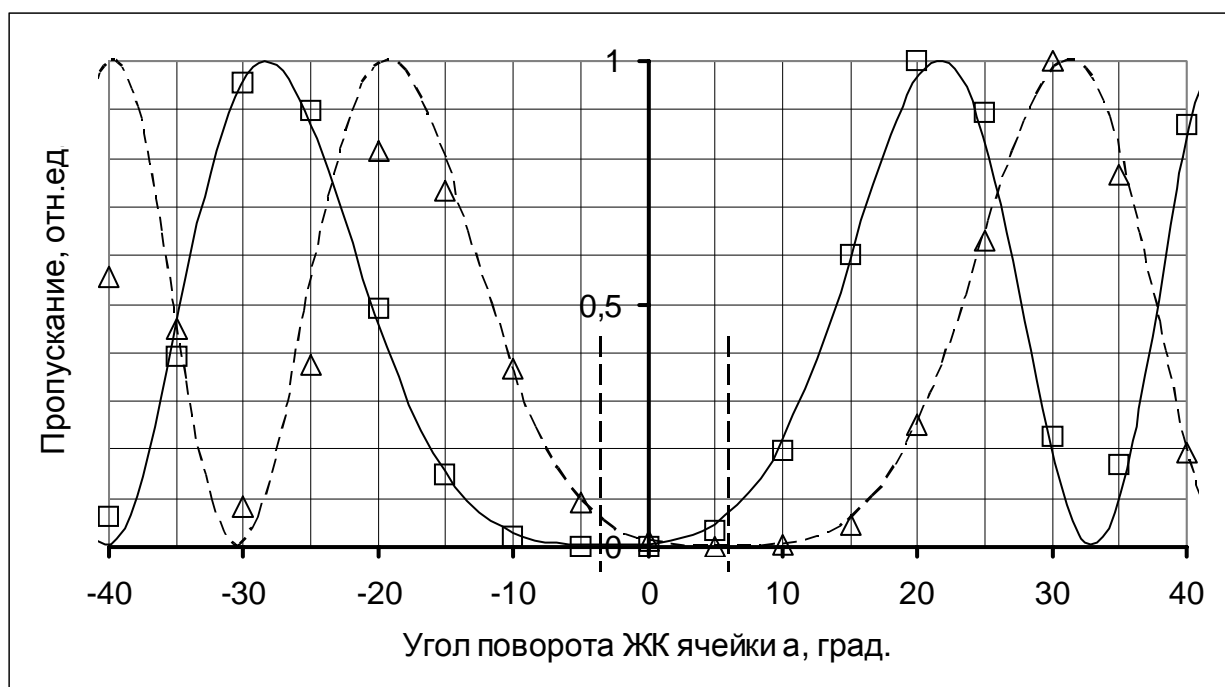


Рис. 4. Экспериментальные угловые зависимости пропускания для ячейки с нематическим ЖК (квадраты и треугольники) и соответствующие теоретически рассчитанные зависимости (тонкие сплошные и штриховые линии). Вертикальные штриховые линии обозначают положения симметрии кривых

Заключение

В комплексе исследований по изучению динамики разворота ЖК-молекул при внешнем полевом воздействии проведено измерение угла наклона молекул нематического ЖК по методу Берремана. Теоретически рассчитан угол наклона, исходя из упрощенной модели, в которой предполагается, что молекулы ЖК по всей толщине слоя повернуты на один и тот же угол. Показано, что теоретические результаты адекватны экспериментальным данным. Заметим, что данный метод и теоретический расчет, примененные для определения углов наклона молекул нематического ЖК, предполагается применить для определения углов наклона молекул ЖК в фуллеренсодержащей диспергированной ЖК системе.

Литература

1. Catalog & Handbook 95/96. Liquid Crystal Modulators, Components for optoelectronic systems.. Jenoptik Group Company.
2. Lucchetta D.E., Karapinar R., Manni A., Simoni F. Phase-only modulation by nanosized polymer-dispersed liquid crystals // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 9. P. 6060–6065.
3. Miniewicz A., Parka J., Bartkiewicz S., Januszko A. Liquid crystals as materials for real-time holographic optical devices// Pure Appl. Opt. 1998. V. 7. P. 179–189.
4. Wang Y.-J., Carlisle G. O. Optical properties of disperse-red-1-doped nematic liquid crystal// J. Mater. Science. 2002. V. 13. P. 173–178.
5. Каманина Н.В. Временные характеристики нематических жидкокристаллических ячеек с различными ориентирующими покрытиями // Письма в ЖТФ. 1996. Т.22. № 7. С. 53–56.
6. Каманина Н.В., Василенко Н.А. Исследование динамических характеристик структуры полиимид–ЖК для систем оптической обработки информации // ЖТФ. 1997. Т.67. № 1. С. 95–99.
7. Данилов В.В., Каманина Н.В. Исследование особенностей релаксационных процессов в жидкокристаллических бормановских системах // Оптика и спектроскопия 1998. Т.84. № 2. С. 327–330.

8. Kamanina N.V. Optical investigations of a C₇₀-doped 2-cyclooctylamino-5-nitropyridine–liquid crystal system // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 2002. V. 4. № 4. P. 571–574.
9. Ракчеева Л.П., Каманина Н.В. Перспективы использования фуллеренов для ориентации жидкокристаллических композиций // *Письма в ЖТФ*. 2002. Т.28. № 11. С. 28–36.
10. Каманина Н.В., И.Ю. Денисюк, М.М. Михайлова, С.В. Бутянов, Д.А. Московских, А.В. Мезенов, Ю.А. Зубцова, В.А. Шулев, В.Г. Погарева, И.Ю. Сапурина Новый эффект внутреннего ориентанта – значительное ускорение скорости поворота молекул жидкого кристалла при введении в него фуллеренсодержащих комплексов // *Оптический журнал*. 2004. Т. 71. № 3. С.72–76.
11. Kamanina N.V., Mikhailova M.M., A.I. Denisyuk, I.Yu. Sapurina Possible transition of fullerene-containing nematic liquid crystal to smectic phase // accepted for publication in *Mol.Cryst.Liq.Cryst.* 2005.
12. П. Де Жен. Физика жидких кристаллов. Пер. с английского, под ред. А.С. Сониной. М.: Мир. 1977. 400 с.
13. Л.М. Блинов. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
14. Лукьянченко Е.С., Козунов В.А., Григос В.И. Ориентация нематических жидких кристаллов // *Успехи химии*. 1985. Т. LIV. Вып. 2. С. 214–238.
15. Baur G., Wittwer V., Berreman D.W., Determination of the tilt angles at surfaces of substrates in liquid crystal cells // *Phys. Lett.* 1976. V. 56A. № 2. P. 142–144.

ИЗМЕРЕНИЕ ОДНОРОДНЫХ ШИРИН ПЛАЗМЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ МЕТОДОМ ВЫЖИГАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРОВАЛОВ

А.Е. Логунов

Научный руководитель – д.ф.-м.н., с.н.с. В.В. Хромов (ГОИ им. С.И. Вавилова)

В настоящей работе сообщается об использовании метода выжигания спектральных провалов с помощью процесса фотоатомной эмиссии для экспериментального измерения ширины плазменных колебаний в наноструктурах металлического натрия, находящихся на поверхности сапфира, кварца и стекла. Получены доказательства существования у одной металлической наночастицы двух плазменных резонансов, расположенных в видимой и ИК-области спектра. Обнаружены два механизма фотоиспарения металлических частиц – с сохранением их формы и с ее изменением.

Введение

Как известно, оптические свойства островковых металлических пленок существенно отличаются как от оптических свойств атомов, так и от оптических свойств массивных металлов. В частности, оптические спектры металлических наночастиц из золота, серебра, щелочных металлов определяются главным образом плазмонами, т.е. коллективными колебаниями свободных (проводящих) электронов, связанных с ионной решеткой.

Возбуждение коллективных колебаний свободных электронов может быть стимулировано оптическим излучением с возникновением резонансов в спектрах поглощения и рассеяния (что не характерно для массивных металлов) при совпадении частоты вынуждающего излучения с собственной частотой плазмона. Тот факт, что положение этих резонансов может варьироваться в широком диапазоне частот путем выбора различных металлов, созданием частиц определенного размера и формы, а также нанесения металлических наноструктур на различные диэлектрические подложки или внедрения их в различные матрицы [1], открывает возможности для создания материалов с особыми, заранее определенными линейными или нелинейными оптическими свойствами. Кроме того, возбуждение поверхностных плазмонов сопровождается значительным (резонансным) локальным увеличением электрического поля в области, размеры которой сравнимы с размерами частицы. Подобное явление может быть эффективно использовано, например, для увеличения степени фотонной эмиссии флуоресцирующих молекул красителей или при усилении эффекта комбинационного рассеяния на молекулах, адсорбированных на поверхности металлических наночастиц [2, 3]. Усиление поля находит применение в различных оптических приборах, таких как быстродействующие (гигагерцовые) фотоприемники, оптические переключающие устройства [4], биофизические сенсоры [5], оптический пинцет [6].

Положение плазмонных резонансов в спектре, а также его добротность, т.е. величина усиления поля вблизи частицы, есть функция размера и формы металлических частиц. Обычно напыляемые в вакууме островковые пленки представляют набор частиц, размеры и форма которых изменяется в широком диапазоне, так что при работе со спектром частиц мы получаем накладывающийся набор однородных ширины плазмонных резонансов. Однородная ширина определяется скоростями радиационной и фазовой релаксации локализованного плазмона. Поскольку именно однородная ширина резонанса определяет «качество» получаемых наноструктур, встает задача разработки методов измерения этой величины. Таким образом, здесь мы сталкиваемся с распространенной оптической задачей выявления однородной ширины на фоне неоднородного уширения. Общим подходом к решению этой проблемы в спектроскопии (атомов, молекул, оптических сред) являются методы нелинейной оптики. В нелинейной оптике известно несколько стандартных методов исключения неоднородного уширения. К ним

относятся измерение спектра резонансной флуоресценции, метод фотонного эхо, прожигание спектральных провалов [7].

До наших работ в этом направлении применяется только последний метод, но с использованием резонансного термического испарения пленок [8], который требует больших мощностей воздействующего на металлические частицы лазерного излучения и не свободен от недостатков. Во-первых, большие мощности излучения могут приводить к полевому уширению измеренных провалов, во-вторых, экспоненциальная зависимость скорости термического испарения от интенсивности излучения может приводить к большим систематическим ошибкам измеряемых ширин. Модификация метода выжигания спектральных провалов с использованием не теплового механизма испарения пленок в процессе фотоатомной эмиссии [9], позволяющая избежать перечисленные выше недостатки, сделала возможным экспериментальное определение величины однородной ширины плазмонного резонанса Γ_{hom} .

Селективное изменение формы и размеров частиц при лазерном воздействии

Идею метода можно проследить по рис.1.

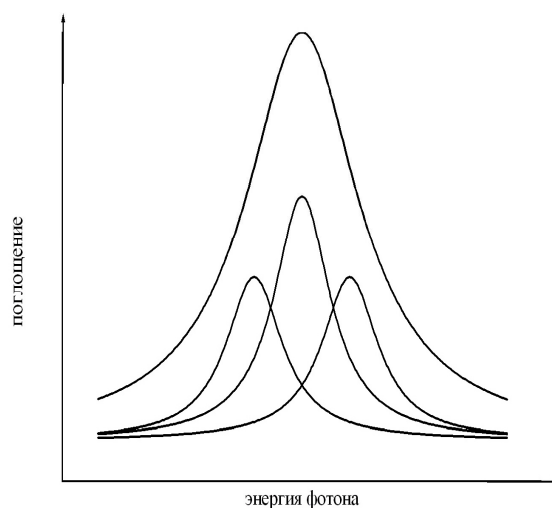


Рис. 1а. Широкое распределение частиц натрия по формам и размерам приводит к неоднородному уширению плазмонного резонанса

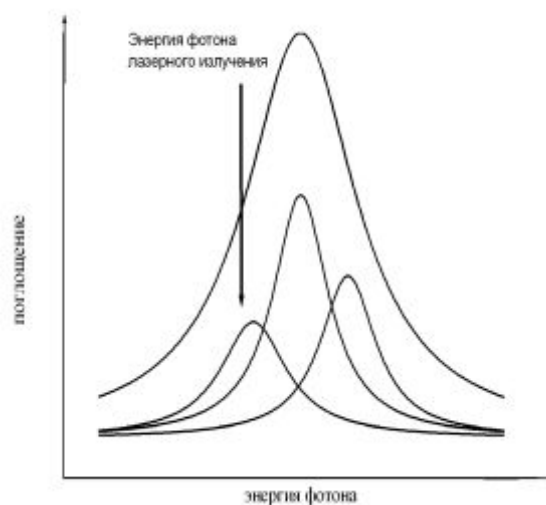


Рис.1б. Воздействие лазерным излучением на островковую пленку натрия приводит к фотодесорбции резонансно возбужденных частиц

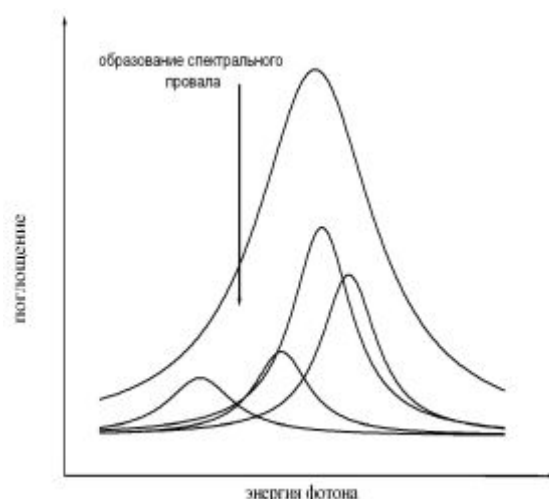


Рис.1в. После лазерного воздействия селективно возбужденные частицы уменьшаются в размере, меняют свою форму, что приводит к образованию провала в спектре экстинкции

На первом этапе (рис.1а) методом вакуумного напыления на прозрачную диэлектрическую подложку (кварц, сапфир, стекло) получают ансамбль частиц натрия с широким распределением по формам и размерам. Затем производят измерение спектра экстинкции наночастиц. Средний радиус частиц составил около 10 нм. Для частиц такого размера вклад рассеяния в ослабление проходящего излучения мал, так что спектр экстинкции практически полностью обусловлен поглощением. Затем металлическая пленка подвергается воздействию непрерывного лазерного излучения, с частотой расположенной внутри неоднородной линии поглощения пленки (спектральная ширина лазерного излучения ничтожно мала по сравнению с однородной линией поглощения). Частицы (рис. 1б), частота поверхностного плазмона которых совпадает с частотой воздействия, локально усиливают лазерное излучение вблизи своей поверхности, что приводит к процессу фотоатомной эмиссии атомов натрия. Атомы, фотоиспаряясь преимущественно с краев и периметра частицы, вызывают уменьшение большей полуоси кластеров, делая их форму более сферической и увеличивая частоту плазмона этих частиц. Кроме того, процесс фотоиспарения приводит к уменьшению объема частиц, а, следовательно, и к уменьшению поглощения падающего на нее излучения.

Еще одним механизмом изменения формы частиц может выступить явление поверхностной диффузии атомов, которое не приводит к изменению объема частиц. Таким образом, в результате размеры и форма частиц, взаимодействующих с электромагнитным полем лазерного излучения, изменяются, приводя к появлению провала в спектре поглощения. После воздействия (рис.1в) вновь измеряют спектр экстинкции частиц и, вычитая его из спектра, полученного после напыления, получают разностный спектр, откуда из ширины образовавшегося провала получают величины однородной ширины плазмонного резонанса.

Техника прожигания постоянных спектральных провалов обладает целым рядом преимуществ, наиболее существенными из которых является то, что метод фотоатомной эмиссии линеен по интенсивности воздействующего излучения и позволяет воздействовать на металлические наноструктуры резонансным и контролируемым образом.

Результаты эксперимента

В экспериментах использованы запаянные вакуумированные кюветы с стеклянными и кварцевыми окнами с металлическим натрием. При нагревании металла пары натрия конденсировались на холодном окне кюветы, образуя островковую металлическую пленку, спектр экстинкции которой измеряли на спектрофотометре СФ-56.

При слабом нагревании окна с напыленной пленкой она легко испарялась, так что эксперимент мог быть повторен многократно. Облучение ансамблей частиц проведено с помощью непрерывного излучения полупроводникового ($\lambda=810$ нм) и гелий-кадмиевого ($\lambda=441.6$ нм) лазеров. Изменения в спектре экстинкции надежно регистрировались при воздействии на каждый из двух пиков плазмонного резонанса. Эксперимент подтверждает теоретический вывод о возможности селективной фотомодификации металлических наночастиц.

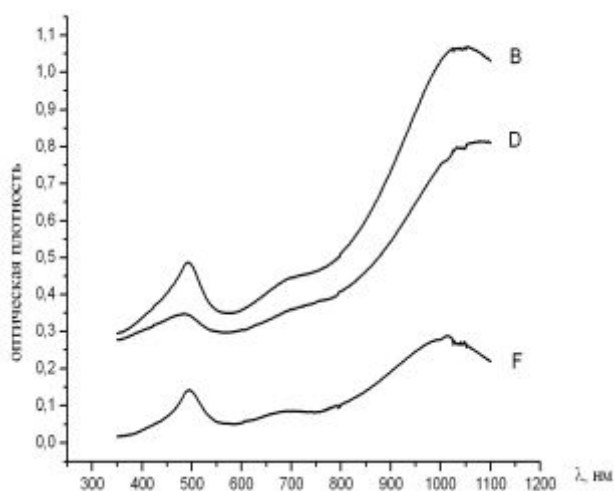


Рис. 2. Спектр экстинкции частиц натрия на кварцевой подложке: В – спектр экстинкции до облучения, D – после облучения $\lambda=441.6$ нм, F – разностный спектр ($F=B-D$)

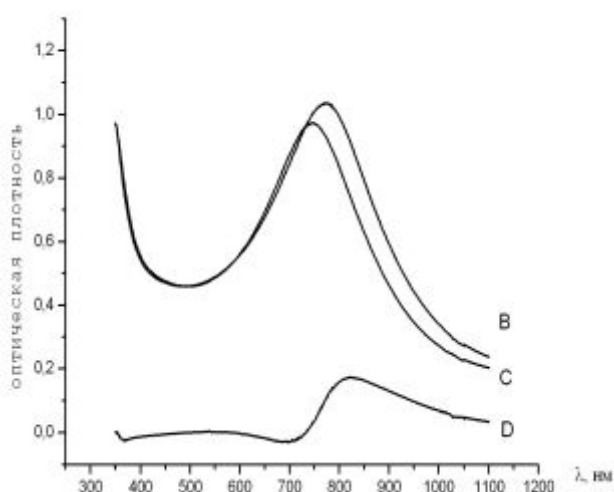


Рис.3. Спектр экстинкции частиц натрия на стеклянной подложке: В – спектр экстинкции до облучения, С – после облучения $\lambda=810$ нм, D – разностный спектр ($D=B-C$)

Результаты экспериментов представлены на рис. 2–4. Было показано, что изменение спектров поглощения при воздействии на пленку лазерного излучения линейно зависит от мощности излучения и времени воздействия, а ширина регистрируемого по разностному спектру провала не зависит от этих параметров.

Следует отметить, что воздействие лазерного излучения в области как длинноволнового плазмонного резонанса, так и коротковолнового, приводит к уменьшению поглощения одновременно в обоих полосах. Этот факт однозначно свидетельствует о том, что фотоиспаряемая металлическая частица имеет два плазмонных резонанса как в видимой, так и в ИК-областях спектра, поэтому испарение частицы приводит к наблюдаемым изменениям в интегральном спектре.

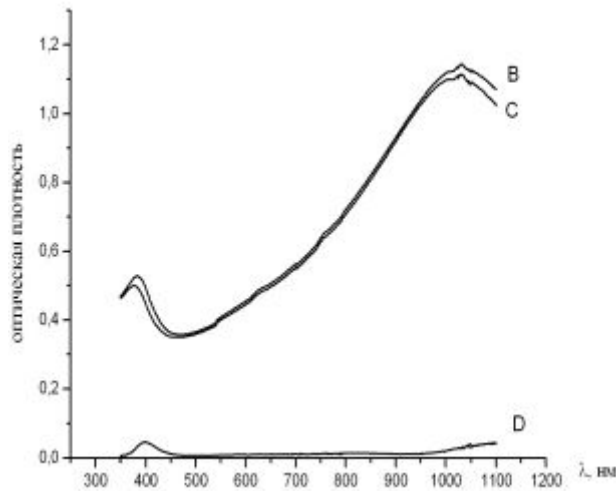


Рис. 4. Спектр экстинкции частиц натрия на сапфировой подложке: В – спектр экстинкции до облучения, D – после облучения $\lambda = 441.6$ нм, F – разностный спектр (F=B-D)

На рис. 3 приведены результаты измерений спектров поглощения для наноструктур натрия, напыленных на стекло. В отличие от случаев, когда в роле подложки выступали сапфир и кварц, здесь в разностном спектре, кроме провала, проявляется и увеличение поглощения в некотором диапазоне частот. Это означает, что в этом случае фотоиспарение происходит с изменением формы частицы. Поскольку это увеличение поглощения сдвинуто в сторону коротких волн от частоты излучения воздействующего лазера, то это означает, что форма этих частиц становится более сферической. Действительно, легко предположить, что атомы предпочтительно фотоиспаряются с краев и периметра частиц, вызывая уменьшение большей их полуоси и увеличивая частоту плазмонных колебаний этих частиц. В спектре экстинкции это проявится как появление частиц с новыми частотами поглощения. Вообще говоря, этот факт однозначно свидетельствует о неоднородности электромагнитного поля в окрестности металлической наночастицы.

По результатам измерений ширины «выжженного» провала из приведенных выше графиков были получены однородные ширины резонансов металлических наноструктур натрия на кварце и стекле с собственными частотами 2,52 эВ и 1,6 эВ. Полная ширина на полувывоте выжженного провала оказалась равной $\Gamma_{\text{hom}} = (290 \pm 20)$ мэВ, что позволило оценить время соответствующее обратной сумме скоростей радиационной и фазовой релаксации локализованного плазмона

$$T = \frac{\hbar}{\Gamma_{\text{hom}}} = (4,3 \pm 0,5) \text{ фс.}$$

Этот результат несколько превышает те оценки однородной ширины плазмонного резонанса, которые были сделаны, исходя лишь из объемных характеристик металлического натрия.

Было показано, что однородная ширина плазмонного резонанса в первом приближении не зависит от оптической толщины напыляемой пленки, т.е. от радиуса частиц, в интервале от 10 до 60 нм. Вместе с тем было обнаружено некоторое сокращение времени дефазировки в наночастицах, расположенных на поверхности кварца по сравнению с наночастицами на поверхности сапфира. Этот эффект можно связать с различным характером рассеяния электронов на поверхности раздела между металлом и подложкой в зависимости от электронной структуры материала подложки.

Заключение

В настоящей работе разработан метод выжигания спектральных провалов с помощью процесса фотоатомной эмиссии для экспериментального измерения ширин плазмонных колебаний в наноструктурах металлического натрия на поверхности сапфира, кварца и стекла. Получен новый экспериментальный метод, который позволяет измерять время, соответствующее обратной сумме скоростей радиационной и фазовой релаксации поверхностных плазмонов в условиях сильного неоднородного уширения, характерного для большинства способов приготовления пленок.

Измерены однородные ширины двух плазмонных резонансов в видимой и ИК-области спектра. Они оказались равными 290 мэВ, что несколько превышает те оценки однородной ширины плазмонного резонанса, которые были сделаны, исходя лишь из объемных характеристик частичек металлического натрия, расположенных на поверхности диэлектриков.

Получены доказательства существования у одной металлической наночастицы двух плазменных резонансов, расположенных в видимой и ИК-области спектра. Обнаружены два механизма фотоиспарения металлических частиц – с сохранением их формы и с ее изменением. Последнее однозначно свидетельствует о неоднородности электромагнитного поля в окрестности металлической наночастицы.

Литература

1. C. Sonnichsen, T. Franzl, T. Wilk, G. von Plessen, J. Feldmann: Plasmon resonances in large noble-metal clusters. // *New Journal of Physics*. 4, 93, (2002).
2. J. Kummerlen, A. Leitner, H. Brunner, F.R. Aussenegg, A. Wokaun, Enhanced dye fluorescence over silver island films: analysis of the distance dependence // *Molecular Physics*, vol. 80, no. 5, p. 1031 (1993).
3. Nie S., Emory S. Probing Single Molecules and Single Nanoparticles by Surface-Enhanced Raman Scattering // *Science*, 275, 1102 (1997).
4. Haglund R., Jr., L. Yang, R. Magruder, III, J. Witting, K. Becker, R.A. Zuhr: Picosecond nonlinear optical response of a Cu:silica nanocluster composite // *Opt.Lett.* 18, 373 (1993).
5. Григорьев В.И., Вороцов П.С., Завьялов С.А., Чвалун С.Н. Химические сенсоры на основе полипара-ксилилена, содержащего наночастицы металла (полупроводника) / Международный семинар «Российские технологии для индустрии». Тез. докл. СПб: СПбГТУ, 2000, с. 98.
6. Novotny L., Bian R., Xie X.: Theory of Nanometric Optical Tweezers // *Phys.Rev.Lett.* 79, 645 (1997).
7. Апанасевич П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск: Наука и техника, 1977.
8. Vartanyan T., Bosbach J., Stietz F., Träger F.: Theory of spectral hole burning for the study of ultrafast electron dynamics in metal nanoparticles // *Appl.Phys. B*, 73, 391–399 (2001).
9. Бонч-Бруевич А.М., Максимов Ю.Н., Пржибельский С.Г., Хромов В.В. Фотоэмиссия нейтральных атомов с поверхности металла // *ЖЭТФ*. 1987. Т.92. В. 1, С. 285.

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В СИСТЕМАХ КВАНТОВАЯ ТОЧКА – НАНОЧАСТИЦА ЗОЛОТА: ПУТЬ К БИОСЕНСОРАМ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

И.Е. Скалецкая

Научный руководитель – д.ф.-м.н., с.н.с. А.В. Баранов (ГОИ им. С.И. Вавилова)

Исследованы процесс образования агрегатов и механизм переноса энергии в системах квантовая точка – наночастица золота в водных растворах. Обнаружено, что при непосредственном контакте квантовой точки и наночастицы наблюдается практически полное тушение люминесценции квантовой точки. Сделан вывод о том, что исследованная система является перспективной с точки зрения ее использования в люминесцентных биосенсорах.

Введение

Люминесцентные биосенсоры (ЛБ) широко используются в настоящее время для визуализации структуры биологических объектов разного типа и для сверхчувствительного детектирования биохимических реакций, важных в молекулярной и клеточной биологии, медицинской диагностике и терапии [1]. Действие ЛБ основано на безызлучательном резонансном переносе энергии (FRET – fluorescence resonant energy transfer) от донора (Д) к акцептору (А), которое приводит к тушению люминесценции Д и возгоранию люминесценции А или просто к тушению люминесценции донора, если используется нелюминесцирующий акцептор. Такие сенсоры работают в двух режимах. Первый – режим картографирования структуры, образующейся в результате химической реакции двух биомолекул – использует то обстоятельство, что эффективность FRET зависит от расстояния (R) между Д и А как R^{-6} . В этом случае Д присоединяется к одной молекуле, а А к другой. По изменению интенсивности люминесценции Д и/или А после реакции можно определять расстояние между Д и А, а значит геометрию образовавшейся структуры. Второй – режим бакена (beakon). Здесь геометрия структуры известна. Д и А прикрепляются к исходным молекулам таким образом, чтобы после реакции Д и А оказались в непосредственной близости друг от друга, чтобы полностью потушить свечение донора. В этом случае исчезновение люминесценции Д индицирует наличие реакции соединения. Если необходима индикация разделения структуры на две части, Д и А присоединяются к исходной таким образом, чтобы после реакции они оказались на разных фрагментах. Появление люминесценции Д является сигналом завершения реакции.

На практике существующие биосенсоры используют в качестве люминофоров органические красители. Недостатками последних являются низкая устойчивость к фотообесцвечиванию, не позволяющая проводить долговременные измерения, необходимость использования нескольких источников света для возбуждения различных красителей, а также большая ширина и асимметрия полос люминесценции, затрудняющие анализ излучения разного цвета.

Одной из наиболее активно развивающихся областей применения полупроводниковых квантовых точек (КТ) является использование коллоидных КТ (полупроводниковых нанокристаллов в водных растворах) в качестве люминофоров для ЛБ нового поколения [2]. Квантовые точки имеют неоспоримые преимущества перед органическими красителями. КТ имеют фотостабильность на 2–3 порядка больше, чем у красителей, высокий коэффициент поглощения и квантовый выход люминесценции (до 85%), узкие полосы люминесценции в широкой области спектра (450–800 нм). Это позволяет говорить о КТ как о новом перспективном типе люминофоров для биосенсоров.

Однако процесс переноса энергии между КТ-донором и акцепторами разного типа плохо изучен. Высказываются сомнения в возможности эффективной передачи энергии

от КТ к акцептору, поскольку размер КТ почти на порядок больше, чем у молекулы красителя.

Результаты исследования и их обсуждение

Для выяснения принципиальной возможности использования КТ в качестве донора для сенсоров типа «бакен» мы исследовали перенос энергии между КТ (донор) и нелюминесцирующими сферическими наночастицами золота, NG (акцептор) в водном растворе. В случае бакена Д и А должны находиться в непосредственном контакте друг с другом (образовывать агрегаты). Для реализации этого мы использовали специально синтезированные водорастворимые ZnCdSe/ZnS КТ [3] диаметром 8 нм с положительным зарядом на поверхности и отрицательно заряженные частицы NG [4] со средним диаметром 1.8 нм.

Для оптических измерений в работе использовался спектрофлуориметр «Флуориметр-02-Панорама».

Спектры поглощения и люминесценции наночастиц приведены на рис. 1. Они показывают, что имеет место сильное перекрыwanie полос люминесценции КТ и поглощения NG, что является необходимым условием эффективного FRET [5].

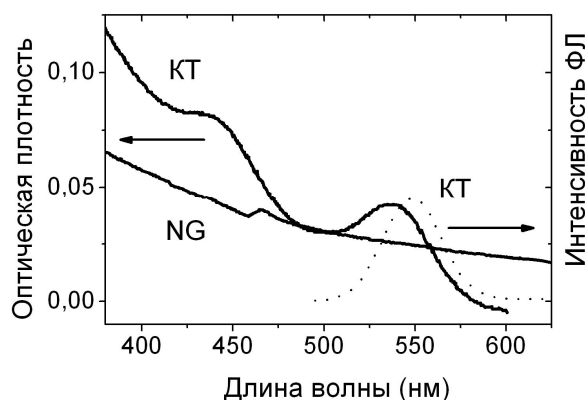


Рис.1. Спектры поглощения водных растворов КТ и наночастиц золота, NG (сплошные кривые) и люминесценции КТ (пунктир) при возбуждении излучением 392 нм. Концентрации КТ и NG составляли $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$

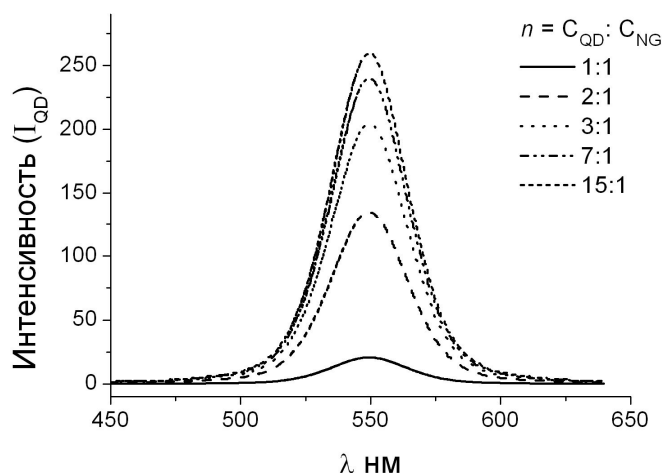


Рис. 2. Спектры люминесценции водных растворов КТ и NG при постоянной концентрации донора (КТ) = $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ для различных относительных концентраций донора и акцептора (NG), демонстрирующие тушение люминесценции КТ

Для определения эффективности переноса энергии, анализа механизмов переноса и образования агрегатов были проведены измерения концентрационной зависимости эффективности тушения люминесценции КТ от относительных концентраций КТ и NG ($n = C_{QD}/C_{NG}$). Концентрация квантовых точек оставалась постоянной $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а концентрация NG (C_{NG}) менялась в диапазоне от $2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, т.е. соотношение концентраций C_{QD}/C_{NG} варьировалось от 15:1 до 1:1. В ходе эксперимента измерялась интенсивность люминесценции в зависимости от n . Было обнаружено, что добавление NG к раствору КТ приводит к зависящему от n уменьшению интенсивности люминесценции. На рис. 2 для иллюстрации показаны спектры люминесценции квантовых точек для ряда значений n .

Видно, что наблюдается заметное уменьшение люминесценции донора (КТ) при добавлении в раствор акцептора (NG). В качестве параметра, характеризующего эффективность тушения люминесценции, обычно используют величину $Q = (I_{D0} - I_{Dm}) / I_{D0}$, где I_{D0} и I_{Dm} – интегральные интенсивности люминесценции КТ в чистом растворе и в смеси с NG, соответственно, при одинаковых концентрациях КТ. Ее зависимость от n , полученная нами для исследуемой системы, показана на рис. 3.

Анализ кинетики затухания люминесценции исследуемой системы показал, что время затухания люминесценции не зависит от концентрации тушителя. Это позволяет рассматривать процесс тушения в рамках статической модели [6], когда уменьшение интенсивности люминесценции определяется тем, что часть КТ связывается с частицей золота в практически не люминесцирующий агрегат. Тогда интенсивность люминесценции определяется концентрацией свободных КТ, находящихся в растворе, и зависимость $Q(n)$ определяется динамикой образования агрегатов КТ/NG.

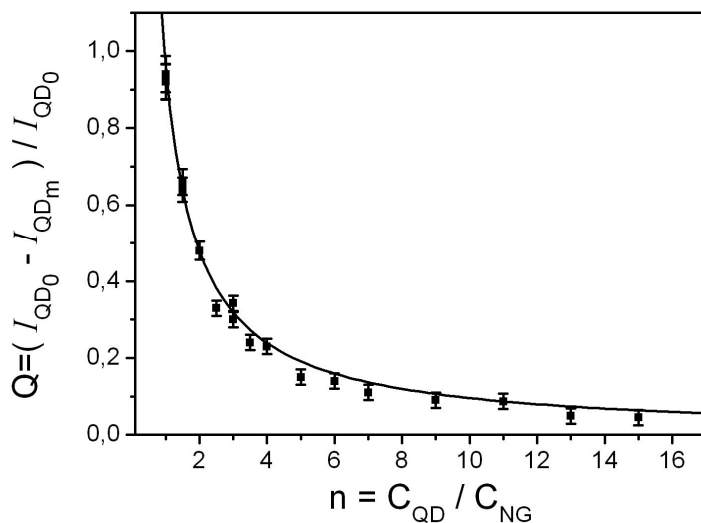
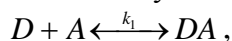


Рис. 3. Зависимость эффективности тушения люминесценции квантовых точек (Q) от относительных концентраций донора и акцептора (n)

В таком случае в системе имеет место химическое равновесие:



где k_1 – константа химического равновесия, определяемая соотношением

$$k_1 = \frac{[DA]}{[D][A]}, \quad (1)$$

где $[DA]$ – концентрация агрегатов, $[D]$ – концентрация донора, $[A]$ – концентрация акцептора.

Интенсивность люминесценции в смеси $I_{QD}^m \approx [D]$ при образовании агрегатов определяется концентрацией свободных КТ, в то время как интенсивность люминесценции в от-

сутствии акцептора (I_{QD}^0) зависит от первоначальной полной концентрации квантовых точек: $I_{QD}^0 \cong C_{D_0} = [D] + [DA]$. Если ввести обозначение $x = \frac{[D]}{C_{D_0}}$, то получаем $Q = 1 - x$. В

предположении $k_1 = \infty$ и $C_{D_0} > C_{A_0}$ имеем $[DA] = C_{A_0}$ и $n = ([DA] + [D])/[DA]$, тогда $n = \frac{1}{1-x} = \frac{1}{Q}$, или $Q = \frac{1}{n}$. Аппроксимация экспериментальных данных по тушению лю-

минесценции этой функцией показана на рис. 3, демонстрируя хорошее совпадение. Однако вместо ожидаемого значения $Q=1$ при $n=1$ эксперимент дает $Q=0,93$. Это означает, что примерно 7% КТ находятся в свободном состоянии, и реакция агрегации является обратимой. Отсюда может быть определена реальная величина константы равновесия: $k_1 = 1,04 \times 10^9 \text{ М}^{-1}$. В то же время, люминесценция КТ, входящих в состав агрегата, тушится практически полностью. Вклад их люминесценции в общую люминесценцию смеси $n=1:1$ не превышает ошибок эксперимента (20 %), т.е. ее интенсивность составляет не более $0,07 \times 0,2 = 0,014$ от люминесценции КТ в растворе без акцептора. В этом случае эффективность тушения люминесценции (или переноса энергии) КТ в агрегате, $Q_{QD/NG}$, превышает 0,986.

Мы оценили возможность реализации столь большой эффективности переноса энергии в агрегате КТ/NG посредством FRET.

Важной характеристикой переноса энергии является так называемый критический ферстеровский радиус R_0 , т.е. расстояние между взаимодействующими компонентами, при котором эффективность переноса энергии = 50 %.

Расчетная формула для критического радиуса R_0 :

$$R_0^6 = \frac{9000 \cdot \ln 10 \cdot K^2 \cdot Y_d}{128 \cdot \pi^5 \cdot n^4 \cdot N_{av}} \cdot J,$$

где Y_d – квантовый выход донора в отсутствии акцептора; n – коэффициент преломления среды (для воды $n = 1,33$); N_{av} – число Авогадро ($6,02 \times 10^{23} \text{ М}^{-1}$); K – ориентационный фактор ($K^2=2/3$); J – интеграл перекрытия нормированного спектра люминесценции донора со спектром поглощения акцептора, определяемый соотношением:

$$J = \frac{\bar{\epsilon}_A}{v^4},$$

где $\bar{\epsilon}_A$ – усредненный коэффициент экстинкции акцептора в области длин волн спектра люминесценции акцептора, а $v=1/\lambda$ – величина, связанная с длиной волны максимума люминесценции донора (550 нм).

В нашем случае интеграл перекрытия оказался равен $J=0,4513 \times 10^{-11}$, квантовый выход $Y_d=0,35$, что дает $R_0 \approx 8,2$ нм. В то же время расстояние между центрами взаимодействующих наночастиц в агрегате определяется их размерами и равно $D \approx 4,9$ нм. Легко вычислить, что в этом случае ожидаемая эффективность переноса энергии $Q_{QD/NG} = 1/[1+(R_0/D)^6]$ составляет ~96%. Т.е. наблюдаемый эффект тушения люминесценции квантовой точки в контакте с наночастицей золота может полностью определяться безызлучательным резонансным переносом энергии.

Заключение

Таким образом, мы показали, что при непосредственном контакте квантовой точки и наночастицы золота наблюдается практически полное тушение люминесценции КТ. Это делает данную систему перспективной с точки зрения использования в люминесцентных биосенсорах типа «beacon».

Работа была выполнена в сотрудничестве с д.ф.-м.н. В.Г. Масловым и к.т.н. А.О. Орловой, которым автор выражает свою благодарность.

Литература

1. Lakowicz, J. R. Principles of Fluorescence Spectroscopy, 2nd ed.; Kluwer Academic: New York, 1999.
2. D.M. Willard and A. van Orden. Resonant energy transfer sensor.// Nature materials, 2003, V. 2, 575–576.
3. M.A. Hines, P. Guyot-Sionnest. Synthesis and characterization of strongly luminescing ZnS-capped CdSe nanocrystals. // J. Phys. Chem. B, 1998, V. 102, 3655–3657.
4. R. Wargnier, A. V. Baranov, V.G. Maslov, V. Stsiapura, M. Artemyev, M. Pluot, A. Sukhanova, I. Nabiev. Energy transfer in aqueous solutions of oppositely charged CdSe/ZnS core/shell quantum dots and in quantum dot-nanogold assemblies. // Nanoletters, 2004, V.4, No 3, 451–460.
5. Ермолаев В.Л., Бодунов Е.Н., Свешникова Е.Б., Шахвердов Т.А. Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения. Л.: Наука, 1977.
6. Теренин А.Н.. Фотоника молекул красителей, Л.: Наука, 1977.

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБОКОНТРАСТНЫХ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

А.П. Кушнарченко (СПбГУ)

Научный руководитель – к.ф.-м.н. О.В. Андреева (ГОИ им. С.И. Вавилова)

Проведены исследования запрещенных зон одномерных узкозонных фотонно-кристаллических структур с использованием излучения полупроводникового лазера. Исследуемые структуры были изготовлены голографическим способом в виде материала с амплитудой модуляции показателя преломления порядка 0,001.

Введение

Научно-исследовательский интерес к фотонным кристаллам связан с потребностью в создании и разработке принципиально новых технологий построения современных систем оптоинформатики. Существующие теоретические и экспериментальные работы в этой области [1–3] основное внимание уделяют периодическим структурам с резкой границей раздела участков среды, значительно отличающихся показателем преломления. Для изготовления таких структур используют самые современные оптические технологии, такие как фотолитография, электронно-лучевая литография, коллоидное осаждение, самоорганизация и пр.

Особый класс фотонно-кристаллических структур (ФКС) представляют слабоконтрастные ФКС с плавным изменением показателя преломления в объеме среды, которые могут быть изготовлены голографическим способом [4]. Малые значения амплитуды изменения показателя преломления таких структур позволяют производить преобразование излучения с эффективностью до 100%.

Несмотря на развитие методов объемной голографии и успехи в разработке регистрирующих сред для записи трехмерных голограмм, в настоящее время нет достаточно надежных и доступных методов исследования слабоконтрастных ФКС даже в простейшем случае одномерных периодических структур, что сдерживает развитие разработок и перспективных исследований в этой области.

Фотонно-кристаллические структуры

Фотонными кристаллами называются периодические структуры с периодом порядка длины волны излучения оптического диапазона. Такие структуры могут быть одномерными, двумерными и трехмерными. Примером одномерной структуры может служить набор периодически расположенных плоскостей со значением показателя преломления, отличным от вещества, заполняющего пространство между плоскостями (см. рис. 1). Можно описать изменение показателя преломления такой среды, выделив при этом только одно направление. Двумерная структура может представлять собой, например, набор периодически расположенных параллельных стержней, в этом случае изменение показателя преломления происходит по двум координатам. В случае трехмерных ФКС пространственная модуляция показателя преломления среды описывается тремя координатами.

Границы раздела областей с отличающимися значениями показателя преломления могут быть четкими, или размытыми. Амплитуда пространственной модуляции показателя преломления зависит от свойств среды и для слабоконтрастных ФКС, полученных голографическим способом, не превышает значения порядка 0,01.

При описании ФКС часто проводят аналогию с атомной кристаллической решеткой, которая рассматривается в физике твердого тела, отсюда и название «фотонные кристаллы». Однако для теоретического описания ФКС применение твердотельных

моделей далеко не всегда возможно ввиду различий в масштабе структур и природы составляющих частиц. В отличие от электронов, которые находятся в периодическом потенциале атомов, в ФКС рассматриваются фотоны, распространяющиеся в среде с пространственно модулированным показателем преломления.

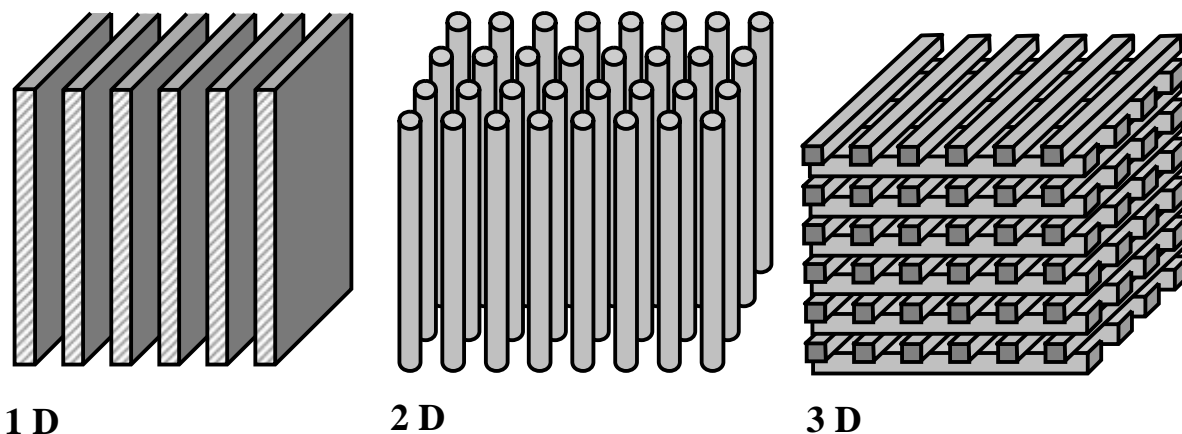


Рис. 1. Примеры одномерной (1D), двумерной (2D) и трехмерной (3D) фотонно-кристаллической структуры

Для описания свойств ФКС оказывается весьма удобным использование понятия зонной структуры вещества, аналогичное тому, которое существует в физике твердого тела. Также вводится понятие фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ), соответствующей области частот, с которыми излучение не может распространяться в выбранном направлении. Существование ФЗЗ открывает принципиально новые возможности преобразования излучения, например, каналирование излучения по заданному пути, локализация (запирание) излучения в определенном месте пространства, а нелинейные свойства материала позволяют, в том числе и генерировать спектральный суперконтинуум.

В статье рассматривается случай узких ФЗЗ, которые встречаются в одномерных слабоконтрастных ФКС. Узкая ФЗЗ обуславливает малый интервал углов, который соответствует запрещенным направлениям распространения излучения. Малость этого интервала углов накладывает ограничения на допустимую расходимость излучения, которое может быть использовано для исследования узкой ФЗЗ. На практике бывает очень трудно удовлетворить требованию расходимости излучения, которое может быть получено с помощью существующих источников. В этом и состоит одна из проблем разработки методик исследования ФЗЗ слабоконтрастных ФКС.

Слабоконтрастной одномерной ФКС может служить элементарная голограмм-решетка, полученная в объемной среде с помощью двух пучков с плоским волновым фронтом.

Теоретические основы

Теоретическое описание прохождения оптического излучения через среду с малой амплитудой модуляции показателя преломления с помощью теории связанных волн [5] хорошо согласуется с экспериментальными результатами при исследовании голограмм-решеток в объемных средах.

Уделим внимание наиболее простому случаю одномерной ФКС (в объемной среде, см. рис. 2), так как более сложные случаи могут быть рассмотрены как суперпозиция простых. Используем следующие приближения теории связанных волн: 1) предполагается, что в среде существуют только две волны: падающая и дифрагированная, 2) голограмма является фазовой и поглощением среды можно пренебречь, 3) амплитуда модуляции показателя преломления материала много меньше его среднего значения.

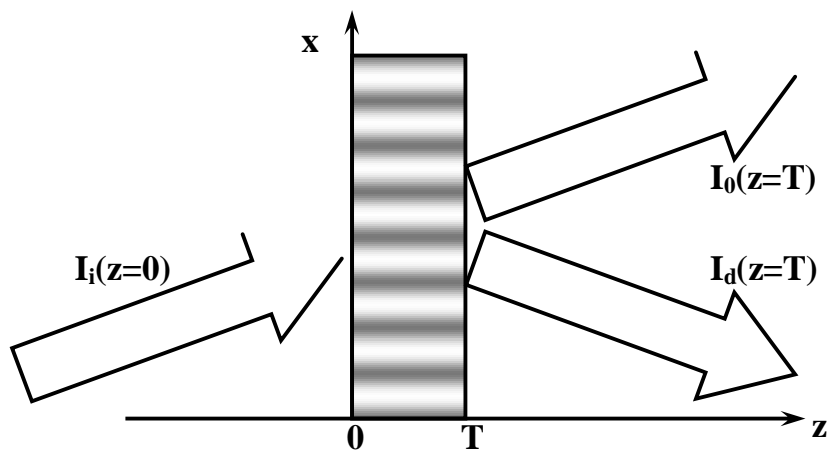


Рис. 2. Распространение излучения через одномерную ФКС (штриховкой показана модуляция показателя преломления): I_i – падающее излучение, I_0 – нулевой порядок дифракции, I_d – дифрагированное излучение, T – толщина среды.

Тогда при решении волнового уравнения

$$\Delta E(x, z) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \cdot \varepsilon(x) \cdot E(x, z) = 0$$

для среды с показателем преломления $n(x) = n_0 + n_1 \sin(2\pi x/d)$, где n_0 – среднее значение, n_1 – амплитуда модуляции, d – пространственный период модуляции, можно получить для интенсивности дифрагированного излучения зависимость

$$I_d(z=T) = \frac{\sin^2 \sqrt{\xi^2 + \varphi_1^2}}{\frac{\xi^2}{\varphi_1^2} + 1}, \quad (1)$$

$$\varphi_1 = \frac{\pi n_1 T}{\lambda \cos \theta},$$

$$\xi = \pi T v \cdot \delta\theta - \frac{\pi T v^2}{2n \cos \theta} \delta\lambda,$$

где φ_1 – фазовая модуляция, ξ – параметр, характеризующий отклонение от брэгговских условий по углу ($\delta\theta$) и длине волны ($\delta\lambda$), v – частота излучения.

Характерный вид зависимости приведен на рис. 3.

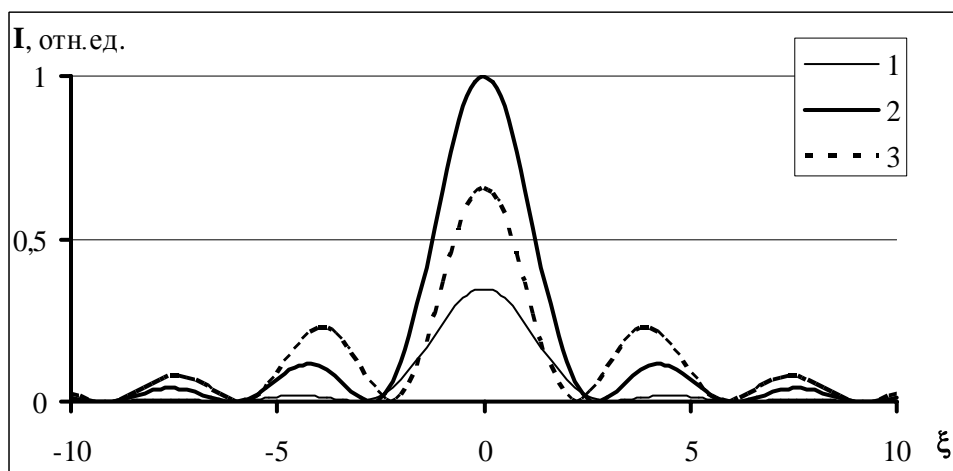


Рис. 3. Зависимость интенсивности дифрагированной волны при отклонении от условий Брэгга. Данные рассчитаны для голограммы-решетки с параметрами $T=1\text{ мм}$, $v=640\text{ мм}^{-1}$, кривая 1 – $\varphi_1=0,2\pi$ рад, кривая 2 – $\varphi_1=0,5\pi$ рад, кривая 3 – $\varphi_1=0,7\pi$ рад

Здесь для характеристики ФЗЗ можно использовать понятие селективности объемных голограмм. Спектральная ($\Delta\lambda$) и угловая ($\Delta\theta$) селективность определяются интервалом длин волн и интервалом углов падения, соответственно, в пределах которых интенсивность дифрагированного пучка больше половины его максимального значения. Таким образом, ширину ФЗЗ можно принять равной величине $\Delta\lambda$.

Экспериментальное исследование

Для получения излучения с расходимостью меньшей, чем угловая селективность исследуемых голограмм, в работах [4, 6] использовались лазерные источники излучения (перестраиваемый по частоте лазер на красителе с эксимерной накачкой и фемтосекундный лазер), представляющие собой дорогостоящие уникальные приборы, которые не могут быть широко внедрены в практику спектральных исследований. В настоящее время наиболее распространенными и доступными являются источники излучения, изготавливаемые на основе полупроводниковых гетероструктур: светодиоды и лазерные модули.

Излучение светодиодов имеет широкий спектральный состав (до 60 нм), пригодный для исследования спектральной селективности объемных голограмм, но обычно такие источники обладают значительной расходимостью. Излучение лазерных модулей удовлетворяет требованиям малой расходимости излучения за счет встроенной коллимационной оптики, но спектральный состав когерентного излучения (шириной порядка 1–2 нм) не позволяет их считать широкополосными источниками излучения.

При величине тока, протекающего через *p-n* переход лазерного модуля, ниже некоторого порогового значения генерируемое излучение имеет широкий спектральный состав, соответствующий спектру некогерентного излучения светодиодов. Оптическая коллимационная система позволяет формировать пучок излучения с расходимостью не хуже 1 мрад. Методика исследования спектральной селективности объемных голограмм, использующая этот режим генерации излучения, ранее была разработана и успешно апробирована коллективом авторов [7, 8]. С ее помощью была проведена и эта работа.

Исследовалась одномерная слабоконтрастная ФКС, записанная по симметричной двухлучевой схеме на образце голографического регистрирующего материала Диффен [9] толщиной порядка 1 мм с различными пространственными частотами: 640, 790 и 1100 мм⁻¹.

Принципиальная схема установки показана на рис. 4. При проведении измерений исследуемое излучение проходило через образец ФКС и попадало на входную щель монохроматора, сигнал усиливался ФЭУ-100 (область спектральной чувствительности 200–800 нм) и регистрировался с помощью компьютера. Линейная дисперсия МДР-3 в красной области спектра обеспечивала разрешение 1,0 Å. Регистрируемые спектрограммы подвергались дальнейшей компьютерной обработке.

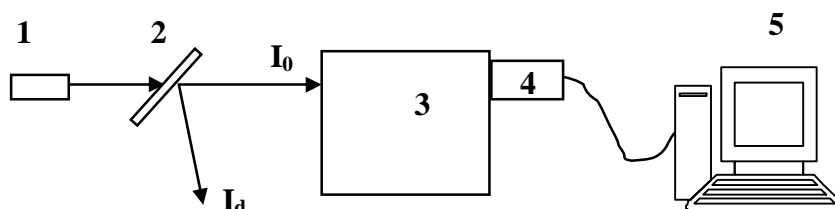


Рис. 4. Схема экспериментальной установки. 1 – полупроводниковый лазерный модуль, 2 – образец ФКС, 3 – монохроматор, 4 – ФЭУ, 5 – компьютер, I_0 – прошедшее излучение, I_d – дифрагированное излучение

Результаты эксперимента

На рис. 5 приведены экспериментально полученные зависимости спектрального распределения интенсивности прошедшего голограмму излучения, а также рассчитанный контур спектральной селективности.

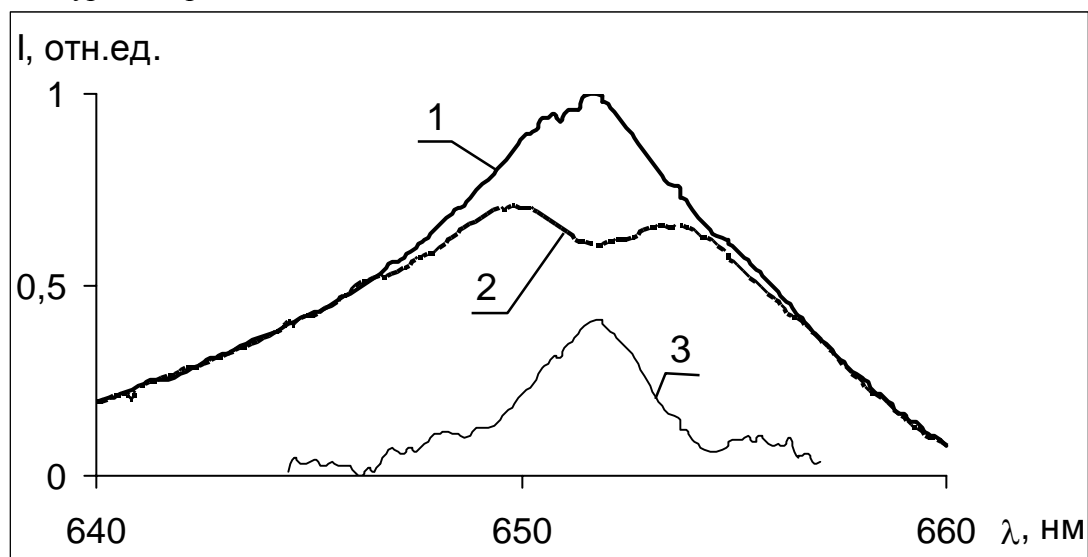


Рис. 5. Спектральное распределение интенсивности излучения. 1 – прошедшее излучение, когда $\lambda_{вн}$ вне рассматриваемой спектральной области, 2 – прошедшее излучение, когда $\lambda_{вн}$ внутри рассматриваемой спектральной области, 3 – дифференциальный спектр, соответствующий разности спектров 1 и 2

В табл. 1 приведены измеренные и рассчитанные параметры голограмм, полученные с помощью различных методик.

Образец №	Параметры ФКС				
	рассчитанные			измеренные	
	ν , мм^{-1}	$T_{\text{эфф}}$, мм	$\Delta\lambda_{\text{рас}}$, нм	$\Delta\theta$, мрад	$\Delta\lambda_{\text{изм}}$, нм
1	640	1,2	$4,7\pm 0,6$	1,5	$4,5\pm 0,4$
2	790	1,9	$2,75\pm 0,5$	0,9	$3,4\pm 0,4$
3	1100	2,16	$1,8\pm 0,3$	0,6	$1,3\pm 0,2$

Таблица 1. Сравнение параметров слабоконтрастной ФКС, полученных разными методами

Как видно из приведенных данных, измеренные в данной работе значения $\Delta\lambda_{\text{изм}}$ и $\Delta\lambda_{\text{рас}}$, рассчитанные по данным измерений угловой селективности [9], совпадают в пределах погрешностей измерений, что свидетельствует о достоверности экспериментальных данных, полученных по предлагаемой методике.

Заключение

В настоящей работе была показана возможность использования полупроводникового лазерного модуля KLM-650 для исследования фотонных запрещенных зон слабоконтрастных ФКС. Исследованы ФКС, полученные голографическим способом на регистрирующем материале Диффен. Исследования проводились с помощью методики, использующей в качестве источника излучения полупроводниковый лазерный модуль KLM-650 в режиме генерации некогерентного излучения. Проведен сравнительный анализ данных, полученных с помощью различных методов. Получено совпадение результатов измерений спектральной селективности слабоконтрастных ФКС с величинами

ми, рассчитанными теоретически на основании результатов измерений угловой селективности исследуемой структуры.

Таким образом, предложенная в работе методика может быть использована для исследования узких ФЗЗ одномерных слабоконтрастных ФКС, если ширина ФЗЗ не превышает одной трети ширины спектра излучения лазерного модуля и используемое излучение имеет расходимость не более угловой селективности структуры.

Литература

1. Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N. Photonic Crystals. Molding the Flow of Light. Princeton University Press, Boston: Kluwer. 1995. P. 137.
2. Желтиков А.М. Дырчатые волноводы. // Успехи физических наук. 2000. Т. 170. №11. С.1203–1215.
3. Беспалов В.Г., Васильев В.Н. Информационные технологии, оптический компьютер и фотонные кристаллы. Проблемы когерентной и нелинейной оптики. СПб.: СПбГУ ИТМО, 2000. С. 88–109.
4. Андреева О.В., Беспалов В.Г., Васильев В.Н., Городецкий А.А., Кушнарченко А.П., Лукомский Г.В., Парамонов А.А. Исследование спектральной селективности объемных голограмм с помощью импульсного излучения фемтосекундной длительности. // Оптика и спектроскопия. 2004. Т.96. №2. С.190–196.
5. Kogelnik H. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings // The Bell System Technical Journal, 1969, Vol.48, No9, P.2909–2947.
6. Суханов В.И., Ащеулов Ю.В., Петников А.Е., Лашков Г.И. Трехмерная голограмма на реоксане как узкополосный спектральный селектор. // Письма в ЖТФ. 1984. Т.10. И.15. С.925–928.
7. Андреева О.В., Артемьев С.В., Капорский Л.Н., Кушнарченко А.П. Использование полупроводниковых источников излучения при исследовании спектральной селективности объемных голограмм. // Оптический журнал (в печати).
8. Андреева О.В., Кушнарченко А.П. Методика исследования спектральных свойств объемных голограмм и фотонно-кристаллических структур оптическим излучением широкополосного спектра. / В сб. Проблемы когерентной и нелинейной оптики. СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. С.229–236.
9. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А. и др. Объемные пропускающие голограммы в полимерной среде с фенантренхиноном // Оптический журнал. 2000. Т.67. №12. С.27–33.

РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ И ПРОГРАММ ПРОВЕРКИ СТАБИЛЬНОСТИ СКОРОСТИ СКАНИРОВАНИЯ ПО РАЗНОСТИ ХОДА В ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРЕ

Н.А. Удалов

Научный руководитель – к.т.н., вед. н.с. Г.Г. Горбунов (ГОИ им. С.И. Вавилова)

В статье рассмотрена проблема соблюдения постоянства скорости сканирования ФС, предложена методика ее контроля с помощью компьютера.

Введение

Ухудшение состояния окружающей среды во всех регионах Земли требует проведения глобального экологического мониторинга, в частности состояния атмосферы. Наиболее успешно с проблемами дистанционного зондирования Земли справляются спектральные приборы, охватывающие в настоящее время практически весь оптический спектральный диапазон – от ультрафиолетового до инфракрасного диапазона. Исследование атмосферы Земли и ее малых газовых примесей, имеющих большое значение для функционирования биосферы, наиболее часто проводят в инфракрасной области спектра, где находятся фундаментальные полосы поглощения (излучения) большинства газов. В этой области спектра среди спектральных приборов разных принципов работы наиболее успешно развиваются Фурье-спектрометры. Начало их развития положило изобретение Майкельсоном в 1880 г. интерферометра, за которое он получил Нобелевскую премию. Уже тогда он пытался использовать двулучевой интерферометр для расшифровки спектров. В 1887 году Майкельсон совместно с Морли с помощью интерферометра провели исследования сверхтонких линий ртути, натрия и других источников. Этому изобретению уже больше ста лет. Но принцип нового метода расшифровки спектров был впервые сформулирован Н.Г. Бахшиевым как возможность кодирования длинами волн электрических частот, а не пространства, что было свойственно всем известным до того времени спектральным приборам: призмам, дифракционным решеткам, интерферометрам. Основы нового направления и преимущества метода были сформулированы П. Жакино, Фелжетом, П. Конном и Ж. Конн и впоследствии были названы их именами: выигрыш Жакино – большая светосила (большой телесный угол, из которого может собираться исследуемое излучение при том же спектральном разрешении); выигрыш Фелжета – мультиплексность (одновременность регистрации всех спектральных интервалов).

Проблема соблюдения постоянства скорости сканирования

Однако до сих пор разработка и изготовление приборов, основанных на принципе Фурье-спектрометрии, наталкивается на ряд технического и технологических сложностей. Одной из них является требование соблюдение постоянства скорости сканирования подвижным зеркалом интерферометра. Как уже было сказано, основным принципом Фурье-спектрометрии является возможность кодирования длинами волн электрических частот. При постоянном перемещении зеркала с одной скоростью v мы имеем набор электрических частот $f=2v/\lambda$. Следовательно, если мы хотим получить относительное спектральное разрешение $R=\lambda/\delta\lambda$, где $\delta\lambda$ – полуширина аппаратной функции прибора, то нам надо иметь стабильность скорости Δv , по крайней мере, не хуже, чем $v/(2R)$, что при значительных величинах R просто невозможно получить.

Для решения этой сложной технической задачи было предложено использовать дополнительный – референтный – канал, имеющий в качестве источника стабильное монохроматическое излучение (лазер). В этом случае, снимая отсчеты интерферограммы основного канала только в определенной фазе интерферограммы референтного канала (синусоиды), мы заменяем дискретизацию интерферограммы основного канала по

времени на дискретизацию по разности хода. Без учета искажений интерферограммы в приемно-усилительном тракте такая регистрация интерферограммы основного канала теоретически полностью убирает искажения, связанные с неравномерностью разности хода. Однако в реальном интерферометре сигнал интерферограммы проходит приемно-усилительную систему, имеющую свои амплитудно-частотные характеристики, и претерпевает искажения при неравномерности скорости сканирования, даже при использовании идеальных отсчетов референтного канала. Наиболее простой пример – использование приемного тракта Фурье-спектрометра, по своим частотным характеристикам близкого к RC -фильтрам, с постоянной времени $RC = \tau$. В этом случае максимальное отношение сигнал/шум (S/N), получаемое в рассчитываемом спектре при отклонениях скорости сканирования (ΔV) от ее среднего значения ($\langle V \rangle$) может быть рассчитано как

$$S/N = [(hNu)^{1/2} / (2\pi\sigma V\tau)] \langle V \rangle / \Delta V,$$

где h – шаг регистрации по интерферограмме (см), N – число точек интерферограммы, u – величина, обратная радиусу корреляции (т.е. ширине функции автокорреляции) флуктуаций в интерферограмме, σ – волновое число рассчитываемого спектрального интервала.

При условии $\pi\sigma V\tau \approx 1$ (что часто бывает)

$$S/N = (hNu/4)^{1/2} \langle V \rangle / \Delta V.$$

Следовательно, если радиус корреляции флуктуаций в интерферограмме значителен (а в реальных условиях он достигает десятков или даже сотен h), то требования к стабилизации скорости становятся достаточно жесткими.

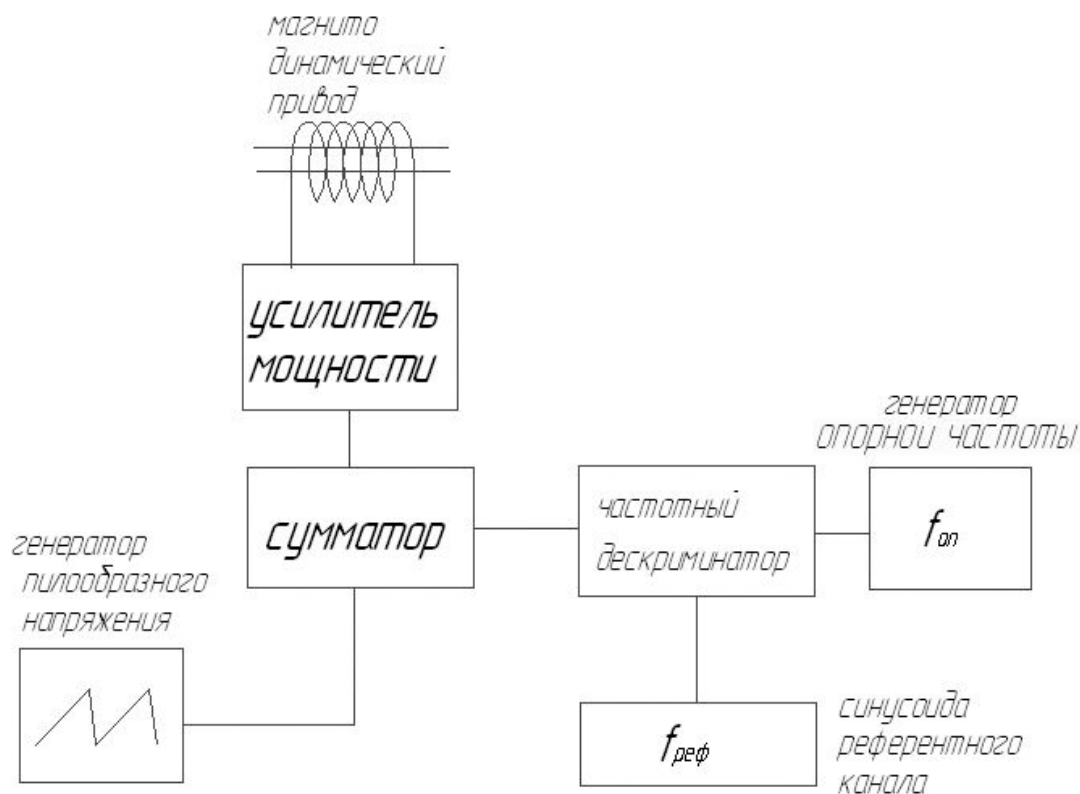


Рис. 1. Блок-схема системы стабилизации скорости сканирования ФС с электродинамическим двигателем

В качестве механизма перемещения подвижного зеркала интерферометра Фурье-спектрометра, как правило, применяют электродинамический двигатель. В цепи управления электродинамического двигателя в качестве обратной связи используется сигнал референтного канала. Автоматическая система управления приводом осуществляет

подгонку частоты и фазы референтного сигнала к частоте задающего генератора (см. рис. 1). Таким образом, при правильной работе системы слежения удастся добиться постоянства скорости изменения разности хода с отклонениями от средней, не превышающими доли процента.

Программа проверки стабильности скорости сканирования

Тем не менее, для контроля качества прибора на основе ФС как во время наладки системы сканирования, так и в процессе ее эксплуатации необходимо проводить измерение отступления мгновенной скорости от заданной. При существующей тактовой частоте вычислительных машин наиболее целесообразно использовать для определения истинной мгновенной скорости перемещения подвижного зеркала интерферометра сигнал референтного канала, проходящего через широкополосный приемно-усилительный тракт.

Была составлена программа, позволяющая определить истинную мгновенную скорость перемещения подвижного зеркала с использованием референтного канала. Метод заключается в следующем: сигнал, формируемый в референтном канале, пройдя добавочный усилитель-ограничитель, преобразуется в меандр, который подается на компьютер через параллельный порт. По команде оператора программа вычисляет длительность каждой половины меандра, снимая данные с частотой работы параллельного порта. Далее она образует массив, в котором содержится целое число импульсов временных интервалов считывания данных для каждой половинки меандра, которые выработаны из сигнала референтного канала по всей длине интерферограммы. Данный массив может быть обработан и представлен в удобной форме, например, графика нестационарности скорости. Также для вычисления реального процента отклонения скорости сканирования производится вычисление средней линии с последующим вычитанием ее из массива данных.

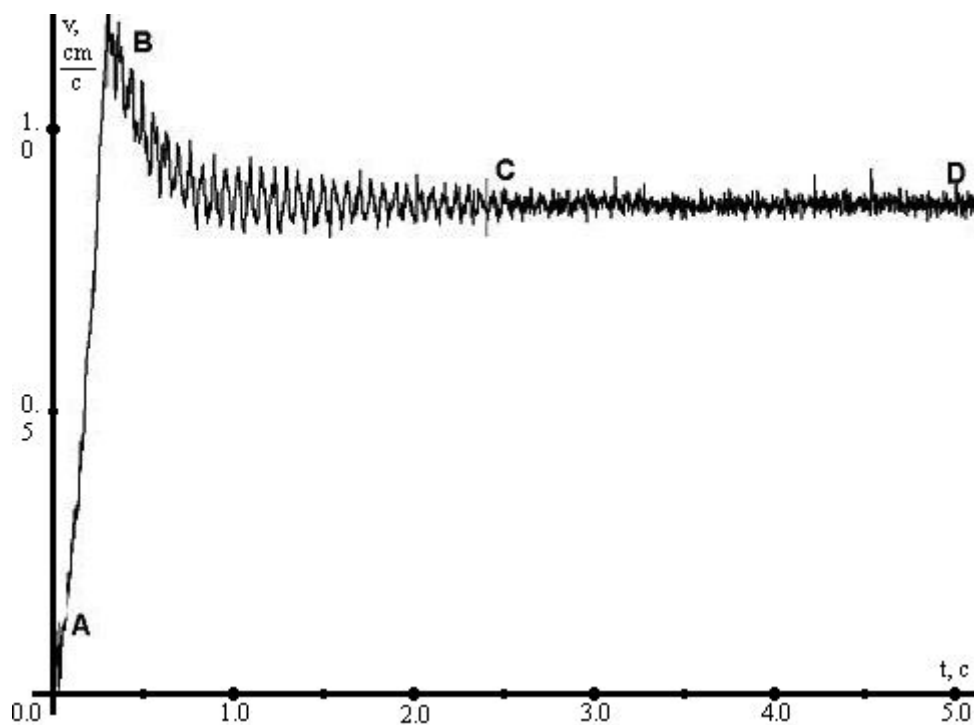


Рис. 2. График изменения скорости сканирования для ФС с воздушным подшипником

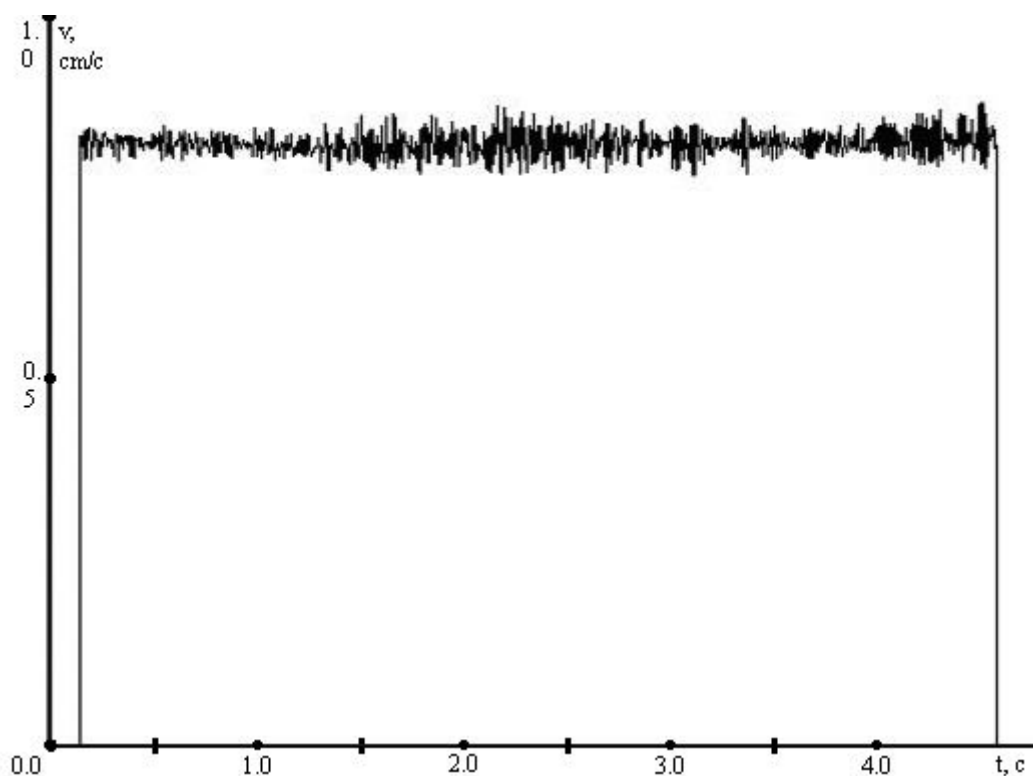


Рис. 3. График изменения скорости сканирования для ФС с двойным параллелограммом

После проверки и отладки программы она была опробована на двух разных Фурье-спектрометрах: лабораторном Фурье-спектрометре ФСС, использующем в качестве механизма подвижки зеркала интерферометра воздушный подшипник, и планетарном Фурье-спектрометре ПФС, предназначенном для работы в космических условиях, использующем в качестве механизма подвижки зеркала двойной параллелограмм. В обоих Фурье-спектрометрах применяется электродинамический двигатель с отрицательной обратной связью по сигналу референтного канала. В результате измерений были получены типичные графики измерения скорости за один скан подвижного зеркала, которые представлены на рис. 2–3.

Как видно из этих графиков, величина среднеквадратичного отклонения мгновенной скорости изменения разности хода в ФСС не превышает 1%, а в ПФС достигает 2%. Совсем по-разному ведут себя механизмы перемещения зеркала в начальный момент включения сканирования. Время разгона каретки ФСС и период установления скорости довольно значителен, в то время как у ПФС занимает очень небольшую часть скана. Это объясняется как разным механизмом подвижки, так и разной мощностью применяемого электродинамического двигателя. ФСС является лабораторным прибором, мало подверженным посторонним вибрациям и не лимитирующим время разгона каретки. Поэтому можно было применить менее мощный двигатель, но получить лучшее постоянство скорости на рабочем участке перемещения каретки. ПФС предназначен для установки на космический аппарат, он должен переносить большие величины вибраций, особенно при выводе аппарата на орбиту, и максимально использовать время сканирования по разности хода. Используемый электродинамический двигатель в этом случае более мощный. Заметно увеличение отклонений скорости сканирования от средней в центральной части интерферограммы (рис. 3). Это происходит при переходе пружин двойного параллелограмма механизма сканирования через нейтральное положение, которое находится в центре двухсторонней интерферограммы регистрируемой в ПФС. Значительное противодействие пружин (12 штук) не позволило уменьшить отклонения скорости. После отладки механизма сканирования подвижного зеркала ПФС

и получения реальных отклонений скорости от средней пришлось увеличить полосы пропускания приемно-усилительного канала основного канала ПФС и увеличить число точек выборки интерферограммы.

Заключение

Таким образом, предложенная методика и составленная программа позволяет контролировать реальные мгновенные отклонения скорости сканирования подвижного зеркала интерферометра Фурье-спектрометра как в период настройки аппаратуры, так и в период ее эксплуатации. Определения отклонений скорости сканирования позволяет: рассчитать реально получаемое отношение сигнал/шум в рассчитываемой спектрограмме, производить при необходимости перенастройку электронных трактов или реализуемых частот выборки и получить требуемые предельные характеристики Фурье-спектрометра. В будущем возможно также реализация программы, которая позволит учесть влияние отклонения скорости сканирования на регистрируемый спектр.

Литература

1. Горбунов Г.Г., Егорова Л.В., Еськов Д.Н., Таганов О.К., Серегин А.Г. Новые применения Фурье-спектрометров. // Оптический журнал. 2001. Т 68. №8. С.81–86.
2. Горбунов Г.Г., Киселев Б.А. Фурье-спектрометрия: состояние и тенденции развития. // Оптический журнал. 1993. Т 60. №12. С.3–6.
3. Горбунов Г.Г., Мошкин Б.Е. Фурье-спектрометры для исследования планетных атмосфер // Оптический журнал. 2000. Т 67. №5. С.68–74.
4. Светосильные спектральные приборы. / Сборник статей. Под ред. К.И.Тарасова, М.: Наука, 1988. С.155–263.
5. Тонков М.В. Фурье-спектроскопия – максимум информации за минимум времени // Соровский образовательный журнал. 2001. том 7. №1. С. 83–88.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛОКОННОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА, ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ПО ДЛИНАМ ВОЛН

М.Ю. Чистяков

Научный руководитель – к.т.н. Л.Н. Аснис (ГОИ им. С.И. Вавилова)

В статье проведено исследование работы волоконного акустооптического фильтра в области длины волны 1,55 мкм.

В современных телекоммуникационных системах переключение каналов играет существенную роль. Существуют 2 типа оптических переключателей [1,2]: 1 – независимые от длины волны света переключатели волокно-волокно, предназначенные для перенаправления потока оптических сигналов из одного оптического волокна в другое с целью переконфигурации оптических сетей связи; 2 тип – зависящие от длины волны переключатели для систем с разделением каналов по длинам волн (WDM систем). Малая часть общего информационного потока сигналов света строго определенной длины волны должна быть выведена в отдельный канал связи или сведена в общий канал отдельного передатчика.

Недостатки и ограничения существующих типов переключателей, мультиплексоров и перестраиваемых фильтров для WDM коммуникационных систем делают актуальной задачу поиска новых типов таких устройств, которые должны обладать малыми дополнительными потерями, вносимыми в оптический тракт, быть поляризационно-независимыми, иметь управляемый и быстро перестраиваемый профиль спектральной функции пропускания, высокое спектральное разрешение.

В работе проведено исследование полностью волоконного акустооптического фильтра (ВАОПФ), предназначенного для использования в задачах спектрального контроля и разделения каналов в WDM коммуникационных системах.

Принцип действия фильтра основан на акустооптическом взаимодействии основной фундаментальной оптической моды излучения, распространяющейся по одномодовому оптическому волокну и оптическими модами первой оболочки этого волокна [3–5]. Когда длина акустической волны совпадает с длиной биений между основной и оболочечной модой, происходит перекачка части интенсивности основной моды в оболочечную.

Поскольку внутри устройства излучение распространяется по стандартному одномодовому волокну, акустооптический модуль должен иметь те же свойства, что и простой оптический кабель: малые вносимые потери, пренебрежимо малое обратное отражение и независимость от направления поляризации, а также должен быть свободен от перекрестного взаимодействия отдельных спектральных каналов.

Изгибная акустическая волна, генерируемая в данном случае акустическим преобразователем, распространяется вдоль участка освобожденного от полимерной оболочки стандартного одномодового волокна с внутренним диаметром 8,5 мкм и диаметром оболочки 125 мкм. Акустическая волна в процессе своего распространения вдоль волокна создает микроизгибы, вызывающие периодические изменения показателя преломления вдоль волокна. Преобразование света осуществляется за счет интерференции на неоднородностях показателя преломления, индуцированных бегущими волнами упругих деформаций. Изменяя частоту и амплитуду упругих волн, управляют параметрами интерференции света.

Акустооптическое взаимодействие в волокне отличается рядом специфических особенностей. Интерференция распространяющихся вдоль оси оптоволокну мод электромагнитного поля на созданных акустической волной периодических неоднородностях зависит от соотношения длин волн взаимодействующих мод и периода неоднородности, что обеспечивает частотную селективность указанных устройств. При этом

бегущие упругие волны индуцируются в волокне между прикрепленными к волокну излучателем и поглотителем упругих волн. Как свет, так и упругие волны бегут вдоль оси волокна, так что акустооптическое взаимодействие света коллинеарно. Пренебрегая скоростью распространения упругих колебаний по сравнению со скоростью света, акустооптическое взаимодействие в волокне можно рассматривать как частный случай волоконной решетки Брэгга.

Благодаря соотношению размеров волокна и упругих свойств кварца можно возбудить упругие колебания с нужной длиной волны, так что в волокне распространяется только одна мода упругих колебаний. Такой режим обеспечивает дополнительные удобства, так как упрощает задачу ввода упругой волны в волокно. Частота упругих колебаний находится в диапазоне 2–2,5 МГц.

Возбужденная световая мода оболочки достигает участка волокна с сохраненным полимерным покрытием и поглощается в нем. Для конкретной акустической частоты эффективная связь между фундаментальной модой сердцевины и одной из оболочечных мод имеет место на определенной длине оптической волны вследствие того, что длина биений между ними имеет значительную дисперсию. Поэтому устройство работает как узкополосный оптический фильтр.

В таком активном управляемом акустооптическом фильтре центральная длина волны и глубина ослабления на ней являются переменными величинами, определяемыми настройкой частоты и мощности электрического сигнала, приложенного к акустическому преобразователю.

При проведении экспериментальных исследований ВАОПФ для возбуждения акустической волны использован пьезопреобразователь с полосой частот 2–2,5 МГц. На входе ВАОПФ проведено сканирование длины волны излучения в диапазоне 1,0–1,7 мкм, поскольку точное значение пика спектрального поглощения, связанного с частотой межмодовых биений, не было известно. Фотоприемное устройство (ФПУ) имело волоконный вход для подсоединения к выходному коннектору ВАОПФ. Сигнал с ФПУ после усиления записывался самописцем.

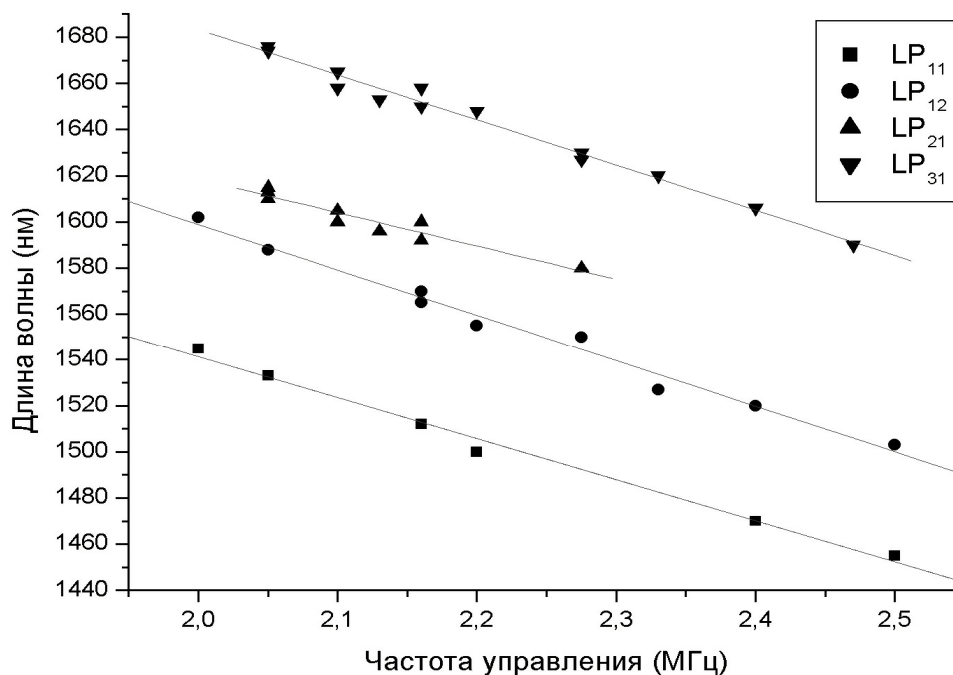


Рис. 1. Зависимость длины волны фильтрации модуля ВОАМ от частоты управляющего напряжения

При подаче на макет ВАОПФ управляющего напряжения определенной частоты экспериментально наблюдались 2 или 3 характерных провала спектральной характеристики пропускания, связанные с возбуждением различных типов оболочечных мод. Положение центров пиков поглощения спектральной характеристики в зависимости от приложенной частоты группировались вокруг теоретически ожидаемых прямых, соответствующих различным типам возбуждаемых оболочечных мод ($LP_{11}, LP_{12}, LP_{21}, LP_{13}$).

На рис. 1 представлена зависимость длины волны фильтрации модуля ВАОПФ от частоты управляющего напряжения.

В рабочей полосе частот пьезопреобразователя перестройка фильтра по длине волны составила около 80 нм при преобразовании основной моды в моду L_{11} , что выгодно отличает данную схему от других, где требуется высокая степень когерентности излучения.

На рис. 2 представлен характерный вид спектральной характеристики пропускания ($f_{упр}=2,27$ МГц, $\lambda_1=1550$ нм – слева, $\lambda_2=1630$ нм – справа).



Рис. 2. Характерный вид спектральной характеристики пропускания ($f_{упр}=2,27$ МГц, $\lambda_1=1550$ нм – слева, $\lambda_2=1630$ нм – справа)

Как показали исследования, выбранной частоте управления 2,27 МГц соответствовала длина волны 1,55 мкм, что соответствовало по оценкам преобразованию основной моды в оболочечную L_{12} . Кроме того на спектральной характеристике наблюдался второй минимум на длине волны 1,63 мкм, который связан с перекачкой оптической мощности в другую оболочечную моду L_{13} .

В процессе экспериментальной работы также проведены исследования, направленные на улучшение параметров фильтров. Для этого исследовано влияние длины акустооптического взаимодействия на эффективность работы фильтров.

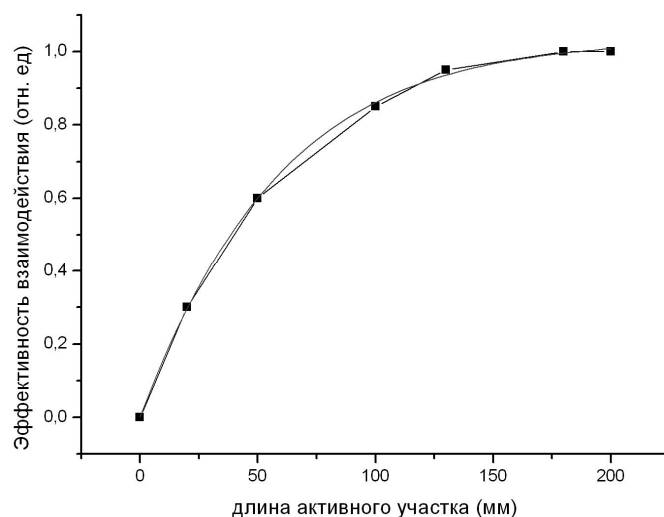


Рис. 3. Зависимость эффективности фильтрации η от длины рабочего участка волокна

Максимальная длина активного участка волокна составляла 400 мм. В процессе исследований акустические колебания гасились специальным демпфером на различных расстояниях от точки возбуждения акустических колебаний. На рис. 3 представлена зависимость эффективности фильтрации η от длины рабочего участка волокна. Из приведенного графика следует, что существует некоторая оптимальная длина взаимодействия, превышение которой не приводит к увеличению эффективности работы устройства. Из данных эксперимента установлено, что для стандартного одномодового волокна SMF-28 эта длина составляет $L_{\max} \sim 180$ мм, что, видимо, связано с неоднородностью коэффициента преломления волокна.

Таким образом, в работе показана возможность создания волоконных акустооптических фильтров, перестраиваемых по длинам волн излучения. Проведены исследования фильтров в наиболее перспективной для связи области спектра вблизи 1,55 мкм.

Волоконные перестраиваемые фильтры могут найти применение в волоконных информационных системах: в волоконных датчиках, в качестве переключателей каналов в многоканальных системах с разделением по длинам волн, для перестройки многочастотных лазеров и т.д.

Литература

1. Yaron Silberberg. Photonic switching devices // Optical news, p.7–11(1989).
2. <http://www.fot.ru/articles/book/4-4.html>
3. H.S. Kim, S.H. Yun, I.K. Kwang, and B.Y. Kim. All-fiber acousto-optic tunable notch filter with electronically controllable spectral profile // Opt. Lett., vol.22, no.19, p.1476–1478 (1997).
4. C.H. Lin, Q.Li, and P.Lee. Periodic microbending-induced core-to-cladding mode coupling in polarization-maintaining fibers // Opt. Lett., vol.28, no.12, p.998–1000 (2003).
5. D.B. Patterson, M.D. Howell, M. Dignonnet, G. S. Kino. Noninvasive Switchable Acousto-Optic Tabs for Optical Fiber // J. Lightwave tech., vol.8, no 9, p.1304–1311 (1998).

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАДИОМЕТРА ИОНИЗИРУЮЩЕЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ

И.А. Зоткин, М.Л. Лебединская

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор С.В. Авакян (ГОИ им. С.И. Вавилова)

В статье описываются результаты расчета эффективности радиометра космического солнечного патруля для новых фильтров-пленок и мотивация выбора библиотеки сечений для этого расчета.

Радиометр – составная часть аппаратуры космического солнечного патруля (КСП), которая позволяет проводить измерения мягкого рентгеновского и крайнего ультрафиолетового излучения. Широкий спектральный диапазон, в котором он работает – от 0,14 нм до 157 нм, – достигается тем, что в последних модификациях применяется вращающийся диск с двадцатью фильтрами (фольгами, тонкими пленками и кристаллами) [1]. Описывается расчет спектральной зависимости эффективности радиометра для некоторых новых фильтров-пленок *In*, *Ge*, *Ti*, *Al*, *Al/Mg/Al*, *Be*, *Sn*, *C*, и *B* с учетом толщины этих фильтров и эффективности фотокаатода приемника квантов – открытого вторично-электронного умножителя (ВЭУ). Некоторые характеристики фильтров представлены в табл. 1.

Фильтр	Толщина, нм	Массовая плотность, г/см ³
In	200	7,34
Ge	100	2,0
Ti	200	4,53
Sn	200	7,3
C	1300	2,0
B	700	2,37
Al	100	2,7
Be	350	1,85
Al/Mg/Al	20/800/20 ^{*)}	1,74

*) фильтр-пленка из Mg в рамке с прилегающими пленками Al с обеих сторон

Таблица 1. Характеристики фильтров-пленок радиометра КСП

При взаимодействии излучения с фильтром происходит ослабление некоторых спектральных участков, которые поглощаются фильтром-пленкой. Существующие скачки поглощения имеют обозначения K, L, M, ..., соответствующие внутренним оболочкам атомов и молекул материалов, из которых изготовлены фильтры. Подстрочные индексы этих обозначений соответствуют орбитальным квантовым числам, которые характеризуют форму орбиты ионизируемого электрона. Для разных веществ эти скачки получаются на разных местах спектра и имеют различную ширину и интенсивность [3].

Ранее в работе [4] выполнялся эксперимент по исследованию пропускания тонких пленок, используемых в методе поглощающих фильтров, в диапазоне энергий фотонов от 0,6 до 1,5 кэВ на пучках синхротронного излучения из накопителя ВЭПП-2М в Новосибирске с предварительными теоретическими расчетами с помощью трех библиотек сечений: *Center for X-ray Optics and Advanced Light Source (CXRO)* [5], *The Evaluate Photon Data Library' 97 (EPDL)* [6], и *National Institute of Standards (NIST)* [7]. Сравнение значений коэффициентов пропускания некоторых материалов (из которых изготовлены фильтры-пленки) из этих библиотек между собой и проведенных исследований из работы [4] показали, что в библиотеке *EPDL* выявлены существенные различия в расстояниях по шкале длин волн между скачками поглощения L_1 и L_3 на функциях пропускания в эксперименте, при этом значение, полученное экспериментально, существенно больше значения коэффициента пропускания исследуемого материала на определенной длине волны из библиотеки *EPDL*. Данные библиотек сече-

ний *CXRO* и *NIST* по результатам эксперимента из [4] с точки зрения положения скачков в равной мере согласуются с данными этих библиотек. Однако значения сечений библиотеки *NIST* примерно на 10 % меньше значений *EPDL* практически для всех фотонов с длинами волн от 1,24 нм до 2,0 нм, а это, в свою очередь, должно приводить к существенному завышению функции пропускания исследуемого фильтра.

На основе изложенного в настоящих расчетах используется библиотека сечений *CXRO*.

Для расчета эффективности в первую очередь определяется приведенная плотность ρ материала фильтра

$$\rho [\text{г/см}^2] = h [\text{см}] \cdot d [\text{г/см}^3], \quad (1)$$

где ρ – приведенная плотность вещества фильтра, h – толщина фильтра, d – значение массовой плотности материала фильтра.

Далее вычисляется пропускание фильтра β_λ как

$$\beta_\lambda = \exp(-\mu_\lambda [\text{см}^2/\text{г}] \cdot \rho [\text{г/см}^2]), \quad (2)$$

где μ_λ – массовый коэффициент поглощения.

И, наконец, эффективность радиометра r_λ определяется интегрированием пропускания фильтра и квантовой эффективности фотокатода вторично-электронного умножителя, применяемого в радиометре в качестве приемника ионизирующего излучения Солнца и работающего в режиме счета отдельных квантов, по длинам волн от 8 до 121,5 нм:

$$r_\lambda = \int \beta_\lambda \gamma(\lambda) d\lambda, \quad (3)$$

где $\gamma(\lambda)$ – квантовая эффективность фотокатода открытого ВЭУ (импульсный квантовый выход) из [2].

В результате выполнения настоящей работы получена спектральная зависимость эффективности радиометра КСП. При этом, как уже отмечалось, использовалась библиотека сечений *CXRO* [5]. На рис. 1–3 представлены результаты расчетов спектральной зависимости коэффициента пропускания (без учета квантовой эффективности фотокатода ВЭУ) по формуле (2).

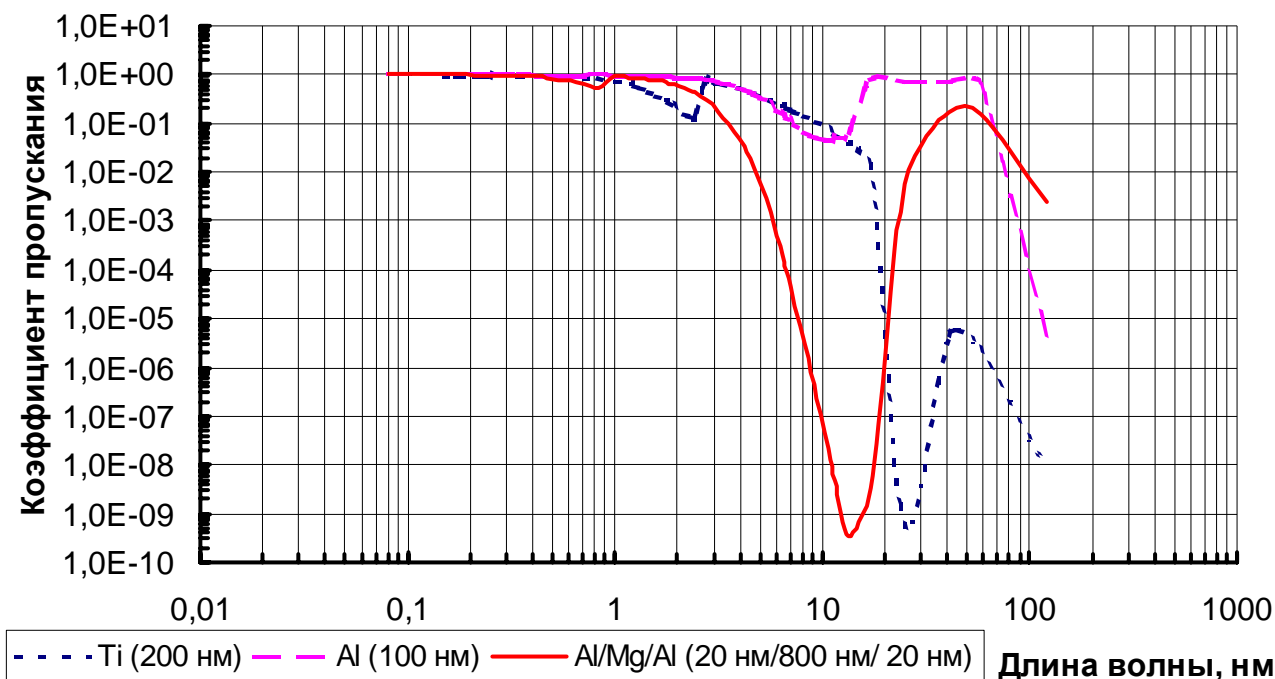


Рис. 1. Спектральные зависимости коэффициента пропускания фильтров-пленок *Ti*, *Al/Mg/Al* и *Al*.

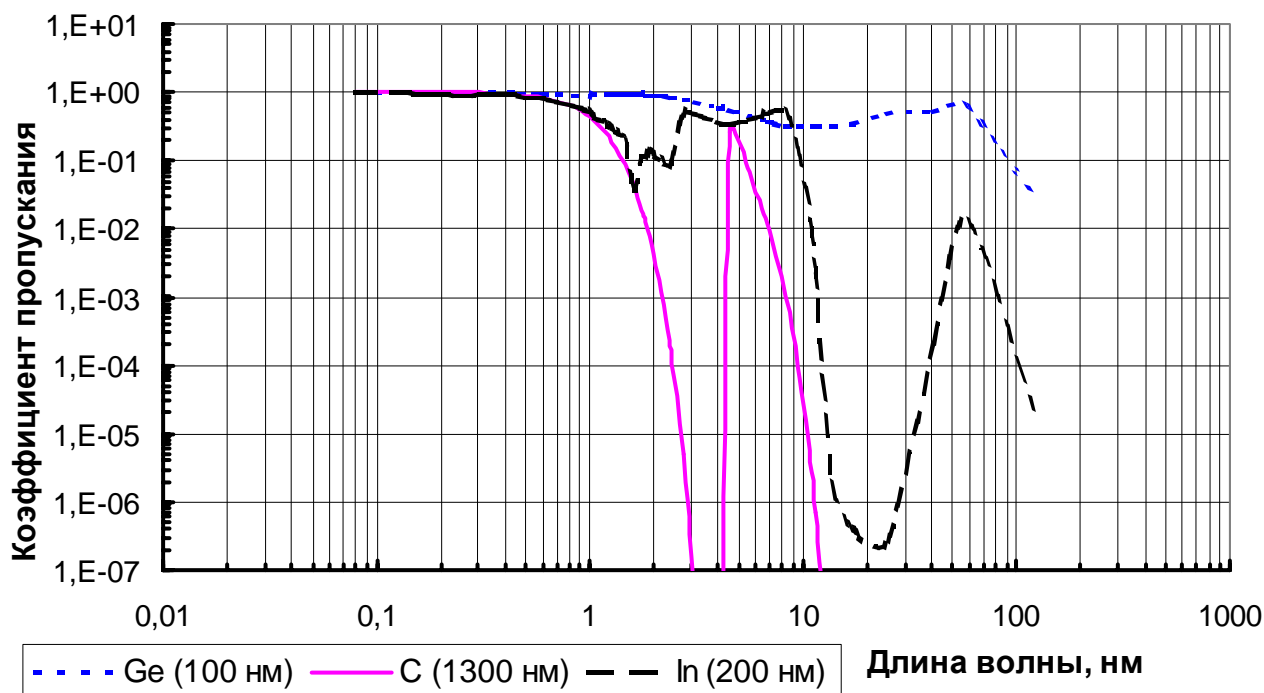


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента пропускания фильтров-пленок *In*, *C*, и *Ge*

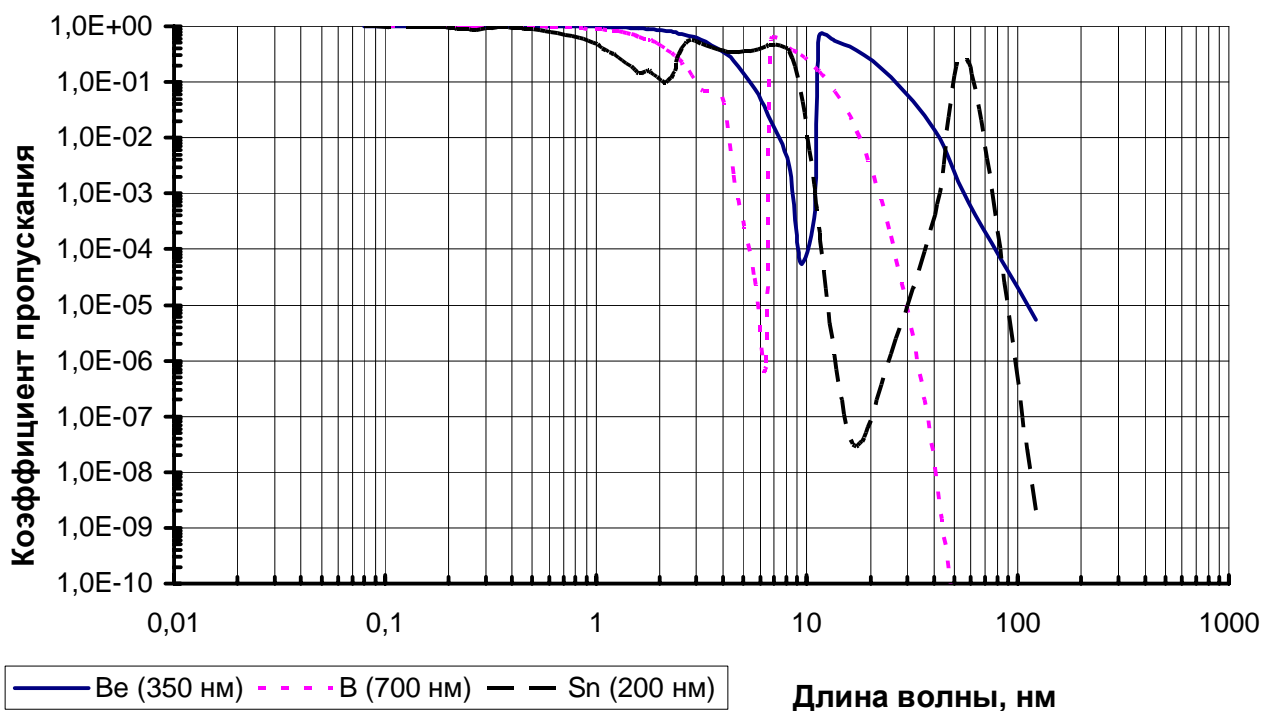


Рис. 3. Спектральные зависимости коэффициента пропускания фильтров-пленок *B*, *Sn*, и *Be*

На рис. 4–6 приведены спектральные зависимости эффективности радиометра КСП, из которых можно сделать вывод, что значения *L*-скачков на рис. 1 и 2 хорошо соотносятся с табличными значениями из [8]. Значения *K*-скачков для фильтров-пленок зарегистрировать не представляется возможным, так как для области мягкого рентгена фильтры таких толщин (пленки) практически прозрачны. Об этом можно судить по полученным кривым зависимостей пропускания фильтров, где до длин волн меньше 1 нм значение коэффициента пропускания практически равно единице.

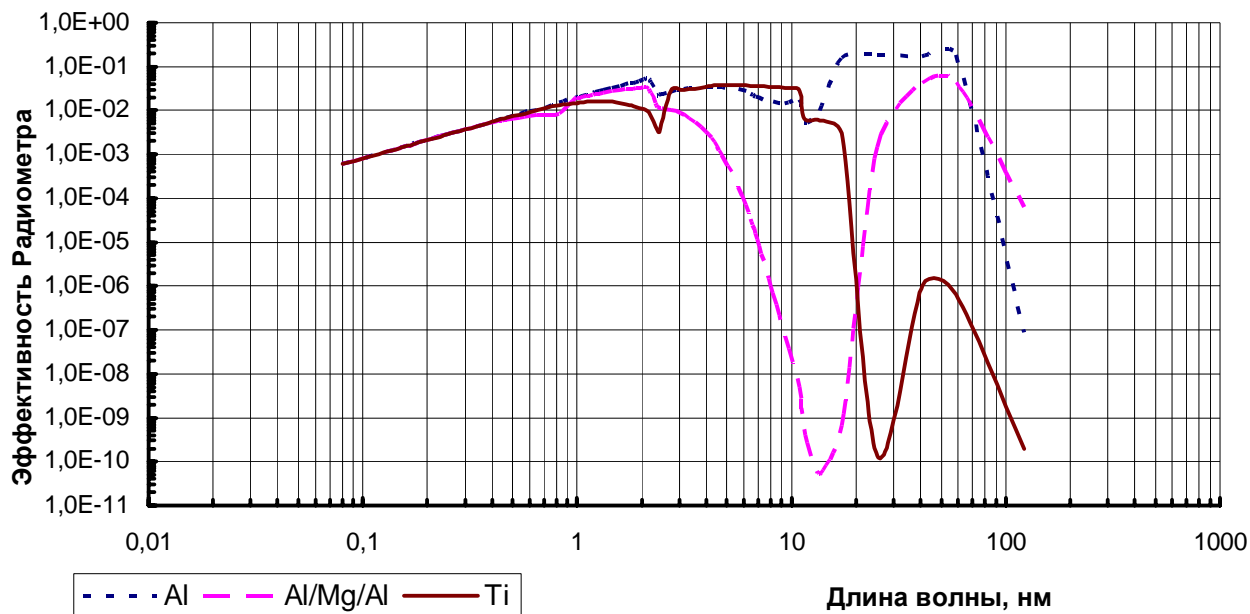


Рис. 4. Спектральные зависимости эффективности Радиометра по фильтрам-пленкам *Al*, *Al/Mg/Al* и *Ti*

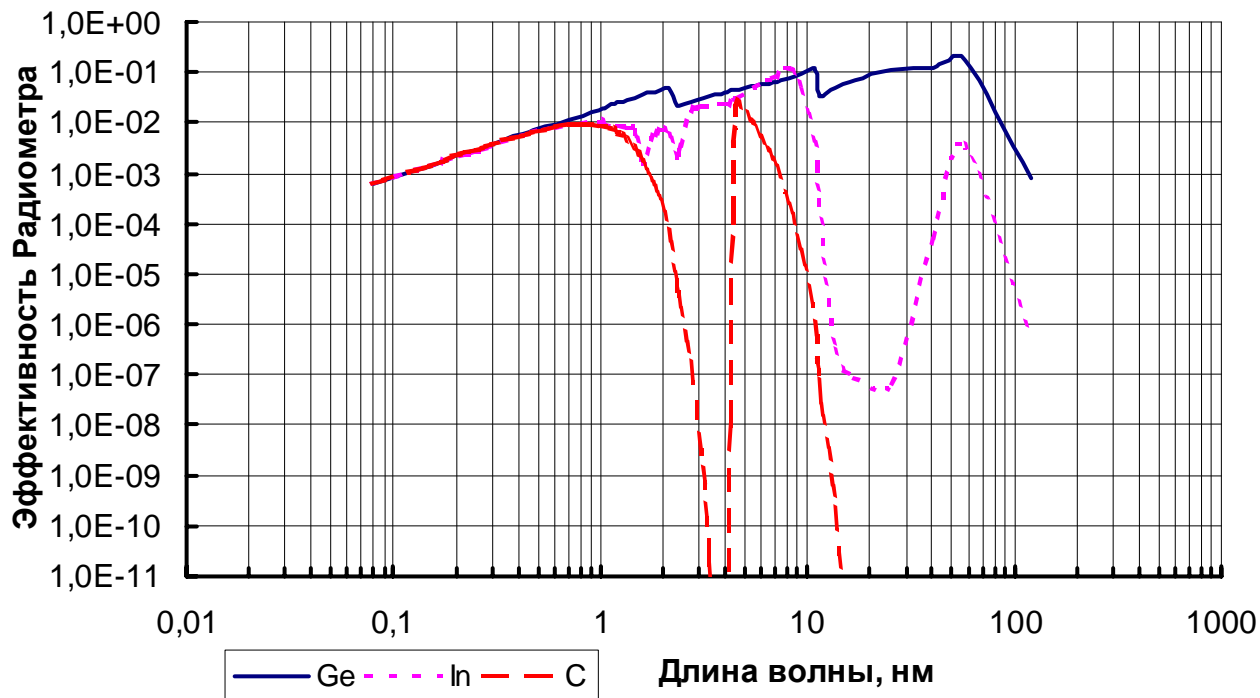


Рис. 5. Спектральные зависимости эффективности Радиометра по фильтрам-пленкам *C*, *In* и *Ge*

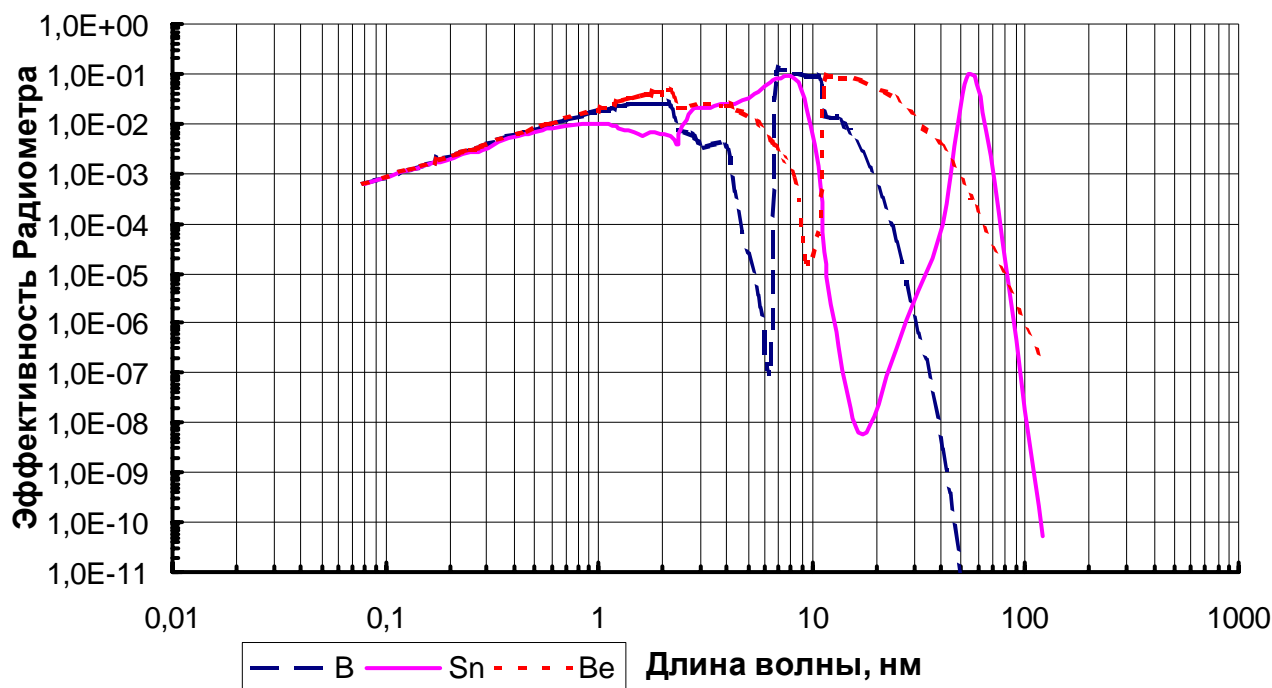


Рис. 6. Спектральные зависимости эффективности Радиометра по фильтрам-пленкам Sn, V и Be

Литература

1. Авакян С.В., Андреев Е.П., Афанасьев И.М., Воронин Н.А., Лебединская М.Л., Леонов Н.Б., Кувалдин Э.В., Савинов Е.П., Савушкин А.В., Серова А.Е. Лабораторные исследования аппаратуры для космического контроля ионизирующей радиации Солнца // Оптический журнал. 2001. **68**. 2. С. 5–14.
2. Авакян С.В., Воронин Н.А., Ефремов А.И., Иванов А.П., Иванова М.Л., Кувалдин Э.В., Савушкин А.В. Методология и аппаратура для космического контроля солнечного ионизирующего излучения // Оптический журнал. 1998. **65**. 12. С. 124–131.
3. Элементарный учебник физики / Под. ред. акад. Г.С. Ландсберга. М.: Наука, 1975. Т. 3. 640 с.
4. Гаганов В.В., Коваленко Н.В., Купер К.Е. Измерение пропускания тонких пленок, используемых в методе поглощающих фильтров в диапазоне энергий фотонов от 0,6 до 1,5 кэВ // Поверхность. 2002. **11**. С. 21–25.
5. V.L. Henke, E.M. Gulikson, J.C. Davis. X-ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission and Reflection at $E=50\text{--}30,000$ eV, $Z = 1\text{--}92$ // Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 54, 2, 1993, p. 181–342; Errata: Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 55, 2, p. 349, 1993.
6. D.E. Cullen, J.H. Hubbell, L. Kissel. EPDL97: The Evaluated Photon Data Library 97' Version, Lawrence Livermore National Laboratory // Report UCRL-50400, vol. 6, rev. 5, 1997, 33 p.
7. C.T. Chanter. Theoretical Form Factor, Attenuation and Scattering Tabulation for $Z = 1\text{--}92$ from energy 1–10 eV to 0.4–1.0 MeV // Journal of Physical and Chemical Reference Data, vol. 24, 1, 1995, p. 74–643.
8. Бабичев А.П. и др. Физические величины. Справочник. / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мелихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1231 с.

ТЕРМИЧЕСКОЕ ОБСЛЕДОВАНИЕ ГРАФИТОВОЙ ПЕЧИ СОПРОТИВЛЕНИЯ, ПРЕДНАЗНАЧЕННОЙ ДЛЯ ВЫТЯЖКИ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

В.Н. Фролков, Е.В. Макурова

Научный руководитель – д.т.н., профессор Ю.Н. Кондратьев (НИИ ТИОМ
ГОИ им. С.И. Вавилова)

Рассмотрены основные проблемы организации высокотемпературной зоны печи для перетягивания преформы. Проведен анализ термического поля графитовой печи сопротивления. Предложены пути решения ряда проблем.

Введение

За два последних десятилетия применение оптических волокон привело к революционным изменениям в отрасли связи. Обладая поистине неограниченной широкополосностью, оптическое волокно, на сегодняшний день, является, по сути, единственной средой для передачи больших объемов информации. Получение волокна состоит из двух этапов:

Первый этап – получение заготовки (преформы), которая представляет собой стеклянный стержень длиной порядка метра и диаметром около 10–20 мм. Для получения преформ существует несколько способов, каждый из них имеет свои преимущества и недостатки.

Второй этап – процесс превращения толстой преформы в тонкое волокно заданного диаметра, который и называется вытяжкой [4, 5].

Печи для вытяжки оптического волокна

Метод получения горячей зоны с требуемыми характеристиками целиком зависит от материалов, используемых в конкретном процессе. Для вытягивания заготовок из кварцевого стекла необходима температура около 1800–2300 °С. В большинстве конструкций требуемая температура достигается путем применения нагревательного графитового элемента. Графитовый нагреватель запитывается от двух медных шин, позволяющих подать ток величиной до 2500 А от специального печного трансформатора. Верхняя и нижняя крышка печи – водоохлаждаемые. Внутренняя боковая поверхность печи предохраняется от перегрева специальным набором из молибденово-вольфрамовых экранов. Для защиты графита, экранов и других частей печи, находящихся в зоне высоких температур, в печь подается поток особо чистого аргона, подвергаемого в системе автоматического управления печью дополнительной очистке от примесей кислорода [3].

Регулировка температуры в печи производится по заданной мощности. Для определения температуры в центре печи печь оснащена пирометром, позволяющим определить температуру с точностью ± 5 °С.

Подача аргона в печь разделена на два потока, один из которых защищает нагреватель, а второй реализует газовый затвор, предотвращающий попадание внешней атмосферы в печь на выходе волокна из печи.

Система питания печи обеспечивает заданное значение мощности печи при работе на температуре вытягивания и возможность быстрого достижения этой температуры [1].

В качестве средства нагрева кварцевых заготовок при вытяжке волоконного световода использовалась высокотемпературная печь сопротивления фирмы «Astro» с графитовым нагревательным элементом (рис. 1). В ее конструкции приняты меры к защите поверхности заготовки и волоконного световода от микровключений из атмосферы печи и производственного помещения. В конструкции печи использованы сверхчистые графитовые материалы, в качестве технологического газа используется особо чистый аргон (содержание механических примесей размером более 0,2 мкм не более $1,10^{-3}$ %, менее 0,2 мкм – не более $3,10^{-3}$ %). Все это определяет минимальное количество примесей в жаровом пространстве печи, что, соответственно, сводит к минимуму количество микровключений, попадающих в оболочку волоконного световода и снижающих его механическую прочность [1]. Нагревательный элемент

и газораспределитель выполнены из сверхчистого графита с паспортным содержанием примесей не более 5ppm ($5 \cdot 10^{-4}\%$). Газораспределитель предназначен для создания вдоль внутренней поверхности нагревательного элемента кольцевого ламинарного потока аргона с целью исключить проникновение на поверхность заготовки и волоконного световода материала нагревательного элемента. С меньшей относительно этого ламинарного потока скоростью вдоль световода и заготовки организован другой ламинарный поток, который создается проточкой в нижней крышке печи под газовый затвор. Такая двойная газовая защита поверхности «луковицы» и поверхности волоконного световода позволяет до минимума свести количество микрзагрязнений от металла нагревательного элемента, проникающих на эти поверхности и ухудшающих механическую прочность волоконного световода.

Кроме того, использование сверхчистого материала для нагревательного элемента при условии работы в среде особо чистого аргона, прошедшего дополнительную очистку в геттерной печи, позволяет довести ресурс работы нагревательного элемента до 400 часов.

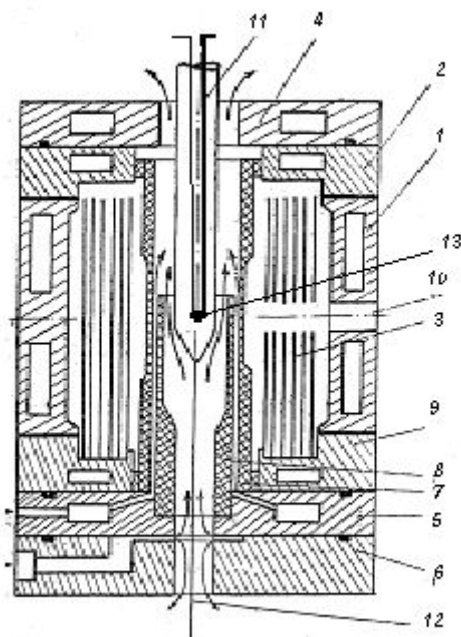


Рис. 1. Конструкция графитовой печи

Высокотемпературная печь для разогрева заготовок состоит из следующих составных частей: 1 – корпус цилиндрический водоохлаждаемый, 2 – токоввод верхний водоохлаждаемый с обмедненной контактной поверхностью, 3 – графитовый нагреватель, 4 – крышка верхняя водоохлаждаемая, 5 – токоввод нижний водоохлаждаемый с обмедненной контактной поверхностью, 6 – крышка нижняя с проточкой для подачи аргона на газовый затвор печи, 7 – нагревательный элемент из сверхчистого графита с контактными кольцами, 8 – газораспределитель из сверхчистого графита, 9 – комплект теплозащитных экранов, 10 – отверстие под пирометр, 11 – заготовка волоконного световода, 12 – волоконный световод, 13 – термопара.

При вытяжке световодов возможны следующие варианты формы «луковицы» заготовки в зависимости от температурного распределения в печи, т.е. от длины зоны формования: а) лазерный нагрев; б) кислородно-водородная горелка; в) электротермический нагрев

Первый случай возникает, когда длина зоны формования очень мала (лазерный нагрев) [6]. Радиус «луковицы» меняется очень быстро, угол наклона касательной к оси в точке перегиба большой.

Второй случай возникает, когда температура изменяется постепенно. Точка перегиба соответствует максимуму температуры в печи, угол наклона касательной к оси значительно меньше, чем в первом случае. Такой температурный режим может быть получен с помощью кислородно-водородной горелки.

Третий случай – это случай, когда температура достигает максимума не в одной конкретной точке, а на некотором промежутке. Угол наклона касательной к оси в данном случае наименьший. Такое распределение температуры, т.е. большая зона формирования, используется при вытяжке на больших скоростях. Такой температурный режим обеспечивают графитовые печи сопротивления и высокочастотные циркониевые печи.

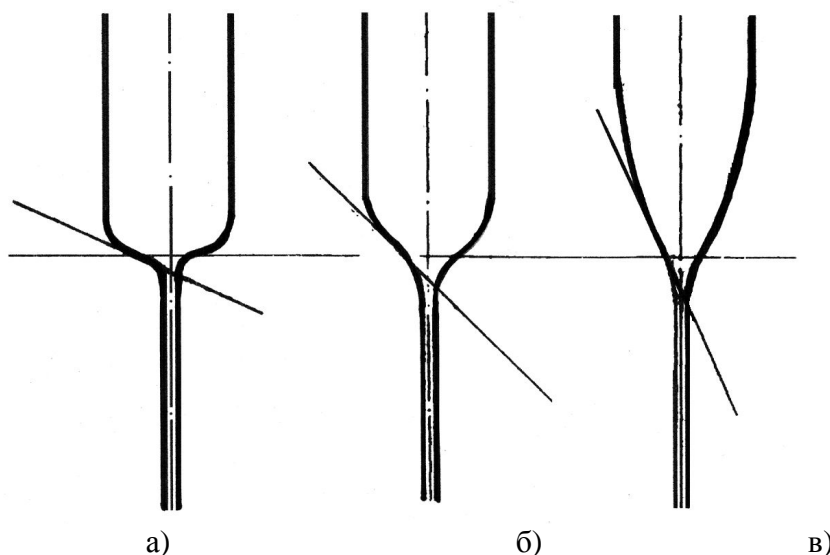


Рис. 2. Форма луковицы в зависимости от вида нагрева

Остановимся подробнее на третьем случае. В верхней точке заготовки температура на поверхности и в центре одинакова. При опускании заготовки в печь температура поверхности заготовки несколько превышает температуру в центре, пока заготовка не достигнет точки перегиба (T_{\max}), в которой температуры снова равны. При опускании заготовки ниже T_{\max} ситуация меняется, поверхность остывает быстрее, и уже $T_{\text{центра}} > T_{\text{поверхности}}$. По завершении процесса формирования волокна радиус становится все меньше, и разница температур становится незначительной, а потом и вовсе исчезает.

Еще один случай, представляющий интерес – это случай формирования микрокапилляра. Следует учитывать влияние температурного поля в печи на соотношение геометрических параметров исходной заготовки и получаемого микрокапилляра.

Экспериментальное исследование теплового поля графитовой печи

Попытка прямого определения распределения температуры в печи при заданной мощности наталкивается на проблему подбора термопары. Мы использовали в качестве зонда вольфрам-рениевую термопару (ВР-1), которая, хотя и неустойчива в окислительной атмосфере, но может работать в вакуумных условиях (или в восстановительных) до температур порядка 2500°C .

Данная термопара была помещена в оболочку из кварцевого стекла, которая представляла собой модель преформы. В графитовой печи поддерживается нейтральная атмосфера за счет непрерывной продувки аргоном, и мы предположили, что для коротких экспериментов устойчивость термопары будет достаточной.

На рис. 3 показано распределение температуры по высоте (z -координата) в зависимости от подводимой мощности печи. Видно, что распределение температуры представляет собой достаточно гладкую функцию с центром по высоте при значении 100 мм, что точно соответствует полувысоте печи определенной из предыдущего рисунка. На рис. 4 можно видеть, что максимальные температуры в печи достигают более 2100°C , дальнейший подъем температуры был возможен, но мы остановились на этой точке во избежание повреждения термопары. На этом же рисунке показано, что $T_{\text{т}}$ относительно $T_{\text{оп}}$ нагревательного элемента представ-

ляет собой линейную зависимость, в которой $\frac{\Delta T_T}{\Delta T_{on}} = 1$, что дает нам основание судить о равенстве температуры T_T , измеренной по термопаре, температуре графитового элемента, измеренной оптическим пирометром.

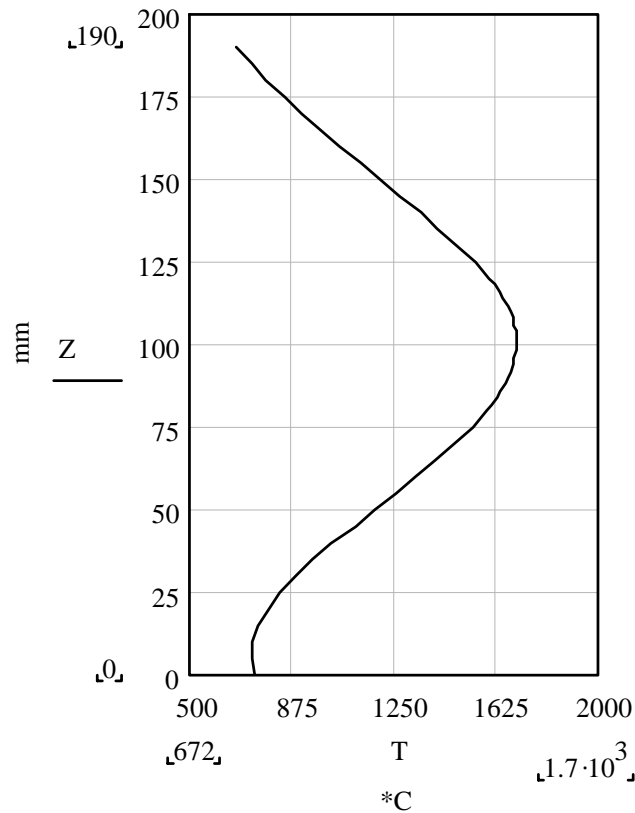


Рис. 3. Зависимость температуры от координаты Z по оси печи (для $T_{\max}=1700^{\circ}\text{C}$)

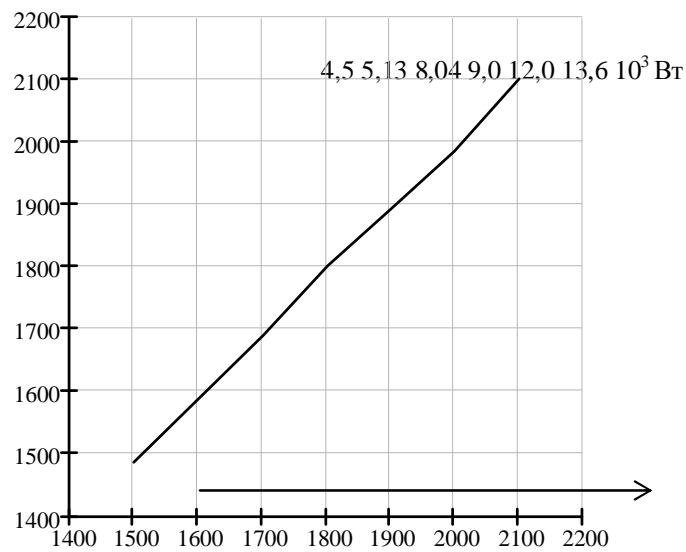


Рис. 4. Соотношение температуры по пирометру и температуры термопары

На рис. 4 показано изменение температуры в зависимости от мощности печи в точке,

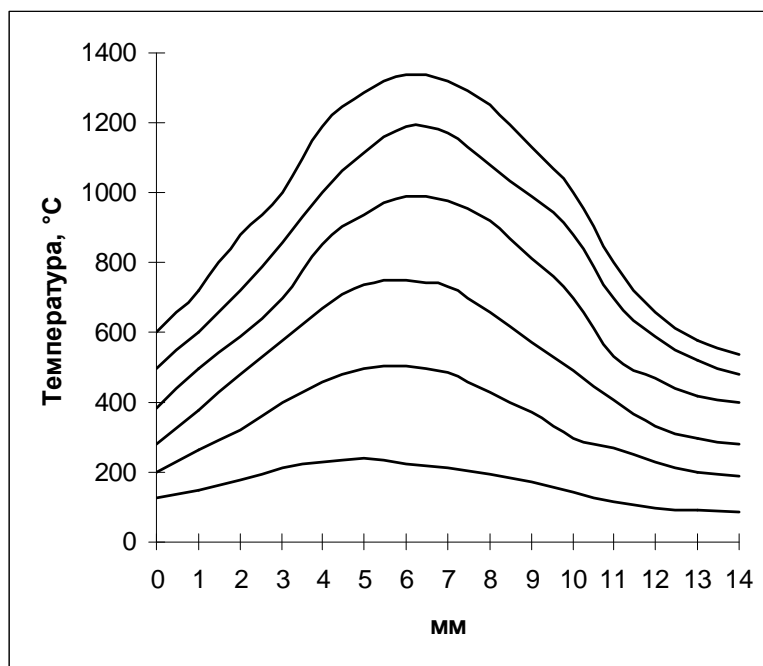


Рис. 5. Распределение температуры по высоте графитового элемента

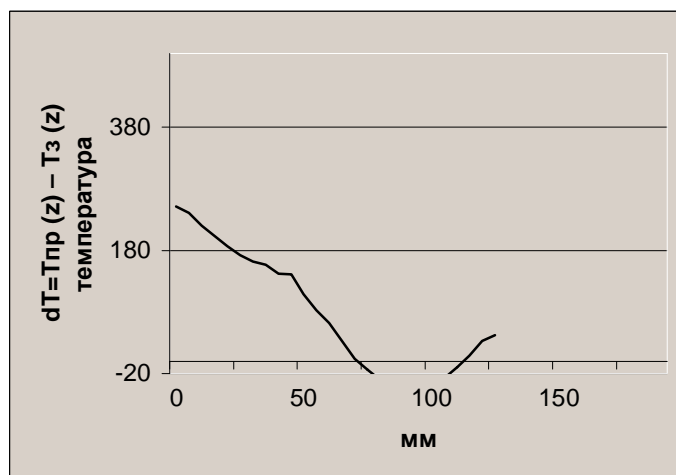


Рис. 6. График отставания температуры

На рис. 5 показано экспериментально установленное распределение температуры по высоте нагревательного элемента. Хорошо видно резкое возрастание температуры в зоне нагрева, соответствующей зоне образования «луковицы» на заготовке. Горячая зона нагревательного элемента имеет диаметр 38,1 мм, отсюда максимальный диаметр заготовки составляет 32 мм.

На рис. 6 изображен график отставания температуры модели «центра преформы» от температуры, измеренной зондом, $\Delta T = T_{\text{пр}}(z) - T_z(z)$. Можно отметить значительное отставание по температуре модели «центра преформы» на первом участке, соответствующем верхней части печи, на котором происходит нагревание заготовки и потеря ею упругих свойств. В зоне перетягивания температура выравнивается и можно в первом приближении считать $T_{\text{пр}} = T_z$ для $z = 70 - 125$ мм. Таким образом, можно предположить, что в сечении, перпендикулярном оси z , в котором касательные к внешней стенке преформы составляют угол 45° с осью z , температура одинакова:

$$T_{\text{ц}}(T_{\text{пр}}) = T_{\text{ст}}(T_z) = T_{\text{макс}}$$

Систематическая погрешность в данной работе не учитывалась, хотя точность измерения по пирометру составляла ± 5 °С. Систематическая ошибка, предположительно, не превышает данный интервал.

Формирование микрокапилляра

Процесс формирования микрокапилляра (МК) описывается уравнениями Навье-Стокса и уравнением неразрывности. Вязкость заготовки и готового МК считается бесконечно большой, она является известной функцией температуры, распределение температуры задано, жидкость изотропна, ее движение предполагается осесимметричным, что делает задачу двумерной. Заданы толщина стенки h_0 и средний радиус заготовки r_0 , скорость ее подачи u_0 и скорость вытяжки МК u_∞ . При решении учитывается поверхностное натяжение σ и перепад давления $\Delta p = p_1 - p_2$ между каналом и внешней средой, обе эти величины считаются постоянными по оси z . Заготовка и готовый МК считаются относительно тонкостенными, т.е. во всех сечениях толщина стенки предполагается малой по сравнению с радиусом. Учитывая, что теплопередача к заготовке внутри нагревателя и последующее остывание волокна обусловлены излучением, а коэффициент поглощения материала мал, имеем в первом приближении температуру жидкости постоянной во всех точках поперечного сечения струи. Это значит, что распределение температуры, а, следовательно, и вязкости, зависит только от продольной координаты и описывается заданной функцией $\eta(z)$. Из постановки задачи ясно, что $\eta(z)$ – гладкая функция, стремящаяся к бесконечности при $z \rightarrow \pm\infty$ (рис. 7) [2, 7].

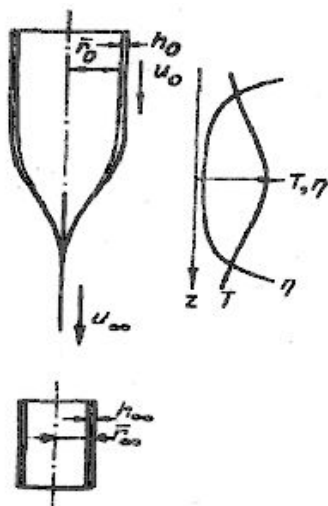


Рис. 7. Формирование микрокапилляра

Конечные значения толщины стенки $h_\infty = h(+\infty)$ и радиуса $r_\infty = r(+\infty)$, описывающие геометрию вытягиваемого МК, выглядят следующим образом:

$$h_\infty = h_0 \sqrt{\frac{u_0}{u_\infty}} K(P, Q, w); \quad (1)$$

$$r_\infty = r_0 \sqrt{\frac{u_0}{u_\infty}} (1/K(P, Q, w));$$

где

$$w = \ln U_\infty; U_\infty = u_\infty / u_0; \quad (2)$$

$$P = r_0 \Delta p l / 2 \eta_0 u_0 h_0 w; \quad (3)$$

$$Q = \sigma l / \eta_0 u_0 h_0 w. \quad (4)$$

При $P \ll 1$, $Q \ll 1$ для функции $K(P, Q, w)$ справедливо выражение

$$K(P, Q, w) = 1 + Q - (P/2) + Q^2 [(1/6) - (2/3w)] + PQ [(1/18) + (1/3w)] - (P^2/8) + O(Q^2 + P^2). \quad (5)$$

Деформация профиля струи относительно профиля, не возмущенного поверхностными силами, существенно зависит от величин параметров P и Q и соотношения между ними (рис. 5, кривая 1 – невозмущенный профиль при $P=Q=0$; 2 – возмущенный профиль при $P=0$, $Q=1$ и $P=0$, $Q=2$). Значение Q тем больше, чем больше коэффициент поверхностного натяжения σ

и время пребывания в зоне нагрева l/u_0 и чем меньше минимальная вязкость η_0 и начальная толщина стенки h_0 , определяющая толщину слоя вязкой жидкости, сопротивляющегося действию силы поверхностного натяжения.

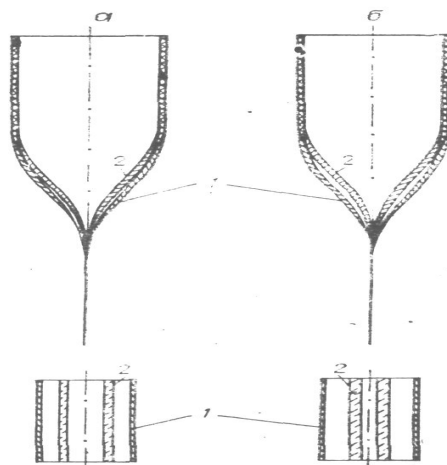


Рис. 8. Деформация профиля струи

Экспериментально показано, что наиболее оптимальным для сохранения размеров капилляров заданным расчетным значением является значение скорости вытягивания 15 м/мин при температуре 1900 °С, эти условия осуществляются при $P/Q=1,0$.

Заключение

В работе было произведено температурное исследование печи разогрева и перетягивание заготовок. Показано, что осевое распределение температуры представляет собой кривую с одним максимумом. Найдены зависимости максимума температуры печи от ее мощности. Рассмотрена математическая модель формирования микрокапилляра.

Также было проведено сравнение показаний термопары и оптического пирометра, встроенного в печь. Как показывает эксперимент, температура в центре печи соответствует показаниям оптического пирометра. Следовательно, для опытов можно брать эту температуру как температуру стекла в этой точке печи.

На основе анализа различных температурных режимов формирования лукович вытягиваемого волокна можно сделать вывод о необходимости создания протяженного температурного максимума для однородного прогрева поверхности и сердцевины луковичи, что позволит значительно увеличить скорость, а значит и производительность технологического процесса вытягивания оптического волокна.

Литература

1. Отчет ГОИ по теме «Бирюза», 1987. Разработка многокомпонентных оптических стекол для ВОЛС.
2. М.Е. Жаботинский, А.В. Фойгель. Физика формирования волоконных световодов, // Журнал прикладной механики и технической физики. 1976. № 2. С. 167–174.
3. Дукельский К.В. Разработка специальных типов оптических волокон для нетрадиционных областей использования. Дисс. к.т.н., 2003.
4. Дукельский К.В., Фролков В.Н., Рядчин Ю.И. Технологическое оборудование для вытягивания оптического волокна из преформы. / Диагностика и функциональный контроль качества оптических материалов // сборник научных статей / Под ред. д.т.н. Ю.А. Гатчина и д.т.н. В.Л. Ткалич. СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2004. С. 166–178.
5. Фролков В.Н., Рядчин Ю.И. Вытягивание волоконных световодов. / Вестник конференции молодых ученых СПбГИТМО. Сборник научных трудов / Под ред. В.Л. Ткалич. Том 1. СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. С. 57–65.
6. Мидвинтер Дж. Э. Волоконные световоды для передачи информации / Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1983. 336 с.
7. Васильев В.Н. Моделирование высокотемпературных технологических процессов производства элементов волоконной оптики. Дисс. д.т.н. Л., 1989. 353 с.

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ОПЕРАТИВНОГО КОНТРОЛЯ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕМЕНТОВ ЛАЗЕРНОГО КАНАЛА ДИОДНОГО ОФТАЛЬМОКОАГУЛЯТОРА

Е.А. Калинина

Научный руководитель – вед. инженер Г.И. Каданер (ГОИ им. С.И. Вавилова)

Описывается методика контроля фотометрических характеристик деталей и узлов диод-лазерного офтальмокоагулятора, позволяющие проводить измерения их коэффициентов пропускания и отражения с высокой точностью и в условиях, максимально приближенных к рабочим.

В последнее время в России, как и в большинстве развитых стран мирового сообщества, отмечается неуклонный рост числа пациентов с тяжелейшими формами патологии органа зрения [1]. Консервативные мероприятия (инъекции, физиотерапия и пр.) не способны стабилизировать, а тем более, ликвидировать развивающиеся патологические процессы, и единственным радикальным вмешательством в такой ситуации является адекватное лазерхирургическое воздействие на патологическую зону глаза. К примеру, такие тяжелые заболевания, как дистрофия сетчатки и ее отслойка, диабетическая ретинопатия, некоторые формы глаукомы (все они без должного лечения приводят к слепоте) излечимы только с помощью лазеркоагуляционного воздействия. Огромное число пациентов (в России их количество исчисляется миллионами человек), нуждающихся в оперативном лечении, требует разработки достаточно дешевой, надежной, высокопроизводительной и простой в эксплуатации лазерной офтальмологической аппаратуры. Таким прибором, удовлетворяющим этим, в значительной мере, противоречивым требованиям, является диод-лазерный коагулятор, работающий в спектральной области $\lambda=0,8-0,9$ мкм [2].

Построение эффективной системы лазерного канала коагулятора требует оптимизации фотометрических характеристик входящих в него узлов, а, следовательно, и разработки методики контроля этих характеристик не только на стендах разработчика и изготовителя, но и непосредственно в медицинских учреждениях. Последнее обстоятельство обусловлено весьма интенсивной нагрузкой лазерных офтальмологических кабинетов, где в течение рабочего дня пролечиваются десятки пациентов, и любой серьезный отказ прибора приводит к нарушению плана лечебной работы. Кроме того, бесперебойное функционирование коагулятора требует и высокой стабильности мощности лазерного излучения, что с достаточной точностью обеспечено в лазерных блоках современной конструкции [3]. Однако особенности клинической эксплуатации офтальмокоагулятора, требующие частых перемещений его в горизонтальной и вертикальной плоскостях, вызывают достаточно резкие изгибы оптического кабеля и приводят к излому световедущей жилы. Оптические детали формирующей системы и особенно ее выходное зеркало подвержены запылению, что в процессе эксплуатации при достаточно высоких лучевых нагрузках приводит к изменению фотометрических параметров тракта передачи лазерного излучения.

Перечисленные особенности работы офтальмокоагулятора требуют разработки достаточно простых и надежных методов контроля элементов лазерного канала. Для решения этой задачи существуют два пути: традиционные методики относительных фотометрических измерений и предлагаемые нами, основанные на измерениях абсолютных величин (мощности излучения). Разработанные методики контроля элементов лазерного канала офтальмокоагуляторов полностью удовлетворяют отмеченным требованиям в части оперативности и точности измерений и, что особенно важно, позволяют выполнять их с помощью калориметрических измерителей в условиях, максимально приближенных к рабочим.

Функциональная схема диод-лазерного коагулятора приведена на рис. 1.

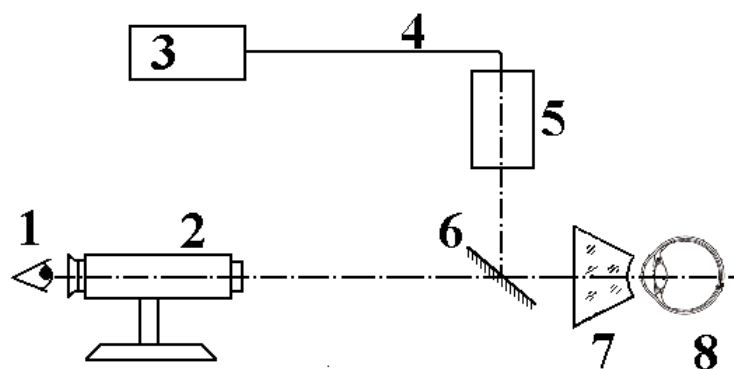


Рис. 1. Функциональная схема офтальмокоагулятора : 1– врач; 2 – биомикроскоп щелевой лампы; 3– лазерный блок; 4 – оптоволоконный кабель; 5 – формирующая оптическая система; 6 – зеркало; 7– офтальмологическая линза; 8 – глаз пациента

Потоки силового $\lambda_1=0,81\text{мкм}$ и прицельного $\lambda_2=0,65\text{мкм}$ лазерного излучения, сформированные в блоке 3, направляются в оптоволоконный кабель 4. По выходе из кабеля излучение поступает в оптическую систему 5, которая вместе с закрепленным на ней выходным зеркалом 6 и офтальмологической линзой 7 предназначена для формирования на сетчатке глаза пациента 8 резко очерченного светового пятна переменного диаметра D , обеспечивающего необходимые пространственно энергетические характеристики поля излучения в зоне лазерного воздействия. Наблюдение патологической зоны и контроль за ходом микрохирургической операции осуществляется врачом 1, который рассматривает сетчатку глаза пациента 8 с помощью биомикроскопа щелевой лампы 2 и отмеченной выше линзы 7.

Коэффициент пропускания лазерного канала T , характеризующий потери потока излучения, поступающего от лазерного блока 3 на сетчатку глаза пациента 8, может быть записан как:

$$T = \tau_k \cdot \tau_{\text{фс}} \cdot \rho_6 \cdot \tau_{\text{ол}} \cdot \tau_{\text{гл}} \quad (1)$$

где τ_k – коэффициент пропускания оптоволоконного кабеля 4; $\tau_{\text{фс}}$ – коэффициент пропускания формирующей оптической системы 5; ρ_6 – коэффициент отражения зеркала 6; $\tau_{\text{ол}}$ – коэффициент пропускания офтальмологической линзы 7; $\tau_{\text{гл}}$ – коэффициент пропускания лазерного излучения оптическими средами глаза 8.

В последнем выражении значения $\tau_{\text{ол}}$ и $\tau_{\text{гл}}$ известны с необходимой для практики точностью. Так, для величины $\tau_{\text{гл}}=0,5$ в работе [4] приводятся подробные и надежно установленные значения в спектральной области 0,4–1,2 мкм, значение $\tau_{\text{ол}}=0,9$ указано в паспорте фирмы-изготовителя. Для измерения остальных величин выражения (1) разработаны методы, рассматриваемые ниже.

Корректное измерение коэффициента пропускания оптического кабеля τ_k представляет серьезные трудности, так как требует тщательного устранения виньетирования излучения на входном торце световода (в нашем случае его диаметр составляет всего 0,15 мм), согласования апертуры падающего потока с числовой апертурой NA исследуемого волокна и выделения требуемого спектрального интервала. Решение такой достаточно сложной фотометрической задачи традиционно осуществляется с помощью специализированных установок, монтируемых на массивном основании и содержащих спектральный прибор и набор микрообъективов с различными (и, как правило, не совпадающими с требуемыми) значениями NA.

В связи с изложенным нами предложен и реализован способ измерений, основанный на применении штатного лазерного блока, входящего в комплект аппаратуры офтальмокоагулятора. По информации фирмы-изготовителя и результатам собственных подробных исследований [5] абсолютные значения мощности потока излучения P , направляемого в лазерном блоке на вход оптического кабеля, аттестованы с погрешно-

стью $\delta P \leq 3\%$ (значение P выводится на трехразрядное цифровое табло). Кроме того, применение штатного блока автоматически обеспечивает необходимое согласование апертур и центрировку измеряемого штатного оптического кабеля коагулятора, а также заданный спектральный состав излучения. Определение значения коэффициента пропускания, рассчитываемого как

$$\tau_k = P_v / P, \quad (2)$$

в нашем случае, в отличие от существующих методик, требует измерения только одной величины – мощности излучения на выходе кабеля P_v , так как вторая величина выражения (2) – мощность на входе P – известна с высокой точностью и гарантирована электронной системой прибора.

Принципиальная особенность метода состоит и в том, что здесь, в отличие от обычно используемых измерителей относительных величин, для измерения значений P_v должен применяться абсолютный измеритель мощности излучения. В качестве последнего может быть использован широко распространенный калориметр типа ИМО-2 [6], погрешность измерений которого, при надлежащей поверке, не превышает $\delta P_v \leq 10\%$.

Измерения значений τ_k выполняется следующим образом. Исследуемый кабель подключается к выходному разъему лазерного блока. На выходе кабеля помещается калориметр ИМО-2, входное окно которого легко и надежно центрируется относительно кабеля с помощью прицельного излучения. На цифровом табло лазерного блока устанавливается значение P , включается силовое излучение и по показаниям ИМО-2 определяется значение мощности P_v .

Погрешность определения τ_k , значение которого по результатам описанных измерений рассчитывается по формуле (2), при указанных значениях δP и δP_v и доверительной вероятности $p=0,95$ не превышает $\delta \tau_k = \pm 12\%$, что в большинстве случаев вполне приемлемо. Таким образом, предложенный метод не требует построения специализированных установок и может быть легко реализован непосредственно в медицинских учреждениях, так как лазерные кабинеты последних в настоящее время оснащены калориметрическими измерителями типа ИМО-2 и имеют в своем составе квалифицированный инженерный персонал.

По описанной методике было проконтролировано десять оптико-волоконных кабелей длиной 1,6 м. Коэффициент пропускания восьми из них оказался близким к значению $\tau_k=0,9$. Два кабеля с $\tau_k \approx 0,5$ были признаны негодными и возвращены изготовителю. Последний, ознакомившись с методикой фотометрического контроля, признал справедливость претензий и безвозмездно заменил забракованные изделия.

Измерение коэффициента пропускания формирующей системы τ_{fc} , как и измерение пропускания любого многолинзового блока, представляет достаточно сложную фотометрическую задачу. До настоящего времени в России для ее корректного решения применяется сложная уникальная установка ФМ-119 [7], существующая в ВНИЦ «ГОИ им. С.И.Вавилова» в единственном экземпляре. В связи с этим для точного и оперативного фотометрического контроля формирующих систем разрабатываемых приборов предложен метод, основанный, как и в предыдущем случае, на использовании штатного лазерного блока коагулятора и измерителя мощности излучения типа ИМО-2, который используется для относительных измерений.

Благодаря высокой стабильности энергетических параметров лазерного блока (разброс мощности в серии импульсов $\delta P \leq 0,2\%$), погрешность предложенного метода измерений при доверительной вероятности $p=0,95$ не превышает значения $\delta \tau_{fc}=1\%$.

Измерения τ_{fc} выполняются следующим образом. За выходным разъемом оптико-волоконного кабеля (любого, не обязательно с высоким значением τ_k), подключенного к лазерному блоку, помещается измерительная головка калориметра ИМО-2. С помощью прицельного излучения входное окно калориметра центрируется относительно

пятна прицельного излучения. Включается силовое лазерное излучение, и по показаниям блока регистрации определяются значения отсчетов N_1 , пропорциональных мощности излучения, исходящего из кабеля. Затем выходной разъем кабеля подключается к входу исследуемой системы. Калориметр устанавливается за ее выходом и центрируется относительно прицельного лазерного пучка. Включается силовое излучение ($\lambda_1=0,81$ мкм) и находят новые значения отсчетов N_2 , пропорциональных мощности излучения на выходе формирующей системы. Значение коэффициента пропускания формирующей системы рассчитывается как

$$\tau_{\text{фс}}=N^{\text{сп}}_2/N^{\text{сп}}_1,$$

где $N^{\text{сп}}_1$ и $N^{\text{сп}}_2$ – средние значения в сериях соответствующих отсчетов.

В результате измерений, выполненных по описанной методике, было установлено, что у пяти исследованных систем при формировании световых пятен диаметром $D=0,3-1,0$ мм коэффициенты пропускания лежат в пределах $\tau_{\text{фс}}=0,85-0,87$, что практически совпадает с теоретическим значением, рассчитанным для шестикомпонентной линзовой системы с просветленными до значения $\rho=0,01$ оптическими поверхностями.

Измерение коэффициента отражения выходного зеркала ρ_6 , как и корректное фотометрирование любой оптической детали силовой лазерной системы, затруднено вследствие необходимости максимального приближения режимов измерений к специфическим условиям работы в оптической системе лазерного коагулятора. Особенность этих условий состоит в том, что зеркало б работает в сходящемся пучке с угловой апертурой $\varphi=8^\circ$. Ось пучка составляет с нормалью к зеркалу угол $\theta=45^\circ$, при котором у многослойных диэлектрических покрытий наблюдается резко выраженная зависимость $\rho(\theta)$ [8]. Кроме того, при коагуляции слабо пигментированной сетчатки, требующей повышенных уровней мощности излучения, энергетическая освещенность на поверхности зеркала может достигать достаточно высоких значений $E=2,0$ Вт/см², что при длительности импульсов излучения $t=0,1-0,3$ с соответствует энергетической экспозиции $H=0,2-0,6$ Дж/см². Помимо отмеченной зависимости $\rho(\theta)$, эти, достаточно тяжелые, условия облучения, а также зонная неравномерность его отражающей поверхности приводят к низкой достоверности классически методов фотометрирования зеркал.

Предлагаемый метод состоит в следующем. Калориметр ИМО-2 помещается на выходе формирующей системы 5, с тубуса которой удалено измеряемое зеркало б. С помощью прицельного излучения входной конус калориметра центрируется относительно пятна прицельного излучения. Включается лазерное излучение $\lambda_1=0,81$ мкм, и по показаниям блока регистрации калориметра определяются значения отсчетов n_1 .

Исследуемое зеркало в своей штатной оправе помещается на выходе формирующей системы. Калориметр ИМО-2 устанавливается за зеркалом и центрируется относительно прицельного излучения описанным способом. При подаче силового излучения снимается новая серия показаний n_2 , и рассчитывается значение коэффициента отражения зеркала $\rho_6 = n^{\text{сп}}_2 / n^{\text{сп}}_1$.

Описанный метод измерений практически полностью исключает все дополнительные погрешности, возникающие при классическом фотометрировании зеркал. Вследствие этого, а также благодаря стабильности мощности излучения лазерного блока и высокой воспроизводимости показаний фотометра, погрешность предложенного метода измерений при доверительной вероятности $p=0,95$ не превышает значения $\delta\rho=1\%$. Это позволило применить описанную методику измерений для тонкой отработки технологии напыления лазерных зеркал, при которой их коэффициент отражения на длине волны 0,81 мкм, первоначально составлявший $\rho=0,90-0,93$, был доведен до значения $\rho=0,95-0,97$.

Таким образом, описанные выше методы позволяют с высокой точностью осуществлять контроль и измерение фотометрических параметров основных узлов лазерного

канала диодных офтальмокоагуляторов. Простота и удобство этих методов дают возможность эффективно использовать их не только в лабораторных и производственных условиях, но и, что достаточно важно, персоналом медицинских учреждений, непосредственно выполняющим лечебные процедуры. Во всех этих случаях измерения производятся при лучевых нагрузках, соответствующих условиям эксплуатации, что весьма существенно для элементов силовых лазерных трактов.

Литература

1. Либман Е.С., Шахова Е.В. Состояние и динамика слепоты вследствие патологии органа зрения в России. Тезисы докладов VII съезда офтальмологов России, ч.2. М., 2000. С.209.
2. Каданер Г.И., Комягин К.Г., Леонтьева Т.В., Овчинников Б.В., Полякова И.П. Диод-лазерный офтальмокоагулятор. // Оптический журнал. 2003. Т.70. №9. С. 32–36.
3. АЛОД-01-«АЛКОМ». Паспорт. Руководство по эксплуатации. СПб. АЛКОМ-медика.
4. Лазеры в офтальмологии / Под. ред. Сапрыкина П.И. Изд-во Саратовского ун-та. 1982.
5. Отчет ВНИЦ «ГОИ им. С.И.Вавилова». НИР 14463-060-03.
6. Калинин Ю.А. Измеритель средней мощности и энергии импульсов оптических квантовых генераторов ИМО-02. // Метрология. 1985. №7. С.16–28.
7. ОСТ ВЗ-4902-81.
8. Крылова Т.Н. Интерференционные покрытия. Л.: Машиностроение. 1973.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФFUЗНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ ПОЛИ- МЕРНЫХ ПЛЕНОК

Н.А. Журавлева

Научный руководитель – к.т.н. Э.В. Кувалдин (ГОИ им. С.И. Вавилова)

В настоящее время широко используются полимерные металлизированные пленки. Основное назначение таких пленок – декоративное оформление. Есть, однако, и некоторые области применения металлизированных пленок как оптических элементов, для которых нужно достаточно хорошее оптическое качество, а также стабильность свойств при атмосферном воздействии. К таким областям можно отнести деформируемые зеркала, элементы пленочных жидкокристаллических структур. Использование здесь обычных металлизированных пленок, предназначенных для декоративных целей нежелательно, поскольку они имеют существенно худшие оптические параметры.

К металлизированному покрытию предъявляется ряд требований:

- обеспечение высокой адгезии проводящего слоя к полимерной подложке для механической прочности фоторецептора и его долговечности;
- максимальная величина коэффициента оптического отражения проводящего покрытия, являющегося металлическим зеркалом;
- минимум точечных дефектов слоя;
- высокая химическая стойкость необходимая для стабильности характеристик в реальных условиях эксплуатации.

В данной работе исследовались пленки polyester с металлическими покрытиями различных типов по диффузной составляющей рассеянного излучения.

Для создания зеркальных металлизированных покрытий на полимерных пленках обычно используют Al, обладающий максимальным коэффициентом отражения. Способ его вакуумного напыления – магнетронное напыление – технологичен и позволяет получать наиболее дешевые покрытия. В то же время надо отметить, что оптические параметры таких покрытий неоптимальны. Это связано как с недостаточной адгезией алюминия к полимерным подложкам, так и с наличием оксидного слоя на поверхности металла (толщина слоя – 50 нм). Необходимо также отметить, что стойкость алюминия в атмосферных условиях недостаточна, что уменьшает коэффициент отражения в процессе эксплуатации (рис. 2).

При вакуумном нанесении проводящих слоев на гибкую полимерную подложку (polyester) не удастся достичь прочной адгезии. В то же время адгезия металлов к неорганическим подложкам (стекло, кварц) может быть достаточно высокой.

В работе ставилась задача сравнения качества зеркального покрытия с адгезионной подложкой на основе SiO₂ и без подложки, а также выбора пленки polyester с металлическим покрытием, имеющего наилучшие оптические и эксплуатационные параметры.

Было разработано двухслойное проводящее покрытие, которое выполнено путем вакуумного нанесения на гибкую полимерную пленку (polyester) двухслойного покрытия: вначале – слоя SiO₂ толщиной от 0,5 до 2 мкм и затем – проводящего слоя металла (Ti, Mo) толщиной 0,01–0,05 мкм. Оба слоя наносятся вакуумным электронно-лучевым испарением в одном технологическом цикле без вынесения изделия в атмосферу, включающем также предварительную очистку поверхности полиэстера в ионном разряде. Благодаря этому увеличиваются величины адгезии наносимых слоев двухслойного проводящего покрытия между собой и с полимерной пленкой, а также уменьшается количество дефектов на проводящем покрытии.

Промежуточный между пленкой полиэстера и металлом слой SiO₂, являясь неупорядоченным, аморфным материалом, имеет высокую адгезию к обоим слоям. Кроме

того, при введении в структуру материала промежуточного слоя SiO_2 толщиной около 1 мкм с высоким модулем упругости происходит армирование пленки и снижается возможность изменения ее линейных размеров в процессе эксплуатации. Двухслойное проводящее покрытие, нанесенное на пленку (polyester) – адгезионный слой (SiO_2) и проводящий слой (Ti или Mo) – обладает комплексом положительных механических и оптических свойств: большим модулем упругости, высоким коэффициентом адгезии к гибким полимерным пленкам, высокой механической прочностью, достаточным коэффициентом отражения, малым количеством дефектов, высокой равномерностью параметров по площади, высокой стабильностью параметров при изменении внешних условий, например влажности.

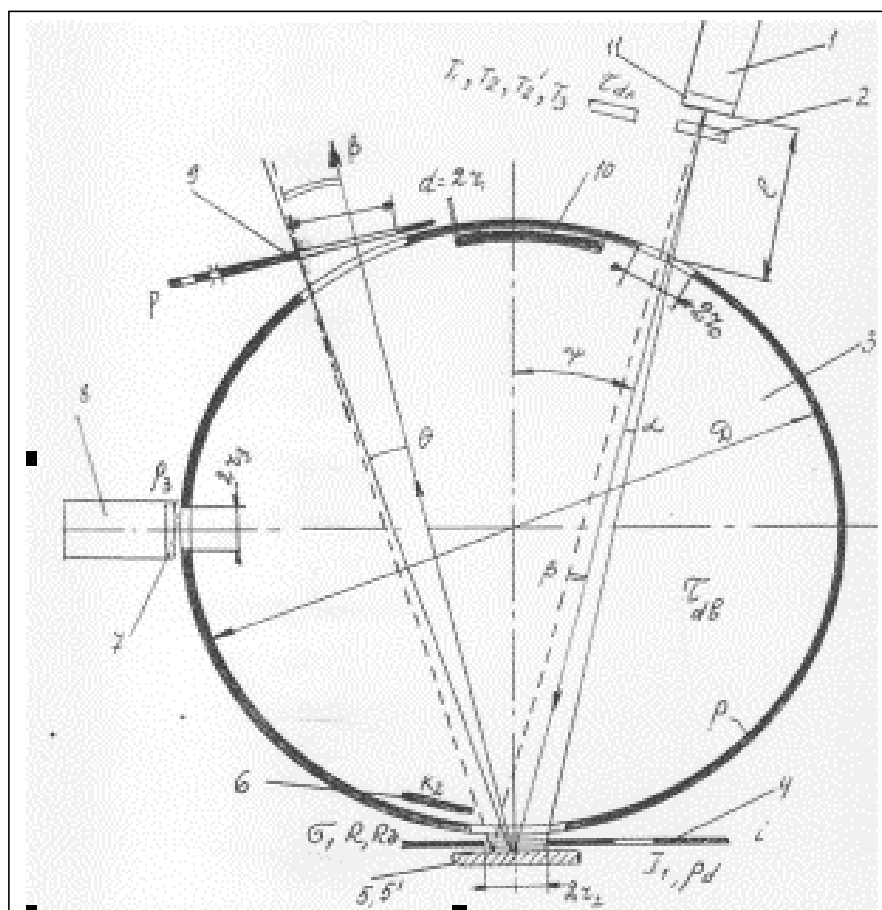


Рис. 1. Схема установки с фотометрическим шаром, для измерения диффузной составляющей отраженного потока: 1 – лазер; 2 – нейтральные фильтры; 3 – фотометрический шар; 4 – пластина с диафрагмами; 5 – исследуемый образец; 6 – нижняя заслонка; 7 – матированная пластина; 8 – фотоумножитель; 9 – сменные диафрагмы; 10 – верхняя заслонка

Для измерения рассеяния света на металлизированной полимерной пленке был выбран метод по рассеянному от исследуемого образца излучению и для этих целей приспособлена установка, позволяющая контролировать качество оптической поверхности по отношению диффузной и зеркальной составляющей рассеянного излучения. Установка позволяет измерять коэффициенты полного (зеркального плюс диффузного) и диффузного коэффициента отражения образца с использованием метода замещения, в котором переход от малой диффузной компоненты к большой полной производится путем ослабления измеряемого потока набором калиброванных светофильтров. В установке (рис. 1) перед приемником излучения и перед источником вводятся оптические ослабители. Общий набор ослабителей обеспечивают минимальный коэффициент пропускания порядка 10^{-6} от падающего потока.

При измерении диффузной составляющей отраженного потока луч гелий-неонового лазера проходит через входное отверстие фотометрического шара и падает на исследуемый образец, помещенный вблизи отверстия вне шара на расстоянии около 1 мм от его стенки. Отраженный образцом свет выходит из шара, попадает в ловушку и гасится [1]. В этом случае освещенность стенок шара обусловлена диффузной составляющей отраженного потока, и ей пропорционален фототок ФЭУ I_0 , который регистрирует автоматический самопишущий наноамперметр КСПВ-4.

При измерении полного отраженного потока луч, отразившись от поверхности исследуемого образца, попадает на заслонку, перекрывающую выходное отверстие шара (верхняя заслонка имеет такой же коэффициент отражения, как и стенки шара), и, многократно отразившись от стенок шара, попадает на ФЭУ. В этом случае освещенность стенок фотометрического шара будет обусловлена полным отраженным потоком, ей пропорционален фототок

$$I = I_3 + I_0, \quad (1)$$

где I_3 – значение фототока, пропорциональное освещенности зеркальной части отраженного потока. Для измерения значения потока, попавшего в шар, в нижней его части предусмотрена еще одна заслонка, закрывающая исследуемый образец. Заслонка имеет такой же коэффициент отражения, как и внутренняя поверхность шара. В этом случае верхняя заслонка так же перекрыта. Освещенность стенок шара будет обусловлена значением потока попавшего в шар, ей пропорционален фототок I_0 .

Для измерения вышеперечисленных характеристик в установке предусмотрена система ослабляющих светофильтров перед источником и ФЭУ. Помимо этого, для работы в пределах шкалы отсчетного прибора предусмотрено изменение чувствительности фотоприемного устройства сменой сопротивлений нагрузки в цепи ФЭУ, а также изменение напряжения на фотоумножителе.

При проведении измерений исследуемый образец помещают на координатный столик у нижнего отверстия шара и устанавливают его так, чтобы луч, отраженный от исследуемой поверхности, проходил точно по центру выходного отверстия (для контроля в установке имеются различные приспособления). Затем последовательно снимают сигналы с самопишущего наноамперметра при закрытой и открытой верхней заслонки, в этом случае мы можем найти отношение:

$$R_0 = \frac{I_0}{I} \tau_2, \quad (2)$$

где τ_2 – коэффициент пропускания светофильтра 2.

Для нахождения коэффициента отражения исследуемого образца последовательно снимаются сигналы при открытой нижней заслонке I и закрытой I_0 , в этих случаях верхняя заслонка закрыта.

$$R = \frac{I}{I_0} \tau_2, \quad (3)$$

где τ_2 – коэффициент пропускания светофильтра 2.

Поскольку установка не эксплуатировалась длительное время, то возникла задача проверки достоверности и точности получаемых на ней результатов. Для оценки достоверности получаемых на установке результатов были измерены коэффициенты отражения эталонных образцов. Проверка линейности установки осуществлялась измерением одного и того же светофильтра при разных освещенностях на ФЭУ. Для калибровки установки была измерена пластина из стекла К8 с известным коэффициентом отражения. Коэффициент преломления стекла К8 $n=1,51829$. Зная это, можно вычислить коэффициент отражения от передней грани по упрощенной формуле Френеля для случая нормального падения света:

$$R = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}, \quad (4)$$

где n_1 и n_2 – показатели преломления двух сред, на границе которых происходит отражение, в данном случае $n_1=1$, так как первая среда – воздух. Тогда получаем коэффициент отражения $R=4,24\%$.

Для удобства проведения измерений были найдены и сведены в таблицу возможные комбинации суммарных коэффициентов пропускания ослабителей, устанавливаемых перед источником излучения и ФЭУ, обеспечивающих переключение в динамическом диапазоне, составляющем 6 порядков.

Измерения показали, что установка работает с большой погрешностью и не обеспечивает работу во всем требуемом динамическом диапазоне. Для оценки погрешностей измерений и возможности устранения их были проведены следующие работы:

- произведен энергетический расчет установки;
- определен линейный участок работы ФЭУ. Для обеспечения работы ФЭУ на линейном участке перед ним были установлены дополнительные ослабляющие светофильтры;
- для возможности проведения измерений в пределах шкалы были проведены расчет и замена сопротивлений нагрузки фотоумножителя.

После настройки и калибровки установки были проведены измерения коэффициентов диффузного отражения исследуемых образцов: образец 1 – *Pjlyester+Al*, образец 2 – *Pjlyester+Ti*, образец 3 – *Pjlyester+Ti+SiO₂*, образец 4 – *Pjlyester+Mo*.

Зависимости коэффициентов диффузного отражения от участка исследуемой поверхности (в делениях отсчетной шкалы) приведены на рис. 2.

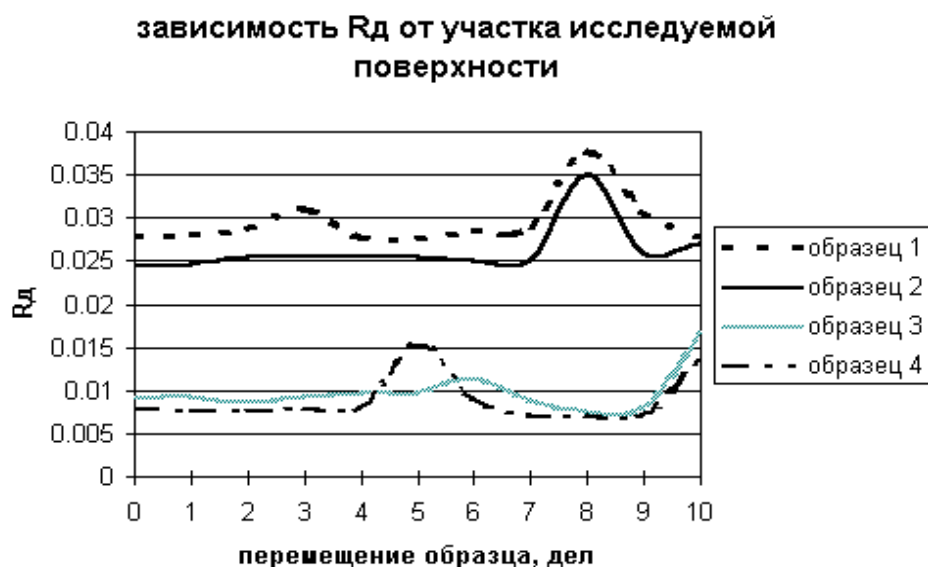


Рис. 2. Зависимости коэффициентов диффузного отражения от участка исследуемой поверхности

Из графика видно, что металлизированные полимерные пленки, изготовленные с адгезионной подложкой SiO_2 , обладают более низким коэффициентом диффузного отражения по сравнению с металлизированными пленками, выполненными без подложки, что свидетельствует о хорошей адгезии нанесенного металлизированного слоя. Коэффициент диффузного отражения поверхности образцов неоднороден (график 1), что связано с наличием как механических повреждений образцов (царапины на поверхности пленок), так и с качеством нанесения покрытия на пленку, все эти дефекты вносят дополнительное рассеяние.

В таблице приведены свойства металлов и результаты измерения рассеяния света на металлической пленке.

Металл	Рассеяние света	Толщина окисной пленки, нм	Модуль упругости E, ГПа	Химическая и атмосферная стойкость
<i>Al</i>	$2,9 \cdot 10^{-2}$	50	67	Коррозирует, нестойк к кислотам, парам кислот и щелочам
<i>Ti+SiO₂</i>	$9,8 \cdot 10^{-3}$	5	103	Коррозионно-устойчив, устойчив к разбавленным кислотам
<i>Ti</i>	$2,6 \cdot 10^{-2}$	5	103	Коррозионно-устойчив, устойчив к разбавленным кислотам
<i>Mo+SiO₂</i>	$8,4 \cdot 10^{-3}$	2	317	Практически инертен, коррозионно-устойчив, устойчив к кислотам и щелочам.

Таблица 1. Свойства металлов и результаты измерения рассеяния света на металлической пленке

Из приведенных в таблице результатов следует, что наименьшее светорассеяние при наилучшей стабильности параметров достигается в случае использования для металлизации полимеров двухслойных покрытий с адгезионным подслоем из стеклообразного SiO_2 . В качестве металлического отражающего покрытия использован молибден как металл, имеющий наибольшую устойчивость в атмосферных условиях и наименьшее рассеяние света. Высокая гибкость и пластичность молибдена обеспечивает отсутствие растрескивания слоя при многократных изгибах пленки. Поэтому высокие оптические параметры сохраняются в течение срока эксплуатации при атмосферных воздействиях и многократных изгибах.

В данной работе исследовались пленки polyester с металлическими покрытиями различных типов по диффузной составляющей рассеянного излучения с целью выбора покрытия имеющего наилучшие оптические и эксплуатационные параметры. По полученным результатам метода контроля по диффузной составляющей рассеянного излучения металлизированных полимерных пленок, можно сделать следующие выводы.

1. Абсолютная величина диффузной составляющей – порядка 1%, что свидетельствует о сравнительно хорошем качестве зеркальной отражающей поверхности.

2. Сравнительно небольшой уровень диффузной составляющей свидетельствует о том, что поверхность образца достаточно гладкая, что, в свою очередь, характеризует хорошую адгезию используемых материалов по всей поверхности. Металлизированные полимерные пленки, изготовленные с адгезионной подложкой SiO_2 , обладают более низким коэффициентом диффузного отражения по сравнению с металлизированными пленками, выполненными без подложки.

3. Уровень рассеянного излучения в первую очередь определяется типом металла и структурой слоя.

4. Исследованная двухслойная структура (полимерная пленка – SiO_2 -*Mo*) имеет наилучшие параметры как по рассеянию, так и по механическим свойствам и может быть успешно использована для зеркал, эксплуатирующихся в наружных условиях.

Литература

1. Торопец А.С. Оптика шероховатой поверхности. Л: Машиностроение, 1988. 168 с.

АНАЛИЗ ТОПОЛОГИИ СТРУКТУР, ПОЛУЧЕННЫХ ЛАЗЕРНЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ

С.С. Дышловенко, Фам Куанг Тунг
Научный руководитель – д.т.н., профессор А.М. Скворцов

Введение

В лазерных технологиях инструментом воздействия на обрабатываемых материал является пучок лазерного излучения. Используя энергические и пространственные характеристики пучка, можно реализовать широкий диапазон режимов воздействий – от локального нагрева до строго дозированного удаления материала. Исследования в области воздействия лазерного излучения на материалы механизмов его поглощения подготовили теоретическую и практическую базу для создания метода лазерного микроstructuring поверхностей твердых тел, в частности, кремния.

Описание экспериментальной установки для лазерного структурирования кремния

В настоящей работе рассмотрены образцы, полученные методом сканирования поверхности кремния сфокусированным одномодовым лазерным пучком. Схема лазерного комплекса приведена на рис. 1.

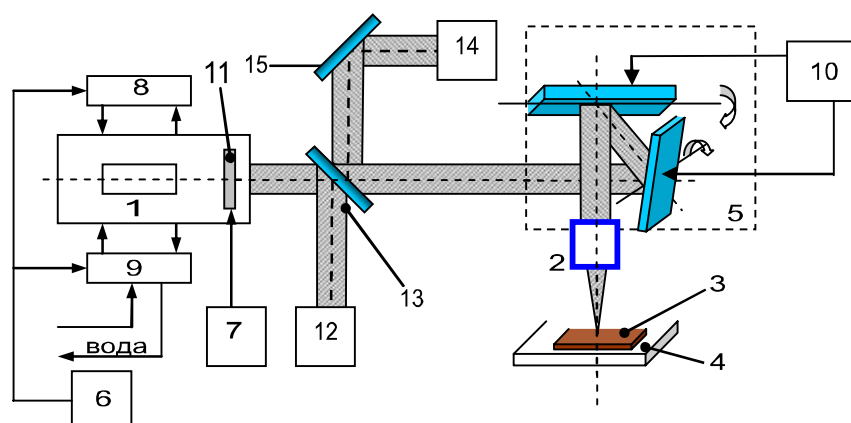


Рис.1. Лазерный технологический комплекс ЛТК-1: 1,8,9 – лазер (1 – излучатель, 8 – источник питания, 9 – система охлаждения); 2 – оптическая система – германиевый объектив; 3 – обрабатываемая деталь; 4 – предметный стол; 5 – сканирующая система; 6 – система контроля технологического процесса; 7 – блок питания механического внутрирезонаторного модулятора; 10 – персональный компьютер; 11 – механический внутрирезонаторный модулятор; 12 – измеритель средней мощности и энергии лазерного излучения; 13 – разделительная пластина; 14 – юстировочный лазер; 15 – зеркало

Излучение, выходящее из лазера (1, 8, 9), попадает на отклоняющие зеркала сканирующей системы (5), которые совершают вращательно-возвратные движения в двух взаимно перпендикулярных направлениях при помощи приводных двигателей, согласно программе, введенной в персональный компьютер (10). С помощью отклоняющих зеркал сканатора лазерный луч может быть направлен в любую точку на поверхности образца, где он осуществляет технологическую операцию. После сканаторов лазерное излучение попадает на оптическую систему (2), которая формирует излучение в пучок с определенными пространственными характеристиками. Оптическая система содержит германиевый объектив. Образец (3) помещен на стеклянную пластину, закрепленную на неподвижном предметном столе (4). Изменение длительности импульса и частоты следования импульсов лазера осуществляется через механический внутрирезонаторный модулятор (11), который изменяет параметры излучения по заданной программе.

Для контроля и изменения мощности излучения используется измеритель средней мощности и энергии лазерного излучения ИМО-2Н (12). На приемник измерителя излучение попадает, отражаясь от разделительной пластины (13) [2].

Относительное перемещение лазерного пучка по поверхности обрабатываемого изделия схематически представлено на рис. 2. Из рисунка видно, что размер облученной зоны d зависит от ее расположения относительно центра рабочего поля y . Увеличение размера облученной зоны при отклонении пучка происходит по двум причинам: вследствие расфокусировки пучка и вследствие наклонного падения пучка на обрабатываемую поверхность [1].

В работе используется CO_2 лазер с длиной волны в инфракрасном диапазоне $\lambda = 10,6$ мкм, длительность импульса $\tau = 0,88 \times 10^{-4}$ с, частота следования импульсов $f = 80$ Гц и мощность лазерного излучения $P = 0,3$ Вт, скорость сканирования $V = 2,5$ мм/с. В качестве образцов использовались пластины монокристаллического кремния толщины 0,38 мм с ориентацией (100). Для активирования поглощения кремнием лазерного излучения, пластина кремния была помещена на стеклянную подложку. Процесс сканирования производился в воздухе в разных направлениях относительно базового среза пластины: параллельно, перпендикулярно и под углом 45° .

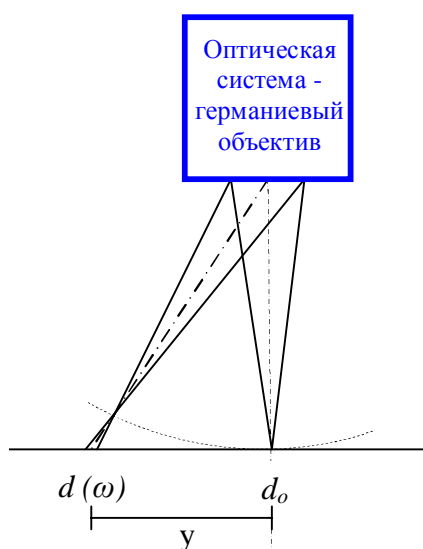


Рис. 2. Изменение облученной области при сканировании пучка

Результаты экспериментов

На одной и той же кремниевой пластине с помощью лазерного излучения формировалось несколько участков (областей обработки), отличающихся условиями обработки. Размер областей $4,4 \times 4,4$ мм². На рис. 3 представлены выполненные на оптическом микроскопе фотографии образцов, сканированных лучом в различных направлениях относительно базового среза пластины (фотографии центральной области обработки):

- образец Si1 – пластина монокристаллического кремния, сканированного в направлении перпендикулярно относительно базового среза пластины (рис. 3а);
- образец Si2 – пластина монокристаллического кремния, сканированного в направлении параллельно относительно базового среза пластины (рис. 3б);
- образец Si3 – пластина монокристаллического кремния, сканированного в направлении под углом 45° относительно базового среза пластины (рис. 3в).

На рис. 4 представлены схематическое изображение зоны обработки (рис.4б) и фотография образца 1, снятая на периферии (рис.4а). Рисунок демонстрирует изменение и

усложнение формы структур при движении от периферии области обработки к центру. Подобное изменение формы структур наблюдались также на образцах 2 и 3.

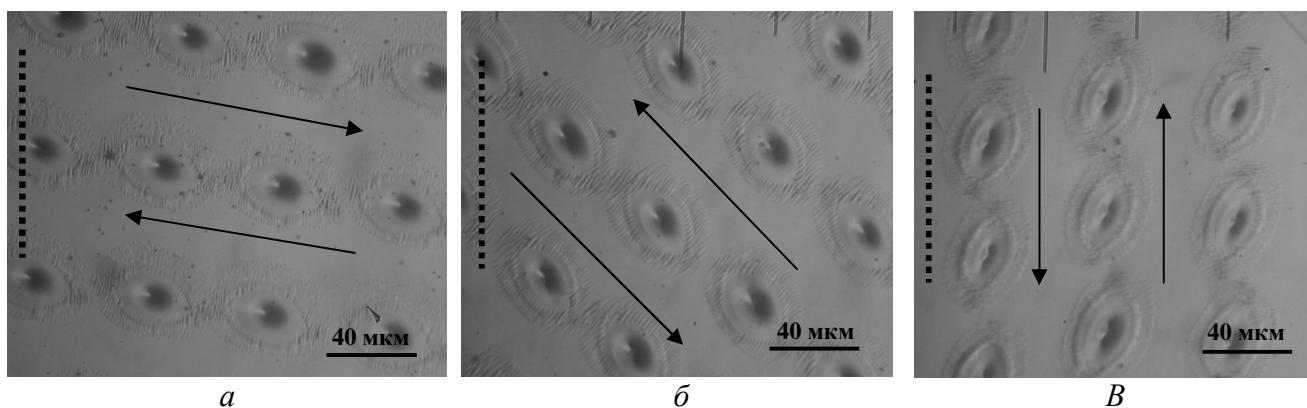


Рис. 3. Фотографии структур, полученных на образцах монокристаллического кремния, сканированных в разных направлениях относительно базового среза пластины: а – перпендикулярно; б – под углом 45 °; в – параллельно. Штриховая линия обозначает базовый срез пластины, стрелки – направления сканирования. Фотографии сделаны в центре области обработки

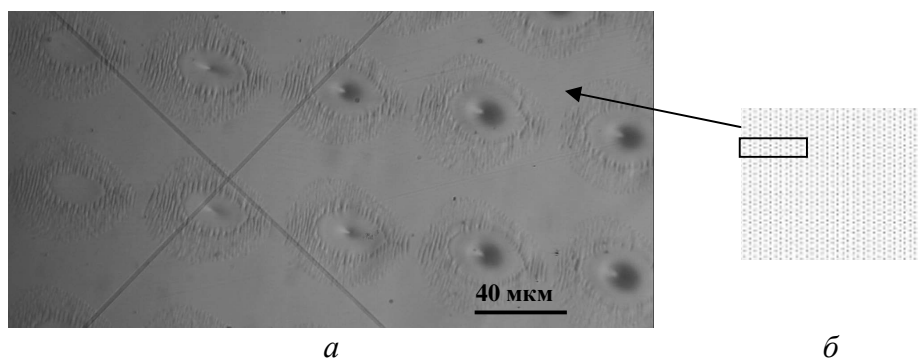


Рис. 4. Фотография структур образца 1. Фотография сделана на периферии области обработки

На рис.5а–5г представлен вид структур, взятых из различных частей обработанной зоны и схематически изображенных на рис. 5д. Фотографии выполнены на растровом электронном микроскопе. В этих структурах (рис. 5а, 5б) можно выделить три части: центральная часть в виде выпуклости, которую окружают волнообразные структуры (вторая часть структуры), и третья часть, имеющая вид светлого кольца. Структуры взятые из периферийных областей имеют менее сложное строение, в них отсутствует центральная выпуклая часть (рис.5в, 5г).

Обсуждение результатов

Поскольку кремний прозрачен для длин волн в инфракрасном диапазоне, он не поглощает излучение CO₂ лазера. Этим объясняется тот факт, что на образцах монокристаллического кремния, облученного CO₂ лазером, не было обнаружено каких-либо структурных изменений. Поэтому для активации поглощения и взаимодействия кремния с лазерным излучением под пластины образцов кремния были помещены стеклянные пластины, хорошо поглощающие излучение CO₂ лазера. При облучении лазерным пучком с $\lambda = 10,6$ мкм кремний пропускает лазерное излучение. Стекло под кремниевой пластиной поглощает излучение, нагревается и частично испаряется. За счет процесса теплообмена пластина кремния также нагревается, ее температура повышается. Вследствие этого изменяются оптические свойства кремния: его коэффициент поглощения повышается. Монокристалл кремния начинает поглощать лазерное излучение. Феномен изменения оптических свойств кремния в данном случае может быть объяснен двумя причинами.

1. При повышении температуры за счет термической энергии ширина запрещенной зоны кремния уменьшается. Это приводит к тому, что электроны на низких уровнях энергии поглощают излучение CO₂ лазера. В результате активируется внутризонное поглощение и увеличивается скорость термической генерации свободных носителей, особенно в зоне контакта кремниевой пластины со стеклом, так что в итоге процесс поглощения нарастает лавинообразно.

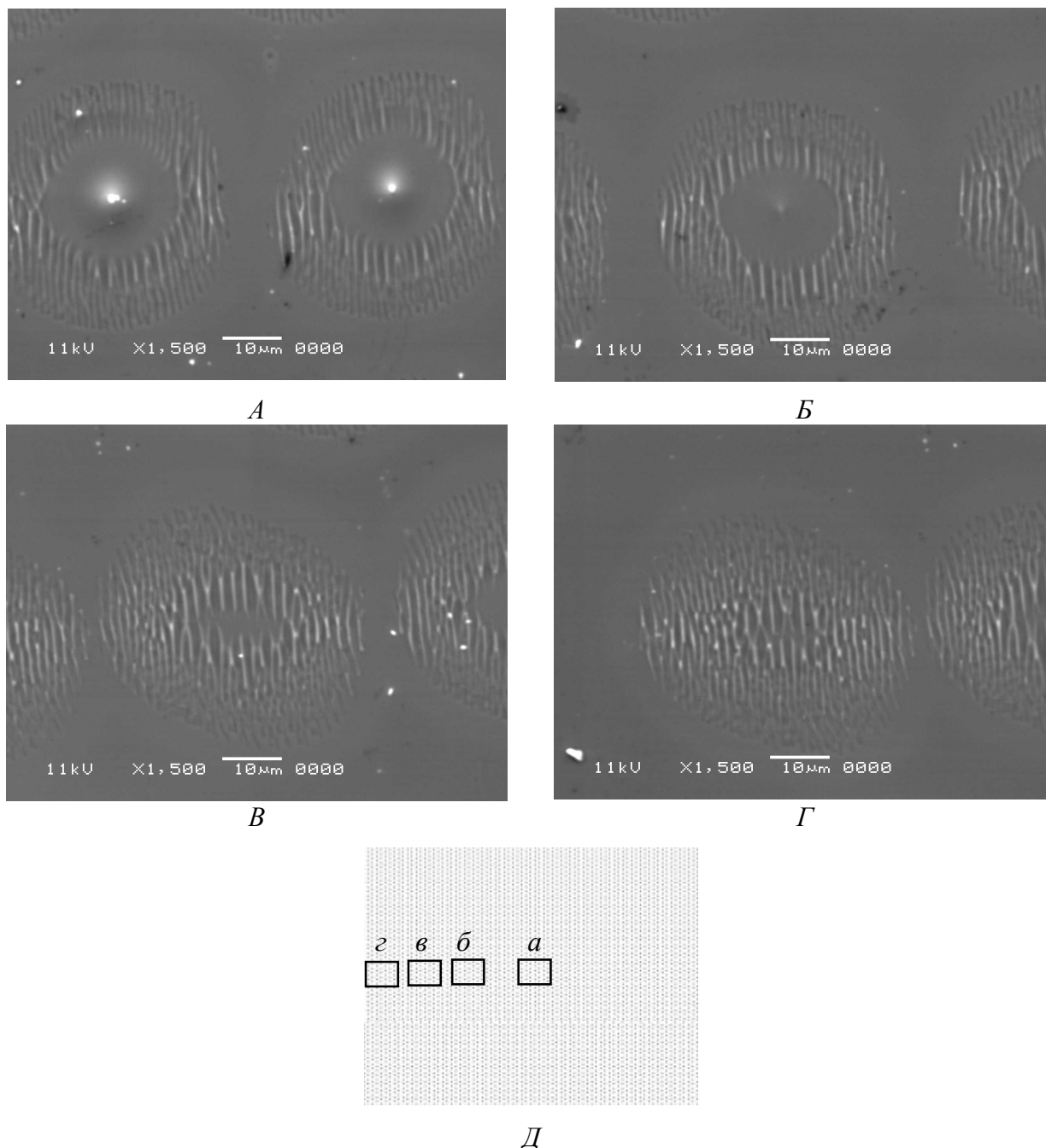


Рис. 5. а-г – Фотографии структур различной морфологии, образованных при лазерном воздействии в различных частях области обработки; д – схематическое изображение области обработки и расположения структур а-г

2. Свободные горячие электроны с высокой кинетической энергией, генерируемые на обратной стороне кремниевой пластины, диффундируют в верхние области пластины и обеспечивают дальнейшее увеличение концентрации свободных носителей в облученной зоне пластины. Эти свободные электроны сталкиваются с атомами и приводят к

возбуждению электронов и дырок, которые содействуют дальнейшему поглощению лазерного излучения [3].

Таким образом, энергия лазерного излучения поглощается кремнием и за счет повышения коэффициента поглощения кремниевой пластины преобразуется в тепловую энергию. При температуре порядка 800°C и выше начинается пластическая деформация кремния. Когда температура поверхности достигает $T=1420^{\circ}\text{C}$, начинается плавление материала. В дальнейшем, при охлаждении, происходит рекристаллизация кремния и образование сложных структур (рис. 3).

В центре области сканирования лазерный пучок сфокусирован, что обеспечивает наибольшую плотность мощности в области обработки (см. рис. 2). Чем больше плотность мощности, тем больше температура, тем больше площадь расплава и, соответственно, площадь рекристаллизованного кремния. С отклонением от центра области обработки увеличивается расфокусировка лазерного пучка, что производит к уменьшению плотности мощности лазерного излучения в пятне. В результате уменьшается площадь расплава и соответственно площадь рекристаллизованного кремния (рис. 4).

Исследование этих структур на растровом электронном микроскопе показало, что они имеют сложную морфологию и состоят из нескольких частей (рис. 5). Возникновение подобных сложных структур может быть связано с неравномерным псевдогауссовым распределением энергии в самом лазерном пятне. Наиболее сложные по строению структуры наблюдаются в центральной зоне области обработки (рис. 5а). Они состоят из следующих частей. Центральная часть структуры, где энергия лазерного излучения и температура поверхности максимальные, представляет собой рекристаллизованную область расплава. Далее следует деформированная часть структуры, которая по-видимому, имеет дислокационную структуру (результат пластической деформации, возникающей при более низкой температуре). Наконец, третья часть, обнаруженная только на электронном микроскопе, имеет вид светлого кольца и представляет собой монокристалл кремния с деформированной решеткой.

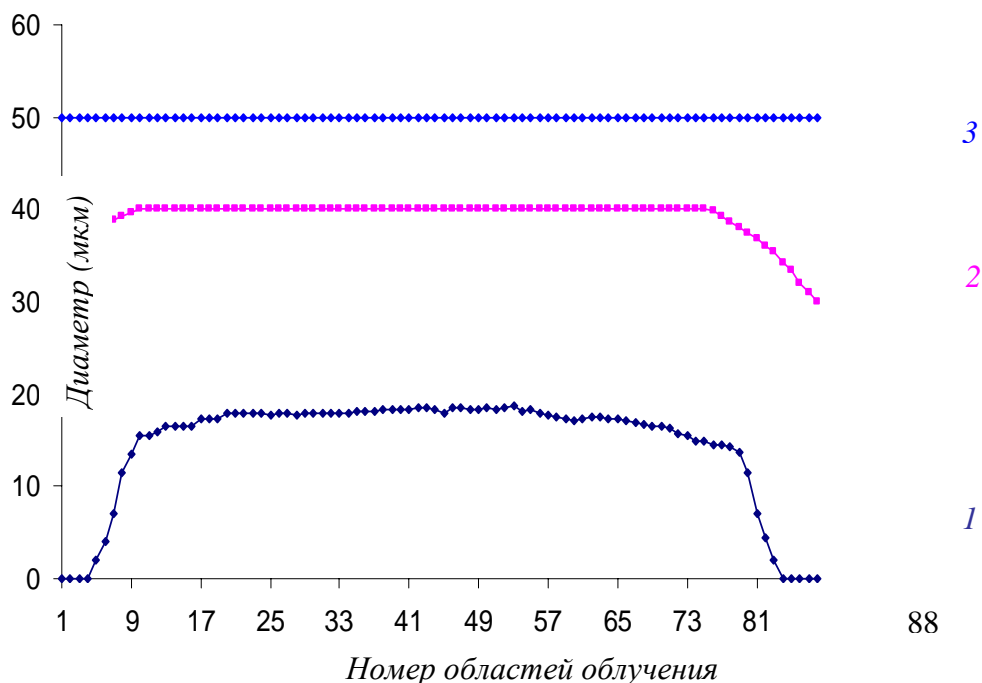


Рис. 6. Зависимости диаметров различных областей в зоне облучения от расположения зоны на площади области обработки: 1 — область расплава кристаллизации кремния; 2 — дислокационная область; 3 — деформированная область

С отклонением пучка от центра облученной области и, следовательно, его расфокусировкой, снижается плотность мощности и температура в центре лазерного пятна, что приводит к уменьшению площади расплава (рис. 5б). По мере удаления от центра области обработки плотность мощности уменьшается настолько, что температура не превышает температуры плавления, и центральная часть полностью исчезает, остаются только зоны с дислокационной структурой и с деформированной решеткой (рис. 5в-г).

Изменения площадей (диаметров) обработанных лазером областей приведены на рис. 6. Измерение диаметров производилось в середине области обработки от одного края до другого по направлению сканирования луча лазера.

Каждая линия сканирования в пределах области обработки содержит 88 областей облучения. Как видно из кривой 1, области расплава имеют максимальные размеры в пределах от двадцатой до семидесятой областей облучения. К краям обработанной области размеры их площадей уменьшаются и доходят до нуля.

Размер дислокационных областей меняются незначительно на большей части площади области обработки, а площади областей деформированной решеткой равны по величине на всей площади, и диаметры их составляют 50 мкм при диаметре лазерного пучка 50 мкм.

Таким образом, в работе показана возможность микроструктурирования поверхности кремниевых пластин путем сканирования отдельных участков CO₂ лазером и проведена предварительная оценка полученных микроструктур.

Литература

1. Вейко В.П., Шахно Е.А. Сборник задач по лазерным технологиям. СПб: СПбГУ ИТМО, 2003.
2. Вейко В.П., Дышловенко С.С., Скворцов А.М. Лазерное микроструктурирование поверхности кремния / Диагностика и функциональный контроль качества оптических материалов. Сборник научных статей. СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. С 138–153.
3. W.J. Wang, Y. F. Lu, C.W. An, M. H. Hong, T. C. Chong – Controllable periodic structure on silicon wafer by CO₂ laser irradiation // Applied Surface Science. 186 (2002). 594–598 (www.elsevier.com/locate/apsusc)

Секция 9. Опотехника	3
Пасяда А.В. (научный руководитель – д.т.н., доцент С.А. Алексеев). Распознавание ориентации поверхности по отражённой интенсивности и поляризации излучения.....	3
Арутюнян А.Р. (научный руководитель – к.т.н., доцент Л.И. Пржевальский). Проблема сохранения масштаба изображения в репродукционных системах при смещении предмета.....	18
Гаврилина О.А. (научный руководитель – к.т.н., доцент В.М. Домненко). Разработка модели оптической системы для представления в информационной системе управления данными об изделии	25
Барановский В.И. (научный руководитель – к.т.н., доцент В.М. Домненко). Исследование и разработка методов синтеза оптических систем с использованием экспертных технологий.....	31
Гаврилов Д.М., Глотов И.В. (научный руководитель – к.т.н., доцент В.Н. Назаров). Математический алгоритм расчёта допусков на оптические элементы подводных светолокационных систем с учётом их юстировки.....	36
Барановский В.И., Беляев Ю.В., Старовойтов А.А. (научные руководители – д.т.н., профессор В.К. Кирилловский, к.т.н., доцент В.М. Домненко). Разработка программного обеспечения для установки измерения характеристик качества изображения оптической системы методом изофотометрии пограничной функции.....	40
Калинин М.А. (научный руководитель – к.т.н., доцент А.В. Иванов). Повышение точности аппроксимации производных при оптимизации оптических систем.....	46
Ежова К.В. (научный руководитель – д.т.н., профессор Н.Б. Вознесенский). Разработка алгоритмов для компенсации децентрировок поверхностей в оптической системе на основе методов гауссовой оптики.....	51
Сидоренкова О.Ю. (научный руководитель – к.т.н., доцент Т.В. Иванова). Расчёт хода луча через асферические поверхности высшего порядка с деформациями.....	58
Волкова М.А., Фрейдберг Н.Л. (ОАО «ЛОМО»), Фролова С.Г. (ОАО «ЛОМО»)) (научный руководитель – к.т.н., доцент С.Н. Натаровский (ОАО «ЛОМО»)). Оценка качества изображения микрообъектива по пограничной кривой, полученной телевизионным методом	61
Виноградова О.А., Фролов Д.Н. (ОАО «ЛОМО») (научный руководитель – д.т.н., профессор В.А. Зверев). Определение контролируемых параметров для адаптивно-селективной сборки микрообъективов под комплексный аспект «Разработка – Расчёт – Конструкция – Технология».....	67
Иванов А.Н. (научный руководитель – к.т.н., доцент В.Н. Назаров). Дифракционные методы контроля геометрических параметров объектов и их пространственного положения.....	72
Иванов А.Н. (научный руководитель – к.т.н., доцент В.Н. Назаров). Дифракция на «зеркальной щели»	77
Романова Г.Э. (научный руководитель – д.т.н., профессор В.А. Зверев). Применение компенсатора Чуриловского в зеркально-линзовых объективах с плоскопараллельной пластиной.....	82

Точилина Т.В. (научный руководитель – д.т.н., профессор В.А. Зверев). Трёхкомпонентная система переменного увеличения в оптической схеме зрительной трубы.....	90
Фёдоров К.С. (научный руководитель – к.т.н., доцент Д.А. Гаврилин). Анализ характеристик качества оптической системы по функции рассеяния точки	101
Соловьёв Д.В. (научные руководители – д.т.н., с.н.с. С.Н. Корешев (ГОИ им. С.И. Вавилова), ст.преп. каф. ПКС К.О. Ткачёв). О перспективах использования CD-привода в качестве устройства отображения синтезированных голограмм	105
Горелов Н.С. (научный руководитель – к.т.н., доцент Ю.М.Воронин (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Контроль параметров ближнепольного туннельного оптического микроскопа с помощью ближнепольных стоячих волн.....	110
Фокина М.И. (научный руководитель – д.ф.-м.н.И.Ю. Денисюк (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Решётки микролинз на основе УФ-отверждаемых оптических композитов с высокой лазерной прочностью для использования в системах управления мощными источниками излучения	115
Стороженко А.И. (научный руководитель – к.т.н. Э.В. Кувалдин (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Особенности определения координат цветности световозвращающих материалов.....	119
Чиванов И.А. (научный руководитель – Л.Н. Архипова (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Системный подход к созданию модульной системы моделирования для синтеза и анализа оптико-электронного тракта.....	125
Архипова Н.В. (научный руководитель – к.т.н., доцент Д.А. Гаврилов). Исследование и разработка алгоритмов расчёта хода луча через поверхности, описываемые сплайнами	131
Брянчиков Е.В., Одинцов Е.А. (научный руководитель – к.т.н., доцент В.А. Трофимов). Методы измерения поляризационного контраста	136
Секция 10. Оптическое приборостроение	141
Араканцев К.Г., Похилый Р.А., Чертов А.Н. (научный руководитель – к.т.н., с.н.с. А.Н. Тимофеев). Исследование неравномерности чувствительности по площадке фотоэлектронных умножителей	141
Бузян А.Т. (научный руководитель – д.т.н., профессор И.А. Коняхин). Разработка и исследование оптико-электронной системы измерения деформаций элементов конструкции полноповоротного радиотелескопа	146
Бородулин Д.В., Горбачёв А.А. (научный руководитель – д.т.н., профессор В.В. Коротаяев). Оценка погрешности оптико-электронного прибора измерения деформаций крупногабаритных инженерных сооружений	150
Воронина С.А. (научный руководитель – д.т.н., профессор С.М. Латыев). Некоторые результаты исследования точности позиционно-чувствительного приёмника фирмы «Hamamatsu»	153
Иванов С.Е. (научный руководитель – к.т.н., доцент Л.И. Пржевальский). Проблема засветок в инфракрасных приборах с внутренним сканированием	157
Михеев С.В. (научный руководитель – д.т.н., профессор И.А. Коняхин). Моделирование оптической системы измерения координат объекта методом обратной угловой засечки	164
Чугунова М.В. (научный руководитель – д.т.н., профессор И.А. Коняхин). Исследование зеркального триэдра для автоколлимационных измерений	168

Петров А.А. (научный руководитель – д.т.н., профессор В.П. Вейко). Использование волоконных микролинз для повышения эффективности соединения типа волоконно-волновод.....	170
Бобровская К.И. (научный руководитель – д.т.н., профессор С.М. Латыев). Компьютеризованный стенд юстировки узла смены увеличения стереомикроскопа...	175
Черненко Н.А. (научный руководитель – доцент Г.В. Егоров). Применение WEB камеры в качестве цифрового микроскопа.....	178
Секция 11. Оптические материалы и технологии	183
Степанов А.Н. (научный руководитель – к.ф.-м.н., доцент В.И. Устюгов). Уменьшение термооптических искажений в твердотельных лазерах с продольной полупроводниковой накачкой.....	183
Слугин В.В. (научный руководитель – к.ф.-м.н., доцент В.И. Устюгов). Усреднение амплитудных флуктуаций по времени экспозиции в непрерывных твердотельных лазерах с внутррезонаторным удвоением частоты	189
Кулик А.В. (научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор В.Е. Яшин). Исследование взаимодействия субнаносекундного излучения Nd:YAG-лазера с оловянной мишенью при интенсивностях 10^{11} – 10^{13} Вт/см ²	195
Герасимова С.И. (научный руководитель – д.ф.-м.н., с.н.с. Т.К. Разумова (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Исследование возможности оптической записи информации методов лазерной перестройки структуры молекулярного слоя	200
Денисюк А.И. (научный руководитель – д.ф.-м.н., с.н.с. Н.В. Каманина (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Исследование нематических жидкокристаллических систем: измерение угла наклона молекул относительно поверхности подложки	207
Логунов А.Е. (научный руководитель – д.ф.-м.н., с.н.с. В.В. Хромов (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Измерение однородных ширин плазменных резонансов в металлических наноструктурах методом выжигания спектральных провалов	212
Скалецкая И.Е. (научный руководитель – д.ф.-м.н., с.н.с. А.В. Баранов (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Перенос энергии в системах квантовая точка – наночастица золота: путь к биосенсорам нового поколения	218
Кушнарченко А.П. (СПбГУ) (научный руководитель – к.ф.-м.н., с.н.с. О.В. Андреева (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Исследование слабоконтрастных фотонно-кристаллических структур с помощью полупроводниковых источников излучения	223
Удалов Н.А. (научный руководитель – к.т.н., вед.н.с. Г.Г. Горбунов (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Разработка методов и программ проверки стабильности скорости сканирования по разности хода в Фурье-спектрометре.....	229
Чистяков М.Ю. (научный руководитель – к.т.н. Л.Н. Аснис (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Исследование волоконного акустооптического фильтра, перестраиваемого по длинам волн	234
Зоткин И.А., Лебединская М.Л. (научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор С.В. Айвакян (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Теоретические исследования эффективности радиометра ионизирующей солнечной радиации	238
Макурова Е.В., Фролков В.Н. (научный руководитель – д.т.н., профессор Ю.Н. Кондратьев (НИИТИОМ ГОИ им. С.И. Вавилова)). Термическое обследование графитовой печи сопротивления, предназначенной для вытяжки оптического волокна.....	243

Калинина Е.А. (научный руководитель – вед. инженер Г.И. Каданер (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Разработка методики оперативного контроля фотометрических характеристик элементов лазерного канала диодного офтальмокоагулятора.....	250
Журавлёва Н.А. (научный руководитель – к.т.н. Э.В. Кувалдин (ГОИ им. С.И. Вавилова)). Исследование диффузной составляющей рассеянного излучения металлизированных полимерных плёнок.....	255
Дышловенко С.С., Фам Куанг Тунг (научный руководитель – д.т.н., профессор А.М. Скворцов). Анализ топологии структур, полученных лазерным облучением.....	260